

**Suche nach TeV-Photonen aus
intergalaktischen Kaskaden und
nach Bose-Einstein-Kondensaten
in TeV-Photonen**

**Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg**

vorgelegt von

**Dieter Horns
aus Itzehoe**

**Hamburg
2000**

dissertation.de

Verlag im Internet

Sonderausgabe des Werkes mit der ISBN-Nummer: 3-89825-219-1

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. G. Heinzelmann

Dr. habil. K. Bernlöhr

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. G. Heinzelmann

Prof. Dr. B. Naroska

Datum der Disputation:

22.12.2000

Dekan des Fachbereichs Physik
und Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. F.-W. Büßer

dissertation.de

Verlag im Internet

Fritschestr. 68

10 585 Berlin

E-Mail:

dissertation.de@snafu.de

URL:

<http://www.dissertation.de>

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Suche mit den HEGRA-Luft-Cherenkovteleskopen nach Photonen mit Energien oberhalb von 10^{12} eV (Teraelektronvolt) aus intergalaktischen Kaskaden beschrieben, die von ultra-hochenergetischen Teilchen ($E > 10^{20}$ eV) durch Photoproduktion mit der Mikrowellenhintergrundstrahlung initiiert werden. Um eine sinnvolle Suchstrategie nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden entwickeln zu können, sind eigenständige Simulationsprogramme erstellt worden, die zum einen die vollständige (zeitliche und räumliche) Entwicklung von elektromagnetischen Kaskaden an den extragalaktischen Strahlungsfeldern nachbilden und zum anderen die zugehörige Transportgleichung numerisch lösen, um die spektrale Entwicklung der Sekundärteilchen für beliebige Injektionsspektren zu verfolgen. Dabei hat sich ergeben, dass die Kaskadenstrahlung für die Winkelauflösung der HEGRA-Teleskope als punktförmige Quelle erscheint, die Ankunftszeit sich über mehrere Jahrhunderte verteilt und das Energiespektrum im TeV-Energiebereich unabhängig von der Form des injizierten Spektrums einem Potenzgesetz der Form $dN_\gamma/dE \propto E^{-\alpha}$ mit $\alpha = 1.5$ folgt. Das Energiespektrum wird mit zunehmender Distanz der Quelle zum Beobachter steiler.

Die analysierten Daten sind über einen Zeitraum von 17 Beobachtungsstunden aus der Himmelsregion aufgezeichnet worden, aus der der so genannte „Fly’s Eye“-Detektor das Luftschauereignis mit der bislang höchsten Energie von $3.2 \cdot 10^{20}$ eV registriert hat. Ausführliche Luftschauer- und Detektorsimulationen erlauben eine Optimierung der Suchmethoden im Hinblick auf die Eigenschaften der gesuchten Kaskadenstrahlung. Die Suche ergibt keine Hinweise auf die Existenz von TeV-Photonen. Ein in einer vorhergehenden Analyse gefundener Überschuss in den über 2.5 Jahre hinweg mit den HEGRA-Szintillatorfeldern aufgezeichneten Luftschauereignissen aus derselben Himmelsregion konnte nicht bestätigt werden, obwohl die hier erreichte Sensitivität mit der der vorhergehenden Suche vergleichbar ist. Obere Flussgrenzen für verschiedene angenommene Winkelausdehnungen der Quellregion sind berechnet worden.

Ebenfalls ist nach Signaturen für die Existenz von Bose-Einstein-Kondensaten von Photonen gesucht worden, die in der Wechselwirkungsregion eines relativistischen Elektron-Positron-Plasmas mit dem Strahlungsfeld eines Maser entstehen könnten. Die Existenz von Bose-Einstein-Kondensaten aus der Richtung der extragalaktischen TeV-Quelle Markarian 501 ist für die Interpretation des gemessenen TeV-Energiespektrums relevant, weil es die Absorption von TeV-Photonen an den extragalaktischen, infraroten Strahlungsfeldern reduziert. Die Suche nach Signaturen für Bose-Einstein-Kondensate in Luftschauerereignissen aus der Richtung von Markarian 501 ergibt keine Hinweise auf die Existenz von Multi-Photonen-Ereignissen. Für die Analyse ist erstmals die Position des Schauermaximums als Funktion der Energie für photoninduzierte Luftschauer rekonstruiert worden. Es lässt sich anhand der Daten ausschließen, dass mehr als 25 % (63 %) der gemessenen Photonen Kondensate mit einer Besetzungszahl von 10(2) oder mehr Photonen sind.

Abstract

The system of HEGRA imaging air Cherenkov telescopes has been employed to search for photons with energies exceeding 10^{12} eV that are produced in intergalactic cascading processes. The cascades are initiated by ultra high energy particles ($E > 10^{20}$ eV) by inelastic scattering processes on the cosmic microwave background radiation. In order to search effectively for photons produced in intergalactic cascades, new simulation tools have been developed. A complete simulation of temporal and spatial electromagnetic cascades on arbitrary radiation fields has been developed. A second tool allows to solve the transport equations for electromagnetic cascades numerically, without retaining the information of single particles. The derived properties of the cascade radiation include the point like arrival directions for the angular resolution of the HEGRA telescopes, the arrival times are spread out over many centuries and the spectral shape of TeV secondary particles is independent from the injection spectra forming a power law with a power of roughly -1.5 . The energy spectra of secondary particles becomes softer with increasing distance to the source.

The analyzed data set has been gathered within 17 hours of observation time with the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes pointing to the direction from which the most energetic cosmic ray has been detected with an energy of $3.2 \cdot 10^{20}$ eV. Detailed air shower and detector simulations have been carried out to optimize the search methods for the given characteristics of the cascade radiation. No evidence for TeV radiation has been found. An earlier analysis of 2.5 years' data taken with the HEGRA scintillator array showed an excess in the distribution of arrival directions from the same sky region. This excess could not be confirmed with the new observations even though the sensitivity is comparable. Upper limits on the flux for different angular extensions have been calculated.

A second topic of this thesis is the search for the hypothetical existence of Bose-Einstein condensates of photons. A possible production site is within the interaction region of relativistic jets with maser radiation. The existence of Bose-Einstein condensates is one of the key issues for the interpretation of the TeV energy spectrum measured from the extragalactic source Markarian 501. The signatures for the existence of Bose-Einstein condensates have been searched for by analyzing the energy dependent penetration depth of photon induced air showers. No evidence for Bose-Einstein condensates have been found and the relative content can be constrained to be below 25 % (63 %) for a mean occupation number in the condensate of 10(2) or more photons.

Inhaltsverzeichnis

1	Überblick	3
1.1	Astrophysik mit hochenergetischen γ -Photonen	3
1.2	Quellen hochenergetischer γ -Photonen	5
1.3	Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen	6
1.4	Kosmische Strahlung	9
1.5	Kosmische Strahlung der höchsten Energien	10
1.6	Intergalaktische Kaskaden	15
1.7	TeV-Photonen als Bose-Einstein-Kondensate	16
1.8	Luftschauertechnik	18
1.8.1	Entwicklung ausgedehnter Luftschauer	18
1.8.2	Luft-Cherenkovlicht aus ausgedehnten Luftschauern	21
1.8.3	Nachweisteknik	23
1.9	Das HEGRA-Experiment	24
1.10	Zielsetzung dieser Arbeit	24
2	Intergalaktische Kaskaden und ihre Simulation	27
2.1	Ausbildung von intergalaktischen Kaskaden	30
2.1.1	Dichte der intergalaktischen Strahlungsfelder	30
2.1.2	Intergalaktische Magnetfelder	32
2.2	Formalitäten	34
2.2.1	Photohadronische Wechselwirkungen	34
2.2.2	Beteiligte elektromagnetische Wechselwirkungen	37
2.3	Simulationsrechnungen zur Ausbildung von intergalaktischen Kaskaden	39
2.3.1	Simulation der relevanten Wechselwirkungsprozesse	39
2.3.2	Vergleich mit anderen Rechnungen	40
2.3.3	Ergebnisse der Simulation	42
3	Die HEGRA-Cherenkovteleskope und Rekonstruktionsmethoden	49
3.1	Experimenteller Aufbau und Datennahme	49
3.2	Rekonstruktion der Luftschauer	55
4	Luftschauersimulation	69
4.1	Simulation von Luftschauern mit CORSIKA	70
4.1.1	Hadronische Wechselwirkungen	70
4.1.2	Elektromagnetische Wechselwirkungen	71
4.1.3	Ergänzungen zu CORSIKA	72
4.1.4	Emission von Cherenkovlicht	73

4.1.5	Einfluss der Atmosphäre auf die Schauerentwicklung	75
4.2	Detektorsimulation mit <code>sim_telarray</code>	76
4.2.1	Optische Eigenschaften der Atmosphäre	78
4.2.2	Optische Eigenschaften des Detektors	81
4.2.3	Elektronische Eigenschaften des Detektors	86
4.2.4	Nachthimmelsleuchten	87
5	Vergleich von Daten und Simulation	91
5.1	Hadroninduzierte Luftschauer	91
5.1.1	Verhalten an der Ansprechschwelle	93
5.1.2	Ereignisraten	93
5.1.3	Bildparameter	96
5.2	Photoninduzierte Luftschauer	98
5.3	Bemerkung zu möglichen Verbesserungen der γ -Hadron-Separation .	104
6	Datenqualität und Ereignisselektion	109
6.1	Datenauswahl	109
6.2	Datenbasis	110
7	Suche nach korrelierten TeV-Photonen	113
7.1	Optimierung der Ereignisauswahl	114
7.2	Suche nach Punktquellen	117
7.2.1	Suchgitter	117
7.2.2	Untergrundbestimmung	118
7.2.3	Überprüfung der Untergrundbestimmung	119
7.3	Punktquellensuche in der FE-320-Region	120
7.3.1	Obere Flussgrenzen für TeV-Photonen aus der FE-320-Region	123
7.4	Suche nach ausgedehnten Quellen in der FE-320-Region	126
7.4.1	Untergrundbestimmung und Sensitivität	126
7.5	Ergebnis der Suche nach ausgedehnten Quellregionen	129
7.6	Interpretation des Ergebnisses	132
8	TeV-Photonen als Bose-Einstein-Kondensate (BEK)	135
8.1	Einschränkungen auf das Hintergrundlicht	142
8.1.1	Annahmen zum Quellspektrum	142
8.1.2	Optische Tiefe für TeV-Photonen	143
8.2	Einfluss des BEK auf die Opazität	145
8.3	Rekonstruktion der Eindringtiefe	148
8.4	Vergleich der Eindringtiefen für verschiedene γ -Quellen	150
8.5	Flussgrenze des relativen BEK-Anteils	153
8.6	Interpretation des Ergebnisses	154
9	Ausblick	157
10	Zusammenfassung	159

Häufig verwendete Abkürzungen und Symbole

AGN	:	Active galactic nuclei
BEK	:	Bose-Einstein-Kondensat
CMB	:	Cosmic microwave background
EGRET	:	Energetic Gamma Ray Experiment Telescope
EHL	:	Extragalaktisches Hintergrundlicht
FE-320	:	Höchstenergetisches Luftschauerereignis ($E = 3.2 \cdot 10^{20}$ eV)
	:	aufgezeichnet mit dem <i>Fly's Eye</i> -Detektor
GZK-cutoff	:	Greizen-Zatsepin-Kuzmin-cutoff (erwartetes Ausbleiben
	:	der kosm. Strahlung oberhalb $E_{GZK} = 5 \cdot 10^{19}$ eV)
intek	:	Programm zur vollständigen Simulation intergal. Kaskaden
Maser	:	Microwave amplification by stimulated emission of radiation
Mrk	:	Markarian (Katalog)
SSC	:	Self-Synchrotron-Compton
trans	:	Programm zur Berechnung von Lösungen der Transportgl. für
	:	elektrom. Kaskaden in diffusen Photonfeldern
UHECR	:	Ultra high energy cosmic rays ($E > 10^{20}$ eV)
VLBA	:	Very large baseline array
M_{\odot}	:	Sonnenmasse ($M_{\odot} = 1.99 \cdot 10^{30}$ kg)
τ	:	optische Tiefe
z	:	Rotverschiebung

Einleitung

Die Beobachtung der kosmischen Strahlung und Photonen der höchsten Energien ist eng verknüpft mit der Ausbreitung der hochenergetischen Teilchen von der Quelle bis zum Beobachter. Speziell die Luftschauertechnik nutzt z.B. die Ausbreitungseffekte der Primärstrahlung in der Erdatmosphäre aus, um über den Nachweis der zahlreich entstehenden Sekundärteilchen indirekt auf den Ursprung der Primärteilchen zu schließen.

Obwohl die Luftschauertechnik zunächst wie ein Umweg erscheint, ermöglicht diese indirekte Methode überhaupt erst den erfolgreichen Nachweis der mit steigender Energie zunehmend seltener werdenden Teilchen. Es wird auch in Zukunft nicht einfach sein, z.B. Satelliten mit ausreichender Fläche zu bauen, um Teilchen mit extrem hohen Energien ($E > 10^{20}$ eV) nachweisen zu können, von denen eines alle hundert Jahre im Mittel auf eine Fläche von einem Quadratkilometer trifft. Dieser höchstenergetische Energiebereich wird den Experimenten, die effizient die Luftschauertechnik nutzen, vorbehalten bleiben. Die Herkunft der zweifelsfrei von unabhängigen Experimenten nachgewiesenen Teilchen extrem hoher Energien ist nach wie vor ungeklärt. Durch den rasch oberhalb der Schwellenenergie für Photoproduktion ansteigende Wechselwirkungsquerschnitt für inelastische $p\gamma$ -Streuprozesse sollte sich die mittlere freie Weglänge für diese Teilchen in der universellen Mikrowellenhintergrundstrahlung drastisch verkürzen. Dadurch sinkt die Zahl der Quellen, von denen derartige Teilchen beobachtbar sind, ab und das Energiespektrum sollte ein Abknicken oberhalb von etwa $5 \cdot 10^{19}$ eV aufweisen (*cut-off*). Ein derartiger *cut-off* im Energiespektrum der kosmischen Strahlung wird jedoch nicht beobachtet. Aufgrund der erwarteten Nähe der Quellen und der hohen Rigidität der Teilchen im nur schwachen extragalaktischen Magnetfeld sollte die rekonstruierte Ankunftsrichtung bei diesen Energien nahezu direkt auf die Quellposition weisen. Eine Zuordnung der Ankunftsrichtungen und möglicher Beschleuniger lässt sich jedoch nicht finden.

Eine hier untersuchte Möglichkeit, Aufschluss über die Herkunft der Teilchen der höchsten Energien zu erreichen, besteht in dem Nachweis von Sekundärteilchen in dem Energiebereich, der den HEGRA-Cherenkovteleskopen zugänglich ist ($E_\gamma > 5 \cdot 10^{11}$ eV). Diese Sekundärteilchen, hauptsächlich Photonen, entstehen als Folge der Photoproduktion von Pionen an der Mikrowellenhintergrundstrahlung: Die aus dem Zerfall der neutralen Pionen stammenden Photonen initiieren intergalaktische Kaskaden, die durch Paarproduktion und anschließender Compton-Streuung der e^+e^- -Paare an derselben Hintergrundstrahlung erneut hochenergetische Photonen erzeugen. Der Kaskadierungsprozess setzt sich solange fort, bis die Schwellenenergie für Paarzeugung unterschritten wird.

Im Rahmen dieser Arbeit ist die Entstehung von intergalaktischen Kaskaden einge-

hend behandelt worden (Kapitel 2) und die sich aus den Eigenschaften der Kaskadenstrahlung ergebende Beobachtungstechnik für die HEGRA Luft-Cherenkovteleskope (Kapitel 3) anhand von Luftschauersimulationen (Kapitel 4 und 5) entwickelt und auf Daten, die mit den HEGRA-Teleskopen aufgezeichnet worden sind, angewendet worden (Kapitel 6 und 7).

Ein verwandtes Phänomen betrifft die Ausbreitung hochenergetischer Photonen ($E_\gamma > 10^{13}$ eV), die von der Galaxie Markarian 501 (Mrk-501) mit den HEGRA-Instrumenten nachgewiesen worden sind. Man erwartet hier Absorptionseffekte durch Paarproduktion der hochenergetischen Photonen mit niederenergetischen, extragalaktischen Photonen im infraroten Spektralbereich $\gamma_{TeV}\gamma_{IR} \rightarrow e^+e^-$. Das mit hoher Genauigkeit vermessene Energiespektrum von Mrk-501 liefert jedoch keine eindeutigen Hinweise auf Absorptionseffekte. Eine mögliche Erklärung wird in der Existenz von Bose-Einstein-Kondensaten von Photonen vermutet, die bei der Wechselwirkung von kohärenter Maser-Strahlung mit relativistischen, kollimierten Plasmaausflüssen aktiver Galaxien, sogenannter *Jets* entstehen könnten. Die Kondensate hätten eine höhere Überlebenschance während des Transports im extragalaktischen Strahlungsfeld. Die stereoskopische Beobachtung der Luftschauer mit den HEGRA-Teleskopen erlaubt es, diese Annahme anhand von photoninduzierten Luftschauern zu überprüfen: Die durch Kondensate ausgelösten Luftschauer erreichen ihr Schauermaximum früher in der Atmosphäre als der durch ein einzelnes Photon ausgelöster Luftschauer und lassen sich aufgrund dieser Signatur voneinander unterscheiden. Dies wird in Kapitel 8 ausgeführt.

Kapitel 1

Überblick

1.1 Astrophysik mit hochenergetischen γ -Photonen

Die traditionelle Astronomie nutzt das sichtbare Licht der Sterne, um vorwiegend einen Einblick in die Vorgänge und Prozesse der Sternentstehung und Sternentwicklung zu gewinnen. Das schmale Band des mit dem bloßen Auge sichtbaren Energiebereichs der elektromagnetischen Strahlung ist jedoch nicht unbedingt ausgezeichnet gegenüber anderen Wellenlängen. In der jüngsten Vergangenheit der beobachtenden Astronomie haben neuartige Instrumente neue Beobachtungsfenster geöffnet und dramatische Fortschritte in der Kenntnis um die vielfältigen Phänomene des Universums bewirkt.

Ein prominentes Beispiel für eine vollkommen überraschende Entdeckung, die mit der Entwicklung leistungsfähiger Empfänger für Radiostrahlung im Laufe des zweiten Weltkriegs einherging, ist die gepulste Strahlung, die von einer vorher unbekanntem Klasse von Objekten, den sogenannten *Pulsaren*, emittiert wird.

Eine weitere wichtige Entdeckung, die mit neu entwickelten Instrumenten ermöglicht wurde, ist die Mikrowellenhintergrundstrahlung, die als Nachhall des *Big Bang* interpretiert wird und deren eingehende Vermessung mit leistungsfähigen Satellitenexperimenten in den nächsten Jahrzehnten Fragen zur Frühgeschichte des Universums beantworten helfen wird.

Die Möglichkeit, mit satellitengestützten Experimenten auch diejenige Strahlung nachzuweisen, für die die Atmosphäre nicht transparent ist, hat der Beobachtung hochenergetischer Photonen den Weg bereitet. Hierzu gehören u.a. auch die Röntgen- und γ -Strahlung. Im Gegensatz zu der optischen Strahlung, die vorwiegend als thermische Schwarzkörperstrahlung von Sternen emittiert wird, sind die Energiespektren der gefundenen hochenergetischen Komponente häufig nicht-thermisch. Die Quellen der gefundenen Röntgen- und γ -Strahlung sind häufig mit der späten Entwicklung massiver Sterne verknüpft. Kompakte Überreste von Sternexplosionen wie z.B. Neutronensterne und schwarze Löcher, aber auch die abgestoßenen Hüllen der Sterne, die wie Pflüge durch das interstellare Medium rasen, erzeugen Röntgen- und γ -Strahlung.

Im Zentrum der meisten Galaxien werden kompakte und sehr massive Objekte vermutet, die möglicherweise für die Entstehung gigantischer kollimierter Plasmaausflüsse, so genannter *Jets*, verantwortlich sein könnten. Den erwähnten Phänomenen gemein ist die Existenz einer hochenergetischen Teilchenpopulation, die nicht im ther-

mischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung steht und mittels verschiedener Prozesse hochenergetische Photonen erzeugt.

Der Nachweis dieser hochenergetischen Photonen ist die Hauptaufgabe der „ γ -Astronomie“ – eines der jüngsten Zweige der beobachtenden Astrophysik. Mithilfe von derzeitigen Satellitenexperimenten lassen sich hochenergetische Photonen bis zu einer Energie von etwa 10 GeV innerhalb der zur Verfügung stehenden Beobachtungszeit außerhalb der Erdatmosphäre direkt messen. Der Nachweis von Photonen höherer Energie ist jedoch nur mit erdgebundenen Detektoren effizient über die Messung ausgedehnter Luftschauer möglich (derzeitige bodengestützte Instrumente haben eine untere Nachweisschwelle von $E_\gamma > 250$ GeV). Zur Unterscheidung der Energiebereiche, die vorwiegend mit satellitengestützten oder erdgebundenen Detektoren abgedeckt werden, sind mit hochenergetischen Photonen diejenigen bis zu Energien von 10 GeV gemeint, wohingegen die *sehr* hochenergetische Photonen höhere Energien besitzen¹. Sehr hochenergetische Photonen lösen in der Atmosphäre elektromagnetische Kaskaden aus, in deren Verlauf zahlreiche geladene Teilchen entstehen und die Atmosphäre durchqueren (Abschnitt 1.8.1). Einige dieser Teilchen (hauptsächlich Elektronen) mit ausreichend hoher Energie erzeugen hierbei Cherenkovlicht. Die entstehenden kurzen Cherenkovlichtblitze sind mit lichtempfindlichen Detektoren nachweisbar und erlauben z.B. mit der abbildenden Technik der Cherenkovteleskope die Rekonstruktion der Einfallrichtung und Energie des primären Teilchens (die abbildende Technik wird in Abschnitt 3.2 ausführlich beschrieben). Gleichzeitig lassen sich aufgrund der unterschiedlichen Schauerentwicklung photon- und hadroninduzierte Ereignisse anhand der Form des aufgezeichneten Bildes separieren. Die Unterscheidung zwischen dem jeweiligen Primärteilchen, das den Luftschauer ausgelöst hat, ist von Bedeutung, um die Quellen hochenergetischer Photonen gegenüber der isotrop einfallenden geladenen kosmischen Strahlung, die den hauptsächlichsten Untergrund für die erdgebundene γ -Astronomie darstellt, ausmachen zu können.

Aufgrund dieser Eigenschaften der abbildenden Technik ist es möglich geworden, mehrere galaktische und extragalaktische Quellen von Photonen mit Energien oberhalb von 250 GeV bis hin zu 50 TeV ($= 50 \cdot 10^{12}$ eV) nachzuweisen.

Seitdem erstmalig TeV-Photonen aus der Richtung des Krebs-Nebels zweifelsfrei mit der abbildenden Luft-Cherenkovtechnik nachgewiesen werden konnten (Weekes 1989), hat sich die Erforschung des TeV-Himmels als ein lebhafter und fruchtbarer Zweig der Astrophysik etabliert. Die jüngsten Ergebnisse aus Messungen unerwartet rascher und korrelierter Aktivität einer Unterklasse der „Aktiven Galaktischen Kerne“ (AGN) im TeV- und keV-Energiebereich (Aharonian et al. 1999b) haben beeindruckend zum Verständnis der Emissionsmechanismen in den Jets von AGNs beigetragen und darüber hinaus wichtige indirekte Informationen über die Strukturbildung im Universum geliefert.

Die geplanten und teilweise schon in Bau befindlichen Projekte der nächsten Generation von abbildenden Luft-Cherenkovteleskopen zeigen, dass das Potenzial dieser Nachweisteknik noch nicht ausgeschöpft ist und die Sensitivität zukünftiger Instrumente eine bislang noch nicht absehbare Fülle von Entdeckungen mit sich bringen kann (Kapitel 9).

¹Derzeitige satelliten- und bodengestützte Experimente messen in disjunkten Energieintervallen. Zukünftige Projekte versuchen, diese Lücke zu schließen.

1.2 Quellen hochenergetischer γ -Photonen

Die Zahl der den optischen Astronomen bekannten Quellen ist sehr groß: Allein in unserer Galaxie befinden sich etwa 100 Milliarden Sterne, von denen viele aufgrund von Absorption im interstellaren Medium nicht sichtbar sind. Die Zahl der beobachtbaren Sterne mit einer minimalen visuellen Helligkeit von $m_v = 20^{mag}$ lässt sich auf etwas mehr als eine Milliarde schätzen. Die derzeit umfangreichsten Kataloge verzeichnen etwa 10 Millionen spektral und astrometrisch erfasste Sterne (Jenker et al. 1990). Im Vergleich hierzu sieht der Himmel im Licht von hochenergetischen γ -Photonen mit etwa 300 etablierten Quellen karg aus. Abbildung 1.1 zeigt eine Übersicht aller bekannten Punktquellen von Photonen mit $E_\gamma > 100$ MeV, die mithilfe des satellitengestützten EGRET²-Experiments (Thompson et al. 1993) und verschiedener Cherenkovteleskope gefunden worden sind. Für die Mehrzahl der mit EGRET beobachteten Quellen ist bislang keine eindeutige Zuordnung zu bekannten Objekten möglich. Dies liegt zum Teil an der vergleichsweise schlechten Richtungsauflösung des Instruments, die je nach Leuchtkraft des Objekts zwischen 10° für schwache und 0.5° für starke Quellen liegt. Aber auch einige gut lokalisierte, starke Quellen lassen sich nicht eindeutig zuordnen: Hier ist vermutlich die Absorption in anderen Wellenlängen dafür verantwortlich, dass z.B. optische Gegenstücke verborgen bleiben.

Die meisten Objekte, für die es eine Zuordnung gibt, sind als AGN identifiziert worden. Hinzu kommen noch 5 Pulsare und die große Magellan'sche Wolke. Außerdem gilt die Sonne als sporadische Quelle von γ -Photonen, seitdem während eines eruptiven Ausbruchs 1991 der Nachweis von Photonen mit Energien bis zu einigen GeV aus der Richtung der Sonne gelungen ist.

Bemerkenswert ist hieran, dass von den insgesamt 271 Objekten im 3. EGRET-Katalog lediglich sieben Quellen in dem Cherenkovteleskopen zugänglichen Energiebereich sichtbar sind. Hierzu zählen drei Überreste galaktischer Supernovae (Krebs-Nebel, Vela-Pulsar und PSR1706-44) und vier extragalaktische Objekte (Mrk-421, 1ES1959+65, 3C66A und PKS2155-304). Der Krebs-Nebel ist die erste zweifelsfrei nachgewiesene Quelle von TeV-Photonen (Weekes 1989) und hat sich als „Standardkerze“ etabliert. Sowohl der Vela-Pulsar als auch PSR1706-44 sind in anderen Wellenlängen als Quellen gepulster Strahlung bekannt. Die TeV-Strahlung zeigt hingegen keine nachweisbare gepulste Komponente (Aharonian et al. 1999a, Lessard et al. 2000).

Zwei weitere galaktische Quellen sehr hochenergetischer Photonen, die nicht vom EGRET-Instrument nachgewiesen wurden, sind die Supernova-Überreste SN1006 und Cas-A, die jeweils mit abbildenden Cherenkovteleskopen gefunden wurden (Tanimori et al. 1998, Aharonian et al. 2000c).

Im Gegensatz zu den galaktischen Quellen, deren Fluss im TeV-Energiebereich keine signifikanten zeitlichen Variationen zeigt, scheinen alle bislang entdeckten extragalaktischen Quellen zeitlich stark variierende Flüsse aufzuweisen. So gibt es Hinweise darauf, dass der Fluss an TeV-Photonen, der von diesen Objekten beobachtet wird, sich innerhalb von wenigen Stunden verdoppeln kann (Maraschi et al. 1999). Zwei der beobachteten Objekte sind so genannte „Blazare“. Beide Objekte befinden sich in nahezu derselben Entfernung von nur etwa 450 Millionen Lichtjahren. Üblicherwei-

²Energetic Gamma Ray Experiment Telescope

se wird in der Astronomie jedoch die Entfernung zu extragalaktischen Objekten nicht in Lichtjahren sondern in ihrer Rotverschiebung $z = \lambda_0/\lambda_e - 1$ angegeben (λ_0 ist die gemessene und λ_e die emittierte Wellenlänge; die Rotverschiebung wird über die Spektroskopie von Absorptions- und Emissionslinien bestimmt). Die Rotverschiebung wird im Rahmen der Standard-Kosmologie auf die Expansion des Universums zurückgeführt und ist zumindest für kleine Rotverschiebungen ($z \ll 1$) über das Hubble-Gesetz direkt mit der Distanz D zu einem Beobachter verknüpft: $z = H_0 \cdot D/c$, wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist und H_0 die Hubble-Konstante, dessen Wert nach derzeitigen sehr unterschiedlichen Messungen zwischen $59_{-28}^{+38} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Mauskopf et al. 2000) und $(85 \pm 5) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Willick und Batra 2000) liegt.

Blazare sind AGN, bei denen ein Partikelstrom (hauptsächlich handelt es sich hierbei um ein heißes Plasma) mit relativistischer Geschwindigkeit in einem eng gebündelten Jet nahezu parallel zur Sichtlinie ausgerichtet ist. Phänomenologisch sind Blazare einerseits anhand ihres kräftigen und nahezu glatten Kontinuumsspektrums ohne Emissionslinien zu erkennen; morphologisch sind es andererseits kompakte Objekte, deren Struktur lediglich in einigen Fällen mit leistungsfähigen Radiointerferometern aufgelöst werden kann.

Einer der leuchtschwächeren Blazare aus dem EGRET-Katalog –Markarian 421– wurde als erste extragalaktische Quelle von TeV-Photonen nachgewiesen (Punch et al. 1992). Die zweite gefundene extragalaktische Quelle –Markarian 501– (Quinn et al. 1996) ist nicht im EGRET-Katalog aufgeführt. Neben den beiden prominenten Vertretern der „TeV-Blazare“ sind noch vier weitere Quellen, die zur Blazar-Kategorie gehören, sporadisch von verschiedenen Experimenten nachgewiesen worden: PKS2155-304 (Chadwick et al. 1999), 1ES2344+514 (Catanese 1998), 1ES1959+650 (Nishiyama et al. 1999) und 3C66A (Neshpor et al. 1998). Für eine Übersicht aller zur Zeit diskutierten Kandidaten siehe Weekes (1999). Die erwähnten Quellen der hochenergetischen und sehr hochenergetischen Photonen lassen sich im Rahmen von Modellen verstehen, die die Produktion von γ -Strahlung aus sekundären Prozessen der an Schocks beschleunigten geladenen Teilchen vorhersagt (siehe nächster Abschnitt).

1.3 Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen

Die Photonen der betrachteten Energie ($E_\gamma > 10^{11} \text{ eV}$) sind keiner bekannten thermischen Quelle zuzuschreiben. Die entsprechende Temperatur liegt bei $T > 10^{15} \text{ K}$. Lediglich in einer Frühphase des sehr heißen und jungen Universums herrschten vergleichbare Temperaturen (aus $T(t) = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ K}(t/\text{s})^{-0.5}$ folgt $t = 2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$).

Die hochenergetischen γ -Photonen sind ein nichtthermisches Phänomen, dessen Ursprung nicht vollständig verstanden ist. Zwei der Prozesse, die zu der Entstehung von γ -Photonen beitragen können, sind hervorzuheben:

$$\text{Compton-Streuung: } : e\gamma \rightarrow e\gamma$$

$$\text{Pion-Zerfall: } : \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

In beiden Fällen werden die Photonen selbst nicht beschleunigt, sondern erhalten ihre Energie aus einer höherenergetischen Teilchen-Komponente (z.B. aus der geladenen kosmischen Strahlung über den Pion-Zerfall oder auch über hochenergetische Elektro-

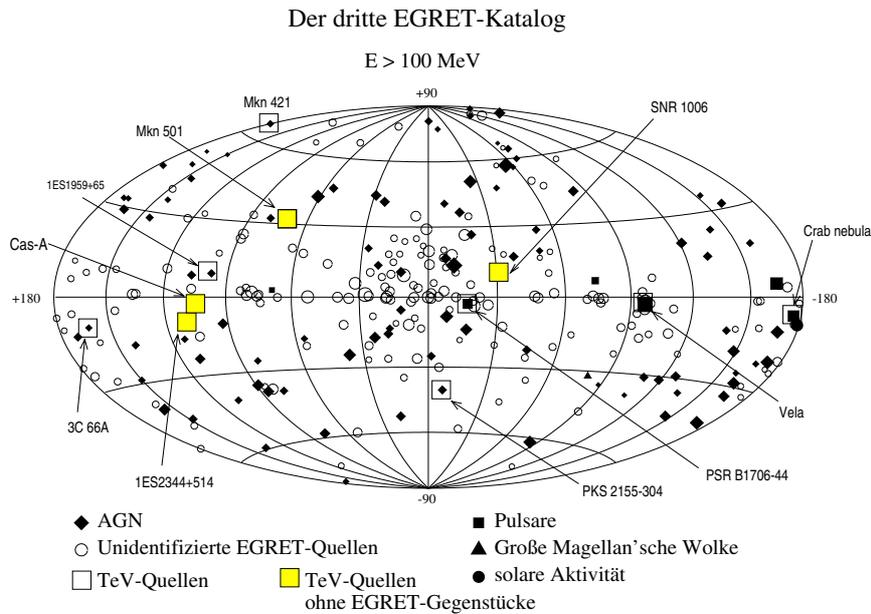


Abbildung 1.1: Die Abbildung zeigt die Koordinaten der im 3. EGRET-Katalog (Hartman et al. 1999) verzeichneten Quellen hochenergetischer γ -Strahlung mit $E_\gamma > 100$ MeV. Das zur Darstellung gewählte Koordinatensystem in einer Aitoff-Projektion ist galaktisch, d.h. der Äquator verläuft entlang der galaktischen Scheibe, das galaktische Zentrum liegt auf dem Nulllängengrad. Die bekannten Quellen von TeV-Photonen sind als offene (mit Gegenstück im EGRET-Katalog) und grau unterlegte Quadrate (ohne Gegenstück im EGRET-Katalog) kenntlich gemacht.

nen über Compton-Streuung). Im ersten Fall (Compton-Streuung) kann ein hochenergetisches Elektron einen erheblichen Teil seiner Energie an ein niederenergetisches Photon abgeben. Wenn ein Elektron der Energie E_e an einem Photon der Energie ϵ streut, erreicht das gestreute Photon eine mittlere Energie $\langle \epsilon' \rangle \approx 3/4 \epsilon E_e^2 / (m_e c^2)^2$, der relative Energiegewinn steigt quadratisch mit der Energie des Elektrons an. Im extremen Klein-Nishima-Bereich der Compton-Streuung ($\epsilon E_e / (m_e c^2)^2 \gg 1$) nähert sich $\langle \epsilon' \rangle \rightarrow E$ asymptotisch an. Ein großer Teil der beobachteten γ -Photonen, insbesondere von Blazaren und Pulsaren, lässt sich auf Compton-Streuung niederenergetischer Photonen und hochenergetischer Elektronen zurückführen. Ein Beispiel für Objekte, bei denen die Compton-Streuung von Bedeutung ist, sind die weiter oben erwähnten Blazare. In den Jets der Blazare wird ein heißes, relativistisches e^+e^- -Paarplasma vermutet. Durch Synchrotronstrahlung der Elektronen in dem magnetischen Feld, das das Plasma durchsetzt, wird Röntgenstrahlung erzeugt. Die Synchrotronphotonen sind Streupartner derselben Elektronpopulation, die die Synchrotronphotonen erzeugen, und werden zu höheren Energien gestreut, die bei einigen Blazaren bis zu 10^{13} eV erreichen.

Auf diese Weise lässt sich plausibel die deutliche zeitliche Korrelation der beobachteten Röntgen- und TeV-Strahlung von Blazaren erklären (Maraschi et al. 1999). Obwohl es grundsätzlich möglich ist, im Rahmen dieser so genannten „Self-Synchrotron-Compton“-Modelle (SSC-Modelle) erfolgreich die spektralen und temporalen Eigenschaften von Blazaren zu erklären (Fossati et al. 1997), bleibt doch un-

verstanden, auf welche Weise die relativistischen Plasma-Ausflüsse erzeugt werden und wie die Elektronen innerhalb des Plasmas ihre hohen Energien erhalten. Eine Erklärungsmöglichkeit leitet sich aus der Beobachtung von Akkretionsscheiben ab: Viele kompakte Objekte besitzen eine rotierende Scheibe aus heißer Materie, die offensichtlich durch starke Gravitationsfelder aus dem umgebenden Medium angezogen und erhitzt wird. Die Beobachtung von Akkretionsscheiben als ein universelles Phänomen, das eng an die Bildung von Jets gekoppelt zu sein scheint, legt die Erklärung nahe, dass ein massives schwarzes Loch, das bis zu 10 Sonnenmassen (M_{\odot}) jährlich akkretiert, die Jets antreiben könnte (Falcke und Biermann 1995).

Synchrotronstrahlung von relativistischen Elektronen ist auch von anderen, galaktischen Objekten nachgewiesen worden. Insbesondere sind junge Pulsare häufig mit einer charakteristischen nebelartigen Komponente umgeben, die aufgrund der Polarisierung und der spektralen Eigenschaften als Synchrotronstrahlung hochenergetischer Elektronen interpretiert wird. Von einigen dieser als *Plerion* bezeichneten jungen Pulsare mit einer Nebelkomponente ist auch TeV-Strahlung gemessen worden (Krebs-Nebel, Vela, PSR1706-44). Auch hier lässt sich das beobachtete Energiespektrum über viele Größenordnungen der Energie (vom Radio- bis in den TeV-Bereich der Photonen) im Rahmen eines SSC-Modells erklären. Die freien Parameter des Modells (Magnetfeld, Teilchendichte und Ausdehnung der Emissionsregion) lassen sich indirekt bestimmen (Atoyan und Aharonian 1996, de Jager et al. 1996). Die Elektronen, die die Synchrotronstrahlung erzeugen, werden an der Schockfront beschleunigt, die sich aufgrund der Wechselwirkung des relativistischen Pulsarwindes mit dem umgebenden Medium ausbildet (Kennel und Coroniti 1984, Bogovalov und Aharonian 2000).

Die Beschleunigung an Schockfronten ist ein stochastischer Prozess, bei dem ein geladenes Teilchen durch Streuung an Magnetfeldern mehrfach eine Schockfront quert und dabei sukzessiv an Energie gewinnt, bis der Gyroradius des Teilchens die Ausdehnung der Region übertrifft. Ist die Wahrscheinlichkeit, die Schockfront zu queren, unabhängig von der Energie, folgt das differenzielle Energiespektrum der beschleunigten Teilchen einem Potenzgesetz mit $dN/dE \propto E^{-2}$.

Die maximal erreichbare Energie E_{max} in einer Region mit Ausdehnung R und Magnetfeld B für ein Teilchen der Ladungszahl Z ergibt sich aus dem Gyroradius des Teilchens³:

$$E_{max} = 0.5 \cdot Z \cdot \left(\frac{R}{\text{pc}}\right) \cdot \left(\frac{B}{\mu\text{G}}\right) \cdot 10^{15} \text{ eV} \quad (1.1)$$

Expandierende Gashüllen aus Supernova-Explosionen stellen neben den durch Pulsarwinde verursachten Schockfronten die aussichtsreichsten Kandidaten für die effektive Beschleunigung von geladenen Teilchen (Elektronen und Protonen) dar. Während der Expansionsphase eines Supernova-Restes bildet sich eine ausgedehnte Schockfront, die mit Geschwindigkeiten von 5 000-10 000 km/s in das interstellare Medium expandiert. Nach einigen hundert Jahren der Expansion der Gashülle enthält die nichtthermische Komponente an beschleunigten, geladenen Teilchen bis zu 50 %

³Die verwendete Distanzeinheit pc entspricht 3.26 Lichtjahren und leitet sich aus der in der Astronomie verwendeten Distanzbestimmung durch Messung der jährlichen Parallaxe ab. Ein Parsec (pc) entspricht der Distanz, in der der mittlere Abstand Sonne-Erde unter einem Winkel von einer Bogensekunde ($1'' = 1^\circ/3600$) gesehen wird.

der ursprünglichen kinetischen Energie, die während der Explosion freigesetzt worden ist.

Im Rahmen dieser Modellvorstellung könnten Supernova-Überreste den Hauptteil der geladenen kosmischen Strahlung erzeugen. Durch inelastische Stöße der hochenergetischen Kerne mit dem umgebenden Medium entstehen π^0 -Mesonen, die rasch in zwei Photonen zerfallen. Hieraus ergibt sich unmittelbar eine Vorhersage für die Luminosität der Supernova-Überreste in γ -Strahlung (Drury et al. 1994). Die einzigen bislang gefundenen Emittoren von TeV-Photonen unter den bekannten Supernova-Überresten sind SN1006 (Tanimori et al. 1998) und Cas-A (Aharonian et al. 2000c). Beide Objekte sind aber noch nicht eindeutig als Beschleuniger von Protonen und Kernen identifiziert worden. Vielmehr scheint die beobachtete TeV-Strahlung auch durch Compton-Streuung hochenergetischer Elektronen erklärbar zu sein. Von vielen anderen aussichtsreichen Kandidaten unter den bekannten Supernova-Überresten ist bislang trotz intensiver Suche (Heß 1998, Buckley et al. 1998, Völk et al. 1999, Aharonian et al. 2000g) keine nachweisbare TeV-Strahlung gefunden worden, so dass noch nicht vollständig verstanden ist, wo die geladene kosmische Strahlung beschleunigt wird. Auch hier wird erwartet, dass die TeV-Instrumente der nächsten Generation die Situation klären helfen.

1.4 Kosmische Strahlung

Die Entdeckung der kosmischen Strahlung geht auf die Untersuchung der Ionisation der Luft in verschiedenen Höhen zurück. Bei Ballonflügen wurde in Höhen von 5-6 km ein vorher nicht erwarteter Anstieg der Ionisation gemessen, dessen Ursache in einer von außen auf die Atmosphäre treffenden ionisierenden Strahlung vermutet wurde (Hess 1912). Der Ursprung dieser Strahlung ist erstaunlicherweise selbst nach intensiver Forschung und vielen bahnbrechenden Entdeckungen mit Auswirkungen auf andere Gebiete der Physik nach wie vor nicht vollständig geklärt.

Das derzeit gängige Paradigma geht von der Beschleunigung geladener Teilchen in der Nähe von Schockfronten im interstellaren Medium aus. Dieses Modell ist in der Lage, sowohl die Form des beobachteten Energiespektrums als auch die Energiedichte der kosmischen Strahlung in unserer Galaxis zu erklären. Die Rate, mit der Sterne unserer Galaxie sich in Supernovae verwandeln, ergibt mit einer jeweils mittleren kinetischen Energie der abgestoßenen Hülle von etwa 10^{44} Joule eine ausreichende Energiemenge, um bereits mit einer Beschleunigungseffizienz von etwa 10 % die gemessene Energiedichte der kosmischen Strahlung in der Milchstraße zu erzeugen. Die Energiedichte ist hierbei sowohl aus Messungen der lokalen Komponente der geladenen kosmischen Strahlung als auch über indirekte Nachweise recht genau bekannt. Speziell die Messung einer mit der galaktischen Scheibe korrelierten Komponente der Gamma-Strahlung im Energiebereich von 100 MeV bis 20 GeV lässt Rückschlüsse auf die räumliche Verteilung der geladenen kosmischen Strahlung zu. Hierbei wird ein Modell der galaktischen Dichte und Zusammensetzung des interstellaren Mediums aus Messungen der 21-cm-Radioemission des neutralen Wasserstoffs erstellt. In dieses Modell gehen zwei wesentliche Annahmen ein: Zum einen müssen Details zu der großräumigen Verteilung der Materie angenommen werden, weil die 21-cm-Messungen lediglich Teilchenzahlen entlang des Sichtstrahls liefern und zum anderen wird eine Skalierung

der Dichte der kosmischen Strahlung mit der Materiedichte angenommen. Der gemessene Fluss an Photonen bei Energien von einigen 100 MeV ist hierbei kompatibel mit der zu erwartenden Luminosität aufgrund von inelastischen Stößen der kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium und anschließenden Zerfall neutraler Pionen in Photonen (Hunter et al. 1997). Aus diesen indirekten Messungen lässt sich folgern, dass die geladene kosmische Strahlung kein lokales Phänomen des Sonnensystems ist. Die kosmische Strahlung, die lokal gemessen wird unterscheidet sich vielmehr nicht wesentlich von der hochenergetischen Teilchenpopulation, die in anderen Regionen der Milchstraße auftritt.

Aufgrund der interstellaren Magnetfelder $B \approx 10 \mu\text{G}$ (Weigert und Wendker 1989, siehe dort Kapitel 8.1.4) breiten sich geladene Teilchen mit $E < 10^{17}$ eV innerhalb der galaktischen Scheibe diffus aus, und ein Beobachter misst eine isotrope Verteilung der Ankunftsrichtungen. Damit ist die direkte Zuordnung der Ankunftsrichtungen zu den Quellen mithilfe der geladenen Komponente nicht möglich und es bleibt nur der Umweg, über genaue Spektroskopie und Messung der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung indirekt auf den Ursprung zu schließen. Das von Satelliten- und Ballonexperimenten direkt vermessene Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung lässt sich für die einzelnen Elementgruppen bis zu Energien von etwa 10^{15} eV durch Potenzgesetze beschreiben. In dem sich anschließenden Energiebereich, der aufgrund der beschränkten Nachweisfläche von Satelliten nur noch Luftschauerexperimenten zugänglich ist, setzt sich dieses Potenzgesetz fort. Oberhalb von etwa $4 \cdot 10^{15}$ eV ändert sich die Potenz abrupt und das Spektrum wird steiler. Eine Zusammenstellung des von verschiedenen Satelliten- und Luftschauerexperimenten vermessenen differenziellen Energiespektrums findet sich in Abbildung 1.2. Das gemittelte Gesamtspektrum lässt sich durch folgende Potenzgesetze beschreiben:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \begin{cases} \alpha = 2.7 & : E < 4 \cdot 10^{15} \text{ eV} \\ \alpha = 3.1 & : 4 \cdot 10^{15} \text{ eV} < E < 3 \cdot 10^{18} \text{ eV} \\ \alpha = 2.7 & : 3 \cdot 10^{18} \text{ eV} < E \end{cases} \quad (1.2)$$

Das Abknicken bei etwa $4 \cdot 10^{15}$ eV wird als „Knie“ und das Abflachen oberhalb von $3 \cdot 10^{18}$ eV als „Knöchel“ der kosmischen Strahlung bezeichnet.

Ein ursächlicher Zusammenhang der verschiedenen Potenzgesetze mit bestimmten Beschleunigungs- und Transportmodellen ist noch nicht nachgewiesen worden. In einen der möglichen Szenarien wird das Abknicken des Spektrums oberhalb einiger 10^{15} eV dem Nachlassen der Beschleunigungseffizienz der Supernova-Schockfronten zugeschrieben. Das Abflachen bei hohen Energien („Knöchel“) und die Existenz von Teilchen mit Energien bis zu einigen 100 EeV ($1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$) ist nur wenig verstanden. Mögliche Erklärungen hierfür werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

1.5 Kosmische Strahlung der höchsten Energien

Der Ursprung der galaktischen kosmischen Strahlung oberhalb des Knöchels im Energiespektrum (siehe auch Abbildung 1.2 und 1.3) ist nach wie vor ungeklärt. Am äußersten, hochenergetischen Ende des Energiespektrums sind von verschiedenen Expe-

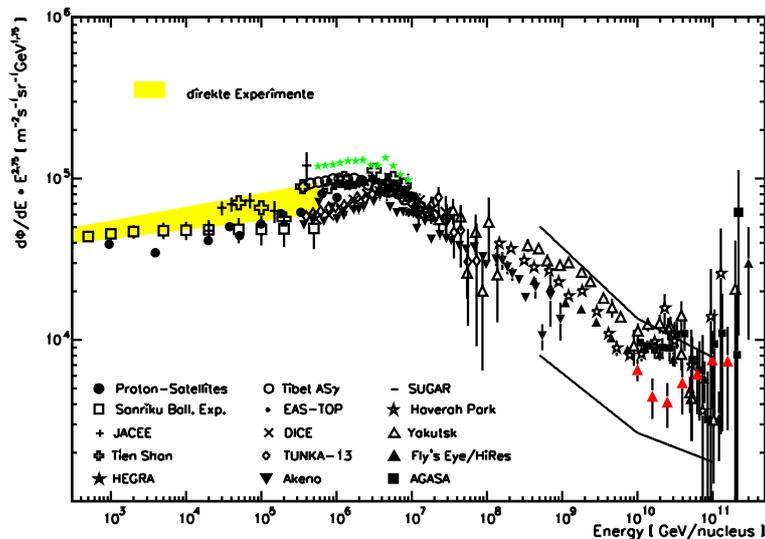


Abbildung 1.2: Die Abbildung zeigt das von verschiedenen Experimenten gemessene Spektrum der geladenen kosmischen Strahlung. Um die Form des steil abfallenden Spektrums zu verdeutlichen, ist der aufgetragene differenzielle Fluss mit $E^{2.75}$ gewichtet. Das Kompilat entstammt Wiebel-Sooth und Biermann (1998) und ist um das Ergebnis aus Röhrling (2000) ergänzt worden (HEGRA). In dieser Darstellung sind die Unterschiede zwischen den Ergebnissen verschiedener Experimente hervorgehoben. Es sei aber darauf hingewiesen, dass bereits geringe systematische Abweichungen der verschiedenen kalibrierten Energierekonstruktionen der Experimente ausreichen, um die Unterschiede der Ergebnisse zu erklären. Für eine detaillierte Ansicht der Region oberhalb des Knöchels siehe auch Abbildung 1.3.

rimenten 20 Ereignisse mit $E > 10^{20}$ eV gemessen worden, deren Herkunft noch nicht schlüssig erklärt werden kann (Abbildung 1.3).

Diese 20 Ereignisse werden hier zusammenfassend als $UHECR^4$ bezeichnet. Eine besondere Rolle nimmt das Ereignis mit der bislang höchsten rekonstruierten Energie ein (Bird et al. 1995), das mit dem „Fly’s Eye“-Experiment über den Nachweis von Luftfluoreszenzlicht bei einer Energie von 320 EeV rekonstruiert worden ist (im Folgenden *FE-320* abgekürzt). In makroskopischen Energiegrößen ausgedrückt entspricht dies 54 Joule.

Schon vor der Entdeckung der universellen thermischen Hintergrundstrahlung (Penzias und Wilson 1965) ist die Vermutung geäußert worden, dass, falls eine solche Hintergrundstrahlung existiert, damit auch die Reichweite für extrem hochenergetische Teilchen beschränkt sein würde (Peebles 1993, Kapitel 6). Kurz nachdem der Nachweis der universellen Hintergrundstrahlung geglückt und ihre Temperatur auf etwa 3 Kelvin bestimmt wurde, leiteten Zatsepin und Kuzmin (1966) und gleichzeitig unabhängig hiervon Greisen (1966) aus dem Wechselwirkungsquerschnitt für $p + \gamma_{3K}$ -Streuprozesse eine Vorhersage für das „Ende der kosmischen Strahlung“ ab, das seitdem als „Greisen-Zatsepin-Kuzmin“-cutoff (*GZK-cutoff*) bekannt geworden ist. Aufgrund der hohen universellen Photonendichte erwarten die Autoren eine im kosmologischen Sinne vergleichsweise kurze mittlere freie Weglänge für Protonen mit Energien

⁴Ultra High Energy Cosmic Rays

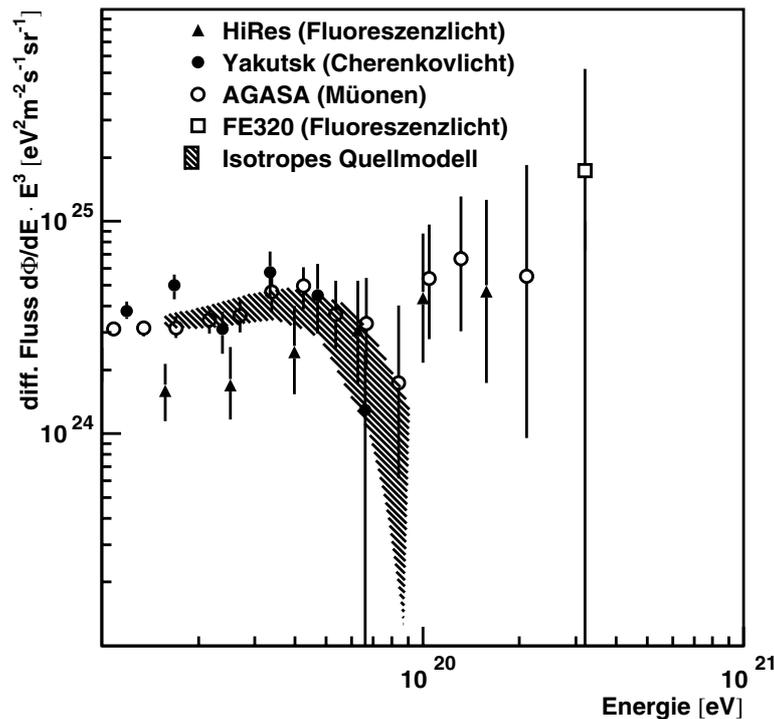


Abbildung 1.3: Das differentielle Energiespektrum (multipliziert mit E^3) der kosmischen Strahlung im Bereich des GZK-cutoffs. Gezeigt sind die Daten verschiedener Experimente und der bei der für das AGASA-Experiment gegebenen Energieauflösung ($\Delta E/E = 20\%$) zu erwartende Verlauf für eine isotrope Verteilung von Quellen der UHECR Strahlung (Medina-Tanco 1999). Die AGASA-Daten sind aus Takeda et al. (1998) entnommen und um aktuelle Daten aus Takeda (2000) ergänzt worden, Yakutsk-Daten aus Pravdin et al. (1999) und das vorläufige Energiespektrum des HiRes-Experimentes aus Abu-Zayyad et al. (1999). Der FE-320-Flusspunkt ist der dem höchsten Ereignis zugeordnete isotrope Fluss (Bird et al. 1994).

oberhalb von $5 \cdot 10^{19}$ eV von ca. 30 Mpc. So schränkt sich die Zahl der möglichen Quellen auf benachbarte Objekte ein. Damit ist auch das Dilemma offensichtlich, das eine schlüssige Erklärung für den Ursprung der UHECR so problematisch macht: Zum einen benötigt man sehr nahe und sehr leistungsfähige Beschleuniger. Man erwartet außerdem nur eine geringe Ablenkung der Teilchen im intergalaktischen Magnetfeld: Die Ankunftsrichtungen der Teilchen der höchsten Energien sollten nahezu direkt zum Ursprung zeigen. Zum anderen gibt es keine offensichtliche Korrelation der gemessenen Ankunftsrichtungen mit möglichen Kandidaten für Beschleuniger in der nächsten Nachbarschaft.

Der Ursprung und die Eigenschaften dieser Teilchen oberhalb des GZK-cutoff haben sich bis jetzt einer schlüssigen Erklärung entziehen können⁵. Im Rahmen dieser Arbeit kann nicht jedes bekannte Szenario Erwähnung finden, dennoch soll zwischen zwei grundlegenden Erklärungsversuchen zum Ursprung der UHECR unterschieden

⁵Obwohl es nach einer unvollständigen Zählung über die letzten drei Jahre etwa 100 Veröffentlichungen/Jahr zu diesem Thema gegeben hat, wohingegen im selben Zeitraum lediglich fünf weitere Teilchen mit $E > 10^{20}$ eV gemessen worden sind.

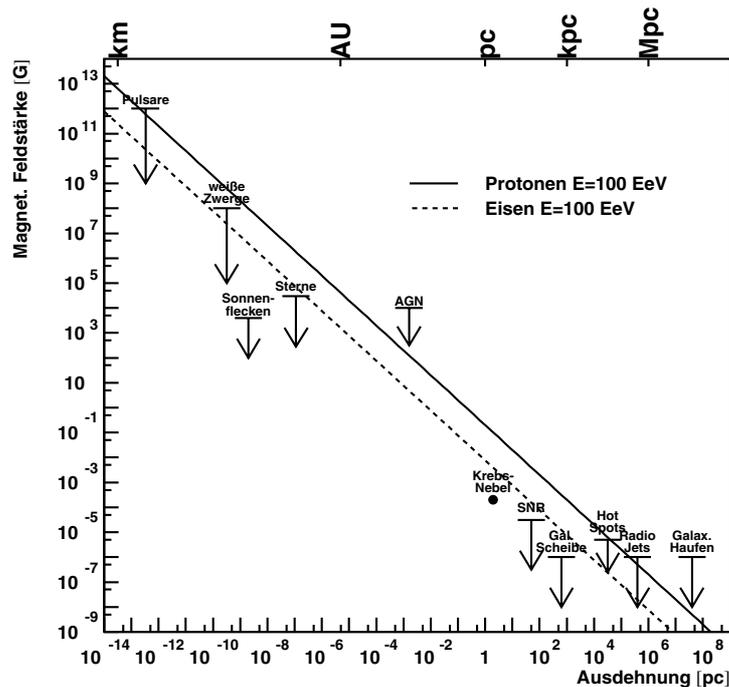


Abbildung 1.4: Das Diagramm zeigt in einer doppellogarithmischen Darstellung einige typische Werte und Grenzen für Magnetfeldstärke und Ausdehnung einiger astronomischer Objekte. Aus der Anforderung an die Ausdehnung und das Magnetfeld einer potenziellen Beschleunigungsregion, dass die Größe vergleichbar mit dem Larmorradius sein sollte, scheiden viele Objekte als mögliche Beschleuniger aus (Hillas 1984). Wenn man Protonen bis zu Energien von 10^{20} eV beschleunigen will, beschränkt sich der Parameterraum für Ausdehnung und Magnetfeld auf den Bereich oberhalb der durchgezogenen Linie. Die gestrichelte Linie gibt die entsprechende Grenze für Eisenkerne an.

werden (für einen ausgiebigen Überblick über den möglichen Ursprung der UHECR sei auf Bhattacharjee und Sigl (2000) verwiesen):

Beschleunigermodell:

Um ein geladenes Teilchen auf die Energien jenseits von 10^{20} eV zu beschleunigen, ist zum einen eine ausreichend große Schockfront und zum anderen ein genügend starkes Magnetfeld nötig. Nur wenige bekannte Objekte erfüllen diese Bedingungen. In Abbildung 1.4 erkennt man deutlich, dass lediglich so genannte Hot-Spots und Jets gigantischer Radio-Galaxien sowie Haufen von Galaxien eine hinreichende Ausdehnung und Magnetfeldstärke aufweisen, um die höchstenergetischen Teilchen in einer potenziellen Beschleunigungsregion zu halten. Obwohl Neutronensterne und Kerne aktiver Galaxien nominell die Anforderungen an die Ausdehnung und das Magnetfeld erfüllen, ist hier die Strahlungsdichte in der möglichen Beschleunigungsregion zu groß und damit die Rate, mit der Teilchen in inelastischen Stößen ihre Energie wieder abgeben zu hoch, als dass effizient Teilchen zu den höchsten Energien beschleunigt werden können.

Zerfallsmodell:

Im Rahmen von *grand unified theories* (GUT) wird die Existenz von Teilchen, deren Massen bei $m_X \approx 10^{23} \dots 10^{25}$ eV liegen könnten, vorhergesagt. Derartige Teilchen könnten als langlebige Artefakte aus der Frühphase des Universums vorhanden sein. Durch den Zerfall dieser massiven Teilchen werden hochenergetische Hadronen erzeugt, die dann die nachgewiesene kosmische Strahlung der höchsten Energien ausmachen könnten. Ein ähnliches Szenario geht von der Existenz topologischer Defekte aus, die ebenfalls massive *X-Teilchen* erzeugen könnten. Die beiden Szenarien unterscheiden sich durch die jeweilige räumliche Verteilung der massiven Teilchen.

Gegen das *Beschleunigermodell* spricht, dass es bislang noch nicht gelungen ist, eine zweifelsfreie Korrelation zwischen den rekonstruierten Ankunftsrichtungen der höchstenergetischen Luftschauer und den bekannten Kandidaten für die Beschleunigung zu den höchsten Energien auszumachen (Elbert und Sommers 1995). Man würde eine solche Korrelation unmittelbar erwarten, weil die magnetische Rigidität der UHECR zusammen mit der Nähe der Quellen zum Beobachter nur eine kleine Ablenkung der beobachteten Ankunftsrichtung von der Position der Quelle zulässt. Auch für den Fall, dass die UHECR in galaktischen Quellen wie z.B. Neutronensternen erzeugt werden, müsste es eine Anhäufung der Ankunftsrichtungen entlang der galaktischen Ebene geben, die jedoch nicht beobachtet wird. Das Beschleunigermodell lässt sich trotz der fehlenden Korrelation der Ankunftsrichtung mit den Quellpositionen vertreten, wenn man ein deutlich höheres Magnetfeld für das extragalaktische Medium oder sehr hohe Ladungszahlen der Teilchen annimmt (Farrar und Piran 2000, Ahn et al. 1999). In diesem Fall ist keine strenge Korrelation der Ankunftsrichtung mit der Quellposition zu erwarten und Ablenkungen von einigen Grad zu der Quellposition wären möglich.

Um die erwartete mittlere freie Weglänge zu vergrößern, die für Protonen nur eine Korrelation mit nahen Objekten plausibel erscheinen lässt, werden derzeit zwei Ansätze diskutiert. Unter der Annahme, dass die Lorentzinvarianz verletzt ist⁶, können Resonanzen aus $p\gamma$ Stößen unterdrückt werden. Dadurch wird die mittlere freie Weglänge deutlich vergrößert (Coleman und Glashow 1999) (siehe auch Punkt 3 der Diskussion in Kapitel 8). Einen weiteren Ansatz zur Lösung des Distanzproblems liefert die Annahme, dass ein neues, bislang unbekanntes und stark wechselwirkendes Hadron existiert (Albuquerque et al. 1999). Ein solches Teilchen ist in der Lage, einen Luftschauer auszulösen, der sich nur wenig von dem eines Protons unterscheidet. Wegen der höheren Masse (≈ 10 GeV) würde der GZK-Cutoff für ein solches Teilchen bei höheren Energien liegen.

Nimmt man hingegen das *Zerfallsmodell* an, ergibt sich das Problem der Zuordnung der Quellen zu bekannten Objekten nicht. Die Verteilung dieser X-Teilchen ist im Rahmen der meisten Modelle homogen und isotrop und wäre kompatibel mit der isotropen Verteilung der Ankunftsrichtungen der UHECR. Aufgrund des zu vermutenden Einflusses der massiven Teilchen auf die frühe Strukturbildung ist eine schwache Korrelation mit der Verteilung leuchtender Materie (Galaxien) zu erwarten. Die massiven X-Teilchen entstehen bei einem Phasenübergang in einem frühen Stadium des

⁶In diesem Fall gilt nicht mehr eine universelle Lichtgeschwindigkeit als maximal erreichbare Geschwindigkeit.

Universums. Ein solcher Phasenübergang könnte durch die Aufhebung von Symmetrien, die im Rahmen von GUT vermutet werden, verursacht worden sein (Bhattacharjee und Rana 1998).

Aus der (nahezu) homogenen Verteilung der X-Teilchen und deren integraler Luminosität, die ja zumindest den beobachteten Fluss der UHECR erklären sollte, ergibt sich überraschenderweise aus der Beobachtung extragalaktischer Photonen im GeV-Energiebereich eine starke Einschränkung für die maximal mögliche Dichte der X-Teilchen (Coppi und Aharonian 1997): Die injizierten hochenergetischen Teilchen aus dem Zerfall der X-Teilchen erzeugen Kaskaden nach Wechselwirkung mit der universellen Mikrowellenhintergrundstrahlung (vgl. Kapitel 2.1). Sinkt die Energie der in der Kaskade erzeugten Photonen unter die Schwellenenergie zur Paarerzeugung mit den Photonen des Hintergrundlichtes, werden diese Photonen nicht mehr absorbiert und erzeugen einen isotropen, beobachtbaren Fluss. Das EGRET-Experiment hat tatsächlich einen Fluss extragalaktischer GeV-Photonen nachweisen können (Sreekumar et al. 1998), der jedoch auch anderen Ursprungs sein könnte. Insbesondere lässt sich ein Großteil der extragalaktischen GeV-Strahlung durch nichtaufgelöste AGN erklären. Der verbleibende Fluss könnte aus intergalaktischen Kaskaden der beschriebenen Art stammen. Es ergeben sich jedoch erhebliche Einschränkungen aus der Forderung, dass die UHECR vollständig aus Zerfällen von X-Teilchen stammen und gleichzeitig nur ein sehr geringer Fluss an GeV-Photonen unbekanntem Ursprungs experimentell nachgewiesen worden ist (Karle et al. 1995, Sigl et al. 1998), der aus den erwähnten elektromagnetischen Kaskaden stammen könnte.

Eine Unterscheidung zwischen den beiden Modellen wird vermutlich mit den geplanten und den teilweise auch bereits in Bau befindlichen Experimenten der nächsten Generation möglich sein. Das zunächst auf der Südhalbkugel geplante *Pierre-Auger-Observatorium* (PAO) wird bereits in Argentinien aufgebaut und ist als Hybriddetektor geplant mit einem Feld von 1 600 Teilchendetektoren auf einer Fläche von ca. 3 000 km² und drei optischen Detektoren, die das Fluoreszenzlicht der Luftschaer nachweisen werden. Das PAO wird innerhalb der ersten drei Betriebsjahre die Zahl der vorher nachgewiesenen Teilchen jenseits des GZK-cutoffs um das Hundertfache steigern. Eine ähnliche Anlage auf der Nordhalbkugel befindet sich in Planung. Neben dem PAO ist ein satellitengestütztes Experiment (*OWL-Airwatch*) geplant, das das Fluoreszenzlicht ausgedehnter Luftschaer aus einem erdnahen Orbit nachweisen soll. Die Nachweisfläche von OWL-Airwatch soll bis zu 250 000 km² umfassen (Linsley et al. 1999, Catalano et al. 1999): die erwartete Ereignisrate wäre 1 Ereignis mit $E > 3.2 \cdot 10^{20}$ eV pro Woche.

Unabhängig von den derzeit betriebenen und zukünftigen Experimenten, die die UHECR mittels der Luftschaertechnik messen, ermöglicht der Nachweis von TeV-Photonen, die während des Transports der UHECR im extragalaktischen Strahlungsfeldern erzeugt werden, den Zugang zu den möglichen Quellen (siehe nächsten Abschnitt und Kapitel 2).

1.6 Intergalaktische Kaskaden

Unabhängig vom Ursprung der UHECR (Beschleuniger- oder Zerfallsmodell) wird oberhalb des GZK-cutoffs erwartet, dass es zu Streuprozessen der hochenergetischen

Teilchen am universellen Photonhintergrund kommt.

Bei diesen Stößen, die oberhalb der Schwellenenergie Resonanzen anregen, entstehen als stabile Teilchen im Endzustand sowohl hochenergetische Photonen aus z.B. π^0 -Zerfällen als auch Neutrinos (π^\pm, μ^\pm -Zerfällen). Die Neutrinos setzen ihren Weg nahezu ungehindert fort. Die Photonen hingegen können in $\gamma\gamma$ -Streuprozessen e^+e^- -Paare erzeugen, die wiederum durch Compton-Stöße ihre Energie an niederenergetische Photonen der Hintergrundstrahlung abgeben. Auf diese Weise entsteht eine elektromagnetische Teilchenkaskade, bei der TeV-Photonen erzeugt werden, die schließlich eine Wechselwirkungslänge von mehr als 100 Mpc haben und gegebenenfalls mit existierenden Detektoren nachweisbar sind.

Ist das extragalaktische Magnetfeld genügend klein ($B < 10^{-9}$ G), werden die Elektronen und Positronen während der Entwicklung der Kaskade nur wenig abgelenkt, und die Ausbreitungsrichtung des intergalaktischen Schauers ist korreliert mit der Richtung des auslösenden Teilchens.

Die experimentelle Suche nach solchen Korrelationen mit den HEGRA-Szintillationszählern (Schmele 1998) ergab einen Hinweis auf eine mögliche TeV-Photonenkomponente aus der Richtung des FE-320-Ereignisses (siehe Abbildung 1.5). Die Wahrscheinlichkeit, einen Ereignisüberschuss zufällig bei den ausgeführten Suchen zu finden, ist auf 1.8 % geschätzt worden. Die Zufallswahrscheinlichkeit ist zu hoch, als dass von einem Nachweis gesprochen werden kann. Eine Nachfolgebeobachtung derselben Region mit den Cherenkovteleskopen kann die Situation klären (Horns et al. 1997). Das Ergebnis dieser Suche wird in Kapitel 7.6 diskutiert.

1.7 TeV-Photonen als Bose-Einstein-Kondensate

Neben den Teilchen der höchsten Energien, die intergalaktische Kaskaden auslösen, durchqueren auch Photonen, deren Ursprung in anderen Galaxien (Mrk-501 und Mrk-421) liegt, den intergalaktischen Raum. Ähnlich wie die Protonen durch inelastische Wechselwirkungen mit der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung in ihrer Reichweite eingeschränkt sind, ist das Universum für sehr hochenergetische Photonen nicht transparent. Für Photonen mit Energien größer als etwa 100 GeV ist die mittlere freie Weglänge durch Paarproduktion in Photon-Photon-Wechselwirkungen ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$) mit niederenergetischen Photonen beschränkt (Gould und Schröder 1966, 1967). Für Photonen mit einer Energie von 10^{15} eV ist die mittlere freie Weglänge auf galaktische Entfernungen (10 kpc) beschränkt (vgl. Abbildung 2.8).

Im Gegensatz zu den ultra-hochenergetischen Protonen, die vorwiegend mit Photonen der sehr gut vermessenen und universell vorhandenen Mikrowellenhintergrundstrahlung wechselwirken, ist die für die Absorption von TeV-Photonen relevante Flussdichte der diffusen infraroten und optischen Strahlung und dessen zeitliche Evolution nur wenig bekannt. Umgekehrt lässt sich aus der Messung der Energiespektren im TeV-Energiebereich auf die Flussdichte dieser Strahlung schließen. Das bislang nicht eindeutig beobachtete „Ende der TeV-Strahlung“ deutet auf ein sehr niedriges Flussniveau des diffusen Hintergrundlichts hin, das nicht mehr im vollständigen Einklang mit Resultaten von Satellitenexperimenten steht und eine „TeV-Krise“ hervorgerufen hat (Finkbeiner et al. 2000).

Eine Erklärungsmöglichkeit ist vorgeschlagen worden, bei der angenommen wird,

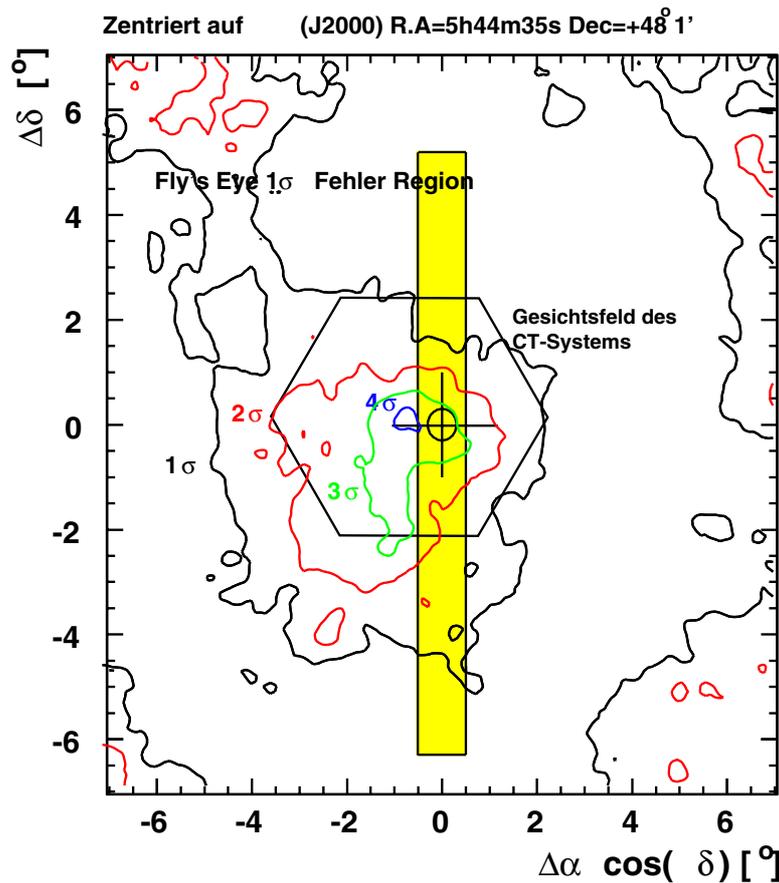


Abbildung 1.5: Die aus Schmele (1998) stammende Signifikanzverteilung in Himmelskoordinaten aus der Analyse der Ankunftsrichtungen von Luftschauern, die mit dem HEGRA-Szintillatorfeld aufgezeichnet wurden. Um ein Grad zu der Richtung des höchstenergetischen Ereignisses (FE-320) verschoben findet sich ein Maximum der Signifikanz (4.2 Standardabweichungen), das auf eine mögliche mit FE-320 korrelierte TeV-Komponente hinweist. Die grau unterlegte Region gibt den Richtungsfehler für FE-320 an (Bird et al. 1995). Dem Bild überlagert ist die mit den Cherenkovteleskopen beobachtete Himmelsregion (Kapitel 7) zentriert auf die Position mit dem höchsten Überschuss in den Szintillatordaten.

dass TeV-Luftschauerereignisse nicht durch *einzelne* Photonen erzeugt werden, sondern mehrere zeitlich korrelierte, niederenergetische Photonen ein höherenergetisches Luftschauerereignis vortäuschen (Harwit et al. 1999). Diese korrelierten Photonen entstehen im Rahmen eines zur Zeit diskutierten Modells als *Bose-Einstein-Kondensat* durch die Wechselwirkung von Photonen aus *Masern*⁷ mit relativistischen Jets. Maser sind Molekülwolken, bei denen durch eine externe Strahlungsquelle ein metastabiles Niveau angeregt wird, ohne dass sich ein thermisches Gleichgewicht ergibt. Die resultierende Maseraktivität ist dominiert durch diesen nichtthermischen Anteil und führt zu Linienemission (für Maser in Hydroxyl-Wolken bei einer Wellenlänge $\lambda = 16$ cm). Durch Compton-Stöße der Photonen aus der Maser-Regionen mit den relativistischen Elektronen eines Jets entstehen räumlich und zeitlich korrelierte TeV-Photonen, die höherenergetische Luftschauerereignisse vortäuschen könnten. Da die einzelnen, nie-

⁷Microwave amplification by stimulated emission of radiation

derenergetischen Photonen des Kondensats eine zu geringe Energie haben, um e^+e^- -Paare an der Hintergrundstrahlung zu erzeugen, verschiebt sich der erwartete Absorptionseffekt zu höheren Energien.

Mithilfe der stereoskopischen Rekonstruktion (siehe Abschnitt 3.2) der Eindringtiefen von photoninduzierten Luftschauern kann ein solches Szenario experimentell überprüft werden (Aharonian et al. 2000a). Die Analyse der Eindringtiefen von photoninduzierten Luftschauern aus der Richtung von Mrk-501 und Mrk-421 im Hinblick auf die Suche nach Bose-Einstein-Kondensaten wird im zweiten Abschnitt zur Datenanalyse vorgestellt (Kapitel 8.1).

1.8 Luftschauertechnik

Die zum Beobachten kleiner Flüsse⁸ nötigen Nachweisflächen sind für Photonen bei TeV-Energien mit herkömmlichen Satelliten, die meist weniger als 1 m^2 effektive Fläche aufweisen, nicht mehr realisierbar. Der indirekte Nachweis der hochenergetischen Teilchen durch ausgedehnte Luftschaue (Auger et al. 1938) bietet hier den einzigen Zugang zu der primären γ -Strahlung bei Energien oberhalb von 10^{10} eV .

Die Entwicklung von ausgedehnten Teilchenkaskaden in der Atmosphäre und die gebräuchlichen Nachweistechiken sollen in den folgenden beiden Abschnitten erläutert werden.

1.8.1 Entwicklung ausgedehnter Luftschaue

Elektromagnetische Luftschaue: Für durch Elektronen⁹ oder Photonen ausgelöste Luftschaue entwickelt sich durch Bremsstrahlung von Elektronen und Paarerzeugung von Photonen im Feld der Hüllenelektronen und der Atomkerne eine elektromagnetische Kaskade.

Es sei erwähnt, dass selbstverständlich auch schwerere Paare als e^+e^- erzeugt werden können. Da aber für die Produktion von z.B. Müonen die Energieschwelle höher ist und der Wechselwirkungsquerschnitt für Zweikörperreaktionen aufgrund der Kinematik mit $1/s$ abfällt (s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie), sind derartige Prozesse in elektromagnetischen Luftschauern im betrachteten Energiebereich von geringer Bedeutung. So entstehen im Mittel etwa $2\mu^+\mu^-$ -Paare in einem durch ein Photon mit der Energie von 5 TeV ausgelösten Luftschaue. Gleichzeitig finden sich etwa 1500 e^+e^- Paare im Schauermaximum.

Die charakteristische Länge für die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers ist durch die Strahlungslänge (abgekürzt mit X_0) gegeben. In der Atmosphäre unter Normalbedingungen wird dieser Wert bei einer Flächendichte von 36.66 g/cm^2 angegeben (Montanet et al. 1994). Damit ist die Atmosphäre auf Meeresebene für senkrecht auftreffende Teilchen etwa 27.5 Strahlungslängen dick. Als typische Energieskala wird üblicherweise die *kritische Energie* E_c angegeben, bei der der Energieverlust von Elektronen durch Ionisation und durch Bremsstrahlung gleich ist. In der Atmosphäre ist diese kritische Energie $E_c = 86 \text{ MeV}$ (Berger und Seltzer 1964).

⁸Aus der Richtung des Krebs-Nebels, der „Standardkerze“ der TeV-Astrophysik, erreichen etwa 3 Photonen/Jahr/ m^2 den Beobachter auf der Erde.

⁹Mit Elektronen seien hier auch immer synonym Positronen gemeint.

Fällt die mittlere Energie der Elektronen im Schauer unter die kritische Energie, dominiert der Energieverlust durch Ionisation. Damit wird der exponentielle Anstieg der Teilchenzahlen nicht mehr fortgesetzt, und das so genannte Schauermaximum ist erreicht. Durch den dann dominierenden Ionisationsenergieverlust der Elektronen fällt die Zahl der Teilchen, die an der Schauerentwicklung teilnehmen, nach dem Maximum rasch ab.

Die Schichtdicke bis zum Erreichen des Schauermaximums wächst logarithmisch mit der Primärenergie E_0 . Für einen photoninduzierten Schauer mit einer Energie von 1 TeV liegt das Schauermaximum bei etwa 320 g/cm^2 , was einer Höhe von 10 km über dem Meeresniveau entspricht. Pro Energiedekade wächst die Eindringtiefe um ca. 70 g/cm^2 an. Die typische Abklinglänge ist mit etwa 100 g/cm^2 ähnlich groß wie die Anstiegslänge (siehe hierzu auch Abbildung 1.6).

Löst man die Transportgleichung für elektromagnetische Kaskaden in der Atmosphäre (Rossi und Greisen 1941), erhält man als Lösung für die Anzahl N_e der Elektronen nach einer durchquerten Flächendichte t für ein Primärteilchen der Energie E_0 :

$$N_e = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E/E_c)}} e^{(1-1.5 \ln(s))t/X_0} \quad (1.3)$$

$$s = \frac{3t/X_0}{t/X_0 + 2 \ln(E_0/E_c)} \quad (1.4)$$

s : Schaueralter

t : Durchquerte Säulendichte in g/cm^2

E_0 : Energie des Primärteilchens

E_c : Kritische Energie, in Luft: 86 MeV

X_0 : Strahlungslänge, in Luft: 36.66 g/cm^2

Die laterale Verteilung der Teilchen im Luftschauder wird durch Coulomb-Streuung der Elektronen bestimmt und weitet den Luftschauder auf eine typische Breite (Molière-Radius) auf (7.9 g/cm^2). Die longitudinale Entwicklung wird durch die Wechselwirkungslänge für die Bremsstrahlung (Strahlungslänge $X_0 = 36.66 \text{ g/cm}^2$) bestimmt. In Abbildung 1.7 sind die Strahlungslänge und der Molière-Radius in der Atmosphäre für verschiedene Höhen aufgetragen. Die Lateralverteilung wird in Abhängigkeit vom Schaueralter s parametrisiert (Kamata und Nishimura 1958):

$$\rho(r) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi \cdot \Gamma(s) \cdot \Gamma(4.5 - 2 \cdot s)} \cdot N_e \cdot r_M^{-2} \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \cdot \left(\frac{r}{r_M} + 1\right)^{s-4.5} \quad (1.5)$$

s : Schaueralter

r_M : Molière-Radius, entspricht einer Schichtdicke von 7.9 g/cm^2

N_e : integrierte Zahl der Teilchen

Hadronische Luftschauder: Protonen und schwere Kerne streuen an den Bestandteilen der Atmosphäre und erzeugen in inelastischen Streuprozessen eine Vielzahl von Sekundärteilchen, die entweder zerfallen oder selbst wieder an Stößen teilnehmen.

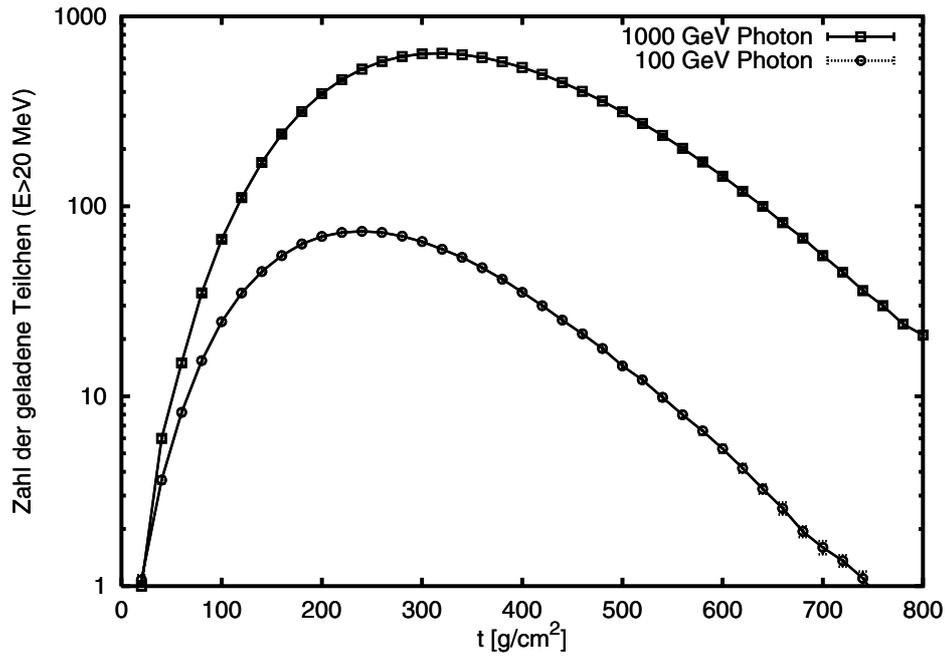


Abbildung 1.6: Die über jeweils 1000 simulierte Luftschauer gemittelte Longitudinalentwicklung für photoninduzierte Schauer der Energie 100 GeV und 1 TeV.

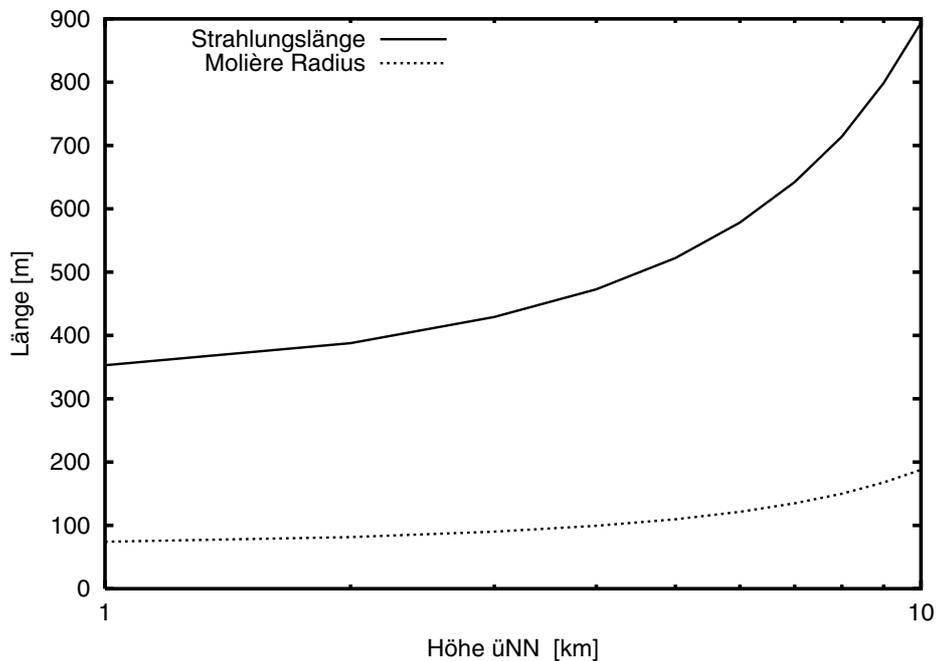


Abbildung 1.7: Für senkrecht einfallende Luftschauer sind die Strahlungslänge und der Molièreradius in Metern als Funktion der Höhe über Normal Null dargestellt. Verwendet wurde das in Kapitel 4.2 beschriebene tropische Dichteprofil.

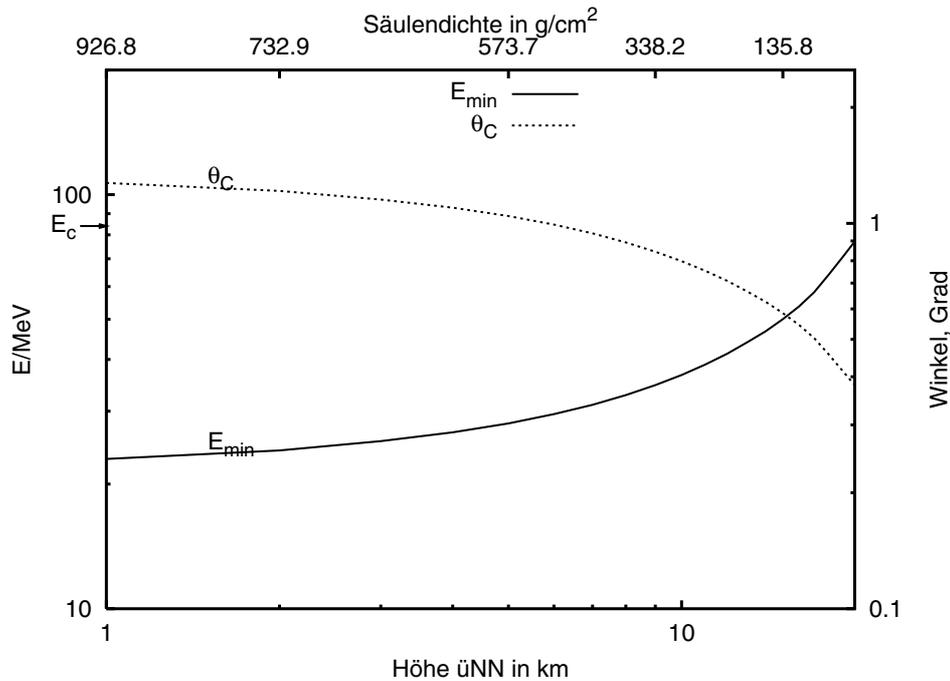


Abbildung 1.8: Dargestellt sind die Zusammenhänge des Cherenkovwinkels und der Schwellenenergie mit der Höhe in der Atmosphäre für Elektronen

Besondere Bedeutung für die Ausbildung von ausgedehnten Luftschauern kommt den π^0 -Mesonen zu, die rasch in $\gamma\gamma$ -Paare zerfallen, welche jeweils wiederum wie oben beschrieben elektromagnetische Subschauer erzeugen.

Die mittlere freie Weglänge für Protonen in diesem Energiebereich in Luft liegt bei ca. 80 g/cm^2 . Dementsprechend wird die Schauerentwicklung durch die sich rascher entwickelnden elektromagnetischen Subschauer dominiert. Neben der elektromagnetischen Kaskade entwickelt sich ein von Hadronen dominierter Anteil, der entlang der Schauerachse immer wieder durch π^0 -Zerfälle die elektromagnetische Kaskade speist. Aus den Zerfällen geladener Mesonen entstehen außerdem noch Müonen und Neutrinos. Die größere mittlere freie Weglänge und der Transversalimpuls sorgen für eine im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern längere und auch breitere Schauerentwicklung. Die offensichtlichen Unterschiede in der Schauerentwicklung sind anschaulich in Abbildung 1.9 dargestellt.

1.8.2 Luft-Cherenkovlicht aus ausgedehnten Luftschauern

Ein ausgedehnter Luftschauer, der von einem Primärteilchen ausreichender Energie ausgelöst worden ist, wird von Cherenkovlicht begleitet. Für die Abstrahlung von Cherenkovlicht gilt, dass die Geschwindigkeit

$$\beta = v/c_0 > 1/n \quad (1.6)$$

größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht in diesem Medium sein muss. Hier bezeichnet n den Brechungsindex der Atmosphäre, der nach der Gleichung von *Clausius–Mosotti* in etwa proportional zur Dichte des Gases ist.

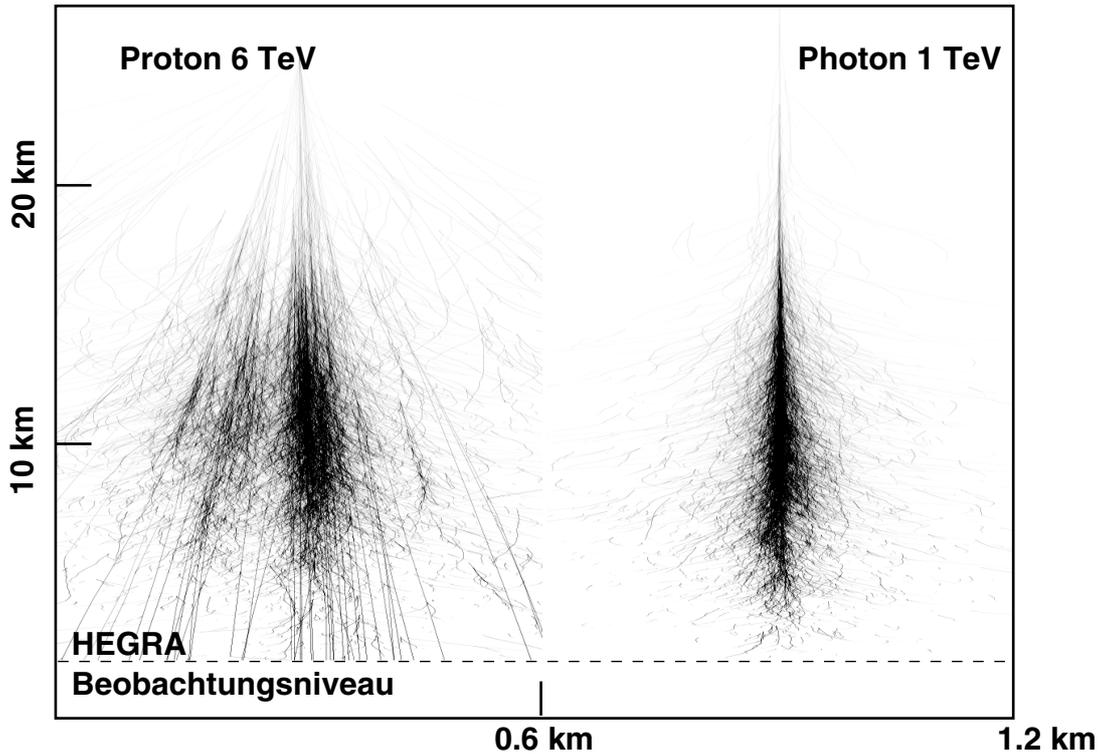


Abbildung 1.9: Die Bilder von Luftschauern: Links der durch ein Proton der Energie 6 TeV und rechts durch ein Photon der Energie 1 TeV ausgelöste Luftschauer. Dargestellt sind nicht die Teilchenspuren sondern die Volumenelligkeit der von geladenen Teilchen abgegebenen Cherenkovstrahlung. Der Cherenkovwinkel ist hierbei nicht berücksichtigt worden. Das Licht wird entlang der Spuren in einen Kegelmantel mit einem halben Öffnungswinkel von etwa 1° abgegeben. Das Licht ist für einen Beobachter von der Seite also nicht sichtbar.

Die Energieschwelle für Abstrahlung von Cherenkovlicht ergibt sich aus dieser Bedingung:

$$E_{min} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - n^{-2}}} \quad (1.7)$$

Hiernach ist bereits nach etwa drei Strahlungslängen die Schwellenergie für Cherenkovlichtemission kleiner als die kritische Energie (Abbildung 1.8) und Elektronen erzeugen Cherenkovlicht. Stirbt der Schauer früher aus, wird keine Cherenkovstrahlung erzeugt. Ist die Energie des Primärteilchens ausreichend hoch, so dass die Schauerentwicklung sich über drei Strahlungslängen fortsetzt, ist der Luftschauer von Cherenkovlicht begleitet.

Das Cherenkovlicht wird vorzugsweise in einen schmalen Kegelmantel mit halbem Öffnungswinkel von etwa 1° abgestrahlt ($\cos \theta = (\beta \cdot n)^{-1}$). Durch Vielfachstreuung der Elektronen im Luftschauer ist die resultierende Verteilung der Abstrahlrichtungen eines Luftschauers aufgeweitet. Für einen Beobachter in 2 200 m Höhe über Meeresniveau wird eine kreisförmige Fläche mit einem Radius von etwa 125 m ausgeleuchtet. Die laterale Intensitätsverteilung ist sensitiv auf die Position des Schauermaximums und die Lichtmenge ist proportional zur integralen Spurlänge aller Teilchen oberhalb der Energieschwelle für Cherenkovemission. Diese Eigenschaften erlauben insbeson-

dere die Rekonstruktion der Primärenergie und der Position des Schauermaximums aus der Messung des Cherenkovlichts (siehe auch Abschnitt 3.2).

1.8.3 Nachweistechnik

Es gibt eine Vielzahl verschiedener Methoden und Experimente zur Messung von ausgedehnten Luftschauern. Hier möchte ich mich auf die Beschreibung der traditionellen, nichtabbildenden Technik der Schauerfrontmessung und die abbildenden Luft-Cherenkovtechnik beschränken.

Der Nachweis von Luftschauern findet normalerweise nur in einer konstanten atmosphärischen Tiefe statt. Die Messung ist vergleichbar mit der eines *tailcatchers* in einem Kalorimeter eines typischen Beschleunigerexperimentes mit dem Unterschied, dass sich in der Atmosphäre eine ausgedehnte Schauerfront aus geladenen Teilchen und Cherenkovphotonen ausbildet, die sich über eine mehrere hundert Meter durchmessende Fläche erstreckt. Der Aufbau von Luftschauerexperimenten, die die Schauerfront vermessen, dient der Messung der relativen Ankunftszeiten der Schauerfront mit zahlreichen Detektoren, die auf einer großen Fläche (typischerweise einige 10^4 – 10^8 m²) aufgestellt werden. Die relative Abdeckung der Nachweisfläche mit Detektoren ist bei diesen Experimenten in der Regel sehr klein (0.01 – 10 %).

Aus den gemessenen Amplituden und der relativen Zeitverzögerung zwischen den verschiedenen Detektorstationen ist es möglich, Energie und Richtung des Primärteilchens auf indirektem Wege zu rekonstruieren. Analog kann auch mit einem Feld von lichtsensitiven Detektoren die dünne Scheibe aus Cherenkovphotonen (ca. 1 m Dicke) nachgewiesen werden. Auch hier wird aus der gemessenen Lichtmenge und der relativen Zeitmessung auf die ursprüngliche Energie und Richtung geschlossen. Im Gegensatz zu den anderen erwähnten Nachweistechniken ist die Messung des Luft-Cherenkovlichts auf klare, mondlose Nächte beschränkt, was die Beobachtungszeit auf etwa 10 % der möglichen Zeit verringert.

Detektorfelder, die die Teilchenkomponente nachweisen, sind ab einigen 10 000 GeV sensitiv. Ausnahmen bilden hier Detektoren mit besonders hoher relativer Flächenabdeckung und einem Standort auf hohen Bergen (das Tibet-Luftschauerfeld in 4 300 m Höhe über Meeresspiegel gibt eine Energieschwelle von etwa 2 000 GeV an (Amenomori et al. 1999)).

Neben den Elektronen und Photonen werden von verschiedenen Experimenten auch Hadronen und Müonen gemessen. Diese Methoden erlauben es z.B., die Wechselwirkungen in der Atmosphäre detailliert zu untersuchen und Aussagen über die Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung zu machen (Antoni et al. 1999).

Eine weitere Nachweistechnik, die sich für die TeV-Astrophysik besonders eignet, ist die abbildende Luft-Cherenkovtechnik (Hill und Porter 1961). Das Cherenkovlicht wird mit einem abbildenden Spiegel gesammelt und im Primärfokus mit einer Kamera vermessen, die die wenige Nanosekunden dauernden Lichtblitze aufzeichnen kann. Die Kombination mehrerer Bilder eines Luftschauers in einem Multi-Teleskop-System erlaubt eine stereoskopische Rekonstruktion des Luftschauers, wie sie erstmals im Rahmen des HEGRA-Experimentes erfolgreich verwendet worden ist. Aus der Form der Bilder lässt sich zwischen γ - und hadroninduzierten Schauern unterscheiden. Im Gegensatz zu nichtabbildenden Methoden ist das Gesichtsfeld meist nur wenige Grad

groß. Diese Methode erreicht eine sehr niedrige Energieschwelle von derzeit 250 GeV. Zukünftige abbildende Cherenkovteleskope, die innerhalb der nächsten Jahre ihren Betrieb aufnehmen (CANGAROO III, H.E.S.S., MAGIC und VERITAS), werden eine deutlich niedrigere Nachweisschwelle von einigen 10 GeV haben. Dies wird durch Vergrößern der Spiegelfläche erreicht. Mit der deutlich niedrigeren Energieschwelle ist es dann auch möglich, den bislang Satelliten vorbehaltenen Energiebereich zu erkunden (Mori et al. 1999, Hofmann 1999b, Lorenz 1999, Krennrich et al. 1999).

1.9 Das HEGRA-Experiment

Das HEGRA¹⁰-Experiment befindet sich auf der Kanarischen Insel La Palma auf 17°52'48" westlicher Länge und 28°45'30" nördlicher Breite. Die internationale Kollaboration¹¹ erforscht mit einem Multi-Komponenten-Experiment die kosmische Strahlung durch den Nachweis ausgedehnter Luftschauer.

Seit der Inbetriebnahme des Feldes aus Szintillationszählern im Jahre 1992 (Krawczynski et al. 1996) ist das Experiment stetig um weitere Komponenten ausgebaut worden. Neben dem Feld aus nichtabbildenden Luft-Cherenkovzählern (Karle 1994) ist ein Feld von Geigertürmen (Rhode et al. 1996) zum Nachweis von hochenergetischen Müonen und Elektronen aufgebaut worden ($E_\mu > 300$ MeV). Die jüngste Komponente ist das System aus fünf abbildenden Luft-Cherenkovteleskopen, die in ihrer jetzigen Form seit August 1998 in Betrieb sind (Daum et al. 1997). Genauere Angaben über Aufbau und Funktionalität der Cherenkovteleskope finden sich in Kapitel 3.

1.10 Zielsetzung dieser Arbeit

Seit der Entdeckung der UHECR ist weder die Distanz noch die Natur der Quellen eindeutig geklärt. Schwerpunkt dieser Arbeit ist das Studium des Transports von UHECR in extragalaktischen Strahlungsfeldern im Hinblick auf Korrelationen von TeV-Photonsignalen mit der Richtung der höchstenergetischen Ereignisse. Hier gilt es, sowohl den Transport im extragalaktischen Medium anhand von Simulationsrechnungen als auch den Nachweis mithilfe der Luftschauertechnik der abbildenden Luft-Cherenkovteleskopen eingehend zu studieren.

Des Weiteren ergeben sich zwangsläufig auch für Photonen extragalaktischen Ursprungs, wie sie bislang von den aktiven Galaxien Mrk-501 und Mrk-421 nachgewiesen worden sind, Fragen nach dem Einfluss von Absorption durch Strahlungsfelder, die auch den Transport der UHECR einschränken. Insbesondere ist hier in den durch TeV-Photonen ausgelösten Luftschauern nach Evidenz für Bose-Einstein-Kondensaten gesucht worden, die anhand charakteristischer Eigenschaften in der Entwicklung von ausgedehnten Luftschauern identifiziert werden können.

Zu diesem Zweck waren folgende Aufgaben zu bearbeiten:

- Simulationen und Rechnungen zum Transport von UHECR und TeV-Photonen im intergalaktischen Medium sowie Ausbildung von Kaskaden,

¹⁰High Energy Gamma Ray Astronomy

¹¹Derzeit sind die Universitäten Hamburg, Kiel, Madrid und Wuppertal sowie die Max-Planck Institute Heidelberg und München und das Physics Institute Yeriwan (Armenien) beteiligt.

-
- Optimierung von Suchmethoden nach ausgedehnten Quellen anhand von simulierten Luftschauern und Daten,
 - Entwicklung eigener Analysemethoden- und strategien,
 - Simulation von ausgedehnten Luftschauern und Anpassung einer bestehenden Detektorsimulation an die Anforderungen dieser Analyse,
 - Auswertung und Analyse von Daten, die mit dem System von abbildenden Luft-Cherenkovteleskopen aus der Richtung von FE-320 genommen worden sind,
 - Suche nach Evidenzen für Bose-Einstein-Kondensate in den als TeV-Photonereignissen identifizierten Luftschauern extragalaktischen Ursprungs.

Kapitel 2

Intergalaktische Kaskaden und ihre Simulation

Das gemessene Spektrum der geladenen kosmischen Strahlung erstreckt sich bis zu Teilchenenergien jenseits von 10^{20} eV (siehe auch Abbildung 1.3). Aufgrund des hohen inelastischen Wechselwirkungsquerschnitts für Photoproduktion in Streuprozessen von Protonen an Photonen der universellen Mikrowellenhintergrundstrahlung (CMB¹) wird eine deutliche Reduzierung des gemessenen Flusses oberhalb von $10^{19.5}$ eV erwartet (siehe auch Abbildung 2.1). Das „Ende der kosmischen Strahlung“ ist schon sehr früh prognostiziert worden (Greisen 1966, Zatsepin und Kuzmin 1966: *GZK-cutoff*), bislang sind die experimentellen Ergebnisse jedoch nicht im Einklang mit dieser Erwartung. Aus der Annahme, dass die Quellen der Teilchen der höchsten Energien (UHECR²) isotrop und homogen im Universum verteilt sind, sollte der beobachtbare Fluss oberhalb der Schwellenenergie für Photoproduktion durch den Beitrag naher Quellen (Distanz < 100 Mpc) dominiert sein. Der Beitrag der Quellen in größerer Entfernung sollte durch die Absorption deutlich unterdrückt sein (vgl. Abbildung 1.3). Auch unter Berücksichtigung der endlichen Energieauflösung der Luftschauerexperimente ist die Zahl der nachgewiesenen Ereignisse jenseits des GZK-cutoffs signifikant. Als Beispiel sind für die kombinierten Daten des AGASA- und HiRes-Experiments jenseits von 10^{20} eV 1.2 Ereignisse zu erwarten, wohingegen 14 Ereignisse nachgewiesen worden sind (Yoshida 1999).

Die Ausbreitung der UHECR durch die universelle Hintergrundstrahlung ist in zweifacher Hinsicht von Interesse:

Absorption: Die erwarteten Ereigniszahlen der UHECR und der Verlauf des Spektrums oberhalb des *GZK-cutoff* werden durch den Energieverlust in inelastischen Stößen der Protonen modifiziert.

Kaskadenstrahlung: Die bei der inelastischen Streuung von Protonen und Photonen der Hintergrundstrahlung entstehenden Sekundärteilchen induzieren elektromagnetische Kaskaden, bei denen abwechselnd e^+e^- -Paare in $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung erzeugt werden und diese Paare wiederum durch Compton-Stöße mit Photonen

¹Cosmic Microwave Background

²Ultra High Energy Cosmic Rays

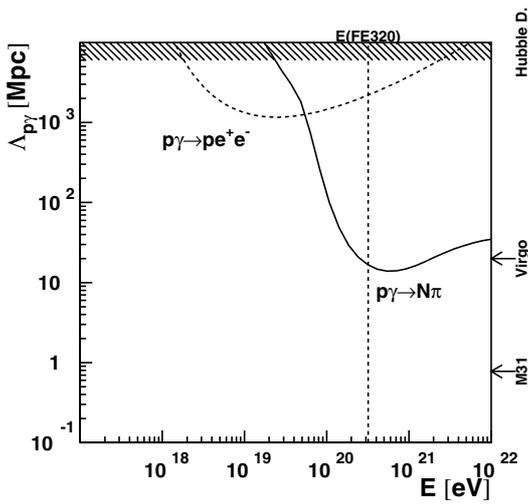


Abbildung 2.1: Die Energieverlustlänge für Protonen in der Mikrowellenhintergrundstrahlung: Oberhalb von $10^{17.5}$ eV verkürzt sich die Energieverlustlänge für Protonen aufgrund der einsetzenden Paarerzeugung mit der universellen Mikrowellenhintergrundstrahlung (CMB). Die Schwellenenergie für Photoproduktion von Pionen ist höher und reduziert die Energieverlustlänge deutlich oberhalb von 30 EeV. Zum Vergleich sind die Entfernungen zu benachbarten Galaxien und Galaxienhaufen eingezeichnet. Für ein Proton mit der Energie von 320 EeV (FE320) ist die Energieverlustlänge kürzer als 20 Mpc.

der Hintergrundstrahlung hochenergetische Photonen erzeugen. Dieser Kaskadierungsprozess kann bei ausreichend kleinen Magnetfeldern und entsprechend geringem Energieverlust der Elektronen durch Synchrotronstrahlung effizient die Energie der injizierten UHECR in Photonen bei Energien im GeV-TeV-Bereich umwandeln.

Wenn die Distanz zu einer der Quellen der UHECR in etwa der Energieverlustlänge $\Lambda(E)$ (siehe auch Gleichung 2.1) für die UHECR entspricht ($\Lambda \approx 20$ Mpc für Protonen mit $E > 10^{20}$ eV), kommt es zu interessanten Konsequenzen für die Korrelation zwischen dem Energiefluss der UHECR und der induzierten Sekundärteilchen, die aus den Kaskaden stammen.

$$\Lambda(E)^{-1} = \kappa(E)^{-1} \cdot \int d\epsilon n(\epsilon) \int d\mu \frac{\sigma_{p\gamma}}{2} \cdot (1 - \beta \cdot \mu) \quad (2.1)$$

$\kappa(E)$: Inelastizität (rel. Energieverlust $\Delta E/E$)

μ : $\cos(\theta)$

$n(\epsilon)$: differenzielle Photondichte

Unter der Annahme, dass eine Quelle einen isotropen, integralen Energiefluss $\Phi_0(E > 10^{20}$ eV) an Protonen in einer Entfernung d erzeugt, ist dieser beobachtbare Fluss entsprechend der Energieverlustlänge abgesunken:

$$\begin{aligned} \Phi(d, E > 10^{20} \text{ eV}) &= \Phi_0(E > 10^{20} \text{ eV}) \cdot e^{-d/\Lambda(E)} \\ &\approx \Phi_0(E > 10^{20} \text{ eV}) \cdot e^{-d/30 \text{ Mpc}} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Wird der absorbierte Fluss der Protonen mit einer Effizienz η in Photonen oberhalb der Nachweisschwelle E_0 für Photonen umgewandelt, werden die verbleibenden, nichtabsorbierten Protonen von einem Fluss an messbaren Photonen (Φ_γ) begleitet (siehe auch Abbildung 2.2):

$$\Phi_\gamma(d, E_\gamma > E_0) = \eta(E_\gamma) \cdot \Phi_0 \cdot (1 - e^{-d/\Lambda(E)}) \quad (2.3)$$

Die Größe η hängt empfindlich von dem genauen spektralen Verlauf der intergalaktischen Hintergrundstrahlung im nahen bis fernen Infrarot und der Stärke eines intergalaktischen Magnetfeldes ab. Wenn das Magnetfeld deutlich kleiner als 10^{-9} G ist,

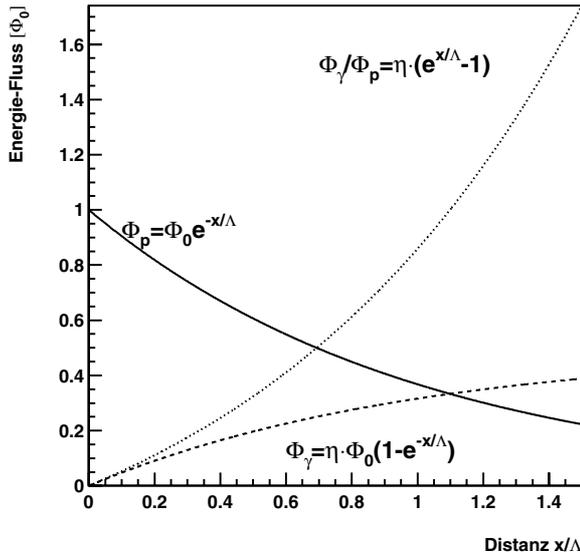


Abbildung 2.2: Der primäre Protonenfluss Φ_p und der sekundäre Photonfluss Φ_γ in Abhängigkeit von der Quelldistanz (in Einheiten der Energieverlustdistanz Λ): Entstehen bei den Wechselwirkungen, die zu der Absorption der Protonen führen, Photonen mit einer Effizienz η , wächst das Verhältnis Φ_γ/Φ_p exponentiell an. Lässt sich das Verhältnis der beiden Flüsse (z.B. im TeV- und EeV-Energiebereich) bestimmen, kann die Distanz zur Quelle unter Annahme der Effizienz η abgeschätzt werden.

ist $\eta \approx 0.2 \dots 0.4$. Für stärkere Magnetfelder dominieren Energieverluste durch Synchrotronstrahlung und die Entwicklung der Kaskaden wird deutlich abgeschwächt: $\eta \ll 0.2$ und der Nachweis von TeV-Photonen ist mit den derzeitigen Instrumenten nicht möglich.

Für den Fall, dass sowohl $\Phi(d, E > 10^{20})$ als auch $\Phi_\gamma(d, E_\gamma > E_0)$ gemessen werden können, ließe sich das als ein deutlicher Hinweis auf ein sehr niedriges intergalaktisches Magnetfeld interpretieren und eröffnet die hochinteressante Möglichkeit, die Entfernung zu einer Quelle der UHECR zu bestimmen. Löst man die Gleichung 2.3 nach d auf, so erhält man:

$$d = \Lambda \cdot \ln \left(1 + \frac{\Phi_\gamma}{\eta \Phi} \right) \quad (2.4)$$

Falls die Quellen der UHECR isotrop und homogen verteilt sind, so bleibt ein Großteil der UHECR der ferner Quellen durch Absorption verborgen. Die Sekundärteilchen hingegen erreichen den Beobachter und können eine isotrop einfallende hochenergetische Strahlung erzeugen. Aus dem gemessenen Fluss einer isotropen Komponente im GeV-Energiebereich (Sreekumar et al. 1998) lassen sich Grenzen auf die Gesamtmissivität des sichtbaren Universums für UHECR angeben (10^{51} erg/s)³ (Coppi und Aharonian 1997).

Im Folgenden werden zunächst die photohadronischen Wechselwirkungen beschrieben, die während des Transports hochenergetischer Teilchen in Photonfeldern relevant sind und die Ausbildung von elektromagnetischen Kaskaden diskutiert. Die Berechnung von Kaskaden mithilfe einer vollständigen Monte-Carlo-Simulation und aus der numerischen Integration der zugrundeliegenden Transportgleichung werden dargestellt und die Ergebnisse der beiden Methoden verglichen. Schließlich werden die Konsequenzen für die Suche nach TeV-Kaskadenstrahlung diskutiert.

³Ein verhältnismäßig kleiner Wert, wenn man berücksichtigt, dass die Luminosität eines einzelnen Quasars bereits diesen Wert erreicht.

2.1 Ausbildung von intergalaktischen Kaskaden

Obwohl die Energien der hochenergetischen Teilchen weit jenseits des in irdischen Labors zugänglichen Bereichs liegen, sind die Wechselwirkungen mit dem CMB bei den betreffenden *Schwerpunktenergien* von bis zu einigen 100 GeV sehr gut vermessen und im Rahmen von Theorien verstanden.

Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, den Transport in den diffusen intergalaktischen Strahlungsfeldern mit Monte-Carlo-Techniken zu simulieren. Einer der hier vorrangig behandelten Aspekte des Transportes ist die Produktion von Sekundärteilchen, die Kaskaden an der Hintergrundstrahlung auslösen. Üblicherweise wird in der Literatur der Energieverlust und die Ablenkung des primären Teilchens beim Transport berechnet ohne die resultierenden niederenergetischen Sekundärteilchen zu berücksichtigen (Stanev et al. 2000).

Die Existenz von Teilchen mit genügend hohen Energien, um derartige Kaskaden auszulösen, ist vom experimentellen Standpunkt aus mit hoher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen worden (Kapitel 1.5). Geht man von der Existenz dieser ultrahochenergetischen Teilchen aus, bietet es sich an, den Transport in den universellen Strahlungsfeldern zu studieren und nach korrelierter γ -Strahlung zu suchen. Der hier verfolgte Ansatz des Nachweises von TeV-Sekundärstrahlung erlaubt es, eine ganze Reihe von Fragen im Zusammenhang mit dem Ursprung der UHECR und den Eigenschaften des intergalaktischen Mediums zu bearbeiten:

- Distanz zu der Quelle: Aus dem Flussverhältnis der gemessenen UHECR und der Sekundärteilchen kann auf die Distanz zu der Quelle geschlossen werden (siehe Gleichung 2.4).
- Der Einfluss der Eigenschaften des intergalaktischen Photonfelds (inkl. der Magnetfelder) auf die Form des Spektrums der Sekundärteilchen ermöglicht umgekehrt aus der Messung des Energiespektrums Rückschlüsse auf die direkten Messungen nicht zugänglichen Parameter des intergalaktischen Strahlungsfelds zu ziehen.

Beide Punkte sind jedoch nur mit detaillierten Simulationsrechnungen, die hier vorgestellt werden, zu bearbeiten. Des Weiteren ist im Hinblick auf experimentelle Suchstrategien mit Luft-Cherenkovteleskopen eine Vorhersage der spektralen Form und der Ankunftsrichtungsverteilung wertvoll.

2.1.1 Dichte der intergalaktischen Strahlungsfelder

Die Dichte der intergalaktischen Hintergrundstrahlung ist nicht in allen Wellenlängenbereichen gut bekannt. Direkte Messungen sind oftmals darauf angewiesen, dominante Strahlungsfelder lokalen Ursprungs sehr genau zu berücksichtigen, um die weitaus schwächeren Strahlungsfelder intergalaktischen Ursprungs zu extrahieren. Eine Ausnahme bildet die spektrale Energieverteilung der thermischen aus dem Urknall stammenden Mikrowellenhintergrundstrahlung, die außerordentlich gut vermessen und verstanden ist (Bennett et al. 1996).

Weniger bekannt hingegen ist das intergalaktische Licht in dem angrenzenden Infrarot- und Radiobereich. Hier liegt die Vermutung nahe, dass diese Strahlungsfelder keinen kosmologischen Ursprung haben. Vielmehr kann man davon ausgehen, dass sowohl die Radio- als auch die Infrarotkomponente ihren Ursprung in diskreten Quellen haben, die nicht auflösbar sind. Die diffuse Strahlung im Wellenlängenbereich von 1-100 μm (nahes bis fernes Infrarot) ist nach der gängigen Vorstellung das in frühen Phasen (Rotverschiebung $z \approx 1 \dots 5$) der Strukturbildung emittierte und in dichten Staubwolken reprozessierte Licht. Eine direkte Messung der schwachen Hintergrundstrahlung in diesem Wellenlängenbereich ist aufgrund dominanter Strahlung galaktischen und solaren Ursprungs (Zodiakallicht, galaktische Infrarotemission) erschwert (Arendt et al. 1998). Der COBE-Satellit mit seinen Instrumenten FIRAS und DIRBE erlaubt erstmals die Messung im fernen Infrarot (60-120 μm). Erste vorläufige Ergebnisse (Fixsen et al. 1998, Hauser et al. 1998, Finkbeiner et al. 2000) deuten einen recht hohen Photonfluss zwischen 60 und 120 μm an, der den aus theoretischen Berechnungen vorhergesagten Wert übertrifft (Primack et al. 1999) und ebenfalls einen Widerspruch zu Messungen des TeV-Spektrums von Mrk-501 andeutet (Finkbeiner et al. 2000, Protheroe und Meyer 2000). In der Abbildung 2.3 sind die verschiedenen Messungen zusammengefasst. Die derzeit umstrittenen Messungen bei 60 μm sind nicht konsistent mit den aus TeV-Spektren extragalaktischer Quellen im Rahmen dieser Arbeit abgeleiteten oberen Flussgrenzen (siehe hierzu auch Kapitel 8.1).

Im Infrarotbereich sind des Weiteren Flussuntergrenzen bekannt, die auf Zählungen von einzelnen Quellen beruhen. Die COBE-Instrumente haben eine schlechte Winkelauflösung, so dass zwischen Beiträgen von Punktquellen und einer isotropen Komponente nicht unterschieden werden kann. Das ebenfalls satellitengestützte ISOCAM-Instrument ermöglicht es, den Beitrag von individuellen Galaxien aufzulösen. Aus der mittleren Dichte an staubreichen Galaxien mit Infrarotemission ergibt sich eine untere Grenze auf den extragalaktischen Fluss in dem betrachteten Wellenlängenbereich. Auf ähnliche Weise sind Messungen auch mit bodengestützten Instrumenten im nahen Infrarot und im optischen Bereich möglich. Diese Zählungen sind aber immer als untere Flussgrenze zu verstehen, weil eine isotrope Komponente nicht berücksichtigt wird, sondern lediglich der Beitrag diskreter Quellen abgeschätzt wird.

Zusammen mit den oberen Flussgrenzen aus den Satellitenmessungen und der Auswertung von TeV-Energiespektren extragalaktischer Objekte ist der isotrope Fluss im infraroten Bereich auf ein Intervall eingeschränkt, das eine Größenordnung umfasst. Um den Einfluss dieser Unsicherheit auf die Ausbildung intergalaktischer Kaskaden zu berücksichtigen, wird bei den Rechnungen jeweils einer der beiden Extremfälle angenommen, die durch die oberen und unteren Flussgrenzen gegeben sind. Hierzu sind einfach parametrisierte Kurven an die Ober- und Untergrenzen angepasst worden, die dann in den verschiedenen Rechnungen verwendet werden (durchgezogene Linien in Abbildung 2.3: *hohes* und *niedriges* IR).

Der Fluss der isotropen Radiostrahlung scheint bislang noch nicht verlässlich vermessen worden zu sein. Es war trotz intensiver Suche nicht möglich, aktuelle experimentelle Flussgrenzen in der Literatur zu finden. Die einzigen Einschränkungen an das Flussniveau ergeben sich aus theoretischen Betrachtungen. Mithilfe der Leuchtkraftfunktion naher Radiogalaxien und einem einfachen Modell zur Entwicklung von Radiogalaxien lässt sich der integrale Fluss ableiten (Biermann und Protheroe 1996).

Auch hier geben die Autoren eine obere und eine untere Grenze an, innerhalb derer sie die aus ihrem Modell stammende Vorhersage vermuten. Für die Rechnungen ist hier ein gemitteltes Modell angenommen worden.

2.1.2 Intergalaktische Magnetfelder

Das intergalaktische Magnetfeld ist direkten Messungen nicht zugänglich. Indirekt gibt es die Möglichkeit, durch Messungen der *Faraday-Rotation* in verschiedenen Wellenlängen eine Abschätzung des Magnetfelds zu gewinnen. Hierbei werden extragalaktische Quellen polarisierter Strahlung in verschiedenen Wellenlängen vergleichend gemessen. Die Rotation Ω der Polarisations Ebene ist wellenlängenabhängig: $\Omega \propto \lambda^2$. Unter der Annahme, dass der Polarisationswinkel bei der Emission für die verschiedenen Wellenlängen identisch ist, ergibt sich aus dem relativen Winkel zwischen den Polarisationsrichtungen bei verschiedenen Wellenlängen, die ein Betrachter misst, das *Rotationsmaß* RM (Kronberg 1994):

$$RM = \int_0^z dz' \vec{B}(z') \cdot \vec{e}_{obs} n_e(z') \quad (2.5)$$

- z : Rotverschiebung
- $\vec{B}(z)$: Magnetfeldvektor
- \vec{e}_{obs} : Einheitsvektor längs der Sichtlinie
- $n_e(z)$: Volumendichte geladener Teilchen

Das RM erlaubt keine eindeutigen Rückschlüsse auf das zugrundeliegende Magnetfeld, weil es lediglich die Projektion des Magnetfelds auf die Sichtlinie misst. Ändert sich z.B. die Ausrichtung des Magnetfeldes entlang der Sichtlinie, kann $RM \approx 0$ sein.

Es bieten sich zwei mögliche Interpretationen des für die Sichtlinie zu fernen Quasaren gemessene $RM \neq 0$ an:

1. Ähnlich wie die großräumige Verteilung der leuchtenden Materie sich stark in Filamenten und Schichten rund um große mehrere 100 Mpc durchmessende Strukturen mit sehr niedriger Galaxiendichte anordnen, ist das entsprechende kosmische Magnetfeld auf diese Regionen erhöhter Materiedichte konzentriert.
2. Das Magnetfeld durchsetzt den Kosmos homogen und die Feldstärke skaliert schwach mit der Dichte an leuchtender Materie.

Die von Ryu et al. (1998) angenommene erste Hypothese hat als Konsequenz für die Interpretation des RM , dass das Magnetfeld innerhalb der massereichen Strukturen in etwa $B = 10^{-6}$ G erreicht. Innerhalb der „leeren“ Regionen (so genannte „voids“) ist das Magnetfeld deutlich niedriger ($B < 10^{-9}$ G): Das Magnetfeld ist nach dieser Interpretation des RM strukturiert.

Für den Transport hochenergetischer Teilchen ergibt sich eine diffuse Bewegung innerhalb der Regionen hoher Magnetfelder mit einer mittleren Verweildauer, die vergleichbar mit der Energieverlustzeit wird (Medina-Tanco 1998). Die ursprüngliche

Richtungsinformation der Teilchen geht verloren, so dass keine Korrelationen mit den Quellpositionen zu erwarten sind. Die elektromagnetischen Kaskaden, die innerhalb dieser Region ausgelöst werden, verlieren rasch Energie durch Synchrotronstrahlung und die entstehenden e^+e^- -Paare werden stark abgelenkt. Eine Korrelation der gemessenen Ankunftsrichtung von UHECR mit TeV-Photonen ist in diesem Szenario ausgeschlossen.

Interpretiert man das RM im Rahmen der herkömmlichen zweiten Annahme, ergibt sich eine Grenze für das intergalaktische Magnetfeld von $B_{IGM} < 10^{-9} (L_{rev.}/\text{Mpc})^{-3/2}$ G, wobei $L_{rev.}$ die Länge in Einheiten von Mpc ist, innerhalb derer sich die Richtung des Magnetfelds umkehrt (Kronberg 1994). Aus der Analyse der Anisotropie des CMB ergibt sich eine obere Grenze auf das extragalaktische Magnetfeld von $B_{IGM} < 3.4 \cdot 10^{-9} (\Omega_0 h_{50}^2)^{1/2}$ G (Barrow et al. 1997) (h_{50} gibt die Hubblekonstante H_0 in Einheiten von $50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc an}$).

Der Einfluss intergalaktischer Magnetfelder auf die Entwicklung von elektromagnetischen Kaskaden ist zweifaltig:

1. Aufgrund der Ablenkung der geladenen Teilchen verliert sich eine Korrelation mit der ursprünglichen Richtung zu der Quelle der UHECR.
2. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung dominiert bei entsprechend großen Feldern über den Energieverlust durch Compton-Streuung (siehe auch Abbildung 2.3).

Es lassen sich drei Fälle für die Ablenkung geladener Teilchen in extragalaktischen Magnetfeldern unterscheiden:

1. **Geradlinige Bewegung:** Wenn das Magnetfeld schwach ist, so dass der Gyroradius der Teilchen r_g groß gegenüber der Quelldistanz ist ($r_g \gg d$), bewegt sich das Teilchen nahezu geradlinig. Die geringe Ablenkung ϑ bedingt durch ein großräumiges Magnetfeld, das eine zur Sichtlinie einer Quelle im Abstand d senkrechten Komponente B_\perp aufweist, errechnet sich aus dem Gyroradius r_g für ein Teilchen mit dem Impuls $p \approx E$ und der Ladungszahl Z :

$$r_g = \frac{p}{Z \cdot e \cdot B_\perp} \quad (2.6)$$

$$\sin(\vartheta) = \frac{d}{2 \cdot r_g} \quad (2.7)$$

Setzt man die typischen Werte für die Energie und das Magnetfeld, bei dem diese Näherung gültig ist ein, erhält man folgende Näherungen ($\theta \ll 1$ rad):

$$r_g \approx \frac{108}{Z} \cdot \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right) \left(\frac{B_\perp}{10^{-9} \text{ G}} \right)^{-1} \text{ Mpc} \quad (2.8)$$

$$\vartheta \approx 2.8^\circ \cdot Z \cdot \left(\frac{d}{10 \text{ Mpc}} \right) \cdot \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right)^{-1} \cdot \left(\frac{B_\perp}{10^{-9} \text{ G}} \right) \quad (2.9)$$

2. **Random walk:** Ändert sich jedoch das Magnetfeld in seiner Ausrichtung auf einer Längenskala λ , die klein gegenüber dem Abstand zur Quelle ist, entspricht

die Bewegung des geladenen Teilchens einer Zufallsbewegung, bei der das Teilchen zwischen den Richtungsänderungen sich näherungsweise geradlinig ausbreitet (*random walk*):

$$\vartheta = 2.5^\circ \cdot Z \cdot \left(\frac{d}{\lambda}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\lambda}{10 \text{ Mpc}}\right) \cdot \left(\frac{B}{10^{-9} \text{ G}}\right) \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}}\right)^{-1} \quad (2.10)$$

3. Diffuse Bewegung: Ist das Magnetfeld deutlich größer als in den beiden oben betrachteten Fällen, so dass das Teilchen seine ursprüngliche Bewegungsrichtung umkehrt, lässt sich der Transport als Diffusion beschreiben. Der Übergang zwischen der geradlinigen Bewegung und dem diffusen Transport findet bei E_C statt, wobei E_C von der Kohärenzlänge und Stärke des Magnetfelds abhängt (Sigl et al. 1999):

$$E_C \approx 150 \left(\frac{E}{100 \text{ EeV}}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{B}{10^{-7} \text{ G}}\right) \cdot \left(\frac{L}{10 \text{ Mpc}}\right)^{1/2} \text{ EeV}$$

Wenn sich die Teilchen diffus bewegen, kann es folglich zu keinen Korrelationen zwischen der Kaskadenstrahlung und der UHECR kommen, so dass dieser Fall hier nicht von Bedeutung ist.

Eine Korrelation zwischen der Kaskadenstrahlung und der Einfallsrichtung der Primärteilchen ist nur in den ersten beiden Fällen zu erwarten.

2.2 Formalitäten

Der Einfachheit halber wird im Folgenden von dem Szenario einer nahen Quelle (Distanz $d < 100 \text{ Mpc}$) ausgegangen, die einen zeitlich konstanten Fluss von Protonen erzeugt. Das differenzielle Energiespektrum folgt einem Potenzgesetz und erstreckt sich bis zu einer maximalen Energie E_{max} . Dem Modell in Ostrowski (1998) entsprechend ist $dN_p/dE \propto E^{-2}$ und $E_{max} = 10^{22} \text{ eV}$ gewählt worden. Wie sich *a posteriori* ergibt, ist die Form des Injektionsspektrums für den spektralen Verlauf der Kaskadenstrahlung im TeV-Energiebereich unwichtig.

Die Wechselwirkungen werden im Schwerpunktsystem der wechselwirkenden Teilchen berechnet. Das Laborsystem ist dasjenige, in dem die universelle Photonstrahlung isotrop ist und eine Temperatur von 2.728 K hat.

Die Distanzen, über die die Ausbreitung gerechnet wird ($d < 150 \text{ Mpc}$), sind kosmologisch klein, so dass Effekte der Rotverschiebung und Evolution der Strahlungsfelder vernachlässigt werden können.

2.2.1 Photohadronische Wechselwirkungen

Für die Simulation der photohadronischen Wechselwirkungen ist das Programmpaket SOPHIA in der Version 1.4 verwendet worden (Mücke et al. 2000). Einen umfangreichen Überblick der relevanten photohadronischen Wechselwirkungen gibt Rachen (1997). Um eine Übersicht des totalen Wechselwirkungsquerschnitts für Photoproduktion zu erhalten, ist in Abbildung 2.4 der gemessene Wechselwirkungsquerschnitt für

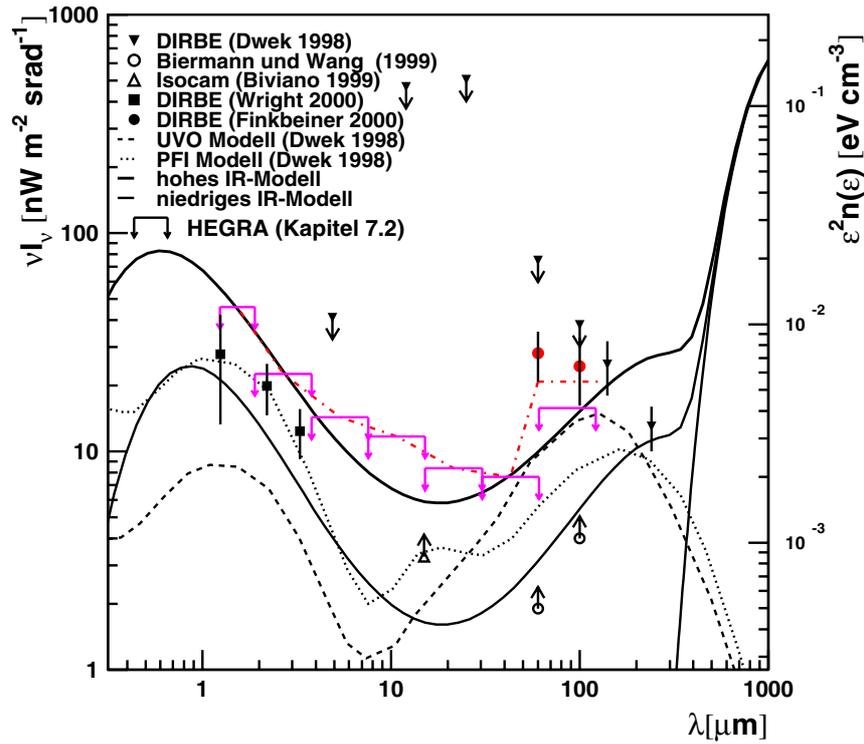


Abbildung 2.3: Das Diagramm zeigt eine Auswahl der in der Literatur angegebenen Flussgrenzen und Messungen des extragalaktischen Hintergrundlichts. Zum Vergleich sind ebenfalls zwei Modellrechnungen eingetragen, die Hauser et al. (1998) entnommen worden sind. Für die Berechnungen sind zwei verschiedene Modelle (durchgezogene Linien) verwendet worden, die den experimentell eingeschränkten Flussbereich einklammern: *hohes* und *niedriges* Infrarot-Modell.

den inelastischen Streuprozess $p\gamma \rightarrow X$ im Vergleich mit der Anpassung aus dem Modell dargestellt, das innerhalb von SOPHIA verwendet wird. Der dominierende Anteil des Wirkungsquerschnitts ist die $p\gamma \rightarrow \Delta$ Resonanz, die knapp oberhalb der Schwellenenergie einen Wechselwirkungsquerschnitt von $420 \mu\text{barn}$ erreicht.

Für höhere Energien ($\sqrt{s} > 2 \text{ GeV}$) verlieren die resonanten Anregungen an Bedeutung und der totale Wechselwirkungsquerschnitt wird nahezu energieunabhängig. Die hauptsächlich zum Wechselwirkungsquerschnitt beitragende Reaktion ist die inelastische Multipionproduktion. Die wichtigsten resonanten Prozesse nach Schwellenenergie geordnet:

$$\gamma N \rightarrow N\pi \quad (2.11)$$

$$\gamma N \rightarrow \Delta(1232)\pi \quad (2.12)$$

$$\gamma N \rightarrow N\rho \quad (2.13)$$

$$\gamma N \rightarrow N\eta \quad (2.14)$$

$$\gamma N \rightarrow N\omega \quad (2.15)$$

$$\gamma N \rightarrow B_S K \quad (2.16)$$

Mit B_S sind die *strange* enthaltenden Baryonen wie z.B. Λ , Σ gemeint. Schwerere Baryonen (z.B. mit *charme*-Anteil) werden vernachlässigt. Ihr Anteil am Gesamtwechselwirkungsquerschnitt ist deutlich kleiner als 1%.

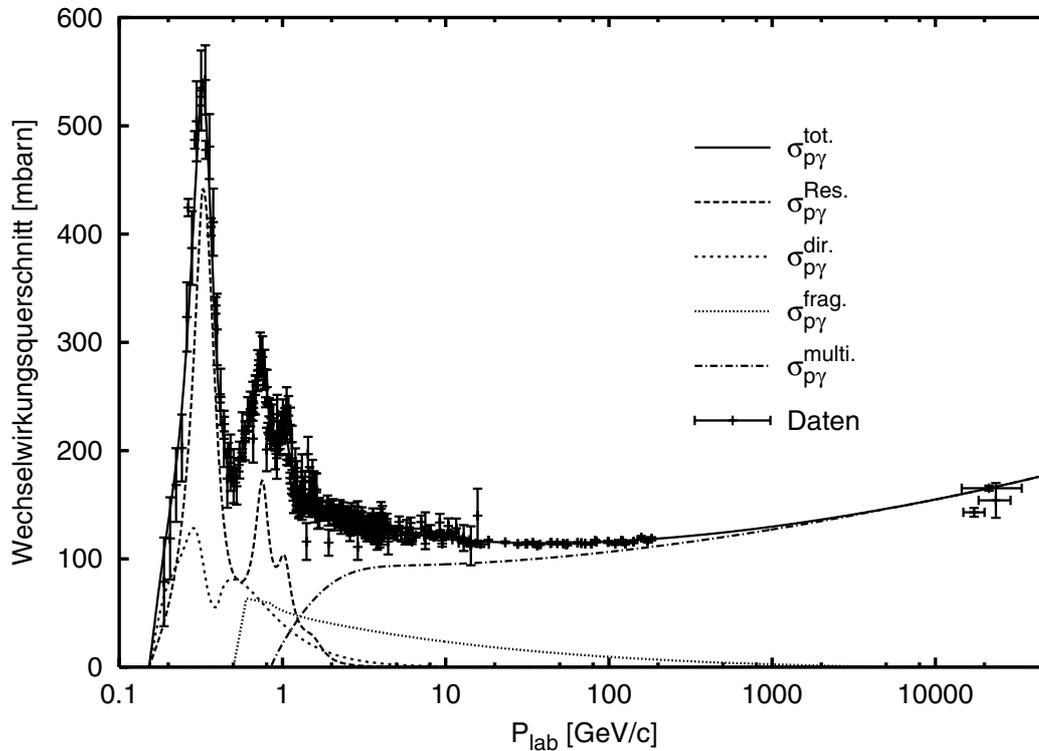


Abbildung 2.4: Der totale inelastische Wechselwirkungsquerschnitt für γp Streuung als Funktion des Photonimpulses im Ruhesystem des Protons. Die Daten sind Groom et al. (2000) entnommen. Die Fehlerbalken an den Daten zeigen die statistischen Fehler.

Das Simulationsprogramm SOPHIA errechnet alle kinematischen Parameter des Endzustands. Der Endzustand umfasst dabei die Menge aller Teilchen, die eine vergleichsweise große Lebensdauer haben und als stabil angesehen werden: e , γ , ν , p . Für jedes Teilchen steht der Viererimpuls p_μ und der entsprechende Ortsvektor x_μ zur Verfügung. Bisher sind diese Informationen noch nicht weiter verwendet worden, erlauben aber prinzipiell auch eine vollständige räumlich aufgelöste Simulation für die photohadronische Wechselwirkung. Für das hier verfolgte Ziel, den spektralen Verlauf der Kaskadenstrahlung vorherzusagen, ist vereinfachend mithilfe von SOPHIA das Energiespektrum der elektromagnetischen Teilchen aus der Wechselwirkung von Protonen mit der Mikrowellenhintergrundstrahlung berechnet worden. Die differentiellen Energiespektren der Elektronen, Neutrinos und Photonen sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Das Energiespektrum der primären Protonen folgt einem Potenzgesetz mit $dN_p/dE \propto E^{-2}$. Sowohl das Elektron- als auch das Photonspektrum fallen oberhalb 10^{17} eV mit E^{-2} ab. Bei kleineren Energien ($E < 10^{17}$ eV) steigt das Spektrum mit $dN_{\gamma,e}/dE \propto E$ an.

Das mit SOPHIA berechnete Energiespektrum der Photonen und Elektronen wird als Eingabespektrum für die Simulation elektromagnetischer Kaskaden verwendet.

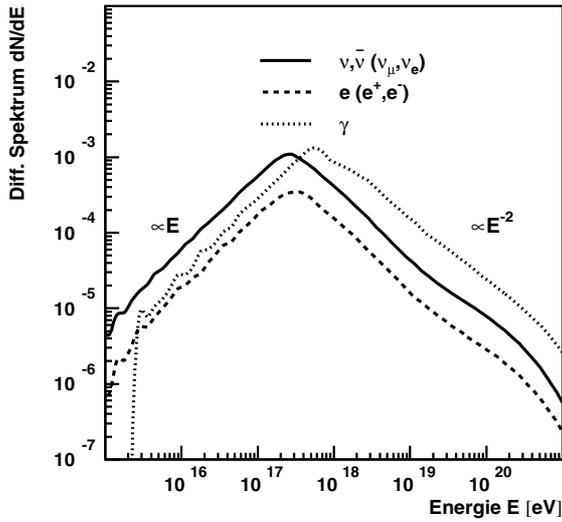


Abbildung 2.5: Das Spektrum der Sekundärteilchen aus der Simulation mit SOPHIA: Aus den Wechselwirkungen eines injizierten Protonenspektrums ($dN_p/dE \propto E^{-2}$) mit den Photonen der thermischen Hintergrundstrahlung ergeben sich die abgebildeten Energiespektren für Elektronen, Neutrinos und Photonen. Die Energiespektren der Elektronen und Photonen wird als Eingabespektrum für die Simulation elektromagnetischer Kaskaden verwendet.

2.2.2 Beteiligte elektromagnetische Wechselwirkungen

Für die Ausbildung von Kaskaden durch den Transport hochenergetischer Photonen und Elektronen in einem beliebigen Photonhintergrund sind maßgeblich die folgenden Wechselwirkungen beteiligt:

$$\text{Paarerzeugung: } \gamma\gamma \rightarrow e^+e^- \quad (2.17)$$

$$\text{Compton-Streuung: } \gamma e \rightarrow \gamma e \quad (2.18)$$

Die Paarerzeugung (2.17) hat hierbei eine Schwellenenergie von $\sqrt{s} > 2 \cdot m_e \cdot c^2$. Die Compton-Streuung (2.18) findet in folgender Weise statt: das Elektron mit einer Energie E streut an einem niederenergetischen Photon der Energie $\epsilon \ll E$, das im Endzustand eine höhere Energie erhält⁴.

Paarerzeugung: Der Eingangszustand für die Paarerzeugung ist durch die Vierervektoren k und k' der Photonen definiert. Das Bezugssystem für diesen Prozess ist das Schwerpunktsystem⁵. Das Ausgangssystem ist durch die Winkel θ und ϕ definiert, wobei θ den Winkel zwischen der Richtung des Photons und des Elektrons misst. Der Azimutwinkel ϕ ist entsprechend bezogen auf diese Richtung.

Der differentielle Wechselwirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung lässt sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik aus der quadrierten Summe der in Abbildung 2.6 gezeigten Feynmandiagramme errechnen. Das Ergebnis ist in vielen Lehrbüchern zu finden (es sei angemerkt, dass in den hier betrachteten Wechselwirkungen polarisierte Eingangs- und Ausgangszustände keine Rolle spielen und jeweils über die möglichen

⁴Man spricht auch vom *inversen* Compton-Prozess.

⁵Hierbei ist streng genommen für Streuprozesse mit zwei Photonen kein *Schwerpunkt* vorhanden, dennoch wird dieses Bezugssystem in Anlehnung an die Streuprozesse massiver Partner so genannt, entscheidend ist zur Definition dieses Referenzsystems die Eigenschaft, dass $\Sigma \mathbf{p}_i = 0$ gilt

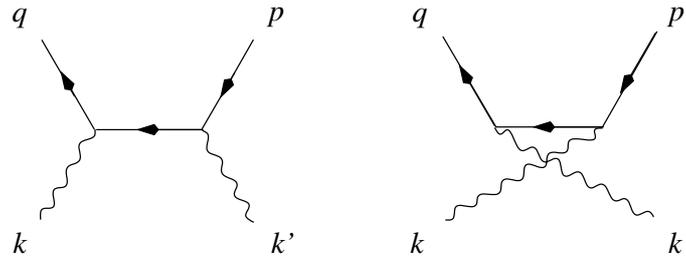


Abbildung 2.6: Die Feynman-Diagramme zur Berechnung des Wechselwirkungsquerschnittes für Paarproduktion $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$

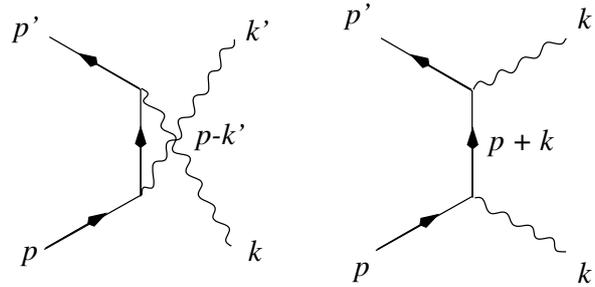


Abbildung 2.7: Die Feynman-Diagramme für den Compton-Streuprozess $\gamma e \rightarrow e\gamma$

Polarisationszustände summiert worden ist) und entspricht bis auf einen Phasenraumfaktor dem für Paarannihilation ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$). Nach Integration über den Kosinus des Winkels zwischen dem Elektronenpaar kommt noch ein Faktor zwei hinzu, der sich daraus ergibt, dass der Endzustand bei der Paarerzeugung aus zwei unterschiedlichen Teilchen besteht und nicht aus identischen Photonen wie bei der Annihilation:

$$\begin{aligned} d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow ee} &= \beta^2 d\sigma_{ee \rightarrow \gamma\gamma} \\ \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow ee} &= 2\beta^2 \sigma_{ee \rightarrow \gamma\gamma} \\ \beta &: \text{ Geschwindigkeit des Elektrons im Endzustand} \end{aligned}$$

Prozesse höherer Ordnung (wie z.B. $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-e^+e^-$) sind nicht berücksichtigt worden.

Compton-Streuung: Das Bezugssystem, in dem sich dieser Prozess am leichtesten beschreiben lässt, ist das Ruhesystem des Elektrons (auch hier gilt wieder, dass Elektron synonym zu Positron gemeint ist) Prozesse höherer Ordnung (z.B. Tripletproduktion $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$) sind hier vernachlässigt worden. Der Wechselwirkungsquerschnitt für die Tripletproduktion oberhalb der Schwellenergie verläuft zwar flach ($\sigma_{Tri} \propto \ln(s)$) und ist damit für hohe Energien sogar der dominante Prozess für die Streuung eines Elektrons an einem Photon. Die Kinematik des Endzustandes zeigt jedoch, dass die Inelastizität sehr klein ist und damit der Energieverlust für das Elektron vernachlässigbar gegenüber dem der Compton-Streuung ist (Mastichiadis et al. 1994). Es kommt hinzu, dass das zusätzliche e^+e^- -Paar im Endzustand nur einen vernachlässigbaren Teil der Gesamtenergie trägt. Erst oberhalb von etwa 10^{22} eV ist der Energieverlust durch Tripletproduktion vergleichbar mit dem in Comptonstößen.

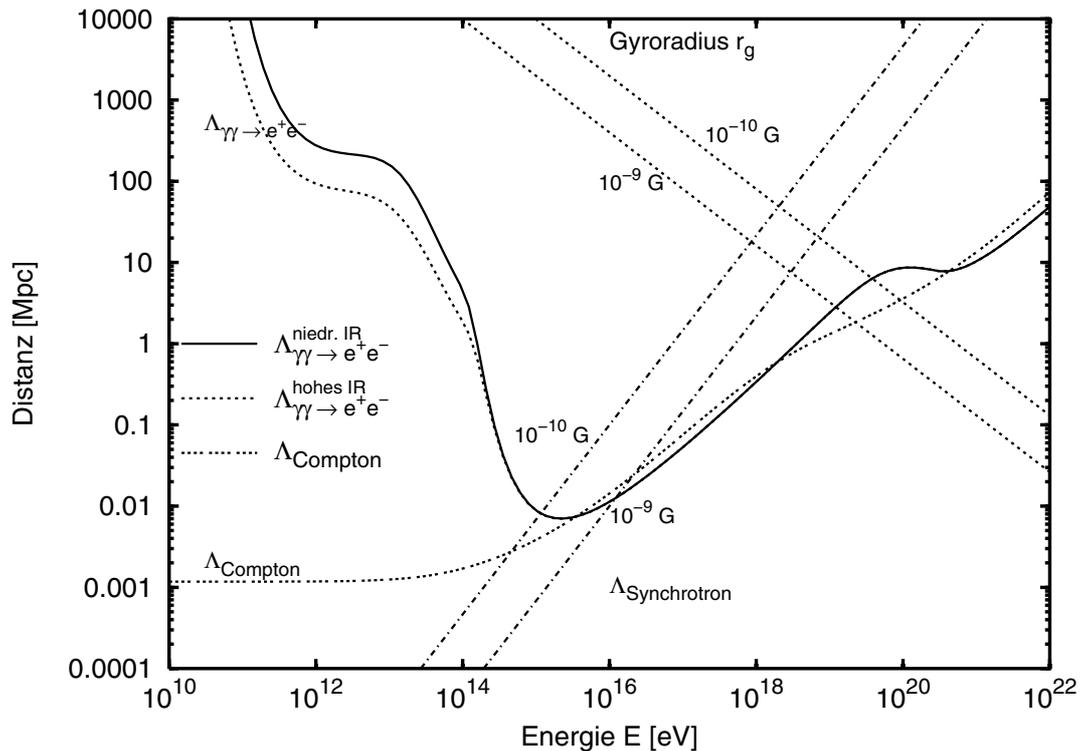


Abbildung 2.8: Mittlere freie Weglänge für Photonen ($\Lambda_{\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-}$) und Elektronen ($\Lambda_{Compton}$) im extragalaktischen Hintergrundlicht (EHL): Für die beiden unterschiedlichen Modelle des EHL (siehe auch Abbildung 2.3) im nahen bis fernen Infrarot ergeben sich deutliche Unterschiede für die mittlere freie Weglänge für Photonen mit Energien unterhalb von 100 TeV. Für die Elektronen ist der genaue Verlauf des Energiespektrums des EHL im Infraroten unerheblich, weil es hier keine Schwellenergie gibt und die Elektronen hauptsächlich mit den Photonen des CMB wechselwirken. Die eingezeichneten gestrichelten Linien geben den Gyroradius und die Energieverlustlänge für Elektronen aufgrund von Synchrotronstrahlung für unterschiedliche Magnetfelder an.

2.3 Simulationsrechnungen zur Ausbildung von intergalaktischen Kaskaden

2.3.1 Simulation der relevanten Wechselwirkungsprozesse

Für die Simulation der Compton-Streuung und Paarproduktion an der Hintergrundstrahlung ist ein vollständiger Monte-Carlo-Ansatz gewählt worden.

Die jeweiligen vollständigen und differentiellen Wechselwirkungsquerschnitte sind verwendet worden, um mithilfe der *sample-and-reject*-Methode aus gleichverteilten Zufallszahlen die jeweilige Verteilung für den Eingangs- und Endzustand zu erhalten. Die Wechselwirkung selbst wird in einem geeigneten Inertialsystem berechnet und anschließend in das Laborsystem zurücktransformiert⁶. Die mittlere freie Weglänge für die jeweilige Wechselwirkung wird zur Bestimmung der Wechselwirkungspunkte her-

⁶Im Laborsystem ist die Hintergrundstrahlung isotrop und hat eine Temperatur von 2.728 K.

angezogen. Für jede Wechselwirkung wird im Endzustand der Polarwinkel bestimmt und der zugehörige Azimutwinkel gleichverteilt ausgewürfelt. Die einzelnen Teilchen werden solange verfolgt, bis entweder der nächste Wechselwirkungspunkt jenseits der Ebene des Beobachters liegt oder aber die Energie des Teilchens unterhalb einer zuvor festgelegten Energieschwelle sinkt. Das für die vollständige Simulation elektromagnetischer Kaskaden neu geschriebene Programm nennt sich abgekürzt `intek`⁷ (Horns 1999).

2.3.2 Vergleich mit anderen Rechnungen

Alternativ zum Monte-Carlo-Ansatz, der die räumliche und zeitliche Entwicklung der Kaskade vollständig nachbildet, lässt sich die Teilchenzahl in Abhängigkeit von der Zeit auch aus den zugehörigen Transportgleichungen numerisch bestimmen. Der Vorteil liegt in der deutlich schnelleren numerischen Behandlung. Insbesondere ist der Rechenaufwand unabhängig von der Energie und der Form des angenommenen Quellspektrums. Die Information über die räumliche Ausbreitung und die Ankunftsrichtungen sind jedoch nicht zugänglich. Hier soll die Transportgleichung für Elektronen und Photonen gelöst werden, um einen Vergleich mit der vollständigen Simulation zu erhalten. Auf diesem Weg kann das recht aufwendige Verfahren auf Konsistenz geprüft werden.

Für die Elektronen lässt sich folgende Transportgleichung aufstellen (Lee 1998, Kalashev et al. 1999):

$$\begin{aligned} \frac{dN_e(E_e, t)}{dt} &= -N_e(E_e, t) \cdot c \cdot \int d\epsilon n(\epsilon) \int d\mu \frac{1 - \beta\mu}{2} \sigma_{ICS}(E_e, \epsilon, \mu) \\ &+ c \cdot \int dE'_e N_e(E'_e, t) \int d\epsilon n(\epsilon) \int d\mu \frac{1 - \beta'\mu}{2} \frac{d\sigma_{ICS}}{dE'_e}(E_e; E'_e, \epsilon, \mu) \\ &+ c \cdot \int dE_\gamma N_\gamma(E_\gamma, t) \int d\epsilon n(\epsilon) \int d\mu \frac{1 - \mu}{2} \frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{dE_e}(E_e; E_\gamma, \epsilon, \mu) \\ &+ Q_e(E_e, t) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Der erste Summand gibt die Rate an, mit der Elektronen aus einem Energieintervall gestreut werden, der zweite Summand ist die Rate, mit der Elektronen in das Energieintervall gestreut werden und der vorletzte Term gibt die Rate an, mit der Elektronen durch Paarerzeugung entstehen. Der letzte Term ist ein allgemeiner Quellterm für Elektronen.

Die entsprechende Gleichung für die Photonen lautet:

$$\begin{aligned} \frac{dN_\gamma(E_\gamma, t)}{dt} &= -N_\gamma(E_\gamma, t) \cdot c \cdot \int d\epsilon n(\epsilon) \int d\mu \frac{1 - \mu}{2} \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \epsilon, \mu) \\ &+ c \cdot \int dE_e N_e(E_e, t) \int d\epsilon n(\epsilon) \int d\mu \frac{1 - \beta\mu}{2} \frac{d\sigma_{ICS}}{dE_\gamma}(E_\gamma; E_e, \epsilon, \mu) \\ &+ Q_\gamma(E_\gamma, t) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Der erste Summand gibt die Verlustrate durch Paarerzeugung an, der zweite Summand stellt die Rate dar, mit der Photonen durch Streuung an Elektronen in ein Energieintervall gestreut werden. Auch hier steht wiederum ein allgemeiner Quellterm.

⁷intergalaktische Kaskaden

Um die Gleichung zu lösen, wird üblicherweise die energieabhängige Teilchenverteilung diskretisiert und das sich dann ergebende System gewöhnlicher Differentialgleichungen erster Ordnung mit einem geeigneten numerischen Verfahren gelöst

Zur Diskretisierung der Energiespektren der Teilchen wird die kontinuierliche Verteilung pro Dekade der Energie in zwanzig logarithmisch gleich große Intervalle aufgeteilt. Mit der in Lee (1998) verwendeten Notation:

$$R_{ICS}(E_e, \epsilon) = c \cdot \int_{-1}^1 d\mu \frac{1 - \beta\mu}{2} \sigma_{ICS}(E_e, \epsilon, \mu) \quad (2.21)$$

$$P_{ICS}(E'_e; E_e, \epsilon) = c \cdot \int_{-1}^1 d\mu \frac{1 - \beta\mu}{2} \frac{d\sigma_{ICS}}{dE'_e}(E'_e; E_e, \epsilon, \mu) \quad (2.22)$$

$$P'_{ICS}(E_\gamma; E_e, \epsilon) = c \cdot \int_{-1}^1 d\mu \frac{1 - \beta\mu}{2} \frac{d\sigma_{ICS}}{dE_\gamma}(E_\gamma; E_e, \epsilon, \mu) \quad (2.23)$$

$$R_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \epsilon) = c \cdot \int_{-1}^1 d\mu \frac{1 - \mu}{2} \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \epsilon, \mu) \quad (2.24)$$

und nach Ersetzen der Integrale durch Summen ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{dN_e^k(t)}{dt} = & - \sum_j N_e^k(t) n_j \Delta\epsilon_j R_{ICS}^{kj} + \sum_{ij} N_e^i(t) P_{ICS}^{ijk} n_j \Delta\epsilon_j \\ & + \sum_{ij} N_\gamma^i(t) P_{\gamma\gamma}^{ijk} n_j \Delta\epsilon_j + Q_k^e \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_\gamma^k(t)}{dt} = & - \sum_j N_\gamma^k(t) n_j \Delta\epsilon_j R_{\gamma\gamma}^{kj} + \sum_{ij} N_e^i(t) P_{ICS}^{ijk} \Delta\epsilon_j n_j \\ & + Q_k^\gamma \end{aligned} \quad (2.26)$$

wobei

$$R_{ICS}^{kj} := R_{ICS}(E_k, \epsilon_j) \quad (2.27)$$

$$P_{ICS}^{ijk} := \int_{E_{k-1/2}}^{E_{k+1/2}} dE P_{ICS}(E; E_i, \epsilon_j) \quad (2.28)$$

$$P'_{ICS}^{ijk} := \int_{E_{k-1/2}}^{E_{k+1/2}} dE P'_{ICS}(E; E_i, \epsilon_j) \quad (2.29)$$

$$R_{\gamma\gamma}^{kj} := R_{\gamma\gamma}(E_k, \epsilon_j) \quad (2.30)$$

$$Q_k^{\gamma,e} := Q^{\gamma,e}(E_k, t) \quad (2.31)$$

Um das gekoppelte System von Differentialgleichungen 2.25-2.26 zu lösen, ist hier eine semi-implizite Methode angewendet worden (Press et al. 1992). Im Gegensatz zu expliziten Methoden, bei denen die Differenzgleichung aufgelöst wird, ist das

Konvergenzverhalten dieser Methode weitestgehend unabhängig von der gewählten Schrittweite. Die Schrittweite wird adaptiv mithilfe einer Fehlerabschätzung derart gewählt, dass ein vorgegebener Fehler (relativ oder auch absolut) nicht überschritten wird.

Das Programm⁸ zur Berechnung der Koeffizienten für die Gleichungen 2.25-2.26, die dann mithilfe der `stifbs`-Routine aus Press et al. (1992) gelöst werden, verwendet verschiedene Näherungen zur schnellen Berechnung der Integrale in den Gleichungen 2.21-2.24. Die Näherungen sind Coppi und Blandford (1990) entnommen und an die Problemstellung angepasst worden. Insbesondere für die Berechnungen der Koeffizienten P_{ICS}^{ijk} und $P_{ICS}^{'ijk}$ wird eine stark vereinfachende Behandlung verwendet. Um nicht die zeitraubenden Integrale numerisch berechnen zu müssen, werden die Übergangswahrscheinlichkeiten P_{ICS}^{ijk} und $P_{ICS}^{'ijk}$ jeweils durch eine Heavyside-Funktion genähert, die den richtigen Mittelwert und Breite der Verteilung der Endzustände reproduziert dabei jedoch vorhandene Asymmetrien vollkommen vernachlässigt.

2.3.3 Ergebnisse der Simulation

Energiespektrum der Sekundärteilchen

Der vollständige Monte-Carlo-Ansatz ist sehr rechenaufwendig. Insbesondere wächst die Zahl der Teilchen direkt proportional mit der Energie des Primärteilchens. Die Berechnung einer vollständigen Kaskade aus einem einzelnen Photon mit einer Energie von 10^{15} eV über eine Distanz von 100 Mpc dauert bereits mehrere Stunden auf einem 500-MHz getakteten Pentium-III Computer. Um das Energiespektrum der Sekundärteilchen aus einem Eingabespektrum wie es in Abbildung 2.5 zu sehen ist auszurechnen, müssten mehrere 10 000 Stunden Rechenzeit veranschlagt werden.

Zunächst sollen daher die Ergebnisse für das Energiespektrum der Sekundärteilchen zwischen dem vollen Monte-Carlo-Ansatz mit `intek` und der numerischen Lösung der Transportgleichungen mit `trans` verglichen werden, um zu gewährleisten, dass die vollkommen unterschiedlichen Methoden und die unabhängigen Näherungen ein konsistentes Ergebnis liefern.

In Abbildung 2.9 ist das von den beiden Programmen berechnete Elektron- und Photonspektrum nach Injektion von 1000 monoenergetischen Photonen ($E = 10^{15}$ eV) in einer Distanz von 1 Mpc dargestellt. Die gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen ist nicht trivial. Die Methoden, die in den beiden Programmen eingesetzt werden, sind unterschiedlich und die Näherungen, die in `trans` eingesetzt werden, vereinfachen die Verteilung der Endzustände deutlich.

Das Energiespektrum der Kaskadenstrahlung nach Injektion von Elektronen und Photonen mit dem von SOPHIA bestimmten Verlauf (siehe auch Abbildung 2.5) ist nun über verschiedene Entfernungen zur Quelle hinweg verfolgt worden. Die Energiespektren der Photonen sind in Abbildung 2.10 für die beiden unterschiedlichen Modelle des infraroten Hintergrundlichts und für verschiedene Quellentfernungen zusammen dargestellt. Der für die Suche nach korrelierter TeV-Emission wichtige Teil des Energiespektrums zwischen 10^{11} eV und 10^{14} eV zeigt, dass die Photonen aus der Kaskadenstrahlung

⁸Im Folgenden als `trans` bezeichnet.

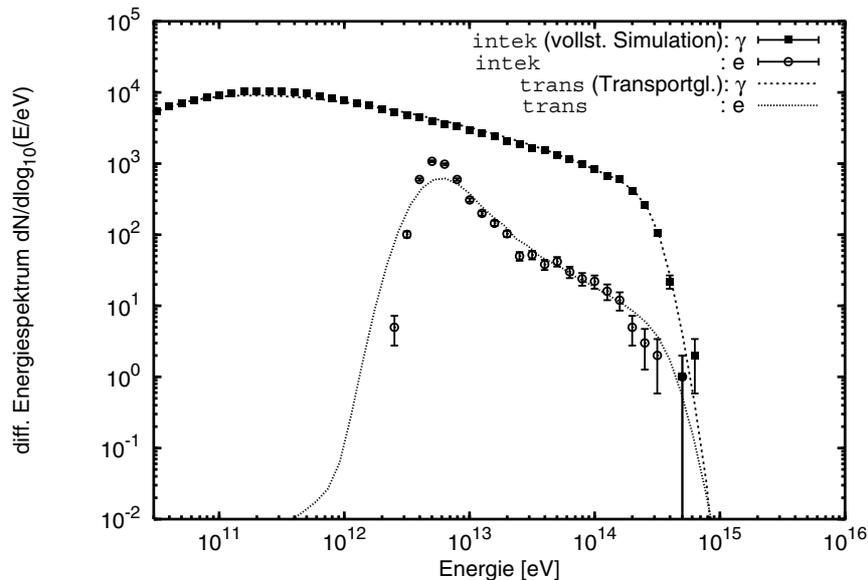


Abbildung 2.9: Nach der Injektion von 1000 monoenergetischen Photonen entwickeln sich zahlreiche Sekundärteilchen. Die hier gezeigten Energiespektren für Photonen und Elektronen sind mit zwei vollständig unabhängigen Ansätzen und Methoden berechnet worden. Die Übereinstimmung ist sehr gut, lediglich für die Elektronen und in geringeren Maße auch für Photonen ergeben sich leichte Unterschiede in der Form des Energiespektrums (der maximale relative Unterschied beträgt 13 %). Der Verlauf des Photonspektrums lässt sich über weite Bereiche mit einem Potenzgesetz $dN_\gamma/dE \propto E^{-1.5}$ beschreiben.

- einen harten spektralen Verlauf zeigen ($dN/dE \propto E^{-1.5}$ für $d = 1$ Mpc und $dN/dE \propto E^{-1.8}$ für $d = 100$ Mpc) und
- mit zunehmender Entfernung die Absorption der TeV-Photonen an der infraroten Hintergrundstrahlung an Bedeutung gewinnt (Abknicken des Energiespektrums).

Ankunftszeit- und Ankunftsrichtungverteilung der Sekundärteilchen

Mithilfe der räumlichen Simulation von `intek` lässt sich für jedes einzelne Teilchen, das die Beobachterebene kreuzt, die relative Zeitverzögerung zu der Ankunftszeit des Primärteilchens und die Ankunftsrichtung berechnen. Ursache für Verzögerungen sind längere Wege der einzelnen Teilchen durch die bei den Wechselwirkungen entstehenden (kleinen) Transversalimpulse und die energieabhängige Dispersion der Elektronen. Bei der Gesamtlaufzeit einer Kaskade über z.B. 100 Mpc von etwa $3.2 \cdot 10^8$ Jahren reicht ein relativer Unterschied von 10^{-5} im γ -Faktor der Elektronen aus, um eine Verzögerung von 1000 Jahren hervorzurufen. Die Ankunftszeitverteilung gibt ein Maß für die „Dicke“ des Teilchenteppichs an, der sich bei der Entwicklung der intergalaktischen Kaskade ausbildet. In Abbildung 2.11 ist die Verteilung der relativen Verzögerung Δt der Ankunftszeiten der Sekundärteilchen aufgetragen. Die Verzögerungen sind logarithmisch aufgetragen und zeigen, dass die durch zu gleichen Zeiten

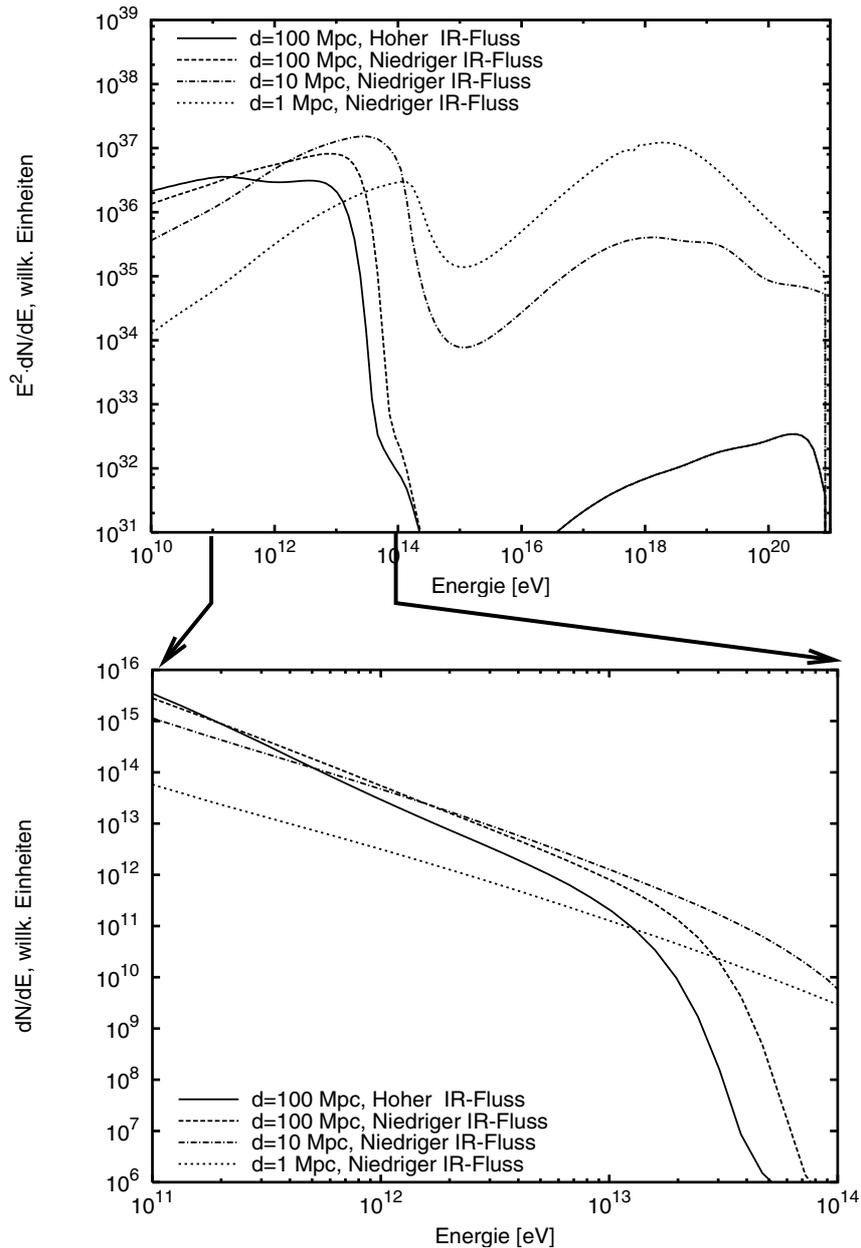


Abbildung 2.10: Das obere Bild zeigt den Energiefluss von 0.01 TeV bis 10^9 TeV der Photonen, die in elektromagnetischen Kaskaden erzeugt werden. Es sind für verschiedene Distanzen und auch unterschiedliche Infrarot-Hintergrundstrahlungsmodelle die jeweiligen Energiespektren übereinandergelagert. Der differenzielle Photonfluss im Bereich zwischen 0.1 TeV und 100 TeV ist im unteren Bild nochmals ausschnittsweise dargestellt. Das Kaskadenspektrum wird mit zunehmender Distanz weicher. Das Energiespektrum nach 1 Mpc folgt einem Potenzgesetz: $dN/dE \propto E^{-1.5}$, nach 100 Mpc ist $dN/dE \propto E^{-1.8}$.

injizierten Photonen mit der Energie von jeweils 10^{15} eV eine über mehrere Jahrzehnte hinweg ansteigende Luminosität der Sekundärteilchen hervorruft. Selbst nach einigen Jahrhunderten ist die eintreffende Zahl an Sekundärteilchen nur auf etwa 30 % des Maximalwerts abgesunken.

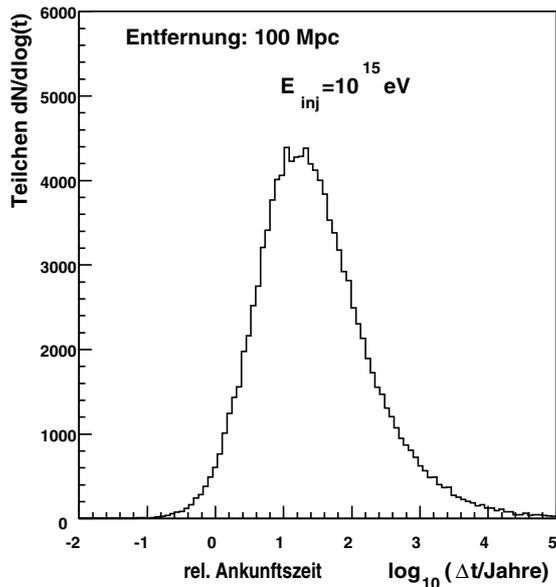


Abbildung 2.11: Mithilfe von `intek` ist hier die Anknftszeitverteilung der Sekundärteilchen bezogen auf die Laufzeit des Primärteilchens zum Beobachter logarithmisch in Jahren bestimmt worden.

Für die Beobachtung von korrelierter Kaskadenstrahlung bedeutet dies, dass die Sekundärstrahlung selbst für ein sehr kurzzeitiges, ausbruchartiges Phänomen über viele Jahrzehnte beobachtbar bleiben sollte. Darüber hinaus ist die zeitliche Variabilität im Rahmen der üblichen Beobachtungs- und Laufzeiten der meisten Experimente zu vernachlässigen.

Die Verteilung der **Anknftsrichtungen** für Kaskadenphotonen ist in Abbildung 2.12 zu sehen, wie sie sich aus der Simulation von Photonen mit $E = 10^{15}$ eV aus `intek` ergibt. Das Histogramm ist in gleich große Intervalle des quadrierten Winkelabstands $\Delta\theta^2$ aufgeteilt. Diese Auftragung hat den Vorteil, dass die Raumwinkel der Intervalle nahezu konstant sind. Die Verteilung der Anknftsrichtungen fällt steil ab und im Vergleich mit der Winkelauflösung, die die HEGRA-Teleskope erreichen, erscheint die Quellregion punktförmig.

Vergleich des Energiespektrums mit dem von Mrk-501

Eines der Ergebnisse der Untersuchungen ist, dass das Energiespektrum der Kaskadenstrahlung nahezu unabhängig von der genauen Form der injizierten Teilchen ist. In diesem Zusammenhang ist es von Interesse, das gemessene Photonspektrum von extragalaktischen Quellen mit dem hier gefundenen Kaskadenspektrum zu vergleichen. Hierzu sind die gemessenen TeV-Energiespektren der extragalaktischen Quellen Mrk-421 und Mrk-501 (Aharonian et al. 1999e,b) herangezogen worden, die sich in etwa der gleichen Rotverschiebung zu uns befinden (siehe Tabelle 8.1). Das Energiespektrum der Kaskadenstrahlung für die entsprechende Distanz ist mit `trans` berechnet worden und in Abbildung 2.13 gemeinsam mit den gemessenen TeV-Spektren eingezeichnet worden. Die Flüsse sind für die Energie von einem TeV aufeinander normiert worden. Das Energiespektrum von Mrk-501 ist dem eines reinen Kaskadenspektrums sehr ähnlich. Es gilt dabei zu bedenken, dass die Form des Kaskadenspektrums sich mit der Entfernung ändert und der Verlauf der beiden Energiespektren zeigt nur dann eine gute Übereinstimmung, wenn die Entfernung von Mrk-501 verwendet wird.

Das Energiespektrum von Mrk-421 hingegen zeigt einen steileren Verlauf und

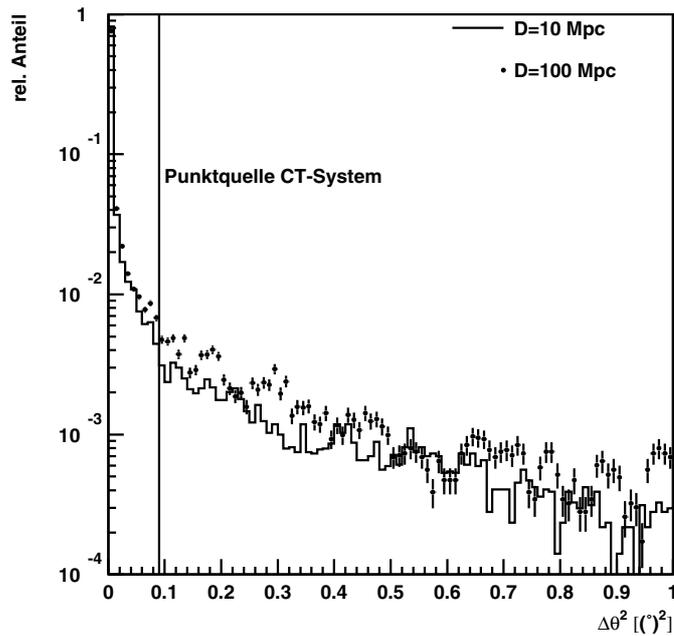


Abbildung 2.12: Für zwei verschiedene Distanzen (10 und 100 Mpc) zum Beobachter sind hier die quadrierten Winkeldifferenzen zu der Einfallsrichtung der Primärteilchen aufgetragen (die Raumwinkel der einzelnen Intervalle ist in dieser Auftragung konstant). Zum Vergleich ist das optimale Suchfenster für Punktquellen mit den HEGRA-Cherenkovteleskopen dargestellt: Die Kaskadenstrahlung ist bei der gegebenen Winkelauflösung punktförmig.

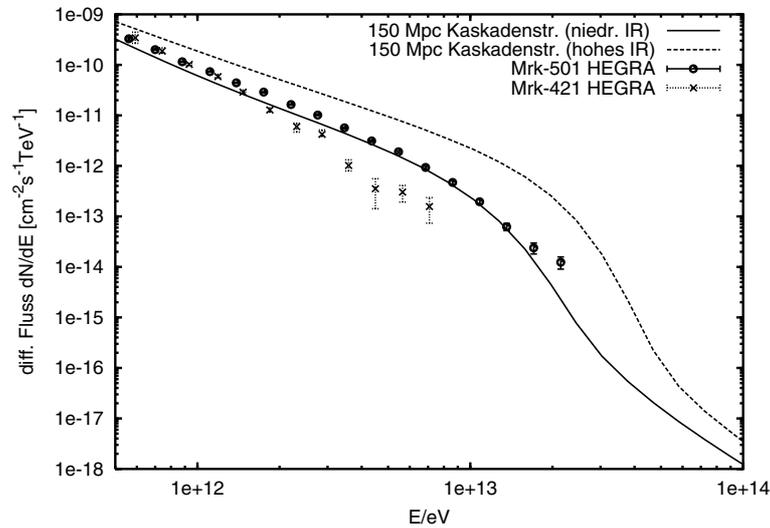


Abbildung 2.13: Das Kaskadenspektrum nach 150 Mpc ist zum Vergleich mit den von HEGRA gemessenen TeV-Energiespektren von Mrk-501 und Mrk-421 aufgetragen. Das Energiespektrum von Mrk-501 ist dem eines reinen Kaskadenspektrums erstaunlich ähnlich. Das mit geringerer Statistik vermessene Energiespektrum von Mrk-421 ist hingegen etwas steiler.

stimmt nicht mit dem Energiespektrum für Kaskadenphotonen überein. Es lässt sich an dieser Stelle jedoch keine Schlussfolgerung über den Ursprung der beobachteten Photonen von Mrk-501 bzw. Mrk-421 ziehen. Es wäre jedoch durchaus denkbar, dass ein Teil der von Mrk-501 bzw. Mrk-421 gemessenen Photonen aus Kaskadenprozessen stammen könnte.

Kapitel 3

Die HEGRA-Cherenkovteleskope und Rekonstruktionsmethoden

Die HEGRA-Kollaboration betreibt sechs abbildende Luft-Cherenkovteleskope (*CT1–CT6*) auf der Kanarischen Insel La Palma ($17^{\circ}52'48''\text{W}$, $28^{\circ}45'30''\text{N}$, 2 200 m üNN) und ist Bestandteil des vom Instituto de Astrofísica de Canarias betriebenen Observatorio del Roque de los Muchachos. Fünf der Teleskope (*CT2–CT6*, siehe auch Bild 3.1 für eine Fotografie eines der Teleskope) bilden gemeinsam ein stereoskopisches System (Daum et al. 1997), das die Entwicklung eines Luftschauers unter verschiedenen Blickwinkeln aufzeichnet und hierdurch eine eindeutige Rekonstruktion der Schauergeometrie ermöglicht (siehe Abschnitt 3.2). Ein unabhängiges Teleskop (*CT1*) wird als Prototyp für Neuentwicklungen verwendet (Mirzoyan et al. 1994). Eine Besonderheit des HEGRA-Luftschauerexperiments ist das erwähnte stereoskopische Beobachtungsprinzip, das in dieser Form erstmals erfolgreich eingesetzt worden ist. Neben den Teleskopen sind noch verschiedene andere Detektoren zum Nachweis ausgedehnter Luftschauer auf dem Gelände installiert, die das Studium verschiedener Aspekte der kosmischen Strahlung bei Energien im Bereich von 10^{13} - 10^{16} eV erlauben. Für die hier analysierten Daten sind diese Detektoren nicht relevant, und für eine allgemeine Beschreibung der Eigenschaften sei auf eine Reihe von Veröffentlichungen verwiesen (Lindner et al. 1997, Aharonian und Heinzlmann 1998, Prahl 1999, Röhrling 2000). Die einzelnen Komponenten werden detailliert in Krawczynski et al. (1996) (Szintillatorenfeld), Karle (1994) (Cherenkovlichtdetektoren) und Rhode et al. (1996) (Müonenzähler) beschrieben.

In den folgenden Abschnitten werden nacheinander der experimentelle Aufbau, Eigenschaften der verschiedenen Komponenten (Optik und Elektronik) und die Datennahme und -auswertung beschrieben.

3.1 Experimenteller Aufbau und Datennahme

Anordnung der Teleskope: Die Teleskope (siehe auch Bild 3.1) sind auf einer quadratischen Grundfläche mit einer Seitenlänge von etwa 100 m installiert. Ihre Anordnung ist in Abbildung 3.2 skizziert. Der Abstand der Teleskope zueinander ist auf die Ausdehnung des Cherenkovlichtkegels abgestimmt, der eine etwa kreisförmige Fläche mit einem Radius von 120 m für senkrecht einfallende Luftschauer auf der Beobach-

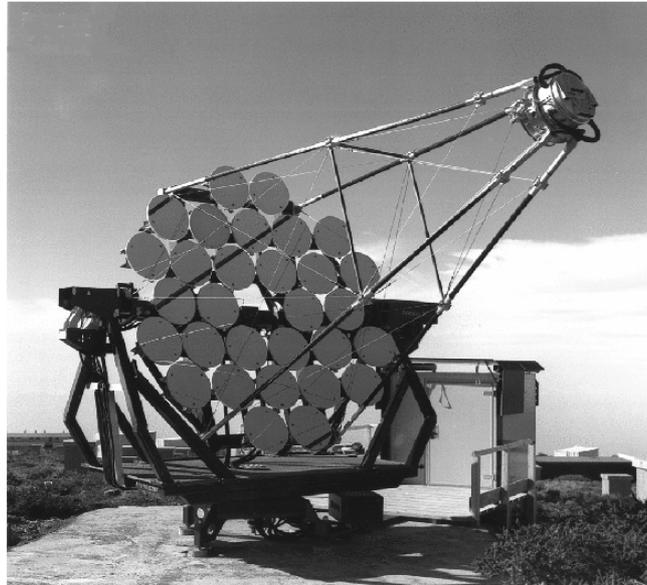


Abbildung 3.1: Fotografie vom CT 6: Im Hintergrund sind die typischen Passatwolken zu erkennen, die unterhalb des Beobachtungsniveaus liegen und somit die Beobachtungen nicht beeinträchtigen.

tungshöhe des HEGRA-Experimentes (2 200 m über dem mittleren Meeresspiegel) ausleuchtet. Die Teleskope stehen auf einer leicht geneigten Ebene mit einem maximalen Höhenunterschied von 15.4 m zwischen zwei Teleskopen.

Aufbau der Teleskope: Jedes Teleskop besitzt eine Spiegelfläche von 8.5 m^2 . Die Lichtsammelfläche ist zusammengesetzt aus 30 sphärisch geschliffenen Glasspiegeln mit einem jeweiligen Durchmesser von 60 cm und einer Fokallänge¹ von 4.92 m.

Die Einzelspiegel sind in einem konkaven sphärischen Konzentrator dem Davies–Cotton–Design (Davies und Cotton 1957) entsprechend angeordnet. Dieses Design hat sich für Solarkonzentratoren bewährt und bietet einen preiswerten Kompromiss zwischen Abbildungsqualität und Sammelfläche. Der Konzentrator hat einen Durchmesser von 3.45 m und einen Krümmungsradius von 4.92 m. Mit dieser Anordnung werden die Abbildungsfehler bedingt durch die Segmentierung minimiert, und die Abbildungseigenschaften nähern sich denen eines einzelnen, großen sphärischen Spiegels an.

Die Punktantwortfunktion für parallel einfallendes Licht ist symmetrisch, und 63 % des Lichts fallen auf eine annähernd kreisförmige Fläche mit einem Radius von 2.5 mm in der Fokalebene – das entspricht bei einem Fokus von 4.92 m einem Winkel von 0.03° . Für nicht achsenparallel einfallendes Licht verliert die Abbildung ihre Kreis-symmetrie und ähnelt von der Form her einem Kometen mit einem Schweif, der eine Ausdehnung von etwa 0.06° hat. Zum Vergleich: Die einzelnen Pixel der Kamera haben ein Gesichtsfeld von jeweils 0.25° , so dass die Abbildungsfehler vergleichbar bzw. kleiner als die Granularität der Kamera sind. Das Ergebnis von *Ray-Tracing*

¹Produktionsbedingt schwanken die Fokallängen um 5 %.

Rechnungen für qualitativ unterschiedliche Spiegeleinstellungen und der Einfluss dejustierter Einzelspiegel auf die Rekonstruktion von Luftschauern werden in Abschnitt 5 beschrieben.

Insgesamt entspricht die Winkelauflösung der abbildenden Optik der Teleskope von etwa zwei Bogenminuten² nicht den Ansprüchen der optischen Astronomie³. Für die Beobachtung des Cherenkovlichts ausgedehnter Luftschauer, die sich in der Atmosphäre jeweils von Schauer zu Schauer unter starken Fluktuationen entwickeln, ist eine deutliche Steigerung der Auflösung jedoch nicht erforderlich.

Montierung der Teleskope: Um die scheinbare Bewegung von Himmelsobjekten zu kompensieren, sind die Teleskope mittels Schrittmotoren um zwei senkrecht zueinander stehende Achsen rotierbar. Die Orientierung der Achsen wird über optische Winkelgeber gemessen und in digital kodierter Form ausgelesen. Um einen kostengünstigen Aufbau ohne Gegengewichte und damit auch ohne massive Träger zu ermöglichen, ist eine so genannte *horizontale* Montierung gewählt worden. Hierbei ist eine Achse lotrecht (*Azimuth*) und die andere dazu senkrecht (*Altitude*) ausgerichtet. Im Gegensatz zu einer *äquatorialen* Montierung, bei der eine Achse parallel zur Rotationsachse der Erde ausgerichtet ist, muss bei der horizontalen Montierung zur Nachführung eines Objekts am Himmel das Teleskop um beide Achsen gleichzeitig rotiert werden.

Die Genauigkeit der Nachführung ist durch die 14-Bit-Kodierung der Winkelgeber auf eine Auflösung von $360^\circ/2^{14} = 0.022^\circ = 1.3'$ beschränkt. Die Schrittmotoren erlauben zusätzlich eine Kontrolle der *relativen* Positionierung mit einer deutlich besseren Auflösung ($\approx 1'/60 = 1''$).

Die absolute Genauigkeit der Orientierung wird durch regelmäßige Kalibrationen überprüft (Pühlhofer et al. 1997). Hierzu werden Sternörter anhand der Stromverteilung in den Pixeln der Kamera rekonstruiert. Da die Abbildung des Sterns für ein gut justiertes Teleskop deutlich kleiner ist als der Durchmesser der Pixel, sind zur genauen Vermessung der Ausrichtung des Teleskops separate Kalibrationsbeobachtungen von der normalen Datennahme unabhängig erforderlich⁴: Durch Rotation um eine oder auch beide Achsen bewegt sich die Abbildung eines Sterns über die Pixelgrenzen hinweg. Die zeitabhängige Stromverteilung, die in den einzelnen Pixeln gemessen werden, erlauben die Rekonstruktion der Abbildung des Sterns in der Kamera. Aus der dynamischen Verteilung der Ströme in der Kamera lässt sich die absolute Ausrichtung des Teleskops mit einer Genauigkeit von besser als eine Bogenminute rekonstruieren. Die gefundenen Ausrichtungsfehler, die durch Deformationen der Kameramasten und des Spiegelträgers, Verkipfung der Achsen und Nicht-Linearitäten der Winkelgeber hervorgerufen werden, lassen sich durch ein mechanisches Modell bemerkenswert gut beschreiben, dessen Parameter anhand der Kalibrationsdaten bestimmt werden können (Pühlhofer 1996). Mithilfe des mechanischen Modells lässt

²Eine Bogenminute ($1'$) entspricht $1^\circ/60 = 0.0167^\circ$, eine Bogensekunde $1'' = 1'/60$.

³Die typische Auflösung bodengestützter Instrumente, die für die optische Astronomie eingesetzt werden, ist durch atmosphärische Turbulenzen beschränkt (dem so genannten *seeing*), die jedoch für die Luft-Cherenkovtechnik zu vernachlässigen sind: Gute Standorte mit besonders kleinem *seeing* erlauben Auflösungen von etwa $0.5''$.

⁴Während der Datennahme ist anhand von Sternen, die im Gesichtsfeld liegen, lediglich eine grobe Überprüfung der Ausrichtung anhand der Ströme in den Pixeln möglich.

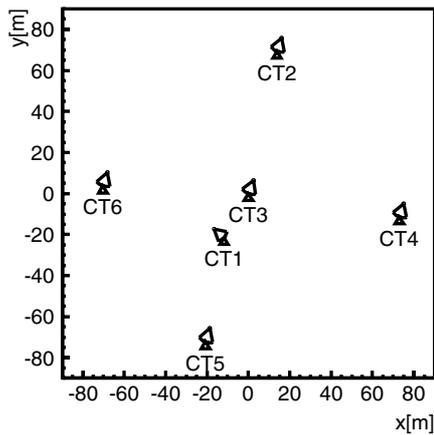


Abbildung 3.2: Die Anordnung der HEGRA-Luftscherechenteleskope: CT2-6 werden als System betrieben und beobachten gleichzeitig dieselbe Himmelsregion. CT1 ist ein hierzu unabhängiges Einzelteleskop, das als Prototyp für Neuentwicklungen eingesetzt wird.

sich für verschiedene Altituden und Azimutpositionen eine Vorhersage des Orientierungsfehlers berechnen, der zur Korrektur in der Datenanalyse verwendet wird. Die tatsächliche Orientierung des Teleskops weicht um maximal $2'$ von der gewünschten Richtung ab. Nach der Korrektur verbleibt eine Unsicherheit von etwa $0.3'$. Alternativ zum mechanischen Modell lassen sich die Abweichungen in Abhängigkeit von der Ausrichtung des Teleskops auch durch eine beliebige, geeignet gewählte Funktion beschreiben (Gillessen 1999). Der Vorteil des mechanischen Modells hierzu liegt darin, dass die einzelnen Parameter des mechanischen Modells unmittelbare Rückschlüsse auf die Ursache möglicher Missweisungen erlauben.

Des Weiteren ergibt sich aus der Stromverteilung auch ein Maß für die Aufweitung des Lichtpunkts durch dejustierte Einzelspiegel, so dass anhand der Kalibrationsdaten entschieden werden kann, wann eine Neujustierung sinnvoll ist. Eine Neujustierung der Spiegel wird erforderlich, sobald die Bildaufweitung einen deutlichen Effekt auf die gemessenen Luftschauerbilder hat. Photoninduzierte Luftschauer haben eine mittlere Bildbreite von $10'$. Der relative Einfluss der Abbildungsfunktion auf die gemessene Bildbreite für Photonschauer ist bislang durch regelmäßige Neujustierung auf maximal 10 % beschränkt gewesen. Die zeitaufwendige Neujustierung der 180 Spiegelsegmente aller 6 Teleskope wird üblicherweise einmal im Jahr vorgenommen. Nach ungünstigen Witterungsverhältnissen, bei denen die Spiegelbefestigungen durch Eis und Schnee besonderen Belastungen ausgesetzt sind, wird gegebenenfalls die Ausrichtung der Spiegel zusätzlich überprüft und korrigiert.

Die Kamera: Die Kamera besteht aus 271 so genannten *Photomultipliern* (PM) mit einer aufgedampften photosensitiven Bialkalischicht als Photokathode. Die Photomultiplier enthalten einen Sekundärelektronenvervielfacher, der aus 10 Beryllium-Kupfer-Dynoden zusammengesetzt ist. Der PM bildet zusammen mit der Basis und einem Vorverstärker eine operative Einheit, die als Bildpunkt oder auch als *Pixel* bezeichnet wird. Die 271 Pixel decken in einer hexagonalen Anordnung ein Gesichtsfeld mit einem maximalen Durchmesser von 4.75° ab (entspricht einem Raumwinkel von $4.5 \cdot 10^{-3}$ srad). Die PM erreichen eine lineare Verstärkung von etwa $2 \cdot 10^5$, der Vorverstärker vergrößert die Dynamik nochmals um den Faktor 16. Oberhalb von 200 Photoelektronen wird die Verstärkung der Signale nichtlinear (mittlere Abweichungen von etwa 6 % bei 200 Photoelektronen, 24 % bei 500 Photoelektronen (Hermann 1996)). Die für die



Abbildung 3.3: Die Fotografie zeigt die Kamera im Primärfokus mit geöffnetem Schutzdeckel. Die hexagonale Anordnung der Pixel ist deutlich zu erkennen.

verwendeten Pixel vermessene mittlere Kennlinie liegt in tabellierter Form vor und wird bei der Datenanalyse berücksichtigt.

Die einzelnen Pixel haben bei der gegebenen Fokallänge ein Gesichtsfeld von jeweils 0.25° . Der Abstand der Pixel zueinander beträgt 21 mm. Die Photokathoden haben einen mittleren Durchmesser von 15 mm. Vor den Photokathoden ist eine Matrix aus hexagonalen Lichtsammeltrichtern angebracht. Die Lichttrichter vergrößern die effektive Sammelfläche der Kamera. Eine Fotografie der geöffneten Kamera in Abbildung 3.3 zeigt das Eintrittsfenster und die Lichttrichter.

Die Form der Trichter ist der eines parabolischen Konus angenähert. Etwa 30 % der Photonen treffen nach Reflexion in den Lichttrichtern auf die Photokathode. Die elektrischen Signale des PM haben eine Anstiegszeit von 2 ns und eine Gesamtlaufzeit von (20.0 ± 2.5) ns (Hermann 1996, Heß 1998).

Auslese der Teleskope: Das im Pixel erzeugte Signal wird direkt an der Basis elektronisch verstärkt. Über 22 m lange RG178-Kabel werden die Signale in eine elektronische Auslese eingekoppelt. Ein System von *Flash-ADC* digitalisiert die Signale mit einer Abtastfrequenz von 120 MHz, wobei die entstehenden Amplituden mit einer Genauigkeit von 8 Bit ausgelesen werden. Das digitalisierte Signal jedes Kanals wird ständig in 2 Ringspeicher von jeweils 2 KB Größe geschrieben (entspricht $34 \mu\text{s}$ Signalzeit). Um das etwa 5 ns breite Signal (volle Breite bei halber Amplitude) mit einem 120 MHz schnellen System auszulesen, wird das Signal, bevor es vom Flash ADC digitalisiert wird, auf eine Breite von etwa 30 ns aufgeweitet. Insgesamt werden pro Pixel 16 Zeitscheiben mit jeweils $8 \frac{1}{3}$ ns Breite des Pulses abgespeichert.

Parallel hierzu wird das analoge Signal mit einer justierbaren Schwelle von derzeit 8 mV diskriminiert; das entspricht bei den mittleren Verstärkungsfaktoren und der Signalform nach Durchlaufen des Kabels etwa 8 ausgelösten Photoelektronen.

Für jedes Teleskop wird lokal als Auslesebedingung gefordert, dass in zwei *benachbarten* Pixeln die jeweilige Amplitude des Pulses größer als 8 mV sein muss. Diese topologische Triggerbedingung reduziert die Zahl der Kombinationen für Zufallskoinzidenzen der 271 Pixel durch Nachhimmelsleuchten um einen Faktor von 48 von $\binom{271}{2} = 36\,585$ auf 756. Die Bedingung, dass benachbarte Pixel erhöhte Amplituden zeigen müssen, wählt bevorzugt kompakte, durch Photonen ausgelöste Schauer aus, was zu einer zusätzlichen Steigerung der Sensitivität an der Ansprechschwelle für γ -Schauer sorgt.

Alle 16 Sekunden werden die Anodenströme und die mittleren Raten jedes Pixels ausgelesen und aufgezeichnet. Dynamisch werden hierbei sämtliche Kanäle mit hohen Strömen ($I > 3\ \mu\text{A}$) aus dem Trigger entfernt, um erhöhte Raten aufgrund eines hellen Sterns im Blickfeld eines oder zweier benachbarter Pixel zu vermeiden.

Das Triggersignal der Einzelteleskope wird an die zentrale Datennahme weitergeleitet, um eine Koinzidenz der Teleskope untereinander zu bilden. Je nach Ausrichtung der Teleskope werden die individuellen Signale entsprechend der zu erwartenden Ankunftszeit des Cherenkovlichts verzögert. Hierbei wird vereinfachend angenommen, dass die Cherenkovphotonen in einer Ebene senkrecht zur Schauerachse einfallen: Tatsächlich fällt das Licht für kleine Kernortabstände ($r < 130\ \text{m}$) in einer zur Schauerachse symmetrischen Konusfläche mit einer Steigung von etwa 5 ns/100 m ein. Die Annahme einer ebenen Schauerfront erlaubt es jedoch, ohne Kenntnis des Auftreffpunkts der Schauerachse (Kernort), eine Verzögerung für die individuellen Teleskope zu errechnen. Für einen Schauer mit senkrechter Einfallrichtung ist keine Verzögerung erforderlich. Bei Zenitabständen von 60° werden die Signale der einzelnen Teleskope individuell um bis zu 220 ns zueinander mit programmierbaren Verzögerungseinheiten (so genannte *delays*) verzögert.

Wird eine 2-Teleskop-Koinzidenz innerhalb eines Zeitfensters von 70 ns beobachtet, ist die Auslesebedingung erfüllt und alle Teleskope (also auch die nichtgetriggerten) werden ausgelesen. Aufgezeichnet werden die Informationen aller Kanäle mit einer Amplitude oberhalb von etwa 1 mV (≈ 1 Photoelektron) relativ zu der Nulllinie. Um die Nullunterdrückung überprüfen zu können, wird unabhängig davon jedes 20. Ereignis vollständig ausgelesen.

Im Mittel werden ca. 100 Kanäle ausgelesen. Die genaue Zahl der ausgelesenen Kanäle hängt empfindlich von der Helligkeit der betrachteten Himmelsregion und damit von dem durch das Hintergrundlicht erzeugten Rauschen der Nulllinie ab. Eine detaillierte Beschreibung zum Aufbau und Funktion der Elektronik findet sich in Bulian et al. (1998).

Folgende Informationen werden für jedes ausgelesenes Luftschauerereignis in einer Datei auf Magnetband festgehalten:

- Ereigniszeit (synchronisiert zur *UTC*⁵ mithilfe von Satellitenempfangssystemen)
- Zahl der ausgelesenen Kanäle pro Teleskop
- Information, welche Teleskope getriggert haben

⁵ Universal Time Coordinated

- für jeden ausgelesenen Kanal 16 digitalisierte Werte, die einem Zeitfenster von $16/120 \text{ MHz} = 133 \text{ ns}$ entsprechen und aus denen die Amplitude und die Zeit rekonstruiert werden
- Information, welche Kanäle getriggert haben

Durch die Koinzidenzbedingung zweier Teleskope wird die Zahl der Untergrundergebnisse deutlich reduziert. Die Einzelteleskope triggern mit einer Rate von etwa 100 Hz. Ein Großteil dieser Ereignisse ist jedoch durch Untergrund erzeugt, der lokal jeweils nur ein Teleskop betrifft und nicht mit anderen Teleskopen korreliert ist: Cherenkovlicht von Müonen, Rauschen in den Pixeln und der Elektronik. Nach der Koinzidenzbedingung für zwei Teleskope reduziert sich die Ereignisrate auf etwa 14-16 Hz für fünf Teleskope bei zenitnaher Beobachtung.

Bei Beobachtungen mit 5 Teleskopen werden ca. 700 MB Daten pro Stunde aufgezeichnet. Datenblöcke von jeweils 20 Minuten werden in einem so genannten *Run* zusammengefasst und abgespeichert. Für die Beobachtung von Punktquellen wird üblicherweise der *wobble*-Modus gewählt, bei dem das Teleskop mit jedem Run im Vorzeichen alternierend um $\pm 0.5^\circ$ in Deklination verkippt zu der Quelle ausgerichtet wird. Der symmetrisch zur Kameramitte gelegene Himmelsausschnitt wird als Kontrollregion verwendet, um die Zahl der Untergrundergebnisse abschätzen zu können.

Üblicherweise werden Quellen im günstigen Zenitwinkelintervall um die Kulmination⁶ herum beobachtet. Bis auf wenige Ausnahmen werden Objekte nur bis ca. 45° Zenitabstand beobachtet (Konopelko et al. 1999a).

3.2 Rekonstruktion der Luftschauder

Kalibration der Daten: Die Auswertung der Luftschauder und die Rekonstruktion der Ereignisse (Einfallrichtung, Primärenergie, Auftreffpunkt etc.) basieren auf den während der Beobachtung aufgezeichneten Rohdaten (siehe vorhergehenden Abschnitt). Zur Kalibration der Elektronik und der Pixel wird eine Sequenz von Ereignissen mit einem Lasersystem ausgelöst vor der eigentlichen Datennahme. Ein gepulster Stickstofflaser ($\lambda = 337 \text{ nm}$) leuchtet über ein Quarzfaserkabel in der Mitte des Spiegelträgers auf einen Plastikszintillator (NE111). Die von dem Szintillator isotrop abgestrahlten Lichtpulse von etwa 5 ns Länge leuchten die Kamera gleichmäßig und etwa gleichzeitig aus.⁷ Die Intensität des Laserpulses wird durch Graufilter so weit abgesenkt, dass etwa 50-150 Photoelektronen in jedem Pixel ausgelöst werden.

Die Laserereignisse werden gesondert ausgewertet. Anhand der relativen Amplituden- und Zeitunterschiede der einzelnen Kanäle ist ein Abgleich der Amplituden und der Laufzeiten zwischen den Pixeln durch das gleichzeitige und gleichmäßige Laserlicht möglich. Außerdem wird mithilfe der gemessenen Schwankungen der Amplituden σ_A unter Berücksichtigung der Einzelphotoelektronenstatistik $\sigma_{p.e.}^2 \propto 1/N_{p.e.}$, der Breite der verstärkten Einzelphotoelektronenverteilung $\sigma_{p.e.}$, der Schwankungen der Laseramplitude von Ereignis zu Ereignis σ_L und der Schwankungen σ_{Ph} aufgrund

⁶Eine Quelle kulminiert, wenn sie den Scheitelpunkt ihrer scheinbaren Himmelsbahn erreicht.

⁷Der maximale Laufzeitunterschied beträgt 0.02 ns.

der relativen Phasenlage des Pulses zu der Abtastfrequenz ein Konversionsfaktor der ausgelösten Photoelektronen pro ADC-Kanal für die Kamera berechnet:

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{N_{p.e.}} + \frac{\sigma_{p.e.}^2}{N_{p.e.}} + \sigma_L^2 + \sigma_{Ph}^2 \quad (3.1)$$

$$N_{p.e.} = \frac{1 + \sigma_{p.e.}^2}{\sigma_A^2 - \sigma_L^2 - \sigma_{Ph}^2} \quad (3.2)$$

Da jeweils mindestens 100 Laserereignisse vorliegen, wird die Schwankung der Laseramplitude (σ_L) korrigiert, indem über alle Laserereignisse gemittelt und dann die Amplitude der individuellen Ereignisse mit einem Korrekturfaktor multipliziert wird. Diese Methode berücksichtigt nicht den Einfluss der Spiegel sondern beschränkt sich auf die Eigenschaften der Kamera und der Elektronik (Heß 1998).

Neben den Laserereignissen wird in regelmäßigen Abständen (alle 100 s) die Datennahme für einige Millisekunden unterbrochen, um für alle Kanäle die Nulllinie zu bestimmen. Hierzu werden 100 Ereignisse künstlich getriggert und die FADC-Kanäle ausgelesen.

Sowohl die Rohdaten als auch die Kalibrationsdaten werden nach jeder Nacht einer Routinekontrolle unterzogen, um die Funktionsfähigkeit der 1350 Kanäle individuell zu überprüfen⁸ und gegebenenfalls die defekten Kanäle zu reparieren. Defekte Kanäle werden an dieser Stelle als unbrauchbar für die Analyse gekennzeichnet und bei der Bildbearbeitung ausgeschlossen. Der relative Anteil der defekten und unbrauchbaren Kanäle ist üblicherweise kleiner als 1 %.

Zur Auswertung der digitalisierten Pulse wird nach Subtraktion der Nulllinie das verbleibende Signal linear rückgefaltet, um den ursprünglichen, nicht aufgeweiteten Puls zu rekonstruieren und sowohl die Amplitude als auch die Ankunftszeit in jedem Pixel individuell zu bestimmen (Heß 1998). Die Rückfaltung erlaubt es, ein kleineres Zeitfenster für die Auswertung der Pixelamplituden zu wählen und somit den Anteil des Nachthimmelsleuchtens an dem aufgezeichneten Puls zu reduzieren. Das Verfahren erhöht jedoch den Fehler durch die Diskretisierung der Amplituden bei der Digitalisierung. Zur Pulsauswertung werden die aus den Laserereignissen bestimmten relativen Laufzeit- und Amplitudenunterschiede berücksichtigt und ausgeglichen. Die aus den Laserereignissen gewonnenen Konversionsfaktoren werden verwendet, um aus den digitalisierten Amplituden die entsprechende Zahl der Photoelektronen zu berechnen.

Die rekonstruierte Ankunftszeitverteilung des Lichtpulses in individuellen Pixeln ermöglicht eine von der geometrischen Rekonstruktion der Schauerparameter (siehe weiter unten) unabhängige Bestimmung der Einfallsrichtung. Diese Methode (Heß et al. 1999) hat aufgrund der beschränkten Zeitauflösung von etwa 1 ns, die für Schauer bei kleinen Kernortabständen mit der zu beobachtenden Zeitstruktur des Bildes vergleichbar ist, eine schlechtere Winkelauflösung als die geometrische Rekonstruktion und wird daher im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

Am Ende der Konversion der rohen FADC-Daten ergibt sich eine zweidimensionale Intensitätsverteilung in Einheiten von Photoelektronen – das Bild des Schauers.

⁸Um diese mühsame Tätigkeit zu vereinfachen, habe ich ein automatisches Verfahren etabliert, das fehlerhafte Kanäle erkennt und eine Liste der aufgetretenen Defekte ausgibt.

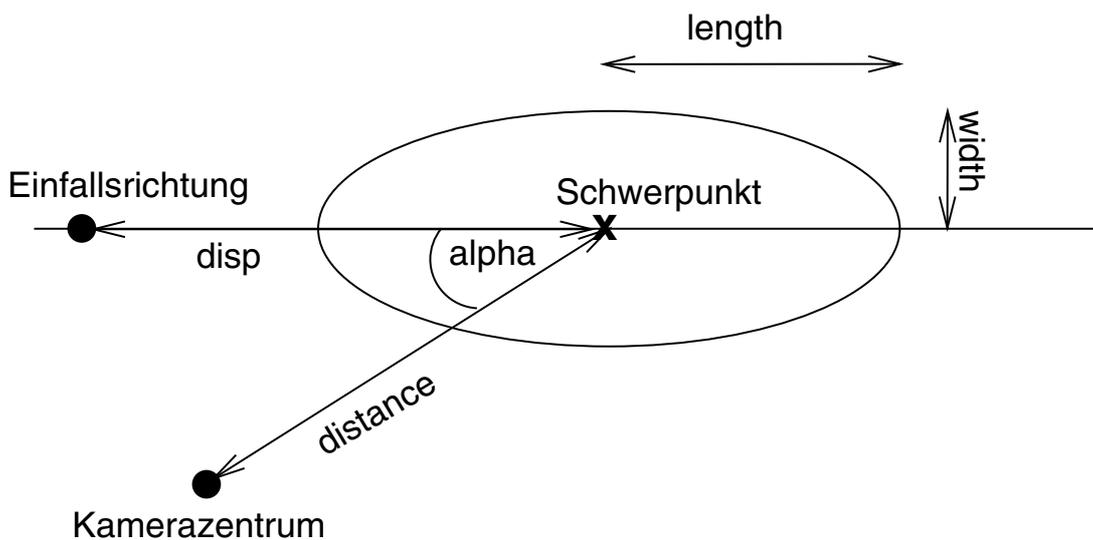


Abbildung 3.4: Die nach Hillas gebräuchlichen Bezeichnungen für die Bildparameter *alpha*, *length*, *width*, *distance*. Die zweidimensionale Intensitätsverteilung wird mithilfe einer Hauptachsentransformation durch die ersten Momente (Schwerpunktposition) und durch die zweiten Momente (Bildbreite und Bildlänge) beschrieben. Die Positionen des Zentrums der Kamera, das die Ausrichtung der optischen Achse angibt, und die Einfallsrichtung des Schauers, die auf der Hauptachse liegt, sind durch ausgefüllte Kreise gekennzeichnet. Die Einfallsrichtung und damit der Parameter *disp* lassen sich nur bei stereoskopischen Messungen bestimmen (siehe Text).

Bildanalyse: Prinzipiell werden derzeit zwei unterschiedliche Wege zur Bestimmung der Schauerparameter aus den mit Cherenkov-Teleskopen aufgezeichneten Bildern besprochen:

1. Berechnung der ersten und zweiten Momente des Bildes in der Fokalebene
2. Anpassung von aus Monte-Carlo-Simulationen berechneten und gemittelten Bildern an die zweidimensionale Intensitätsverteilung

Beide Methoden sind im Rahmen verschiedener Studien innerhalb der HEGRA-Kollaboration verglichen worden (Ulrich 1996, Hofmann et al. 1999). Die zweite Methode erlaubt eine präzisere Rekonstruktion der Einfallsrichtung, ist aber aufwendig⁹ und anfällig gegenüber Variationen in den Detektoreigenschaften (defekte Kanäle, defekte Teleskope, veränderliches Nachthimmelsleuchten). Die erste Methode hingegen ist robust und lässt sich soweit verbessern (siehe Abschnitt 29), dass die Unterschiede den Mehraufwand und die Anfälligkeit der zweiten Methode nicht rechtfertigen (Hofmann et al. 1999). Für die Analyse der Daten eines Einzelteleskopes hingegen ist die zweite Methode sehr erfolgreich innerhalb der CAT¹⁰-Kollaboration eingesetzt worden (Lebohec et al. 1998). Die im Rahmen dieser Arbeit angewendete Rekonstruktion beruht auf der ersten Methode.

⁹Die Anpassung, üblicherweise eine χ^2 -Minimierung, wird gleichzeitig an allen Teleskopen und allen Kanälen vorgenommen. Dadurch ist die Zahl der Freiheitsgrade sehr hoch.

¹⁰Cherenkov Array at Thémis

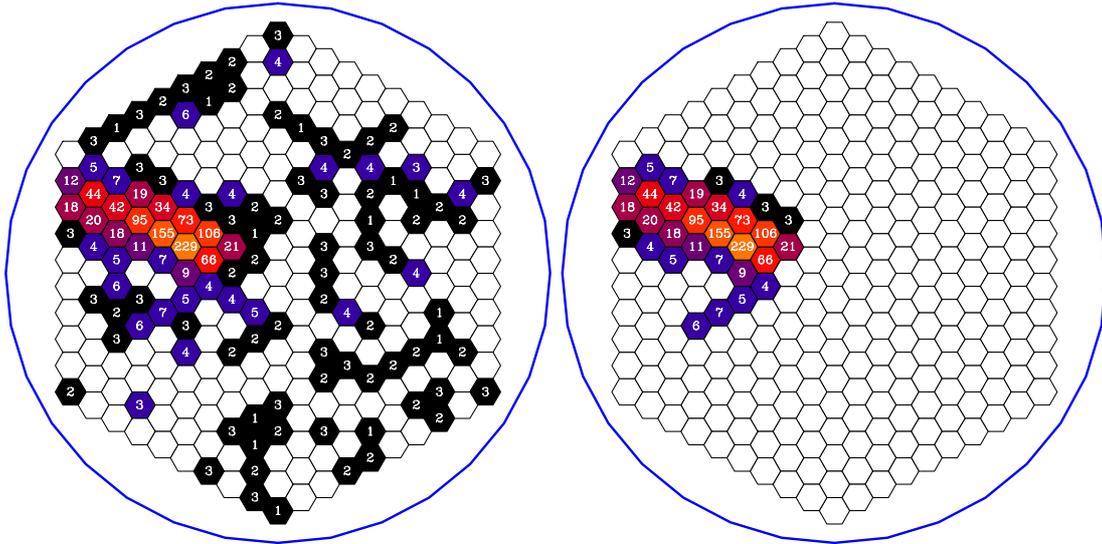


Abbildung 3.5: Die Abbildung zeigt die Verteilung der Amplituden innerhalb der Kamera. Die Zahlenwerte geben die kalibrierten Amplituden in Photoelektronen an. Auf der linken Seite ist das Bild mit allen ausgelesenen Amplituden zu sehen, auf der rechten Seite dasselbe Bild nach Anwendung des zweistufigen *tailcuts*, bei dem sämtliche Bildpunkte entfernt werden, die eine Amplitude unterhalb von 3 Photoelektronen haben. Alle Bildpunkte mit mehr als 6 Photoelektronen verbleiben im Bild; Pixel mit mehr als 3 Photoelektronen, die einen Nachbarn mit mehr als 6 Photoelektronen haben, werden ebenfalls beibehalten. Es handelt sich um einen simulierten photoninduzierten Luftschauer mit einer Photonenergie von 5 TeV.

Im Hinblick auf die Bestimmung der Schauerparameter (Einfallrichtung und Auftreffpunkt der Schauerachse, Energie und Spezies des Primärteilchens) wird die zweidimensionale Verteilung der kalibrierten Amplituden durch die ersten und zweiten Momente in der Kameraebene parametrisiert (Hillas 1985, Aharonian und Akerlof 1997). Die Bildparameter sind in Abbildung 3.4 skizziert.

Das verwendete Koordinatensystem (θ_x, θ_y) hat als Ursprung das Kamerazentrum, die θ_y -Achse ist in den Zenit und die θ_x -Achse hierzu senkrecht ausgerichtet. Die zweiten Momente der Trägheitsellipse werden mit einer Hauptachsentransformation berechnet.

Der Bestimmung der Bildparameter geht voraus, dass das Bild durch einen so genannten *tailcut* von Bildpunkten befreit wird, die nicht mit dem Luftschauer assoziiert sind und zu einer Verfälschung der Bildparameter führen würden. Der *tailcut* ist zweistufig und verwirft alle Amplituden unterhalb von 3 Photoelektronen. Pixel mit Amplituden oberhalb von 3 Photoelektronen mit einem benachbarten Pixel oberhalb von 6 Photoelektronen werden beibehalten (vgl. Abbildung 3.5). Die Summe der Amplituden der verbleibenden Pixel wird häufig als *size* bezeichnet.

Die einfache und robuste Parametrisierung der Bilder erlaubt es, aus der Position, Ausrichtung, Breite und Länge des Trägheitsellipsoids auf Eigenschaften des dazugehörigen Luftschauers zu schließen. In Abbildung 3.4 ist schematisch ein Trägheitsellipsoid zusammen mit den entsprechenden Größen und ihren gebräuchlichen Bezeichnungen dargestellt. Es werden bei der Einzelteleskopanalyse auch noch weitere Parameter zur Beschreibung des Bilds verwendet, auf die hier aber nicht näher ein-

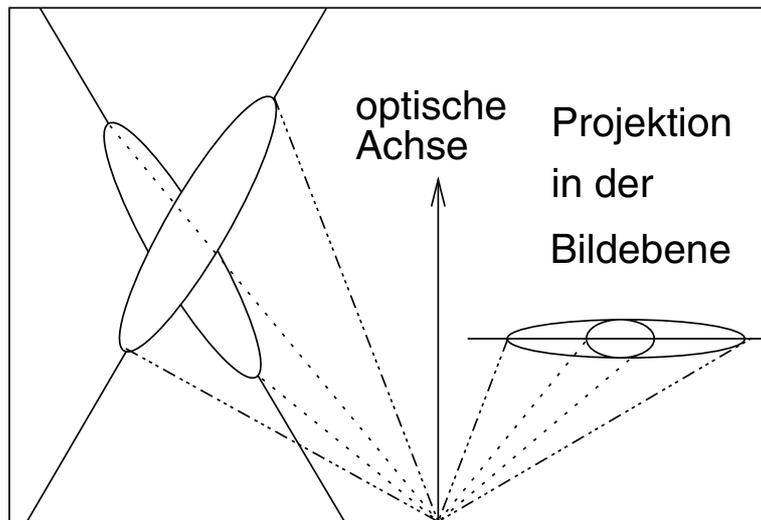


Abbildung 3.6: Die Skizze zeigt exemplarisch die Ambivalenz des *distance*- und *alpha*-Parameters bezüglich der Lage der Schauerachse im Raum. Im linken Teil des Bildes sind zwei unterschiedliche Schauergeometrien angedeutet. Das projizierte Bild in der Kameraebene kann dieselbe *distance* und *alpha* haben, obwohl die Schauerachsen unterschiedliche Neigungen und Auftreffpunkte haben. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgerecht und dient lediglich der Anschaulichkeit.

gegangen werden soll. Bei der koinzidenten Messung mit mehreren Teleskopen sind zusätzlich die Mittelwerte über die verschiedenen aufgezeichneten Bilder verfügbar.

Der Zusammenhang zwischen den Bildparametern und der Geometrie des Schauers ist, bedingt durch die zweidimensionale Projektion in der Kameraebene eines einzelnen Teleskops, nicht eindeutig: So ist z.B. der Winkel *alpha* ein Maß für die Neigung der Ebene, die von der Schauerachse und deren Projektion in der Teleskopebene aufgespannt wird. Die Bedingung, dass $\alpha \sim 0$ für achsenparallelen Einfall gilt, ist lediglich eine notwendige, aber keine hinreichende Bedingung hierfür. Das gleiche gilt für die Größe *distance*, die proportional zum Abstand der Schauerachse vom Teleskop ist. Auch hier ist eine Ambivalenz durch die Neigung der Schauerachse zur optischen Achse des Teleskops gegeben. Exemplarisch veranschaulicht wird diese Ambivalenz in Abbildung 3.6.

Stereoskopische Rekonstruktion: Die simultane Beobachtung eines Luftschauers mit mehr als einem Teleskop aus verschiedenen Blickwinkeln erlaubt die Rekonstruktion der Schauerachse im Raum (Aharonian et al. 1997). Hierzu werden die Einzelbilder in einem gemeinsamen Koordinatensystem überlagert und die Mehrdeutigkeit der zweidimensionalen Abbildung aufgelöst. Die Vorteile gegenüber einem Einzelteleskop liegen, neben der eindeutigen räumlichen Rekonstruktion der Schauerachse, in der überlegenen γ -Hadron-Separation (siehe weiter unten) und in der Unterdrückung des durch lokal erzeugtes Licht (Nachthimmelsleuchten, Müonen etc.) hervorgerufenen Untergrunds (Aharonian et al. 1993a,b, Chadwick 1996, Krennrich und Lamb 1995, Stepanian 1998).

Die Einzelbilder werden in ein gemeinsames Kamerakoordinatensystem transfor-

miert und der Schnittpunkt der Hauptachsen paarweise in diesem Kamerakoordinatensystem bestimmt. Bei der Mittelung wird jeder Schnittpunkt mit $\sin(\theta)$ gewichtet, wobei θ der Winkel ist, unter dem sich die beiden Hauptachsen schneiden. Dieser Schnittpunkt entspricht der Einfallrichtung des Schauers (siehe auch Abbildung 3.7). Die Auflösung, mit der die Richtung eines einzelnen photoninduzierten Luftschauers rekonstruiert werden kann, ist besser als 0.1° (siehe auch Abschnitt 5.2). Für eine kräftige Photonquelle wie z.B. dem Krebs-Nebel lässt sich die Position der Quelle mit einer Genauigkeit rekonstruieren, die kleiner als 0.015° ist (Pühlhofer et al. 1997).

Die stereoskopische Rekonstruktion eröffnet durch die eindeutige Rekonstruktion der Einfallrichtung für individuelle Ereignisse die Möglichkeit, die Zahl der Untergrundereignisse, die durch die isotrop einfallende geladene kosmische Strahlung ausgelöst werden, während der Beobachtung einer Quelle oder eines Quellkandidaten zeitgleich zu bestimmen. Hierzu wird das Teleskop um 0.5° zu der zu beobachtenden Himmelsposition versetzt ausgerichtet. Dieser Beobachtungsmodus wird häufig als *wobble*- oder *nodding*-Modus bezeichnet. Diejenigen Ereignisse, deren Richtung innerhalb eines kleinen Raumwinkels Ω_S zu der Quellrichtung rekonstruiert werden, sind die Signalereignisse. Symmetrisch zu der Kameramitte lässt sich eine Untergrundregion Ω_U definieren, die möglichst groß sein sollte, um den statistischen Fehler auf die gemessene Zahl der Untergrundereignisse \hat{N}_U aus Ω_U klein zu halten. Die erwartete Zahl an Untergrundereignissen N_U lässt sich jetzt leicht angeben: $N_U = \Omega_S/\Omega_U \cdot \hat{N}_U$. Voraussetzung für eine zuverlässige Abschätzung der Zahl der Untergrundereignisse ist hierbei, dass die Zahl der Ereignisse, die pro Raumwinkelintervall rekonstruiert wird, symmetrisch zu der Kameramitte abfällt. Eine genauere Betrachtung der Untergrundbestimmung findet sich in Kapitel 7.2.2.

Analog zu der Rekonstruktion des Schnittpunkts der Hauptachsen in einem gemeinsamen Kamerakoordinatensystem wird der Auftreffpunkt der Schauerachse („Kernort“) durch die paarweisen Schnittpunkte der Hauptachsen im Koordinatensystem der Teleskope bestimmt. Auch hier wird über die paarweise ermittelten Schnittpunkte gemittelt und mit $\sin(\theta)$ gewichtet.

γ -Hadron-Separation: Für die Suche nach hochenergetischer γ -Strahlung durch die Messung ausgedehnter Luftschauer ergibt sich die Notwendigkeit, zwischen hadron- und photoninduzierten Luftschauern zu unterscheiden, um den durch die isotrop einfallende kosmische Strahlung hervorgerufenen Untergrund zu unterdrücken. Für die Suche nach Punktquellen erlaubt bereits die genaue Rekonstruktion der Einfallrichtung eine deutliche Verbesserung des Verhältnisses des Signals zum Untergrund, weil der isotrop einfallende Untergrund von der Signalregion getrennt werden kann. Für die Suche nach ausgedehnten Quellregionen jedoch ist eine deutliche Reduktion des Untergrundes nur über eine Unterscheidung zwischen γ - und hadroninduzierter Schauer möglich.

Der Hauptteil der geladenen kosmischen Strahlung besteht, wie bereits in Kapitel 1.4 erwähnt, aus Protonen und leichten Kernen wie Helium, Kohlenstoff, Sauerstoff und Silizium. Die Entwicklung der ausgedehnten Luftschauer, die von Hadronen ausgelöst werden, verläuft anders als die eines photoninduzierten Luftschauers: Der hadronische Transversalimpuls und die längere mittlere freie Weglänge sorgen dafür, dass die Schauerentwicklung sowohl transversal als auch longitudinal *ausgedehnter*

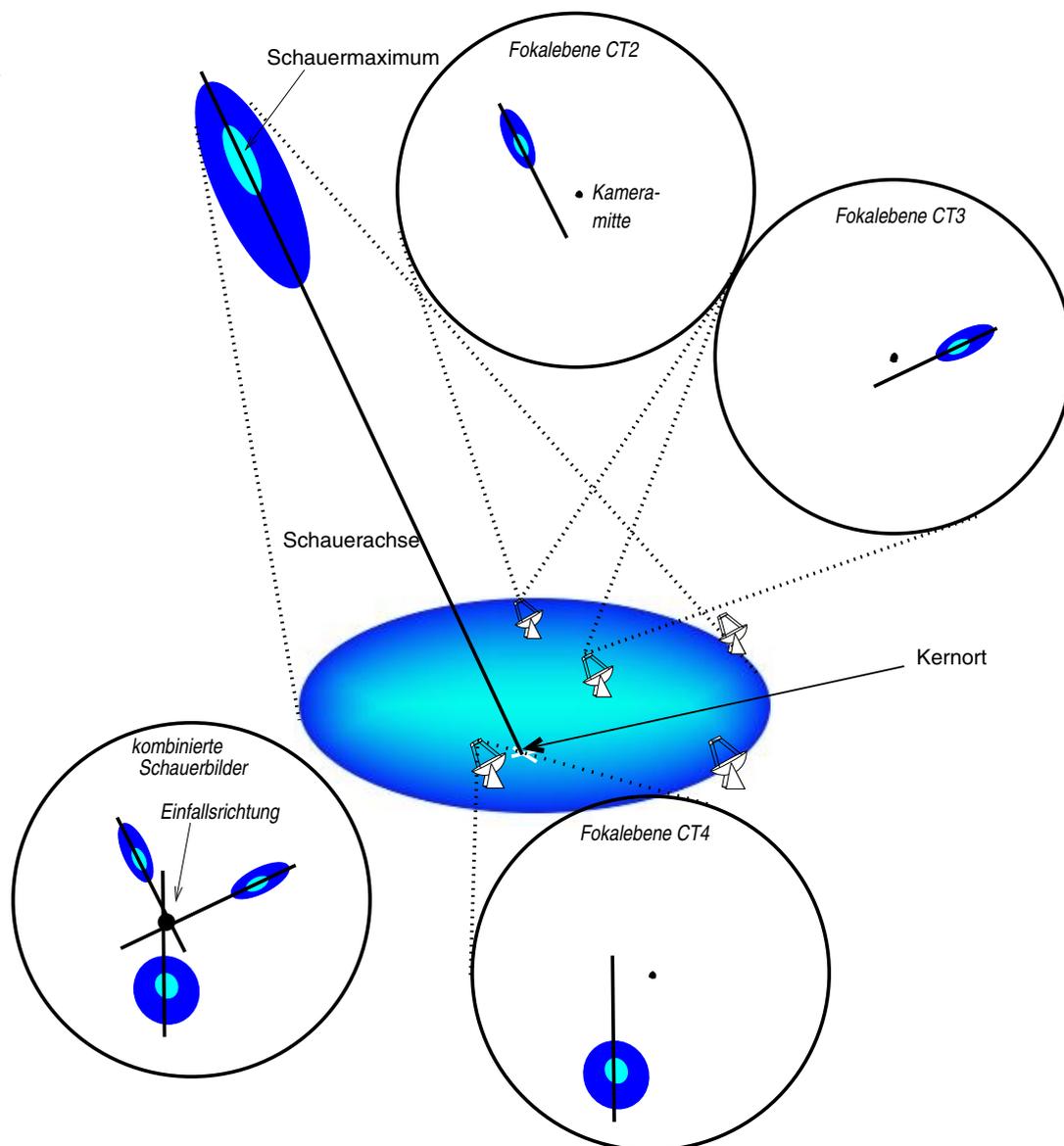


Abbildung 3.7: Die Lage der Schauerachse im Raum kann durch den Schnittpunkt der Hauptachsen der Bilder von verschiedenen Blickwinkeln rekonstruiert werden. Aus dem Schnittpunkt der Hauptachsen im Koordinatensystem der Teleskope ergibt sich entsprechend der Auftreffpunkt der Schauerachse. Die Form des Bildes unterscheidet sich für die verschiedenen Teleskope, die in unterschiedlichen Abständen zur Schauerachse stehen. Die Bilder in der Fokalebene der Teleskope, die außerhalb der durch das Cherenkovlicht ausgeleuchteten Fläche stehen und daher in der Regel nicht triggern, werden bei der Bildauswertung nicht verwendet.

ist als die eines photoninduzierten Luftschauers.

Diese wesentlichen Unterschiede erlauben zwar aufgrund der starken Fluktuationen der Schauerentwicklung keine Unterscheidung für individuelle Ereignisse, dennoch ist eine Trennung der beiden Komponenten anhand der Bildparameter statistisch möglich. Die für die Trennung relevanten Verteilungen sind in Abbildung 3.8 für simulierte Luftschauer aus primären Photonen und Protonen dargestellt. Am besten eignen sich die Bildbreite *width* und die Bildlänge *length* zur Trennung. Der Parameter der *Konzentration* ergibt sich aus dem Verhältnis der Summe der Amplituden der beiden hellsten Pixel zu der Summe aller Amplituden im Bild. Dieser Parameter ist nicht vollkommen unabhängig von der Bildbreite und Bildlänge.

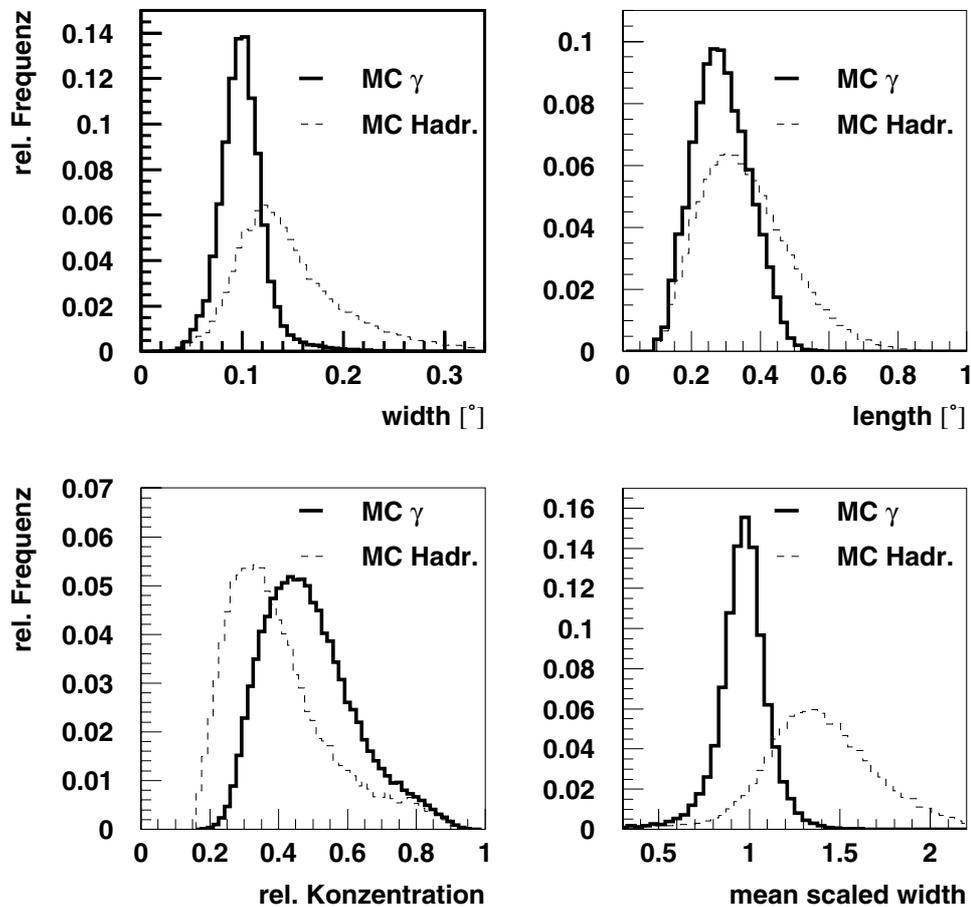


Abbildung 3.8: Zum Vergleich sind die Verteilungen der Bildparameter und der mittleren skalierten Bildbreite *mean scaled width* (*mscw*) für photon- und protoninduzierte Luftschauer aus simulierten Ereignissen dargestellt. Die zur Trennung am besten geeigneten Parameter sind *width* und *length*. Der Parameter *mscw* ergibt sich aus der kernort- und amplitudenabhängigen Skalierung der Bildbreite mit dem Erwartungswert aus simulierten Photonschauern. Die Verteilungen sind jeweils auf ihre Fläche normiert.

Anschaulich sind die Unterschiede zwischen einem photon- und einem hadroninduzierten Luftschauder auch in Abbildung 1.9 anhand simulierter Luftschauder zu erkennen.

Zur Unterscheidung zwischen γ - und hadroninduzierten Luftschaudern ist die Kenntnis der Achse im Raum von Nutzen. Die scheinbare Breite eines Bildes wird mit wachsender Entfernung zur Schauerachse kleiner, so dass ein hadronischer Schauer unter ausreichend großer Entfernung wie ein photonischer Schauer aussieht. Wenn der Abstand zur Schauerachse jedoch bekannt ist, lässt sich diese Abhängigkeit korrigieren.

Eine innerhalb von HEGRA verwendete Methode (Konopelko 1995) zur γ -Hadron-Separation geht folgendermaßen vor: Aus dem Zenitwinkel θ , dem Abstand zum jeweiligen Teleskop r_i und der integralen Intensität des Bildes A_i wird ein Erwartungswert für die Bildparameter *width* und *length* eines photoninduzierten Luftschauders bestimmt. Hierzu wird aus Monte-Carlo-Simulationsrechnungen in Intervallen von r , θ und $\log(A)$ der Mittelwert und das Schwankungsquadrat der jeweiligen Verteilung in Tabellen abgelegt (siehe auch Gleichung 3.3).

In den rekonstruierten Ereignissen wird mithilfe der stereoskopischen Rekonstruktion die Einfallrichtung und der Kernort bestimmt. Für die individuellen Teleskope wird der Abstand zum Kernort und die Bildgröße A bestimmt und zusammen mit den tabellierten Werten hieraus ein Erwartungswert für die Bildbreite eines photoninduzierten Luftschauders bestimmt. Die gemessene Bildbreite wird auf die Erwartung für einen photoninduzierten Luftschauder normiert. Der Mittelwert über die skalierten Bildbreiten der einzelnen Teleskope ergibt den Parameter *mscw* (*mean scaled width*, Gleichungen 3.3 und 3.4). Analog hierzu wird der Parameter *mscl* (*mean scaled length*) aus der gemessenen Bildlänge und der Erwartung aus Monte-Carlo-Simulationen für einen gegebenen Abstand, Zenitwinkel und der Bildgröße errechnet. Um die Abhängigkeit vom radialen Abstand und von der integralen Bildamplitude zu veranschaulichen, ist in Abbildung 3.9 der Mittelwert und das Schwankungsquadrat für zwei verschiedene Abstandsintervalle in Abhängigkeit von der Bildgröße dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass die Bildbreite rasch mit der *size* anwächst, wenn das Teleskop dicht am Kernort ist.

$$\langle width \rangle = f^{sim}(r, \theta, A) \quad (3.3)$$

$$mscw = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{width_i(r_i, \theta, A_i)}{\langle width \rangle_i} \quad (3.4)$$

Zur Optimierung der Signifikanz eines Signals wird ein Schnitt in der Größe *mscw* gewählt, der den Qualitätsfaktor Q maximiert¹¹:

$$Q := \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_h}} \quad (3.5)$$

ϵ_γ : Nachweiseffizienz für γ -Schauer

ϵ_h : Nachweiseffizienz für hadronische Schauer

¹¹Die Optimierung geht vom Grenzfall aus, in dem die Gaußverteilung sowohl für die Ereignis- als auch für die Untergrundstatistik gültig ist.

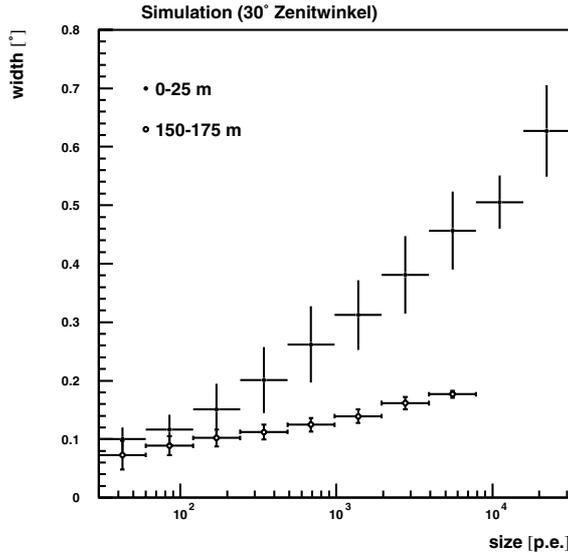


Abbildung 3.9: Mittelwerte und Schwankungsquadrate der *width*-Verteilung für photoninduzierte Luftschauber sind in zwei verschiedenen Intervallen des Abstands zum Teleskop in Abhängigkeit von der Bildamplitude aufgetragen. Für kleine Abstände ist die Abhängigkeit der Bildbreite von der Amplitude sehr deutlich.

Die zur Zeit eingesetzten Tabellen zur Skalierung der Bildbreite sind für Punktquellen optimiert, die unter Inklinationswinkeln von 0.5° beobachtet werden (dem so genannten *wobble*-Modus). Dies ist der bevorzugte Beobachtungsmodus für Punktquellen, bei dem gleichzeitig eine Quellregion und eine Untergrundregion symmetrisch zur Kameramitte im Blickfeld des Teleskops liegen. Für die Analyse ausgedehnter Quellen ist eine Verbesserung der γ -Hadron-Separation anzustreben. Auf verschiedene Ansätze zur γ -Hadron-Separation wird in Abschnitt 5.3 eingegangen. Ein optimierter Schnitt auf den Parameter *mscw* erreicht $Q \approx 4.3$ für Ereignisse, bei denen vier Teleskope in der Rekonstruktion verwendet werden (siehe auch Abschnitt 7.1).

Energierückonstruktion: Für die Bestimmung der Energie des Primärteilchens wird die integrale gemessene Lichtmenge A_i (*size*) jedes Teleskops in Kombination mit dem jeweiligen Abstand zur Schauerachse r_i verwendet. Die Energierückonstruktion bezieht sich auf elektromagnetische Schauer. Zur Rückonstruktion der Energie hadroninduzierter Schauer ist zusätzlich eine Korrektur der für Cherenkov-Detektoren nicht messbaren Schauerkomponenten (Müonen, Neutrinos und Hadronen) nötig. Hinzu kommt eine unterschiedliche Lateralverteilung, die berücksichtigt werden muß. Beide Effekte führen dazu, daß die Energie der hadroninduzierten Schauer bei Anwendung der für photoninduzierte Schauer optimierten Methode unterschätzt wird.

Bei einem photoninduzierten Schauer ist die integrale Cherenkovlichtmenge proportional zur Energie des Primärteilchens. Die gemessene Bildamplitude A_i ist jedoch eine Funktion der Primärenergie und des Abstands des Teleskops zur Schauerachse unter einem gegebenen Zenitwinkel. Die hier verwendete Methode basiert auf den in Hofmann (1997), Köhler (1998) beschriebenen Techniken, bei denen eine solche Funktion anhand von simulierten Luftschauern bestimmt wird:

$$A_i = g^{sim}(E, r_i, \theta) \quad (3.6)$$

Die Funktion $g^{sim}(E, r, \theta)$ für einen gegebenen Zenitwinkel θ und einer Primärenergie

E folgt der Lateralverteilung der Cherenkovphotonen. Die Lateralverteilung ist aufgrund der Schauergeometrie und insbesondere der Lage des Schauermaximums von der Energie und vom Zenitwinkel abhängig.

Die Form der Lateralverteilung ist bis etwa 120 m Kernortabstand flach und fällt zu größeren Abständen steil mit einer exponentiellen Abfallslänge von etwa 10 m ab (siehe auch Abbildung 4.3). Um nun von der gemessenen *size* in einem gegebenen Abstand von der Schauerachse auf die Energie zu schließen, wird die aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnene Funktion $g^{sim}(E, r, \theta)$ verwendet, die für einen gegebenen Radialabstand und Zenitwinkel die mittlere Bildamplitude A_i als Funktion der Primärenergie beschreibt. Aus der gemessenen Bildamplitude A_{mess} , dem Kernortabstand r_{mess} und dem Zenitwinkel lässt sich aus der Umkehrung der Gleichung $A_{mess} = g^{sim}(E, r_{mess}, \theta_{mess})$ auf die Primärenergie E schließen.

Auf diese Weise erhält man für jedes Teleskop einen Schätzwert für die Energie, über den anschließend gemittelt wird. Die relative Energieauflösung $\Delta E/E$, die mit dieser Technik erreicht wird, liegt bei 20 %. Die Genauigkeit ist beschränkt durch Fluktuationen in der Schauerentwicklung, die insbesondere die Position des Schauermaximums betreffen. Mit der Position des Schauermaximums variiert auch die Lateralverteilung, und die rekonstruierte Energie wird verfälscht. Neben der Schauerfluktuation ist die Auflösung, mit der der Kernort bestimmt wird, von Bedeutung. Bei kleinen Schauerenergien und Abständen zur Schauerachse ($r < 120$ m) ist aufgrund der flachen Lateralverteilung die Genauigkeit der Kernortrekonstruktion nicht kritisch für die Bestimmung der Energie. Befindet sich ein Teleskop jedoch weiter als 120 m von der Schauerachse entfernt, fällt die Lateralverteilung steiler ab, und Fehler in der Positionsbestimmung des Kernortes wirken sich entsprechend deutlicher auf die Energierekonstruktion aus.

Die relative Genauigkeit $\Delta E/E$, mit der die Primärenergie rekonstruiert werden kann, lässt sich durch Berücksichtigung des Schauermaximums (siehe auch den nächsten Abschnitt) und Verbesserung der Kernortfindung auf etwa 12 % reduzieren (Hofmann et al. 1999).

Rekonstruktion der Eindringtiefe: Die Rekonstruktion der Position des Schauermaximums aus der stereoskopischen Beobachtung (Hofmann et al. 1999) ist im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt worden. Details zu der Methode und deren Eigenschaften finden sich in Abschnitt 8.3. Als Vorgriff sei hier das Prinzip skizziert. Die Rekonstruktion der Eindringtiefe ermöglicht die Suche nach Bose-Einstein-Kondensaten in photoninduzierten Luftschauern, die sich dadurch auszeichnen, dass sie das Schauermaximum früher erreichen als Luftschauer, die von einzelnen Photonen ausgelöst werden.

Eine einfache und robuste Methode, um für einzelne Ereignisse die Eindringtiefe zu bestimmen, verwendet die Position des Bildschwerpunkts sowie die Ausrichtung und den Auftreffpunkt der Schauerachse. Unter der vereinfachenden Annahme, dass das Licht im Schauer isotrop emittiert wird, entspricht die in der Fokalebene abgebildete Intensitätsverteilung direkt der longitudinalen und lateralen Schauerentwicklung. Das Maximum der Schauerentwicklung ist als Maximum der Intensitätsverteilung des Bilds wiederzufinden. Da jedoch das Maximum aufgrund der Pixelgröße und des damit verbundenen Diskretisierungsfehlers nicht gut bestimmt werden kann, wird hier

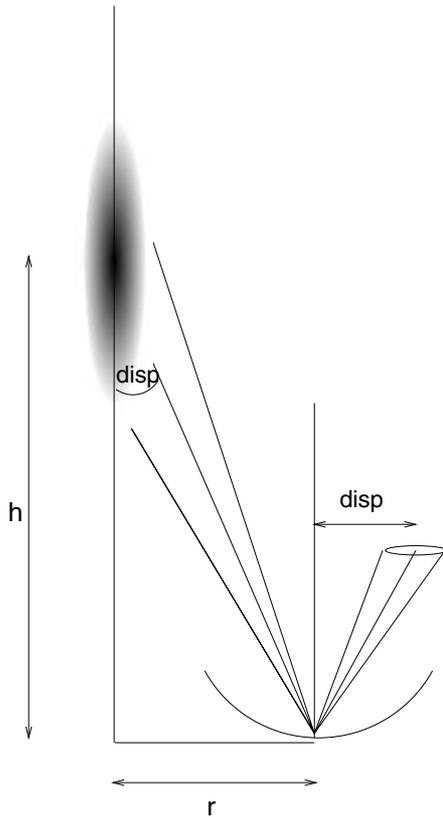


Abbildung 3.10: Die Skizze illustriert den Zusammenhang zwischen Bildschwerpunkt und Maximum der Schauerentwicklung. Die Skizze ist nicht maßstabsgerecht, ein photoninduzierter Luftschauer erreicht bei Energien von 1 TeV sein Maximum in einer Höhe von 8 km üNN, 60 % des Lichtes wird innerhalb eines Volumens von 80 m Durchmesser abgegeben.

die Position des Bildschwerpunkts verwendet. Um den Bildschwerpunkt zu bestimmen, wird über das gesamte Bild gemittelt, so dass die Größe der Pixel unbedeutend ist. Aus dem Winkel zwischen Bildschwerpunkt und Richtung der Schauerachse (entspricht in der Fokalebene dem Parameter $disp$ aus Abbildung 3.4) und dem Abstand des Teleskops zur Schauerachse r ergibt sich folgender Zusammenhang zur Distanz zum Schauermaximum h :

$$\tan(disp) = \frac{r}{h} \quad (3.7)$$

$$disp \approx \frac{r}{h} \quad (disp \ll 1) \quad (3.8)$$

Der Zusammenhang ist in Abbildung 3.10 schematisch dargestellt.

Tatsächlich wird das Licht in Vorwärtsrichtung unter dem Cherenkovwinkel von etwa 1° (siehe auch Abbildung 1.8) abgegeben. Vielfachstreuung der Elektronen weitet die Abstrahlcharakteristik des Schauers auf, so dass auch Licht unter größeren Winkeln zur Schauerachse abgegeben wird. Je nach Blickwinkel eines Beobachters erscheinen bestimmte Bereiche des Luftschauers heller als andere. Um die tatsächliche Distanz h_{max} zur Position des Schauermaximums zu rekonstruieren, muss dieser Effekt hervorgerufen durch den Cherenkovwinkel und die Vielfachstreuung der Elektronen berücksichtigt werden.

Für einen Beobachter nahe der Schauerachse ($r < 50$ m) erscheint die Intensitätsverteilung entlang der Schauerachse verschoben: Mehr Licht aus der späten Schauerentwicklung lässt das Maximum der Intensitätsverteilung entlang der Schauerachse dem Boden näher erscheinen als für einen Betrachter in größerer Entfernung zur Schauerachse. Erschwerend kommt hinzu, dass mit zunehmender Primärenergie die

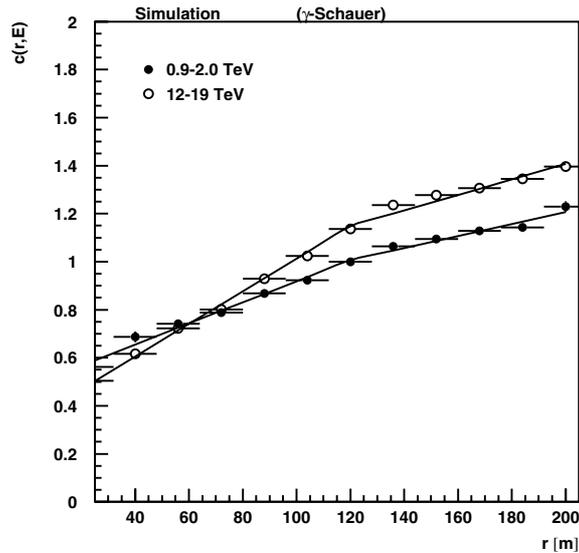


Abbildung 3.11: Aufgetragen ist die Korrektur $c(r, E)$ des Inklinationswinkels $disp$ in Abhängigkeit vom Kernort aufgrund der anisotropen Charakteristik des Cherenkovlichts. Zum Vergleich sind Anpassungen als Linien eingetragen (für Details siehe Abschnitt 8.3).

Eindringtiefe anwächst und damit auch die beschriebene Abhängigkeit vom Abstand zur Schauerachse sich ändert.

Um dennoch für alle Kernortabstände und Primärenergien gleichermaßen die Distanz zum Schauermaximum h_{max} bestimmen zu können, ist die Anpassung einer kernort- und energieabhängigen Funktion notwendig, die den Effekt des Cherenkovwinkels ausgleicht. Es ist leider sehr aufwendig und wenig aufschlussreich, einen analytischen Ausdruck für das Bild eines Luftschauers zu einer gegebenen Longitudinalentwicklung zu finden (Goldanskii und Zhdanov 1954). Es bietet sich daher an, mithilfe simulierter Schauer und unter Berücksichtigung der apparativen Effekte eine solche Parametrisierung zu finden.

$$h_{max} = \frac{r}{c(r, E) \cdot disp} \quad (3.9)$$

Die Funktionen $c(r, E = 1\text{TeV})$ und $c(r, E = 15\text{TeV})$ sind in Abbildung 3.11 zu sehen. Deutlich ist zu erkennen, wie für kleine Kernortabstände ($r < 100$ m) der Inklinationswinkel $disp$ stark korrigiert werden muss. So ist bei einem Abstand von 50 m die tatsächliche Inklination gegenüber der Schauerachse um etwa 30 % größer als die gemessene, dementsprechend verschiebt sich die tatsächliche Position des Schauermaximums gegenüber der scheinbaren Position.

Anhand simulierter Schauer lässt sich die Genauigkeit dieser Rekonstruktionsmethode bestimmen. Die Position des Schauermaximums kann für photoninduzierte Luftschauer mit einer Auflösung besser als 800 m rekonstruiert werden.

Kapitel 4

Luftschauersimulation

Die Auswertung und Interpretation von Daten, die mit Luft-Cherenkovteleskopen genommen werden, sind in der Regel gestützt auf den Vergleich mit simulierten Daten. Im Rahmen dieser Arbeit wurden eigens Luftschauer simuliert, um

1. die Unterscheidung γ - und hadroninduzierter Schauer für ausgedehnte Quellregionen zu verbessern,
2. den Einfluss eines sehr harten Energiespektrums zu untersuchen,
3. die Sensitivität auf Flüsse von ausgedehnten Quellregionen zu bestimmen und
4. Systematiken im Blickfeld der Cherenkovteleskope zu studieren.

Die bisher existierenden Luftschauer-Bibliotheken (Konopelko et al. 1999b) sind üblicherweise für Punktquellen optimiert. Die hier zu untersuchenden Charakteristiken ausgedehnter Quellregionen lassen sich nicht vollständig anhand dieser existierenden Luftschauerrechnungen untersuchen. Daher ist es nötig gewesen, eine neue Bibliothek mit simulierten Luftschauerereignissen zu erstellen, die eine isotrope Richtungsverteilung von Photonen nachbildet. Außerdem ist in den bisherigen Rechnungen die longitudinale Schauerentwicklung nicht aufgezeichnet worden, die für die Suche nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonereignissen extragalaktischen Ursprungs von Bedeutung ist (siehe Kapitel 8).

Um simulierte Ereignisse zu generieren, die mit Daten verglichen werden können, sind zwei existierende Programmpakete verwendet und erweitert worden:

1. `CORSIKA` (Heck et al. 1998): Das etablierte und weit verbreitete Programm des Karlsruher Forschungszentrums ermöglicht die Simulation von ausgedehnten Luftschauern unter Verwendung verschiedener hadronischer Wechselwirkungsmodelle. Die für die Simulationen verwendete Version trägt die Nummer 5.92 mit einigen hier erarbeiteten Modifikationen, die in den zukünftigen Versionen enthalten sein werden.
2. `sim_telarray` (Bernlöhr 1998): Um die mit `CORSIKA` berechneten Luftschauer mit experimentellen Daten vergleichbar zu machen, ist eine detaillierte Simulation des Detektors erforderlich. Das zu diesem Zweck erstellte Programmpaket `sim_telarray` verwendet mit `CORSIKA` generierte Luftschauer und simuliert die optischen und elektronischen Eigenschaften des Detektors

und der Atmosphäre. Die erzeugten simulierten Daten werden im gleichen Format wie die experimentell gewonnenen Daten abgespeichert und lassen sich in derselben Weise weiterbearbeiten und analysieren.

Im Folgenden sollen die Programme erläutert und die vorgenommenen Änderungen dokumentiert werden.

4.1 Simulation von Luftschauern mit CORSIKA

CORSIKA ist am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelt worden, um ein Standardprogramm für die Simulation ausgedehnter Luftschauer zu schaffen. Mittlerweile wird CORSIKA an vielen Instituten verwendet (ca. 50 Gruppen weltweit) und ständig weiterentwickelt.

4.1.1 Hadronische Wechselwirkungen

Die Simulation von Luftschauern erfordert die Modellierung von hadronischen Wechselwirkungen über viele Größenordnungen der Energie hinweg (von $10 - 10^{11}$ GeV). Die hochenergetischen Wechselwirkungen ($E_{lab.} > 80$ GeV) können innerhalb von CORSIKA wahlweise mithilfe einer der folgenden Ereignisgeneratoren modelliert werden:

- HDPM (Capdevielle 1989)
- QGSJet Version vom 21.4.1997 (Kalmykov und Ostapchenko 1993)
- DPMJet Version II.4 (Ranft 1995)
- SIBYLL Version 1.6 (Fletcher et al. 1994)
- VENUS Version 4.12 (Werner 1993)

Alle diese Modelle sind in der Lage, die aus Laborexperimenten bekannten Wechselwirkungsquerschnitte, Multiplizitäten und Inelastizitäten in dem betrachteten Energiebereich für Schwerpunktsenergien (\sqrt{s}) von $3 - 3 \cdot 10^5$ GeV zu reproduzieren. Die theoretischen Modelle, die in DPMJet, VENUS und QGSJet eingehen, basieren auf den Austausch von Pomeronen im Rahmen von Gribov-Regge-Modellen, um die Wechselwirkung von Nukleonen zu beschreiben. Mittels der Glauber-Theorie wird daraus die Wechselwirkung von Streuprozessen mit schwereren Kernen berechnet (Glauber und Matthiae 1970). Lediglich VENUS modelliert detailliert den Transport der einzelnen Nukleonen bei Kern-Kern-Streuprozessen. SIBYLL und HDPM stellen insofern eine Ausnahme dar, als dass diese Routinen phänomenologisch die in $p\bar{p}$ -Kollisionen gemessenen Wechselwirkungsquerschnitte parametrisieren und extrapolieren, wobei SIBYLL insbesondere auch die Wechselwirkungsquerschnitte aus Messungen der Luftschauerentwicklung bei Energien jenseits von 10^{17} eV berücksichtigt (Baltrusaitis et al. 1984, Gaisser et al. 1987).

Die für diese Arbeit simulierten hadronischen Luftschauer sind alle mit dem VENUS-Modell erstellt worden. Die Wahl eines geeigneten Wechselwirkungsmodells

bei den betrachteten Energien ist nicht kritisch. Die Modelle unterscheiden sich erst bei größeren Energien deutlich (Heck et al. 1997). VENUS zeichnet sich gegenüber den anderen Modellen durch eine detailliertere Behandlung der Streuprozesse mit Kernen ($A > 1$) aus und ist deswegen ausgewählt worden.

CORSIKA erlaubt die Simulation von Luftschauern, die von einer Vielzahl möglicher Primärteilchen ausgelöst werden können (Protonen, Neutronen, Kerne, Leptonen und Photonen). Die erzeugten Teilchen werden durch die Atmosphäre verfolgt, wobei Wechselwirkungen mit den Kernen der Atmosphäre für Laborenergien oberhalb von 80 GeV durch eins der fünf zur Auswahl stehenden Wechselwirkungsmodelle behandelt werden (siehe oben). Für Energien unterhalb 80 GeV wird wahlweise GHEISHA (Fesefeldt 1985) oder das ISOBAR-Wechselwirkungsmodell (Grieder 1970, 1979) verwendet. Das ISOBAR-Modell verwendet eine im Vergleich zu GHEISHA stark vereinfachte und somit schnellere Simulation der zahlreichen niederenergetischen Wechselwirkungen. Es sei jedoch angemerkt, dass Neutronen in diesem Modell nicht zerfallen sondern lediglich elastisch streuen. Zudem sind die verwendeten Parametrisierungen nach Auskunft der Autoren nur bis zu Energien von 10 GeV zuverlässig. Auch das GHEISHA-Modell, das erfolgreich innerhalb des GEANT-Pakets (Gianina et al. 1995) zur Detektorsimulation verwendet wird, ist nicht für die Simulation von Luftschauern zugeschnitten, weil innerhalb dieses Modells die Wechselwirkungen mit den Bestandteilen der Luft (N,O,Ar) nicht vorgesehen sind und extrapoliert werden müssen: Luft gehört üblicherweise nicht zu den Komponenten der Detektoren, die mit GEANT simuliert werden. Die für diese Arbeit erstellten Luftschauer sind mit GHEISHA berechnet worden. Zukünftige CORSIKA -Versionen werden zusätzlich das besser geeignete FLUKA-Paket (Aarnio et al. 1986) zur Simulation der niederenergetischen Wechselwirkungen enthalten.

4.1.2 Elektromagnetische Wechselwirkungen

Die elektromagnetischen Wechselwirkungen der geladenen Teilchen und Photonen werden mithilfe des EGS4-Pakets simuliert (Nelson et al. 1985), das ebenfalls in der Hochenergiephysik vielfach Einsatz findet (mehr als 6 000 registrierte Benutzer (Bielajew et al. 1994)).

Es werden für Positronen und Elektronen Annihilation, Bhabha-Streuung, Bremsstrahlung, Møller-, Compton- und Vielfachstreuung berücksichtigt. Photonen nehmen an Comptonstreuung, Paarproduktion und Photoelektrischen Reaktionen teil. Details zur Realisierung der Simulation sind in Nelson et al. (1985) zu finden. Alternativ zu EGS4 kann auch eine analytische Näherung zur Entwicklung der elektromagnetischen Schauer verwendet werden, die sich auf eine Parametrisierung der Lateralverteilung der Elektronen und Positronen stützt (Greisen 1965, Kamata und Nishimura 1958) (siehe auch Kapitel 1.8, Gleichungen 1.3-1.5). Diese sehr schnelle Variante für die Simulation der elektromagnetischen Komponente ist für die hier verfolgten Ziele nicht verwendbar: Zur Berechnung der Cherenkovphotonen, die von geladenen Teilchen beim Durchqueren der Atmosphäre erzeugt werden, ist eine vollständige Simulation notwendig. Entsprechend ist EGS4 zur Simulation der elektromagnetischen Komponente eingesetzt worden.

4.1.3 Ergänzungen zu CORSIKA

Ein großer Vorteil des CORSIKA -Pakets liegt in seiner Vielseitigkeit und der Modularität. Durch die Implementierung der verschiedenen Wechselwirkungsmodelle in einem gemeinsamen Rahmen ermöglicht CORSIKA den Vergleich der verschiedenen Modelle untereinander. Es lassen sich insbesondere die Auswirkungen der unterschiedlichen Behandlung der hochenergetischen hadronischen Wechselwirkungen auf die Entwicklung ausgedehnter Luftschauer untersuchen (Knapp et al. 1996, Heck et al. 1997). Je nach Anforderung kann aus einer Vielzahl möglicher Kombinationen der verschiedenen Programmkomponenten eine für die jeweilige Problemstellung angemessene Version ausgewählt werden (Transport von Neutrinos, Erzeugung von Cherenkov- und Fluoreszenzlicht, *thinning*-Methoden zur Verkürzung der Rechenzeit etc.).

Für die hier verwendeten Simulationsrechnungen bei verhältnismäßig kleinen Energien (die meisten Modelle erheben den Anspruch, bis zu Laborenergien von 10^{19} eV gültig zu sein – das entspricht einer Schwerpunktsenergie von etwa 140 TeV), sind bei der Extraktion aus der cmz-Quelldatei (CMZ Manual 1994) folgende Optionen angegeben worden:

1. LINUX, UNIX, BYTERECL, NEWDATE: Anpassung an Linux-Systemarchitektur
2. CERENKOV: Berechnung von Cherenkovlichtabstrahlung
3. VIEWCONE: Behandlung ausgedehnter Quellen¹
4. VENUS, VENUSSIG, GHEISHA: Auswahl des Wechselwirkungsmodells
5. IACT, ATMEXT: Interface zu `sim_telarray` aktivieren; externe Atmosphärenmodelle

Die so extrahierten Quelldateien enthalten eine weitere Modifikation, die in zukünftigen CORSIKA -Versionen übernommen werden soll: Die longitudinale Schauerentwicklung wird während der Laufzeit des Programms aufgezeichnet, indem die Zahl der Teilchen, die in einem vorher festgelegten Intervall der atmosphärischen Tiefe auftreten, aufsummiert werden. Dieses longitudinale Schauerprofil wird jedoch nach Ende des Programms lediglich über alle Schauer gemittelt ausgegeben; die Einzelschauerinformationen gehen verloren. Um im Nachhinein noch Zugriff auf die einzelnen Schauerprofile zu erhalten, ist eine Änderung am Programm vorgenommen worden, bei dem die individuellen Werte gemeinsam mit den Informationen zu den Teilchen auf Detektorniveau in der Ausgabedatei abgelegt werden. Neben den geladenen Teilchen werden auch die Zahl der Cherenkovphotonen, die in den Intervallen emittiert werden, ermittelt und abgespeichert, so dass ein longitudinales Profil der emittierten Cherenkovstrahlung erstellt werden kann (siehe auch Abbildung 4.2).

Die zusätzlichen Informationen zur longitudinalen Entwicklung der Luftschauer sind insbesondere für die Rekonstruktion der Eindringtiefen der Schauer bis zum Maximum der Teilchenzahl von Nutzen.

¹Diese Eigenschaft ist nachträglich in das Programm eingefügt worden und wird in eine der nächsten CORSIKA -Versionen standardmäßig eingebaut sein

Eine weitere Änderung bezieht sich auf die Simulation der Einfallsrichtungen von Luftschauern (Bernlöhr, priv. Mitteilung): Innerhalb des CORSIKA -Programms war es bislang lediglich möglich, die Richtung entweder konstant oder aus Intervallen in Zenitwinkel und Azimutwinkel zufällig auszuwählen. Mithilfe der neu eingebauten Option VIEWCONE, kann die Einfallsrichtung radialsymmetrisch zu einer vorgegebenen Richtung im Raumwinkel gleichverteilt ausgewürfelt werden, um eine ausgedehnte Quellregion nachzubilden. Zusätzlich lassen sich so Einfallsrichtungen simulieren, die auf einem Ring liegen, um zum einen den *wobble*-Beobachtungsmodus zu simulieren und zum anderen die Systematiken für zur optischen Achse geneigte Schauerachsen zu studieren.

4.1.4 Emission von Cherenkovlicht

Neben der Teilchenkomponente, die für die Beobachtungen von Luftschauern mit z.B. ausgedehnten Feldern von Szintillationsdetektoren von Bedeutung ist, wird auch das in der Atmosphäre emittierte Cherenkovlicht für den Nachweis verwendet. Bei gleicher Beobachtungshöhe lassen sich durch die Messung des Cherenkovlichts Luftschauer nachweisen, deren Teilchenkomponente gar nicht mehr den Erdboden erreicht haben. Die Schwellenenergie für den Nachweis der Luftschauer lässt sich durch die Cherenkovtechnik bei ausreichender Lichtsammel­fläche auch dann noch senken, wenn selbst eine vollständige Überdeckung der Nachweisfläche mit Teilchenzählern für ein gegebenes Beobachtungsniveau keine Senkung der Energieschwelle mehr erlaubt.

Grundlage der Messungen von Luft-Cherenkovlicht ist der Cherenkoeffekt (erst­mals studiert von Mallet (1926, 1928, 1929), dann von Cherenkov (1934) neu entdeckt und von Frank und Tamm (1937) theoretisch erklärt): Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit $\beta = v/c_{vak} > 1/n$ durch ein Medium mit Brechungsindex n , entsteht Cherenkovlicht, das in einer Kegelfläche in Bewegungsrichtung des Teilchens emittiert wird. Der Öffnungswinkel des Kegels ergibt sich aus der Geschwindigkeit des Teilchens und dem Brechungsindex n des Mediums:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta \cdot n} \quad (4.1)$$

$$\beta = \frac{v}{c_{vak.}} \quad (4.2)$$

c_{vak} : Vakuumslichtgeschwindigkeit

Die Zahl der pro Weglänge dx und Wellenlängenintervall $d\lambda$ abgegebenen Photonen $\frac{d^2N}{d\lambda dx}$ fällt mit $1/\lambda^2$ ab (siehe z.B. Jelley (1958)). Der Energieverlust durch Abstrahlung von Cherenkovphotonen macht in Luft etwa einen relativen Anteil von 10^{-4} bezogen auf den Energieverlust durch Ionisation aus. Die Gesamtzahl der pro Weglänge emittierten Cherenkovphotonen errechnet sich aus der Gleichung:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha Z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (4.3)$$

In Gleichung 4.3 ist auch berücksichtigt, dass der Brechungsindex der Atmosphäre abhängig von der Wellenlänge ist. Für den betrachteten Fall der Erdatmosphäre und im

Wellenlängenintervall, in dem das Messinstrument sensitiv ist (300-600 nm), variiert $n - 1$ lediglich um 5 % und wird im Folgenden als wellenlängenunabhängig angenähert.

Innerhalb des Simulationsprogrammes wird die Abstrahlung von Cherenkovlicht folgendermaßen behandelt: Während des Transports der geladenen Teilchen in der Atmosphäre wird die Bedingung für die Emission von Cherenkovlicht ($\beta \cdot n \geq 1$) am Anfang und am Ende der berechneten Flugstrecke zwischen zwei Streuprozessen für die entsprechenden Energien der Teilchen und dem lokalen Brechungsindex n der Atmosphäre überprüft. Der Brechungsindex n errechnet sich entweder aus der Annahme, dass Dichte und Brechungsindex direkt proportional sind (nach der Gleichung von Clausius und Mossotti (Jackson 1975, siehe dort Kapitel 4.5)) oder lässt sich bei Verwendung eines externen Atmosphärenmodells auch gesondert angeben. Für diesen Fall ist es möglich, den Einfluss durch Wasserdampf und Ozon auf den Brechungsindex zu berücksichtigen.

Wenn Cherenkovphotonen abgestrahlt werden, wird die Flugstrecke in Unterabschnitte unterteilt. Die Länge der Unterabschnitte ergibt sich aus einer vorher festgelegten Zahl von Photonen, die als diskretes Paket im Rahmen der Simulation behandelt werden sollen. Aus Gleichung 4.3 berechnet sich die Zahl der pro Längeneinheit emittierten Photonen. Gemeinsam mit der Paketgröße errechnet sich die Distanz, in der ein Paket abgestrahlt wird. Der Emissionspunkt für das jeweilige Photonpaket wird in die Mitte des entsprechenden Unterabschnitts gelegt. Der azimutale Winkel wird gleichverteilt ausgewürfelt. Die Emissionskoordinaten und die Emissionszeit bezogen auf den Zeitpunkt der ersten Wechselwirkung in der Atmosphäre werden abgespeichert. Der Auftreffpunkt des Photonpakets auf dem Beobachtungsniveau wird ohne Berücksichtigung von Streuprozessen in der Atmosphäre bestimmt und mit der Position der zu simulierenden Detektoren verglichen. Dabei ist es auch wahlweise möglich, die Ablenkung der Photonen durch Refraktion in der Atmosphäre zu berücksichtigen. Dies ist insbesondere für große Zenitwinkelabstände ($\vartheta > 60^\circ$) von Bedeutung.

Trifft das Paket den vorher in seiner Geometrie festgelegten Detektor, werden Emissionszeit, Auftreffort und der Richtungsvektor des Photonpakets in einer Datei abgespeichert.

Die Bündelung der Photonen in Pakete verkürzt die Rechenzeit für die Simulation, wobei die Einbußen an Genauigkeit durch eine geeignete Wahl der Paketgröße vernachlässigbar werden. Die systematischen Auswirkungen der Paketgröße auf die Ergebnisse der Simulationsrechnungen sind an anderer Stelle behandelt worden (Haustein 1997). Es sei darauf hingewiesen, dass die Näherung eines einzigen Emissionspunktes für das gesamte Paket eine künstliche Granularität in der Verteilung der Ankunftsrichtungen der Photonen erzeugt. Für die hier simulierte Luftschaue ist eine Paketgröße von 5 Photonen verwendet worden. Bei einer typischen Detektoreffizienz für den Nachweis einzelner Photonen von etwa 15 % wird bei dieser Paketgröße im Mittel eines der fünf Photonen nachgewiesen. Dadurch wird gewährleistet, dass nahezu jedes Photon einen anderen Emissionspunkt hat und eine Granularität in der Ankunftsrichtungsverteilung vermieden wird.

4.1.5 Einfluss der Atmosphäre auf die Schauerentwicklung

In allen Routinen des CORSIKA -Programms wird ein einheitliches und fast beliebig austauschbares Dichteprofil der Atmosphäre verwendet. Innerhalb der EGS4-Routinen wird aus historischen Gründen eine von den anderen Programmteilen leicht unterschiedliche Parametrisierung verwendet. Diese Unterschiede sind in der Regel unbedeutend. Lediglich für den exotischen Fall einer Atmosphäre, die sich nicht durch einen exponentiellen Abfall in der Dichte beschreiben lässt, ist das Programm in dieser Form nicht verwendbar.

Es stehen sieben verschiedene Dichteprofile zur Auswahl. Hiervon sind sechs dem MODTRAN3-Programm (Kneizys et al. 1996) entnommen worden (Tropen, mittlere Breiten–Sommer und Winter, Subarktischer Sommer und Winter und die US-Standardatmosphäre von 1976). Ein antarktisches Profil ist zusätzlich aus Messungen direkt am Südpol und bei 70° südlicher Breite konstruiert worden (Bernlöhr 2000). Optional kann auch mithilfe einer benutzerdefinierten Tabelle ein beliebiges Dichteprofil eingebunden werden (mit der oben beschriebenen Beschränkung durch das EGS4-Programm).

Aus täglichen Ballonmessungen des *Izana Global Atmospheric Watch Observatory* (GAW) in Santa Cruz (Teneriffa, Spanien) ist der höhenabhängige Luftdruck und der Ozongehalt der Atmosphäre oberhalb von der Nachbarinsel Teneriffa (etwa 150 km Distanz) bekannt (Cuevas 1997). Der Aerosolgehalt wird bei diesen Messungen nicht bestimmt, weil hierfür ein deutlich größerer Aufwand notwendig ist als für die Messung der lokalen Dichte der Atmosphäre. In Abbildung 4.1 ist der für verschiedene Jahreszeiten gemittelte Wert für den Luftdruck in Abhängigkeit von der Höhe h dargestellt. Zur Verdeutlichung der Unterschiede ist der gemessene Druck mit $e^{h/8.5 \text{ km}}$ skaliert.

Zu erkennen ist, dass zwischen den Druckprofilen für Sommer und Winter deutliche Unterschiede auftreten. Über Teneriffa ist der Luftdruck im Sommer in 11 km Höhe um etwa 12 % größer als im Winter. Das für die Simulation gewählte tropische Dichteprofil entspricht den im Sommer gemessenen Werten. Zum Vergleich ist die US-Standardatmosphäre von 1976 (US-Standard Atmosphere 1976) und die COSPAR²-Referenzatmosphäre (Fleming et al. 1988) eingetragen. Das subarktische Dichteprofil der Atmosphäre illustriert die Spannweite der möglichen Unterschiede im Druckverlauf.

Der unterschiedliche Verlauf des Dichteprofiles der Atmosphäre hat systematische Auswirkungen auf die Schauerentwicklung und die beobachtbare Lichtmenge. Detaillierte Studien (Bernlöhr 1999, 2000) zeigen, dass z.B. in der subarktischen Atmosphäre mehr Licht in der Nähe des Beobachtungsniveaus emittiert wird als in der tropischen Atmosphäre (Abbildung 4.2). Aus der Kombination der unterschiedlichen Longitudinalentwicklung der Teilchenkaskade, die empfindlich von dem Dichtegradienten in der Atmosphäre abhängt, und der höhenabhängigen Abstrahlcharakteristik ergibt sich eine größere Gesamtlichtmenge. Vergleicht man die Lichtmenge innerhalb kleiner Kernortabstände für simulierte Luftschauer im subarktischen Dichteprofil mit denjenigen, die mit einem tropischen Dichteprofil berechnet wurden, so wird hier 60 % mehr Licht für die kältere Atmosphäre erzeugt als in der warmen Atmosphäre. Die saisonalen Un-

²Committee on Space Research

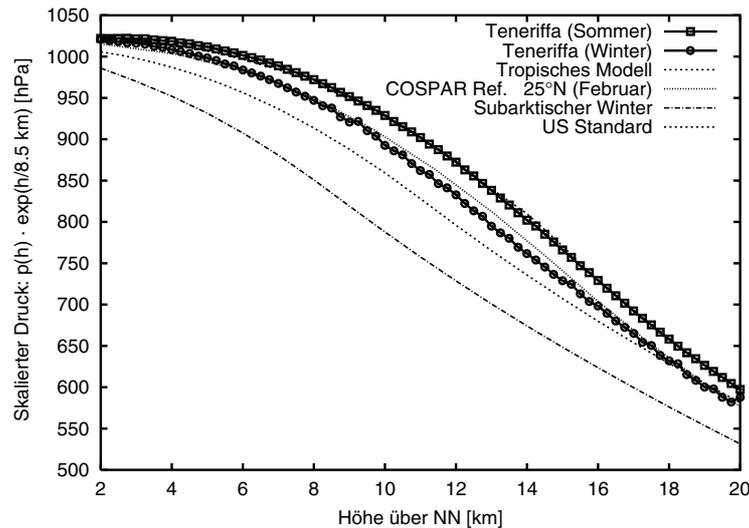


Abbildung 4.1: Der Luftdruck in Abhängigkeit von der Höhe: Um die Unterschiede zwischen den verschiedenen Druckprofilen zu verdeutlichen, sind die Messwerte mit $e^{h/8.5 \text{ km}}$ multipliziert worden.

terschiede für La Palma sind deutlich kleiner, dennoch ist mit Unterschieden von bis zu 15 % in der Gesamlichtmenge zu rechnen. In Abbildung 4.3 ist die Cherenkovlichtdichte auf dem Beobachtungsniveau in 2 200 m Höhe als Funktion des Kernortabstands für die bereits in Abbildung 4.2 gezeigten Luftschaer dargestellt: Die Unterschiede in der Lichtmenge sind deutlich zu erkennen, wohingegen die Form der Lateralverteilung nur geringe Unterschiede aufzeigt.

Weitere Details zu den optischen Eigenschaften (Brechungsindex und Transmissionseigenschaften) finden sich in der Beschreibung der Detektorsimulation im folgenden Abschnitt.

4.2 Detektorsimulation mit `sim_telarray`

Das CORSIKA -Simulationsprogramm berechnet Ankunftsrichtung, Erzeugungshöhe, Ankunftszeit und Auftreffpunkt aller Teilchen und Cherenkovphotonen, die die Beobachtungsebene erreichen. Für die Auswertung der mit Luft-Cherenkovteleskopen aufgezeichneten Daten ist die Teilchenkomponente unwichtig und wird daher nicht weiter behandelt. Die Cherenkovphotonen werden in einer Datei festgehalten, wenn sie an vorher definierten Detektorpositionen beobachtbar sind. Der Einfachheit halber wird jedes Photonpaket aufgezeichnet, das eine Sphäre mit der Größe des Detektors (hier ein Radius von 2 m) trifft. Insgesamt werden sämtliche Photonen gespeichert, die auf diese Weise eine der fünf Sphären treffen, die in der selben Anordnung platziert sind wie die HEGRA-Detektoren (siehe auch Kapitel 1.9 und Abbildung 3.2). Um weitere Rechenzeit zu sparen, werden simulierte Schauer mehrfach verwendet. Hierzu werden 25 Teleskop-Systeme aus jeweils fünf Sphären in der Beobachtungsebene auf einer Fläche mit einem Durchmesser von 800 m zufällig zueinander verschoben platziert. Das Verhältnis der Gesamtfläche und der Nachweisfläche für ein individuelles

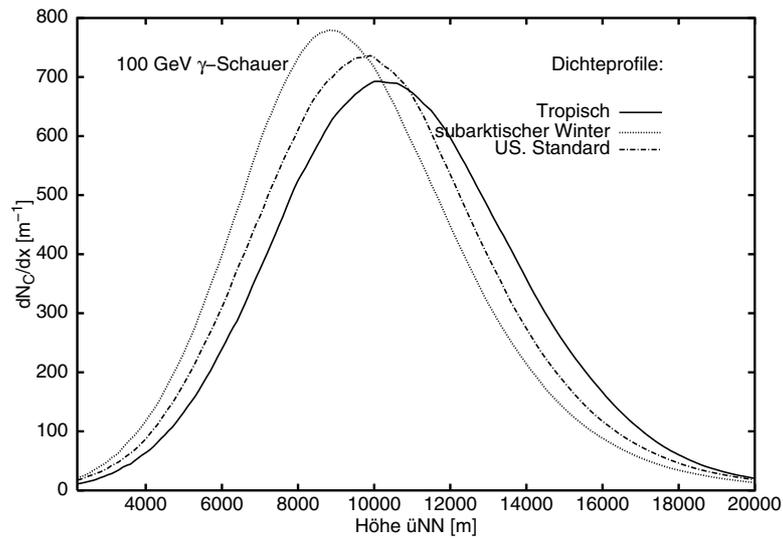


Abbildung 4.2: Die pro Weglänge abgegebene Cherenkovlichtmenge aller geladenen Teilchen als Funktion der Emissionshöhe unterscheidet sich je nach verwendetem Dichteprofil. Die kälteren Atmosphären haben einen steileren Dichtegradienten; hierdurch entwickelt sich die Teilchenkaskade später und damit näher am Beobachter. Gleichzeitig werden die Cherenkovphotonen in einem dichteren Medium erzeugt als bei den Atmosphären mit kleinerem Dichtegradienten. Da die Zahl der pro Weglänge abgegebenen Photonen proportional zur Dichte ist, werden entsprechend mehr Photonen erzeugt.

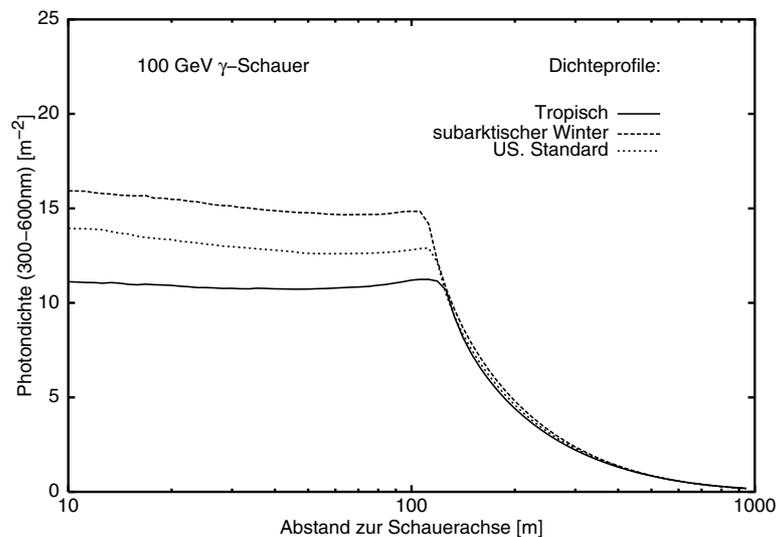


Abbildung 4.3: Für verschiedene Dichteprofile der Atmosphäre sind jeweils 2000 photoninduzierte Luftschauer ($E = 100$ GeV) simuliert und anschließend die jeweilige gemittelte Lateralverteilung der Cherenkovlichtdichten berechnet worden. Allen Lateralverteilungen gemein ist der flache Verlauf bis zu einem Kernortabstand von etwa 120 m. Jenseits dieses Abstandes fällt die Lichtdichte steil ab. Unterschiede ergeben sich in der absoluten Lichtmenge bedingt durch die sich in der kälteren Atmosphäre später entwickelnden Luftschauer. Die Absorptionseigenschaften der Atmosphäre sind jeweils berücksichtigt worden.

Teleskop-System beträgt etwa 16, so dass im Mittel nur eines der Detektorfelder dem Luftschauer nahe genug ist, um ein Ereignis aufzeichnen zu können.

Das Simulationsprogramm `sim_telarray` liest die Cherenkovphotonen der Ausgabedatei von `CORSIKA` ein und erzeugt simulierte Datensätze, die in der gleichen Weise wie experimentell gewonnene Daten weiterverarbeitet und rekonstruiert werden. Die Simulation des Detektors mit `sim_telarray` umfasst die wellenlängenabhängige Absorption und Streuung von Photonen in der Atmosphäre, die optischen Eigenschaften der Spiegel und Kamera, die detaillierte Behandlung der in den Photomultiplier erzeugten Pulse und schließlich die elektronische Signalverarbeitung und Auslese der Teleskope.

Die optischen Eigenschaften des Detektors werden durch die Reflektivität und Anordnung der Spiegel, durch die Transparenz des Eintrittsfensters der Kamera und die Reflektivität und Geometrie der Sammelnrichter vor den Pixeln bestimmt. Bevor jedoch die Photonen an den Spiegeln reflektiert werden, beeinflussen die Atmosphäre und deren Streueigenschaften die Lichtmenge, die den Detektor erreichen kann. Obwohl die Atmosphäre nicht direkt zum Detektor gehört, wird die Transparenz der Atmosphäre und deren Streueigenschaften für die Cherenkovphotonen innerhalb der Detektorsimulation berücksichtigt. Auf diese Weise kann der Einfluss verschiedener Absorptionsprozesse eingehend studiert werden, ohne die zeitaufwendige Luftschauersimulation zu wiederholen. Ein zusätzlicher Vorteil dieser Methode liegt darin, dass die Wellenlänge der Photonen solange unbestimmt bleibt, bis sie während der Detektorsimulation für die tatsächlich registrierten Photonen benötigt wird.

Der Chronologie des Lichtwegs von der Emission des Photons bis zur Photokathode folgend sollen die optischen Eigenschaften der verschiedenen Komponenten der Atmosphäre und des Detektors und deren Simulation im Folgenden beschrieben werden.

4.2.1 Optische Eigenschaften der Atmosphäre

Die wesentlichen optischen Eigenschaften der Atmosphäre lassen sich mit dem wellenlängen- und höhenabhängigen Brechungsindex $n(h, \lambda)$ und der Transparenz $\tau(h, \lambda)$ beschreiben. Die Transparenz τ ist abhängig von der lokalen Dichte und Zusammensetzung der Atmosphäre (Rayleigh-Streuung an Luft-Molekülen) und von der lokalen Dichte von Aerosolen (Mie-Streuung an Partikeln, deren Abmessung vergleichbar und größer als die Wellenlänge des Lichtes ist). Insbesondere ist die Konzentration von Ozon von Bedeutung, weil das Licht mit Wellenlängen $\lambda < 350$ nm und damit ein Großteil der Cherenkovstrahlung ($I(\lambda) \propto \lambda^{-2}$) durch Ozon in der Atmosphäre absorbiert wird (vgl. Abbildung 4.4).

Im Gegensatz zu dem Brechungsindex, der in Luft nur schwach von der Wellenlänge abhängt ($n(\lambda, h) \approx n(h)$), ist die Transparenz τ stark wellenlängenabhängig und sehr sensitiv auf die Zusammensetzung der verschiedenen Komponenten der Atmosphäre (Moleküle, Aerosole, Wasserdampf und Ozon).

Die optischen Eigenschaften der Atmosphäre sind zeitabhängig und können in die Simulation nur als gemittelte Größen eingehen. Die daraus resultierenden systematischen Unsicherheiten sind aus den maximalen Schwankungen der entsprechenden Parameter abzuschätzen. Die relevanten Bildparameter und die geometrische Rekon-

struktion der Schauerparameter sind von Schwankungen der optischen Eigenschaften der Atmosphäre abhängig. Die Energieschwelle und damit verknüpft die Raten, mit denen Luftschaer beobachtet werden, kann durchaus von Nacht zu Nacht variabel sein. Am deutlichsten wirkt sich Wüstenstaub in der Atmosphäre auf die gemessenen Raten aus. Während bestimmter Großwetterlagen, bei denen Wüstenstaub über der Sahara in ausreichende Höhen aufgewirbelt und dann mit starken Winden über den Atlantik getrieben wird (Murdin 1986), reduzieren sich die Raten bei wolkenfreiem Himmel auf etwa 50 % der üblichen Werte. Diese *Calima*-Wetterlage tritt bevorzugt im Sommer auf und kann nachträglich mehrere Tage lang die Beobachtungen stören (vgl. Abbildung 4.5).

Während des normalen Betriebs bei wolkenfreiem Himmel variieren die Raten bei gleichem Zenitwinkel nur wenig (rel. Variation < 8 %, siehe hierzu auch Abschnitt 6.1 und Abbildung 6.1).

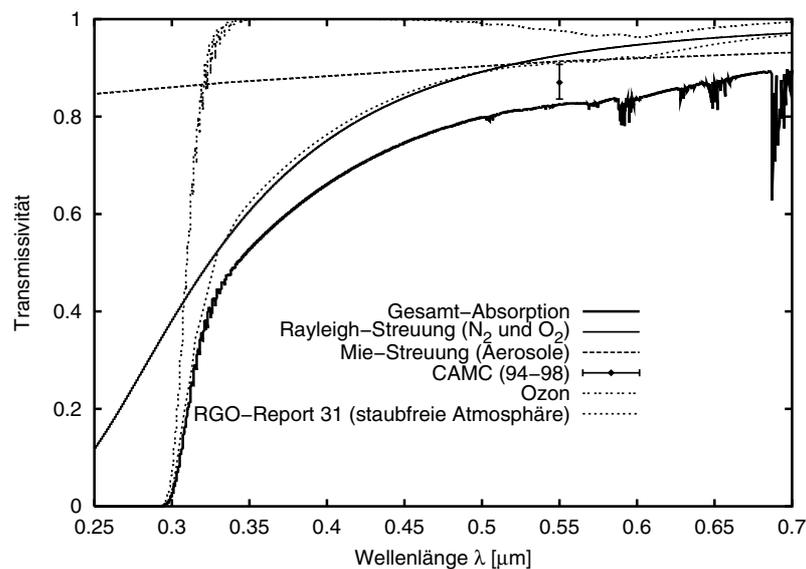


Abbildung 4.4: Mithilfe des MODTRAN3-Programms (Kneizys et al. 1996) lässt sich wellenlängenabhängig die Transparenz der Atmosphäre bestimmen. Es werden die Rayleigh- und Mie-Streuung an Molekülen und Aerosolen berücksichtigt. Die verschiedenen Beiträge sind gemeinsam mit der sich ergebenden Gesamtabsorption in das Diagramm eingetragen. Das angenommene Dichteprofil ist das tropische, die Aerosolkonzentration folgt dem maritimen Modell (geringe Aerosolkonzentration, typische Abfallslänge des höhenabhängigen Dichteverlaufs sind etwa 4 km). Zusätzlich ist auch ein Anteil Wasserdampf angenommen worden, der Absorptionsbanden jenseits von 650 nm hervorruft. Zum Vergleich ist die von optisch beobachtenden Astronomen angenommene staubfreie Atmosphäre (King 1985) zusammen mit Messungen des Carlsberg-Meridian-Circles (CAMC) von 1987-1998 (Evans 1998) im Johnson V-Band (550 nm) eingezeichnet. Der gemittelte CAMC-Wert stammt aus dem Zeitraum von Januar 1994 bis Juni 1998.

Neben der Rayleigh-Streuung an Molekülen beeinflusst die Mie-Streuung an Aerosolen die Transparenz der Atmosphäre. Der Aerosolgehalt in der Atmosphäre ist messtechnisch nicht so leicht zu erfassen wie die Dichte der Atmosphäre. Insbesondere ist das Aerosolprofil und dessen Zusammensetzung als Funktion der Höhe über La

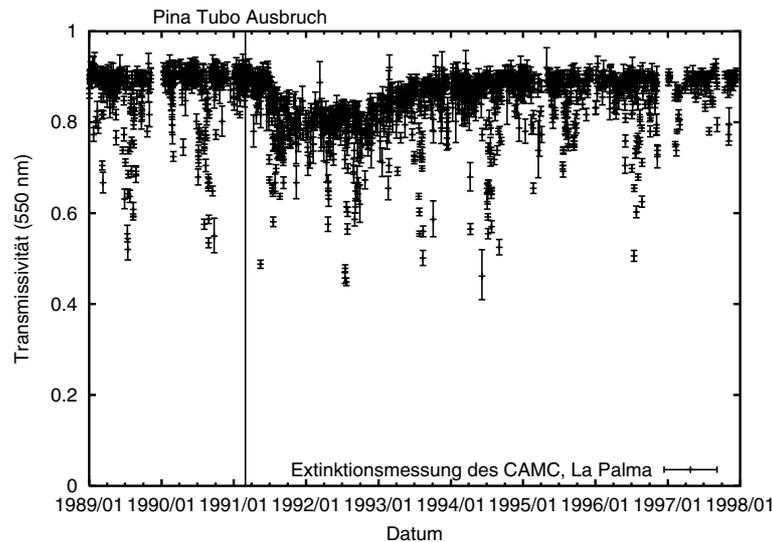


Abbildung 4.5: Die nächtlich anhand von mindestens 50 Sternen bestimmte Extinktion (hier umgerechnet in Transmissivität) aus dem Archiv des Carlsberg-Meridian-Circles (CAMC) von 1989 bis 1998. Bemerkenswert sind die dauerhafte Einschränkung der Durchlässigkeit der Atmosphäre nach dem Vulkanausbruch des Pina Tubos auf den Philippinen (April 1991). Des Weiteren ist eine regelmäßig während der Sommermonate auftretende Beeinträchtigung durch Saharasand in der Atmosphäre (Calima) zu erkennen.

Palma noch nicht vermessen worden. Einen indirekten Zugang zu der über die gesamte Atmosphäre integrierten Aerosolabsorption erlauben Messungen der Extinktion von Sternenlicht: Der Carlsberg-Meridian-Circle (Observatorio del Roque de los Muchachos, La Palma) hat von 1984 bis 1998 nächtlich die scheinbare Helligkeit von mindestens 50 Sternen mit gut vermessener bolometrischer Helligkeit im Johnson-V-Band (550 ± 68 nm) erfasst und aus der Differenz der gemessenen scheinbaren Helligkeit zu der erwarteten die Extinktion in der gesamten Atmosphäre oberhalb des Teleskops gemessen (Abbildungen 4.4 und 4.5). Aus der Differenz der zu erwartenden Transparenz einer staubfreien Atmosphäre (nur Rayleigh-Streuung) mit der gemessenen Transparenz ergibt sich aus dem Residuum eine Abschätzung des Beitrags durch die Aerosole.

Die mithilfe des MODTRAN3-Programmes bestimmte Transparenz der Atmosphäre unter der Annahme eines tropischen Dichteprofiles und eines maritimen Aerosolmodells reproduziert die gemessene Extinktion bei 550 nm recht gut (vgl. Abbildung 4.4), wobei die Absorption durch Aerosole in dem für die MODTRAN-Berechnungen gewählten maritimen Aerosolo-Modell ein wenig überschätzt wird. Es sei darauf hingewiesen, dass eine Messung der Extinktion innerhalb eines schmalen Wellenlangensbereichs keine direkten Rückschlüsse über das differenzielle Absorptionsverhalten der Atmosphäre für verschiedene Emissionshöhen erlaubt. Es zeigt sich z.B., dass Vulkanstaub in der Stratosphäre zwar eine deutliche Extinktion für Sterne nach sich zieht, die Messung von Luftschauern jedoch nicht beeinträchtigt (so geschehen bei dem Ausbruch des Pina Tubos auf den Philippinen im April 1991, siehe auch Abbildung 4.5).

4.2.2 Optische Eigenschaften des Detektors

Die optischen Eigenschaften des Detektors sind definiert durch die wellenlängenabhängige Reflektivität ($\kappa_{\text{Spiegel}}(\lambda)$) und Abbildungseigenschaften des Lichtkollektors, die Transmissivität ($\tau_{\text{Akryl}}(\lambda)$) des Akryleintrittsfensters der Kamera und die Reflektivität ($\kappa_{\text{Trichter}}(\lambda)$) und Geometrie der Lichtsammeltrichter, die vor jedem Pixel angebracht sind. Die Nachweiseffizienz $\epsilon_{\text{Detektor}}$ für einzelne Photonen ergibt sich insgesamt aus dem Produkt der Photonsammeleffizienz des optischen Systems und der Quanteneffizienz κ_{PM} der PM.

$$\epsilon_{\text{Detektor}}(\lambda) = \kappa_{\text{Spiegel}}(\lambda) \cdot \tau_{\text{Akryl}}(\lambda) \cdot \kappa_{\text{Trichter}}(\lambda) \cdot \kappa_{\text{PM}}(\lambda) \quad (4.4)$$

Es lassen sich zwei Ansätze zur Simulation der optischen Eigenschaften des Detektors verfolgen: Phänomenologische Parametrisierung oder detailliertes Verfolgen der Spuren einzelner Photonen (*Ray-Tracing*). Bei der phänomenologischen Parametrisierung errechnet sich die Gesamteffizienz aus dem Produkt der Einzeleffizienzen (Gleichung 4.4). Um die Abbildungseigenschaften der Spiegel zu berücksichtigen, wird eine Punktabbildungsfunktion (*psf*) verwendet, die sich aus den gemessenen Abbildungseigenschaften der Teleskope ergibt (siehe hierzu auch Kapitel 3.1) (Hemberger 1998). Der Winkeldurchmesser der Abbildung, innerhalb derer 80 % des Lichts fallen ($\sigma_{80\%}$), wird abhängig von dem Neigungswinkel θ zur optischen Achse parametrisiert:

$$\sigma_{80\%} = 0.1^\circ + 0.0067^\circ \cdot (\theta/1^\circ)^2 \quad (4.5)$$

Beim *Ray-Tracing*-Ansatz, der in `sim_telarray` verfolgt wird, werden individuelle Photonen auf ihrem Weg verfolgt und die optischen Eigenschaften der Detektor-komponenten werden detailliert nachgebildet. Hierdurch ist es möglich, sowohl die Abbildungseigenschaften der Teleskope als auch die Zeitverzögerung bedingt durch unterschiedliche Laufzeiten der Photonen nachzubilden.

Zunächst wird hierzu der Auftreffpunkt der Photonen auf den Spiegeln errechnet. Der Reflexionswinkel ergibt sich dann aus dem Winkel zu der sphärischen Oberfläche. Der Austrittswinkel wird mit einer Gaußfunktion verschmiert, um die nicht ideale Oberflächenbeschaffenheit der Spiegel bedingt durch den Produktionsprozess nachzubilden. Hierdurch wird die Ausdehnung der Punktabbildung eines einzelnen Spiegel-segmentes bestimmt. Um die aus Labormessungen bekannten Abbildungseigenschaften (Elfahem 1998) der verwendeten Spiegel-segmente zu reproduzieren, ist eine Verschmierung mit einer 1σ -Breite von 0.01° nötig. Der Durchmesser des Lichtflecks, der 80 % der Gesamtlichtmenge enthält ($\sigma_{80\%}$), sollte etwa 0.04° betragen, um mit den Labormessungen der HEGRA-Spiegel vergleichbar zu sein (Elfahem et al. 1998) (siehe Abbildung 4.6).

Die gemeinsame Abbildungseigenschaft der 30 Spiegel-segmente des Teleskops wird in regelmäßigen Abständen durch spezielle Messungen der Stromverteilung der Pixel mit Sternenlicht gemessen (Pühlhofer et al. 1997). Der typische Durchmesser $\sigma_{80\%}$ der Abbildung eines Sterns in der Fokalebene liegt im Bereich von 0.08° bis 0.16° . Im Hinblick auf zukünftige Projekte ist es wünschenswert, die Abbildungsfunktion der Teleskope auf einfache Weise mit einer CCD-Kamera zu überprüfen. Ein solcher Versuch ist im Februar 1999 mit den bestehenden Teleskopen und einer vorhandenen CCD-Kamera während der Justierung der Spiegel-segmente unternommen worden.

Die Abbildung 4.7 zeigt den mit *CT3* abgebildeten Lichtfleck einer punktförmigen Lichtquelle in der Fokalebene, die mit einer CCD-Kamera nach Justierung der Spiegel aufgenommen worden ist. Zum Vergleich ist als weißer Kreis die für ein gut justiertes Teleskop gewünschte $\sigma_{80\%}$ -Region kenntlich gemacht. Leider ist der dynamische Bereich der verwendeten CCD-Kamera (8-Bit) nicht ausreichend gewesen, um die Intensitätsverteilung angemessen aufzulösen. In Abbildung 4.8 ist die Projektion des CCD-Bildes auf die θ_x -Achse zusammen mit der Anpassung einer Gauß-Funktion an die Flanken der Verteilung dargestellt: Der aus der Anpassung bestimmte Wert für $\sigma_{80\%} = (0.073 \pm 0.001^{stat.} \pm 0.022^{syst})^\circ$ unterliegt hauptsächlich systematischen Fehlern, die sich aus Verzerrungen in der Form der Flanken ergeben. Der systematische Fehler ist aus Anpassungen an verschiedenen gewählten Projektionen abgeschätzt worden. Es ist mit diesem sehr einfachen Aufbau bereits geglückt, die Abbildungsfunktion des Teleskops zu bestimmen. Die Belichtungszeit der CCD-Aufnahme war kürzer als eine Sekunde – eine vernachlässigbare Zeit im Vergleich zu den 15 Minuten, die für die Messungen der Stromverteilungen in der Kamera des Teleskops notwendig sind.

Die Überlagerung der 30 Abbildungen der individuellen Spiegel ergibt eine Bildbreite, die sowohl von der Abbildungseigenschaft der Einzelspiegel als auch von deren Ausrichtung bestimmt wird. Um die gemessene Bildbreite in der Simulation nachzubilden, wird die Ausrichtung der einzelnen Spiegel zufällig mit einer gauß'sch verteilten Zufallsvariable verkippt. Der Zusammenhang zwischen der Aufweitung der Abbildung und der Abbildungseigenschaft und Verkipfung der individuellen Segmente ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass eine sinnvolle Kombination der Justiergenauigkeit und der Abbildungsfunktion der Spiegel gewählt werden sollte, um eine optimale Abbildungsfunktion des Gesamtreflektors zu erreichen. Für die unteren beiden Kurven wird die Größe des Lichtflecks durch die Abbildungseigenschaft des Spiegels dominiert. Für den umgekehrten Fall einer gröberen Justierung ist hingegen die Abbildungseigenschaft des Einzelspiegels nicht relevant.

Aus Abbildung 4.9 kann leicht der Ausrichtungsfehler abgelesen werden, um die Spiegeljustierung in den Daten für ein gegebenes Teleskop in der Simulation zu reproduzieren. Die Aufweitung des Bildes mit zunehmendem Winkel des einfallenden Lichts zur optischen Achse geht einher mit einer Asymmetrie, die in Abbildung 4.10 und 4.11 dargestellt ist, die jedoch nicht in der Näherung aus Gleichung 4.5 berücksichtigt ist.

Die Reflektivität der Einzelspiegel ist aus Labormessungen bekannt. Hierbei muss jedoch deutlich unterschieden werden zwischen der gerichteten Reflektivität, also der Lichtmenge, die in einen kleinen Raumwinkel reflektiert wird und der diffusen Reflektivität, bei der das reflektierte Licht in einen großen Raumwinkel von der Oberfläche gestreut wird. Der Anteil der diffusen Reflektivität ist empfindlich von der Oberflächenbeschaffenheit der Glasspiegel und der SiO_2 -Beschichtung abhängig. Der Vergleich der von dem Hersteller der Spiegelsegmente angegebenen wellenlängenabhängigen Reflektivität mit den Labormessungen (Elfahem et al. 1998) zeigt, dass zumindest die gerichtete Reflektivität um 8% kleiner ist als vom Hersteller spezifiziert worden ist. Da die Labormessungen nicht bei allen Wellenlängen vorliegen, ist die vom Hersteller gegebene Kurve $\kappa_{\text{Spiegel}}(\lambda)$ skaliert worden, um mit den Messpunkten übereinzustimmen (siehe Abbildung 4.12).

Die reflektierten Photonen treffen auf das Eintrittsfenster und die Lichttrichter der

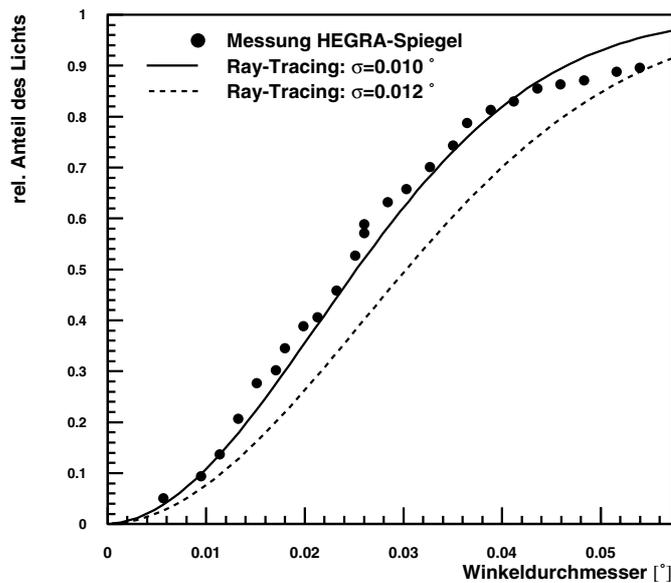


Abbildung 4.6: Die nicht ideale Punktantwortfunktion der Einzelspiegel wird in der Simulation durch eine gauß'sche Verschmierung der Reflexionswinkel nachgebildet. Anhand der gemessenen integralen Lichtmenge als Funktion des Winkeldurchmessers lässt sich aus dem Vergleich mit der entsprechenden Verteilung aus *Ray-Tracing*-Rechnungen die notwendige Verschmierung zu $\sigma = 0.01^\circ$ bestimmen. Offensichtlich zeigt die Oberflächenbeschaffenheit der Spiegel stärkere Abweichungen in den Reflexionswinkeln, als in diesem einfachen Modell berücksichtigt: Etwa 14 % des Lichts wird außerhalb einer Kreisscheibe mit dem Winkeldurchmesser von 0.05° gestreut, während es nach dem hier verwendeten Modell lediglich 8 % sein dürfen.

Kamera. An dieser Stelle werden die Einzelphotonen entsprechend der Transparenz, Reflektivität und Größe der Lichttrichter auf der Photokathode gesammelt. Aus der wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz der Photomultiplier (Abbildung 4.12) ergibt sich die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Photoelektron nachgewiesen werden kann. Die Amplitude des entsprechenden Einzelphotoelektronensignals wird der statistischen Natur des Verstärkungsprozesses an den verschiedenen Dynoden der in Abbildung 4.13 dargestellten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion entsprechend ausgewürfelt. Die Breite der Verteilung ist dominiert durch die Poisson-Schwankungen der an den ersten Dynoden ausgelösten Anzahl von Elektronen.

Neben dem prompten Puls kommt es zu verspäteten Nachpulsen, die durch ionisiertes Restgas in der Röhre hervorgerufen werden (Mirzoyan et al. 1997). Die Nachpulse sind selten und haben eine zeitliche Verzögerung zu dem Hauptpuls, so dass durch die kurze Integrationszeit der Elektronik der tatsächliche Cherenkovlichtpuls nur wenig verfälscht wird. Für das gleichmäßig eintreffende Licht des Nachthimmelsleuchtens spielt es keine Rolle, dass die Nachpulse verspätet kommen; entsprechend müssen für die durch Nachthimmelsleuchten ausgelösten Pulse die Nachpulse anders

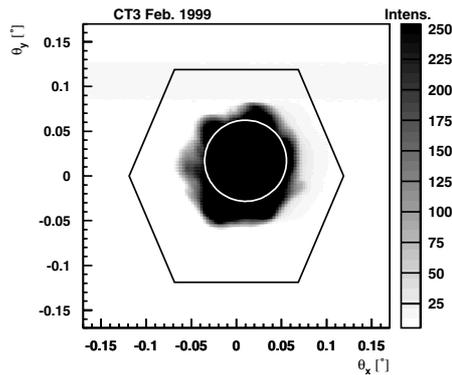


Abbildung 4.7: Zur Überprüfung der Justierung ist eine CCD-Aufnahme von der Abbildung einer punktförmigen Lichtquelle in der Fokalebene angefertigt worden. Die Koordinaten sind in das Kamerasystem transformiert worden und die hexagonale Eintrittsöffnung ist zum Vergleich eingezeichnet. Der dynamische Bereich der verwendeten CCD-Kamera ist nicht ausreichend, um den Intensitätsverlauf aufzulösen. Dementsprechend ist der innere Bereich des Bildes in Sättigung. Der weiße Kreis deutet die $\sigma_{80\%}$ -Region für ein gut justiertes Teleskop an.

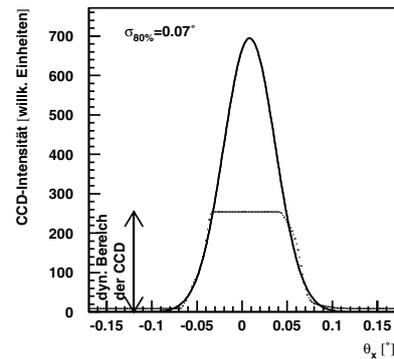


Abbildung 4.8: Die Projektion des CCD-Bildes auf die x_{cam} -Achse macht deutlich, dass der eingeschränkte dynamische Bereich der CCD-Kamera nur eine Abschätzung der Bildbreite mithilfe der Flanken der Intensitätsverteilung, an die eine Gaußfunktion angepasst worden ist, ermöglicht.

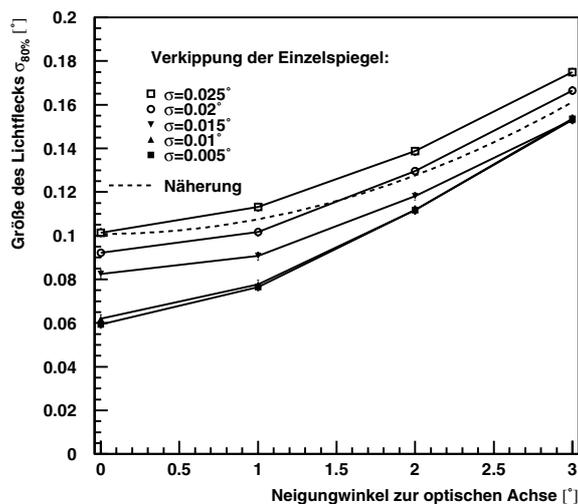


Abbildung 4.9: Die Größe des Lichtflecks ($\sigma_{80\%}$) wird bei nur geringfügig dejustierten Spiegeln (das jeweilige σ gibt den Winkel an, mit dem die Ausrichtung der einzelnen Spiegel in der Ray-Tracing-Rechnung verstellt wurden) dominiert durch die Abbildungseigenschaft der Einzelspiegel. Die eingezeichnete Näherung aus Gleichung 4.5 unterschätzt systematisch die Ausdehnung des Lichtflecks für größere Neigungswinkel aufgrund der Annahme, dass die Abbildungsfunktion sich symmetrisch verhält.

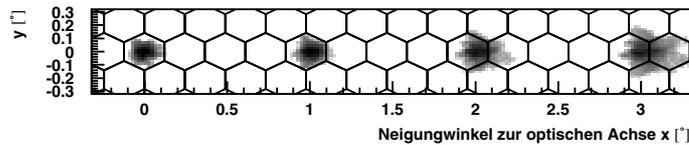


Abbildung 4.10: Mithilfe von Ray-Tracing-Rechnungen ergibt sich die Abbildung eines Sterns in der Fokalebene für verschiedene Neigungsrichtungen zu der optischen Achse. Die Intensitätsverteilung ist logarithmisch in z aufgetragen, um die zunehmende Asymmetrie der Verteilung für größere Neigungswinkel zu verdeutlichen. Die hexagonale Struktur deutet die Ausdehnung der Lichttrichter und damit die Granularität der Kamera an.

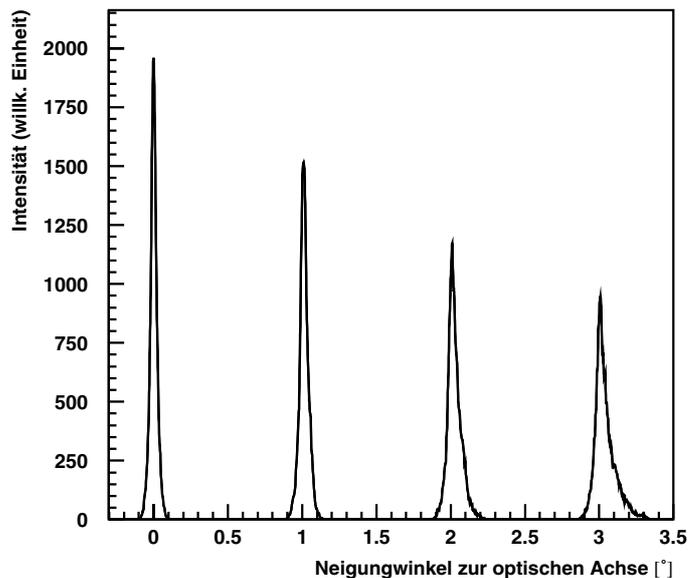


Abbildung 4.11: Für verschiedene Neigungswinkel ist die projizierte Intensitätsverteilung aus Ray-Tracing-Rechnungen aufgetragen. Deutlich ist zu erkennen, dass die für kleine Neigungswinkel symmetrische Verteilung eine asymmetrische Form für größere Neigungswinkel annimmt. Diese Asymmetrie wird bei dem Ansatz aus Gleichung 4.5 nicht berücksichtigt.

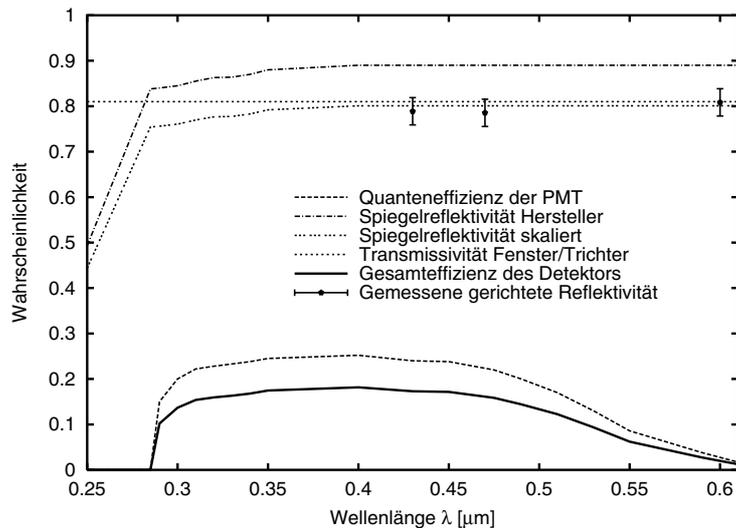


Abbildung 4.12: Die verschiedenen Beiträge zur Nachweiswahrscheinlichkeit des Cherenkovlichts als Funktion der Wellenlänge der einzelnen Komponenten der HEGRA-Cherenkovteleskope, wie sie für die Simulation verwendet werden. Die Reflektivität der Spiegel und die Quanteneffizienz der Photomultiplier (PM) entspricht den Herstellerangaben. Die gemessene Reflektivität bei drei Wellenlängen stammt aus Elfahem et al. (1998) und beschränkt sich auf die gerichtete Reflektivität. Die Kurve des Herstellers ist skaliert worden, um die gemessene Reflektivität zu reproduzieren. Die Transmissivität der Plexiglasabdeckung der Kamera und die Sammeleffizienz der Trichter vor den PM wird als wellenlängenunabhängig angenähert.

berücksichtigt werden. Der Unterschied der beiden verwendeten Antwortfunktionen ist in Abbildung 4.13 zu sehen.

4.2.3 Elektronische Eigenschaften des Detektors

Nachdem die Lichtsammel- und Abbildungseigenschaften des Reflektors und der Kamera bis hin zur Verteilung der elektronisch erfassbaren Photoelektronensignale durch die Simulation beschrieben sind, schließt sich die Simulation der elektronischen Signalverarbeitung der HEGRA-Teleskope an. Hierbei werden die Eigenschaften der FADC-Auslese, der Diskriminatoren und der Triggerlogik nachgebildet. U.a. ist es möglich, die Digitalisierungsfrequenz, die elektronischen Verzögerungen, die Amplitude und das Rauschen der Nulllinie sowie den Konversionsfaktor (Zahl der Photoelektronen pro digitaler Zähleinheit) individuell für jeden Kanal einzustellen. Global für alle FADC-Kanäle lässt sich das Rauschen bedingt durch Nachthimmelsleuchten und die mittlere Durchlaufzeit der Signale im FADC angeben. Zur Simulation des Diskriminators sind die Schwelle und ein Aktivierungsbit einstellbar, das darüber entscheidet, ob ein Pixel an der Triggerentscheidung teilnimmt oder nicht. Die Länge des Koinzidenzfensters, innerhalb dessen eine gewisse Zahl von Pixeln den Diskriminator ausgelöst haben müssen, um die Ereignisauslese zu aktivieren, ist frei wählbar.

Die meisten Parameter zur Konfiguration der Komponenten lassen sich zusätzlich noch statistisch verschmieren, um z.B. zu berücksichtigen, dass nicht alle Kanäle die

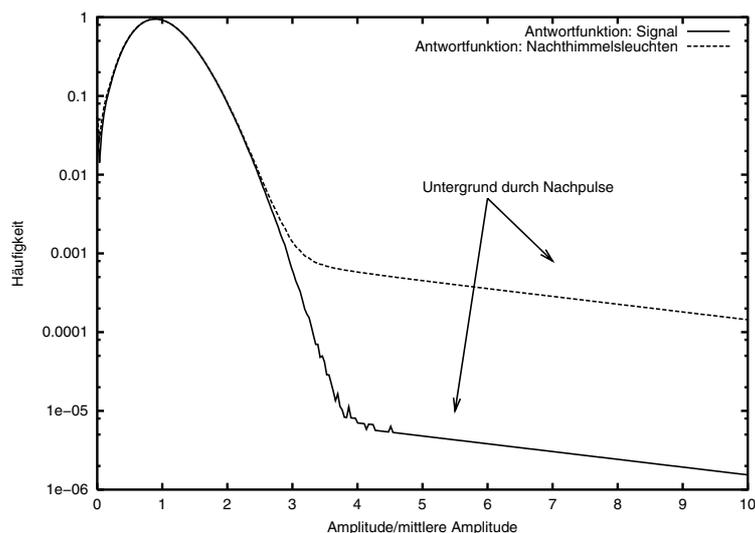


Abbildung 4.13: Für ein an der Photokathode ausgelöstes Photoelektron ergibt sich nach der Verstärkung an den Dynoden eine charakteristische Verteilung der Amplitude. Die Breite der Verteilung wird durch die Poisson-Statistik der einzelnen Elektronen an den ersten Dynoden dominiert. Es wird ebenfalls berücksichtigt, dass verspätete Pulse durch ionisiertes Restgas auftreten können. Im Gegensatz zu den durch Cherenkovpulse ausgelösten Photoelektronen, bei denen der verspätete Untergrund bei der anschließenden Signaldigitalisierung nicht mehr im Auslesefenster auftaucht, muss für das Nachthimmelsleuchten, das kontinuierlich Photoelektronen auslöst, dieser Untergrund berücksichtigt werden. Hierzu wird eine zweite Antwortfunktion verwendet, bei der ein größerer Anteil an hohen Pulsamplituden aufgrund der verspäteten Pulse hinzugefügt worden ist.

exakt gleichen Eigenschaften haben sondern bedingt durch Toleranzen der verwendeten elektronischen Bausteine Schwankungen aufweisen.

Die simulierte Triggerlogik lässt verschiedene Multiplizitäten und topologische Trigger auf der Teleskopebene zu. Hier ist dem Triggerschema des HEGRA-Teleskopsystems folgend eine $2/271$ -Pixel-Multiplizität mit einer *Next-Neighbor*-Topologie gefordert worden (siehe auch Kapitel 23). Das Koinzidenzzeitfenster ist 13 ns lang. Für die Nachbildung des Vielteleskoptriggers, kann eine Multiplizität vorgegeben werden. Hier wurde immer von einer $2/n$ Triggermultiplizität ausgegangen, d.h. 2 von n Teleskopen ($n = 4$ bzw. $n = 5$, je nach Zahl der Teleskope in den zu analysierenden Daten) müssen koinzidente Signale gesehen haben.

Insbesondere erlauben die individuellen Einstellmöglichkeiten ein großes Maß an Flexibilität, um z.B. Änderungen im Detektoraufbau zu berücksichtigen oder auch die systematischen Auswirkungen verschiedener Einstellungen in der Elektronik auf die Analyse zu studieren.

4.2.4 Nachthimmelsleuchten

Das diffuse Leuchten des Nachthimmels führt zu einem unerwünschten Untergrund, der als Rauschen den kurzen Cherenkovpulsen überlagert ist. Ursächlich für das Nachthimmelsleuchten ist (nach dem relativen Anteil an der Gesamtintensität geordnet):

1. *Airglow*: Durch Einstrahlung des Sonnenlichts werden Atome und Moleküle in den oberen atmosphärischen Schichten angeregt und emittieren dann nachts entsprechend Licht. Variationen der Intensität sind korreliert mit dem Sonnenaktivitätszyklus; die relative Änderung vom solaren Minimum zum Maximum beträgt etwa 40%. Einige der angeregten Übergänge sind rasch entvölkert und diese Linien sind nur zu Einbruch der Dunkelheit relevant, wohingegen einige andere Linien die ganze Nacht über zu beobachten sind (Ingham 1972).
2. *Zodiakallicht*: Die Reemission von Sonnenlicht durch Staubpartikel in der ekliptischen Ebene³ erzeugt einen großen Anteil des Nachthimmelsleuchtens (bis zu 50% bei 450 nm). Das Zodiakallicht ist deutlich mit der Ekliptik assoziiert und sorgt für eine jahreszeitliche Schwankung bedingt durch die scheinbare Position der Ekliptik am Nachthimmel: Im Winter ist der Einfluss auf La Palma um bis zu 60% größer als im Sommer (Benn und Ellison 1998). In der ekliptischen Ebene ist das Nachthimmelsleuchten um etwa 45% intensiver als an den ekliptischen Polen.
3. *Sternlicht und extragalaktische Komponente*: Hiermit ist lediglich die integrale Lichtmenge sehr schwacher Sterne und Galaxien ($m_V > 20^{mag}$) und der Beitrag des im interstellaren Medium gestreuten Lichts gemeint (analog zum Zodiakallicht). Auch dieser Beitrag ist nicht vollständig isotrop sondern konzentriert sich in dem Bereich kleiner galaktischer Breiten.
4. *Lichtverschmutzung*: Die Lichtverschmutzung auf La Palma ist aufgrund des lokal gültigen *Ley del Cielo* stark eingeschränkt worden, indem Straßenbeleuchtungen lediglich auf den Boden gerichtetes Licht abgeben dürfen und für Außenbeleuchtungen nur Natriumdampf-Lampen mit niedrigem Druck zugelassen sind. Alle anderen Beleuchtungsmittel im Außenbereich müssen nach Mitternacht ausgeschaltet werden.

Das gemessene Nachthimmelsleuchten unterliegt offensichtlichen Variationen je nach Blickrichtung (galaktische Ebene und Ekliptik). Für eine Himmelsregion mit einer ekliptischen und galaktischen Breite, die größer als 30° ist, geben Benn und Ellison (1998) für das U-,B-,V- und R-Band an:

$$f(\lambda) = \begin{cases} 0.12 \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot (\text{''})^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} & : 200 \text{ nm} < \lambda \leq 500 \text{ nm} \\ 0.17 \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot (\text{''})^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} & : 500 \text{ nm} < \lambda \leq 600 \text{ nm} \\ 0.29 \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot (\text{''})^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} & : 600 \text{ nm} < \lambda \leq 800 \text{ nm} \end{cases} \quad (4.6)$$

Die Messung ist konsistent mit den aus Messungen mit offenen Photomultipliern gewonnenen Ergebnissen aus Mirzoyan und Lorenz (1994), Mirzoyan et al. (1994). Aus dem Integral

$$R_{NHL} = A_{\text{Spiegel}} \cdot \Omega_{\text{obs}} \cdot \int_0^{\infty} d\lambda \cdot f(\lambda) \cdot \epsilon_{\text{Detektor}}(\lambda) \quad (4.7)$$

³Die Ekliptik ist die Bahnebene der Erde um die Sonne.

ergibt sich für die mittlere Rate R_{NHL} , mit der Photoelektronen im PM ausgelöst werden:

$$R_{NHL} = 0.043 \text{ p.e./ns} \cdot \left(\frac{A_{Spiegel}}{8.5 \text{ m}^2} \right) \cdot \left(\frac{\varnothing_{Pixel}}{0.25^\circ} \right)^2 \quad (4.8)$$

Dieser Wert ist für die Simulation verwendet worden. Für die Anpassung der Simulationsrechnung an Daten, die aus helleren Himmelsregionen in der galaktischen Ebene genommen worden sind, muss dieser Wert nach oben korrigiert werden.

Kapitel 5

Vergleich von experimentellen Daten mit simulierten Ereignissen

In diesem Abschnitt soll die Übereinstimmung von Verteilungen verschiedener Größen aus beobachteten Daten mit Simulationsrechnungen (siehe Abschnitt 4) demonstriert werden. Es ist darauf verzichtet worden, das komplette 5-Teleskop-System in der Detektorsimulation zu berücksichtigen,¹ weil die hier analysierten Daten fast ausschließlich mit vier Teleskopen aufgezeichnet worden sind.

Neben den integralen Verteilungen der Bildparameter werden grundlegende Größen wie die Ansprechschwelle und die Amplitudenspektren einzelner Pixel in Daten und Simulation miteinander verglichen. Der Vergleich wird sowohl für hadroninduzierte (Kapitel 5.1) als auch für photoninduzierte Luftschauer durchgeführt (Kapitel 5.2).

5.1 Hadroninduzierte Luftschauer

Für den Vergleich sind die Ereignisse, die während der Beobachtung der Kontrollregion (Kapitel 6.1) aufgezeichnet worden sind, herangezogen worden (8.6 Stunden Beobachtungszeit). Die zum Vergleich verwendeten simulierten Luftschauer sind unter ähnlichen Zenitwinkeln berechnet worden wie die Daten. Die spektrale Verteilung der simulierten Schauer folgt einem Potenzgesetz mit $dN/dE \propto E^{-1}$. Um die aus direkten Messungen bekannten Energiespektren der verschiedenen Teilchensorten nachzubilden, werden die Anzahlen der simulierten Luftschauer entsprechend gewichtet. Die Gewichte ergeben sich aus den mit direkten Messungen bestimmten Energiespektren der verschiedenen Primärteilchen. Es sind folgende Primärteilchen simuliert worden: Protonen, Helium-, Sauerstoff- und Eisenkerne. Der Einfachheit halber werden der gemessene Teilchenfluss für alle Kerne mit Massenzahl $4 < A < 55$ zu einer mittelschweren Gruppe (MG) und die Kerne mit $A \geq 56$ zu einer schweren Gruppe (SG) zusammengefasst. Die verwendeten Parameter für die jeweils durch ein Potenzgesetz beschriebenen Energiespektren sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die MG wird durch die simulierten Sauerstoffkerne und die SG durch die Eisenkerne repräsentiert.

¹Die mit CORSIKA erzeugten Luftschauer enthalten aber die Informationen für alle fünf Teleskope, so dass nur die Detektorsimulation mit anderen Einstellungen wiederholt werden muss.

	p ($A = 1$)	He ($A = 4$)	MG($4 < A < 26$)	SG($A \geq 26$)
$\Phi_0 [\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{srad}^{-1}]$	0.105 ± 0.03	0.067 ± 0.002	0.0469 ± 0.002	0.0178 ± 0.020
α	2.76 ± 0.02	2.63 ± 0.02	2.66 ± 0.03	2.60 ± 0.09
R ($\vartheta = 30^\circ$) [Hz]	9.82 ± 0.05	3.81 ± 0.02	1.10 ± 0.04	0.21 ± 0.02

Tabelle 5.1: Unter der bei der Simulation geforderten Bedingung, dass mindestens zwei aus vier Teleskopen getriggert haben müssen, ergeben sich die angegebenen Ereignisraten für die verschiedenen Teilchensorten (MG repräsentiert alle Teilchen der mittleren Gruppe, wobei C,N,O,Mg und Si den Hauptanteil tragen, SG repräsentiert die schwere Gruppe, die durch Fe dominiert wird). Die simulierten Ereignisse sind so gewichtet worden, dass sie dem direkt gemessenen Fluss mit einem Potenzgesetz der Form $\Phi_0 \cdot (E/1 \text{ TeV})^{-\alpha}$ entsprechen (Wiebel-Sooth und Biermann 1998).

Sowohl Sauerstoff als auch Eisen sind die in der jeweiligen Gruppe am häufigsten auftretenden Elemente (Sauerstoff macht 34 % der MG und Eisen mehr als 99 % der SG aus).

Die spektral simulierten Luftschauer (siehe auch Abschnitt 4.1) sind der aus direkten Messungen bekannten Flüsse der kosmischen Strahlung entsprechend gewichtet worden. Zusammen mit der auf Totzeit korrigierten Messzeit ergibt sich eine Vorhersage für die absolute Zahl der aufgezeichneten Ereignisse im Datensatz. Hierbei sind die wesentlichen Unsicherheiten:

1. Die direkten Messungen (Apanassenko et al. 1999a,b, Cherry 1999) zeigen Unterschiede zwischen den verschiedenen Experimenten im absolut gemessenen Fluss von bis zu 30% für Helium und den schwereren Elementen. Der Protonfluss zeigt systematische Unterschiede von etwa 10% im Vergleich zwischen den verschiedenen Experimenten. Der Grund hierfür ist vermutlich die unterschiedliche absolute Energiekalibration und die damit wegen des steil abfallenden Spektrums verbundene Unsicherheit auf den Fluss (ein relativer Unterschied von z.B. 14 % in der Energiekalibration setzt sich in eine systematische Unsicherheit von 30 % auf den absoluten differenziellen Fluss um).
2. Die Ansprechschwelle der Cherenkovteleskope ist empfindlich von atmosphärischen Eigenschaften abhängig, insbesondere Störungen der Transparenz durch Nebel, Wolken und Tau auf den Spiegeln können zu deutlichen Abweichungen von den Vorhersagen aus Simulationsrechnungen führen. Eine sorgfältige Auswahl der Daten in Hinblick auf stabile Wetterlagen ist daher dringend nötig. Hierauf wird im Detail im Abschnitt 6.1 eingegangen. Dennoch kommt es zu Schwankungen von etwa 8 % bei den Raten unter gleichen Zenitwinkeln.
3. Die Justierung der Spiegel der einzelnen Teleskope ist nicht von konstanter Qualität. Es zeigt sich jedoch weiter unten, dass es möglich ist, die gemessene Abbildungsfunktion der Spiegel in der Detektorsimulation zu berücksichtigen und so eine gute Übereinstimmung der aus simulierten Daten gewonnenen Bildparameter mit denen aus Daten des Detektors zu erzielen.

Für den Vergleich sind die Ereignisse der Kontrollregion verwendet worden, die bei der Analyse der Fly's-Eye-Daten (siehe Kapitel 7) den Untergrunddatensatz bilden.

Nach der Kalibration sind die ermittelten Bildparameter in Histogramme eingefüllt worden. Die Daten sind unter verschiedenen Zenitwinkelabständen $\vartheta = 18^\circ \dots 34^\circ$ aufgezeichnet worden.

Die Zenitwinkel der simulierten Ereignisse verteilen sich auf 10° und 30° . Die simulierten Ereignisse sind so gewichtet worden, dass der mittlere Zenitwinkel der Daten reproduziert wird. Für beide Datensätze sind Bilder selektiert worden, die von getriggerten Teleskopen stammen und deren Amplitude 40 Photoelektronen übersteigt. Der Vergleich zwischen Daten und simulierten Ereignissen basiert auf einen simulierten Datensatz mit etwa $2 \cdot 10^5$ unabhängigen Ereignissen, die jeweils 25-fach verwendet worden sind, indem die Position der Teleskope zufällig zu dem Auftreffpunkt des Luftschauers gewählt worden ist. Die Luftschauer sind auf einer kreisförmigen Fläche mit einem Durchmesser von 800 m eingestreut worden, wobei der Neigungswinkel der einfallenden Luftschauer zu der Ausrichtung der optischen Achse der Teleskope bis zu 3° beträgt. Die Zahl der pro Elementgruppe simulierten Ereignisse verteilt sich etwa gleich.

5.1.1 Verhalten an der Ansprechschwelle

Die individuellen Teleskope unterscheiden sich geringfügig in ihrem Ansprechverhalten an der Energieschwelle. Hierfür sind die jeweils eingesetzten Photomultiplier und unterschiedlich eingestellte Hochspannungen verantwortlich. Um die Detektorsimulation hierauf abzustimmen, wird ein für die jeweilige Kamera global verwendeter relativer Verstärkungsfaktor angepasst. Der relative Anteil der angesprochenen Teleskope lässt sich in den Daten und der Simulation in Übereinstimmung bringen, wenn der auf das zentrale Teleskop *CT3* normierte Verstärkungsfaktor der Teleskope entsprechend der Tabelle 5.2 gewählt wird. Die resultierende Verteilung der Triggerwahrscheinlichkeit der einzelnen Teleskope ist in Abbildung 5.1 aufgetragen.

Um das Verhalten der einzelnen Pixel in ihrer Amplitude in Einheiten von Photoelektronen im Mittel zu reproduzieren, wird ein Konversionsfaktor für die einzelnen Teleskope gewählt, der angibt, wieviele *FADC*-Einheiten einem Photoelektron entsprechen. Die Diskriminatoren der einzelnen Kanäle sind in der Simulation auf eine Schwelle von 8 mV eingestellt und lassen sich danach durch einen relativen Faktor (siehe Tabelle 5.2) so einjustieren, dass das mittlere Ansprechverhalten reproduziert wird.

Um die Daten mit den Simulationen zu vergleichen, wird die Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Pixelamplituden in Einheiten von Photoelektronen erstellt (siehe Abbildung 5.2). Die Übereinstimmung ist sehr gut. Lediglich bei kleinen Amplituden ist eine geringfügige Abweichung zu erkennen, die vermutlich auf Fluktuationen in der Diskriminatorschwelle zurückzuführen ist. Aus dem Vergleich der mittleren Ansprechwahrscheinlichkeit der Pixel in einer Kamera (siehe Abbildung 5.3) ergibt sich eine ebenfalls sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten.

5.1.2 Ereignisraten

Die Rate $R(\vartheta)$ der unter einem Zenitwinkel ϑ gemessenen Luftschauer ergibt sich aus dem energieabhängigen Fluss der Primärteilchen pro Flächeneinheit, Zeit und Raum-

	CT3	CT4	CT5	CT6
Rel. Verstärkung	1.00	0.94	0.97	0.90
Konv.faktor (FADC-Einh./Photoel.)	0.90	1.00	1.03	1.04
Rel. Schwelle der Diskriminatoren	1.06	1.06	1.06	1.06

Tabelle 5.2: Relative Verstärkung (bezogen auf CT 3), Konversionsfaktoren und Schwellen der Diskriminatoren für die Teleskope CT3-CT6, wie sie für die Simulation verwendet worden sind.

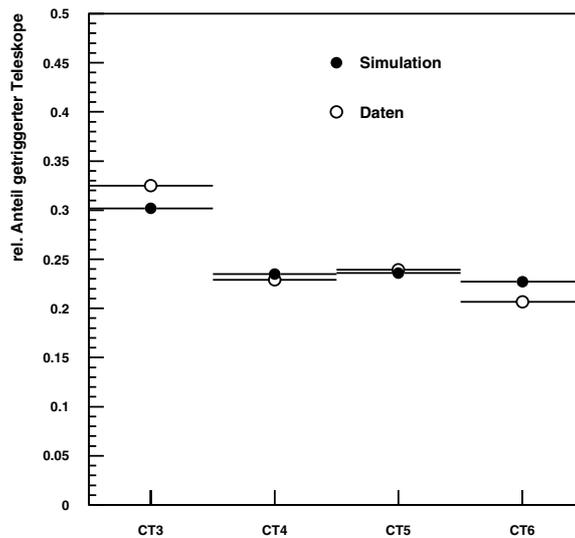


Abbildung 5.1: Der in den Daten gefundene relative Anteil, mit dem ein Teleskop triggert, lässt sich in der Simulation durch die entsprechende Wahl eines relativen Verstärkungsfaktors für die einzelnen Teleskope reproduzieren (Tabelle 5.2).

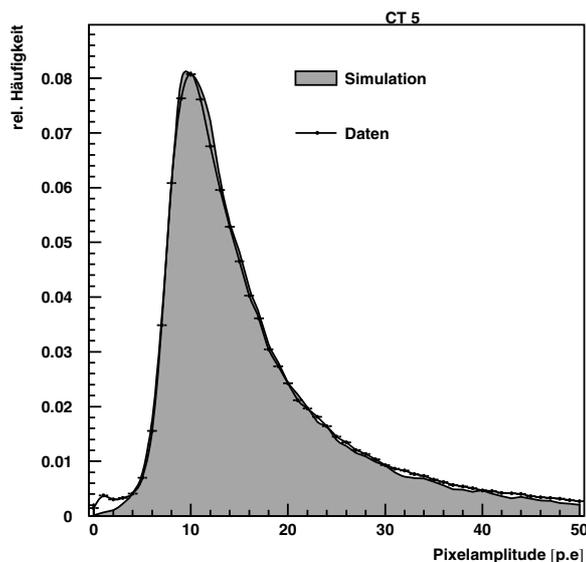


Abbildung 5.2: Die über alle Pixel einer Kamera (hier ist exemplarisch CT 5 ausgewählt worden) gemittelte Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Amplituden in Einheiten von Photoelektronen der simulierten Ereignisse ist in guter Übereinstimmung mit den Daten.

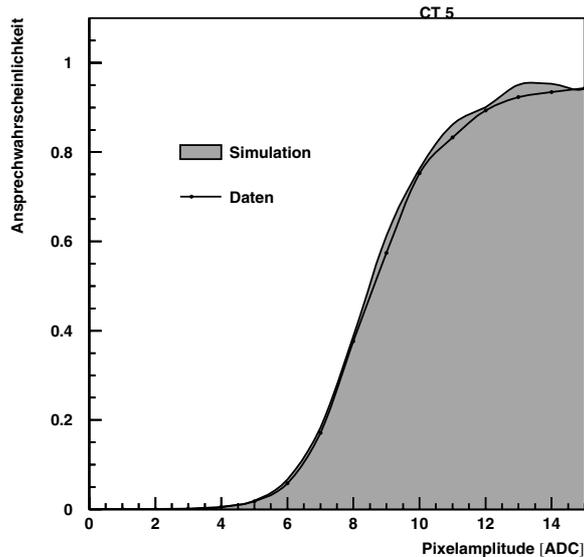


Abbildung 5.3: Die Ansprechwahrscheinlichkeit (gemittelt über die Pixel von CT 5) als Funktion der Amplitude: Die gute Übereinstimmung zwischen der Ansprechwahrscheinlichkeit in den Daten und der Simulation zeigt, dass sowohl das Ansprechverhalten der Diskriminatoren als auch die Digitalisierung der Pulse in der Simulation gut nachgebildet worden sind.

winkel und der ebenfalls energieabhängigen Akzeptanz des Detektors. Es wird angenommen, dass die Einfallrichtung der kosmischen Strahlung weitestgehend isotrop und der Fluss zeitlich konstant ist, so dass anstelle der vierfach differenziellen Größe $\frac{d^4N}{dE \cdot dt \cdot d\Omega \cdot dA}$ lediglich $d\Phi/dE$ verwendet wird ($\Phi = \Delta N / (\Delta A \cdot \Delta t \cdot \Delta \Omega)$):

$$R(\vartheta) = \int dE \int d\Omega \frac{d\Phi}{dE} \cdot \Delta A(E, \Omega, \vartheta) \quad (5.1)$$

$\Delta A(E, \Omega, \vartheta)$: Effektive Nachweisfläche

Die effektive Nachweisfläche ist bei einem Einzelteleskop durch die Lateralverteilung des von einem Luftschauer erzeugten Cherenkovlichts beschränkt. Mit zunehmendem Zenitwinkel wird zwar die Nachweisfläche prinzipiell größer, aber hierzu konkurrierend wird bedingt durch den größeren Abstand zum Luftschauer der Einfluss der Absorption des Cherenkovlichts wichtiger, und in der Folge erhöht sich die Energieschwelle (Konopelko et al. 1999a). Für ein System aus mehreren Teleskopen lässt sich die Nachweisfläche durch den Einsatz von vielen Teleskopen auf einer entsprechend größeren Fläche erhöhen (Hofmann 1999a,b, Konopelko 1999). Die Nachweisfläche ist stark energieabhängig und steigt oberhalb der Ansprechschwelle steil an (siehe Abbildung 5.4). Aus dem Vergleich der hier gefundenen effektiven Flächen mit denen aus anderen Simulationsrechnungen in Abbildung 5.4 zeigt sich eine für die meisten Teilchensorten gute Übereinstimmung. Lediglich die effektive Fläche für die schwere Teilchengruppe unterscheidet sich deutlich von dem aus Hemberger (1998) entnommenen Wert. Wegen der guten Übereinstimmung für die leichte und mittelschwere Teilchengruppe ist dies als Indiz dafür zu werten, dass die zugrundeliegenden Luftschauersimulationen unterschiedliche Ergebnisse für schwere Teilchen produzieren. Es ist leider zur Zeit nicht möglich zu klären, welche der beiden Simulationsprogramme die durch schwere Kerne ausgelösten Luftschauer besser reproduzieren kann; eine Analyse zu diesem Thema ist in Vorbereitung (Kettler 2000).

Die Unterschiede in der Nachweisfläche für verschiedene Teilchensorten ist bedingt durch die Schauerentwicklung: Sowohl die Position des Schauermaximums als auch der Anteil der Gesamtenergie, der in die elektromagnetische Kaskade geht, ist von der Energie pro Nukleon abhängig. Dementsprechend haben leichte Kerne derselben Gesamtenergie eine deutlich größere Ansprechwahrscheinlichkeit als schwere Kerne (siehe Abbildung 5.5).

Die in den Daten gemessene Rate von

$$R_{Daten} = (13.7 \pm 0.5) \text{ Hz} \quad (5.2)$$

ist gut mit der aus der Simulation vorhergesagten Rate von

$$R_{sim} = (14.94 \pm 0.07^{stat.} \pm 1.60^{syst.}) \text{ Hz} \quad (5.3)$$

verträglich.

Der Hauptanteil der in Gleichung 5.3 für die Simulation angegebenen Fehler beruht auf den systematischen Unsicherheiten der direkten Messungen, die in die Rateberechnung eingegangen sind. Die Fehler des direkt gemessenen Flusses, die in Tabelle 5.1 angegeben sind, beziehen sich auf die statistische Ungenauigkeit bei der Anpassung eines Potenzgesetzes an ein Kompilat von Messpunkten sehr unterschiedlicher Experimente. Der systematische Fehler, den verschiedene Experimente angeben (Apanassenko et al. 1999a,b), ist deutlich größer und ist für den systematischen Fehler in Gleichung 5.3 verwendet worden. Der hier angegebene statistische Fehler ergibt sich aus den Fehlern in Tabelle 5.1 und der Statistik der simulierten Schauer.

Die aus simulierten Schauern vorhergesagte Ereignisrate für den hadronischen Untergrund ist systematisch größer als die gemessene Rate. Ursachen hierfür könnten in der Detektorsimulation liegen. Die besprochenen systematischen Fehler der direkten Messungen sind jedoch deutlich größer als der gefundene Unterschied zwischen Daten und Simulation, so dass sich nicht eindeutig klären lässt, welche der beiden möglichen Ursachen für die Diskrepanz verantwortlich ist. Es ist jedoch festzuhalten, dass die Ansprechschwelle der einzelnen Pixel und auch der Teleskope in der Simulation sehr gut nachgebildet wird und die hier betrachteten Verteilungen jeweils eine gute Übereinstimmung mit den Daten ergeben haben.

5.1.3 Bildparameter

Ein weiterer kritischer Test der Verlässlichkeit der Luftschauer- und Detektorsimulation sind die Verteilungen der Bildparameter (siehe auch Abbildung 3.4). Hierfür sind alle Kamerabilder nach Anwendung des zweistufigen *tailcuts* (vergleiche Abbildung 3.5) mit einer Amplitude größer als 40 Photoelektronen verwendet worden. In Abbildung 5.6 sind die Verteilungen der Bildparameter *width*, *length*, *alpha*, *concentration*, *halo*, *miss*, *distance* und *size* aus Daten und simulierten Luftschauern aufgetragen. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Lediglich die Verteilung der *halo*-Amplitude (das ist die Summe der Amplituden derjenigen Pixel, die durch den *tailcut* verworfen worden sind) und der *concentration* zeigen systematische Unterschiede, die sich durch die Idealisierung der Abbildungsfunktion der Spiegel und durch zusätzliche Lichtquellen, die nicht berücksichtigt worden sind, erklären lassen. Die für die γ -Hadron-Separation wesentliche Größe *mscw* verhält sich in den Daten und in der Simulation sehr ähnlich, und es

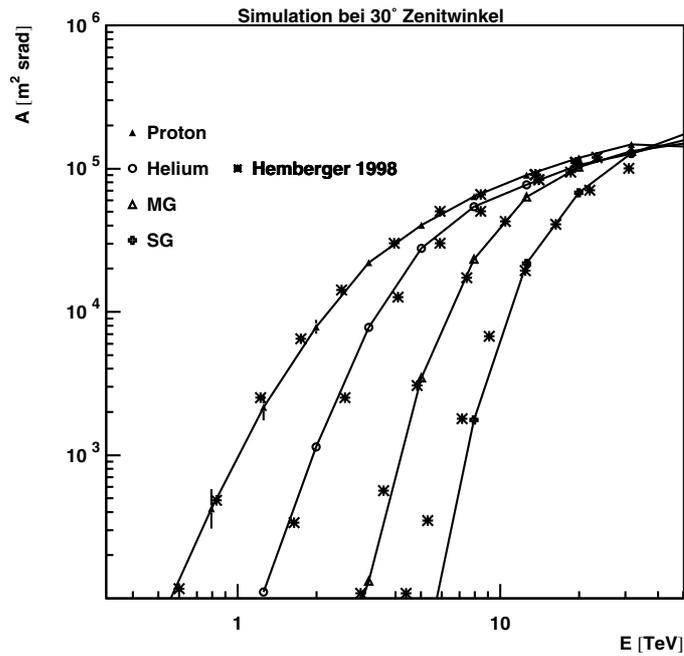


Abbildung 5.4: Die Nachweisfläche steigt rasch mit der Energie an und flacht bei größeren Energien bei einem Wert ab, der in etwa der Fläche der vom Cherenkovlicht auf Detektorniveau ausgeleuchteten Region liegt ($\pi \cdot 120^2 \text{ m}^2$). Zum Vergleich mit anderen Simulationsrechnungen für das HEGRA-Teleskopsystem sind die Nachweisflächen aus Hemberger (1998) eingezeichnet, die mit einer unabhängigen Luftschauer- und Detektorsimulation gewonnen wurden. Bis auf die schwere Komponente sind die beiden Simulationsrechnungen in zufriedenstellender Übereinstimmung.

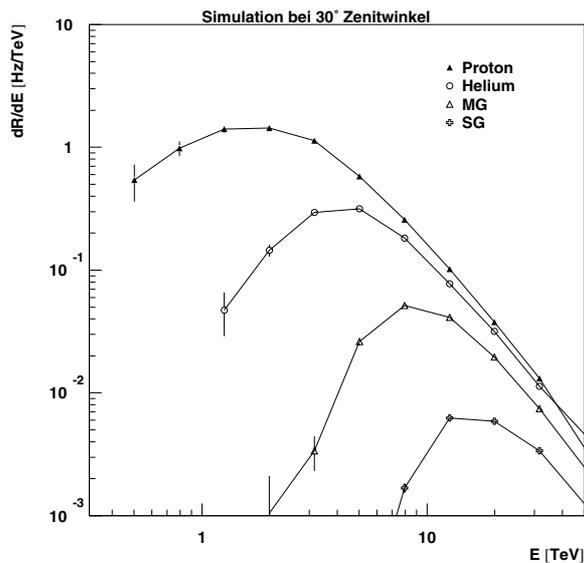


Abbildung 5.5: Die simulierte Ereignisrate, differenziell über die Energie der Primärteilchen aufgetragen, zeigt das unterschiedliche Ansprechverhalten für die verschiedenen Teilchensorten. Die simulierten Ereignisse sind dem direkt gemessenen Fluss entsprechend (siehe Tabelle 5.1) gewichtet worden.

ergeben sich dieselben Effizienzen unter Anwendung eines Schnittes auf die mittlere skalierte Bildbreite, wie in Abbildung 5.7 und in Tabelle 5.3 zu erkennen ist.

5.2 Photoninduzierte Luftschaer

Die Simulation hadroninduzierter Luftschaer lässt sich problemlos anhand weniger Stunden Datennahme mit sehr guter Statistik überprüfen. Die Zahl der nachgewiesenen photoninduzierten Luftschaer ist hingegen deutlich kleiner als die der Untergrundereignisse. Die HEGRA-Luft-Cherenkovteleskope haben von den beiden leuchtkräftigsten Quellen am Nordhimmel nach zusammen 500 Stunden Datennahme ca. 40 000 Photonen über einen Zeitraum von drei Jahren hinweg gemessen. In derselben Zeit sind $21.6 \cdot 10^6$ Untergrundereignisse aufgezeichnet worden, d.h. nur jedes 500. Ereignis ist von einem Photon ausgelöst worden.

Für einen aussagekräftigen Vergleich der experimentellen Daten mit simulierten Ereignissen lassen sich nicht alle Daten gleichermaßen verwenden. Zum einen sind die Daten mit verschiedenen Detektor-Konfigurationen aufgezeichnet worden und zum anderen sind die Beobachtungen bei sehr unterschiedlichen Zenitwinkeln ausgeführt worden. Sinnvollerweise sind hier Daten verwendet worden, die in derselben Beobachtungsperiode unter ähnlichen Zenitwinkeln aufgezeichnet worden sind wie die zu analysierenden Daten. Insgesamt sind hierfür 36 Stunden Daten aus der Richtung des Krebs-Nebels ausgewertet worden, die in der Zeit vom September 1997 bis Januar 1998 aufgezeichnet worden sind (für Details zu den Auswahlkriterien für die Daten siehe Abschnitt 6.1). Um zu testen, inwieweit die Simulation auch für ausgedehnte Quellen von TeV-Photonen die experimentellen Daten reproduzieren kann, ist erstmals ein spezieller Datensatz aufgezeichnet und ausgewertet worden, bei dem der Krebs-Nebel mit einem Neigungswinkel von 1.5° zur optischen Achse beobachtet worden ist. Insgesamt wurde der Krebs-Nebel im Frühjahr 2000 für 7.3 Stunden im so genannten *super-wobble*-Modus beobachtet. Es sei darauf hingewiesen, dass es bislang noch nicht gelungen ist, eine für die HEGRA-Winkelauflösung ausgedehnte erscheinende Quelle von TeV-Strahlung nachzuweisen und dementsprechend ist auch kein direkter Vergleich der Simulationen ausgedehnter Quellregionen mit Daten möglich. Dennoch kann mit diesem speziellen Datensatz die Effizienz für den Nachweis von γ -induzierten Luftschaern unter großen Neigungswinkeln zur optischen Achse bestimmt und mit den Vorhersagen aus den Simulationsrechnungen verglichen werden.

Für den Vergleich zwischen simulierten Ereignissen und Daten werden die Verteilungen der Bildparameter von der entsprechenden Verteilung der Untergrundereignisse statistisch subtrahiert und die verbleibende Verteilung von Überschussereignissen als diejenige photoninduzierter Luftschaer interpretiert. Für die Suche nach Punktquellen (siehe nächstes Kapitel) ist es von großer Bedeutung, dass die Genauigkeit, mit der die Richtung rekonstruiert wird, bekannt ist. Die Wahl der Winkelausdehnung des optimalen Suchfensters orientiert sich an der Winkelauflösung. Mithilfe des erwähnten Datensatzes, bei dem der Krebs-Nebel um 1.5° in Deklination zu der Ausrichtung der Teleskope beobachtet worden ist (*super-wobble*), lässt sich überprüfen, in welcher Weise die Winkelauflösung und die γ -Hadron-Separation von der Neigung der Quellposition zur optischen Achse beeinflusst wird. Auch hier kann die Vorhersage für die Sensitivität aus den Simulationsrechnungen mit dem aus den Daten bestimmten Wert

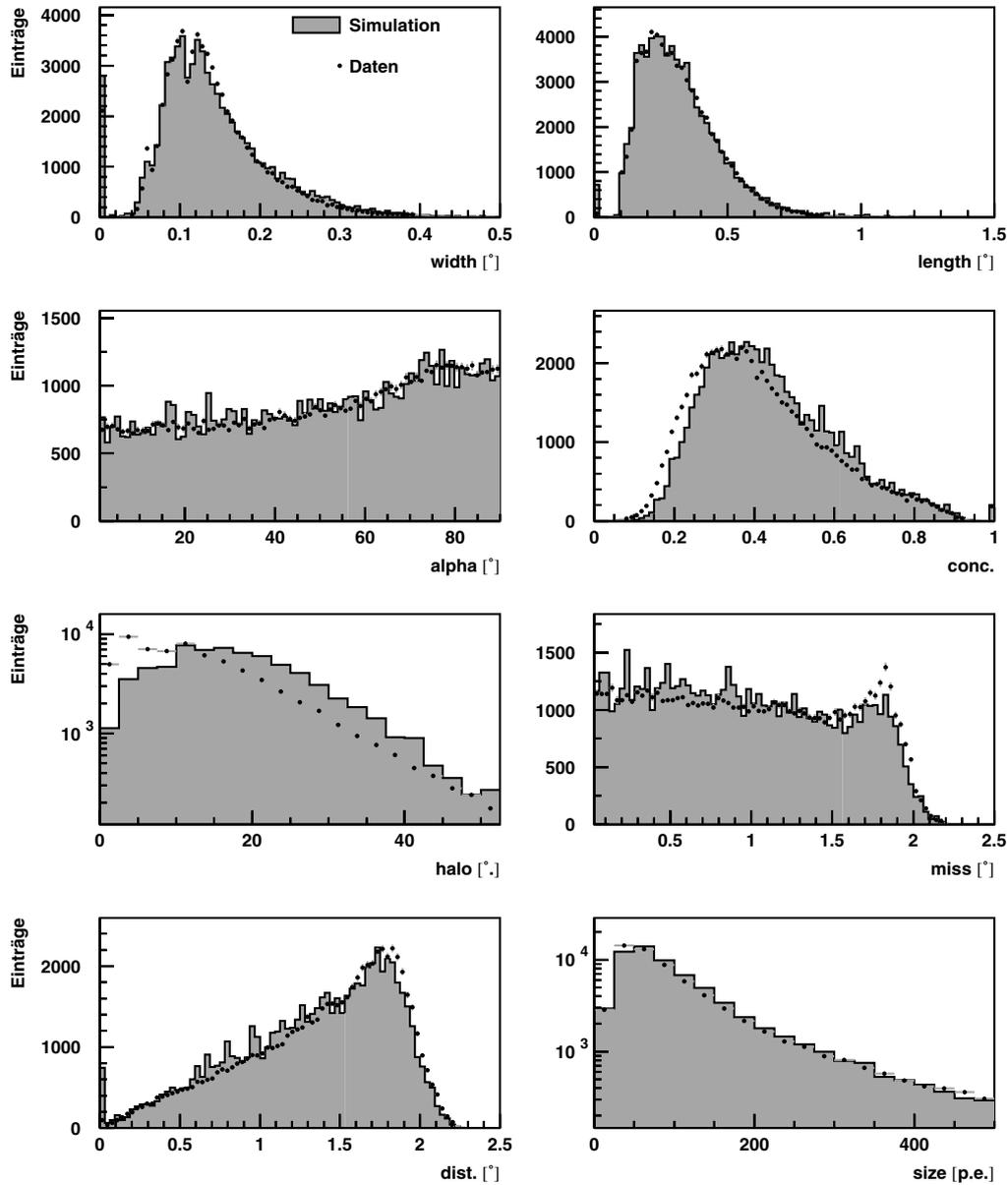


Abbildung 5.6: Vergleich der rekonstruierten Bildparameter der Daten aus der Untergrundregion (*Off*-Daten) mit denen aus simulierten Ereignissen. Die Übereinstimmung ist sehr gut, lediglich die *concentration*- und *halo*-Verteilungen zeigen jeweils systematische Unterschiede zwischen Daten und Simulation, die im Text näher erläutert werden.

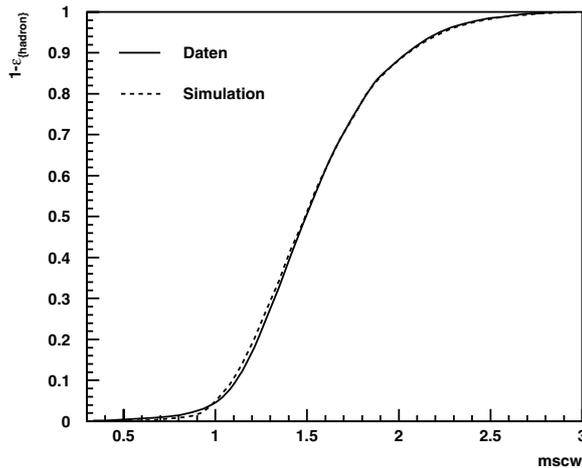


Abbildung 5.7: Vergleich der Effizienz ϵ_{hadron} für hadroninduzierte Untergrundereignisse in Abhängigkeit von der mittleren skalierten Breite m_{scw} in Daten und simulierten Ereignissen.

verglichen werden. Für die Untersuchung ausgedehnter Quellregionen, bei denen Photonen unter verschiedenen Neigungswinkeln (Inklination) beobachtet werden, ist man ausschließlich auf die Simulationsrechnungen angewiesen, um die Empfindlichkeit des Instruments zu bestimmen. Es ist entsprechend von Bedeutung, hier einen möglichst guten Abgleich mit den vorhandenen Daten zu erzielen.

Ereignisrate

Um die Ereignisrate photoninduzierter Luftschauer in den Daten und der Simulation zu vergleichen, wird ein Energiespektrums der Form

$$dN_{\gamma}/dE = \Phi_0 \cdot (E/TeV)^{-\alpha} \quad (5.4)$$

für die simulierten Ereignisse angenommen mit $\alpha = 2.59$ und $\Phi_0 = 2.8 \cdot 10^{-7}$ Photonen $\cdot m^{-2} \cdot s^{-1} \cdot TeV^{-1}$. Diese verwendeten Parameter für den spektralen Verlauf entsprechen den Werten aus der Anpassung eines Potenzgesetzes an das gemessene Energiespektrum des Krebs-Nebels (Aharonian et al. 2000b).

Insgesamt sind 100 000 photoninduzierte Ereignisse im Energiebereich zwischen 20 GeV und 30 TeV bei Zenitwinkeln von 30 und 40 Grad simuliert worden. Zum Vergleich mit den Daten sind Ereignisse vom Krebs-Nebel aus der Beobachtungsperiode 1997/1998 und 1999/2000 verwendet worden. Um die Konsistenz der Ereignisraten unter verschiedenen Selektionskriterien zwischen Daten und Simulation zu überprüfen, sind in Abbildung 5.9 die Zahl der Ereignisse pro Raumwinkelintervall unter verschiedenen Schnittbedingungen an die Bildform (m_{scw}) aufgetragen (Daten: 1997/1998). In den Verteilungen für Ereignisse aus der Richtung des Krebs-Nebels ist jeweils die Untergrunderwartung statistisch abgezogen worden. Die mittlere Zahl der erwarteten Untergrundereignisse ist anhand einer Testregion bestimmt worden, die um ein Grad in Deklination zu der Quellposition verschoben liegt. Die vorhergesagte stimmt sehr gut mit der gemessenen Rate für die verschiedenen Selektionskriterien an die Bildform überein. Die Form der Verteilungen ist ebenfalls in guter Übereinstimmung miteinander. Hieraus kann gefolgert werden, dass

		Effizienz $\epsilon(m_{scw})$		
	Inkl.	$m_{scw} < 1.2$	$m_{scw} < 1.1$	$m_{scw} < 1.0$
Daten(γ)	0.5°	0.66± 0.03	0.52± 0.02	0.44± 0.01
Daten(γ)	1.5°	0.62± 0.16	0.50± 0.13	0.38± 0.10
Daten(Hadronen)		0.173±0.005	0.094±0.005	0.042±0.002
Simulation(γ)	0.5°	0.68± 0.02	0.55± 0.01	0.49± 0.01
Simulation(γ)	1.5°	0.72± 0.04	0.61± 0.04	0.47± 0.03
Simulation(Hadronen)		0.184±0.008	0.102±0.007	0.046±0.005

Tabelle 5.3: Vergleich der Effizienzen der Ereignisselektion durch die mittlere skalierte Bildbreite m_{scw} : Daten und Simulation sind in guter Übereinstimmung; für die Effizienzen unter größeren Inklinationen sind die Werte aus der Simulation systematisch größer. Hierfür ist die für den verwendeten Datensatz (März 2000) spezifische und in der vorliegenden Simulation nicht berücksichtigte Spiegeldejustierung verantwortlich.

- (a) das simulierte Ansprechverhalten des Detektors das in den Daten beobachtete Verhalten reproduziert,
- (b) die Energieskala gut in Daten und Simulation übereinstimmt und
- (c) die Ereignisrekonstruktion sowohl in den Daten als auch in der Simulation die gleichen Eigenschaften hat und somit auch die Schnitteffizienzen für Photonschauer übereinstimmen.

Bildparameter

Die Effizienzen für verschiedene Schnittbedingungen auf den m_{scw} -Parameter sind in Daten und Simulation in sehr guter Übereinstimmung: In Tabelle 5.3 sind die Effizienzen für photoninduzierte Schauer ($\epsilon_{\gamma}(m_{scw})$) und für Untergrundereignisse ($\epsilon_{hadron}(m_{scw})$) für verschiedene Schnitte auf $m_{scw} < 1.2$ (1.1, 1.0) aufgeführt. Um die gute Übereinstimmung der Verteilung des m_{scw} -Parameters in Daten und Simulation zu demonstrieren, sind in Abbildung 5.10 die Verteilungen für photoninduzierte Ereignisse aus Daten und Simulation gemeinsam aufgetragen. Sowohl anhand der Daten als auch der simulierten Ereignisse lassen sich die Effizienzen für die Selektion hadron- und photoninduzierter Luftschauer in Abhängigkeit von einem Schnitt auf m_{scw} bestimmen.

Winkelauflösung

Die Form der Ankunftsrichtungsverteilung in Abbildung 5.9 wird bestimmt durch die Winkelauflösung σ_{θ} und die mögliche Ausdehnung der Quellregion. Die Quellregion ist für den Krebs-Nebel deutlich kleiner als die Winkelauflösung des Detektors und zu vernachlässigen (Aharonian et al. 2000e). Die Auflösungsfunktion lässt sich gut mit einer radialen Gaußfunktion der Form $e^{-\theta^2/\sigma_{\theta}^2}$ beschreiben. Die Genauigkeit σ_{θ} , mit der die Einfallrichtung eines Luftschauers bestimmt werden kann, ist hauptsächlich von der Zahl der Teleskopbilder abhängig, die bei der Rekonstruktion verwendet werden.

		Winkelauflösung σ_θ [°]		
	Inklination	2 Bilder	3 Bilder	4 Bilder
Daten	0.5°	0.155 ± 0.005	0.122 ± 0.003	0.092 ± 0.003
	1.5°	0.151 ± 0.029	0.125 ± 0.022	0.090 ± 0.010
Simulation	0.5°	0.157 ± 0.005	0.139 ± 0.005	0.093 ± 0.002
	1.5°	0.132 ± 0.025	0.126 ± 0.011	0.104 ± 0.006

Tabelle 5.4: Die Winkelauflösung σ_θ aus der Anpassung für Daten und Simulation im Vergleich für verschiedene Multiplizitäten der Bilder, die in der Rekonstruktion verwendet wurden. Die für verschiedene Neigungswinkel der Quellrichtung zu der Ausrichtung der optischen Achse ermittelten Werte für die Winkelauflösung zeigen keine Veränderung: Die Winkelauflösung ist unabhängig von der Inklination.

Um den Unterschied in der Rekonstruktion zwischen den verschiedenen Teleskopmultiplizitäten zu untersuchen, lassen sich die registrierten und simulierten Ereignisse in solche separieren, bei denen zwei, drei oder vier Teleskopbilder zur Rekonstruktion zur Verfügung standen. Zusätzlich ist ein Schnitt auf die mittlere skalierte Bildbreite $m_{scw} < 1.2$ angebracht worden, um den Anteil an Untergrundereignissen zu reduzieren. Für die nach Teleskophäufigkeiten unterschiedenen Ereignisklassen lässt sich die jeweilige Winkelauflösung durch Anpassen einer radialen Gaußfunktion bestimmen und zwischen Daten und Simulation vergleichen (siehe Tabelle 5.4). Die gefundenen Anpassungen zusammen mit den Werten für σ_θ (Daten) sind in Abbildung 5.11 aufgetragen. Die Werte für die Winkelauflösung sind innerhalb der aus der Anpassung bestimmten Fehler zwischen Daten und Simulation kompatibel und zeigen den erwarteten Effekt, dass die Winkelauflösung sich erheblich verbessert, wenn mehr als zwei Teleskope in der Rekonstruktion verwendet werden. Ein geringer systematischer Unterschied zwischen den simulierten und rekonstruierten Ereignissen mit drei verwendeten Bildern deutet auf eine etwas bessere Winkelauflösung in den Daten hin, als sie aus den Simulationen vorhergesagt wird.

Neben der Winkelauflösung wird ebenfalls die mittlere skalierte Bildbreite m_{scw} durch die Genauigkeit des analog zu der Einfallrichtung rekonstruierten Kernorts und damit auch durch die Zahl der Teleskopbilder beeinflusst (Kapitel 3.2). Dieses Verhalten wird zusammen mit der Winkelauflösung für verschiedene Ereignisklassen bei der Optimierung der Sensitivität (siehe folgendes Kapitel) berücksichtigt.

Beobachtungen im *super-wobble*-Modus

Für den normalen Beobachtungsmodus ist die Quellposition um 0.5° in Deklination zu der Kameramitte verschoben. Dieser so genannte *wobble*-Modus ermöglicht die gleichzeitige Beobachtung einer Testregion, die zur Bestimmung der Untergrunderwartung verwendet wird. Um die Sensitivität für photoninduzierte Luftschauer unter größeren Neigungswinkeln zu bestimmen, ist der Krebs-Nebel 7.3 Stunden im Frühjahr 2000 um 1.5° Grad in Deklination verschoben (*super – wobble*) beobachtet worden (Horns und Lampeitl 2000). Ein Teil der Daten ist aufgrund schlechter Wetterbedingung nicht brauchbar: Es verbleiben 5.8 Stunden Daten, deren Untergrundereignisrate um nicht mehr als 15% von der Erwartung abweicht. In derselben Beobachtungs-

		Rate [Hz] $\Delta\theta^2 < 0.05(^{\circ})^2$				
	Inkl.		$m_{scw} < 1.2$		$m_{scw} < 1.1$	
Daten(97/98)	0.5°	125.2± 3.5	82.7±	2.3	64.6±	1.8
Daten(2000)	0.5°	115.6±12.3	69.2±	6.2	60.3±	5.2
Daten(2000)	1.5°	58.3±11.6	36.3±	5.7	29.1±	4.5
Simulation	0.5°	122.0± 1.9	84.0±	1.4	67.3±	1.2
	1.5°	53.1± 2.2	38.1±	1.5	32.9±	1.5

Tabelle 5.5: Die Ereignisraten für γ -Schauer unter verschiedenen Inklinationen sind in guter Übereinstimmung mit den aus der Simulation erwarteten Werten. Die Ereignisraten für die Beobachtungen aus dem Jahr 2000 sind um ca. 12 % niedriger als in der Beobachtungszeit im Winter 1997/1998, so dass sich hieraus auch schlüssig die leichte Diskrepanz zwischen den Ereignisraten bei einer Inklination von 1.5° in den Daten und der Simulation erklären lässt. Ursache für die niedrigere Rate ist die Alterung der Pixel in der Kamera und der Witterungseinfluss auf die Spiegel.

periode sind 8 Stunden verwertbare Daten im normalen *wobble*-Modus aufgezeichnet worden. Der Vergleich der beiden Beobachtungen zeigt, dass die Photonrate bei einem 1.5°-Neigungswinkel 48 % der Rate ausmacht, die bei einer Inklination von 0.5° gemessen wird (vgl. Tabelle 5.5, $m_{scw} < 1.1$). Für den Vergleich der aus den Simulationsrechnungen für ein System von 4 Teleskopen erwarteten Rate sind in den mit 5 Teleskopen beobachteten Daten nachträglich Ereignisse verworfen worden, bei denen CT2 eines der beiden minimal geforderten Teleskope im Systemtrigger war. Die so bestimmte Untergrundrate zeigt im Vergleich zu der in der Beobachtungsperiode 97/98 gemessenen Untergrundrate ein Absinken um 10 % von 13.7 Hz auf 12.3 Hz.

Die Ereignisrate für γ -Schauer aus derselben Beobachtungsperiode weicht ebenfalls um ca. 15 % von der im Winter 1997/1998 gemessenen Rate ab. Hierfür sind Alterungsprozesse der Pixel und der Spiegel verantwortlich. Die aus der Simulation erwarteten Raten sind für die in Abbildung 5.12 eingezeichneten Punkte entsprechend skaliert worden. Zum Vergleich mit der aus der Simulation bestimmten und skalierten γ -Ereignisrate sind in Abbildung 5.12 die gemessenen Photonereignisraten nach Anwendung eines Schnitts auf $m_{scw} < 1.1$ und $\theta^2 < 0.05(^{\circ})^2$ aus Beobachtungen des Krebs-Nebels im Frühjahr 2000 eingezeichnet. Die Übereinstimmung der beobachteten mit den simulierten Daten ist gut. Die geringe Abweichung für den Messpunkt bei einer Inklination von 1.5° ist mit dem unterschiedlichen mittleren Zenitwinkel der beiden Beobachtungen zu erklären (15° und 33°), wohingegen die simulierten Ereignisse bei einem Zenitwinkel von 30° berechnet worden sind.

Der differenzielle Verlauf der Ereignisrate $dR_{\gamma}/d\theta$ in Abbildung 5.12 lässt sich durch die in Gleichungen 5.5-5.6 gegebenen Polynome gut beschreiben. Die Koeffizienten für die Polynome sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst.

$$\frac{dR_{\gamma}}{d\theta} = \begin{cases} \sum_{i=0}^2 p_i \cdot (\max\{\theta, 0.4^{\circ}\})^i & : 0^{\circ} \leq \theta < 1.95^{\circ} \\ 0 & : 1.95^{\circ} \leq \theta \end{cases} \quad (5.5)$$

$$\frac{dR_{\gamma,4Tel.}}{d\theta} = \begin{cases} \sum_{i=0}^{i=3} p_{i,4Tel.} \cdot (\max\{\theta, 0.5^\circ\})^i & : 0^\circ \leq \theta < 2.03^\circ \\ 0 & : 2.03^\circ \leq \theta \end{cases} \quad (5.6)$$

Normiert man die Rate auf den Wert in der Kameramitte:

$$f(\theta) := \frac{dR}{d\theta} / \frac{dR}{d\theta}(0) \quad (5.7)$$

lässt sich der effektive Raumwinkel für den Nachweis von γ -Schauern als Funktion des Neigungswinkels bestimmen:

$$\Omega_{\gamma,eff}(\theta) = 2\pi \cdot \int_0^\theta d\theta' \theta' f(\theta') \quad (5.8)$$

Der effektive Raumwinkel macht bis zu 50 % des geometrischen Raumwinkels der Kamera aus ($\Omega_{\gamma,eff} = 2.16$ msrad, das entspricht einem effektiven Winkeldurchmesser der Kamera $\theta_{\gamma,eff} = 3^\circ$). Für 4-Teleskopereignisse ist der effektive Raumwinkel von 1.9 msrad um 14 % kleiner als für die Gesamtheit der Ereignisse. Das effektive Blickfeld der Teleskope ergibt sich aus der Überlappung der einzelnen Gesichtsfelder auf der Höhe des Schauermaximums. Ein vergrößertes effektives Gesichtsfeld lässt sich insbesondere durch *konvergente* Beobachtungen erreichen, bei dem die optischen Achsen der Teleskope nicht parallel ausgerichtet sind sondern zur mittleren Position des Schauermaximums fluchten (Lampeitl und Hofmann 1999). Die Überlappung der einzelnen Gesichtsfelder wird hierdurch vergrößert (siehe Abbildung 5.8).

Die zur Verfügung stehenden Beobachtungen im konvergenten Modus erlauben jedoch nicht, den relativen Gewinn an Akzeptanz für γ -Schauer unter größeren Neigungswinkeln abzuschätzen. Hierzu sind weitere Beobachtungen im konvergenten Modus mit dem Krebs-Nebel unter einem Neigungswinkel von 1.5° und auch Simulationen notwendig, die den konvergenten Beobachtungsmodus berücksichtigen.

5.3 Bemerkung zu möglichen Verbesserungen der γ -Hadron-Separation

Die Verbesserung der γ -Hadron-Separation ist wie eingangs erwähnt von zentralem Interesse für die Suche nach ausgedehnten Quellregionen. Es sind verschiedene Ansätze untersucht worden, die γ -Hadron-Separation zu verbessern:

Verwendung der rekonstruierten Eindringtiefe: Unter der Annahme, dass die Breite der rekonstruierten *mscw*-Verteilung zum Teil durch Fluktuationen in der

	$i = 0$	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$
$p_i [\text{h}^{-1}]$	55.9	16.11	-21.9	-
$p_{i,4Tel} [\text{h}^{-1}]$	22.3	33.9	-43.3	10.4

Tabelle 5.6: Parameter für Polynome in Gleichungen 5.5 und 5.6

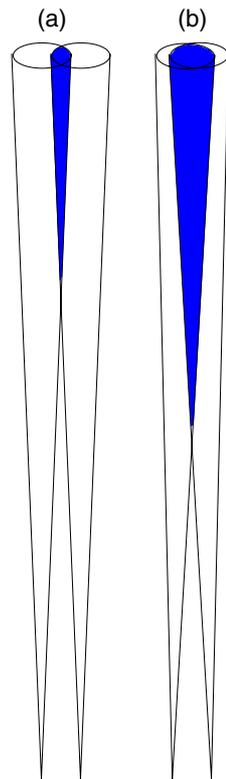


Abbildung 5.8: Als Schema für das Prinzip der herkömmlichen (a) und konvergenten Beobachtung sind für zwei Teleskope die jeweiligen Gesichtsfelder und deren Überlappung skizziert. Für den Fall, dass die optischen Achsen zur Position des Schauermaximums fluchten (b), vergrößert sich die Überlappung zwischen den beiden Gesichtsfeldern und das effektive Gesichtsfeld wird größer.

Longitudinalentwicklung des Luftschauers hervorgerufen wird, sollte es möglich sein, mithilfe der rekonstruierten Position des Schauermaximums die gemessene Bildbreite besser zu skalieren. Es hat sich jedoch gezeigt, dass die verwendete Skalierung diesen Effekt indirekt berücksichtigt: Der Auftreffpunkt und die gemessene Bildhelligkeit legen die Longitudinalentwicklung bereits sehr gut fest, so dass nach der Skalierung keine Abhängigkeit der Bildbreite von der Position des Schauermaximums verbleibt.

γ -Hadron-Separation für geneigte Schauerrichtungen: Die Skalierung der Bildbreite ist für den *wobble*-Beobachtungsmodus optimiert. Eine Verbesserung der Skalierung für Schauer mit größerer (oder auch kleinerer) Neigung zur optischen Achse ließ sich nicht erreichen. Der Mittelwert und die Breite der *mscw*-Verteilung ist unabhängig von der Inklination der Schauerachse, so dass sich die Nachweiseffizienz nicht verbessern lässt.

Eine Verbesserung der γ -Hadron-Separation konnte nicht erreicht werden. Das bestehende Verfahren der γ -Hadron-Separation durch Skalierung der Bildbreite liess sich im Rahmen alternativ hierzu entwickelter Verfahren nur marginal verbessern: Für fraktale Bildanalysen, die die „ausgefranzte“ Struktur von Hadronschauern ausnutzen, ist die Granularität der Kamera zu grob (Schäfer et al. 2000). Verfahren, die die unterschiedliche Zeitstruktur photon- und hadroninduzierter Luftschauer ausnutzen, sind durch die eingeschränkte instrumentelle Auflösung limitiert (Heß et al. 1999). Die Anwendung eines zusätzlichen Schnitts auf die Bildlänge ermöglicht zwar prinzipiell eine Verbesserung der γ -Hadron-Separation, jedoch ist die Verbesserung für kleine Zenitwinkel von bis zu 40° vernachlässigbar. Für größere Zenitwinkel ist eine Verbesserung

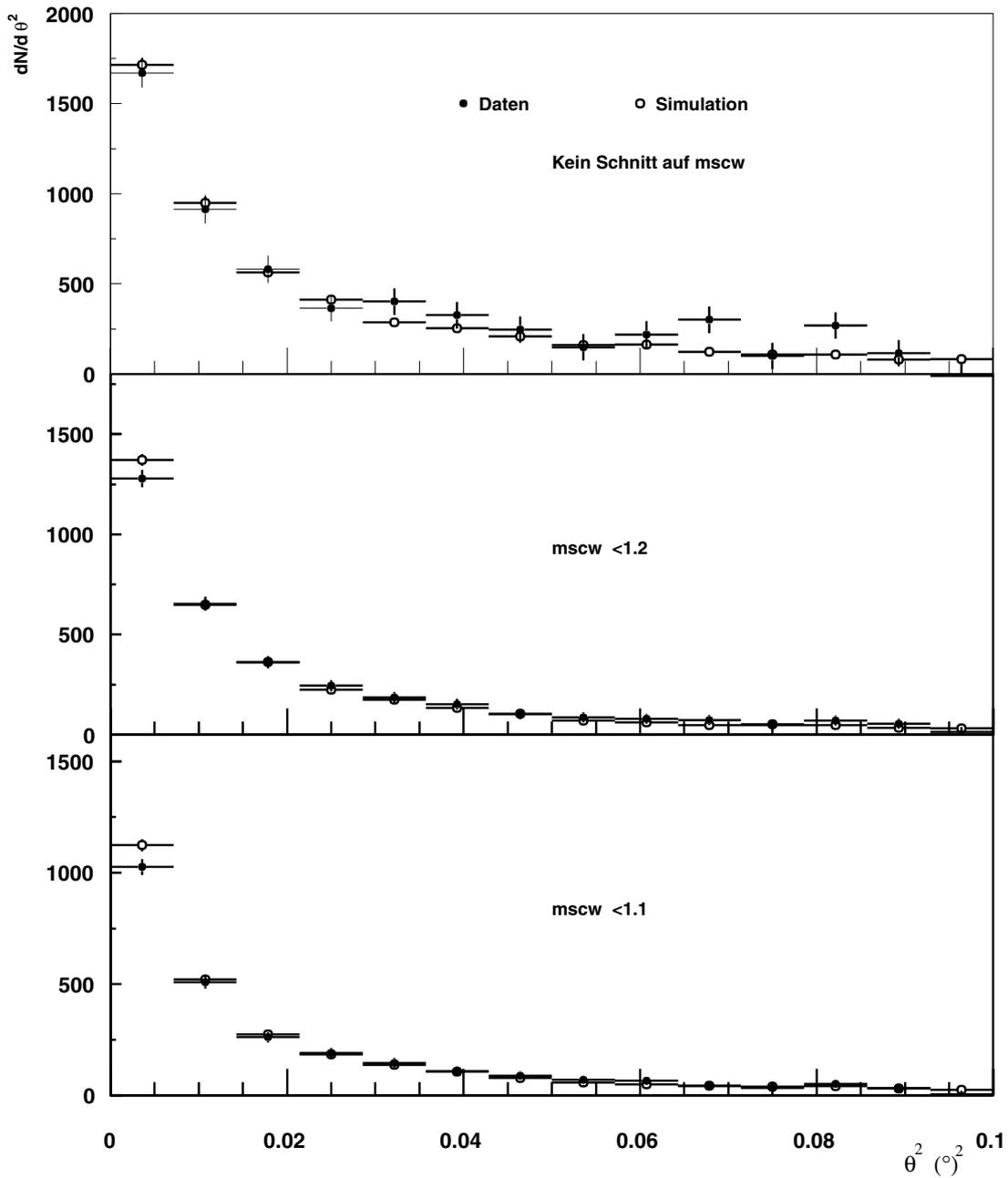


Abbildung 5.9: Aus 36 Stunden Daten, die mit einem System von 4 Teleskopen aus der Richtung des Krebs-Nebels aufgezeichnet wurden, ergibt sich ein deutliches Signal in der Verteilung der rekonstruierten Ankunftsrichtungen. Die Ereignisse sind in Intervallen des quadrierten Winkelabstandes θ^2 zu der Quellrichtung aufgetragen, und die Untergrunderwartung ist abgezogen. Zum Vergleich ist die aus Simulationsrechnungen bestimmte Verteilung unterlegt und die Ereignisrate eingetragen. Der angegebene systematische Fehler auf die Vorhersage aus der Simulation ist die Unsicherheit, die sich durch eine relative Unsicherheit auf die Energieskala von 15 % ergibt. Daten und Simulation stimmen sehr gut überein.

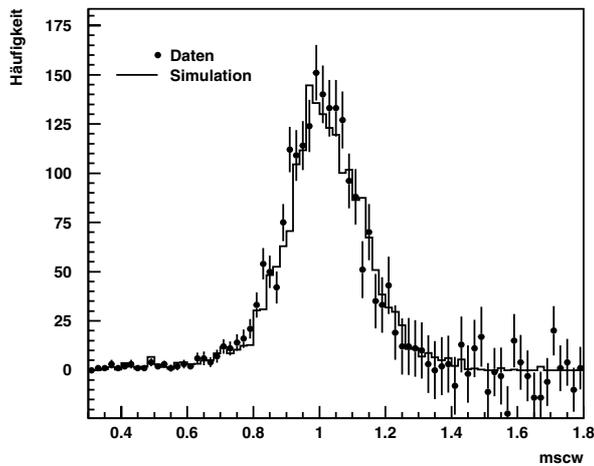


Abbildung 5.10: Die Verteilung der mittleren skalierten Bildbreiten ergibt sich in den Daten nach Subtraktion der entsprechenden Untergrundverteilung (aus diesem Grunde sind die Fehlerbalken in der Region hin zu breiteren Bildern auch deutlich größer). Zum Vergleich ist die simulierte Verteilung eingezeichnet. Die Übereinstimmung der Verteilungen ist sehr gut.

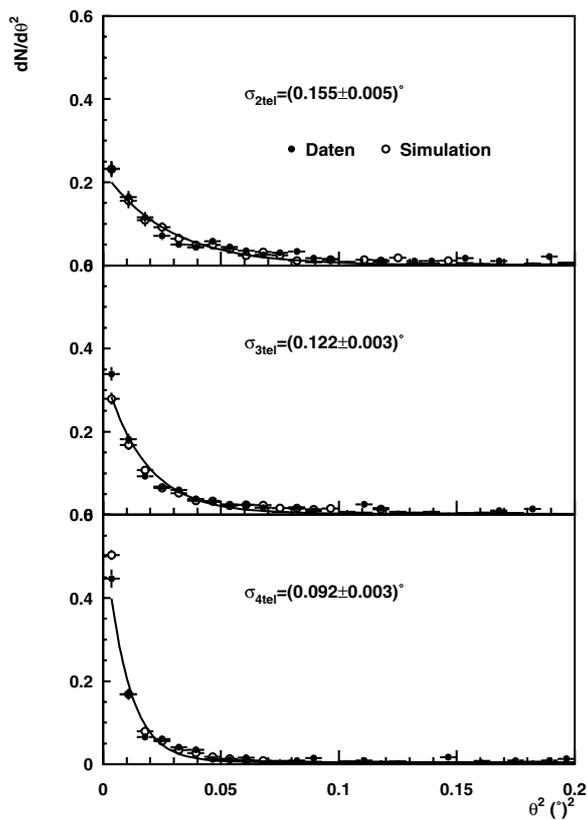


Abbildung 5.11: Zum Vergleich der in den Daten (Krebs-Nebel) und der Simulation erzielten Winkelauflösung sind die Verteilungen der rekonstruierten Ankunftsrichtungsverteilungen aus zwei, drei oder vier Schauerbildern zusammen mit einer Anpassung einer radialen Gaußfunktion aufgetragen. Die Winkelauflösung verbessert sich deutlich für Ereignisse, bei denen mehr als zwei Schauerbilder in die Rekonstruktion eingegangen sind.

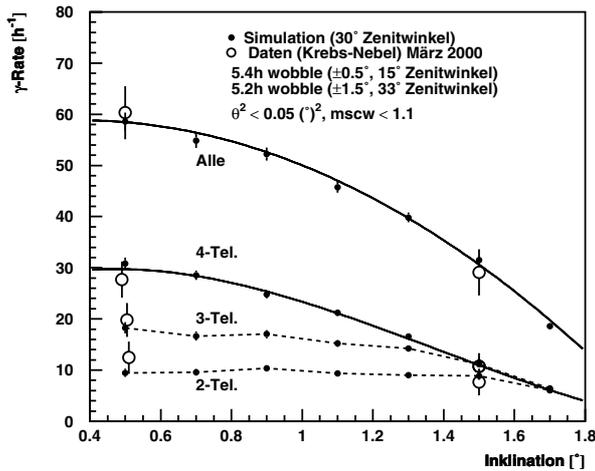


Abbildung 5.12: Die Nachweisrate für γ -Ereignisse nach Anwendung eines Schnitts $m_{scw} < 1.1$ als Funktion des Neigungswinkels für Daten und Simulationsrechnungen. Die Rate, mit der photoninduzierte Ereignisse bei Neigungswinkeln von 0.5° und 1.5° gemessen werden, wird gut reproduziert. Die durchgezogenen Linien entstammen der Anpassung einer Funktion, die im Text (siehe Gleichungen 5.5 und 5.6) näher beschrieben wird.

der γ -Hadron-Separation durch einen Schnitt auf *length* möglich (Aharonian et al. 2000b). Einen Überblick über verschiedene denkbare Methoden zur Verbesserung der γ -Hadron-Separation mithilfe spezieller Messmethoden (z.B. Polarisationsfilter) gibt Portocarrero et al. (1999).

Abschließend lässt sich hierzu kommentieren, dass eine deutliche Verbesserung der γ -Hadron-Separation nicht ohne Verkleinerung der Granularität der Kamera und Steigerung der Zeitauflösung möglich ist.

Kapitel 6

Datenqualität und Ereignisselektion

6.1 Datenauswahl

Die verwendeten Daten sind auf Nächte beschränkt, in denen nach Aussage der Teleskopoperateure die Beobachtungsbedingungen gut waren. Darüber hinaus ist anhand der Daten die über individuelle Datenblöcke (*Runs*) gemittelte Rate und Bildbreite in Abhängigkeit vom Zenitwinkel mit den aus Simulationsrechnungen erwarteten Werten verglichen worden. Exemplarisch ist in der Abbildung 6.1 das Verhältnis zwischen der gemessenen und der für den jeweiligen Zenitwinkel erwarteten Rate einzelner *Runs* als Funktion der Zeit (Modifiziertes Julianisches Datum¹ $MJD=JD-2\,400\,000.5$) dargestellt. Die Nächte mit atmosphärischen Störungen durch Wolken oder Nebel fallen durch eine deutlich niedrigere Rate auf. *Runs*, bei denen die mittlere Rate um mehr als 15 % niedriger als die Erwartung ist, werden verworfen und nicht für die Analyse verwendet. Des Weiteren wird die mittlere skalierte Breite der von den einzelnen Teleskopen aufgezeichneten Bilder überprüft. Sind die relativen Abweichungen größer als 6 %, werden die *Runs* ebenfalls verworfen. Hierdurch wird eine stark variierende Schnitteffizienz vermieden. Die beiden Kriterien sind jedoch nicht unabhängig: Die Bildbreite wird bei schlechten Wetterbedingungen insbesondere durch Feuchtigkeit auf den Spiegeln deutlich größer und gleichzeitig sinkt die Rate durch die verminderte Transparenz der Atmosphäre und die schlechtere Reflektivität der Spiegel ab.

Nachdem einzelne *Runs* selektiert sind, werden weiterhin innerhalb der verbliebenen *Runs* nur solche Ereignisse für die Analyse verwendet, bei denen mehr als zwei Bilder zur Verfügung stehen. Ein brauchbares Bild, das für die stereoskopische Rekonstruktion geeignet ist, muss die folgenden zwei Bedingungen erfüllen:

- Die Summe der Amplituden der Bildpunkte, die nach Anwendung des zweistufigen *tailcut* (vgl. Kapitel 3.2 und Abbildung 3.5) übrigbleiben, ist größer als 40 Photoelektronen.
- Der Schwerpunkt des Bilds ist mehr als 0.1° vom Rand der Kamera entfernt.

¹In der Astronomie ist eine kontinuierliche Zählweise der Tage nützlich und üblich. Eine häufig verwendete Datumsangabe ist das Julianische Datum, bei dem die Tage innerhalb eines 7980 Jahre währenden Zyklus beginnend am 1. Januar 4780 vor Christus gezählt werden. 7980 ist das kleinste gemeinsame Vielfache dreier Zyklen der Sonne, des Mondes und der Steuereinnahmen des römischen Reichs (28, 19 und 15 Jahre).

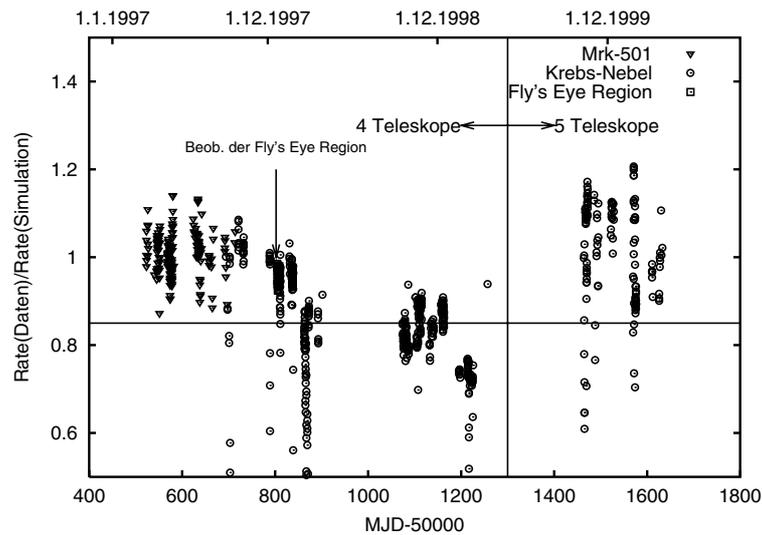


Abbildung 6.1: Das Verhältnis der gemessenen zu der erwarteten Ereignisrate aller hier analysierten Daten im Überblick: Bei relativen Abweichungen von mehr als 15 % werden die einzelnen Runs verworfen. In der Beobachtungsperiode 1999/2000 ist erstmals durchgängig mit 5 Teleskopen gemessen worden.

Die erste Bedingung gewährleistet, dass die Bildparameter (Position und Ausrichtung) gut bestimmt sind. Die zweite Bedingung verwirft zuverlässig Bilder, die durch die Nähe zum Rand der Kamera angeschnitten sind und deren Ausrichtung dadurch verkippt ist. Häufig wird diese Bedingung durch einen Schnitt auf den Abstand des Bildschwerpunkts zur Kameramitte ersetzt. Die hexagonale Symmetrie der Kamera legt es nahe, stattdessen einen Schnitt auf den Abstand zum Kamerarand anzubringen. Hierdurch werden etwa 12 % mehr brauchbare Bilder beibehalten als durch den Schnitt auf den Abstand zur Kameramitte.

6.2 Datenbasis

Korrelierte TeV-Photonen (FE-320-Ereignis): Für die Suche nach korrelierten TeV-Photonen stehen insgesamt 0.8 Millionen Ereignisse zur Verfügung, die bei Zenitwinkelabständen zwischen 20° und 37° innerhalb von 16.7 Stunden Beobachtungszeit im Dezember 1997 aufgezeichnet worden sind. Die beantragte Beobachtungszeit betrug 20 Stunden (10 Stunden *On*- und 10 Stunden *Off*-Beobachtung) (Horns et al. 1997). Es entfallen 8.2 Stunden mit 401 608 Ereignissen (entspricht einer Rate von 13.6 Hz) auf die *On*-Region, zentriert auf die Position des maximalen Überschusses in den Szintillator-Daten (Schmele 1998), und 8.6 Stunden mit 420 407 Ereignissen (entspricht einer Rate von 13.6 Hz) auf die um eine halbe Stunde in Rektaszension (Rekt.) bei gleicher Deklination (Dekl.) verschobene *Off*-Region.

Die Koordinaten der beobachteten Positionen:

$$\textit{On}\text{-Region} : \text{Rektaszension} = 5^h 41^m 48^s, \text{ Dekl.} = 48^\circ 1' 48'' \text{ (J2000)} \quad (6.1)$$

$$\textit{Off}\text{-Region} : \text{Rektaszension} = 6^h 11^m 48^s, \text{ Dekl.} = 48^\circ 1' 48'' \text{ (J2000)} \quad (6.2)$$

Sämtliche aufgezeichneten Daten erfüllen die Qualitätsbedingungen und konnten für die Analysen verwendet werden.

Suche nach Bose-Einstein Kondensaten (Mrk-501, Krebs-Nebel): Dieser Datensatz umfasst 103 Stunden Beobachtungszeit aus dem Jahr 1997 für Mrk-501 und 119 Stunden für den Krebs-Nebel aus den Beobachtungsperioden 1997/1998, 1998/1999 und 1999/2000. Beide Datensätze sind bereits im Rahmen anderer Analysen ausgewertet und an verschiedenen Stellen vorgestellt worden (Aharonian et al. 1998, 1999b). Die Auswahl der geeigneten Runs und Ereignisse ist analog zu der für die Daten aus der FE-320-Region getroffen worden. Das Kriterium, dass die meisten Daten verwirft, ist die Beschränkung auf kleine Zenitwinkelabstände ($\vartheta < 35^\circ$), um systematische Unsicherheiten zu reduzieren. Die Distanz zum Schauermaximum wächst mit zunehmendem Zenitwinkel an und verschlechtert die absolute Genauigkeit, mit der die Position des Schauermaximums rekonstruiert werden kann. Des Weiteren lässt sich der systematische Einfluss durch das atmosphärische Dichteprofil und dessen jahreszeitliche Variation (siehe auch Kapitel 4.1.5) reduzieren, wenn man sich auf Ereignisse mit kleinem Zenitwinkel beschränkt. Es verbleiben $4.5 \cdot 10^6$ Ereignisse aus der Beobachtung von Mrk-501 (entspricht einer Rate von 12.3 Hz) und $5.6 \cdot 10^6$ Ereignisse aus der Richtung des Krebs-Nebels (entspricht einer mittleren Rate von 12.9 Hz).

Kapitel 7

Suche nach korrelierten TeV-Photonen

Vorbemerkung: Die Auswertung von Luftschauerdaten im Hinblick auf die Suche nach Photonen aus intergalaktischen Kaskaden erfordert zum einen ein eingehendes Verständnis des Transports der ultrahochenergetischen kosmischen Strahlung (für eine Beschreibung des Phänomens der kosmischen Strahlung extrem hoher Energie siehe auch Abschnitt 1.5) und der daraus resultierenden korrelierten TeV-Strahlung und zum anderen eine für diesen Zweck optimierte Suchmethode, die die besonderen Eigenschaften des Energiespektrums und die Ankunftsrichtungsverteilung der Kaskadenstrahlung berücksichtigt. Die Simulationsrechnungen aus Kapitel 2 haben gezeigt, dass

1. das differentielle Energiespektrum der Kaskadenstrahlung einem Potenzgesetz mit $E^{-\alpha}$ mit $\alpha = 1.5 \dots 1.9$ folgt,
2. die Ankunftsrichtungsverteilung der Kaskadenstrahlung für kleine Magnetfelder ($B < 10^{-9}$ G) für die gegebene Winkelauflösung punktförmig erscheint.

Der bei der Auswertung der HEGRA-Szintillatorfelddaten gefundene Ereignisüberschuss, der diese Analyse motiviert hat, ist mit einem 5.5° durchmessenden Suchfenster (siehe auch Abbildung 1.5) gefunden worden, so dass es für den hier betrachteten niedrigeren Energiebereich nicht *a priori* klar ist, welches Suchfenster optimal für eine Suche ist (Schmele 1998).

Das harte Energiespektrum der Kaskadenstrahlung und deren unbekannte und möglicherweise ausgedehnte Ankunftsrichtungsverteilung erfordern ein genaues Verständnis des Ansprechverhaltens und der Winkelakzeptanz der Kamera. Da alle bisher nachgewiesenen TeV-Quellen punktförmig sind und ein weiches Energiespektrum aufweisen als die Kaskadenstrahlung, lässt sich die Suchmethode und deren Sensitivität nur anhand von Luftschauersimulationen optimieren und kalibrieren. Die hierzu erforderliche Luftschauer- und Detektorsimulation ist detailliert mit den experimentell gewonnenen Daten abgeglichen worden (Abschnitt 5). Zwischen beobachteten Daten und simulierten Ereignissen wurde weitreichende Übereinstimmung gefunden, so dass sich die mit Simulationen entwickelten Methoden auf die beobachteten Daten übertragen lassen.

7.1 Optimierung der Ereignisauswahl

Mit verschiedenen Methoden wurde versucht, die γ -Hadron-Separation zu verbessern. Es ist aus den im Kapitel 5.3 diskutierten Gründen nicht gelungen, eine überzeugende Verbesserung zu erzielen. Durch geeignete Auswahl von Ereignissen mit sehr guter Winkelauflösung lässt sich die Sensitivität jedoch gegenüber der gleichwertigen Behandlung verschiedener Ereignisklassen für die Suche nach Punktquellen steigern. Für die hier unternommene Suche sowohl nach punktförmigen als auch nach ausgedehnten Quellen ist eine differenzierte Betrachtung der Ereignisauswahl notwendig und hilfreich: Für die Suche nach punktförmigen Quellen ist die erreichbare Winkelauflösung von zentraler Bedeutung, wohingegen bei ausgedehnten Quellregionen die γ -Hadron-Separation durch Schnitte auf die Bildform eine größere Rolle spielt. Durch eine auf die jeweilige Suche optimierte Auswahl der nach Teleskopzahl unterschiedenen Ereignisklassen kann die Sensitivität auch ohne Änderung des grundlegenden Verfahrens zur γ -Hadron-Separation verbessert werden.

Eine optimierte Methode soll die Signifikanz S eines Signals maximieren:

$$S = \frac{N_S}{\sqrt{N_U}} = \frac{N_S}{\sqrt{\alpha \hat{N}_U}} \quad (7.1)$$

$$= \epsilon_\gamma \Phi_\gamma \sqrt{\frac{A_{eff} \cdot \Delta t}{\epsilon_h \Phi_U \Delta \Omega}}$$

$$N_U := \alpha \hat{N}_U \quad (7.2)$$

N_S, \hat{N}_U : Zahl der Ereignisse in der Signal- und Untergrundregion

α : Verhältnis der Raumwinkel von Signal- und Untergrundregion

$\epsilon_\gamma, \epsilon_h$: Nachweiseffizienz für Photonen und hadroninduzierte Ereignisse

Δt : Beobachtungszeit

Φ_γ : Fluss (pro Zeit und Fläche) der Photonen

Φ_U : Fluss (pro Zeit, Fläche und Raumwinkel)
der Untergrundereignisse

$\Delta \Omega$: Raumwinkel

A_{eff} : effektive Nachweisfläche

Eine genauere Betrachtung der experimentellen Situation ergibt, dass für den hier betrachteten Fall eines zu erwartenden kleinen Signalüberschusses bei gleichzeitig hohen Untergrundereigniszahlen eine Optimierung von S nach Gleichung 7.1 sinnvoll ist – das entspricht dem Fall $z = N_s/N_U \rightarrow 0, \alpha \rightarrow 0$ in Prahl (1999). Für die Suche nach Punktquellen mit einem entsprechend kleinen Suchfenster gilt diese Bedingung jedoch nicht für jeden hier betrachteten Fall. Insbesondere reduziert sich die Zahl der Ereignisse nach der Selektion auf große mittlere Bildamplituden die Zahl der Ereignisse in den Suchfenstern deutlich. Dasselbe gilt für die Suchfenster nahe am Rand des Gesichtsfelds, die aufgrund der dort steil abfallenden Akzeptanz ebenfalls nur eine kleine Zahl an Ereignissen enthalten. Die zu optimierende Größe S ist jedoch vereinfachend beibehalten worden, so dass für die Suche nach Punktquellen teilweise nur eine sub-

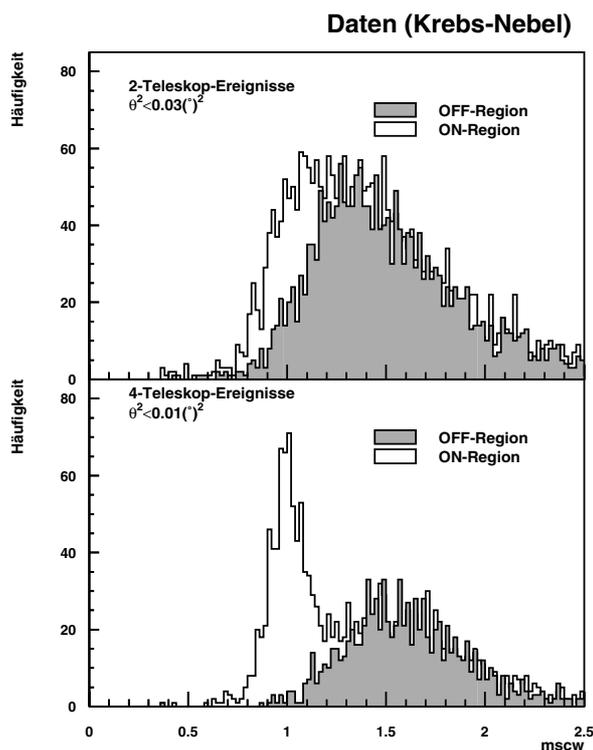


Abbildung 7.1: Die Verteilung des $mscw$ -Parameters für 2- und 4-Teleskopereignisse aus Daten des Krebs-Nebels illustriert den deutlichen Unterschied für das Verhältnis von Signal- (N_S) zu Untergrundereignissen (N_U) nach Anwendung des jeweils optimalen Schnitts auf die Ankunftsrichtung.

optimale Sensitivität erreicht wird¹. Für die Suche nach ausgedehnten Quellregionen ist jedoch die Optimierung von S nach Gleichung 7.1 sinnvoll.

In Kapitel 5.2 sind die Winkelauflösung (vgl. Tabelle 5.4 sowie Abbildung 5.11) und auch die γ -Hadron-Separation für unterschiedliche Teleskopzahlen betrachtet worden. Dabei zeigt sich, dass sich sowohl die Winkelauflösung als auch die Separation photon- und hadroninduzierter Luftschauer verbessert, wenn mehr als zwei Bilder für die stereoskopische Rekonstruktion zur Verfügung stehen. Dieser Umstand rechtfertigt eine genauere Betrachtung der verschiedenen Ereignisklassen und ihres Beitrags zur Optimierung von S .

Für den Nachweis von Punktquellen ergibt sich aus der Winkelauflösung unmittelbar eine optimale Suchfenstergröße. Mithilfe eines geeigneten Schnitts auf die mittlere skalierte Bildbreite ($mscw$) lässt sich die Signifikanz weiter um den Qualitätsfaktor (Q-Faktor) $Q := \epsilon_\gamma / \sqrt{\epsilon_h}$ steigern. In Abbildung 7.1 sind die Verteilungen des $mscw$ -Parameters aus beobachteten Daten nach Anwendung des optimierten Winkelschnitts für 2- und 4-Teleskopereignisse vergleichend dargestellt. Es ist offensichtlich, dass die Trennung der photon- und der hadroninduzierten Ereignisse besser für die Ereignisse gelingt, bei denen in der Rekonstruktion 4 Teleskopbilder zur Verfügung standen. Daraus ergibt sich unmittelbar die Frage, ob es sinnvoll ist, alle Ereignisse zu berücksichtigen, oder ob die Sensitivität sich durch eine Auswahl der Ereignisse verbessern lässt.

Hierzu möchte ich in Anlehnung an die Diskussion in Prahl (1999) zwischen dem relativen Q_{rel} und dem absoluten Qualitätsfaktor Q unterscheiden, bei dem zusätz-

¹Bei kleinen Ereigniszahlen verändert sich ebenfalls die Größe des optimalen Suchfensters.

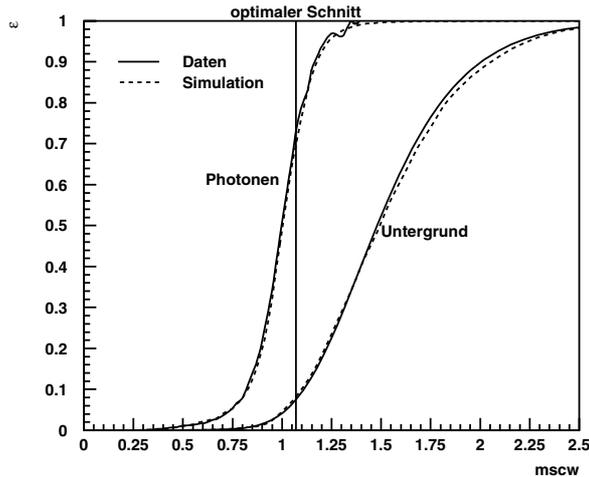


Abbildung 7.2: Die Schnitteinfluenzen für photon- und hadroninduzierte Luftschauer (ϵ_γ und ϵ_h) im Vergleich von Daten und Simulation (ohne Unterscheidung der Teleskopmultiplizitäten). Die Übereinstimmung ist hervorragend, lediglich in den Ausläufern der Verteilung für den Untergrund sind Unterschiede von 3-4 Prozentpunkten zu bemerken, die jedoch die Schnitteinfluenz für $mscw < 1.07$ nicht beeinträchtigen. Die Schwankungen in ϵ_γ (Daten) sind auf die Untergrundsubtraktion zurückzuführen.

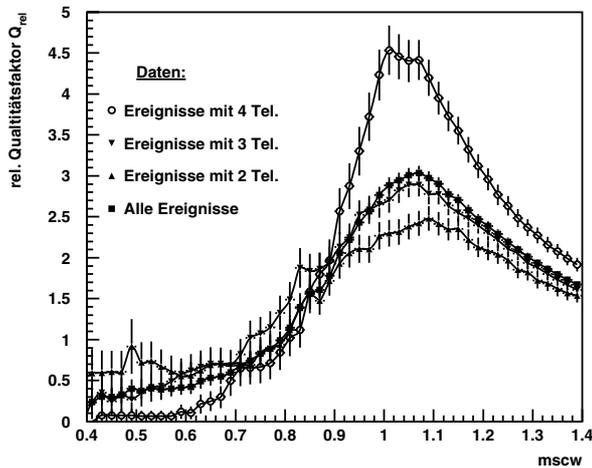


Abbildung 7.3: Relativer Qualitätsfaktor für unterschiedliche Ereignisklassen als Funktion der $mscw$: Die Ereignisse mit 4 verwendeten Bildern zeigen den größten Qualitätsfaktor.

lich zu der jeweiligen Schnitteinfluenz ($\epsilon_\gamma, \epsilon_h$) auch die Effizienz für die Ereignis-selektion berücksichtigt wird (in diesem Fall der relative Anteil von 2-, 3- und 4-Teleskopereignissen).

Die Schnitteinfluenzen ϵ_γ und ϵ_h geben den relativen Anteil der Ereignisse an, die nach Anwendung eines Schnitts auf den $mscw$ -Parameter zurückbehalten werden. Die Effizienzen ϵ_γ und ϵ_h sind für alle Ereignisse ohne Unterscheidung der Teleskopmultiplizität exemplarisch in Abbildung 7.2 für Daten und Simulation eingetragen. Der optimale Schnitt auf den $mscw$ -Parameter maximiert den Q -Faktor bei $mscw = 1.07$. Der relative Qualitätsfaktor für nach Teleskopmultiplizität selektierten Ereignissen ist in Abbildung 7.3 zu sehen: 4-Teleskopereignisse zeigen den größten Q -Faktor im Vergleich aller Teleskopmultiplizitäten.

Der absolute Q -Faktor berücksichtigt neben den Schnitteinfluenzen ($\epsilon_\gamma, \epsilon_h$) auch die Selektionseffizienz für unterschiedliche Teleskopmultiplizität: In Abbildung 7.4 wird deutlich, dass die Auswahl von 4-Teleskop-Ereignissen in der Rekonstruktion einen

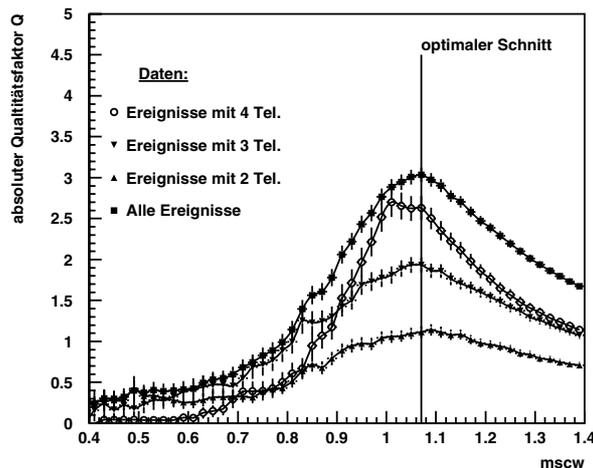


Abbildung 7.4: Absoluter Qualitätsfaktor für unterschiedliche Ereignisklassen als Funktion der $mscw$: Den größten Q -Faktor erhält man ohne weitere Anforderungen an die Zahl der verwendeten Teleskopbilder bei einem Schnitt $mscw < 1.07$.

absoluten Q -Faktor ergibt, der 20 % kleiner ist als für die Gesamtheit der Ereignisse. Da jedoch die Winkelauflösung für 4-Teleskopereignisse mehr als 28 % besser ist als für die Gesamtheit der Ereignisse, ergibt für Punktquellensuchen ein eingeschränkter Datensatz aus 4-Teleskopereignissen ein größeres S .

Ist jedoch die Quellregion größer als die Winkelauflösung, lässt sich S optimieren, indem alle Ereignisse in der Analyse verwendet werden (Abbildung 7.4).

In conclusio: Für den Nachweis von Punktquellen lässt sich die Sensitivität steigern, indem 2- und 3-Teleskopereignisse ausgeschlossen werden. Für die Suche nach ausgedehnten Regionen jedoch ist es angebracht, alle Ereignisse zu berücksichtigen, um den optimalen Q -Faktor zu erreichen. Der Qualitätsfaktor lässt sich für alle nach Teleskopmultiplizitäten unterschiedenen Ereignisse mit einem Schnitt auf die mittlere skalierte Bildbreite $mscw$ optimieren:

$$mscw < 1.07 \quad (7.3)$$

7.2 Suche nach Punktquellen

7.2.1 Suchgitter

Um das Gesichtsfeld nach unbekanntem Punktquellen zu durchsuchen, bietet sich eine Unterteilung der betrachteten Himmelsregion in ein Raster von Suchfenstern an. Die Wahl der geeigneten Größe, Form und Position der Suchfenster orientiert sich an der Winkelauflösung, der Ausdehnung der Quellregion und einem vertretbaren Rechenaufwand. Bei der Suche nach Punktquellen ist die Winkelauflösung maßgeblich für die Wahl der Suchfenstergröße. Die optimale Seitenlänge eines quadratischen Suchfensters bei ausreichend großen Ereigniszahlen ist $d = 2 \cdot \sigma = 0.18^\circ$ ($\sigma = 0.09$ ist die Winkelauflösung für 4-Teleskopereignisse) (Alexandreas et al. 1993). Um den Rechenaufwand gering zu halten, sind quadratische und entlang der Rektaszension und Deklination ausgerichtete Suchfenster verwendet worden. Ein zweites Suchraster, das entlang der Diagonalen zum ersten Suchraster verschoben liegt, verbessert durch die teilweise

Überlappung die Sensitivität für Quellpositionen, die möglicherweise am Rand eines Suchfensters liegen.

7.2.2 Untergrundbestimmung

Die Winkelakzeptanz der Kamera ist nicht über das gesamte Gesichtsfeld homogen. Wie bereits in Kapitel 5.2 anhand der *super-wobble*-Daten und simulierter Ereignisse gezeigt, fällt die Nachweisrate für Luftschauer zum Kamerarand hin ab. Dieser durch die endliche Ausdehnung der Kamera hervorgerufene Effekt ist radialsymmetrisch zur Kameramitte. Zusätzlich fällt die Rate aber auch durch die unterschiedlichen Zenitwinkel über das Gesichtsfeld ab. Bei kleinen Zenitwinkeln ($\vartheta < 30^\circ$) ist dieser Effekt jedoch gering und kann vernachlässigt werden. Erst bei langen Beobachtungszeiten dominiert der systematische Abfall über das Gesichtsfeld über den statistischen Schwankungen der Ereigniszahlen und muss berücksichtigt werden (Pühlhofer 2000).

Die Untergrunderwartung kann aus verschiedenen Kontrollregionen abgeschätzt werden:

1. Separate Kontrollregionen (*Off*-Runs),
2. drei symmetrisch zum Kamerazentrum gelegene Suchfenster und
3. zum Kamerazentrum konzentrische Ringe.

Für die hier analysierten Daten liegen separate *Off*-Daten vor. Dennoch ist es wünschenswert, die zeitaufwendige Beobachtung einer Kontrollregion bei Suchen nach unbekanntem Quellpositionen im Gesichtsfeld in Zukunft zu vermeiden. Die Bestimmung des Untergrunds mithilfe der zeitgleich und aus dem selben Gesichtsfeld aufgezeichneten Ereignisse bietet zusätzlich den Vorteil, dass die Beobachtungsbedingungen (Nachthimmelsleuchten) identisch sind. Das zweite Verfahren (Aharonian et al. 2000d) erzielt nicht die erreichbare Genauigkeit für die Untergrundabschätzung, die mit dem dritten Verfahren auf einfache Weise realisiert werden kann und für die vorliegende Analyse eingesetzt wird. Hierbei wird die Radialsymmetrie der Akzeptanz über das Gesichtsfeld der Kamera (Kamerakoordinatensystem: θ_x, θ_y) ausgenutzt:

$$\frac{dN}{d\Omega}(\theta_x, \theta_y) = \frac{dN}{d\Omega}(\theta_r = \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2}) \quad (7.4)$$

Das Gesichtsfeld der Kamera wird in konzentrische Kreisringe mit dem Kamerazentrum als Mittelpunkt unterteilt. Der Abstand der Ringradien $\theta_{r,i}$ wird so gewählt, dass der Raumwinkel aller Ringe identisch ist. Der Raumwinkel der einzelnen Ringe ist etwa neun Mal größer als der Raumwinkel der einzelnen quadratischen Suchfenster. Dies erlaubt eine genauere Abschätzung des Untergrunds und verbessert die Sensitivität (siehe auch Gleichung 7.1) gegenüber dem ersten und zweiten oben erwähnten Verfahren, bei dem nur derselbe bzw. dreifache Raumwinkel zur Abschätzung des Untergrunds benutzt wird.

Die Ringe sind zusätzlich in Segmente unterteilt, so dass das Suchfenster mit der potenziellen Quelle aus der Untergrundbestimmung ausgeschlossen werden kann: Für die Bestimmung des Untergrunds in dem Suchfenster, das zentriert auf die Koordinaten $\theta_{x,i}, \theta_{y,i}$ ist, werden zunächst die beiden benachbarten Ringe ausgewählt und

dann die Summe über alle Ereignisse in den Segmenten außerhalb des Suchfensters gebildet. Zuletzt wird der Wert der Untergrunderwartung zwischen den beiden Ringen dem Radialabstand des Suchfensters entsprechend interpoliert. Das quadratische Suchfenster und die konzentrisch angeordneten Ringsegmente sind in Abbildung 7.5 zusammen dargestellt. Für die inneren Suchfenster schlägt dieses Verfahren bei Anwesenheit starker Quellen fehl und führt zur Überschätzung des Untergrunds. Hierdurch ist es denkbar, dass eine schwächere Quelle in unmittelbarer Nachbarschaft übersehen bzw. der Fluss unterschätzt werden könnte.

7.2.3 Überprüfung der Untergrundbestimmung

Das Verfahren zur Untergrundbestimmung lässt sich anhand des *Off*-Datensatzes, in dem keine Quellen erwartet werden, überprüfen. Hierzu werden die Ereignisse nach Anwendung der optimierten Selektionsbedingung 7.3 in die beiden Suchraster und die Ringsegmente eingefüllt und für jedes Suchfenster $(\theta_{x,i}, \theta_{y,i})$ $N_{S,i}$, $N_{U,i}$ und $\hat{N}_{U,i} = \alpha \cdot N_{U,i}$ berechnet. Die Signifikanz der Abweichungen von $N_{S,i}$ zu der Untergrunderwartung $\hat{N}_{U,i}$ wird nach Li und Ma (1983) berechnet und in eine zweidimensionale Signifikanzkarte eingefüllt (siehe Abbildung 7.6). Es sind keine systematischen Abweichungen über das Gesichtsfeld hinweg zu erkennen.

Die Verteilung der Signifikanzen sollte bei Abwesenheit von γ -Quellen (der Nullhypothese) einer Gaußverteilung mit Mittelwert 0 und Breite 1 entsprechen. In Abbildung 7.7 ist die Verteilung der für die 361 Suchfenster bestimmten Signifikanzen gemeinsam mit einer χ^2 -minimierten Anpassung einer Gaußfunktion dargestellt. Die Anpassung liefert einen Mittelwert von 0.04 ± 0.05 (-0.01 ± 0.05) und eine Breite von 1.01 ± 0.05 (0.97 ± 0.04) bei einem reduzierten $\chi^2 = 0.95(0.89)$ (die Werte in den Klammern beziehen sich auf das Resultat aus der Suche im verschobenen Gitter). Der Fisher-Test (Fisher 1958) geht über die einfache Kombination der gefundenen m Signifikanzen hinaus und verwendet als Maß für die Abweichungen von der Erwartung:

$$F := -2 \cdot \sum_{i=1}^m \log(P_{Z,i}). \quad (7.5)$$

P_Z : Zufallswahrscheinlichkeit

Wenn die Nullhypothese gültig ist, sollte F einer χ^2_{2m} -Verteilung entstammen und hierfür lässt sich wiederum eine Wahrscheinlichkeit angeben, dass die gefundenen Signifikanzen der Nullhypothese entsprechen. Der Fisher-Test ist im Gegensatz zu der einfachen linearen Überlagerung der Signifikanzen empfindlich auf das Vorkommen einer zahlenmäßig kleinen Klasse an Signifikanzen, die deutlich von der Nullhypothese abweichen. Das jeweilige Ergebnis des Fisher-Tests auf die gefundenen Signifikanzen ist in der Abbildung 7.7 eingetragen und zeigt ebenfalls keine deutlichen Abweichungen von der Erwartung (-0.8σ und 0.3σ).

Die Nullhypothese lässt sich also gut mit der Verteilung der Signifikanzen bestätigen, die sich bei einer Suche nach Punktquellen in der *Off*-Region ergibt: Die Abschätzung des Untergrunds aus den innerhalb des Gesichtsfelds aufgezeichneten Ereignissen ergibt bei Abwesenheit von Quellen das gewünschte Ergebnis. Um jedoch auch zu gewährleisten, dass eine γ -Quelle mit der Rastersuche gefunden werden kann

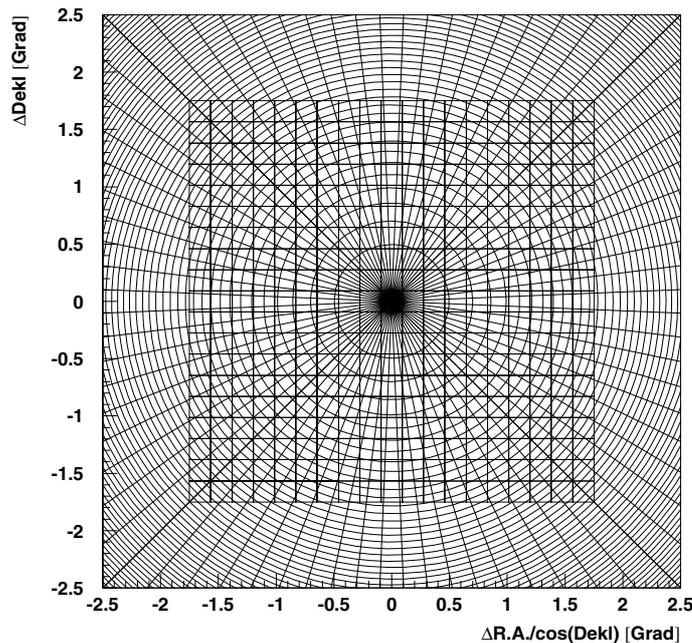


Abbildung 7.5: Das quadratische Suchgitter überdeckt einen Raumwinkel von $3.4^\circ \times 3.4^\circ$. Dem Raster unterlegt sind die Ringe gleichen Raumwinkels, die zur Abschätzung der Untergrunderwartung verwendet werden. Die Ringe sind zusätzlich in 80 Segmente unterteilt, die es ermöglichen, Bereiche, die von dem Suchfenster überdeckt werden, aus der Untergrundabschätzung auszuschließen. Für die Suchfenster in den inneren Feldern schlägt das Verfahren bei Anwesenheit von starken Quellen fehl und führt zur Überschätzung des Untergrunds.

und die Zahl der gefundenen Überschussereignisse mit denen aus einer Suche an einer bekannter Quellposition vergleichbar ist, wurde die Rastersuche auf Daten aus der Richtung des Krebs-Nebels angewendet. Aufgrund der nicht immer optimal innerhalb der Suchfenster angeordneten Quellposition ist die Zahl der Überschussereignisse um bis zu 15 % geringer als bei der Suche an der bekannten Position des Krebs-Nebels. Als Beispiel hierfür ist in Abbildung 7.8 die Zahl der Überschussereignisse in den einzelnen Suchfenstern aus der Beobachtung des Krebs-Nebels (8.6 Stunden) in Himmelskoordinaten eingezeichnet. Das Suchfenster ist um $0.02^\circ = 0.44 \cdot \sigma_{63\%}$ gegenüber der Quellposition verschoben. Die registrierte Ereignisrate weicht um 7 % von der Rate ab, die in einem auf die Quellposition zentrierten Suchfenster gemessen wird und ist konsistent mit der Erwartung.

7.3 Punktquellensuche in der FE-320-Region

Nachdem das neuartige Untergrundverfahren für die Suche nach Punktquellen anhand der Daten aus der *Off*-Region überprüft worden ist, soll die Methode auch auf die *On*-Region des FE-320-Bereichs angewendet werden. In den Abbildungen 7.9 und 7.10

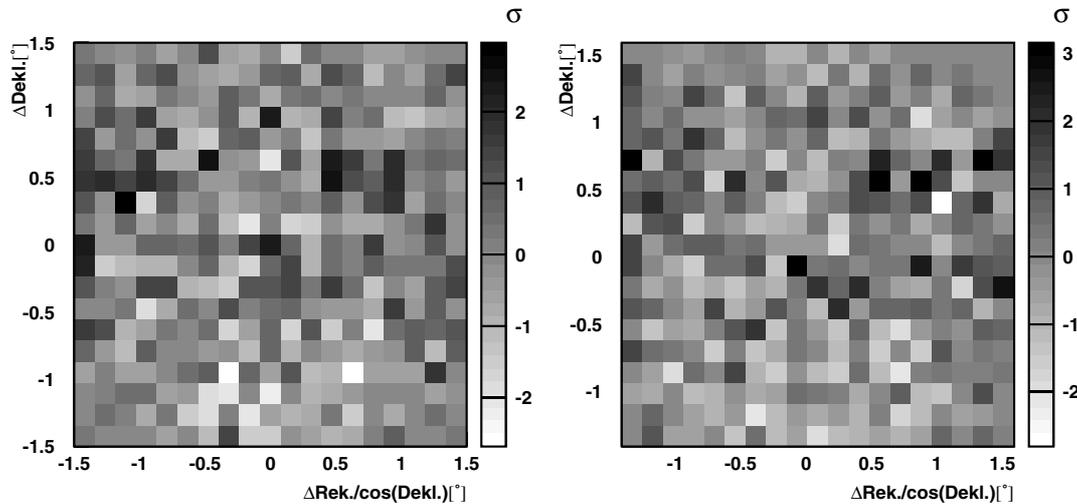


Abbildung 7.6: Dargestellt sind die Signifikanzen für die Abweichung der Ereigniszahlen von der Untergrunderwartung als Graustufen in einem Suchgitter zentriert auf die Kameramitte (links) und entlang der Diagonalen verschoben (rechts). Es sind keine systematischen Effekte zu bemerken, wie sie bei einer ungenügenden Untergrundabschätzung zu erwarten wären. Die Suche nach Punktquellen in der *Off*-Region dient der Überprüfung der angewendeten Methode zur Abschätzung des Untergrunds.

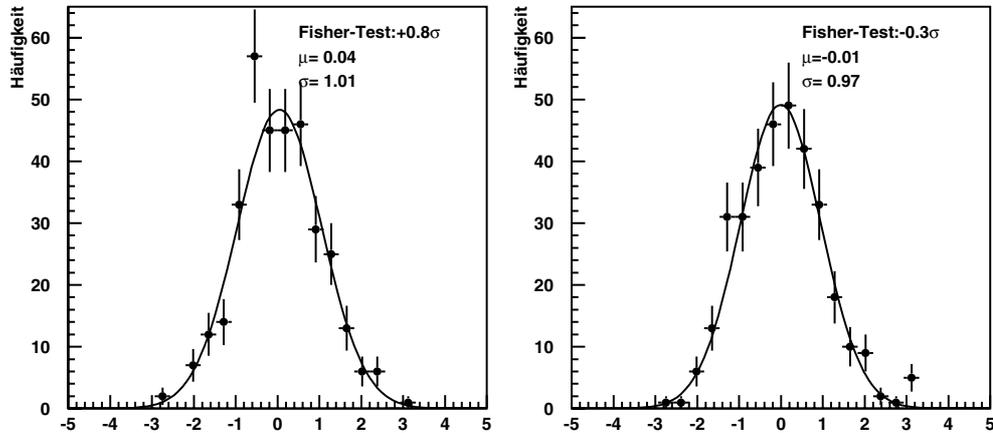


Abbildung 7.7: Die Signifikanzen für die Rastersuchen - zentriert auf das Kamerazentrum (links) und entlang der Diagonalen verschoben (rechts) - im *Off*-Datensatz der FE-320-Region: Es sind keine signifikanten Abweichungen von der zu erwartenden Normalverteilung mit Mittelwert 0 und Breite 1 zu beobachten. Der Fisher-Test liefert ebenfalls keine Hinweise für Abweichungen von der Erwartung.

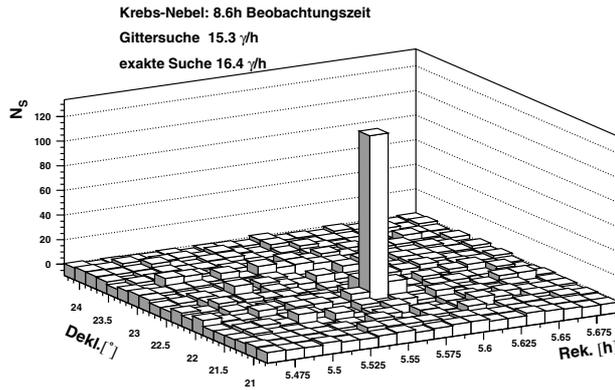


Abbildung 7.8: Der Krebs-Nebel erzeugt innerhalb von 8.6 Stunden ein deutliches Signal in dem Suchgitter mit dem minimalen Versatz von 0.02° zu der Position des Krebs-Nebels. Die Zahl der Überschussereignisse in diesem Suchfenster ist 7% niedriger als die in einem auf die Quellposition zentrierten Suchfenster.

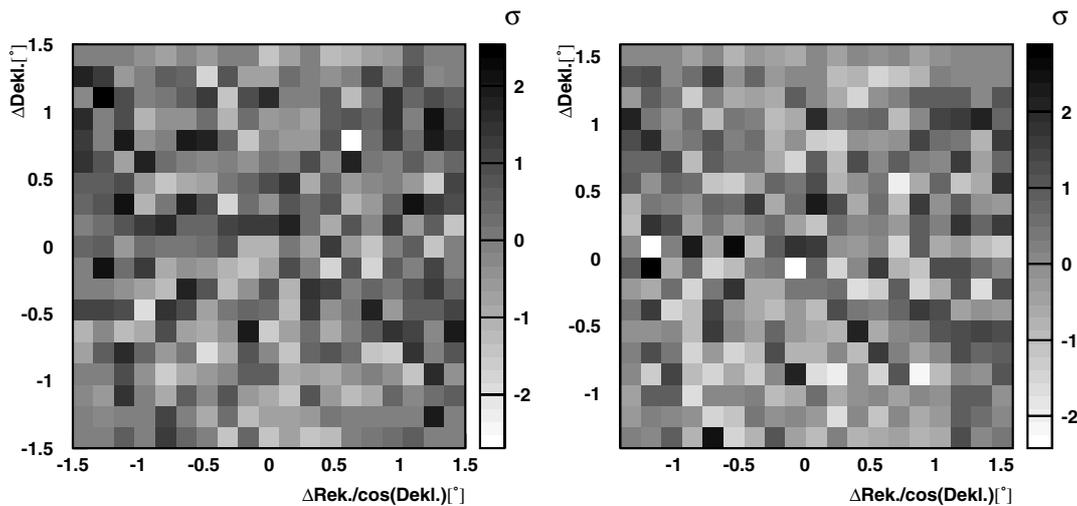


Abbildung 7.9: Die zweidimensionalen Signifikanzkarten - zentriert auf die Kameramitte (links) und entlang der Diagonalen verschoben (rechts) - für die Punktquellensuche in der *On*-Region der FE-320-Beobachtung zeigen keine deutlichen Abweichungen von der Untergrunderwartung.

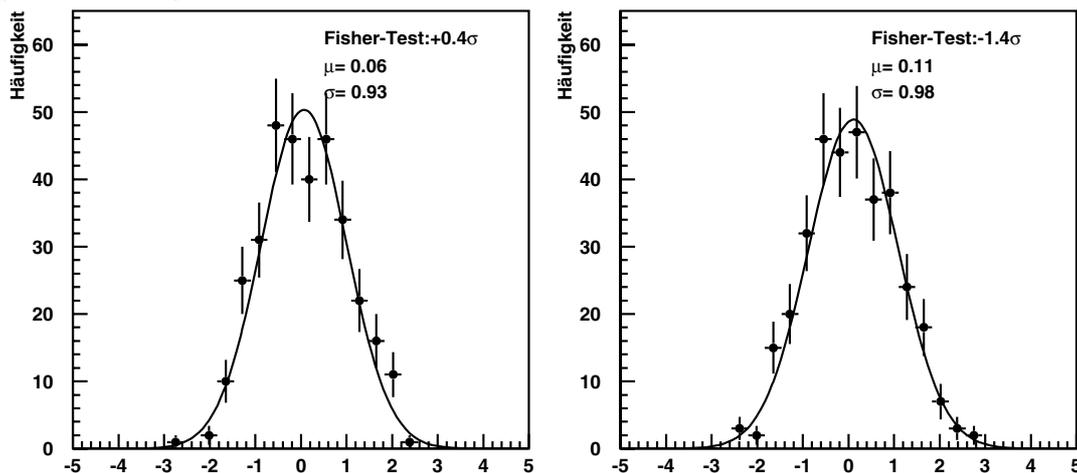


Abbildung 7.10: Die Signifikanzen für die Rastersuchen im *On*-Datensatz der FE-320-Beobachtung: Die eindimensionale Verteilung ist wiederum verträglich mit der Nullhypothese, dass keine TeV-Quellen anwesend sind.

sind die zweidimensionalen Signifikanzkarten und die entsprechenden Verteilungen der Signifikanzen für die beiden zueinander verschobenen Gitter aufgetragen. Ähnlich wie bei der Suche in der *Off*-Region ist das Resultat verträglich mit der Nullhypothese, dass keine Quellen anwesend sind. Aus der Nichtbeobachtung lässt sich eine Grenze für den γ -Fluss ableiten. Hier soll insbesondere berücksichtigt werden, dass das vermutete Quellspektrum härter als das des Krebs-Nebels ist.

7.3.1 Obere Flussgrenzen für TeV-Photonen aus der FE-320-Region

Die Bestimmung der oberen Flussgrenzen basiert auf dem in Helene (1983) beschriebenen Verfahren, bei dem aus der Zahl der gemessenen Überschussereignisse unter Berücksichtigung der Statistik der Untergrundereignisse eine obere Grenze mit einer gegebenen Konfidenz (hier durchgängig 90 %) $N_S^{90\%}$ berechnet wird. Die für ein bestimmten Photonfluss erwartete Ereignisrate für das härtere Energiespektrum der Kaskadenstrahlung (siehe Abschnitt 2) muss aus simulierten Daten bestimmt werden. Um zu gewährleisten, dass die apparativen Effekte berücksichtigt werden, ist vorweg ein Abgleich der Simulation mit den Daten des Krebs-Nebels notwendig. Über den bereits in Kapitel 5.2 beschriebenen Vergleich der Daten mit Simulationsrechnungen hinaus soll an dieser Stelle zusätzlich die Energieschwelle² durch einen Schnitt auf die über alle Kameras gemittelte Bildamplitude $\langle A \rangle$ angehoben werden und die sich ergebende integrale Zählrate zwischen beobachteten und simulierten Daten verglichen werden. Das Anheben der Energieschwelle hat dabei zum Ziel, das Signal- zu Untergrundverhältnis für ein hartes Quellspektrum zu verbessern: Da das Energiespektrum der kosmischen Strahlung mit zunehmender Energie deutlich steiler abfällt als das Energiespektrum der Kaskadenstrahlung, lässt sich das Verhältnis N_S/N_U durch die Anhebung der Energieschwelle verbessern. Hierzu wird eine minimale mittlere Amplitude $\langle A \rangle$ aller an der Rekonstruktion beteiligten Teleskope gefordert. Die resultierende differenzielle Zählrate der Ereignisse (dargestellt in Abbildung 7.11) zeigt das erwartete Verhalten: Die Position des Maximums, die als Energieschwelle interpretiert wird, verschiebt sich zu höheren Energien (siehe auch Tabelle 7.1).

Der Vergleich der in den Daten aus der Richtung des Krebs-Nebels und aus simulierten Energiespektren rekonstruierten integralen Ereigniszahlen oberhalb der mithilfe verschiedener Schnitte auf die mittlere Bildamplitude gewählten Energieschwelle zeigt eine gute Übereinstimmung für einen spektralen Index $\alpha = 2.6$ (siehe Abbildung 7.13). Die Tatsache, dass die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation für einen spektralen Index $\alpha = 2.8$ besser ist als für den tatsächlichen spektralen Index des Energiespektrums vom Krebs-Nebel ($\alpha = 2.6$), lässt sich bereits durch geringfügige Veränderungen des Detektorverhaltens bei höheren Bildamplituden erklären. Die vorhergesagte Rate überschätzt die gemessene, so dass in diesem Fall die abgeleiteten Obergrenzen systematisch niedriger liegen würden. Um diesen systematischen Unterschied auszugleichen, werden die aus der Simulation bestimmten Ereignisraten um einen entsprechenden Faktor nach unten korrigiert. Die aus der Simulation abgeleitete Rate für ein deutlich härteres Energiespektrum kann unter diesem Vorbehalt verwendet werden, um obere Flussgrenzen für ein deutlich härteres Quellspektrum für

²Die Energieschwelle ist definiert als die Position des Maximums der differenziellen Zählrate.

Bildamplitude	Energieschwellen	
	4 Tel.	2-4 Tel.
$\langle A \rangle > 40$ p.e.	1.5 TeV	1.0 TeV
$\langle A \rangle > 100$ p.e.	2.5 TeV	2.2 TeV
$\langle A \rangle > 200$ p.e.	4.0 TeV	4.0 TeV
$\langle A \rangle > 400$ p.e.	7.0 TeV	7.0 TeV
$\langle A \rangle > 800$ p.e.	14.0 TeV	14.0 TeV
$\langle A \rangle > 1600$ p.e.	28.0 TeV	28.0 TeV

Tabelle 7.1: Aus simulierten Photonschauern bei einem Zenitwinkel von 30° ergeben sich die hier aufgeführten Energieschwellen in Abhängigkeit von der geforderten mittleren Bildamplitude. Die Energieschwelle für 4-Teleskopereignisse ist bei kleinen Bildamplituden etwas höher als die für alle Ereignisse – hier ist der Anteil von 2- und 3-Teleskopereignissen noch relevant. Bei höheren Energien dominieren jedoch die 4-Teleskopereignisse und die Schwellenergien sind identisch.

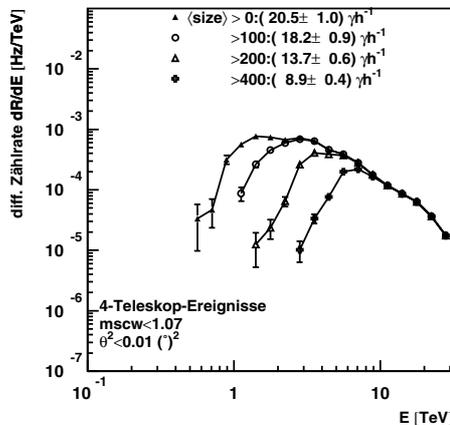


Abbildung 7.11: Anhand simulierter Photonschauer lässt sich die Energieschwelle unter verschiedenen Schnittbedingungen auf die mittlere Amplitude $\langle A \rangle$ bestimmen. Hier ist ein differenzielles primäres Energiespektrum mit einem spektralen Index $\alpha = 1.5$ angenommen worden.

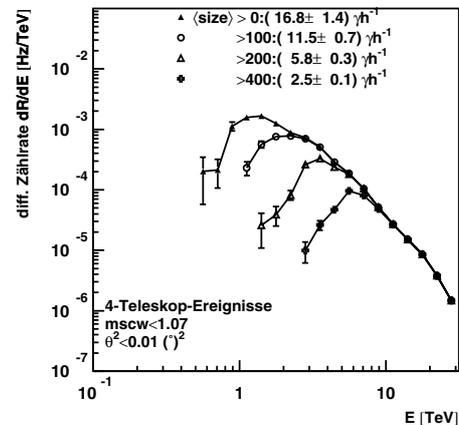


Abbildung 7.12: Die differenzielle Zählrate aus simulierten, photoninduzierten Luftschauern: Hier ist der spektrale Index für das differenzielle Energiespektrum $\alpha = 2.6$, der integrale Fluss oberhalb von 1 TeV ist identisch mit dem aus der Abbildung 7.11.

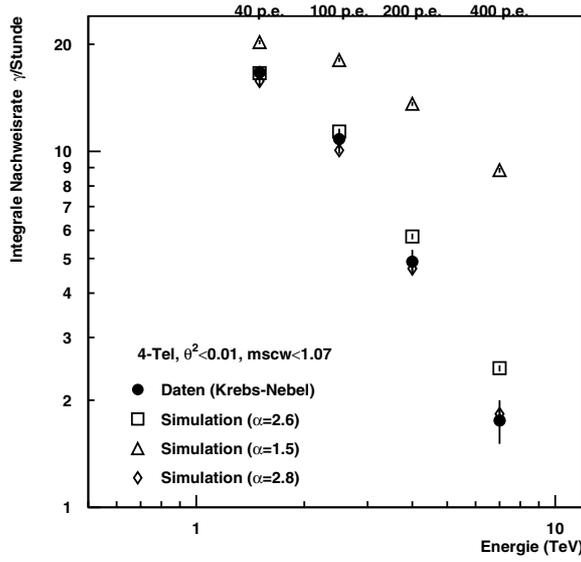


Abbildung 7.13: Die Ereigniszahlen für den Krebs-Nebel und aus simulierten Spektren nach Anwendung verschiedener Schnitte auf die mittlere Bildamplitude im Vergleich: Die integralen Raten sind für beobachtete Daten und Simulation in guter Übereinstimmung miteinander, wenn der spektrale Index in der Simulation etwas steiler als der des Krebs-Nebels gewählt wird. Ebenfalls eingetragen ist die Erwartung für ein deutlich härteres Energiespektrum mit einem spektralen Index von 1.5. Der in der Simulation gewählte integrale Fluss oberhalb von 1 TeV ist für beide Spektren identisch: $\Phi(E > 1 \text{ TeV}) = 1.7 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

verschiedene Schwellenenergien abzuleiten (siehe Gleichung 7.6).

$$\Phi_{OG}(E > E_0^i) = \Phi_{sim}(E > E_0^i) \cdot \frac{N_s^{90\%}}{N_{sim}} \cdot \frac{t_{sim}}{t_s} \quad (7.6)$$

$N_s^{90\%}(N_S, N_U, \alpha)$: obere Konfidenzgrenze der Quellbinereigniszahl

$N_{sim}(\alpha, \Phi_{sim})$: Zahl der Signalereignisse aus simulierten Ereignissen

t_{sim}, t_s : jeweilige Beobachtungszeit

E_0^i : Schwellenenergie nach Schnitt auf

$\langle A \rangle > A_i = \{40, 100, 200, 400\} \text{ p.e.}$

Insgesamt ergeben sich für 722 ($19 \times 19 \times 2$) Suchfenster jeweils vier obere Flussgrenzen mit verschiedenen Schwellen ($\langle A \rangle = 40, 100, 200, 400 \text{ p.e.}$). Die Flussgrenzen werden deutlich größer, sobald das Suchfenster um mehr als 1.5 Grad von der Kameramitte entfernt liegt. In Abbildung 7.14 sind für $E > 1.5 \text{ TeV}$ und $E > 7 \text{ TeV}$ die mittleren Flussgrenzen in Abhängigkeit vom Neigungswinkel zur Kameramitte eingezeichnet. Die Fehlerbalken reichen bis zu den maximalen bzw. minimalen oberen Flussgrenzen in dem betreffenden Inklinationsintervall. Die mittleren Flussgrenzen für Suchpositionen mit einem größeren Winkelabstand als 1.5° sind etwa doppelt so groß wie in der Kameramitte.

Die aus dem inneren Kamerabereich (Inklination $< 1^\circ$) ermittelten maximalen mittleren Flussgrenzen sind in Abbildung 7.15 gemeinsam mit dem Ergebnis der Szintillatordaten und einem auf diesen Fluss normierten integralen Energiespektrum, wie es für die Kaskadenstrahlung erwartet wird, dargestellt. Zum Vergleich ist ein integrales Energiespektrum analog zu dem, wie es vom Krebs-Nebel beobachtet wird, eingezeichnet. Die Obergrenzen sind deutlich unter den zurückextrapolierten, erwarteten Photonfluss. Es sei aber darauf hingewiesen, dass der in den Szintillatordaten

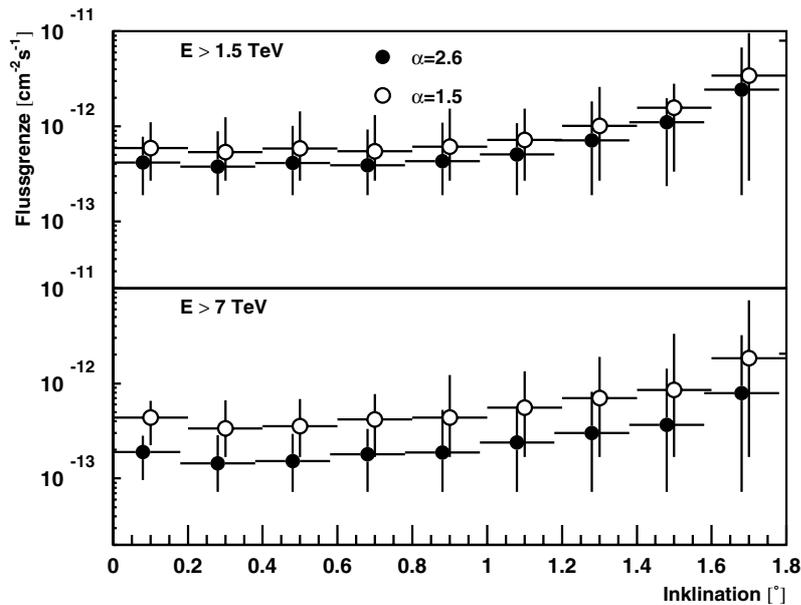


Abbildung 7.14: Für zwei unterschiedliche Schwellenenergien sind die Flussgrenzen aus der Suche nach Punktquellen in Abhängigkeit vom Neigungswinkel zur optischen Achse eingezeichnet (Inklination). Die Flussgrenzen steigen zum Kamerarand hin deutlich an. Die Fehlerbalken reichen jeweils bis zur maximalen bzw. minimalen Flussgrenze in dem jeweiligen Inklinations-Intervall. Zum Vergleich sind die Flussgrenzen sowohl für das erwartete, harte Energiespektrum ($\alpha = 1.5$) als auch für ein weiches Energiespektrum ($\alpha = 2.6$), wie es vom Krebs-Nebel beobachtet wird, eingezeichnet. Die Punkte sind zur besseren Übersicht etwas gegeneinander verschoben worden.

bestimmte Fluss mit einem kreisförmigen Suchfenster gefunden worden ist, dessen Durchmesser 5.5° beträgt. Bei der für Punktquellen optimierten Suche in derselben Himmelsregion ist ein Suchfenster mit 2° Durchmesser verwendet worden. Um die Größen der verwendeten Suchfenster für die Szintillatordaten und der Rastersuche im Gesichtsfeld der Teleskope in Relation zu setzen, ist in Abbildung 7.16 die Signifikanzkarte für die Suche nach Punktquellen mit dem Szintillatorfeld gemeinsam mit der Suchregion abgebildet (Schmele 1998).

7.4 Suche nach ausgedehnten Quellen in der FE-320-Region

7.4.1 Untergrundbestimmung und Sensitivität

Im Gegensatz zu der Suche nach Punktquellen, bei der die Wahl des optimalen Suchrasters sich unmittelbar aus der Winkelauflösung ergibt, schränkt bei der Suche nach ausgedehnten Quellen die Ausdehnung der Quellregion selbst bzw. die Größe des

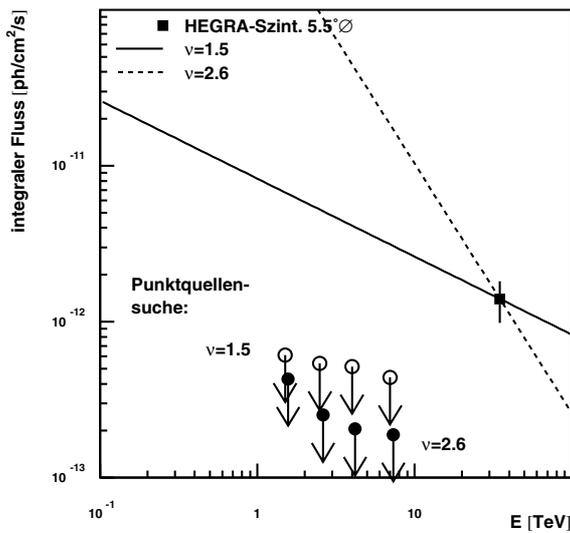


Abbildung 7.15: Um die Punktquellen-suche mit dem Ergebnis der Szintillatordatenanalyse zu vergleichen, sind die oberen Grenzen gemeinsam mit zwei möglichen Energiespektren ($\alpha = 1.5$ und $\alpha = 2.6$) eingezeichnet. Die eingetragenen Werte sind die maximal gefundenen mittleren Flussgrenzen in der inneren Region der Kamera (Inklination $< 1^\circ$).

Blickfeldes der Kamera die Wahl des Suchfensters ein. In dem hier betrachteten Fall, bei dem die Ausdehnung der Quellregion nicht *a priori* bekannt ist, wird die Größe des Suchfensters variiert. Es sind kreisförmige Suchfenster mit Durchmessern von 0.5° , 0.75° , 1° und 1.5° gewählt worden. Größere Suchfenster sind nicht sinnvoll, weil dann das Blickfeld der Kamera vergleichbar mit der Ausdehnung des Suchfensters ist. Anstatt das Suchfenster weiter zu vergrößern, wird neben der Suche an diskreten Positionen und mit beschränkten Suchfenstern eine Suche integral über das gesamte Blickfeld der Kamera durchgeführt. Hierbei wird die Differenz der Ereigniszahlen mit $m_{scw} < 1.07$ in der *On*- und *Off*-Region bestimmt und die verbleibenden Ereignisse zur Berechnung einer Flussobergrenze verwendet. Im Gegensatz zu der Suche nach Punktquellen, bei der die deutlich bessere Winkelauflösung der 4-Teleskopereignisse eine Einschränkung der Ereignisse rechtfertigt, werden bei der Suche nach ausgedehnten Quellen alle Ereignisse verwendet (siehe Abbildung 7.4).

Die diskreten Suchpositionen sind auf einem Raster mit einem Gitterabstand von 0.18° angeordnet. Hieraus ergibt sich unmittelbar, dass die Suchfenster nicht unabhängig voneinander sind, sondern sich überlappen und Ereignisse in mehreren Suchfenstern gezählt werden. Die Untergrunderwartung für das jeweilige Suchfenster kann nicht mehr mit hoher Genauigkeit aus einer wesentlich größeren Himmelsregion innerhalb des selben Gesichtsfelds bestimmt werden. Hier muss für die Abschätzung des Untergrunds auf das entsprechende Suchfenster in der *Off*-Region zurückgegriffen werden. Um die unterschiedlichen Beobachtungszeiten und eventuell voneinander abweichenden Ereignisraten der beiden Regionen zu berücksichtigen, werden die Ereigniszahlen der *Off*-Region global skaliert. Um den Skalenfaktor festzulegen, wird die Zahl der Ereignisse jeweils aus der *On*- und *Off*-Region bestimmt, für die der m_{scw} -Parameter in dem Intervall $[1.25; 1.65]$ liegt ($N_{On}^{1.25 \dots 1.65}$ und $N_{Off}^{1.25 \dots 1.65}$). Das Intervall ist möglichst dicht zu der Signalregion ($m_{scw} < 1.07$) gewählt worden ohne jedoch durch Photonereignisse eine systematisch verschobene Skalierung zu erhalten. Der relative Anteil der Photonereignisse mit $m_{scw} \in [1.25; 1.65]$ für eine Quelle mit

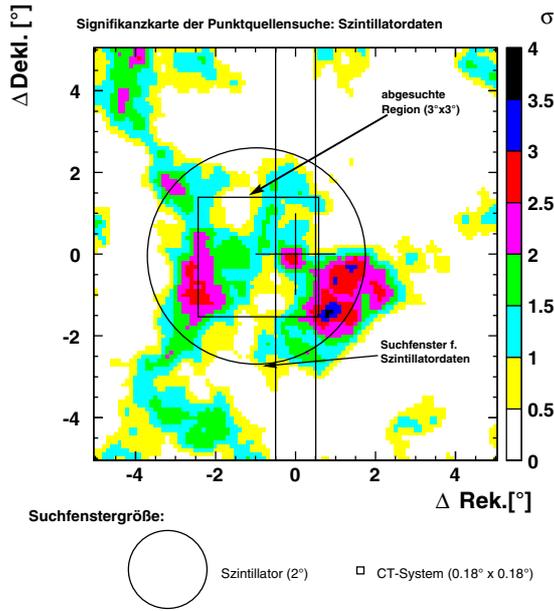


Abbildung 7.16: Abgebildet ist der Himmelsausschnitt zentriert auf die Richtung des FE-320-Ereignisses (markiert als Kreuz). Überlagert sind als Graustufen kodiert die Signifikanzen aus der Analyse der Szintillator-Felddaten (Schmele 1998). Um das Ergebnis der Punktquellensuchen in den CT-System-Daten hierzu in Relation zu setzen, ist die abgesuchte Himmelsregion eingezeichnet. Die Größe der verwendeten optimierten Suchfenster für die verschiedenen Detektoren (2° Durchmesser für die Szintillatoren, $0.18^\circ \times 0.18^\circ$ für das CT-System) unterscheiden sich erheblich. Der in Abbildung 7.15 eingetragene Fluss ist mit dem 5.5° durchmessenden Suchfenster an der eingezeichneten Position gefunden worden.

$\Phi_\gamma(E > 1 \text{ TeV}) = 10 \cdot \Phi_{Krebs}(E > 1 \text{ TeV})$ an der entsprechenden Zahl an Untergrundereignissen wäre etwa $5 \cdot 10^{-4}$ und bei der Skalierung unbedeutend. Aus der Differenz der Ereigniszahlen mit $mscw < 1.07$ in der *On*- und *Off*-Region ergibt sich die Zahl der Überschussereignisse N_γ , die als Photonereignisse interpretiert werden.

$$\text{Skalierungsfaktor: } \xi := \frac{N_{On}^{1.25 \dots 1.65}}{N_{Off}^{1.25 \dots 1.65}} \quad (7.7)$$

$$\text{Überschussereignisse: } N_\gamma = N_{On}^{0 \dots 1.07} - N_{Off}^{0 \dots 1.07} \cdot \xi \quad (7.8)$$

Die Verteilungen des $mscw$ -Parameters aus der *On*- und der *Off*-Region sind in Abbildung 7.17 eingetragen. Die notwendige Skalierung der Ereigniszahl aus der *Off*-Region gleicht hauptsächlich die unterschiedliche Beobachtungszeit aus (es waren 4.8 % mehr Beobachtungszeit für die *Off*-Region möglich als für die *On*-Region).

Analog zu der Suche nach Punktquellen in unabhängigen quadratischen Suchfenstern wird hier für jede Gitterposition zum einen die Signifikanz und zum anderen eine obere Konfidenzgrenze für die Zahl der Überschussereignisse ($N_S^{90\%}$) berechnet.

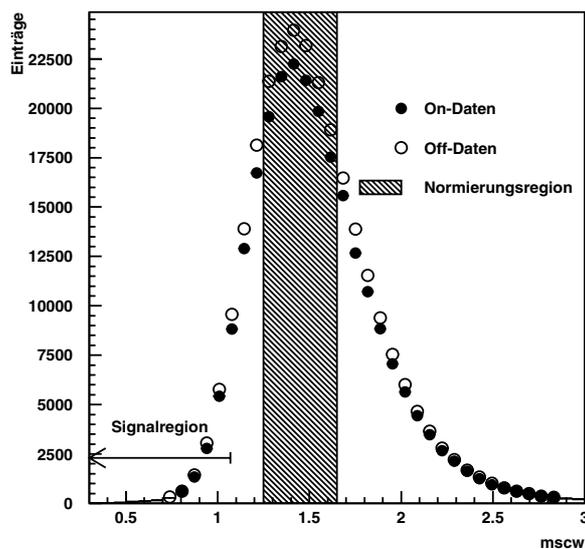


Abbildung 7.17: Um die unterschiedliche Beobachtungszeit und Ereignisrate der *On*- und *Off*-Region zu korrigieren, wird das Verhältnis der Ereigniszahlen mit $1.25 < mscw < 1.65$ gebildet. Dieser Bereich der Verteilung ist nur wenig durch Signalereignisse kontaminiert (der relative Anteil ist niedriger als $5 \cdot 10^{-4}$) und die Ereigniszahlen sind ausreichend groß, um die Skalierung ausreichend genau bestimmen zu können.

7.5 Ergebnis der Suche nach ausgedehnten Quellregionen

Die für die 361 Suchpositionen innerhalb des Gesichtsfelds berechneten Signifikanzen sind als Graustufen kodiert in Abbildung 7.18 zu sehen³. Den Graustufen überlagert sind helle Konturlinien für positive Signifikanzen in Abständen von einer Standardabweichung. Für negative Signifikanzen sind schwarze Konturlinien eingezeichnet.

Es sind keine deutlichen Abweichungen von der Untergrunderwartung zu sehen. Lediglich bei einem Durchmesser von 0.5° weicht die Ereigniszahl an einer Suchposition um 4.1σ von der Untergrunderwartung ab.

Wird die Energieschwelle durch entsprechende Schnitte auf die mittlere Amplitude $\langle A \rangle$ erhöht, sind die Ergebnisse der wiederholten Suchen ebenfalls konsistent mit der Nullhypothese. Die bei einem Suchfensterdurchmesser von 0.5° ohne Einschränkung der mittleren Bildamplitude gefundene Abweichung von der Untergrunderwartung (4.1σ) lässt sich bei höheren Energien nicht bestätigen. Da sich das Verhältnis N_S/N_U durch Anheben der Energieschwelle verbessert, hätte der Überschuss eine höhere Signifikanz gezeigt, wenn es durch Photonen der Kaskadenstrahlung hervorgerufen worden wäre. Da es keine Evidenzen für ausgedehnte Quellregionen mit einem Winkeldurchmesser zwischen 0.5° und 1.5° in der FE-320-Region gibt, werden Flussobergrenzen berechnet.

Zusätzlich zu der Suche nach Quellen, deren Ausdehnung deutlich kleiner ist als das Blickfeld der Kamera, kann aus der Differenz der *mscw*-Verteilungen aus der *On*- und der *Off*-Region nach einer ausgedehnten Quelle gesucht werden, deren Größe vergleichbar mit dem Durchmesser der Kamera ist. Der in den Szintillatordaten gefundene Überschuss erreicht seine maximale Signifikanz bei einem Suchfensterdurch-

³Auf ein verschobenes Raster wie es bei der Suche in unabhängigen Suchfenstern sinnvoll war, kann hier verzichtet werden, weil die Suchfenster sich überlappen.

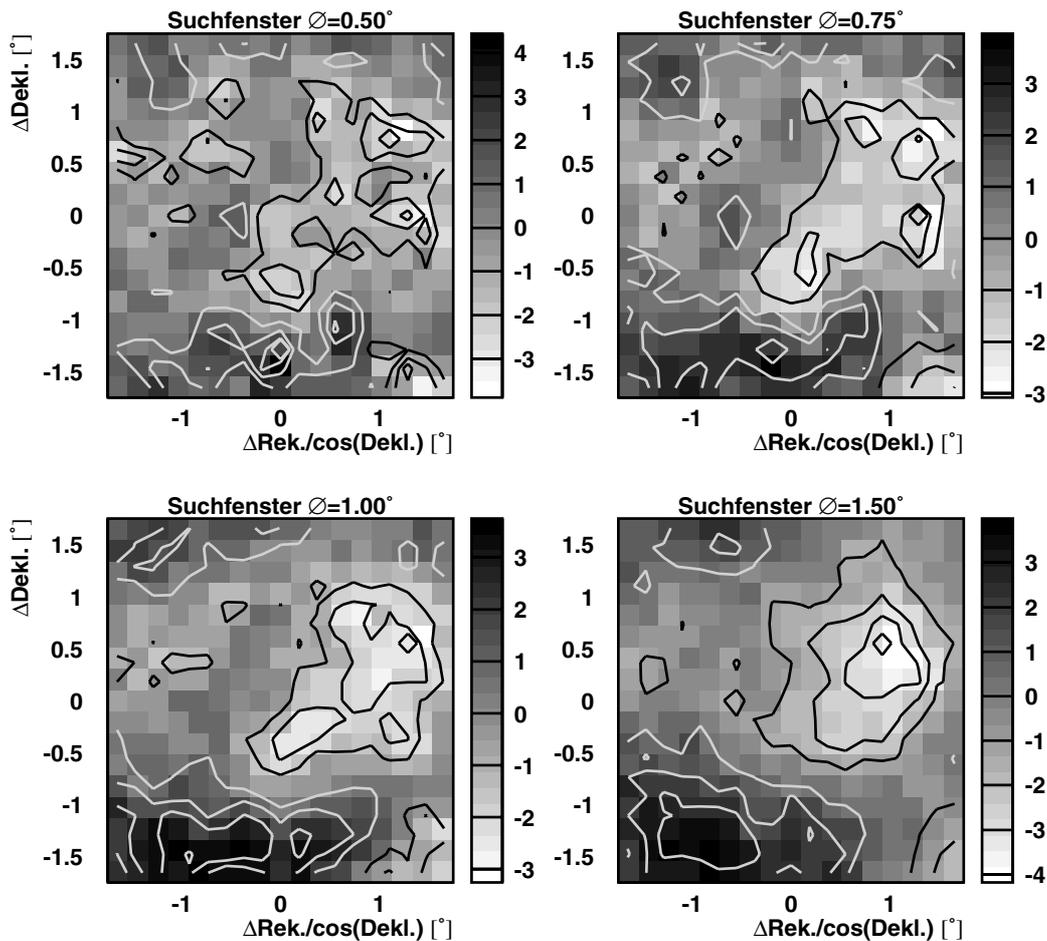


Abbildung 7.18: Die Signifikanzkarte für Suchfenster, die deutlich größer als die Winkelauflösung sind: Von links oben nach rechts unten ist als Durchmesser des Suchfensters 0.5° , 0.75° , 1° und 1.5° gewählt worden. Die Graustufen zeigen die Signifikanz für die Abweichung von der Untergrunderwartung an. Zusätzlich sind Isosignifikanz-Konturlinien für positive Überschüsse in Weiß und für negative Signifikanz in Schwarz im Abstand von einer Standardabweichung eingezeichnet. Der größte Überschuss ist mit einem Suchfensterdurchmesser von 0.5° und 4.1σ Abweichung von der Untergrunderwartung gefunden worden. Bei größeren Ereignisenergien lässt sich dieser Überschuss jedoch nicht bestätigen, so dass es sich vermutlich um eine Fluktuation des Untergrunds handelt.

messer von 5.5° und wäre damit deutlich größer als das Blickfeld der Kamera. Wenn der Überschuss in den Szintallatordaten sich aus einem über das Suchfenster hinweg isotrop einfallenden Photonfluss ergibt, würde nur ein dem Raumwinkelverhältnis des Blickfelds der Kamera und der Suchfenstergröße entsprechender Fluss aufgezeichnet werden $\Omega_{CT}/\Omega_{\varnothing=5.5} = 0.61$.

Die Beobachtung mit dem Teleskopsystem hat zentriert auf die Position dieses Suchfensters stattgefunden. Nach der oben beschriebenen Normierung anhand der Er-

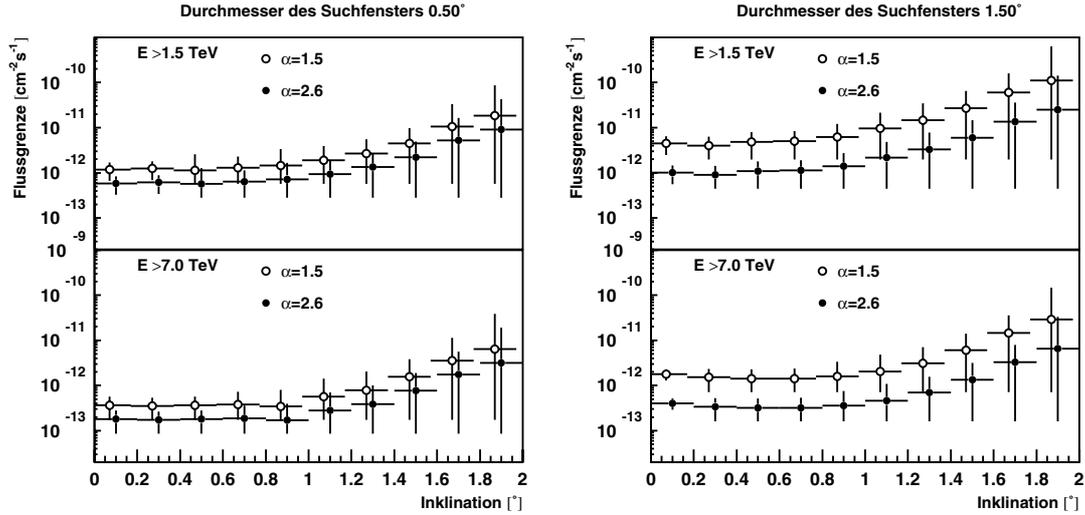


Abbildung 7.19: Die oberen Flussgrenzen für Quellen mit einer Ausdehnung von 0.5° und 1.5° und zwei verschiedenen Energieschwellen (1.5 TeV, 7 TeV).

eigniszahlen mit $1.25 < mscw < 1.65$ werden die Differenz zwischen den jeweiligen $mscw$ -Verteilungen gebildet und die Ereignisse mit $mscw < 1.07$ als Photonen interpretiert. Exemplarisch ist die verbleibende $mscw$ -Verteilung nach Subtraktion der skalierten Untergrundverteilung in Abbildung 7.20 für alle Ereignisse dargestellt. In der Signalregion ($mscw < 1.07$) ist kein Überschuss ersichtlich ($S = -0.07 \sigma$). Tabelle 7.2 gibt die Ereigniszahlen, Signifikanzen und Flussgrenzen für die verschiedenen Energieschwellen an. Für die Berechnung der Flussobergrenzen ist angenommen worden, dass die Quelle gleichmäßig über einen Winkeldurchmesser von 4.3° scheint und als Energiespektrum ein Potenzgesetz mit $\alpha = 1.5$ aufweist.

E_0 [TeV]	N_S	N_U	$N_S^{90\%}$	S [σ]	$N_{Sim}(E > E_0)$	$\Phi_{90\%}(E > E_0)$ [$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]
1.0	-15	19651	317	-0.07	376	$1.48 \cdot 10^{-11}$
2.2	196	7562	357	1.60	254	$1.55 \cdot 10^{-11}$
4.0	22	2837	138	0.30	189	$0.64 \cdot 10^{-11}$
7.0	-17	1489	80	-0.31	143	$0.37 \cdot 10^{-11}$
14.0	-58	935	45	-1.33	101	$0.21 \cdot 10^{-11}$
28.0	-60	668	35	-1.60	71	$0.16 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 7.2: Die für verschiedene Energieschwellen bestimmten Flussobergrenzen sind unter der Annahme einer über einen Winkeldurchmesser von 4.3° gleichmäßig scheinenden Quelle und eines spektralen Indizes von $\alpha = 1.5$ und einem integralen Fluss $\Phi_\gamma(E > 1 \text{ TeV}) = 1.7 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ berechnet worden.

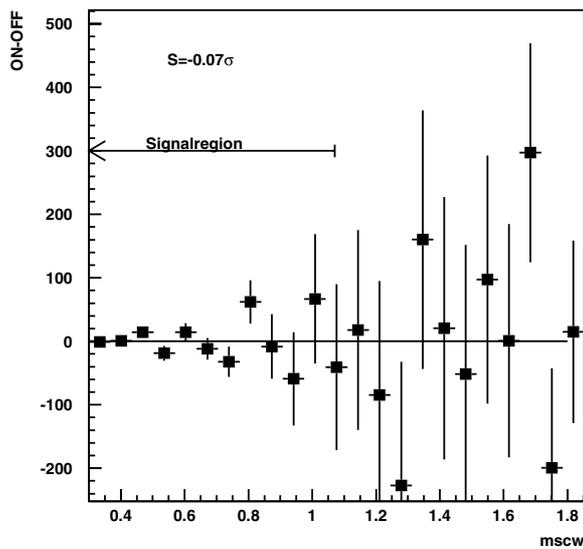


Abbildung 7.20: Die Verteilung der mittleren skalierten Bildbreiten nachdem die Untergrundverteilung abgezogen worden ist. Es verbleibt in der Signalregion kein offensichtlicher Überschuss.

7.6 Interpretation des Ergebnisses und Vergleich mit den Szintillatordaten

Die Suche nach Signalen von TeV-Photonen aus verschiedenen großen Quellregionen und in unterschiedlichen Energiebereichen ergibt keinen Hinweis auf TeV-Strahlung, die korreliert mit der Ankunftsrichtung des FE-320-Ereignisses ist. Für die verschiedenen Szenarien der Quellausdehnung sind integrale Flussgrenzen unter Berücksichtigung des sehr harten Energiespektrums der Kaskadenstrahlung angegeben worden. Auch wenn die Energieschwelle durch Anwenden verschiedener Schnitte auf die mittlere Bildamplitude erhöht wird, ergibt sich kein Hinweis auf ein Signal. Das harte Energiespektrum der Kaskadenstrahlung sollte eine höhere Signifikanz eines Signals bei größeren Energien bewirken, weil das Energiespektrum der den Untergrund ausmachenden geladenen kosmischen Strahlung deutlich steiler abfällt und das Verhältnis N_S/N_U mit zunehmender Energie größer wird.

Der in einer vorhergehenden Analyse in den HEGRA-Szintillatorfelddaten (Schmele 1998) gefundene Ereignisüberschuss aus derselben Richtung lässt sich als mögliches Signal hier nicht bestätigen. In der Abbildung 7.21 sind die oberen Flussgrenzen aus der Suche über das Gesichtsfeld der Kamera zusammen mit dem in den Szintillatordaten gemessenen Fluss an Überschussereignissen eingetragen. Die ermittelten Flussgrenzen sind teilweise unterhalb des zurückextrapolierten erwarteten Flusses. Es gilt jedoch zu bedenken, dass die Flussgrenzen für einen über $4,3^\circ$ gleichmäßig einfallenden Photonfluss berechnet worden sind. Wenn jedoch die Überschussereignisse in den Szintillatordaten gleichmäßig über das $5,5^\circ$ durchmessende Suchfenster hinweg eingefallen sind, müssen die Flussobergrenzen um das Verhältnis der Raumwinkel korrigiert werden (siehe auch Kapitel 5.2), so dass die Werte um 64 % größer werden. Aus der Abbildung 7.16 lässt sich jedoch schließen, dass sich der Ereignisüberschuss in den Szintillatordaten nicht über das gesamte Suchfenster gleichverteilt

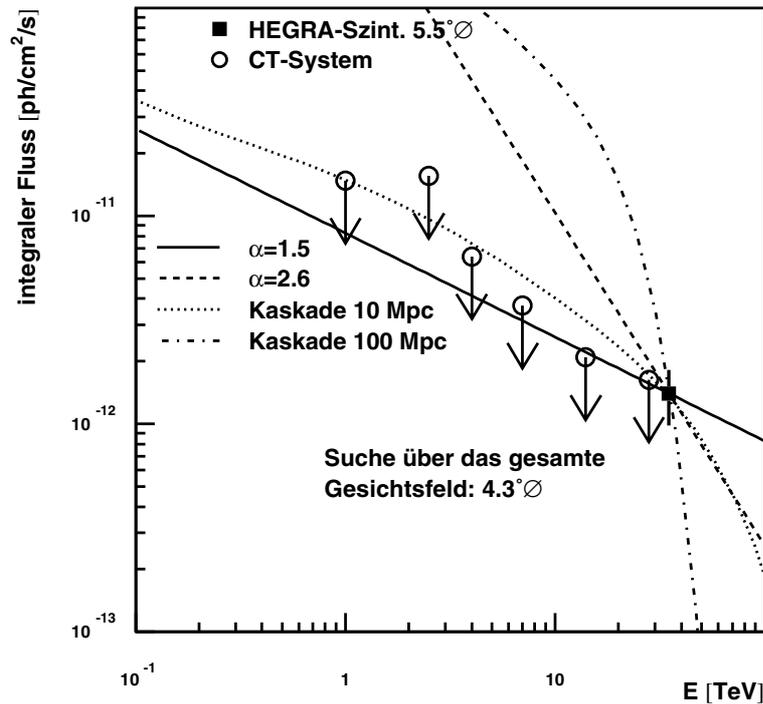


Abbildung 7.21: Die aus Tabelle 7.2 übernommenen Flussgrenzen für eine Quellregion mit Durchmesser 4.3° sind zum Vergleich gemeinsam mit dem in den Szintillatordaten gefundenen Überschuss und dem hierauf normierten zu erwartenden Energiespektrum der Kaskadenstrahlung ($\alpha = 1.5$) eingezeichnet. Ebenfalls eingezeichnet ist zum Vergleich der Verlauf des Energiespektrums, wie es vom Krebs-Nebel beobachtet wird ($\alpha = 2.6$)

sondern sich vielmehr auf drei um jeweils 2° versetzte Regionen verteilt.

Das Ausbleiben eines Signals mit den zugehörigen Flussgrenzen unterhalb der Vorhersage zeigt, dass die im Voraus in Horns et al. (1997) abgeschätzte Sensitivität ausgereicht hätte, um den zu erwartenden Fluss innerhalb des Gesichtsfeld der Kamera nachzuweisen. Neben der Möglichkeit einer größeren Winkelausdehnung oder einer Quellregion außerhalb des Gesichtsfelds der Kamera lassen sich folgende Erklärungen für das Ausbleiben eines Signals diskutieren:

1. Ein Abknicken des Energiespektrums unterhalb der Ansprechschwelle für das Szintillatorfeld (34 TeV)
2. ein deutlich härteres Energiespektrum
3. zeitliche Variabilität
4. Signal in den Szintillator-Felddaten als statistische Fluktuation

Ein Abknicken des Energiespektrums unterhalb von 34 TeV kann durch das in Abschnitt 2 diskutierte intergalaktische Magnetfeld hervorgerufen werden. Der Ein-

fluss des Magnetfelds auf die Ausbildung der Kaskaden würde jedoch eine sehr gute Korrelation der TeV-Photonen, wie sie im Szintillatorergebnis gefunden worden ist, ausschließen. Die klare Richtungskorrelation verliert sich, wenn das Magnetfeld $B > 10^{-9}$ G ist. Daher gibt es keinen Anlass, von einem Abknicken des Energiespektrums auszugehen.

Ein deutlich härteres Energiespektrum ist im Rahmen der Simulationsrechnungen nicht leicht zu erklären. Es hat sich vielmehr gezeigt, dass das Energiespektrum der Sekundärteilchen nahezu unabhängig vom Primärspektrum ist und universell einem Potenzgesetz mit $\alpha = 1.5$ folgt. Für Distanzen zwischen 30 und 100 Mpc bewirkt die Absorption der TeV-Photonen an der infraroten Hintergrundstrahlung ein Absinken des Flusses oberhalb von etwa 20 TeV. Gleichzeitig wird das Energiespektrum der Kaskadenstrahlung weicher ($\alpha = 1.8$ bei 100 Mpc Abstand, siehe Abbildung 2.10b)

Zu der möglichen zeitlichen Variabilität: Die Beobachtungen mit den Szintillatorfeldern und den Teleskopen fand nicht zeitgleich statt. Vielmehr ist der Überschuss in den Szintillatordaten gleichförmig über ca. 2.5 Jahre hinweg akkumuliert worden. Etwa ein Jahr später beobachteten die Teleskope über einen Zeitraum von nur vier Nächten dieselbe Himmelsregion. Eine mögliche Variabilität der Quellregion, die als Ursache für das Ausbleiben eines Signals infrage käme, erscheint aufgrund der in Kapitel 2 gefundenen Ankunftszeitverteilung für die Kaskadenstrahlung unwahrscheinlich. Die zeitaufgelösten Simulationsrechnungen deuten darauf hin, dass die Ankunftszeit der Kaskadenstrahlung auch bei kurzzeitigen Ausbrüchen der Quellregion über mehrere Jahre hinweg nur geringe Variationen aufzeigt, so dass ein Ausbleiben des Signals innerhalb der kurzen Zeitspanne ausgeschlossen werden kann.

Zusammenfassend lässt sich der gefundene Überschuss in den Szintillatordaten nicht bestätigen und wäre im Einklang mit der Interpretation des Überschusses in den Szintillatordaten als statistische Fluktuation. Wenn die Winkelausdehnung der Quellregion deutlich größer als das Gesichtsfeld der Kamera ist oder die Signalregion außerhalb der Kamera liegt, reicht die Sensitivität der Beobachtung nicht aus, um ein Signal zu bestätigen. Um dieses Szenario ausschließen zu können, sind weitere Beobachtungen notwendig, insbesondere lässt sich durch die in Kapitel 5.2 diskutierte Beobachtung im *konvergenten* Modus das effektive Gesichtsfeld vergrößern. Hierbei sind die einzelnen Teleskope nicht parallel auf die Position des Objekts gerichtet sondern leicht zueinander verkippt, so dass die Gesichtsfelder sich optimal an der Position des Schauermaximums überlappen.

Kapitel 8

TeV-Photonen von Mrk-501 als Bose-Einstein-Kondensate

Vorbemerkungen: Bei den zwei am Nordhimmel /nachgewiesenen extragalaktischen TeV-Emittern handelt es sich um nahe BL-Lacertæ-Objekte¹. Beide Objekte sind im Markarian-Katalog (Mazzarella und Balzano 1986) aufgeführt (kurz Mrk-421 und Mrk-501). Sowohl Mrk-421 (Quinn et al. 1996) als auch Mrk-501 (Punch et al. 1992) sind mit dem Whipple-Cherenkovteleskop als Quellen von TeV-Photonen erstmals entdeckt und zunächst mit den HEGRA-Teleskopen und dann von verschiedenen anderen Instrumenten in der Folgezeit bestätigt worden (Petry et al. 1996, Bradbury et al. 1997, Punch et al. 1997). Beide Objekte sind mit einer ähnlichen Rotverschiebung vermessen (siehe Tabelle 8.1) und gehören, kosmologisch betrachtet, zur unmittelbaren Nachbarschaft.

Objekt	Rotverschiebung (z)	Referenz
Mrk-421	0.030021 ± 0.000080	de Vaucouleurs et al. (1991)
Mrk-501	0.033663 ± 0.000073	Stocke et al. (1995)

Tabelle 8.1: Die Rotverschiebungen und die dazugehörigen Fehler für Mrk-501 und Mrk-421.

Die der Rotverschiebung entsprechende Distanz d lässt sich für $z \ll 1$ mit

$$d = 159 \text{ Mpc} \cdot \frac{z}{0.034} \cdot h_{65}^{-1} \quad (8.1)$$

abschätzen, wobei $h_{65} = H_0 / (65 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1})$ die Hubblekonstante ist.

Die erhöhte Aktivität von Mrk-501 im Jahre 1997 erlaubte es erstmals, das Energiespektrum eines extragalaktischen Objekts bis jenseits von 10 TeV sehr genau zu vermessen (siehe Abbildung 8.1, Aharonian et al. 1999b, 2000f). Gleichzeitig sind mit der großen Zahl der mit den HEGRA-Instrumenten nachgewiesenen Photonen (mehr als 30 000) systematische Studien des Instruments und der Entwicklung photoninduzierter Luftschauer möglich geworden (Aharonian et al. 1999d, Kranich et al. 1999, Konopelko et al. 1999b, Hofmann et al. 1999).

¹BL-Lacertæ ist der Prototyp einer Klasse von aktiven Galaxien (AGN), die sich durch intensive nichtthermische Kontinuumsstrahlung mit schwachen Absorptions- und Emissionslinien auszeichnet.

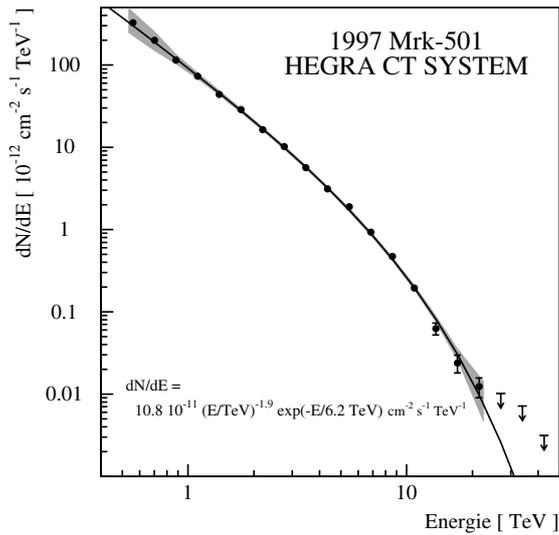


Abbildung 8.1: Das mit dem HEGRA-System abbildender Cherenkovteleskope gemessene TeV-Energiespektrum von Mrk-501 (1997): Das grau unterlegte Band stellt den systematischen Fehler dar. Eine phänomenologische Anpassung eines Potenzgesetzes mit einem exponentiellen Abknicken beschreibt die Daten gut. Die Flussgrenzen am oberen Ende des Energiespektrums sind mit einer 99%-Konfidenz berechnet worden (Aharonian et al. 1999b).

Verschiedene Autoren haben aus dem gemessenen Energiespektrum von Mrk-501 obere Flussgrenzen für das extragalaktische Hintergrundlicht (EHL) abgeleitet (Stecker und de Jager 1993, Dwek und Slavin 1994, Coppi und Aharonian 1997, Stecker und de Jager 1998, Konopelko et al. 1999c, Vasiliev 2000, Krawczynski et al. 2000). Die Flussobergrenzen des EHL sind mit unterschiedlichen Methoden und verschiedenen Annahmen bestimmt und liegen etwa um eine Größenordnung niedriger als die Obergrenzen aus direkten Messungen im Bereich von 6-80 μm (vgl. Abbildung 2.3 und Hauser et al. 1998).

Die direkten Messungen mit den Instrumenten FIRAS² und DIRBE³, die auf dem COBE⁴-Satelliten installiert sind, haben aufgrund der intensiven lokalen Strahlungskomponente des Sonnensystems und der Milchstraße ein schlechtes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von bis zu $\approx 1/100$ und sind auf genaue Modellierung der weitestgehend unbekanntenen räumlichen Verteilung und Größenspektren von Staubpartikeln im Sonnensystem und der Milchstraße angewiesen. Dennoch sind Ergebnisse publiziert worden (Finkbeiner et al. 2000), die einen gemessenen Strahlungs-Überschuss bei 60 μm von $(28.1 \pm 1.8^{stat} \pm 7^{syst.}) \text{ nW/m}^2/\text{srad}$ vorläufig als Signal des EHLs interpretieren.

Aus dieser Messung ergeben sich eine Reihe von interessanten Fragestellungen, wenn man bei der Berechnung der optischen Tiefe für TeV-Photonen den Fluss bei 60 μm berücksichtigt. Die optische Tiefe τ für 20 TeV-Photonen würde demnach bei $\tau = 10$ liegen, d.h. der Fluss wird um einen Faktor $e^{-10} = 2.2 \cdot 10^{-4}$ abgeschwächt. Das Quellspektrum $\Phi_Q(E)$ ergibt sich aus dem beobachteten Spektrum $\Phi_O(E)$ und der erwarteten Absorption $\tau(E)$:

$$\Phi_Q(E) = \Phi_O(E) \cdot e^{\tau(E)} \quad (8.2)$$

Das gemessene Energiespektrum von Mrk-501 (Aharonian et al. 1999b) lässt sich umgekehrt unter Kenntnis der optischen Tiefe korrigieren, um das unabsorbierte Quellspektrum zu extrahieren. In Abbildung 8.2 ist das gemessene Energiespektrum zu-

²Far Infrared Absolute Spectrophotometer

³Diffuse Infrared Background Explorer

⁴Cosmic Microwave Background Explorer

sammen mit dem um die Absorption korrigierten Energiespektrum dargestellt. Für die Energiedichte des EHL ist der Einfachheit halber zwischen 1 und 100 μm ein konstanter Wert von 20 $\text{nW/m}^2/\text{srad}$ angenommen worden. Diese Annahme ist mit den aus Satellitenexperimenten gewonnenen Ergebnissen in diesem Spektralbereich kompatibel und entspricht der unteren 1σ -Intervallgrenze der Messung bei 60 μm (Finkbeiner et al. 2000). Das unter dieser Annahme für das EHL korrigierte Quellspektrum ist extrem hart und lässt sich im Rahmen der gängigen Modelle, die das Energiespektrum von Mrk-501 über 12 Dekaden der Energie zufriedenstellend reproduzieren, nicht plausibel erklären. Es ist denkbar, dass die Energieskala der TeV-Messungen einen systematischen Fehler aufweist. Aus dem Vergleich der gemessenen Raten der kosmischen Strahlung mit der Vorhersage aus Simulationsrechnungen und verschiedenen Methoden zur direkten Kalibration der Cherenkovteleskope lässt sich der relative systematische Fehler der Energieskala auf 15 % einschränken (Aharonian et al. 1999c). Unter Berücksichtigung dieses systematischen Fehlers und unter der Annahme eines niedrigen Flusses des EHL im Bereich von 1-60 μm , mit einem steilen Anstieg bei 60 μm , um mit dem von Finkbeiner et al. (2000) angegebenen Wert konsistent zu sein (Abbildung 2.3), ergibt sich der ebenfalls in Abbildung 8.2 dargestellte Verlauf des korrigierten Quellspektrums Φ_Q . Das harte Spektrum mit einem Anstieg des Energieflusses oberhalb von etwa 15 TeV bleibt selbst unter diesen Annahmen bestehen.

Es deutet sich daher ein Widerspruch zwischen dem bei 60 μm bestimmten Fluss des EHLs und der Interpretation des Mrk-501 TeV-Energiespektrums an. Zur Zeit werden vier mögliche Erklärungen hierfür diskutiert:

1. Das Energiespektrum von Mrk-501 ist systematisch verkehrt gemessen:
Die in Finkbeiner et al. (2000) und in Aharonian et al. (1999b) angegebenen experimentellen Unsicherheiten des jeweiligen gemessenen Flusses reichen nicht aus, um den Widerspruch vollständig aufzulösen. Selbst wenn man den vollen systematischen Fehler des angegebenen Flusses bei 60 μm und den entsprechenden systematischen Fehler der Energieskala der TeV-Messung bei HEGRA berücksichtigt, ergibt sich eine im Rahmen des SSC-Modells schwer zu interpretierende optische Tiefe von $\tau \approx 5$ bei 16 TeV (siehe auch Abbildung 8.2).
2. Die Messungen bei 60 μm haben nicht das EHL zum Ursprung:
Die Interpretation des bei 60 μm von Finkbeiner et al. (2000) bestimmten Flusses als EHL ist zur Zeit nicht zweifelsfrei. Für den Fall, dass es sich um eine neue und nicht bekannte lokale Komponente handelt, ergeben sich keinerlei Konsequenzen für die Transparenz des extragalaktischen Raums für TeV-Photonen. Denkbar wäre hier zum Beispiel ein weit ausgedehnter galaktischer Halo einer Materieverteilung, die einen Teil der galaktischen optischen Emission absorbiert und im infraroten Wellenlängenbereich reemittiert. Falls dieser Halo ausreichend groß und sphärisch symmetrisch ist (mit einem Durchmesser von etwa 100 kpc), würde diese lokale Komponente einem Beobachter in der galaktischen Scheibe isotrop erscheinen und wäre nicht von einer universellen Strahlungskomponente zu unterscheiden. Es existieren bereits Messungen des FIRAS-Instruments, die auf eine warme Staubkomponente hinweisen, die als Halo die Milchstraße umgibt (Lagache et al. 1999). Der Staub reemittiert das Licht der Sterne im infraroten Bereich. Der in Hauser et al. (1998) gefundene

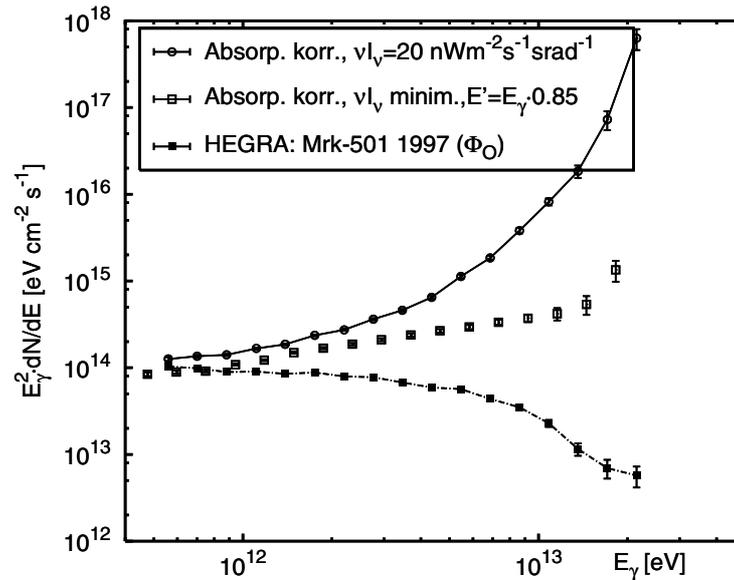


Abbildung 8.2: Aus dem gemessenen Energiespektrum von Mrk-501 lässt sich unter der Annahme einer bestimmten spektralen Verteilung des extragalaktischen Hintergrundlichts (EHL) das ursprüngliche Quellspektrum errechnen. Hier ist das im Jahr 1997 von den HEGRA-Luft-Cherenkovteleskopen gemessene Energiespektrum mit E^2 gewichtet dargestellt. Diese Größe ($E^2 \cdot dN/dE$) entspricht dem gemessenen Energiefluss. Unter Berücksichtigung eines EHL mit einem konstanten Energiefluss von $20 \text{ nW/m}^2/\text{srad}$ zwischen 1 und $100 \mu\text{m}$ ergibt sich das steil ansteigende Energiespektrum (offene, runde Symbole). Zum Vergleich ist unter der Annahme eines deutlich geringeren Flusses des EHL unter Beibehaltung der Messung von Finkbeiner et al. (2000) bei $60 \mu\text{m}$ (siehe hierzu auch Kapitel 8.1) und zusätzlich unter Berücksichtigung eines möglichen systematischen Fehlers der Energieskala von 15% das Quellspektrum rekonstruiert worden. Die Form des Quellspektrums ist im Rahmen der gängigen Modelle zur Erzeugung von TeV-Strahlung in Blazaren nicht plausibel zu erklären und deutet auf einen Widerspruch zwischen der Messung des TeV-Spektrums und der Bestimmung des EHL bei $60 \mu\text{m}$ hin.

Wert für das EHL bei $140 \mu\text{m}$ von $(25.7 \pm 7) \text{ nW/m}^2/\text{srad}$ verringert sich auf $(15.3 \pm 6.4) \text{ nW/m}^2/\text{srad}$, wenn die Strahlung der warmen Staubkomponente berücksichtigt wird. Es ist unklar, ob diese Staubkomponente auch bei kürzeren Wellenlängen signifikant zu dem von Satelliten gemessenen EHL beiträgt.

Trotz der experimentell nicht eindeutig geklärten Frage nach dem Ursprung des bei $60 \mu\text{m}$ nachgewiesenen Überschusses ist die Möglichkeit einer *TeV-Krise* (Protheroe und Meyer 2000) diskutiert und in diesem Zusammenhang die Auswirkung der folgenden Punkte 3 und 4 auf die Absorption von TeV-Photonen untersucht worden.

3. Die Lorentzinvarianz ist verletzt:

Die mögliche Verletzung der Lorentzinvarianz ist experimentell gut untersucht und die relativen Abweichungen von der Lichtgeschwindigkeit sind auf etwa 10^{-22} eingeschränkt worden (Coleman und Glashow 1999). Dennoch ist selbst bei einer sehr kleinen und experimentell nicht ausgeschlossenen relativen Ab-

weichung von der Lichtgeschwindigkeit $\Delta c/c < 10^{-22}$ mit erheblichen Auswirkungen auf den Transport hochenergetischer Photonen und Hadronen zu rechnen.

Die Verletzung der Lorentzinvarianz hätte insbesondere Folgen für die Absorption von Photonen in Paarproduktionsprozessen mit den Photonen der Hintergrundstrahlung (Kifune 1999). Durch Effekte der Quantengravitation könnte die Verletzung der Lorentzinvarianz immer drastischer werden, je mehr sich die Energie der Photonen der Planck-Energieskala ($\approx 10^{19}$ GeV) nähert (Amelino-Camelia et al. 1998, Kluźniak 1999, Aloiso et al. 2000). Die Schwellenenergie wird verschoben, und die mittlere freie Weglänge für Photonen von z.B. Mrk-501 und Mrk-421 wird deutlich größer (Kifune 1999, Protheroe und Meyer 2000).

4. TeV-Photonen sind Bose-Einstein-Kondensate:

Eine weitere exotische Erklärung für die möglicherweise unterdrückte Absorption extragalaktischer TeV-Photonen beruht auf der Annahme, dass bei der Kollision eines gebündelten relativistischen Plasmaausflusses („*Jet*“) mit der Strahlung eines Molekülmasers Photonpakete erzeugt werden, die aus mehreren TeV-Photonen gleicher Energie bestehen. Die mittlere Anzahl der Photonen pro Phasenraumzelle ist bereits in Harwit et al. (1999) abgeleitet worden. Da jedoch die Autoren von der optimistischen Annahme ausgegangen sind, dass die Phasen der Maser-Strahlung und Elektronen im relativistischen Plasma maximal gekoppelt sind, erhalten sie einen zu großen Wert für die mittlere Besetzungszahl. Um eine realistische Abschätzung anzugeben, wird diese Rechnung hier kurz wiederholt.

Ein häufig vorkommender Maser besteht aus einer Wolke von Wassermolekülen (H_2O -Maser) und emittiert eine schmalbandige Strahlung bei $\nu = 22$ GHz mit $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-6}$. H_2O -Maser werden sowohl in der Milchstraße als auch in benachbarten Galaxien beobachtet. Die einem Maser zugeordnete Strahlungstemperatur beträgt für typische galaktische Vertreter $T_{Str} = I_\nu c^2 / \nu^2 k_B \approx 10^{14}$ K. Die Dichte an Phasenraumzellen ergibt sich zu $n(\nu) = \pi\nu^2/c^3 \approx 4.5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-3}\text{Hz}^{-1}$, so dass die Besetzungszahl bei der gegebenen Strahlungstemperatur $N_B = \rho(\nu)/hn(\nu) = 8k_bT/h\nu \approx 10^{14}$ erreicht. Die Besetzungszahl ist lorentzinvariant und transformiert sich identisch in das Ruhesystem des relativistischen Jets mit der Dopplernzahl $\delta = (\Gamma(1 - \beta \cos \theta))^{-1}$ (mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Jets $\beta = v/c$ und dem Lorentzfaktor $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$). Die Ausrichtung des Jets von Mrk-501 ist nahezu parallel zu der Sichtlinie und $\delta \approx 25$ (Tavecchio et al. 1998).

Die Energieverteilung der relativistischen Elektronen ist deutlich breiter als die entsprechende Verteilung der Photonen: $\Delta\gamma/\gamma \approx 1$ (siehe hierzu auch Kapitel 2.2.2). Dadurch verringert sich die effektive Besetzungszahl des Endzustands. Insgesamt kann die mittlere Besetzungszahl aus dem Verhältnis der Bandbreiten, der Besetzungszahl des Masers und der Säulendichte $n_e l$ der relativistischen Elektronen der Volumendichte n_e innerhalb des Jets abgeschätzt werden (Harwit et al. 1999):

$$N_B^\gamma \approx 6 \left(\frac{N_B}{3 \cdot 10^{13}} \right) \left(\frac{(\Delta\nu/\nu)/(\Delta\gamma/\gamma)}{3 \cdot 10^{-6}} \right) \left(\frac{n_e l}{10^{17} \text{ cm}^{-2}} \right) \quad (8.3)$$

Aus den konservativ abgeschätzten Parametern des Systems ergibt sich eine mittlere Besetzungszahl von 6 Photonen, die als „Kondensat“ mit derselben Energie emittiert werden.

Die Annahme, dass die Zahl der kohärenten Streuvorgänge proportional zu der Anzahl von Elektronen $N_B \propto N_e$ ist, erscheint jedoch nicht gerechtfertigt. Es muss davon ausgegangen werden, dass es keine feste Phasenbeziehung zwischen den Elektronen innerhalb des relativistischen Jets und den Photonen der Maserstrahlung gibt. Nur für den optimalen Fall, dass die Phasen maximal gekoppelt sind, ist die Zahl der kohärent gestreuten Photonen proportional zu der Zahl der Elektronen. Im realistischen Fall, dass es keine Phasenbeziehung gibt, lässt sich leicht ableiten, dass $N_B^\gamma \propto \sqrt{N_e}$ gilt (Hartemann 2000) und somit die Gleichung 8.4 modifiziert werden muss:

$$N_B^\gamma \approx \sqrt{6 \left(\frac{N_B}{3 \cdot 10^{13}} \right) \cdot \left(\frac{(\Delta\nu/\nu)/(\Delta\gamma/\gamma)}{3 \cdot 10^{-6}} \right) \cdot \frac{n_e l}{10^{17} \text{cm}^{-2}}} \quad (8.4)$$

Für diesen realistischen Fall reduziert sich die mittlere Zahl der Photonen, die kohärent gestreut werden, zu:

$$N_B^\gamma = \sqrt{6} \approx 2.45 \quad (8.5)$$

Die Autoren Harwit et al. (1999) gehen von der Annahme aus, dass der Jet mit 25 % der Photonen aus den Masern mit der Gesamtluminosität von $8 \cdot 10^{29}$ W (Claussen et al. 1998) wechselwirken kann und ein relativer Anteil $\sigma_T n_e = 6.6 \cdot 10^{-8}$ hiervon zu TeV-Energien gestreut wird ($E_\gamma \approx 10^{16} h\nu$). Es ergibt sich dann eine TeV-Luminosität (integraler Energiefluss oberhalb von 1 TeV) von etwa $8 \cdot 10^{29} \times 6.6 \cdot 10^{-8} \times 10^{16} = 5.3 \cdot 10^{38}$ W. Dieser Wert ist gut vergleichbar mit der TeV-Luminosität von Mrk-501 in 1997, die etwa $2 \cdot 10^{38}$ W beträgt. Die Absorption der TeV-Strahlung an der Maser-Strahlung ist zu vernachlässigen, weil die Schwellenenergie für Paarproduktion in $\gamma_{\text{TeV}}\gamma_{22\text{GHz}}$ -Kollisionen nicht erreicht wird.

Die Annahme, dass 25 % der Maser-Luminosität mit dem Jet wechselwirken, ist nur dann gerechtfertigt, wenn die Maser-Wolken innerhalb der Jetregion liegen. Beobachtungen von Maser-Aktivitäten (die Leuchtkraft der extragalaktischen Maser in der Kernregion von AGNs übertrifft diejenige von stellaren Masern um das millionenfache) in AGNs mit den VLBA-Radioteleskopen⁵ deuten darauf hin, dass die Maser-Regionen sich innerhalb des Jets befinden und vermutlich auch durch die dort herrschenden Bedingungen zur Emission angeregt werden können (Claussen et al. 1998).

Ein Kondensat aus N_B^γ -Photonen löst in der Erdatmosphäre entsprechend viele Einzelschauer aus. Damit die Überlagerung der Einzelschauer als ein einzelner Schauer nachgewiesen wird und nicht als zeitlich aufgelöste Sequenz von mehreren Ereignissen, müssen die Einzelphotonen innerhalb weniger Nanosekunden auf die Atmosphäre treffen (Heß et al. 1999). Die Auftreffpunkte dürfen nicht weiter als etwa 20 m auseinanderliegen, andernfalls ist die Wahrscheinlichkeit

⁵Very Large Baseline Array

hoch, dass die Überlagerung der Einzelschauer wegen der dann für γ -Schauer zu großen Bildbreite als hadronischer Untergrund verworfen wird. Was kann man über die Ausdehnung des Photonpakets sagen? Aus der Heisenberg'schen Unschärferelation (Ungleichung 8.6) leitet sich für das Photonpaket eine minimale transversale Ausdehnung Δy ab. Das Verhältnis des Transversalimpulses Δp_y zum Betrag des Gesamtimpulses $p \approx p_z$ lässt sich auf die Winkelausdehnung der Quelle mit der Ausdehnung L in der Entfernung D einschränken (Gleichung 8.7

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq h \quad (8.6)$$

$$\frac{\Delta p_y}{p} \approx \frac{D}{L} \quad (8.7)$$

D : laterale Ausdehnung der Quellregion

L : Distanz zum Beobachter

$$\Delta y \geq 2.1 \cdot 10^{-3} \text{cm} \cdot \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-1} \cdot \left(\frac{L}{165 \text{Mpc}} \right) \cdot \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right)^{-1} \quad (8.8)$$

Die minimale Größe D der Quellregion ist als der Schwarzschildradius $r_g = 2GM/c^2 = 2.9 \cdot 10^{11} \text{m}(M/10^8 M_\odot)$ eines supermassiven schwarzen Lochs $M \approx 10^6 \dots 10^9 \cdot M_\odot$ angenommen worden ($M_\odot \approx 1.9 \cdot 10^{33} \text{kg}$). Der auf diese Weise zu einigen μm und damit für Luftschauer unerhebliche Ausdehnung abgeschätzte Wert für die laterale Ausdehnung des Photonpakets ist umstritten: In Levinson (2000) wird die minimale Ausdehnung des „Spots“ zu $10^3 \text{m}(L/100 \text{Mpc})(E/\text{TeV})^{-1}$ abgeschätzt. Die relevante Größe ist jedoch nicht die Fläche, auf der die Photonpakete den Beobachter erreichen (entspricht der Kollimation eines Strahls), sondern die Aufweitung der Photonen innerhalb eines einzelnen Pakets. Entsprechend ist die Argumentation in Levinson (2000) verfehlt.

Sowohl die hypothetische Existenz von Kondensaten von TeV-Photonen, die fälschlicherweise als höherenergetische Ereignisse rekonstruiert werden, als auch die mögliche Verletzung der Lorentzinvarianz erlauben eine deutliche Reduzierung der Absorption am EHL (Finkbeiner et al. 2000, Protheroe und Meyer 2000). Die Existenz von Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photon-Ereignissen aus der Richtung von Mrk-501 soll in den folgenden Abschnitten untersucht werden. Hierzu wird ausgenutzt, dass Luftschauer, die von Bose-Einstein-Kondensaten (BEK) ausgelöst werden, eine charakteristische longitudinale Entwicklung zeigen. Schließlich lässt sich zeigen, dass der relative Anteil an Kondensaten, der mit den Beobachtungen der mittleren Eindringtiefen von Luftschauern verträglich ist, nicht ausreicht, um den sich andeutenden Widerspruch zwischen TeV-Daten und dem DIRBE-Ergebnis bei $60 \mu\text{m}$ aufzulösen.

Bevor die Eindringtiefen der TeV-Ereignisse von Mrk-501 mit denen der galaktischen Standardkerze (Krebs-Nebel) und simulierter Luftschauerereignisse verglichen werden, soll eine obere Flussgrenze auf das EHL mithilfe des gemessenen TeV-Spektrums von Mrk-501 bestimmt werden. Insbesondere soll der Einfluss eines möglicherweise vorhandenen relativen Anteils von BEK in den TeV-Ereignissen auf die optische Tiefe untersucht werden.

8.1 Einschränkungen des infraroten/optischen Hintergrundlichts aus TeV-Spektroskopie

8.1.1 Annahmen zum Quellspektrum

Prinzipiell lässt sich aus dem Vergleich des gemessenen TeV-Energiespektrums mit dem unabsorbierten Quellspektrum direkt das Flussniveau des extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL) bestimmen. Die Unsicherheiten in der Modellvorstellung erlauben jedoch keine ausreichend genaue Modellierung der TeV-Quellspektren von Blazaren. Es bietet sich also an, mithilfe von astrophysikalisch sinnvollen und möglichst allgemeinen Annahmen zum Quellspektrum eine obere Flussgrenze für das EHL zu bestimmen.

Eine hier gewählte Annahme ist, dass das Quellspektrum nicht beliebig hart sein darf. Geht man z.B. von Schockbeschleunigung aus, so folgt das differenzielle Energiespektrum der beschleunigten Teilchen einem Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-2}$. Handelt es sich bei den beschleunigten Teilchen um Elektronen, die dann im Rahmen eines *Synchrotron Self-Compton-Modells* (SSC) TeV-Photonen erzeugen, kann man die Form des Quellspektrums aus zeitgleichen Beobachtungen in verschiedenen Energiebereichen gut einschränken (Krawczynski et al. 2000).

Entsprechend niedrig sind die Flussgrenzen, die sich aus diesen Überlegungen ergeben. Im Rahmen dieses Modells ist ein spektraler Index von 1.5 für die Beschreibung des TeV-Spektrums typisch, wobei durch den Abfall des Wechselwirkungsquerschnittes im Klein-Nishima-Regime oberhalb einer gewissen Energie das Spektrum exponentiell steiler wird. Diese charakteristische Energie ergibt sich aus der spektralen Verteilung der Elektronen im relativistischen Paarplasma. Der wesentliche Einfluss auf die Position des spektralen Umbruchs im TeV-Bereich des Photonspektrums ergibt sich aus der maximalen Energie, die die zugrundeliegenden Elektronen im Paarplasma erreichen (Tavecchio et al. 1998).

Es kann jedoch zur Zeit noch nicht zweifelsfrei ausgeschlossen werden, dass z.B. überwiegend Protonen beschleunigt werden und die TeV-Photonen über protoninduzierte Kaskaden erzeugt werden (Mannheim 1993). In diesem Fall folgt die Form des TeV- γ -Spektrums dem Energiespektrum der beschleunigten Protonen. Im Gegensatz zu dem SSC-Modell setzt sich das erwartete Energiespektrum im TeV-Bereich ohne exponentiellen Abfall fort, weil Protonen ihre Energie deutlich langsamer abgeben als Elektronen.

Die Protonen werden in diesen Modellen an einer Schockfront beschleunigt und das resultierende differenzielle Teilchenspektrum folgt einem Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\alpha}$, wobei $\alpha = 2$ für eine konstante Entweichwahrscheinlichkeit der Teilchen aus der Beschleunigungsregion gilt.

Ein weiteres Modell, das die Erzeugung von TeV-Photonen in Blazaren erklären kann, geht davon aus, dass extrem hochenergetische Protonen mit Energien bis zu 10^{20} eV in einer kompakten Region mit hohen Magnetfeldern Synchrotronstrahlung im TeV-Energiebereich erzeugen (Aharonian 2000). Das entsprechende Energiespektrum für einen monoenergetischen Strahl von Protonen ist unterhalb einer kritischen Energie E_{Sy} sehr hart ($\nu = 1/3$) und fällt oberhalb von E_{Sy} exponentiell ab:

$$dN_{TeV}/dE \propto (E/E_{Sy})^{-1/3} \cdot \exp(-E/E_{Sy}) \quad (8.9)$$

Für ein nicht-monoenergetisches Energiespektrum der Protonen ergibt sich ein deutlich weiches Synchrotronspektrum, das nicht härter als $E^{-1.5}$ ist. Ein konkaver Verlauf des Energiespektrums ist jedoch selbst in diesem Modell nicht zu erwarten.

Um weitestgehend unabhängig von Annahmen des Modells zu sein, bietet es sich an, aus der Bandbreite der innerhalb der verschiedenen Modelle vorhergesagten Formen der Quellspektren den härtesten spektralen Verlauf auszuwählen: $dN/dE \propto E^{-1.5}$. Mit dieser Annahme ist gewährleistet, dass im Rahmen der bekannten Modelle die möglichen Spektren jeweils einen steileren Verlauf haben als das angenommene Quellspektrum. Die genaue Form des Quellspektrums ist hierbei unerheblich, es kann prinzipiell einen beliebigen Verlauf haben, solange es steiler abfällt als ein Potenzgesetz mit einem spektralen Index von 1.5.

Die im Folgenden diskutierte Methode, mithilfe einer Annahme über die maximale Härte des Quellspektrums eine Flussgrenze für das EHL aus dem beobachteten TeV-Spektrum abzuleiten, folgt der Idee in Biller (1999). Die Methode wird ergänzt um die Behandlung der Absorption von BEK, und es werden einfache analytische Näherungen für die Berechnung der optischen Tiefe für TeV-Photonen hergeleitet und diskutiert.

8.1.2 Optische Tiefe für TeV-Photonen

Die optische Tiefe für ein Photon der Energie $E_{TeV} = E/TeV$ lässt sich aus dem totalen Wechselwirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ (siehe Kapitel 15) für Paarproduktion und der Photondichte des EHL $n(\epsilon)$ errechnen.

$$\begin{aligned} \tau(E) &= \frac{cz}{H_0} \int_0^\infty d\epsilon n(\epsilon) \int_{-1}^1 d\mu \frac{1-\mu}{2} \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon, E, \mu) & (8.10) \\ \mu &= \cos \theta \\ H_0 &: \text{Hubble-Konstante} \end{aligned}$$

Die über den Winkel zwischen den Photonrichtungen gemittelte Reaktionsrate $R(\epsilon, E)$

$$R(\epsilon, E) := c \int_{-1}^1 d\mu \frac{1-\mu}{2} \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon, E, \mu) \quad (8.11)$$

lässt sich geeignet nähern (Coppi und Blandford 1990). Hierzu bietet sich zunächst ein Variablenwechsel an:

$$x := \frac{\epsilon E}{m_e^2 c^4} \quad (8.12)$$

Anschließend kann man für $x \ll 1$ und $x \gg 1$ jeweils in einer Potenzreihe entwickeln. Extrapoliert man die beiden Näherungen für den Bereich des Maximums bei $x \approx 3$, ergibt sich:

$$\begin{aligned} R(x) &\approx 0.652 \cdot c \cdot \sigma_T \cdot \frac{x^2 - 1}{x^3} \cdot \log(x) \cdot H(x - 1) & (8.13) \\ H(x) &: \text{Heavyside-Funktion} \\ \sigma_T &: \text{Thomson-Wechselwirkungsquerschnitt} \end{aligned}$$

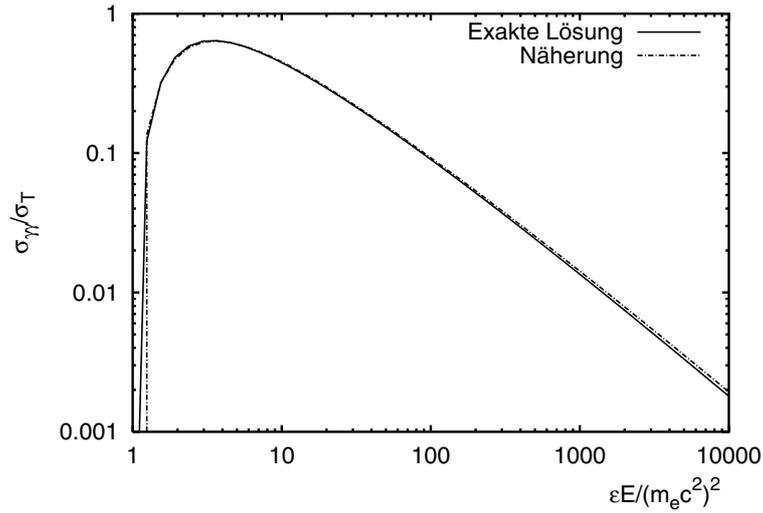


Abbildung 8.3: Der totale Wechselwirkungsquerschnitt für $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ in Einheiten von σ_T . Die gestrichelte Linie entspricht der Näherung aus Gleichung 8.13.

Dieser Ausdruck ist im Bereich von $1.3 < x < 10^4$ auf etwa 7% genau (vgl. Abbildung 8.3). Der deutliche Vorteil dieser Näherung liegt darin, dass sich der Ausdruck 8.13 leicht über x integrieren lässt. Durch die Wahl einer geeigneten Funktion zur Repräsentation der differentiellen Photondichte $n(\epsilon)$ kann die optische Tiefe mit einem analytischen Ausdruck ohne numerische Integration berechnet werden. Eine geeignete Wahl ist z.B. eine Stufenfunktion, bei der die Energiedichte $\epsilon^2 n(\epsilon)$ für ein gegebenes Intervall von ϵ konstant ist.

Die Wahl der Breite der Intervalle orientiert sich an den Strukturen des Spektrums des EHL, die aufgelöst werden sollen. Des Weiteren sind die Intervallgrenzen nicht kleiner zu wählen, als es bei einer gegebenen Intervallbreite, innerhalb derer der TeV-Photonfluss vermessen ist, sinnvoll ist.

Es lässt sich nun ein einfach auszuwertender Ausdruck finden, um die optische Tiefe für ein gegebenes Intervall der Photonenergie zu berechnen:

$$\tau(E, \epsilon_i) = 0.652 \cdot \sigma_T \cdot \frac{z}{H_0} n(\epsilon_i) \frac{m_e^2 \cdot c^4}{E} \int_{x_0}^{x_1} R(x) dx \quad (8.14)$$

$$n(\epsilon_i) := \epsilon^2 \cdot \frac{dn}{d\epsilon} = \text{konst.} \cdot \forall \epsilon \in [\epsilon_i - \Delta/2, \epsilon_i + \Delta/2] \quad (8.15)$$

Δ : Intervallbreite

Die optische Tiefe für ein Photon der Energie E_j ergibt sich dann aus der Summe über die Intervalle:

$$\tau(E_j) = \sum_i c_{ji} n_i \quad (8.16)$$

$$c_{ji} := 4.40 \cdot \left(\frac{z}{0.034} \right) h_{50}^{-1} \cdot \left(\frac{E_j}{10^{12} \text{ eV}} \right) \cdot (f(E_j \cdot (\epsilon_i + \Delta/2)) - f(E_j \cdot (\epsilon_i - \Delta/2)))$$

$$n_i := \frac{n(\epsilon_i)}{0.01 \text{ eV cm}^{-3}}$$

$$f(x) := \frac{\ln x}{2x^2} \cdot \left(\frac{1}{2x^2} - 1 \right) + \frac{1}{4x^2} \cdot \left(\frac{1}{4x^2} - 1 \right)$$

Mit der Gleichung 8.16 kann direkt durch Lösen des linearen Gleichungssystems aus einer vorgegebenen optischen Tiefe die entsprechende Energiedichte des EHL berechnet werden. Leider lässt sich die Gleichung 8.16 zwar formal lösen, aber i.A. oszillieren die Koeffizienten n_i und das Ergebnis ist physikalisch nicht interpretierbar⁶. Ein mögliches aber aufwendiges Verfahren zum Berechnen einer sinnvollen Lösung basierend auf der regularisierten Entfaltung (Blobel 1984) ist hier nicht eingesetzt worden. Stattdessen ist eine einfachere, iterative Methode angewendet worden: Ausgehend von einem konstanten EHL wird die optische Dicke τ_j bestimmt und mit dem gewünschten Wert $\tau_j \stackrel{!}{=} \ln(\Phi_Q(E_j)/\Phi_O(E_j))$ verglichen. Die Werte n_i werden um $\delta_i \propto c_{ji}$ variiert und τ_j erneut ausgerechnet. Es ist hierbei sinnvoll und auch notwendig, bestimmte n_i konstant zu halten und nicht zu variieren (hier sind z.B. die Messpunkte bei 1.5 und 60 μm berücksichtigt worden).

Die resultierenden Flussobergrenzen sind in Abbildung 8.4 gemeinsam mit Modellrechnungen aus Hauser et al. (1998) und einer unvollständigen Sammlung der verschiedenen Messungen und Flussgrenzen des EHL eingezeichnet. Die Modellrechnungen unterscheiden sich in der angenommenen Sternentstehungsrate: Das *UVO*-Modell (Dwek et al. 1998) geht von einer maximalen Sternentstehungsrate bei einer Rotverschiebung von $z = 1.8$ aus, wohingegen das *PIF*-Modell (Pei und Fall 1995) das Maximum bei $z = 0.9$ vermutet. Je früher die Sterne entstehen, desto länger haben sie Licht emittiert und entsprechend höher ist die Erwartung für das Flussniveau des EHL. Zusätzlich zu der Sternentstehungsrate spielen auch noch die Metallizität und damit die spektrale Form des Sternenlichts bei der theoretischen Berechnung des EHL-Flusses eine Rolle. Die in Abbildung 8.4 eingezeichneten Flusspunkte und Grenzen entstammen unterschiedlichen Messungen und repräsentieren einen Querschnitt der zur Zeit publizierten Werte. Die in Abbildung 8.4 eingezeichnete gestrichpunktete Linie entspricht der sich aus dieser Analyse ergebende Grenze auf den Fluss der Hintergrundstrahlung, wobei der Messpunkt bei 1.5 und 60 μm berücksichtigt worden ist.

Die mithilfe des TeV-Energiespektrums von Mrk-501 bestimmten Flussobergrenzen sind deutlich niedriger als die vergleichbaren Werte aus Messungen mit dem COBE-Satelliten (Dwek et al. 1998).

8.2 Einfluss des BEK auf die Opazität

Die Absorption von TeV-Photonen in $\gamma_{\text{TeV}}\gamma_{\text{IR}} \rightarrow e^+e^-$ -Wechselwirkungen ist ein Prozess mit einer Schwellenenergie ($s > 4 \cdot m_e^2 c^4$). Befinden sich N Photonen der Energie E_0 in einer Phasenraumzelle und werden fälschlicherweise beim Nachweis mit Cherenkovteleskopen als ein Photon der Energie $N \cdot E_0$ rekonstruiert, ist die optische Tiefe nicht mehr $\tau(E = N \cdot E_0)$ (siehe vorigen Abschnitt). Beim Transport im EHL kann jeweils immer nur eines der Photonen an der Paarerzeugung teilnehmen. Es sind zwar in Labormessungen nichtlineare Effekte nachgewiesen worden, bei denen kollektiv mehr

⁶Die Werte für n_i sollten immer positiv sein.

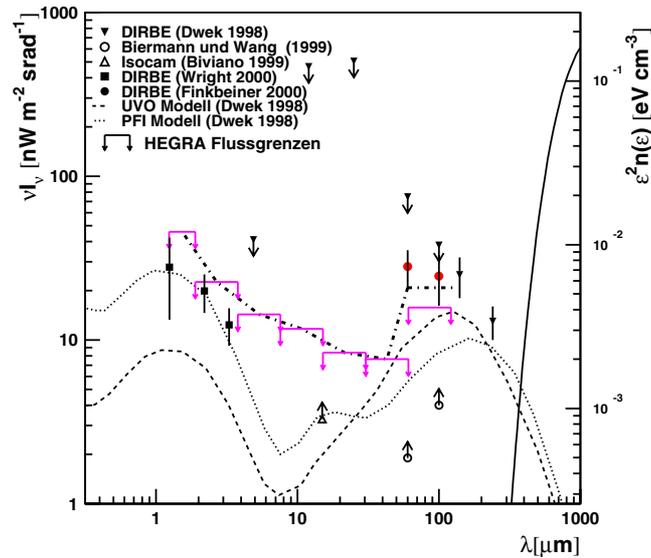


Abbildung 8.4: Das Mrk-501-Energiespektrum von 1997 ist verwendet worden, um obere Grenzen für den Fluss diffuser Photonen im Wellenlängenintervall zwischen $1 \mu\text{m}$ und etwa $100 \mu\text{m}$ anzugeben (Balkenpfeile). Die Obergrenzen ergeben sich aus der Annahme, dass das differenzielle Quellspektrum nicht härter als ein Potenzgesetz mit $\nu = 1.5$ sein darf. Zum Vergleich sind verschiedene Modelle für den spektralen Verlauf des EHL und Messwerte bzw. Flussgrenzen, die von mehreren Experimenten angegeben wurden, eingezeichnet. Die hier angegebenen Grenzen sind um eine Größenordnung niedriger als die von COBE ermittelten Obergrenzen. Die gestrichpunktete Linie stellt den Verlauf des EHLs dar, der in Abb. 8.5 zur Berechnung des Quellspektrums angenommen worden ist.

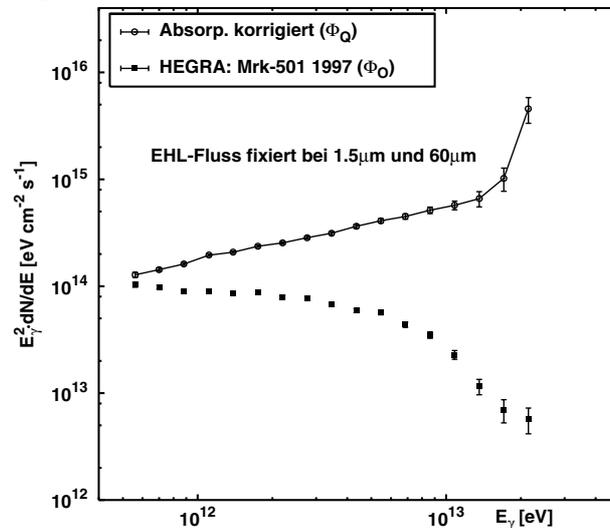


Abbildung 8.5: Unter der Vorgabe, dass das EHL bei $1.5 \mu\text{m}$ und $60 \mu\text{m}$ den gemessenen Werten entspricht (siehe gestrichpunktete Kurve in Abbildung 8.4) ergibt sich der dargestellte Verlauf des Quellspektrums (gewichtet mit E^2). Lediglich am hochenergetischen Ende zeigt das Quellspektrum einen härteren Verlauf als das angenommenen Potenzgesetz $E^{-1.5}$, der sich nicht vermeiden lässt, wenn der Fluss bei $60 \mu\text{m}$ im Rahmen der Fehler mit dem Wert aus Finkbeiner et al. (2000) übereinstimmen soll.

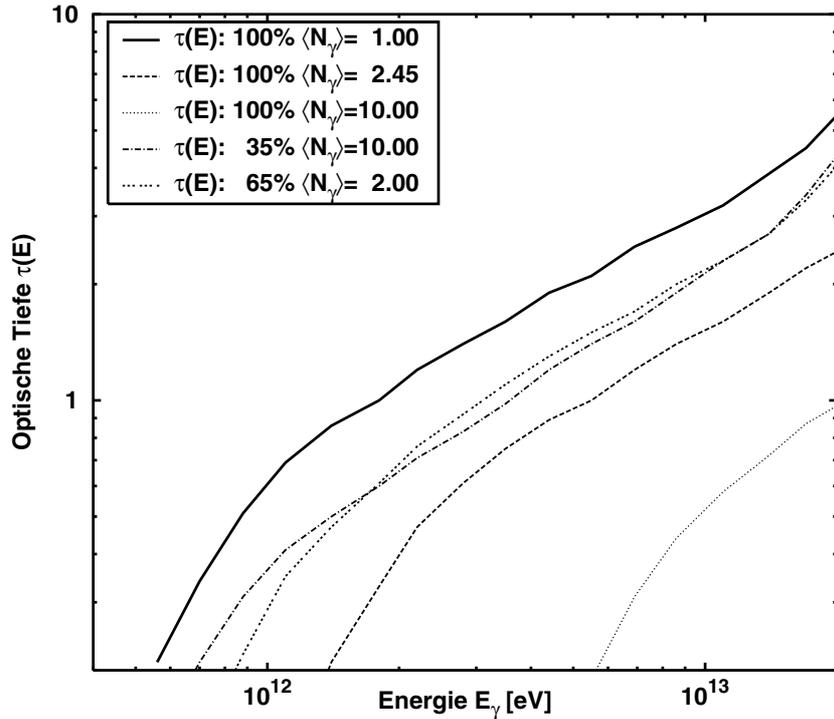


Abbildung 8.6: Die effektive optische Tiefe τ_{eff} als Funktion der Photonenergie für verschiedene relative Anteile von BEK mit $\langle N \rangle = 2, 2.45$ und $\langle N \rangle = 10$ am gemessenen Fluss einer Quelle mit Rotverschiebung $z = 0.034$ (Mrk-501).

als zwei Photonen an der Paarerzeugung teilgenommen haben (Burke et al. 1997), die Intensität des EHL ist jedoch um einige Größenordnungen zu klein, als dass die in Burke et al. (1997) durch intensives Laserlicht hervorgerufenen Effekte beim Transport von TeV-Photonen im intergalaktischen Medium eine Rolle spielen könnten.

Die optische Dicke für ein BEK mit $\langle N_\gamma \rangle$ Photonen der Energie E_0 ist hiernach einfach gegeben durch $\tau(E_0)$. Nimmt man also an, dass die beobachteten TeV-Photonen der Energie E zu einem relativen Anteil ζ aus BEK mit der mittleren Besetzungszahl $\langle N_\gamma \rangle = E/E_0$ bestehen, ergibt sich folgender Ausdruck für das beobachtete Spektrum Φ_O und es lässt sich eine effektive optische Tiefe τ_{eff} definieren:

$$\begin{aligned} \Phi_O &= \Phi_Q \cdot ((1 - \zeta)e^{-\tau(E)} + \zeta e^{-\tau(E_0)}) \\ &= \Phi_Q \cdot ((1 - \zeta)e^{-\tau(E)} + \zeta e^{-\tau(E/\langle N_\gamma \rangle)}) \end{aligned} \quad (8.17)$$

$$\Phi_O = \Phi_Q \cdot e^{-\tau_{eff}} \quad (8.18)$$

$$\tau_{eff} := \log \left((1 - \zeta) \cdot e^{-\tau(E)} + \zeta \cdot e^{-\tau(E/N)} \right) \quad (8.19)$$

Als Beispiel ist in Abbildung 8.6 die optische Tiefe für ein vollständig aus BEK bestehenden Photonstrahl mit einer mittleren Besetzungszahl $\langle N_\gamma \rangle = 2.45$ (siehe auch Gleichung 8.4) für eine Quelle mit Rotverschiebung $z = 0.034$ (Mrk-501) als Funktion der Energie aufgetragen. Die optische Tiefe ändert sich nur wenig, wenn der relative Anteil der BEK nicht deutlich dominiert.

8.3 Rekonstruktion der Eindringtiefe

Um die durch BEK ausgelöste Luftschauer von denen durch einzelne Photonen initiierte Ereignisse zu unterscheiden, ist die Rekonstruktion der Position des Schauermaximums von zentraler Bedeutung. Die Rekonstruktion der Position des Schauermaximums ist mithilfe der stereoskopischen Rekonstruktion für individuelle Ereignisse möglich. Hierbei ist mit dem Schauermaximum diejenige Position entlang der Schauerachse gemeint, an der die Zahl der geladenen Teilchen ihr Maximum erreicht (vgl. mit Kapitel 1.8). Der maßgebliche Bildparameter zur Rekonstruktion des Schauermaximums ist $disp$, der Winkelabstand zwischen der Einfallrichtung und der Position des Bildschwerpunkts in der Kamera (siehe Abbildung 3.4). Für den idealisierten Fall, dass das Cherenkovlicht isotrop abgestrahlt wird und die Schauerentwicklung symmetrisch zum Schauermaximum stattfindet, gilt:

$$\tan(disp) = \frac{r}{h} \quad (8.20)$$

$$disp \cdot \frac{\pi}{180} = \frac{r}{h} \quad (disp \text{ in Grad}) \quad (8.21)$$

- $disp$: Winkel zwischen Bildschwerpunkt und Schauerachse
 r : Abstand zwischen Teleskop und Schauerachse
 h : Abstand zwischen scheinbarem Schwerpunkt
 der Lichtemission und Fokalebene

Aus dem Winkel zwischen dem Bildschwerpunkt und der rekonstruierten Richtung des Luftschauers ($disp$) ergibt sich die Position des Schwerpunktes der Lichtabstrahlung. Die gesuchte Größe des Teilchenmaximums h_{max} in der Schauerentwicklung ist jedoch nicht identisch mit dem Schwerpunkt der Cherenkovemission. Es muss berücksichtigt werden, dass die Cherenkovabstrahlung weder isotrop noch homogen entlang der Schauerentwicklung stattfindet sondern von dem Brechungsindex der Luft abhängt (siehe Abbildung 1.8). Die differentiellen Eigenschaften der Atmosphäre sind dafür verantwortlich, dass ein Beobachter in Abhängigkeit vom Abstand zur Schauerachse eine Verschiebung des scheinbaren Schwerpunkts der Cherenkovemission zu der Position der maximalen Teilchenzahl („Schauermaximum“) bemerkt.

Um dennoch aus dem Schwerpunkt der Intensitätsverteilung die Position des Schauermaximums zu rekonstruieren, lässt sich eine Korrekturfunktion aus simulierten Luftschauern bestimmen.

Die tatsächliche Position des Maximums wird zunächst anhand der während der Simulation aufgezeichneten Longitudinalentwicklung (vgl. Kapitel 4) bestimmt. Die Zahl der geladenen Teilchen ist in Schritten von 20 g/cm^2 abgespeichert und anhand dieser diskreten Verteilung wird dasjenige Intervall gesucht, das den maximalen Eintrag enthält. Gemeinsam mit den beiden benachbarten Intervallen ist eine Parabelfunktion der Form $p_0 + p_1 \cdot x + p_2 \cdot x^2$ eindeutig beschrieben und es ergibt sich das gesuchte Schauermaximum an der Stelle $x_{max} = -0.5 \cdot p_1/p_2$, wenn $p_2 < 0$ gilt. Der systematische Fehler aufgrund der Diskretisierung der Longitudinalentwicklung in 20 g/cm^2 -Schritten ist kleiner als 4 g/cm^2 .

$i =$	0	1	2	3
α_i	0.372	2.423	0.291	-
β_i [1/m]	$3.286 \cdot 10^{-3}$	$4.894 \cdot 10^{-3}$	$-1.119 \cdot 10^{-3}$	-
γ_i [1/m]	$2.592 \cdot 10^{-3}$	$-0.721 \cdot 10^{-3}$	$6.06 \cdot 10^{-3}$	$-3.815 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 8.2: Die Parameter zur Verwendung in den Gleichungen 8.24-8.26

Für simulierte photoninduzierte Luftschauer unterschiedlicher Primärenergie E und Abstand r lässt sich jetzt eine Funktion $c(r, E)$ finden:

$$h_{max} = \frac{r}{c(r, E) \cdot disp} \quad (8.22)$$

h_{max} : Abstand zu der Position des Teilchenmaximums entlang der Schauerachse

Als Ansatz für $c(r, E)$ ist eine bilineare Funktion von r gewählt worden (siehe Gleichung 8.23 und Abbildung 3.11), wobei die beiden Steigungen a_1 und a_2 und der Achsenschnittpunkt a_0 energieabhängig parametrisiert wurden (Gleichungen 8.24-8.26). Die verwendete Energie ist jeweils die rekonstruierte Energie (siehe auch Abschnitt 3.2), so dass alle apparativen Effekte berücksichtigt werden.

$$c(r, E) = a_0 + \begin{cases} a_1 \cdot r & : r < 118 \text{ m} \\ a_1 \cdot 118 \text{ m} + a_2 \cdot r & : r \geq 118 \text{ m} \end{cases} \quad (8.23)$$

$$a_0(x) = \alpha_0 \cdot e^{-\alpha_1 \cdot x} + \alpha_2 \quad (8.24)$$

$$a_1(x) = \beta_0 + \beta_1 \cdot x + \beta_2 \cdot x^2 \quad (8.25)$$

$$a_2(x) = \gamma_0 + \gamma_1 \cdot x + \gamma_2 \cdot x^2 + \gamma_3 \cdot x^3 \quad (8.26)$$

$$x := \log_{10}(E/\text{TeV})$$

Für acht Energieintervalle sind jeweils die drei Parameter a_0 , a_1 und a_2 durch eine entsprechende Anpassung einer bilinearen Funktion der Form 8.23 bestimmt worden. Die Anpassung der Funktionen 8.24-8.26 liefert die in Tabelle 8.2 aufgeführten Werte. Die gesuchte Distanz vom Auftreffpunkt der Schauerachse zu der Position des Schauermaximums wird für jedes Teleskop einzeln bestimmt und gemittelt. Hierbei wird als Gewicht $w_i = \max\{0.15, 2.5 \cdot A_i^{-0.5}\}$ für die Teleskope gewählt (Hofmann et al. 1999).

Verwendet man diese Parametrisierung für $c(r, E)$ und vergleicht die so rekonstruierte mit der wahren Position des Schauermaximums aus simulierten Schauern, kommt man zu dem Ergebnis, dass die Distanz zum Schauermaximum mit einer Genauigkeit von 800 m rekonstruiert werden kann. Diese Auflösung variiert etwas mit der Energie des Primärteilchens. In Abbildung 8.7 ist das Verhältnis der rekonstruierten zu der wahren Distanz in Abhängigkeit von der rekonstruierten Energie für simulierte Luftschauerereignisse aufgetragen. Die Fehlerbalken entsprechen dem Schwankungsquadrat der Verteilung.

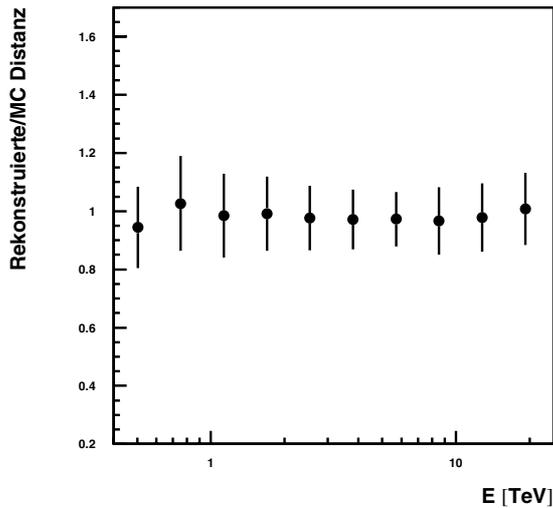


Abbildung 8.7: Die Punkte sind die Mittelwerte der Verteilung aus dem Verhältnis der rekonstruierten zu der wahren Distanz zum Schauermaximum für verschiedene Energien. Die Fehlerbalken deuten das Schwankungsquadrat der Verteilung an.

Die geometrisch rekonstruierte Distanz h_{max} zu der Position des Schauermaximums lässt sich über ein geeignet gewähltes atmosphärische Dichteprofil $X(h)$ in eine Eindringtiefe X_{max} in Einheiten der Säulendichte g/cm^2 umwandeln. In die Umrechnung geht der rekonstruierte Zenitwinkel ϑ ein, um die Säulendichte entlang der Schauerachse zu bestimmen (siehe Gleichung 8.27).

$$X_{max} = \frac{X(h_{max} + h_{obs})}{\cos(\vartheta)} \quad (8.27)$$

$X(h)$: Säulendichte in Abhängigkeit von der Höhe über Meeresniveau

h_{obs} : Beobachtungsniveau (HEGRA: 2 200 m)

8.4 Vergleich der Eindringtiefen für verschiedene γ -Quellen

Die durch Bose-Einstein-Kondensate (BEK) ausgelösten Luftschauer entwickeln sich in der Atmosphäre wie mehrere unabhängige Ereignisse, deren zeitliche Abfolge und laterale Ausdehnung genügend klein sein kann, um von Luft-Cherenkovteleskopen wie ein einzelnes Ereignis registriert zu werden. Die mithilfe der Luft-Cherenkovtechnik rekonstruierte Energie ergibt sich aus der über die Einzelschauer integrierte Lichtmenge und entspricht der Summe der individuellen Photonenergien. In dieser Hinsicht unterscheidet sich ein von einem BEK der Gesamtenergie $E = N \cdot E_0$ ausgelöstes Ereignis nicht von dem durch ein einzelnes Photon der Energie E initiierten Luftschauer. Die Eindringtiefe X_{max} der überlagerten Schauerentwicklung bis zum Erreichen des Teilchenmaximums weicht jedoch von der eines einzelnen Schauers ab und erlaubt

die Unterscheidung zwischen BEK und einzelmem Photon. Hierzu ist es hilfreich, die energieabhängige Position des Schauermaximums genauer zu betrachten:

$$X_{max}(E) = \lambda_0 + \lambda_1 \cdot \log_{10} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right) \quad (8.28)$$

Mit simulierten Luftschauern und deren Longitudinalprofilen lässt sich λ_0 und λ_1 zunächst unabhängig von dem Einfluss des Detektors und der Rekonstruktionsmethode aus der Anpassung der Gleichung 8.28 bestimmen:

$$\lambda_0 = (330.2 \pm 0.4^{stat.} \pm 5.5^{syst.}) \text{ g/cm}^2 \quad (8.29)$$

$$\lambda_1 = (75.3 \pm 0.7^{stat.} \pm 3.0^{syst.}) \text{ g/cm}^2 \quad (8.30)$$

Der systematische Fehler ist aus dem Einfluss des gewählten Energieintervalls auf das Ergebnis der Anpassung abgeschätzt worden. Für den systematischen Fehler von λ_0 ist zusätzlich auch noch der aus dem Verfahren zur Bestimmung des Schauermaximums durch Anpassung einer Parabel abgeschätzte mögliche systematische Fehler eingegangen (siehe Abschnitt 8.3).

Die Werte für λ_0 und λ_1 aus Gleichungen 8.29 und 8.30 lassen sich in dieser Form mit den experimentell gewonnenen Daten nicht vergleichen. Vielmehr ist zu berücksichtigen, dass sowohl die Rekonstruktion der Eindringtiefe als auch die zugehörige Energie mit einer gewissen Auflösung gemessen werden. Des Weiteren verzerren Korrelationen zwischen den beiden *rekonstruierten* Größen und Schwelleneffekte⁷ die rekonstruierte Eindringtiefe als Funktion der Energie. Um diese Effekte vollständig zu berücksichtigen, wird das in Abschnitt 8.3 beschriebene Verfahren sowohl auf Daten als auch auf simulierte Ereignisse angewendet und dann verglichen.

Zunächst wird die Elongation der Photonereignisse aus der Richtung des Krebsnebels und der aktiven Galaxie Mrk-501 mit der Elongation aus simulierten Ereignissen verglichen, um sich davon zu überzeugen, dass die Mittelwerte keinen Unterschied aufweisen.

Hierzu sind die in den Abschnitten 5.2 und 6.2 beschriebenen simulierten Ereignisse und Daten aus der Richtung des Krebsnebels und Mrk-501 rekonstruiert und die mittlere Eindringtiefe in acht Intervallen der Energie bestimmt worden (Abbildung 8.8). Die aus den Daten rekonstruierten Eindringtiefen aus der Richtung des Krebsnebels und Mrk-501 sind in sehr guter Übereinstimmung miteinander – eine Anpassung der Elongation mit einer Funktion der Form 8.28 an die kombinierten Datenpunkte ergibt für die Parameter

$$\lambda_0^{Daten} = (337.7 \pm 3.0) \text{ g/cm}^2 \quad (8.31)$$

$$\lambda_1^{Daten} = (75.6 \pm 5.1) \text{ g/cm}^2 \quad (8.32)$$

in guter Übereinstimmung zu dem Ergebnis der Anpassung an die simulierten Ereignisse:

$$\lambda_0^{Sim.} = (333.3 \pm 1.2) \text{ g/cm}^2 \quad (8.33)$$

$$\lambda_1^{Sim.} = (76.7 \pm 1.6) \text{ g/cm}^2 \quad (8.34)$$

⁷An der Ansprechschwelle werden bevorzugt Luftschauer aufgezeichnet, deren Schauermaxima näher am Beobachter sind als die mittlere Schauerentwicklung erwarten ließe.

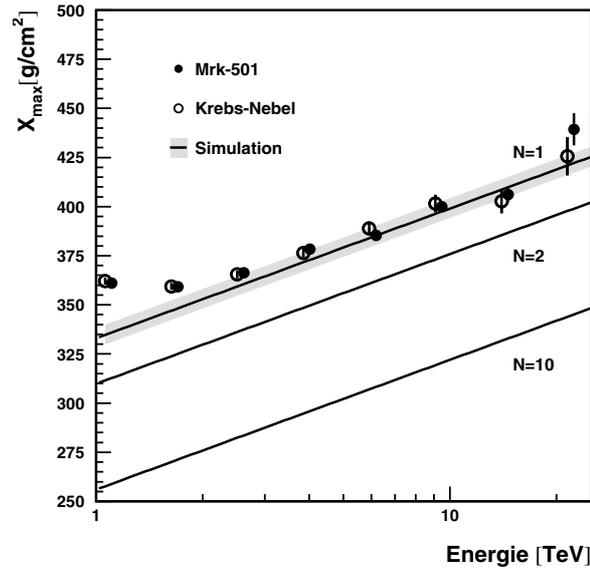


Abbildung 8.8: Die mittlere Eindringtiefe als Funktion der Energie (Elongation) für Photonereignisse aus der Richtung des Krebs-Nebels, Mrk-501 und simulierte Ereignisse im Vergleich. Die Fehlerbalken sind 1σ Fehler (statistisch), der grau unterlegte Bereich für die Elongation der simulierten Ereignisse gibt den systematischen Fehler an.

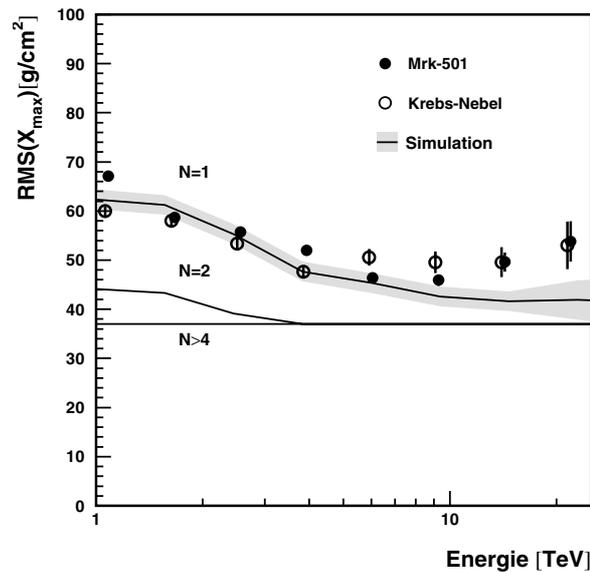


Abbildung 8.9: Die RMS-Breiten der rekonstruierten Eindringtiefenverteilung als Funktion der Photonenergie: Die Breiten der rekonstruierten Verteilungen sind für BEK-Ereignisse tendenziell schmaler, weil die Schauerentwicklung weniger fluktuiert. Die Genauigkeit, mit der die Position des Schauermaximums bestimmt werden kann, bedingt eine minimale Breite der Verteilung, die die Sensitivität hier einschränkt. Die erwarteten und die gemessenen Breiten sind im Rahmen der Fehler konsistent miteinander.

In Abbildung 8.8 ist zusätzlich die Elongation, wie sie für BEK-Ereignisse erwartet wird, für $N = 2$ und $N = 10$ eingezeichnet. Die Annahme, dass die N einzelnen Photonen der jeweiligen Energie E_0 individuelle Luftschauer auslösen, ergibt eine mittlere Eindringtiefe für die beobachtete Gesamtenergie $E = N \cdot E_0$, die gegenüber der eines einzelnen Photons um $\lambda_1 \cdot \log_{10}(N)$ verschoben ist (Gleichung 8.35).

$$\begin{aligned} X_{max}^{BEK} &= \lambda_0 + \lambda_1 \cdot \log_{10} \left(\frac{E}{N \cdot \text{TeV}} \right) \\ &= X_{max}(E) - \lambda_1 \cdot \log_{10}(N) \end{aligned} \quad (8.35)$$

8.5 Flussgrenze des relativen BEK-Anteils

Aus den mittleren Eindringtiefen (Abbildung 8.8) lässt sich unmittelbar ausschließen, dass die gemessenen TeV-Photonereignisse von Mrk-501 aus einem reinen BEK bestehen können. Die Analyse der Mittelwerte ergibt jedoch keine quantitative Einschränkungen des möglicherweise kleinen relativen Anteils von BEK-Ereignissen. Aus dem Vergleich der in den verschiedenen Energieintervallen rekonstruierten Verteilungen aus simulierten und beobachteten Ereignissen können jedoch obere Grenzen für den relativen Anteil an BEK-Ereignissen angegeben werden. Vereinfachend wird hierzu angenommen, dass die Verteilung der registrierten BEK-Ereignisse sich durch eine Gaußfunktion mit einem verschobenen Mittelwert $\langle X_{max}^{BEK} \rangle = \langle X_{max} \rangle - \lambda \cdot \log_{10}(N)$ (Gleichung 8.35) und einer Breite σ_{xmax}^{BEK} beschreiben lässt.

$$\sigma_{xmax}^{BEK} = \max\{\sigma_{xmax}(E_0)/\sqrt{N}, 37 \text{ g/cm}^2\}. \quad (8.36)$$

Die in Gleichung 8.36 angegebene Breite der Verteilung der Eindringtiefen von BEK-Ereignissen ist unter der Annahme abgeschätzt, dass die einzelnen Photonen der jeweiligen Energie E_0 unabhängig voneinander Luftschauer auslösen, die individuell in ihrer longitudinalen Entwicklung mit $\sigma_{xmax}(E_0) \approx 50 \text{ g/cm}^2$ fluktuieren⁸. Die resultierende Fluktuation in der überlagerten Schauerentwicklung wird durch die Überlagerung von N unabhängigen Ereignissen um den Faktor $1/\sqrt{N}$ gedämpft. Die minimale Breite der X_{max} -Verteilung ist durch die instrumentelle Auflösung gegeben ($\sigma_{HEGRA} \approx 37 \text{ g/cm}^2$). Für $N > 4$ ist hauptsächlich die apparative Auflösung der X_{max} -Rekonstruktion für die Breite der Verteilung verantwortlich.

Mit den Gleichungen 8.35 und 8.36 lässt sich die erwartete Verteilung für die Eindringtiefen von BEK-Ereignissen vereinfachend mit einer Gaußfunktion parametrisieren⁹. Die entsprechende Verteilung der durch „einfache“ Photonen ausgelösten Ereignisse ist aus den simulierten Ereignissen bekannt. Sowohl die simulierte als auch die parametrisierte Verteilung werden jeweils in Histogramme eingefüllt und normiert. Anschließend kann die gewichtete Summe der beiden Histogramme gebildet werden.

⁸Die Fluktuationen der Schauerentwicklung sind nur wenig von der Energie abhängig. Ein wesentlicher Teil der Fluktuationen kommt bereits durch die Position der ersten Wechselwirkungszone zustande. Mit zunehmender Energie und damit steigenden Teilchenzahlen in der Schauerentwicklung verringern sich die durch die Schauerentwicklung hervorgerufenen Fluktuationen.

⁹Die Breite der Verteilung ist dominiert durch die tatsächlich nahezu gaußförmige Auflösungsfunktion der Eindringtiefenrekonstruktion.

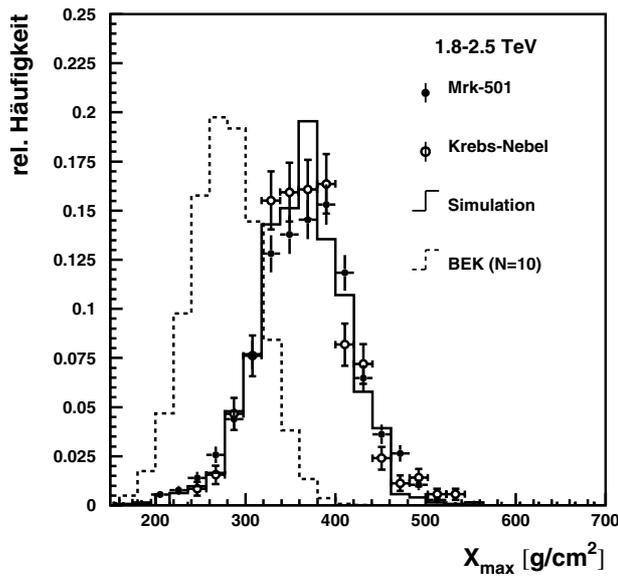


Abbildung 8.10: Die Verteilung der Eindringtiefen für das Energieintervall von 1.8 bis 2.5 TeV: Es sind die Histogramme mit den Häufigkeitsverteilungen für beobachtete Daten (vom Krebs-Nebel und Mrk-501) gemeinsam mit simulierten Ereignissen und der Erwartung für BEK-induzierte Ereignisse eingetragen.

Das so bestimmte Histogramm enthält die Erwartung für die Verteilung der Eindringtiefen, die sich bei einem relativen Anteil von BEK-Ereignissen ergeben würde. Als Beispiel ist in Abbildung 8.10 für das Energieintervall von 1.8 bis 2.5 TeV sowohl die gemessene Verteilung der Eindringtiefen ($N = 1$) als auch das entsprechende Histogramm für $N = 10$ eingetragen.

Die Wahrscheinlichkeit für die Übereinstimmung der Histogramme mit den Mrk-501-Ereignissen und mit der erwarteten Verteilung wird durch den Kolmogorov-Smirnov-Test überprüft. Die Wahrscheinlichkeit für die Übereinstimmung der Histogramme variiert für die verschiedenen Energieintervalle zwischen 20 % und 99 %. Der relative Anteil der BEK-Verteilung wird solange erhöht, bis die sich ergebende Wahrscheinlichkeit 1/10 des ursprünglichen Werts unterschreitet. Der so bestimmte relative Anteil wird als oberes Limit mit einer 90 %-Konfidenz interpretiert. Die Flussgrenzen sind für $N = 2$ und $N = 10$ bestimmt worden und in Abhängigkeit von der Energie in Abbildung 8.11 eingetragen.

8.6 Interpretation des Ergebnisses

Die Flussgrenzen auf den relativen BEK-Anteil können jetzt verwendet werden, um deren Einfluss auf die Absorption und somit das Quellspektrum zu diskutieren. In Abschnitt 8.1 sind die Methoden vorgestellt worden, um die optische Tiefe des EHL zu bestimmen. Führt man diese Rechnung unter Berücksichtigung eines möglichen relativen BEK-Anteils von 25 % mit $N = 10$ oder auch 65 % mit $N = 2$ durch, ergibt sich, dass die optische Tiefe sich um lediglich eins ändert (siehe Abbildung 8.6). Das um den Einfluss der Absorption korrigierte Spektrum zeigt immer noch einen sehr harten Verlauf mit einem Anstieg des Energieflusses zu hohen Energien, der unvereinbar mit den Modellvorstellungen ist (siehe Abbildung 8.12).

Nach dieser ausgiebigen Diskussion der verschiedenen Möglichkeiten, die Mes-

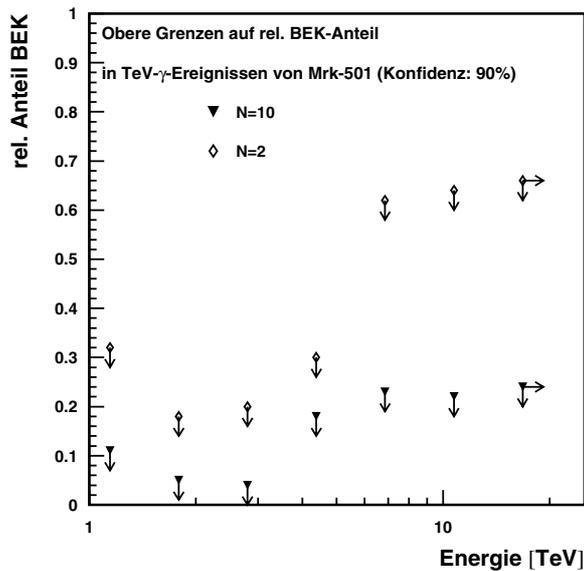


Abbildung 8.11: Die eingezeichneten oberen Grenzen ergeben sich aus dem Vergleich der Verteilungen für die in dem jeweiligen Energieintervall bestimmten Eindringtiefen für Daten von Mrk-501 und simulierten Ereignissen (für Details siehe Text).

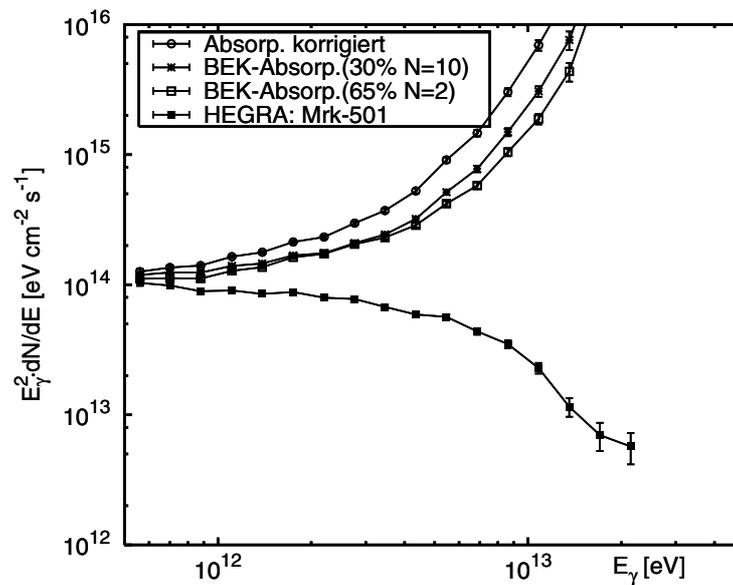


Abbildung 8.12: Das Quellenspektrum, das sich nach Korrektur um den Einfluss der Absorption für Mrk-501 ergibt (das EHL ist hier genauso gewählt worden wie für die durchgezogene Kurve in Abbildung 8.2), ist auch mit dem maximal verträglichen Anteil an BEK immer noch sehr hart und zudem konkav und damit nicht mit den Emissionsmodellen für diese Klasse von Objekten verträglich.

sungen bei $60 \mu\text{m}$ und die damit zu erwartenden deutlichen Absorptionseffekte für TeV-Photonen konsistent zu verstehen, lässt sich resümieren, dass die Existenz von BEK mit einem deutlichen Einfluss auf die zu erwartende Absorption durch diese Analyse ausgeschlossen werden konnte. Die alternative Erklärung, die Forderung nach Lorentzinvarianz aufzugeben, um die Absorptionseffekte zu reduzieren, kann hier nicht ausgeschlossen werden.

Die indirekte Methode, aus der Beobachtung von Absorptionseffekten in extragalaktischer TeV-Strahlung auf das Flussniveau der extragalaktischen Infrarotstrahlung zu schließen, ist sicherlich noch nicht ausgeschöpft. Die Kombination von Messungen mit Satelliten und bodengestützter Cherenkovteleskope¹⁰ wird in Zukunft zur Klärung der Situation beitragen können.

Mit den Cherenkovteleskopen der nächsten Generation eröffnet sich bei niedrigeren Schwellenenergien der Zugang zu mehr Quellen unter verschiedenen Abständen. Es könnte dann möglich sein, das Quellspektrum der Objekte besser zu modellieren und dadurch detaillierter das EHL durch Messungen der Energiespektren oberhalb von ca. 40 GeV zu bestimmen.

¹⁰die zudem auch wesentlich billiger sind als Satelliten

Kapitel 9

Ausblick

Die Zukunft der TeV-Astrophysik wird weiterhin durch die abbildende Cherenkov-technik bestimmt. Neuartige Instrumente (siehe auch Abbildung 9.1) mit niedrigeren Nachweisschwellen werden vermutlich neue Entdeckungen am γ -Himmel mit sich bringen. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Fragestellungen nach dem Transport von hochenergetischen Photonen und Hadronen und der Ausbildung von Kaskaden an den Hintergrundstrahlungsfeldern wird mit den neuen Detektoren weiter an Bedeutung gewinnen.

Insbesondere eröffnet der Standort des H.E.S.S.-Teleskopsystems, das als direktes Nachfolgeexperiment für die HEGRA-Teleskope bereits in Bau ist, auf der Südhalbkugel in Namibia den Blick in das galaktische Zentrum. Hier kann erstmals nach der möglichen Vernichtungsstrahlung von Neutralinos gesucht werden. Die Quellregion (das galaktische Zentrum) ist nicht punktförmig, so dass die entsprechenden Beobachtungen für ausgedehnte Quellregionen optimiert sein sollten.

Die extragalaktischen Objekte, die mit der niedrigen Energieschwelle bis zu einer Rotverschiebung von $z \approx 1$ beobachtbar sein werden, ermöglichen durch Spektroskopie im GeV- bis TeV-Energiebereich detaillierte Rückschlüsse auf die infrarote Hintergrundstrahlung. Es ergibt sich vielleicht auch erstmals die Möglichkeit, eine isotrope GeV-Strahlung nachzuweisen, die aus den hier detailliert untersuchten Kaskaden stammen könnten.

Die höchstenergetische Teilchenstrahlung wirft eine große Zahl offener Fragen auf – zu den wichtigsten zählt die Frage nach ihrem Ursprung – und motiviert neue Experimente, um das Rätsel der Herkunft dieser Teilchen zu klären. Von einigen zukünftigen Projekten (Pierre-Auger-Observatorium, OWL-Airwatch-Projekt) erwartet man sich Hinweise auf die unbekanntenen Quellen. Prinzipiell versucht man durch Vergrößern der Nachweisfläche (3 000 km² für das Pierre-Auger-Observatorium und 250 000 km² für das OWL-Airwatch-Projekt) und einer verbesserten Winkelauflösung für die Richtungsbestimmung im Vergleich mit den derzeitig betriebenen Experimenten sowohl die Zahl der Teilchen mit Energien oberhalb von 10²⁰ eV zu erhöhen¹ als auch deren Richtung auf einen möglichst kleinen Raumwinkel einzuschränken. Je nach Stärke und Topologie der Magnetfelder im intergalaktischen Raum werden die Teilchen kaum abgelenkt oder aber breiten sich diffus aus und kehren ihre Bewegungsrichtung während des Transports mehrfach um. In beiden Fällen ergeben sich charakteristische Signatu-

¹Zur Zeit sind 20 Teilchen in diesem Energiebereich nachgewiesen worden



Abbildung 9.1: Fotomontage der ersten Ausbauphase des H.E.S.S.-Observatoriums mit 4 Teleskopen im Khomas-Hochland auf einer Höhe von 1800 m über Meeresniveau in Namibia. Die 4 Teleskope mit einem jeweiligen Durchmesser von 11 m haben eine um das zehnfache gegenüber den HEGRA-Teleskopen vergrößerte Lichtsammel­fläche. Die Nachweisschwelle sinkt entsprechend auf 50 GeV. In der zweiten Ausbauphase sind 16 Teleskope auf einer vergrößerten Grundfläche geplant.

ren in der Ankunftsrichtungsverteilung der höchstenergetischen Teilchen, die mit der kommenden Generation gigantischer Luftschauerexperimente unterschieden werden können.

Für den unmittelbaren auf die HEGRA-Instrumente beschränkten Ausblick sind die Beobachtung des Krebs-Nebels im konvergenten *super-wobble*-Modus vorgesehen, bei denen die zu erwartende Verbesserung des effektiven Raumwinkels auf einen um ca. 20-30 % größeren Wert ausgenutzt werden kann. Eine Fortführung der Beobachtungen der FE-320-Region mit einem vergrößerten Gesichtsfeld erscheint ebenfalls sinnvoll, um nach einer weiter ausgedehnten Quellregion zu suchen.

Kapitel 10

Zusammenfassung

Suche nach korrelierter TeV-Strahlung: Im Rahmen dieser Arbeit sind sowohl die Ausbildung und Entwicklung von intergalaktischen Kaskaden als auch die Analysemethoden der Luftschauertechnik umfassend bearbeitet worden. Hierzu sind zwei neuartige und unabhängige Simulationsprogramme zur Berechnung der intergalaktischen Kaskaden erstellt worden (`intek` und `trans`), die sich in ihren Eigenschaften geeignet ergänzen. Das Programm `intek` simuliert erstmals die vollständige (räumliche und zeitliche) Entwicklung der elektromagnetischen Komponente der intergalaktischen Kaskade. Hierzu sind die wesentlichen elektromagnetischen Prozesse (Paarproduktion und Compton-Streuung), die die Kaskade an den Hintergrundphotonen „antreiben“, detailliert simuliert worden. Der immense Zeitaufwand für die Berechnung der zahlreichen Wechselwirkungen lässt die Simulation von kontinuierlichen Injektionsspektren über größere Distanzen mit `intek` unrealistisch erscheinen. Um jedoch z.B. die Ankunftszeitverteilung und die Winkelverteilung der Sekundärteilchen zu bestimmen, die aus monoenergetisch injizierten Primärteilchen stammen, ist `intek` sehr gut geeignet.

Das zweite unabhängige Programm `trans` löst die zugrundeliegende Transportgleichung numerisch unter Verwendung von geeigneten Näherungen. Hierdurch kann ein beliebiges breitbandiges Energiespektrum und die dazugehörige Sekundärteilchenkomponente sehr viel schneller als mit `intek` berechnet werden. Die Information über die Ankunftszeit- und Ankunftsrichtungsverteilung steht jedoch nicht zur Verfügung.

Aus der Kombination der Ergebnisse der beiden Programme sind die folgenden, wesentlichen Eigenschaften der Sekundärteilchen erschlossen worden:

1. Die Form des injizierten Spektrums im hochenergetischen Bereich ist unerheblich für die Form des resultierenden Energiespektrums der Kaskadenstrahlung.
2. Das differenzielle Energiespektrum der Photonen aus der Kaskade folgt im Energiebereich zwischen 10^{11} und 10^{13} eV einem Potenzgesetz mit $dN_\gamma/dE \propto E^{-\alpha}$. Der spektrale Index variiert zwischen $\alpha = 1.5$ für „junge“ Kaskaden (Distanz: 1 Mpc) und $\alpha = 1.8$ für „alte“ Kaskaden (Distanz: 100 Mpc).
3. Befindet sich die Quelle in einer Entfernung jenseits von etwa 30 Mpc, gewinnt die Absorption der Photonen an der infraroten Hintergrundstrahlung an Bedeutung und verursacht einen steilen Abfall des Energiespektrums oberhalb von 10-15 TeV (in Abhängigkeit vom Flussniveau der infraroten Hintergrundstrahlung).

4. Die Ankunftszeiten der Teilchen sind selbst für einen zeitlich singulären Ausbruch der Primärstrahlung über mehrere Jahrhunderte verschmiert, so dass eine deutliche zeitliche Variabilität des TeV- γ -Flusses im Rahmen der Laufzeiten der Experimente ausgeschlossen werden kann.
5. Die Kaskadenstrahlung erscheint unter der Winkelauflösung des HEGRA-Teleskopsystems punktförmig. Hierbei ist jedoch nicht berücksichtigt worden, dass Magnetfelder die Elektronen und Positronen ablenken und damit eine weitere Aufweitung der Ankunftsrichtungsverteilung bewirken könnten.

Aus diesen Eigenschaften ergeben sich entscheidende Vorgaben für eine optimierte Suche nach korrelierter TeV-Strahlung aus intergalaktischen Kaskaden, die bei der Auswertung der Daten umgesetzt worden sind. Im Rahmen einer vorhergehenden Arbeit (Schmele 1998) ist mit den HEGRA-Szintillatorfeldern ein Hinweis auf einen Überschuss an Ereignissen in unmittelbarer Nähe zu der Einfallrichtung des höchstenergetischen Luftschauerereigniss gemessen worden (rekonstruierte Energie $3.2 \cdot 10^{20}$ eV, (Bird et al. 1995)), der als Hinweis auf die mögliche Existenz von TeV-Photonen interpretiert worden ist und hat ein Beobachtungsprogramm mit den HEGRA-Cherenkovteleskopen motiviert (Horns et al. 1997), bei dem insbesondere die mögliche Ausdehnung der Quellregion, wie sie sich aus den Szintillatorfelddaten ergibt, berücksichtigt worden ist.

Diese hier analysierten Daten sind zunächst mit Luftschauer- und Detektorsimulationsrechnungen abgeglichen worden. Hierzu sind vorhandene Programmpakete (CORSIKA und `sim_telarray`) verwendet und den Anforderungen entsprechend angepasst worden. Der Vergleich von photoninduzierten Luftschauern aus der Richtung des Krebs-Nebels mit simulierten Luftschauerereignissen ergab eine sehr gute Übereinstimmung der Bildformen und der Ereignisrate. Anhand der hadroninduzierten Untergrundereignisse konnte das Ansprechverhalten der Teleskope eingehend studiert werden. Auch hier stimmten die Ereignisraten und die Bildformen sehr gut mit denen simulierter Ereignisse überein.

Um die Sensitivität für Luftschauer mit größerem Neigungswinkel zu der optischen Achse der Teleskope zu studieren, ist erstmals ein speziell hierfür aufgezeichneter Datensatz ausgewertet worden, bei dem der Krebs-Nebel mit einem Neigungswinkel von 1.5° zur Kameramitte beobachtet worden ist. Hier konnte ebenfalls eine gute Übereinstimmung der vorhergesagten mit der gemessenen Ereignisrate festgestellt werden. Die γ -Ereignisrate fällt um 52 % gegenüber der Kameramitte ab. Die Sensitivität für die Suche nach γ -Signalen ist anhand simulierter Photonereignisse und Daten vom Krebs-Nebel optimiert worden:

- Für die Suche nach Punktquellen wird die maximale Sensitivität erreicht, wenn lediglich Ereignisse verwendet werden, bei denen 4 Teleskopbilder in der stereoskopischen Rekonstruktion verwendet worden sind und somit eine deutlich bessere Winkelauflösung ($\sigma_{63\%} = 0.09^\circ$) erreicht werden kann als bei Ereignissen mit lediglich zwei Bildern ($\sigma_{63\%} = 0.15^\circ$).
- Für die Suche nach ausgedehnten Regionen sind alle Ereignisse verwendet worden.

- Der optimale Schnitt auf die mittlere skalierte Bildbreite (m_{scw}) ist für alle Ereignisklassen zu $m_{scw} < 1.07$ gewählt worden.

Eine neuartige Methode der Untergrundbestimmung, bei der eine Abschätzung der Untergrundereignisrate aus dem Blickfeld der Kamera bestimmt wird, ist erstmals für die Suche nach unbekanntem Punktquellen im Gesichtsfeld angewendet worden. Die quadratischen Suchfenster sind in einer Suchregion mit den Winkelabmessungen $3^\circ \times 3^\circ$ angeordnet. Das Signal vom Krebs-Nebel ist mit der erwarteten Überschussrate an der richtigen Position gefunden worden.

Die verschiedenen Suchen nach Punktquellen und ausgedehnten Quellregionen in der Nachbarschaft des mit den Szintillatorfeldern gefundenen Ereignisüberschuss mit Suchfenstern von bis zu einem Durchmesser von 1.5° ergab keinen signifikanten Hinweis auf die Existenz von TeV-Photonen innerhalb des Gesichtsfelds. Auch eine Suche über das gesamte Gesichtsfeld (effektiver Raumwinkel 2.18 msrad) erbrachte keinen Hinweis auf eine isotrop einfallende Photonkomponente.

Zur Berechnung der Flussobergrenzen für ein angenommenes hartes Energiespektrum (spektraler Index $\alpha = 1.5$) sind die aus Luftschauersimulationen bestimmten Ereignisraten verwendet worden. Die Flussgrenzen sind für verschiedene Energieschwellen berechnet worden, wobei durch einen Schnitt auf die mittlere Bildamplitude die Energieschwelle bis auf 28 TeV angehoben worden ist. Die abgeleiteten Flussgrenzen für das gesamte Gesichtsfeld erreichen das Flussniveau, das aus der Messung mit den HEGRA-Szintillatorfeldern und einem Energiespektrum mit $dN/dE \propto E^{-1.5}$ zu erwarten gewesen wäre. Aufgrund der möglicherweise weit über das Gesichtsfeld der Kamera hinausreichenden Signalregion lässt sich aber das Signal aus der Suche mit den Szintillatorfeldern nicht ausschließen.

Suche nach Bose-Einstein-Kondensaten in Luftschauerereignissen: Neben der kosmischen Strahlung der höchsten Energien unterliegen auch TeV-Photonen der Absorption durch Wechselwirkung mit niederenergetischen Photonen des extragalaktischen Hintergrunds. Für Photonen mit Energien von 1 - 20 TeV ist insbesondere die Hintergrundstrahlung im Wellenlängenbereich von etwa 1 - $60 \mu\text{m}$ relevant. Im Rahmen dieser Arbeit ist der Einfluss der Absorption auf das beobachtete Energiespektrum der extragalaktischen TeV-Quelle Mrk-501 untersucht worden und obere Flussgrenzen für das infrarote Hintergrundlicht in dem erwähnten Wellenlängenbereich abgeleitet worden. Hierzu ist eine *ad hoc* Annahme für ein physikalisch sinnvolles Quellspektrum von Mrk-501 notwendig, das hier in seiner maximalen Härte eingeschränkt worden ist. Die Bestimmung der Flussgrenzen für die Hintergrundstrahlung basiert auf bereits verwendeten Methoden. Es sind jedoch die aufwendigen numerischen Integrationen durch einige Näherungen analytisch ausgeführt worden. Die abgeleiteten Flussgrenzen sind um mehr als eine Größenordnung niedriger als die mit Satelliten bestimmten Grenzen, die durch lokale Strahlungsquellen im Infraroten stark in ihrer Sensitivität eingeschränkt sind. Die Einschränkungen an den infraroten Strahlungshintergrund sind von großer Bedeutung für das Verständnis der Entstehung und Entwicklung von frühen Galaxien.

Die Flussgrenzen sind jedoch nicht im Einklang mit den jüngst veröffentlichten Messpunkten bei einer Wellenlänge von $60 \mu\text{m}$. Eine Möglichkeit, die Diskrepanz zwischen der Flussgrenze aus der Interpretation des TeV-Energiespektrums und der

Messung bei $60 \mu\text{m}$ zu erklären, ist die hypothetische Existenz von *Bose-Einstein-Kondensaten* (BEK) von TeV-Photonen: Extragalaktische Quellen von TeV-Strahlung wie z.B. Mrk-501 könnten prinzipiell durch Compton-Stöße der relativistischen Elektronen mit kohärenter Maser-Strahlung mehrere Photonen in einer Phasenzelle des Endzustands streuen. Die bisherigen Abschätzungen zu den mittleren Besetzungszahlen sind eingehend diskutiert worden und hierbei ist über bisherige Arbeiten hinaus berücksichtigt worden, dass es keine Phasenbeziehung zwischen den Maser-Photonen und den relativistischen Elektronen gibt, so dass die mittleren Besetzungszahlen sich deutlich reduzieren. Die nahezu zeitgleich eintreffenden und räumlich durch nur wenige 10^{-3} m separierten Photonen des Kondensats lösen in der Atmosphäre mehrere Luftschauer aus, die von Cherenkovteleskopen fälschlicherweise als ein Ereignis mit der Energie, die der Summe der Einzelenergien entspricht, rekonstruiert werden. Statt eines einzelnen Photons mit der Energie von 20 TeV könnten z.B. 10 Photonen mit einer jeweiligen Energie von 2 TeV auf die Atmosphäre treffen. Die optische Tiefe für den Transport im intergalaktischen Strahlungsfeld von Mrk-501 zur Erde wäre für das 20 TeV-Photon z.B. $\tau = 12$, wohingegen es für die 10 einzelnen Photonen aufgrund der kleineren Energie lediglich in etwa $\tau = 1$ betragen würde.

Anhand von HEGRA-Daten ist es leicht möglich gewesen, die Existenz von BEK in TeV-Photonereignissen von Mrk-501 zu überprüfen: Die longitudinale Entwicklung von Luftschauern, die von BEK mit der Besetzungszahl N_B ausgelöst werden, erreichen ihr Schauermaximum früher ($\Delta X_{max} = -74 \text{ g/cm}^2 \cdot \log_{10}(N_B)$). Aus dem Vergleich der mithilfe der stereoskopischen Beobachtung rekonstruierten Eindringtiefen X_{max} in Daten von Mrk-501 mit dem Krebs-Nebel und simulierten Ereignissen konnte keine Abweichung in den mittleren Eindringtiefen und der Verteilungen der Eindringtiefen als Funktion der Energie gefunden werden. Es wurden obere Grenzen für den relativen Anteil von BEK mit $N_B = 10$ von maximal 25 % (90 % Konfidenz) und für $N_B = 2$ zu maximal 63 % (90 % Konfidenz) bestimmt.

Wiederholt man die Berechnung der optischen Tiefe für TeV-Photonen unter Berücksichtigung des maximal zulässigen relativen BEK-Anteils, ergeben sich weiterhin Widersprüche zwischen den TeV-Messungen für das infrarote Hintergrundlicht und den Satellitenmessungen bei $60 \mu\text{m}$, die sich entweder durch Verletzung der Lorentzinvarianz oder aber durch einen unbekanntem systematischen Messfehler erklären lässt. Eine denkbare Möglichkeit ist die Existenz eines warmen, nichtionisierten Mediums, das die Galaxie in einem weiten Halo umgibt und eine isotrope Komponente der infraroten Strahlung vortäuscht.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Quellen hochenergetischer Photonen (3. EGRET-Katalog)	7
1.2	Energiespektrum der kosmischen Strahlung	11
1.3	UHECR-Spektrum	12
1.4	Hillasdiagramm für Kandidaten zur Beschleunigung der UHECR . . .	13
1.5	Signifikanzverteilung aus der Richtung des Ereignisses der höchsten nachgewiesenen Energie (FE-320)	17
1.6	Longitudinale Entwicklung von elektromagnetischen Luftschauern . .	20
1.7	Strahlungslänge in tropischer Atmosphäre	20
1.8	Zusammenhang von Cherenkovwinkel, Energieschwelle und Höhe . .	21
1.9	Bild eines Luftschauers	22
2.1	Energieverlustlänge für Protonen in der Mikrowellenhintergrundstrahlung	28
2.2	Der primäre Protonfluss und der sekundäre Photonfluss im Vergleich .	29
2.3	Übersicht der Modelle und experimenteller Resultate zum extragalaktischen Hintergrundlicht	35
2.4	$p\gamma$ -Wechselwirkungsquerschnitt	36
2.5	Energiespektren aus der Simulation der photohadronischen Wechselwirkungen mit SOPHIA	37
2.6	Feynman-Diagramme für Paarerzeugung	38
2.7	Feynman-Diagramm für Compton-Streuung	38
2.8	Mittlere freie Weglänge für Paarproduktion und Compton-Streuung im EHL	39
2.9	Energiespektrum für Elektronen und Photonen aus Kaskaden: <i>intek</i> und <i>trans</i> im Vergleich	43
2.10	Energiespektren der Photonen aus elektromagnetischen Kaskaden . .	44
2.11	Ankunftszeitverteilung der Sekundärteilchen einer intergalaktischen Kaskade	45
2.12	Verteilung der Ankunftsrichtungen	46
2.13	Vergleich Kaskadenspektrum mit TeV-Energiespektren von Mrk-501 und Mrk-421	46
3.1	Fotografie vom <i>CT-6</i>	50
3.2	Anordnung der HEGRA-Luft-Cherenkovteleskope	52
3.3	Fotografie der geöffneten Kamera	53
3.4	Hillas-Parameter zur Beschreibung des Bilds eines Luftschauers . . .	57
3.5	Auswirkung des <i>tailcuts</i>	58
3.6	Ambivalenz von <i>alpha</i> und <i>distance</i>	59

3.7	Stereoskopische Rekonstruktion	61
3.8	Bildparameter zur γ -Hadron-Separation	62
3.9	Erwartungswert für <i>width</i>	64
3.10	Abbildung des Schauermaximums	66
3.11	Korrektur der Inklination abhängig von <i>r</i>	67
4.1	Druckprofil verschiedener Modellatmosphären im Vergleich mit gemessenen Werten	76
4.2	Longitudinalentwicklung der Lichtemission	77
4.3	Lateralverteilung der Lichtdichte auf 2 200 m	77
4.4	Wellenlängenabhängige Absorption	79
4.5	Gemessene Transmissivität der Atmosphäre für La Palma	80
4.6	Vergleich der gemessenen und der simulierten Abbildungseigenschaften der Einzelspiegel	83
4.7	CCD-Aufnahme der Abbildung in der Fokalebene	84
4.8	Projektion des CCD-Bildes	84
4.9	$\sigma_{80\%}$ -Werte für unterschiedlich stark dejustierte Spiegel	84
4.10	Zweidimensionale Punktantwortfunktion	85
4.11	Projizierte Intensitätsverteilung der Punktantwortfunktion	85
4.12	Nachweiseffizienz des Detektors	86
4.13	Einzelphotoelektron-Antwortfunktion	87
5.1	Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Teleskope	94
5.2	Vergleich von Simulation und Daten des mittleren Amplitudenspektrums einzelner Pixel	94
5.3	Vergleich von Simulation und Daten der mittleren Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Pixel	95
5.4	Nachweisflächen für verschiedene Teilchensorten	97
5.5	Differenzielle Ereignisrate für verschiedene Teilchensorten	97
5.6	Vergleich der Bildparameter in Daten und Simulation	99
5.7	Vergleich der Effizienz ϵ_{hadron} für hadroninduzierte Untergrundereignisse in Abhängigkeit von der mittleren skalierten Breite <i>m_{scw}</i> in Daten und simulierten Ereignissen.	100
5.8	Schema: Konvergente Beobachtung	105
5.9	Vergleich der Ankunftsrichtungsverteilung in Daten und Simulation	106
5.10	Vergleich der Bildbreiten von γ -Schauern in Daten und Simulation	107
5.11	Winkelauflösung für unterschiedliche Teleskophäufigkeiten	107
5.12	Photonnachweisrate in Abhängigkeit von der Inklination: Vergleich Daten und Simulation	108
6.1	Verhältnis der gemessenen und der erwarteten Ereignisrate	110
7.1	Verteilung des <i>m_{scw}</i> -Parameters für 2- und 4-Teleskopereignisse im Vergleich	115
7.2	Selektionseffizienz in Abhängigkeit von einem Schnitt auf <i>m_{scw}</i>	116
7.3	Relativer Qualitätsfaktor für unterschiedliche Teleskopmultiplizitäten	116
7.4	Absoluter Qualitätsfaktor für unterschiedliche Teleskopmultiplizitäten	117
7.5	Darstellung des Gitters für Punktquellensuche	120

7.6	Zweidimensionale Signifikanzkarte aus der <i>Off</i> -Region	121
7.7	Verteilung der Signifikanzen für den <i>Off</i> -Datensatz	121
7.8	Nachweis des Krebs-Nebels bei der Gittersuche	122
7.9	Zweidimensionale Signifikanzkarte aus der <i>On</i> -Region	122
7.10	Verteilung der Signifikanzen für den <i>On</i> -Datensatz	122
7.11	Differenzielle Zählrate für verschiedene Schnitte auf die mittl. Bildamplitude: $\alpha = 1.5$	124
7.12	Differenzielle Zählrate für verschiedene Schnitte auf die mittlere Bildamplitude: $\alpha = 2.6$	124
7.13	Integrale Ereigniszahlen für verschiedene simulierte Spektren und Da- ten im Vergleich	125
7.14	Flussgrenzen für Punktquellensuche in Abhängigkeit von der Inklination	126
7.15	Vergleich der Punktquellensuche mit dem HEGRA-Szintillatortergebnis	127
7.16	Vergleich der abgesuchten Region mit dem HEGRA-Szintillatortergebnis	128
7.17	Normierung der <i>On</i> - und <i>Off</i> -Region	129
7.18	Signifikanzkarte aus der Suche nach ausgedehnten Quellregionen . . .	130
7.19	Obere Flussgrenzen für 0.5° und 1.5° durchmessende Suchfenster . .	131
7.20	Verteilung des <i>mscw</i> -Parameters nach Abzug der entsprechenden Un- tergrundverteilung	132
7.21	Vergleich der Ergebnisse aus der Analyse der Szintillatordaten mit den Flussgrenzen	133
8.1	TeV-Energiespektrum von Mrk-501	136
8.2	Absorptionskorrigiertes Energiespektrum von Mrk-501	138
8.3	Vergleich zwischen Näherung und exakter Lösung für $\sigma_{\gamma\gamma}$	144
8.4	Messungen und Modelle des EHL im Vergleich mit Flussobergrenzen aus TeV-Messungen	146
8.5	Korrigiertes Quellspektrum und beobachtetes Energiespektrum von Mrk-501	146
8.6	Optische Tiefe τ für verschiedene relative Anteil an BEK	147
8.7	Auflösung der Xmax Rekonstruktion	150
8.8	Elongation im Vergleich: Krebs-Nebel, Mrk-501 und Simulation . . .	152
8.9	Breite der Eindringtiefenverteilung im Vergleich; Krebs-Nebel, Mrk- 501 und Simulation	152
8.10	Verteilung der Eindringtiefen für ein Energieintervall	154
8.11	Obere Grenzen für den relativen Anteil an BEK-Ereignissen	155
8.12	Quellspektrum von Mrk-501 und Absorption mit BEK-Anteil	155
9.1	Fotomontage der ersten Ausbauphase der H.E.S.S.-Teleskope	158

Tabellenverzeichnis

5.1	Simulierte Ereignisraten für verschiedene Teilchensorten	92
5.2	Verwendete relative Verstärkungsfaktoren der Teleskope	94
5.3	Effizienzen für verschiedene Inklinationen im Vergleich: Daten und Simulation	101
5.4	Winkelauflösung in Daten und Simulation	102
5.5	Nachweisrate für γ -Schauer	103
5.6	Parameter für Polynome in Gleichungen 5.5 und 5.6	104
7.1	Energieschwelle nach Schnitt auf die mittlere Bildamplitude $\langle A \rangle$. . .	124
7.2	Integrale Flussobergrenzen für die gesamte Kamera	131
8.1	Rotverschiebungen und Referenzen für Mrk-501 und Mrk-421	135
8.2	Parameter zur Rekonstruktion der Position des Schauermaximums . .	149

Literaturverzeichnis

- P.A. Aarnio, A. Fassó, H.J. Moehring, J. Ranft und G.R. Stevenson. *FLUKA86 user's guide*. Divisional Report TIS-RP/168, CERN, Genf, 1986.
- T. Abu-Zayyad et al. *The Cosmic Ray Energy Spectrum Measured in Monocular Mode by the High Resolution Fly's Eye Experiment*. In B. Dingus D. Kieda, M. Salamon, Herausgeber, *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 3, Seiten 264–267, Salt Lake City, U. S. A. , 1999.
- F. Aharonian et al. *Phase-resolved TeV Gamma-Ray Characteristics of the Crab and Geminga Pulsars*. *Astronomy and Astrophysics*, 346:913–944, 1999a.
- F. Aharonian et al. *Rejection of the hypothesis that TeV-Photons from Mrk-501 are pure Bose-Einstein Condensates*. *Astrophysical Journal Letters*, 543:39–42, 2000a.
- F. A. Aharonian, A. Chilingarian, R. Mirzoyan, A.K. Konopelko und A.V. Plyasheshnikov. -. *Experimental Astronomy*, 2:331, 1993a.
- F. A. Aharonian et al. *The project of the HEGRA imaging Cherenkov telescope system: Status and motivations*. In R. C. Lamb, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector II*, Seiten 81–86, Calgary, Canada, 1993b.
- F. A. Aharonian et al. *The Temporal Characteristics of the TeV Gamma-Radiation from Mkn 501 in 1997, Part I: Data from the Stereoscopic Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope System of HEGRA*. *Astronomy and Astrophysics*, 342:69–86, 1998.
- F. A. Aharonian et al. *The time averaged TeV energy spectrum of Mkn 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA*. *Astronomy and Astrophysics*, 349:11–28, 1999b.
- F. A. Aharonian und G. Heinzlmann. *The HEGRA Experiment, Status and Recent Results*. In J. N. Capdevielle, M. Froissart und C. Meynadier, Herausgeber, *Cosmic Rays 1997*, Band 60B aus *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, Seiten 193–198, 1998. astro-ph/9702059.
- F.A. Aharonian. *TeV Gamma Rays from BL Lac Objects due to Synchrotron Radiation of Extremely High Energy Protons*. *New Astronomy*, 5:377–395, 2000. astro-ph/0003159.
- F.A. Aharonian und C.W. Akerlof. *Gamma-ray astronomy with imaging atmospheric Cherenkov telescopes*. *Annual Review of Nucl. Part. Sci.*, 47:273–314, 1997.
- F.A. Aharonian et al. *The potential of ground based arrays of imaging atmospheric Cherenkov telescopes. I. Determination of shower parameters*. *Astroparticle Physics*, 6:343–368, 1997.
- F.A. Aharonian et al. *The cosmic ray proton spectrum determined with the imaging atmospheric Cherenkov technique*. *Physical Review D*, 59:092003, 1999c.
- F.A. Aharonian et al. *Measurement of the radial distribution of Cherenkov light generated by TeV gamma ray showers*. *Astroparticle Physics*, 10:21–29, 1999d.
- F.A. Aharonian et al. *Observation of Mkn 421 during 1997 and 1998 in the energy range above 500 GeV with the HEGRA stereoscopic Cherenkov telescope system*. *Astronomy and Astrophysics*, 350:757–764, 1999e.
- F.A. Aharonian et al. *The Energy Spectrum of TeV Gamma-Rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes*. *Astrophysical Journal*, 539:317–324, 2000b.
- F.A. Aharonian et al. *Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A*. In Vorbereitung, 2000c.
- F.A. Aharonian et al. *Gamma-ray emission from the Galactic Plane in the longitude range between 37° and 43°*. In Vorbereitung, 2000d.
- F.A. Aharonian et al. *Optimizing the angular resolution of the HEGRA telescope system to study the emission region of VHE gamma rays in the Crab Nebula*. astro-ph/0007367, 2000e. Vorabdruck.

- F.A. Aharonian et al. *Reanalysis of the High Energy Cutoff of the 1997 Mkn 501 TeV Energy Spectrum*. In Vorbereitung, 2000f.
- F.A. Aharonian et al. *A study of Tycho's SNR at TeV energies with the HEGRA imaging atmospheric Cherenkov telescopes*. In Vorbereitung, 2000g.
- E.J. Ahn, G. Medina-Tanco, P.L. Biermann und T. Stanev. *The origin of the highest energy cosmic rays. Do all roads lead back to Virgo? astro-ph/9911123*, 1999. Vorabdruck.
- I.F.M. Albuquerque, G.R. Farrar und E.W. Kolb. *Exotic massive hadrons and ultrahigh energy cosmic rays*. *Physical Review D*, 59:015021 1–12, 1999.
- D.E. Alexandreas et al. *Point source search techniques in ultra high energy gamma ray astronomy*. *Nuclear Instruments and Methods A*, 328:570–577, 1993.
- R. Aloiso, P. Blasi, P.L. Ghia und A. Grillo. *Probing the structure of space-time with cosmic rays*. *Physical Review D*, 62:053010 1–7, 2000.
- G. Amelino-Camelia, J. Ellis, N.E. Mavromatos, D.V. Nanopoulos und S. Sarkar. -. *Nature*, 393:763, 1998.
- M. Amenomori et al. *Detection of TeV Gamma Rays from Mrk 501 at High Flaring State of Activity in 1997 with the Tibet Air Shower Array*. In D. Kieda B. Dingus, M. Salamon, Herausgeber, *GeV-TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop*, Band CP 515 aus *AIP*, Seiten 139–143, 1999.
- T. Antoni et al. *Test of high-energy interaction models using the hadronic core of EAS*. *Journal of Physics G*, 25:2161–2175, 1999.
- A. V. Apanassenko et al. *Primary cosmic ray spectra observed by RUNJOB (spectra for heavy and all)*. In B. Dingus D. Kieda, M. Salamon, Herausgeber, *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 3, Seiten 167–170, Salt Lake City, U. S. A. , 1999a.
- A. V. Apanassenko et al. *Primary cosmic ray spectra observed by RUNJOB (spectra for proton and alpha)*. In B. Dingus D. Kieda, M. Salamon, Herausgeber, *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 3, Seiten 163–166, Salt Lake City, U. S. A. , 1999b.
- R. G. Arendt, N. Odegard, J. L. Weiland et al. *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. III. Separation of Galactic Emission from the Infrared Sky Brightness*. *Astrophysical Journal*, 508:74–105, 1998.
- A.M. Atoyan und F.A. Aharonian. *On the mechanisms of gamma radiation in the Crab Nebula*. *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society*, 278:525–541, 1996.
- P. Auger, R. Maze und T. Grivet-Meyer. *Grandes gerbes cosmiques atmosphérique contenant des corpuscules ultra-pénétrantes*. *Académie des sciences*, 206:1721–1722, 1938.
- R.M. Baltrusaitis et al. *Total Proton-Proton Cross Section at $s^{1/2} = 30$ TeV*. *Physical Review Letters*, 52:1380–1383, 1984.
- J.D. Barrow, P.G. Ferreira und J. Silk. *Constraints on a Primordial Magnetic Field*. *Physical Review Letters*, 78:3610–3613, 1997.
- C. Benn und S. Ellison. *La Palma night-sky brightness*. La Palma technical note 115, Isaac Newton Group, ING, La Palma, Spain, 1998.
- C.L. Bennett et al. *Four-Year COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations: Maps and Basic Results*. *Astrophysical Journal Letters*, 464:1–4, 1996.
- M.J. Berger und S.M. Seltzer. *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons*. Report NASA-SP-3012, National Aeronautics and Space Administration, Washington D.C., 1964.
- K. Bernlöhr. *CORSIKA and SIM_TELARRAY– A package for the simulation of the imaging atmospheric Cherenkov technique and an investigation of important environmental parameters for such simulations*. Interner Bericht, 1998.
- K. Bernlöhr. *Atmospheric effects on the Cherenkov technique*. In B. Dingus D. Kieda, M. Salamon, Herausgeber, *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 5, Seiten 276–279, Salt Lake City, U. S. A. , 1999.
- K. Bernlöhr. *Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique*. *Astroparticle Physics*, 12:255–268, 2000.
- P. Bhattacharjee und N.C. Rana. *Ultrahigh-energy particle flux from cosmic strings*. *Physics Letters B*, 246:365, 1998.
- P. Bhattacharjee und G. Sigl. *Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays*. *Physics Reports*, 327:109–247, 2000.

- A.F. Bielajew, H. Hirayama, W.R. Nelson und D.W.O. Rogers. *History, overview and recent improvements of EGS4*. Report NRC-PIRS-0436, National Research Council of Canada, 1994.
- P.L. Biermann und R.J. Protheroe. *A new estimate of the extragalactic radio background and implications for ultra-high-energy gamma-ray propagation*. *Astroparticle Physics*, 6:45–54, 1996.
- S. Biller. *IR Limits, pregalactic stars, neutrino decay and quantum gravity*. *Astroparticle Physics*, 11:103–109, 1999.
- D.J. Bird et al. *The Cosmic-Ray Energy Spectrum observed by the Fly's Eye*. *Astrophysical Journal*, 424:491–502, 1994.
- D.J. Bird et al. *Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to microwave radiation*. *Astrophysical Journal*, 441:144–150, 1995.
- V. Blobel. *Unfolding Methods in high-energy physics*. report 84-118, DESY, Hamburg, 1984.
- S.V. Bogovalov und F.A. Aharonian. *Very high energy gamma radiation associated with the unshocked wind of the Crab pulsar*. *astro-ph/0003157*, 2000. Vorabdruck.
- S.M. Bradbury et al. *Detection of gamma-rays above 1.5 TeV from Mkn 501*. *Astronomy and Astrophysics*, 320:L5–L8, 1997.
- J.H. Buckley et al. *Constraints on cosmic-ray origin from TeV gamma-ray observations of supernova remnants*. *Astronomy and Astrophysics*, 329:639–658, 1998.
- N. Bulian et al. *Characteristics of the multi-telescope coincidence trigger of the HEGRA IACT system*. *Astroparticle Physics*, 8, 1998.
- D.L. Burke et al. *Positron Production in Multiphoton Light-by-Light Scattering*. *Physical Review Letters*, 79:1626–1629, 1997.
- J.N. Capdevielle. *A Monte Carlo generator for cosmic-ray collisions*. *Journal of Physics G*, 15:909–924, 1989.
- O. Catalano et al. *OWL/AIRWATCH Experiment: The Instrument*. In B. Dingus D. Kieda, M. Salamon, Herausgeber, *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 2, Seiten 411–414, Salt Lake City, U. S. A. , 1999.
- M. Catanese. *Discovery of Gamma-Ray Emission above 350 GeV from the BL Lacertae Object 1ES2344+514*. *Astrophysical Journal*, 516:616–623, 1998.
- P. M. Chadwick. *Stereoscopic Measurements of the Čerenkov Radiation Produced by TeV Gamma-Rays*. *Space Science Review*, 75:153, 1996.
- P.M. Chadwick et al. *VHE Gamma Rays from PKS 2155-304*. In B. Dingus D. Kieda, M. Salamon, Herausgeber, *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 3, Seiten 264–267, Salt Lake City, U. S. A. , 1999.
- P.A. Cherenkov. -. *Doklady Akademii nauk SSSR*, 2:451, 1934.
- M. L. Cherry. *Where is the bend in the cosmic ray proton spectrum?* In B. Dingus D. Kieda, M. Salamon, Herausgeber, *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 3, Seiten 187–190, Salt Lake City, U. S. A. , 1999.
- M.J. Claussen, P.J. Diamond, J.A. Braatz, A.S Wilson und C. Henkel. *The Water Masers in the Elliptical Galaxy NGC1052*. *Astrophysical Journal Letters*, 500:129–132, 1998.
- CMZ Manual 1994. *A Source Code Management System: CMZ*. User's Guide & Reference Manual Version 1.46, CERN Program Library Office, Genf, 1994.
- S. Coleman und S.L. Glashow. *High-Energy Tests of Lorentz Invariance*. *Physical Review D*, 59:116008 1–14, 1999.
- P.S. Coppi und F.A. Aharonian. *Constraints on the Very High Energy Emissivity of the Universe from the Diffuse GeV Gamma-Ray Background*. *Astrophysical Journal Letters*, 487:9–12, 1997.
- P.S. Coppi und R.D. Blandford. *Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas*. *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society*, 245:453–469, 1990.
- E. Cuevas. -. Private Mitteilung, 1997.
- A. Daum, G. Hermann, M. Hess, W. Hofmann, H. Lampeitl und Pühlhofer. *First results on the performance of the HEGRA IACT array*. *Astroparticle Physics*, 8:1–11, December 1997.
- J.M. Davies und E.S. Cotton. -. *Journal of Solar Energy*, 1:16–22, 1957.
- O.C. de Jager, A. K. Harding, P.F. Michelson, H.I. Nel, P.L. Nolan, P. Sreekumar und D.J. Thompson. *Gamma-Ray Observations of the Crab Nebula: A Study of the Synchro-Compton Spectrum*. *Astrophysical Journal*, 457:253–266, 1996.

- G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G. Corwin Jr., R.J. Buta, G. Paturel und P. Fouque. *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*. Springer-Verlag, New York, 1991. URL <http://legacy.gsfc.nasa.gov/W3Browse/all/rc3.html>.
- L.O'C. Drury, F.A. Aharonian und H.J. Völk. *The gamma-ray visibility of supernova remnants. A test of cosmic ray origin*. *Astronomy and Astrophysics*, 287:959–971, 1994.
- E. Dwek, R. G. Arendt, M. G. Hauser et al. *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. IV. Cosmological Implications*. *Astrophysical Journal*, 508:106–122, 1998.
- E. Dwek und J. Slavin. *On the Determination of the Cosmic Infrared Background Radiation from the High-Energy Spectrum of Extragalactic Gamma-Ray Sources*. *Astrophysical Journal*, 436:696–704, 1994.
- J.W. Elbert und P. Sommers. *In search of a source for the 320 EeV Fly's Eye cosmic ray*. *Astrophysical Journal*, 441:151–161, 1995.
- S. Elfahem. *Evaluierung von Spiegeln für die HESS-Cerenkov-Teleskope*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 1998.
- S. Elfahem, W. Hofmann und H. Krawczynski. *Test of Mirror Prototypes for the HESS Experiment*. HESS-Memo (interner Bericht), 1998.
- D. Evans. *Carlsberg Meridian Circle Weather database*. URL [http://www.ast.cam.ac.uk/~sim\\$dwe/SRF/camc.html](http://www.ast.cam.ac.uk/~sim$dwe/SRF/camc.html). 1998.
- H. Falcke und P.L. Biermann. *The jet-disk symbiosis. I. Radio to X-ray emission models for quasars*. *Astronomy and Astrophysics*, 293:665–682, 1995.
- G.R. Farrar und T. Piran. *Violation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cutoff: A Tempest in a (Magnetic) Teapot? Why Cosmic Ray Energies above 10^{20} eV May Not Require New Physics*. *Physical Review Letters*, 84:3527–3530, 2000.
- H. Fesefeldt. *The Simulation of Hadronic Showers*. Report PITHA-85/02, RWTH Aachen, 1985.
- D.P. Finkbeiner, M. Davis und D.J. Schlegel. *Detection of a Far IR Excess with DIRBE at 60 and 100 Microns*. *astro-ph/0004175*, 2000. Vorabdruck, akzeptiert in *Astrophysical Journal*.
- R.A. Fisher. *Statistical Methods for Research Workers*. Oliver and Boyd, London, 1958.
- D. J. Fixsen, E. Dwek, J. C. Mather, C. L. Bennett und R. A. Shafer. *The Spectrum of the Extragalactic Far-Infrared Background from the COBE FIRAS Observations*. *Astrophysical Journal*, 508:123–128, 1998.
- E.L. Fleming, S. Chandra, M.R. Shoeberl und J.J. Barnett. *Monthly mean global climatology of temperature, wind, geopotential height and pressure for 0-120 km*. Technical Memorandum 100697, National Aeronautics and Space Administration, Washington D.C., 1988.
- R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P.Lipari und T.Stanev. *SIBYLL: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades*. *Physical Review D*, 50:5710–5731, 1994.
- G. Fossati, A. Celotti, G. Ghisellini und L. Maraschi. *Unifying models for X-ray-selected and radio-selected BL Lac objects*. *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society*, 289:136–150, 1997.
- I.M. Frank und I. Tamm. -. *Doklady Akademii nak SSSR*, 14:109, 1937.
- T. Gaisser et al. *Hadron cross sections at ultrahigh energies and unitarity bounds on diffraction*. *Physical Review D*, 36:1350–1357, 1987.
- S. Gianina, S. Ravndal und M. Maire. *GEANT steps into the future*. Yellow Reports cernrep/95-01, CERN, Genf, 1995.
- S. Gilllesen. *Überwachung der Abbildung eines Čerenkovteleskops und automatische Justierung mit einer CCD-Kamera*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 1999.
- R.J. Glauber und G. Matthiae. *High-Energy Scattering of Protons by Nuclei*. *Nuclear Physics B*, 21:135–157, 1970.
- V.I. Goldanskii und G.B. Zhdanov. -. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 26:405, 1954.
- R.J. Gould und G.P. Schröder. *Opacity of the Universe to High-Energy Photons*. *Physical Review Letters*, 16:252–255, 1966.
- R.J. Gould und G.P. Schröder. *Pair Production in Photon-Photon Collisions*. *Physical Review*, 155:1404–1407, 1967.
- K. Greisen. -. In J.G. Wilson, Herausgeber, *Progress in Cosmic Ray Physics*, Band III, Seite 1, Amsterdam, 1965. Noth Holland Publishing Co.

- K. Greisen. *End of the Cosmic Ray Spectrum?* *Physical Review Letter*, 16:748, 1966.
- P.K.F. Grieder. -. Report INS-J125, Inst. for Nuclear Studies, Univ. of Tokyo, 1970.
- P.K.F. Grieder. *ASICO, a new system of programs to simulate, analyze and correlate air showers*. In K. Kamata, Herausgeber, *16th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 9, Seiten 161–163, Kyoto, Japan, 1979.
- D.E. Groom et al. *The Review of Particle Physics*. *The European Physical Journal*, C15:1, 2000.
- F.V. Hartemann. *Stochastic electron gas theory of coherence in laser-driven synchrotron radiation*. *Physical Review E*, 61: 972–975, 2000.
- R.C. Hartman et al. *The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 123:79–202, 1999.
- M. Harwit, R.J. Protheroe und P.L. Biermann. *TeV Cerenkov Events as Bose-Einstein Gamma Condensations*. *Astrophysical Journal Letters*, 524:91–94, 1999.
- M.G. Hauser, R.G. Arendt, T. Kelsall et al. *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. I. Limits and Detections*. *Astrophysical Journal*, 508:25–43, November 1998.
- V. Haustein. *Messung der Ankunftszeitverteilung von Luftcherenkovlicht mit einem Flash ADC System*. Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, 1997.
- M. Heß. *Untersuchung der Struktur von Luftschauern und Suche nach TeV-Gamma-Strahlung von Supernova Überresten*. Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1998.
- M. Heß et al. *The time structure of Cherenkov images generated by TeV gamma rays und cosmic rays*. *Astroparticle Physics*, 11: 363–377, 1999.
- D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz und T. Thouw. *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*. Wissenschaftliche Berichte FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1998.
- D. Heck, J. Knapp und G. Schatz. *Influence of Hadronic Interaction Models on the Development of EAS in Monte Carlo Simulations*. In J. Knapp H. Rebel, G. Schatz, Herausgeber, *Very High Energy Cosmic Ray Interactions*, Band 52B aus *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, Seiten 136–138, 1997.
- O. Helene. *Upper Limit of Peak Area*. *Nuclear Instruments and Methods A*, 212:319–322, 1983.
- M. Hemberger. *Untersuchung der primären kosmischen Strahlung oberhalb 1 TeV mit den Methoden der abbildenden atmosphärischen Cherenkov Technik*. Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1998.
- G. Hermann. *Entwicklung einer hochauflösenden Kamera für Abbildende Tscherenkov-Teleskope und Nachweis von TeV-Gamma-Strahlung aus Richtung des Krebsnebels*. Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1996.
- V.F. Hess. *Observation of Penetrating Radiation of seven Ballon Flights*. *Physikalische Zeitschrift*, 13, 1912.
- D.A. Hill und N.A. Porter. *Photography of Cherenkov Light from Extensive Air Showers in the Atmosphere*. *Nature*, 191:690, 1961.
- A.M. Hillas. *The origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22:425–444, 1984.
- A.M. Hillas. *Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma rays and by nuclei*. In *19th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 3, Seite 445, La Jolla, U. S. A., 1985.
- W. Hofmann. *Measuring gamma-ray energy spectra with the HEGRA IACT system*. In O. C. de Jager, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-V*, Seiten 284–292, Kruger Park, Südafrika, 1997.
- W. Hofmann. *Experimental results on the optimum spacing of stereoscopic Cherenkov telescopes*. In D. Kieda B. Dingus, M. Salamon, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-VI*, Band CP 515 aus *AIP*, Seiten 500–509, Snowbird, Utah, 1999a.
- W. Hofmann. *The High Energy Stereoscopic System (HESS) Project*. In D. Kieda B. Dingus, M. Salamon, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-VI*, Band CP 515 aus *AIP*, Seiten 500–509, Snowbird, Utah, 1999b.
- W. Hofmann, I. Jung, A. Konopelko, H. Krawczynski, H. Lampeitl und G. Pühlhofer. *Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images*. *Astroparticle Physics*, 12:135–143, 1999.
- D. Horns. *Simulation of Electromagnetic Cascades in Intergalactic Radiation Fields in connection with the Highest Energy Cosmic Ray event*. In *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 4, Seiten 302–305, Salt Lake City, U. S. A., 1999.

- D. Horns, K. Bernlöhr und D. Schmele. *Proposal for observing the region of the 320 EeV UHE event*. Antrag auf Beobachtungszeit mit den HEGRA-Cherenkovteleskopen, 1997.
- D. Horns und H. Lampeitl. *Proposal for observing the Crab Nebula off-centered*. Antrag auf Beobachtungszeit mit den HEGRA-Cherenkovteleskopen, 2000.
- S.D. Hunter et al. *EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane*. *Astrophysical Journal*, 481:205, 1997.
- M.F. Ingham. *The Spectrum of Airglow*. *Scientific American*, Seite 78, Januar 1972.
- J.D. Jackson. *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, Inc., New York, zweite Auflage, 1975.
- J.V. Jelley. *Cherenkov Radiation and its applications*. Pergamon Press Ltd, 4&5 Fitzroy Square, London W.1, erste Auflage, 1958.
- H. Jenkner et al. *The Guide Star Catalog. III. Production, Database Organization, and Population Statistics*. *Astronomical Journal*, 99:2081–2154, 1990.
- O.E. Kalashev, V.A. Kuzmin und D.V. Semikoz. *Top-Down and Models and Extremely High Energy Cosmic Rays*. *astro-ph/9911035*, 1999. Vorabdruck.
- N.N. Kalmykov und S.S. Ostapchenko. -. *Yad. Fiz.*, 56:105, 1993.
- K. Kamata und J. Nishimura. -. *Supplement Progress in Theoretical Physics*, 6:93, 1958.
- A. Karle. *Entwicklung eines neuartigen atmosphärischen Tscherenkovdetektors und Messungen an hochenergetischer Kosmischer Strahlung zwischen 15 und 1000 TeV*. Dissertation, MPI für Physik, München, 1994.
- A. Karle et al. *A search for gamma radiation in the cosmological window between 65 and 200 TeV*. *Physics Letters B*, 347: 161–164, 1995.
- C. F. Kennel und F. V. Coroniti. *Confinement of the Crab pulsar's wind by its supernova remnant*. *Astrophysical Journal*, 283: 694–709, August 1984.
- J. Kettler. *Measurement of the chemical composition of cosmic rays using HEGRA's system of IACTs*. Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 2000. in Vorbereitung.
- T. Kifune. *Invariance Violation Extends the Cosmic-Ray Horizon?* *Astrophysical Journal Letters*, 518:21–24, 1999.
- D.L. King. *Atmospheric Extinction at the Roque de los Muchachos Observatory, La Palma*. La Palma technical note 31, Royal Greenwich Observatory, 1985.
- W. Kluźniak. *Transparency of the universe to TeV photons in some models of quantum gravity*. *Astroparticle Physics*, 11:117–118, 1999.
- J. Knapp, D. Heck und G. Schatz. *Comparison of Hadronic Interaction Models Used in Air Shower Simulations and of Their Influence on Shower Development*. Wissenschaftliche Berichte FZKA 5829, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1996.
- F. X. Kneizys et al. *The MODTRAN 2/3 report and LOWTRAN 7 model*. Technischer report, Phillips Laboratory, Hanscom AFB, MA01731, U. S. A. , 1996.
- C. Köhler. *Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der Energie kosmischer TeV-Gamma-Quanten mit den Tscherenkov-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration – Das Energiespektrum der aktiven Galaxie Mrk 501*. Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1998.
- A. Konopelko. *Optimum spacing between imaging Cherenkov telescopes in the future 50 GeV multi-telescope arrays*. In D. Kieda B. Dingus, M. Salamon, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-VI*, Band CP 515 aus AIP, Seiten 323–327, Snowbird, Utah, 1999.
- A. Konopelko et al. *Effectiveness of TeV gamma-ray observations at large zenith angles with a stereoscopic system of imaging atmospheric Cherenkov telescopes*. *Journal of Physics G*, 25:1989–2000, 1999a.
- A. Konopelko et al. *Performance of the stereoscopic system of the HEGRA imaging air Cherenkov telescopes: Monte Carlo simulations and observations*. *Astroparticle Physics*, 10:275–289, 1999b.
- A. Konopelko, J.G. Kirk, F.W. Stecker und A. Mastichiadis. *Evidence for Intergalactic Absorption in the TeV Gamma-Ray Spectrum of Mkn 501*. *Astrophysical Journal Letters*, 518:13–16, 1999c.

- A. K. Konopelko. *On the γ/p separation power by the system of imaging air Cherenkov telescopes*. In M. Cresti, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-IV*, Seite 373, Padova, 1995.
- D. Kranich et al. *TeV gamma-ray observations of the Crab and Mkn 501 during moonshine and twilight*. *Astroparticle Physics*, 12:65–74, 1999.
- H. Krawczynski, P.S. Coppi, T. Maccarone und F.A. Aharonian. *X-ray/TeV-gamma-ray observations of several strong flares of Mkn-501 during 1997 and its implications*. *Astronomy and Astrophysics*, 353:97–107, 2000.
- H. Krawczynski et al. *An optimized method for the reconstruction of the direction of air showers for scintillator arrays*. *Nuclear Instruments and Methods A*, 383:431–440, 1996.
- F. Krennrich et al. *VERITAS: Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*. In D. Kieda B. Dingus, M. Salamon, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-VI*, Band CP 515 aus AIP, Seiten 515–527, Snowbird, Utah, 1999.
- F. Krennrich und R. C. Lamb. -. *Experimental Astronomy*, 6:285, 1995.
- P. Kronberg. *Extragalactic magnetic fields*. *Reports on Progress in Physics*, 57:325, 1994.
- G. Lagache, A. Abergel, F. Boulanger, F.X. Dèsert und J.-L. Puget. *First detection of the warm ionised medium dust emission*. *Astronomy and Astrophysics*, 344:322–332, 1999.
- H. Lampeitl und W. Hofmann. *Convergent observations with the stereoscopic HEGRA CT system*. In D. Kieda B. Dingus, M. Salamon, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-VI*, Band CP 515 aus AIP, Seiten –, Snowbird, Utah, 1999.
- S. Lebohec et al. *A new analysis method for very high definition Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes as applied to the CAT telescopes*. *Nuclear Instrument Methods*, A416:425–437, 1998.
- S. Lee. *On the Propagation of Extragalactic High Energy Cosmic and Gamma-Rays*. *Physical Review D*, Seite 043004, 1998.
- R.W. Lessard et al. *Search for Pulsed TeV Gamma-Ray Emission from Crab Pulsar*. *Astrophysical Journal*, 531:942, 2000.
- A. Levinson. *A Note on TeV Cerenkov Events as Bose-Einstein Gamma Condensations*. *astro-ph/0007109*, 2000. Vorabdruck.
- T. Li und Y. Ma. *Analysis methods for results in gamma-ray astronomy*. *Astrophysical Journal*, 272:317–324, 1983.
- A. Lindner et al. *Status and new Results of the HEGRA Experiment*. In D.J. van der Walt M.S. Potgieter, B.C. Raubenheimer, Herausgeber, *25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 5, Seiten 113–116, Durban, South Africa, 1997.
- J. Linsley et al. *The AIRWATCH-OWL Experiment, (II) The Science*. In B. Dingus D. Kieda, M. Salamon, Herausgeber, *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 2, Seite 423, Salt Lake City, U. S. A. , 1999.
- E. Lorenz. *The MAGIC Telescope Project*. In D. Kieda B. Dingus, M. Salamon, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-VI*, Band CP 515 aus AIP, Seiten 500–514, Snowbird, Utah, 1999.
- L. Mallet. -. *C.R. Acad. Sci.*, 183:274, 1926.
- L. Mallet. -. *C.R. Acad. Sci.*, 187:222, 1928.
- L. Mallet. -. *C.R. Acad. Sci.*, 188:445, 1929.
- K. Mannheim. *The proton blazar*. *Astronomy and Astrophysics*, 269:67–76, 1993.
- L. Maraschi et al. *Correlated variability of Mkn 421 at X-ray and TeV wavelengths on timescales of hours*. *Astroparticle Physics*, 11:189–192, 1999.
- L. Maraschi et al. *Simultaneous X-Ray and TEV Observations of a Rapid Flare from Markarian 421*. *Astrophysical Journal Letters*, 526:L81–L84, December 1999.
- A. Mastichiadis, R.J. Protheroe und A.P. Szabo. *The Effect of Triplet Production on Pair / Compton Cascades in Thermal Radiation*. *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society*, 266:910–916, February 1994.
- P.D. Mauskopf et al. *A Determination of the Hubble Constant Using Measurement of X-Ray Emission and the Sunyaev-Zeldovich Effect at Millimeter Wavelengths in the Cluster Abell 1835*. *Astrophysical Journal*, 538:505–516, 2000.
- J.M. Mazzeella und V.A. Balzano. *A Catalogue of Markarian Galaxies*. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 62:751, 1986.

- A. Mücke, R. Engel, J.P Rachen, R.J Protheroe und T. Stanev. *Monte-Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics*. *Computer Physics Communication*, 124:290–314, 2000.
- G Medina-Tanco. *The Effect of highly structured Cosmic Magnetic Fields on Ultra-High-Energy Cosmic-Ray Propagation*. *Astrophysical Journal Letters*, 505:79–82, 1998.
- G. Medina-Tanco. *UHECR spectrum: the spatial distribution of the sources*. In B. Dingus D. Kieda, M. Salamon, Herausgeber, *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 4, Seiten 346–349, Salt Lake City, U. S. A. , 1999.
- R. Mirzoyan et al. *The first telescope of the HEGRA air Cherenkov imaging telescope array*. *Nuclear Instrument and Methods A*, 351:513, 1994.
- R. Mirzoyan und E. Lorenz. *Measurement of the night sky background at La Palma*. Preprint MPI-PhE/94-35, Max-Planck-Institut für Physik, München, 1994.
- R. Mirzoyan, E. Lorenz, D. Petry und C. Prosch. *On the influence of afterpulsing in PMTs on the trigger threshold of multichannel light detectors in self-trigger mode*. *Nuclear Instruments and Methods A*, 387:74–78, 1997.
- L. Montanet et al. *Review of Particle Properties*. *Physical Review D*, 50:1241, 1994.
- M. Mori et al. *The CANGAROO-III Project*. In D. Kieda B. Dingus, M. Salamon, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-VI*, Band CP 515 aus AIP, Seiten 485–491, Snowbird, Utah, 1999.
- P. Murdin. *Geology and Meteorolgy of Sahara Dust*. Technical Note 41, Royal Greenwich Observatory, 1986.
- W.R. Nelson, H. Hirayama und D.W.O Rogers. *The EGS4 Code System*. Report SLAC 265, Stanford Linear Accelerator Center, 1985.
- Yu.I. Neshpor et al. *Blazar 3C 66A: Another Extragalactic Source of Ultra-High-Energy Gamma-Ray Photons*. *Astronomy Letters*, 24:134–138, 1998.
- T. Nishiyama et al. *Detection of a new TeV gamma-ray source of BL Lac object IES 1959+650*. In B. Dingus D. Kieda, M. Salamon, Herausgeber, *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 3, Seiten 370–372, Salt Lake City, U. S. A. , 1999.
- M. Ostrowski. *Acceleration of ultra-high energy cosmic ray particles in relativistic jets in extragalactic radio sources*. *Astronomy and Astrophysics*, 335:134–144, 1998.
- P.J.E. Peebles. *Physical Cosmology*, Kapitel 6, Seiten 145–148. Princeton series in physics. Princeton University Press, 1993.
- Y.C. Pei und S.M. Fall. *Cosmic Chemical Evolution*. *Astrophysical Journal*, 454:69–76, 1995.
- A.A. Penzias und R.W. Wilson. *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*. *Astrophysical Journal*, 142: 419–420, 1965.
- D. Petry et al. *Detection of VHE gamma-rays from Mkn 421 with the HEGRA Cherenkov telescopes*. *Astronomy and Astrophysics*, 311:L13–L16, 1996.
- G. Pühlhofer. -. Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 2000. In Vorbereitung.
- G. Pühlhofer, A. Daum, G. Hermann, M. Heß, W. Hofmann, C. Köhler und M. Panter. *Locating TeV gamma-ray sources with sub-arcminute precision: the pointing calibration of the HEGRA system of imaging atmospheric Cherenkov telescopes*. *Astroparticle Physics*, 8:101–108, 1997.
- C.E. Portocarrero, F. Arqueros, F.C. Andres, D.M. Borque und S. Martinez. *Separation of gamma and proton initiated air showers in the energy range 1 TeV-10 PeV at several observatory depths*. *Journal of Physics G*, 25:1249–1267, 1999.
- J. Prahl. *Suche nach kosmischen γ -Punktquellen oberhalb von 20 TeV mit den HEGRA-Detektorfeldern*. Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, 1999.
- M.I. Pravdin et al. *Energy Spectrum of Cosmic Rays at $E_0 > 10^{17}$ eV by Yakutsk EAS Array Data*. In B. Dingus D. Kieda, M. Salamon, Herausgeber, *26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 3, Seiten 292–294, Salt Lake City, U. S. A. , 1999.
- W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T Vetterling und B.P. Flannery. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, Cambridge, zweite Auflage, 1992.
- J.R. Primack, J.S. Bullock, R.S. Somerville und D. MacMinn. *Probing galaxy formation with TeV gamma ray absorption*. *Astroparticle Physics*, 11:93–102, 1999.
- R.J. Protheroe und H. Meyer. *An infrared background-TeV gamma-ray crisis? astro-ph/0004175*, 2000. Vorabdruck.

- G. Pühlhofer. *Aufbau der Steuerung für das Čerenkov-Teleskop 3 des HEGRA-Teleskop-Systems*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 1996.
- M. Punch et al. *Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421*. *Nature*, 358:477, 1992.
- M. Punch et al. *Detection of VHE gamma-rays from Mrk 501 with the CAT Imaging Čerenkov Telescope*. In D.J. van der Walt M.S. Potgieter, B.C. Raubenheimer, Herausgeber, *25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Band 3, Seiten 253–256, Durban, South Africa, 1997.
- J. Quinn et al. *Detection of Gamma Rays with $E > 300$ GeV from Markarian 501*. *Astrophysical Journal*, 456:L83–L86, 1996.
- J.P. Rachen. *Interaction Processes and Statistical Properties of the Propagation of Cosmic Rays in Photon Backgrounds*. Dissertation, Universität Bonn, 1997.
- J. Ranft. *Dual parton model at cosmic ray energies*. *Physical Review D*, D51:64, 1995.
- W. Rhode et al. *Design and performance of the lead-concrete Geiger tower array within the HEGRA experiment*. *Nuclear Instruments and Methods A*, 378:399–409, 1996.
- A.H. Röhring. *Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14}$ eV bis 10^{16} eV aus der Messung der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer mit dem HEGRA-Experiment*. Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, Mai 2000.
- B. Rossi und K. Greisen. *Cosmic-Ray Theory*. *Reviews of Modern Physics*, 13:240–309, 1941.
- D. Ryu, H. Kang und P.L. Biermann. *Cosmic magnetic fields in large scale filaments and sheets*. *Astronomy and Astrophysics*, 335:19–25, 1998.
- B.M. Schäfer, W. Hofmann, H. Lampeitl und M. Hemberger. *Particle Identification by Multifractal Parameters in γ - Astronomy with the HEGRA-Čerenkov-Telescopes*. In Vorbereitung, 2000.
- D. Schmele. *Himmelsdurchmusterung mit dem HEGRA-Szintillatorfeld*. Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, 1998.
- G. Sigl, S. Lee, P. Bhattacharjee und S. Yoshida. *Probing Grand Unified Theories with Cosmic Ray, Gamma-Ray and Neutrino Astrophysics*. *Journal of Physics D*, 59:043504, 1998.
- G. Sigl, M. Lemoine und P. Biermann. *Ultra-high energy cosmic ray propagation in the local supercluster*. *Astroparticle Physics*, 10:141–156, 1999.
- P. Sreekumar et al. *EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission*. *Astrophysical Journal*, 494:523–534, 1998.
- T. Stanev et al. *Propagation of ultra-high energy protons in the nearby universe*. *astro-ph/0003484*, 2000. Vorabdruck.
- F. W. Stecker und O. C. de Jager. *New Upper Limits on Intergalactic Infrared Radiation from High-Energy Astrophysics*. *Astrophysical Journal Letters*, 415:L71–L73, 1993.
- F.W. Stecker und O.C. de Jager. *Absorption of very high energy gamma-rays by intergalactic infrared radiation: A new determination*. *Astronomy and Astrophysics*, 334:85–87, 1998.
- A. A. Stepanian. *Blazar 3C66A: Another Extragalactic Source of Ultra-High-Energy Gamma-Ray Photons*. *Astronomy Letters*, 24:134–138, 1998. erstmals in Pis'ma u Astronomicheskii Zhurnal 3:167-171 (1998) erschienen.
- J.T. Stocke, J.M. Shull, S. Penton, M. Donahue und C. Carilli. *The Local LY alpha Forest: Association of Clouds with Superclusters and Voids*. *Astrophysical Journal*, 451:24–43, 1995.
- M. Takeda. *Recent Agasa Results*. URL <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/results.html>. aktuelle Informationen, 2000.
- M. Takeda et al. *Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min Cutoff*. *Physical Review Letters*, 81:1163–1166, 1998.
- T. Tanimori et al. *Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays*. *Astrophysical Journal Letters*, 497:25–29, 1998.
- F. Tavecchio, L. Masaschi und G. Ghisellini. *Constraints on the Physical Parameters of TeV Blazars*. *Astrophysical Journal*, 509: 608–619, 1998.
- D.J. Thompson et al. *Calibration of the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) for the Compton Gamma-Ray Observatory*. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 86:629–656, 1993.

- M. Ulrich. *Eine neue Bildanalyse für abbildende atmosphärische Cherenkov Teleskope und die zweidimensionale Richtungsrekonstruktion von TeV-Photonen des Krebs-Nebels*. Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1996.
- US-Standard Atmosphere 1976. *US-Standard Atmosphere*. Report NOAA-S/T 76-1562, National Oceanic & Atmosphere Administration, U.S. Government Printing Office, Washington. D.C., 1976.
- V.V. Vasiliev. *Extragalactic background light absorption signal in the TeV γ -ray spectra of blazars*. *Astroparticle Physics*, 12: 217–238, 2000.
- H. Völk et al. *HEGRA Observations of Galactic Sources*. In D. Kieda B. Dingus, M. Salamon, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-VI*, Band CP 515 aus AIP, Seiten 197–204, Snowbird, Utah, 1999.
- T. Weekes. *Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cerenkov Imaging Technique*. *Astrophysical Journal*, 342:379–395, 1989.
- T. Weekes. *VHE Astronomy before the New Millenium*. In D. Kieda B. Dingus, M. Salamon, Herausgeber, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-VI*, Band CP 515 aus AIP, Seiten 500–509, Snowbird, Utah, 1999.
- A. Weigert und H.J. Wendker. *Astronomie und Astrophysik*. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 2 Auflage, 1989.
- K. Werner. *Strings, Pomerons and the VENUS model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies*. *Physics Reports*, 232: 87–299, 1993.
- B. Wiebel-Sooth und P.L. Biermann. *Landolt-Börnstein*, Band VI 3C aus *New Series*, Kapitel 7.6.: Cosmic Rays, Seiten 37–90. Springer, 1998. In Druck.
- J.A. Willick und P. Batra. *A Determination of the Hubble Constant From Cepheid Distances and a Model of the Local Peculiar Velocity Field*. *astro-ph/0005112*, 2000. Vorabdruck.
- S. Yoshida. *The Cosmic Ray Measurements above 1 TeV*. In M. Salomon B. Dingus, D. Kieda, Herausgeber, *26th International Cosmic Ray Conference, Rapporteur and Invited Talks*, Band CP 516, Seiten 180–194, Salt Lake City, U. S. A. , 1999.
- G.T. Zatsepin und V.A. Kuzmin. *Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays*. *JETP Lett.*, 4:78–80, 1966.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Götz Heinzelmann bedanken, dessen intensive Betreuung und exzellente Förderung diese Arbeit erst ermöglicht haben. Die zahlreichen interessanten und lehrreichen Diskussionen haben mir das Gebiet der Astroteilchenphysik nahe gebracht. Axel Lindner und Jürgen Prahl haben mir in vielen fruchtbaren Gesprächen immer wieder Denkanstöße gegeben, bei Problemen geholfen und mir ein Gespür für physikalische Zusammenhänge vermittelt.

Niels Götting, Tanja Güllicher und André Röhring möchte ich für das aufmerksame und kritische Lesen des Manuskripts herzlich danken.

Ausdrücklich danken möchte ich Andreas Daum, Gerd Pühlhofer, German Hermann, Hubert Lampeitl und Antje Kohnle für die Überlassung und Einweisung in den Gebrauch der Analyseprogramme für die HEGRA-Teleskopdaten. Konrad Bernlöhr möchte ich für die Bereitstellung von `sim_telarray` besonders danken.

Die produktive und gleichzeitig angenehme Arbeitsatmosphäre in der Hamburger Gruppe vermisse ich bereits kurz nach Abschluss dieser Arbeit und dafür will ich meinen Mitstreitern ganz besonders danken: Matthias Albers, Matthias Beilicke, René Cornils, Niels Götting, Volker Haustein, Henric Krawczynski, Michael Raabe, Joachim Ripken, Jan Robrade, Dirk Schmele und Martin Tluczykont.

Diese Arbeit ist vom Bundesministerium für Bildung und Forschung gefördert worden (BMBF 05AG9 GU1).