

Technische Universität München
Fakultät für Physik

Max-Planck-Institut für Physik
(Werner-Heisenberg-Institut)

Bestimmung von oberen Flußgrenzen des diffusen γ -Strahlungshintergrunds im Energiebereich von 20-100 TeV

Sven Denninghoff

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. M. Lindner

Prüfer der Dissertation:

1. Hon.-Prof. Dr. N. Schmitz
2. Univ.-Prof. Dr. F. von Feilitzsch

Die Dissertation wurde am 16.04.2002 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 27.06.2002 angenommen.

Abstract

Using data from the HEGRA air shower array, taken in the period from April 1998 to March 2000, upper limits on the ratio I_γ/I_{CR} of the diffuse photon flux I_γ to the hadronic cosmic ray flux I_{CR} are determined for the energy region 20 TeV to 100 TeV. The analysis uses a gamma-hadron discrimination which is based on differences in the development of photon- and hadron-induced air showers after the shower maximum. A method which is sensitive only to the non-isotropic component of the diffuse photon flux yields an upper limit of I_γ/I_{CR} (at 54 TeV) $< 2.0 \times 10^{-3}$ (at the 90% confidence level) for a sky region near the inner galaxy ($20^\circ < \text{galactic longitude} < 60^\circ$ and $|\text{galactic latitude}| < 5^\circ$). A method which is sensitive to both the isotropic and the non-isotropic component yields global upper limits of I_γ/I_{CR} (at 31 TeV) $< 1.2 \times 10^{-2}$ and I_γ/I_{CR} (at 53 TeV) $< 1.4 \times 10^{-2}$ (at the 90% confidence level).

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden mit den Daten der erweiterten HEGRA-Detektormatrix, die im Zeitraum von April 1998 bis März 2000 genommen worden sind, obere Flußgrenzen des diffusen γ -Strahlungshintergrunds über das Verhältnis I_γ/I_{KS} des diffusen Photonенflusses I_γ zum gesamten Fluß I_{KS} der hadronischen Kosmischen Strahlung im Energiebereich von 20 TeV bis 100 TeV bestimmt.

Bei der Analyse wird eine Unterscheidung zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern verwendet, die auf Unterschieden der Schauerentwicklung nach dem Schauermaximum beider Schauertypen beruht und aus Monte-Carlo-Simulationen abgeleitet ist.

Ein besonderer Wert wird hier deshalb auf die Monte-Carlo-Simulation und ihre Übereinstimmung mit den experimentellen Daten gelegt. Dazu wurde eine neue Bibliothek an simulierten Schauern mit mehr als 130 000 Ereignissen über einen Zeitraum von 1.5 Jahren erzeugt und die Ereignisse anschließend mit den experimentellen Daten verglichen.

Es ist der erste systematische Vergleich und Abgleich experimenteller Daten mit Ereignissen aus der Monte-Carlo-Simulation im Energiebereich nahe der Schwelle der HEGRA-Detektormatrix.

Bei der Bestimmung der oberen Grenzen von I_γ/I_{KS} werden zwei Ansätze verfolgt. Zum einen die Bestimmung einer globalen oberen Grenze, bei der alle verfügbaren experimentellen Ereignisse nach Anwendung der Standardschnitte verwendet werden. Das Ergebnis ist sensitiv auf die Summe der isotropen und nichtisotropen Komponente der diffusen γ -Strahlung. Die Bestimmung erfolgt durch den Vergleich einer experimentellen Verteilung mit den erwarteten Verteilungen für Photonen und Hadronen der Simulation.

Mit dieser Methode erhält man unter Verwendung der Standardschnitte eine obere Grenze von:

$$\frac{I_\gamma}{I_{KS}}(\bar{E}_\gamma = 53 \text{ TeV}) < 1.4 \cdot 10^{-2} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

und mit restriktiveren Schnitten, die höchstenergetische Schauer verwerfen und die Daten auf kleine Eindringtiefen beschränken:

$$\frac{I_\gamma}{I_{KS}}(\bar{E}_\gamma = 31 \text{ TeV}) < 1.2 \cdot 10^{-2} \quad (90\% \text{ C.L.}) .$$

Im zweiten Ansatz wird eine Methode verwendet, die eine obere Grenze von I_γ/I_{KS} für die innere Galaxie bestimmt und nur auf die nichtisotrope Komponente des diffusen γ -Strahlungshintergrunds empfindlich ist. Dazu werden die experimentellen Verteilungen einer ausgewählten Himmelsregion, die als Signalregion betrachtet wird, mit denen einer von dieser strikt getrennten Untergrundregion verglichen.

Für den ausgewählten Himmelsbereich der Signalregion ($20^\circ < l < 60^\circ$, $|b| < 5^\circ$) erhält man die obere Grenze:

$$\frac{I_\gamma}{I_{KS}}(\bar{E}_\gamma = 54 \text{ TeV}) < 2.0 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ C.L.}) .$$

Inhaltsverzeichnis

Einleitung und Aufgabenstellung	1
1 Grundlagen	5
1.1 Die Kosmische Strahlung	5
1.1.1 Das Spektrum der Kosmischen Strahlung	6
1.1.2 Zusammensetzung und Eigenschaften	7
1.1.3 Quellen und Ursprung der geladenen Kosmischen Strahlung	10
1.2 γ -Astronomie	11
1.2.1 Entstehung hochenergetischer γ -Strahlung	11
1.2.2 Wechselwirkungen mit den Hintergrundstrahlungsfeldern	15
1.2.3 Bisherige Messungen und Interpretation des diffusen γ -Strahlungshintergrunds	19
1.3 Nachweis der Kosmischen Strahlung	28
1.3.1 Elektromagnetische Kaskaden	29
1.3.2 Hadronische Kaskaden	31
1.3.3 Erzeugung von Cherenkov-Strahlung	33
2 Das HEGRA-Experiment	39
2.1 Aufbau und Lage	40
2.2 Die Matrix der Szintillationszähler	42
2.3 Die Matrix der AIROBICC-Detektoren	44
2.3.1 Die Elektronik der AIROBICC-Matrix	45
2.4 Das Datenaufzeichnungssystem	47
3 Schauer- und Detektorsimulation	49
3.1 Monte-Carlo-Simulation von Luftschauern	50
3.2 Detektorsimulation	52
3.3 Die Monte-Carlo-Bibliothek	54
3.4 Gewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse	55
4 Rekonstruktion der Schauergrößen	57
4.1 Kalibration	57
4.1.1 TDC-Kalibration und Bestimmung der ADC-Pedestals	58
4.1.2 Bestimmung der Signallaufzeiten	58
4.1.3 Amplitudenkalibration der Szintillationszähler	58
4.1.4 Amplitudenkalibration der AIROBICC-Detektoren	59
4.2 Bestimmung der Schauergrößen	62

4.2.1	Die Anpassung der lateralen Abhängigkeit der Cherenkov-Photonen-Dichte	63
4.2.2	Die globale AIROBICC-Anpassung	63
4.2.3	Die Likelihood-Anpassung der lateralen Abhängigkeit der Elektronen- und Photonendichte	66
5	Vergleich der experimentellen Daten mit der Simulation	69
5.1	Anpassung der Fehler in der Monte-Carlo-Simulation	69
5.2	Definition der Standardschnitte	70
5.2.1	Selektion guter Datensätze	70
5.2.2	Auswahlkriterien für gut rekonstruierte Luftschauer	70
5.2.3	Einführung des Schnitts im hohen Energiebereich	73
5.2.4	Auswirkungen der Standardschnitte	74
5.3	Vergleich der Verteilungen von experimentellen Daten und Simulation	74
5.4	Überprüfung der absoluten Kalibration	75
5.5	Bewertung der Simulation	76
6	Bestimmung der Eigenschaften der Detektormatrix	79
6.1	Abschätzung der Winkelauflösung	79
6.2	Abschätzung der Genauigkeit der Positionsbestimmung der Schauerzentren	80
6.3	Bestimmung der mittleren Schwelle der AIROBICC-Detektoren	81
6.4	Abschätzung der Genauigkeit der Energieskala	82
6.5	Bestimmung der effektiven Detektorflächen	83
6.6	Bestimmung der Energieschwellen	85
6.7	Bestimmung der effektiven Meßzeit	85
7	Unterdrückung des hadronischen Untergrunds	89
7.1	Beurteilungskriterien für die Effizienz eines Unterdrückungsverfahrens	90
7.2	Die LES-Methode	90
7.3	Anwendung des Neuronalen Netzes	92
7.3.1	Grundlagen künstlicher Neuronaler Netze	92
7.3.2	Funktionsweise künstlicher Neuronaler Netze	93
7.3.3	Simulation des Neuronalen Netzes	96
7.3.4	Ergebnisse der Simulation des Neuronalen Netzes	97
7.4	Alternative Wahl der Größen	99
8	Bestimmung oberer Flußgrenzen	103
8.1	Der ausgewählte Datensatz	103
8.2	Bestimmung globaler oberer Flußgrenzen	104
8.3	Bestimmung einer oberen Flußgrenze für die innere Galaxie	108
8.4	Diskussion der Ergebnisse	113
8.5	Ausblick	119
9	Zusammenfassung	121
	Literaturverzeichnis	123
	Index	132

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das differentielle Energiespektrum der Kosmischen Strahlung	6
1.2	Energiespektren der repräsentativen Elemente H , He , O und Fe	8
1.3	Himmelskarte der Synchrotronstrahlung im Radiobereich bei 408 MHz	13
1.4	Differentieller Photonenfluß der extragalaktischen Hintergrundstrahlung	16
1.5	Mittlere freie Weglänge für hochenergetische Photonen im Universum	18
1.6	Der gesamte Himmel im Energiebereich von 100 MeV bis 30 GeV vermessen durch den EGRET-Detektor	20
1.7	Vorhersage des differentiellen Spektrums diffuser γ -Strahlung eines Modells der Fragmentation topologischer Defekte	22
1.8	Karte der galaktischen γ -Emission im Energiebereich 30 MeV bis 50 GeV vermessen durch den COS-B Satelliten	23
1.9	Galaktisches Breitengradprofil der diffusen nichtisotropen γ -Emission für eine Modellrechnung erhöhter IC-Streuung	24
1.10	Vorhersagen des diffusen γ -Strahlungsspektrums in Richtung der inneren Galaxie	25
1.11	Vorhersagen des diffusen γ -Strahlungsspektrums in Richtung der äußeren Galaxie	26
1.12	Energiespektrum der Kosmischen Strahlung mit Angabe der integralen Teilchenflüsse	28
1.13	Schematische Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers	29
1.14	Longitudinale Entwicklung elektromagnetischer Schauer	30
1.15	Schematische Entwicklung eines hadronischen Schauers	32
1.16	Vergleich der Schauerentwicklung eines photon- und protoninduzierten Schauers	33
1.17	Bestimmung des Cherenkov-Winkels und Ausbildung des Cherenkov-Kegels	34
1.18	Höhenabhängigkeit der Größen η_h , $E_{min}(h)$ für Elektronen, $R_C(h)$ und $\theta_{max}(h)$ der Cherenkov-Strahlung	36
1.19	Veranschaulichung der Absorption von Cherenkov-Strahlung in der Atmosphäre	37
2.1	Luftansicht des Observatoriums Roque de Los Muchachos	39
2.2	Schematischer Aufbau- und Lageplan des HEGRA-Experiments	41
2.3	Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers	43
2.4	Schematischer Aufbau eines AIROBICC-Detektors	44
2.5	Schematischer Elektronik-Schaltplan der AIROBICC-Matrix	46
3.1	Erzeugung der simulierten Detektorsignale für die AIROBICC-Matrix	53
4.1	Relative Kalibration der AIROBICC-Detektoren nach der Spektren-Methode	61
4.2	Anpassungsbereiche der lateralen Abhängigkeit der Cherenkov-Photonen-Dichte für die globale AIROBICC-Anpassung	64

4.3	Verbesserung der Fehlerverteilung der Position des Schauerzentrums durch die globale AIROBICC-Anpassung	65
4.4	Überprüfung der Anpassungsgüte der globalen AIROBICC-Anpassung anhand der mittleren Pull-Werte	66
4.5	Verbesserung der Genauigkeit bei der Bestimmung des Konusöffnungswinkels α durch die globale AIROBICC-Anpassung	67
5.1	Vergleich der lateralen Abhängigkeit $\rho_\gamma(r)$ für photon- und protoninduzierte Schauer der Simulation	73
5.2	Vergleich Simulation-experimentelle Daten der absolut kalibrierten Größen L_{90} und N_s	74
5.3	Vergleich der $\cos\theta$ -Verteilungen der experimentellen Daten und der Simulation	75
5.4	Darstellung und Vergleich Simulation-experimentelle Daten der in den Standardschnitten verwendeten Größen - Teil 1	77
5.5	Darstellung und Vergleich Simulation-experimentelle Daten der in den Standardschnitten verwendeten Größen - Teil 2	78
6.1	Abschätzung der Winkelauflösung mit den simulierten Ereignissen	80
6.2	Abschätzung der Genauigkeit der Positionsbestimmung der Schauerzentren mit den simulierten Ereignissen	81
6.3	Vergleich Simulation-experimentelle Daten der Anzahl angesprochener AIROBICC-Detektoren und Szintillationszähler	82
6.4	Korrelation zwischen $\log_{10} N_s$ und $\log_{10} E$ für die simulierten Ereignisse . . .	83
6.5	Effektive Flächen der kombinierten AIROBICC-Szintillator-Matrix aus der Simulation für Photonen und Hadronen	84
6.6	Bestimmung der effektiven Meßzeit des ausgewählten Datensatzes am Beispiel der Messungen mit den Runnummern 7825 und 7827	86
7.1	Darstellung der für die LES-Methode verwendeten Größen	92
7.2	Beispiel eines vorwärtsgerichteten Neuronalen Netzes	93
7.3	Darstellung der Funktionsweise einer Zelle eines Neuronalen Netzes	94
7.4	Darstellung eines trainierten 4-6-6-1 Neuronalen Netzes	98
7.5	Netzausgabe des trainierten 4-6-6-1-Netzes und zugehörige Qualitätsfaktoren	99
7.6	Darstellung der Größen für eine alternative Methode zum LES-Verfahren . .	100
7.7	Darstellung des Schaueralters für Photonen und Hadronen und Vergleich der Verteilungen von Simulation und experimentellen Daten	101
7.8	Gewinnung der Variablen v durch Projektion in den für die LES-Methode verwendeten Größen	102
7.9	Die Verteilung der Größe v für Photonen und Hadronen und Vergleich zwischen Simulation und experimentellen Daten	102
8.1	Verteilung der Ereignisse des ausgewählten Datensatzes in galaktischen Koordinaten	104
8.2	Darstellung der Verteilungen q_{Data} , q_γ und q_H in der Variablen v	105
8.3	Ergebnisse der Anpassung 8.4 für den ausgewählten Datensatz nach Anwendung der Standardschnitte	106
8.4	Darstellung der Verteilung S_j der Signalregion und der Ergebnisse der Anpassung 8.12	112

8.5	Darstellung der Differenz der v -Verteilungen von Signal- und Untergrundregion	113
8.6	Messungen des Verhältnisses I_γ/I_{KS} , sensitiv auf die isotrope und nichtisotrope Komponente des diffusen Photonенflusses	117
8.7	Messungen des Verhältnisses I_γ/I_{KS} , sensitiv allein auf die nichtisotrope Komponente des diffusen Photonенflusses	118

Tabellenverzeichnis

1.1	Flußparameter der Hauptelemente der Kosmischen Strahlung	9
1.2	Bahnradien eines Protons im galaktischen Magnetfeld	11
1.3	Modelle für die Entstehung des isotropen γ -Strahlungshintergrunds	21
1.4	Modelle für die Entstehung des nichtisotropen γ -Strahlungshintergrunds	27
3.1	Zusammensetzung und Statistik der bereits vorhandenen Monte-Carlo-Bibliothek	50
3.2	Zusammensetzung und Statistik der generierten Monte-Carlo-Bibliothek	54
3.3	Zusammensetzung der Monte-Carlo-Bibliothek für die Bestimmung der lateralen Verteilungen	55
3.4	Flußparameter für die Gewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse entsprechend der chemischen Komposition	55
3.5	Parameter für die Gewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse entsprechend der $\cos \theta$ -Zenitwinkelverteilung	56
6.1	Energieschwellen der kombinierten HEGRA-Detektormatrix abgeleitet aus den effektiven Flächen	85
8.1	Ergebnisse der freien Parameter der Anpassung 8.4 für die globale obere Grenze	107
8.2	Ergebnisse der freien Parameter der Anpassung 8.12 für die obere Grenze der inneren Galaxie	112
8.3	Messungen des Verhältnisses I_γ/I_{KS} , sensitiv auf die isotrope und nichtisotrope Komponente des diffusen Photonенflusses	115
8.4	Messungen des Verhältnisses I_γ/I_{KS} , sensitiv allein auf die nichtisotrope Komponente des diffusen Photonенflusses	116

Einleitung und Aufgabenstellung

Die Astro-Teilchenphysik und insbesondere einer ihrer Hauptzweige, die Physik der Kosmischen Strahlung, tragen signifikant zu unserem Verständnis des Universums und seiner Evolution bei.

Entscheidend war die Entdeckung von Victor Franz Hess am Anfang des 20. Jahrhunderts anhand von Ballonflügen (1911-1913) [Hes12], daß es eine ionisierende Strahlung gibt, die mit wachsender Höhe in ihrer Intensität rapide zunimmt (Nobelpreis 1936). Die Sonne konnte als Ursache, z.B. durch den Sonnenwind, ausgeschlossen werden, da diese Strahlung selbst bei einer totalen Sonnenfinsternis nachgewiesen werden konnte. Hess vermutete damals als Ursprung eine Strahlung aus dem All. Robert A. Millikan bezeichnete sie 1925 dann als „Kosmische Strahlung“ und versuchte bereits damals eine Erklärung für ihre Entstehung zu geben. Er vermutete, daß sie aus Photonen mit einer Energie von einigen 100 MeV besteht, die bei der Synthese leichter Kerne durch Protonen-Stöße im interstellaren Medium entstehen.

Heute weiß man aus Satelliten- und Ballonmessungen, daß sich die Kosmische Strahlung bis zu einer Energie von ungefähr 100 TeV zu annähernd 98 % aus Atomkernen und 2 % aus Elektronen zusammensetzt. Photonen machen dabei nur einen verschwindend geringen Anteil von circa 0.01 % aus. Die Kosmische Strahlung überdeckt einen Energiebereich von 14 Größenordnungen von etwa 10^6 eV bis oberhalb von $3 \cdot 10^{20}$ eV.

Ungelöst sind weiterhin die Fragen nach den Quellen und Beschleunigungsmechanismen, die die Teilchen der Kosmischen Strahlung erzeugen und beschleunigen. Man glaubt, daß kosmische Teilchenbeschleuniger in erster Linie geladene Teilchen, also Elektronen und Atomkerne, entweder durch elektrische Felder und Magnetfelder oder durch Schockwellenprozesse auf die hohen Energien beschleunigen. Die Energien, die für diese Prozesse vorhergesagt werden, reichen jedoch nicht aus, die beobachteten Energien von 10^{19} oder mehr Elektronenvolt zu erklären. Daher wurden viele Hypothesen und theoretische Arbeiten für die Beschleunigungsmechanismen aufgestellt. Für Energien oberhalb von ca. 10^9 eV wurden jedoch bis heute keine experimentellen Bestätigungen gefunden. Nur wenige, atypische Objekte sind beobachtet worden und noch weniger sind detailliert untersucht worden.

Hilfreich bei der Suche nach einer Antwort ist die γ -Astronomie, die eng mit der Astro-Teilchenphysik verknüpft ist. Hochenergetische Photonen, die über einer Energie von ≈ 0.5 MeV als Gammaquanten, Gammas oder einfach mit γ bezeichnet werden, sind fast immer Sekundärprodukte bei den Beschleunigungsprozessen. Sie entstehen z.B. durch Wechselwirkung der beschleunigten Teilchen mit der die Quellen umgebenden Materie über π^0 -Zerfall in zwei Gammas. Weiterhin können Gammas durch beschleunigte Elektronen erzeugt werden. Zum einen geben Elektronen durch Bremsstrahlung im umgebenden Medium oder durch Synchrotronstrahlung in lokalen Magnetfeldern ein Gamma ab, andererseits können sie durch den inversen Compton-Effekt Energie auf ein umgebendes Photon übertragen, das dann als ein hochenergetisches Gamma auftritt.

Der entscheidende Vorteil der γ -Astronomie ist, daß sich die Gammas bis zu ihrem Entstehungsort extrapolieren lassen, da sie sich auf direkten, geraden Linien von ihnen wegbewegen, vorausgesetzt, daß eine Ablenkung durch Gravitationseffekte vernachlässigt werden kann. Geladene Teilchen dagegen verlieren fast immer ihre Richtungsinformation, da sie durch die schwachen galaktischen und intergalaktischen Magnetfelder in ihrer Bahn abgelenkt werden. Durch die Untersuchung von Gammas lassen sich Rückschlüsse auf die Entstehungsobjekte und vorhandene Entstehungsmechanismen ziehen. Erschwerend kommt aber hinzu, daß die Anzahl der beobachtbaren Ereignisse pro Zeiteinheit und Fläche, der Fluß der Strahlung, mit zunehmender Energie drastisch abnimmt.

Deshalb lassen sich direkte Messungen nur bis zu einer Energie von ca. 10^{11} eV durch Ballons oder Satelliten durchführen. Bei höheren Energien bedient man sich der Atmosphäre als Detektor und mißt die durch die Wechselwirkung mit der Strahlung entstehenden Sekundärprodukte über die Methode der Beobachtung ausgedehnter Luftschauer durch erdgebundene Detektoren.

Ziel dieser Arbeit ist die Messung und Bestimmung des diffusen γ -Strahlungshintergrunds im Energiebereich von 20-100 TeV. Es sollen Flußgrenzen angegeben werden, anhand derer verschiedene theoretische Modelle seiner Entstehung überprüft werden können. Man unterscheidet dabei zwischen einem galaktischen und einem extragalaktischen Flußanteil. Der extragalaktische Anteil sollte von Quellen auf kosmologischer Distanz oder von Gammas kosmologischen Ursprungs stammen, die dann isotrop verteilt auf der Erde ankommen würden. Sein Ursprung ist aber bis heute, im Gegensatz zu den energetisch niedrigeren Bereichen des Infraroten, der Radiostrahlung und der Röntgenstrahlung, weitestgehend unbekannt. Die hochenergetischen Gammas wechselwirken auf ihrem Weg mit der kosmischen Mikrowellen-Hintergrundstrahlung und kaskadieren dabei in einen niedrigeren Energiebereich, was zu einer Anreicherung von diffusen Photonen in diesem Energiebereich (hier: unter 100 TeV) führt.

Eine mögliche Quelle der beobachteten höchstenergetischen Ereignisse von 10^{20} eV könnten topologische Defekte sein, Überreste aus der frühen Phase des Universum nach dem Urknall, die bei ihrem Zerfall Gammas erzeugen, die in einen niedrigeren Energiebereich kaskadieren und dadurch diffuse Photonen erzeugen (s.o.).

Der galaktische Anteil wird zum Teil durch Elektronen hervorgerufen, die auf Energien von 100 TeV und mehr in Supernovaüberresten (englisch: „Supernova Remnants“, SNR) beschleunigt werden und mit den interstellaren Strahlungsfeldern (Sternenlicht, Synchrotronphotonen und der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung) über den inversen Compton-Effekt einen nichtisotropen diffusen γ -Strahlungshintergrund im TeV-Bereich erzeugen [Str00]. Bis ca. 10 GeV wird der diffuse γ -Strahlungshintergrund nach heutiger Vorstellung [Str00] jedoch vorwiegend durch Hadronen, die mit der interstellaren Materie der Galaxie über Pionenproduktion reagieren, hervorgerufen.

Eine Bestimmung von Flußgrenzen im Bereich der galaktischen Scheibe läßt Rückschlüsse auf die Injektionsspektren von Elektronen und Hadronen im Bereich der Galaxie zu. Dadurch können die Modelle der Beschleunigungsprozesse von Elektronen in den Quellen, z.B. in Supernovaüberresten, überprüft werden.

Kapitel 1 beschäftigt sich mit den theoretischen Grundlagen der Physik der Kosmischen Strahlung und des diffusen γ -Strahlungshintergrunds. Außerdem werden die Nachweismethoden und die Eigenschaften ausgedehnter Luftschauer erläutert. Die Beschreibung des Experiments und seines Aufbaus befindet sich in Kapitel 2. Der wichtigste Teil, ohne den diese Arbeit nicht möglich wäre, stellt die Simulation von Monte-Carlo-Ereignissen (Kapitel 3) und ihr Vergleich mit den experimentellen Meßdaten dar (Kapitel 5). Einen entscheidenden Anteil

haben auch die neu eingeführten Rekonstruktionsmethoden, die in Kapitel 4 definiert werden. Die Bestimmung der Eigenschaften der HEGRA-Detektormatrix befindet sich in Kapitel 6 und Beschreibungen der Versuche zur Reduzierung des hadronischen Untergrunds in Kapitel 7. Die Analyse und die abschließende Bewertung enthält das Kapitel 8. Kapitel 9 gibt die Ergebnisse in einer kurzen Zusammenfassung wieder.

Kapitel 1

Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die für das Verständnis des diffusen γ -Strahlungshintergrunds erforderlichen theoretischen Grundlagen und Modelle vermittelt werden. Zuerst wird der aktuelle Kenntnisstand über die Eigenschaften der primären Kosmischen Strahlung, ihrer Zusammensetzung und möglicher Quellen dargelegt. Anschließend wird der Zusammenhang der Kosmischen Strahlung mit der γ -Astronomie erläutert. Für diese Arbeit relevante Modelle der Propagation und Wechselwirkungen der Gammas mit den kosmischen Strahlungsfeldern, die für die Entstehung des diffusen γ -Strahlungshintergrunds mitverantwortlich sind, sollen ebenso skizziert werden, wie die möglichen Quellen der γ -Strahlung. Schließlich soll ein Überblick über die verschiedenen Nachweismethoden gegeben werden. Ein besonderer Schwerpunkt liegt dabei auf der Methode der Beobachtung ausgedehnter Luftschauer, die in dieser Arbeit verwendet wird.

1.1 Die Kosmische Strahlung

Die Astrophysik bedient sich heute nicht nur der Informationen, die durch Beobachtungen im optischen Bereich gewonnen werden. In den vergangenen 90 Jahren wurde der Frequenzbereich weit über das optische Fenster hinaus ausgedehnt, zum einen nach unten über das Infrarot bis zu den Radiowellen, andererseits nach oben über den Röntgenbereich bis in den Gamma-Bereich. Zusätzlich bedient man sich der Informationen, die man aus der Beobachtung der Kosmischen Strahlung erhält. Bis zur Entwicklung der modernen Teilchenbeschleuniger war die Beobachtung der Kosmischen Strahlung die einzige Möglichkeit Hochenergie- und Teilchenphysik zu betreiben. So wurden viele der heute bekannten Elementarteilchen in der Kosmischen Strahlung entdeckt. Das Positron, das zunächst theoretisch vorhergesagt worden war, wurde 1932 von Anderson [And33] gefunden (Nobelpreis 1936); 1937 folgte die Entdeckung des Myons und zwischen 1947 und 1951 die Pionen, Kaonen und Hyperonen.

Bis heute ist die Erforschung der Kosmischen Strahlung nicht abgeschlossen. Immer mehr Experimente beschäftigen sich in einem immer größer werdenden Energiebereich mit der Bestimmung der Eigenschaften und Zusammensetzung der Kosmischen Strahlung. Hier soll nun ein kleiner Überblick über den aktuellen Stand gegeben werden:

1.1.1 Das Spektrum der Kosmischen Strahlung

Die Energie der Kosmischen Strahlung überdeckt mehr als 14 Größenordnungen in einem Bereich von etwa 10^6 eV bis oberhalb von $3 \cdot 10^{20}$ eV. Der Fluß oberhalb von ca. 1 GeV fällt steil mit einem Potenzgesetz $E^{-\gamma}$ ab (s.u.). Daher müssen verschiedene experimentelle Techniken benutzt werden, um die Strahlung zu untersuchen. Abbildung 1.1 zeigt das differentielle Energiespektrum der Kosmischen Strahlung im Energiebereich von 100 GeV bis 10^{11} GeV, das aus verschiedenen Experimenten zusammengestellt wurde [Wie98]. Das Spektrum wurde in diesem Fall mit $E^{2.75}$ multipliziert, um die Strukturen deutlicher aufzuzeigen.

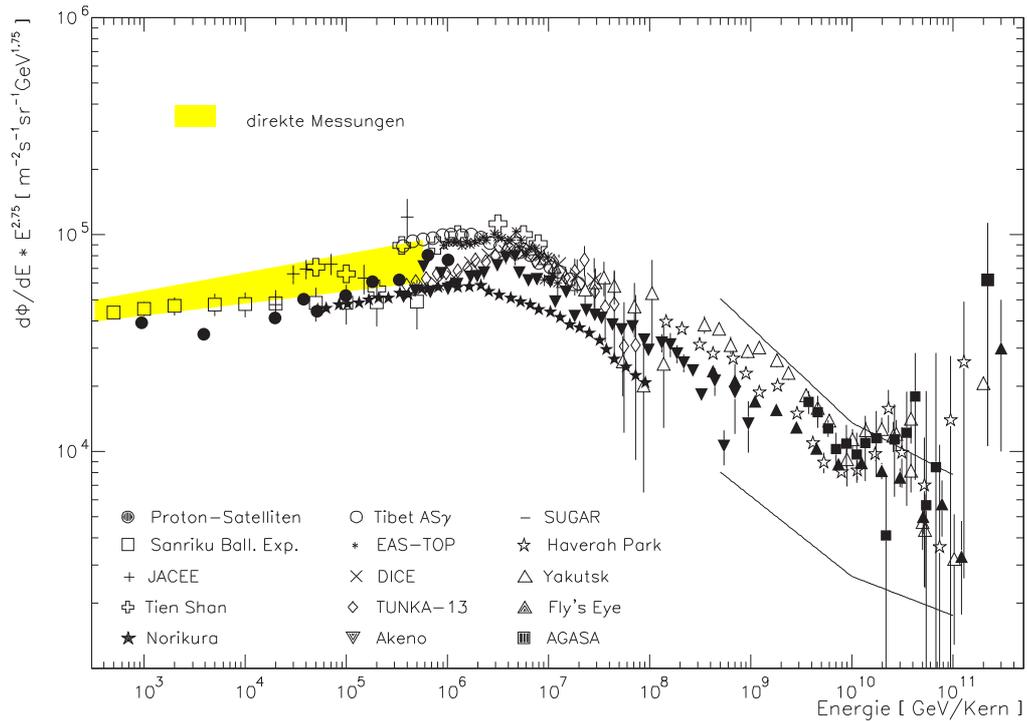


Abbildung 1.1: Das differentielle Energiespektrum der Kosmischen Strahlung nach [Wie98], gewonnen aus den Daten verschiedener Experimente. Aufgetragen sind nach rechts die Energie in GeV pro Kern und nach oben der differentielle Fluß, der mit $E^{2.75}$ multipliziert wurde, um die Strukturen deutlicher erscheinen zu lassen.

Aufgrund seiner Eigenschaften unterteilt man das Spektrum in drei Teilbereiche, in denen verschiedene Flußverläufe vorliegen:

1. Im Bereich bis ca. $5 \cdot 10^6$ GeV, dem sogenannten „Knie“ der Kosmischen Strahlung, folgt der Fluß einem Potenzgesetz von:

$$\frac{d\Phi}{dE} \sim E^{-\gamma} \quad \text{mit} \quad \gamma \approx 2.7.$$

2. Vom Knie ($5 \cdot 10^6$ GeV) bis zum „Knöchel“ bei $3 \cdot 10^9$ GeV mit:

$$\frac{d\Phi}{dE} \sim E^{-\gamma} \quad \text{mit} \quad \gamma \approx 3.0.$$

3. Im Bereich über dem Knöchel, in dem das Spektrum wieder abflacht:

$$\frac{d\Phi}{dE} \sim E^{-\gamma} \quad \text{mit} \quad \gamma \approx 2.6.$$

Aus dem Spektrum lassen sich bereits erste Schlüsse ziehen. Die Erzeugung der Kosmischen Strahlung kann aufgrund der Potenzgesetze im Spektrum nicht auf thermischen Prozessen beruhen, die auf Zwei-Körper-Wechselwirkungen zurückzuführen sind und zu einer Maxwell-Verteilung führen würden. Zusätzlich sprechen die hohen Energien von bis zu 10^{11} GeV und mehr gegen einen thermischen Ursprung, da sie weit jenseits der erreichbaren Energien liegen. Es müssen also kollektive, nichtthermische Prozesse für die Erzeugung angenommen werden.

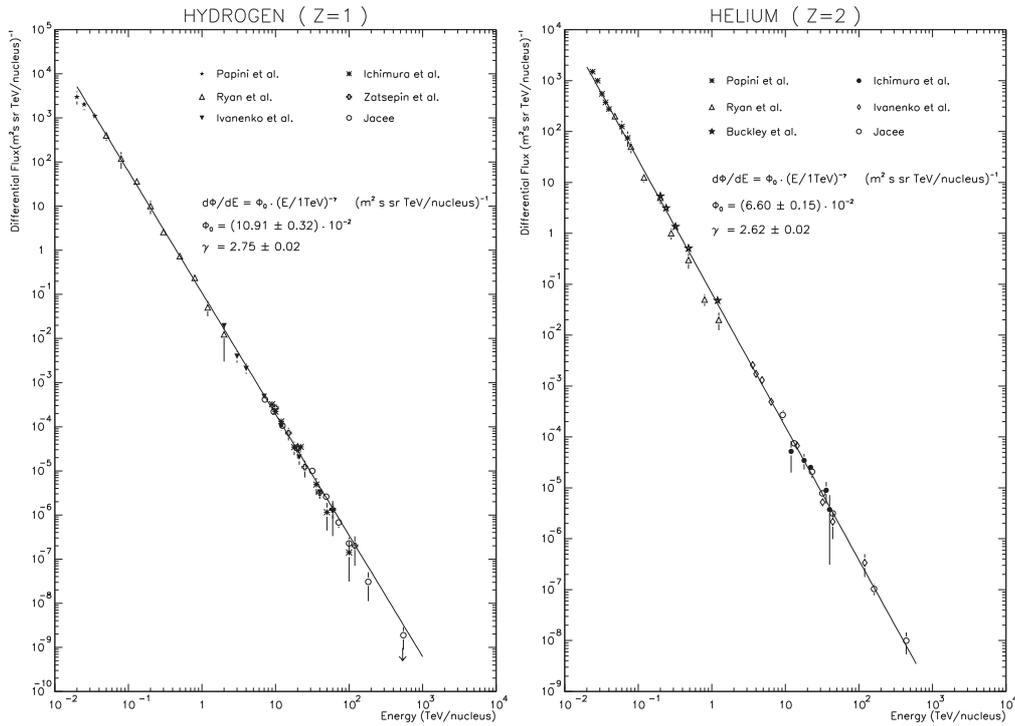
Der Anstieg des spektralen Index γ im Bereich des Knies läßt einen Einblick in die Beschleunigungsmechanismen und die Verteilung der Quellen zu. Zum einen könnte die Grenzenergie für die Beschleunigung in Supernovaüberresten erreicht werden, andererseits wäre es möglich, daß die Häufigkeit und Verteilung der Quellen in diesem Energiebereich abnimmt.

Die hohen Energien oberhalb von 10^8 GeV lassen sich nicht mehr durch konventionelle Methoden erklären. Die für die Beschleunigung in Frage kommenden Objekte, Jets aus Radiogalaxien scheiden als Quellen aus, da sie nur in relativ großen Entfernungen vorkommen. Durch die Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Grenze (siehe [Bha00]) würden die Primärteilchen dann sehr effektiv mit der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung wechselwirken, was zu einer Reduzierung ihrer Energie oder gar einem Zerfall, z.B. einer Photodesintegration schwerer Ionen, oder einer Vernichtung führen würde und sie nicht in diesem Energiebereich beobachtbar sein dürften. Als Alternativen kommen nur noch Modelle in Betracht, in denen die beobachteten Teilchen bereits mit ihrer hohen Energie entstehen, sogenannte „top-down-Szenarien“. Eines dieser Modelle ist z.B. die Fragmentation von topologischen Defekten in X-Bosonen.

1.1.2 Zusammensetzung und Eigenschaften

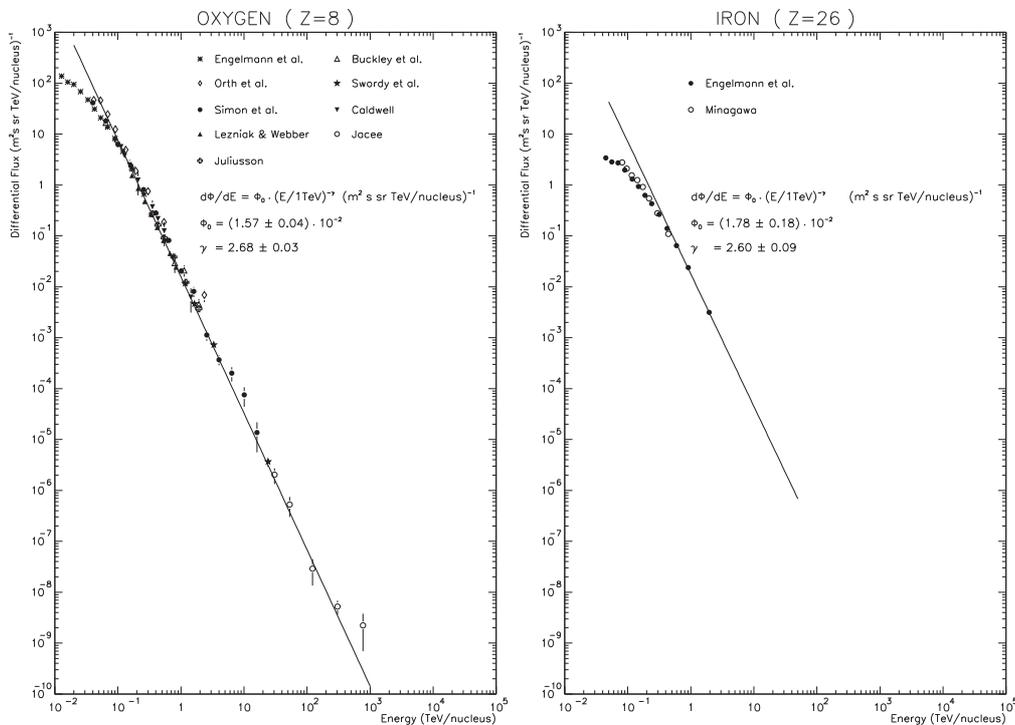
Die chemische Zusammensetzung der Kosmischen Strahlung ist für Energien bis ungefähr 100 TeV durch direkte Messungen mit Ballons und Satelliten relativ genau bestimmt worden. Es konnten nahezu alle stabilen Kerne des Periodensystems nachgewiesen werden, ferner geringe Anteile von Elektronen, Positronen, Antiprotonen und Photonen. Über 100 TeV ist die chemische Zusammensetzung der Kosmischen Strahlung noch weitgehend unbekannt, ihre Untersuchung ist zur Zeit Gegenstand mehrerer Experimente (siehe z.B. [Kor00]).

Der Anteil der geladenen Kerne an der Kosmischen Strahlung beträgt bei einer Energie von 1 TeV ungefähr 98 %, die sich zu 87 % auf Protonen, 12 % α -Teilchen (Heliumkerne) und 1 % schwerere Elemente verteilen [Kla00]. Die relativen Elementhäufigkeiten ähneln dabei sehr stark denen des Sonnensystems [Wie94], was auf gleiche Entstehungsmechanismen hindeutet, der Produktion in Sternen durch Nukleosynthese. Die relativen Häufigkeiten der Li, Be, B-Gruppe und der Elemente, die im Periodensystem unterhalb von Eisen liegen, sind dagegen stark angereichert, was durch Spallationsprozesse von C, N und Fe erklärt werden kann, da Li, Be und B nicht als Endprodukte bei der Nukleosynthese auftreten. Im weiteren Verlauf sollen nur noch die Elemente H, He, O und Fe betrachtet werden, da sie besonders hohe relative Häufigkeiten aufweisen und somit in Kapitel 3 bei der Monte-Carlo-Simulation stellvertretend für die Elementgruppen betrachtet werden. In Abbildung 1.2 sind die differentiellen Spektren dieser Elemente dargestellt, die aus verschiedenen Messungen in [Wie94] zusammengestellt worden sind. Der Anteil der einzelnen Elemente an der Kosmischen Strahlung wird über



(a) Wasserstoff.

(b) Helium.



(c) Sauerstoff.

(d) Eisen.

Abbildung 1.2: Anteil der repräsentativen Elemente Wasserstoff a), Helium b), Sauerstoff c) und Eisen d) an der Kosmischen Strahlung. Dargestellt sind die differentiellen Energiespektren der einzelnen Elemente aus [Wie94]. Nach rechts aufgetragen sind die Energien in TeV pro Kern und nach oben der differentielle Fluß in Teilchen/ $(\text{m}^2 \text{s sr TeV/Kern})$.

1.1.3 Quellen und Ursprung der geladenen Kosmischen Strahlung

Bis heute sind die Fragen nach den Quellen der Kosmischen Strahlung nicht eindeutig geklärt. Aus energetischen Überlegungen [Gai90] kommen für Energien bis zum Knie bei $5 \cdot 10^{15}$ eV vermutlich nur Supernovaexplosionen als mögliche Quellen in Betracht. Bei diesen Explosionen dringt der Materieausstoß der Supernova mit Überschallgeschwindigkeit in die umgebende Materie ein und erzeugt dabei eine Schockfront, an der Teilchen über Fermi-Beschleunigung erster und zweiter Ordnung (siehe [Lon94b]) auf die hohen Energien beschleunigt werden. Es ist mittlerweile weithin anerkannt, daß diese Prozesse in unserer Galaxie stattfinden und die Kosmische Strahlung bis zum Knie deshalb galaktischen Ursprungs ist [Bie93]. Trotzdem ist diese Theorie noch nicht endgültig verifiziert. Beobachtungen von einigen Supernovaüberresten im Röntgenbereich haben zwar eine Beschleunigung von Elektronen bis zu 10 TeV nachgewiesen, jedoch konnten bis heute keine direkten Beweise für eine Beschleunigung von Hadronen gefunden werden [Voe97]. Ein sicherer Nachweis wäre die Beobachtung einer Neutrino- und Gammaabstrahlung von diesen Überresten, die die beschleunigten Hadronen mit der umgebenden Materie über die Reaktionen 1.2 und 1.5 erzeugen würden.

Über dem Energiebereich des Knies herrscht dagegen keine Einigkeit über die Quellen. Es werden sowohl ein galaktischer als auch ein extragalaktischer Ursprung von verschiedenen Gruppen favorisiert [Bie93, Dar99a, Dar99b].

Für die höchstenergetischen Ereignisse mit Energien über $\approx 10^{19}$ eV gehen die Annahmen vorwiegend von extragalaktischen Ursprüngen aus [Bie93, Bie95, Bha00], es gibt jedoch Ansätze, die einen galaktischen Ursprung favorisieren [Dar99c]. Die Entstehungsmechanismen sind jedoch weitestgehend unbekannt.

Diese Annahmen werden durch eine einfache Betrachtung der Bahnen der geladenen Teilchen nach [Lon94b] im galaktischen Magnetfeld gestützt. Nimmt man für die Stärke des galaktischen Magnetfeldes einen Wert von $3 \cdot 10^{-10}$ T an und berechnet nach Formel 1.3 den Gyroradius der Teilchenbahnen für Protonen, erhält man für verschiedene Werte der Rigidität $R = pc/Ze$ die Bahnradien in Tabelle 1.2. Für Protonen ($Z = 1$) ist der Wert der Rigidität in Volt identisch mit dem Wert des Impulses in eV/c, für relativistische Protonen mit einem Lorentzfaktor $\Gamma \approx 1$ auch fast identisch mit dem Wert der Energie in eV.

$$r_g[\text{pc}] = \frac{R[\text{V}] \cdot \sin \theta}{B[\text{T}] \cdot c[\text{m/s}]} \cdot \frac{1}{3.086 \cdot 10^{16}} \quad , \text{ wobei } R = \frac{pc}{Ze} \quad (1.3)$$

und r_g = Gyroradius, θ = Winkel der Teilchenbahn zum Magnetfeld B , R = Rigidität, c = Vakuumlichtgeschwindigkeit, p = relativistischer Dreier-Impuls, Z = Kernladungszahl, e = Elementarladung.

Berücksichtigt man, daß die Dicke der galaktischen Scheibe ungefähr 300 pc und der Radius des Halos ungefähr 3-10 kpc beträgt, ist ersichtlich, daß die geladenen Teilchen mit Energien bis $\approx 10^{19}$ eV ihren Ursprung nur in der Galaxie haben können.

Der Gyroradius der Teilchenbahnen ist für Teilchenenergien unter 10^{19} eV kleiner oder vergleichbar mit dem Radius der Galaxie. Diese Teilchen sind deshalb wie in einer magnetischen Flasche im Magnetfeld der Galaxie eingeschlossen und besitzen eine hohe Verweildauer in der Galaxie. Erst für Teilchenenergien ab $\approx 10^{19}$ eV treten hohe Diffusionsverluste aus der Galaxie auf. Beobachtete Teilchen mit Energien $\gtrsim 10^{19}$ eV sind nach dieser Betrachtung größtenteils extragalaktischen Ursprungs.

Energie [eV] $\hat{=}$ Rigidität [V]	Bahnradius [pc]
10^{15}	0.36
10^{17}	36
10^{19}	3 600
10^{21}	360 000

Tabelle 1.2: Bahnradien eines Protons im galaktischen Magnetfeld ($B = 3 \cdot 10^{-10}$ T) für verschiedene Werte der Rigidität R in Volt. Die Werte sind [Lon94b] entnommen.

1.2 γ -Astronomie

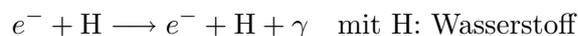
Aufgrund der Ablenkung durch die galaktischen und intergalaktischen Magnetfelder können die Quellen der geladenen Kosmischen Strahlung, die nahezu isotrop auf die Erde trifft [Lon94b], nicht lokalisiert werden, da jede Richtungsinformation verloren gegangen ist. Neutrale Teilchen dagegen werden nicht durch Magnetfelder abgelenkt und lassen sich somit bis zu ihrem Entstehungsort zurückverfolgen, vorausgesetzt, daß Ablenkungen durch Gravitationseffekte vernachlässigt werden können. Durch das Studium neutraler Teilchen läßt sich somit ein direkter Einblick in die Beschleunigungsmechanismen gewinnen. Dafür in Frage kommen Gammas (γ), Photonen einer Energie $\gtrsim 0.5$ MeV, Neutrinos und Neutronen. Freie Neutronen haben jedoch nur eine geringe Lebensdauer, weshalb sie nicht für solche Untersuchungen geeignet sind. Neutrinos sind wegen ihrer schwachen Wechselwirkung nur sehr schwer und mit großem Aufwand nachzuweisen (für eine Übersicht der Experimente siehe [Gai90, Sch97, Kla00]), deshalb bedient man sich heute größtenteils der Beobachtung und Untersuchung der γ -Strahlung, der γ -Astronomie.

γ -Strahlung tritt fast immer als Sekundarprodukt bei Wechselwirkungen der Kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium und den Strahlungsfeldern auf. Im folgenden sollen kurz die wichtigsten Entstehungs- und Wechselwirkungsprozesse skizziert werden.

1.2.1 Entstehung hochenergetischer γ -Strahlung

Die zwei wichtigsten Erzeugungprozesse von γ -Strahlung bei der Wechselwirkung von Teilchen der Kosmischen Strahlung mit der die Quellen umgebenden Materie oder der Materie des interstellaren Mediums (ISM) (vorwiegend Wasserstoff) sind [Pla98]:

Relativistische Bremsstrahlung von Elektronen



Bremsstrahlung ist die Strahlung, die durch die Beschleunigung von Elektronen in den elektrostatischen Feldern von Ionen und Atomkernen hervorgerufen wird. Treffen z.B. durch Supernovaüberreste beschleunigte Elektronen auf Materie in der direkten Umgebung der Quelle, meistens Wasserstoff, so werden sie in dem elektrischen Feld der Kerne dieser Materie abgebremst. Ein plötzlich abgebremstes Elektron muß jedoch nach der klassischen Elektrodynamik wie jede beschleunigte Ladung strahlen. Da diese Strahlung vorwiegend durch das Abbremsen auftritt, nennt man sie Bremsstrahlung (für eine genaue Betrachtung siehe [Lon94a, Lon94b]).

Die Abbremsung der Elektronen entspricht dabei einer völlig unperiodischen Beschleunigung und würde im klassischen Fall ein kontinuierliches Spektrum erzeugen. Da jedoch

die Abstrahlung von Photonen gequantelt ist, wird die gesamte kinetische Energie des Elektrons im Grenzfall von nur einem Photon übernommen, woraus sich die Grenzfrequenz ν_{gr} zu $\nu_{gr} = E_{e,max}/h$ ergibt. Im Mittel beträgt die Energie E_γ des durch ein Elektron mit der Energie E_e erzeugten Photons [Lon94a]:

$$\overline{E}_\gamma = \frac{1}{3}E_e . \quad (1.4)$$

Elektronen und Positronen sind praktisch die einzigen Teilchen, die durch Bremsstrahlung einen Großteil ihrer Energie abgeben können. Die Abstrahlungswahrscheinlichkeit σ variiert mit dem inversen Quadrat der Teilchenmasse m_0 :

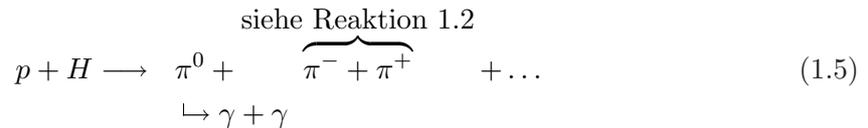
$$\sigma \sim r^2 = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} \right)^2$$

mit r = Radius des Teilchens, m_0 = Ruhemasse des Teilchens, e = Ladung des Teilchens, c = Vakuumlichtgeschwindigkeit.

So ist z.B. die Energieabstrahlung von Myonen (Ruhemasse $m_\mu = 106$ MeV), dem nächstleichtesten Teilchen, um einen Faktor 40 000 geringer als bei Elektronen ($m_e = 0.511$ MeV). Im Prinzip könnten zwar ultrarelativistische Myonen eine Bremsstrahlung erzeugen, sie treten aber im Weltall praktisch nicht auf.

Pionenproduktion durch nukleare Wechselwirkungen

Treffen hochenergetische Hadronen der Kosmischen Strahlung, im einfachsten Fall Protonen, auf Kerne des interstellaren Mediums, so interagieren sie mit den Nukleonen dieser Kerne und es entstehen als Hauptreaktionsprodukte in der Kollision Pionen jeder Ladung (π^0 , π^- und π^+). Zusätzlich können seltsame Teilchen und gelegentlich auch Antinukleonen erzeugt werden [Lon94a]:



Die Nukleonen und Pionen besitzen nach dem Stoß eine stark vorwärtsgerichtete Bewegung im Laborsystem und verlassen die Reaktion mit hoher Energie. Speziell bei größeren Kernen können die Sekundärteilchen weitere Kollisionen im gleichen Kern ausführen, wodurch eine Mini-Kaskade im Kern ausgelöst wird. Die π^\pm -Mesonen aus der Reaktion zerfallen zu Myonen und Neutrinos, die Myonen anschließend zu Elektronen, Positronen und Neutrinos, siehe Reaktion 1.2 auf Seite 9, andererseits zerfallen π^0 aus der Reaktion 1.5 mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 98.8% in zwei hochenergetische Photonen.

Für hochenergetische Protonen einer Energie $E_p \gtrsim 1$ TeV beträgt der mittlere Anteil \overline{E}_γ der Energie, der auf die Photonen nach Reaktion 1.5 übertragen wird [Pla98]:

$$\overline{E}_\gamma \approx \frac{1}{5}E_p \quad \text{mit } E_p: \text{ Energie des Protons.} \quad (1.6)$$

Für die Erzeugung von hochenergetischen Photonen durch Elektronen existieren zwei weitere Mechanismen, die Synchrotronstrahlung und der inverse Compton-Effekt, die teilweise größere Bedeutung als die Bremsstrahlung erlangen können.

Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen

$$e^- + \vec{B} \longrightarrow e^- + \vec{B} + \gamma$$

Bewegt sich ein relativistisches Elektron in einem Magnetfeld, so wird es auf eine helixförmige Bahn gezwungen und muß, da es eine Beschleunigung erfährt, Strahlung aussenden. Die Strahlung wird dabei in einem engen vorwärtsgerichteten Kegel mit einem Öffnungswinkel α von $\alpha \approx m_e c^2 / E_e$ abgegeben [Uns99].

Die maximale Energie $E_{\gamma, max}$ eines emittierten γ wird wie folgt bestimmt [Ram86]:

$$E_{\gamma, max} = 5 \cdot 10^{-9} H_{\perp} \cdot \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 \quad (1.7)$$

mit H_{\perp} = Komponente des Magnetfelds senkrecht zur Bewegungsrichtung in Gauss [G], $E_{\gamma, max}$ in eV.

Dieser Prozeß findet zum größten Teil an schwachen kosmischen Magnetfeldern auf großen Distanzen statt und der Hauptteil der emittierten Strahlung wird im Radio- bis Röntgenbereich beobachtet, z.B. die diffuse Emission der Galaxie, siehe Abbildung 1.3. Die Energien der Elektronen reichen dabei normalerweise nicht aus, γ -Strahlung zu erzeugen. Im Synchrotron-Self-Compton-Modell (SSC, siehe [DJ95]) können jedoch die von ultrarelativistischen Elektronen ausgesendeten Photonen eine wesentlich höhere Energie über den inversen Compton-Effekt erreichen, indem die Elektronen an von ihnen selbst erzeugten Synchrotronphotonen streuen.

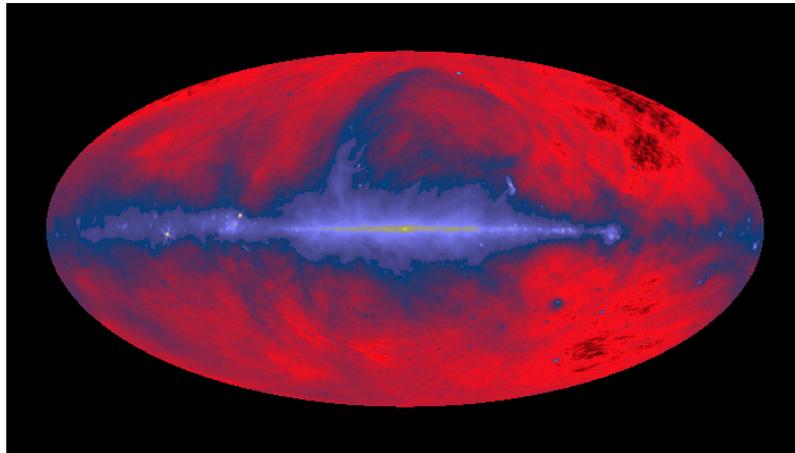


Abbildung 1.3: *Himmelskarte der Synchrotronstrahlung im Radiobereich bei 408 MHz nach Haslam [Has82]. Blaue Farben stellen eine hohe Abstrahlung und rote eine geringe dar. Deutlich erkennbar ist die Abstrahlung der galaktischen Ebene und eine bogenförmige, großräumige Struktur, die durch lokale Sternenaktivitäten hervorgerufen wird. Anhand der Karte können die Verteilung hochenergetischer Elektronen und die Größe des Elektronenhalos in unserer Galaxie bestimmt werden.*

Inverse Compton-Streuung

Der inverse Compton-Effekt beschreibt die Streuung von relativistischen Elektronen an niederenergetischen Photonen. Im Gegensatz zum Compton-Effekt verlieren die Elektronen dabei

Energie, die auf das Photon übergeht.

$$e^- + \gamma \longrightarrow e^- + \gamma$$

Betrachtet man ein Photon der Energie ε im Ruhesystem eines relativistischen Elektrons mit Lorentzfaktor $\Gamma = E_e/(m_e c^2)$, so scheint es sich mit einer Energie von $\Gamma\varepsilon$ im Ruhesystem des Elektrons zu bewegen. In diesem Inertialsystem besitzt das Compton-gestreute Photon eine Energie E_γ von $E_\gamma \lesssim \Gamma\varepsilon$ und wenn diese zurück auf das Laborsystem transformiert wird, $E_\gamma \sim \Gamma^2\varepsilon$.

Die Energie E_γ eines gestreuten Photons ergibt sich für eine Betrachtung der Photonenergie relativ zur Elektronenergie zu [Ram86] :

$$\begin{aligned} E_\gamma &\approx \Gamma^2\varepsilon && \text{für } \Gamma\varepsilon \ll m_e c^2 && \text{(Thomson-Bereich)} \\ E_\gamma &\sim E_e && \text{für } \Gamma\varepsilon \gg m_e c^2 && \text{(Klein-Nishina-Bereich).} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Die Wechselwirkung von Elektronen mit Photonen der 2.7 K Mikrowellen-Hintergrundstrahlung ($\bar{\varepsilon} \approx 10^{-4}$ eV) findet im Thomson-Bereich für Lorentzfaktoren der Elektronen von $\Gamma < 10^9$, d.h. Elektronenergien $E_e \ll 10^{14}$ eV, statt. Der Wirkungsquerschnitt dieses Streuprozesses ist [Ram86]:

$$\sigma_c = \sigma_T \left(1 - \frac{2\Gamma\varepsilon}{m_e c^2} \right) \quad \text{für } \Gamma\varepsilon \ll m_e c^2, \quad (1.9)$$

wobei σ_T dem Thomson-Wirkungsquerschnitt entspricht [Lon94a]:

$$\sigma_T = \frac{8}{3}\pi r_e^2 = 0.665 \text{ barn} \quad \text{mit} \quad r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \quad \text{klassischer Elektronenradius.} \quad (1.10)$$

Der exakte Zusammenhang zwischen der mittleren Energie \bar{E}_γ der gestreuten Photonen und der mittleren Energie $\bar{\varepsilon}$ der Photonen vor der Streuung ist [Ram86, Lon94a]:

$$\bar{E}_\gamma = \frac{4}{3}\Gamma^2\bar{\varepsilon}. \quad (1.11)$$

Bei einem gegebenen differentiellen Elektronenspektrum, das proportional zu $E^{-\gamma}$ ist, erhält man für den Thomson-Bereich ein Spektrum der Photonen, das etwas flacher ist und proportional zu einem Potenzgesetz mit $E^{-(\gamma+1)/2}$ ist [Ste75, Ram86].

Im Klein-Nishina-Bereich nach Formel 1.8 übernimmt das Photon praktisch die gesamte Energie E_e des Elektrons und der Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu [Ram86]:

$$\sigma_c = \frac{3}{8}\sigma_T \left(\frac{m_e c^2}{\Gamma\varepsilon} \right) \left[\ln \left(\frac{2\Gamma\varepsilon}{m_e c^2} \right) + \frac{1}{2} \right] \ll \sigma_T \quad \text{für } \Gamma\varepsilon \gg m_e c^2. \quad (1.12)$$

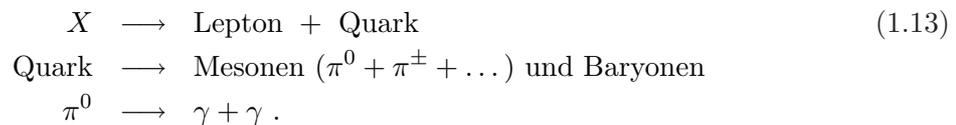
In diesem Bereich entspricht das resultierende Spektrum der Photonen exakt dem der Elektronen vor der Streuung. Dieser Prozeß findet bei Elektronenergien von mindestens 10^{15} eV statt.

Alle oben aufgeführten Prozesse verlangen eine Beschleunigung der Primärteilchen auf sehr hohe Energien. Wie bereits in Abschnitt 1.1.3 erläutert, reichen die Beschleunigungsmechanismen jedoch nicht aus, um die höchstenergetischen Ereignisse von 10^{19} und mehr Elektronenvolt zu erklären. Mit der Fermi-Beschleunigung erster Ordnung können z.B. nur Energien bis ungefähr $E_{max} \approx Z \cdot 10^{14}$ eV erreicht werden, wobei Z die Kernladungszahl des Primärteilchens ist. Für die Erklärung der hohen Energien müssen deshalb neue Modelle in Betracht gezogen werden, zum einen eine Erweiterung der Fermi-Beschleunigung erster Ordnung [Ost98], mit der eine Beschleunigung der Primärteilchen theoretisch bis $\approx 10^{20}$ eV möglich ist, andererseits das Modell der Fragmentation topologischer Defekte, das ohne einen Beschleunigungsmechanismus die hohen Teilchenenergien erzeugen kann [Sig96].

Fragmentation Topologischer Defekte

Nach der Urknall-Theorie können sich am Ende der Ära der Großen Vereinheitlichung (ungefähr 10^{-35} - 10^{-33} s nach dem Urknall) beim anschließenden Phasenübergang topologische Defekte ausgebildet haben, die eingeschlossene Überreste der früheren dichten Phase des Universums enthalten und deshalb eine sehr hohe Energiedichte im Bereich der Planck-Skala von ca. 10^{25} eV oder mehr aufweisen [Sil99, Bha00].

Sie können dabei verschiedene Formen bzw. Dimensionen aufweisen und als Monopole, Texturen, Strings und Domänenwände auftreten. Texturen und Strings sind auch Gegenstand der Theorien für die Ausbildung großräumiger Strukturen im Universum [Sil99]. Aufgrund ihrer topologischen Stabilität können die Defekte praktisch als stabil angesehen werden, jedoch kann es gelegentlich zu einem Zerfall oder besser gesagt zu einer Fragmentation in einem sogenannten „top-down-Szenario“ kommen, bei dem supermassive X-Teilchen abgegeben werden. Diese X-Teilchen können Eichbosonen, Higgs-Bosonen, superschwere Fermionen oder, je nach Art der sie beschreibenden Vereinheitlichungstheorie, ein anderes Teilchen sein, das eine Masse m_X besitzt, die vergleichbar mit der Energieskala des Symmetriebruchs der Vereinheitlichungstheorie ist (10^{25} und mehr eV). Die supermassiven X-Teilchen zerfallen ihrerseits in ein Lepton (z.B. Elektron [Sig96]) und ein Quark mit jeweils gleicher Energie $m_X/2$. Das Quark wiederum hadronisiert in Baryonen und Mesonen, die dann in Leptonen und Photonen zerfallen (siehe auch Reaktionen 1.2 und 1.5):



Bei diesem Zerfall wird angenommen, daß nur ca. 3% der Quarks in Baryonen fragmentieren, der Rest dagegen verteilt sich auf die drei möglichen Pionen [Sig96]. Dieser Prozeß kommt zur Erzeugung von hochenergetischen Photonen ohne einen Beschleunigungsmechanismus aus, da die Teilchen direkt bei dem Zerfall mit sehr hohen Energien entstehen, deshalb „top-down-Szenario“.

1.2.2 Wechselwirkungen mit den Hintergrundstrahlungsfeldern

Die nach den oben beschriebenen Prozessen erzeugten Photonen können sich nicht unbeschränkt im Universum fortbewegen. Ihre Reichweite wird in Abhängigkeit von ihrer Energie

durch den diffusen extragalaktischen Photonenhintergrund beschränkt, der sich aus infraroten und optischen Photonen von Sternen und Staub, der 2.7 K Mikrowellen-Hintergrundstrahlung und dem diffusen Radorauschen zusammensetzt. Abbildung 1.4 zeigt den Fluß des diffusen extragalaktischen Photonenhintergrunds in einer Zusammenstellung [Mey97] mehrerer Meßdaten verschiedener Experimente. Für die Flüsse im Bereich des Infrarots können nur obere Grenzen angegeben werden, da erd- und satellitengebundene Messungen in diesem Bereich problematisch sind. Die Abstrahlung unserer Galaxie überdeckt in diesem Bereich den kosmologischen Infrarot-Hintergrund und eine präzise Subtraktion dieses „Vordergrunds“ ist nicht möglich.

Die höchsten Flüsse werden von der 2.7 K Mikrowellen-Hintergrundstrahlung beherrscht, die aus der Entkopplung von Strahlung und Materie ca. 300 000 Jahre nach dem Urknall herrührt [Sil99], und die bis auf eine Anisotropie von $\approx 10^{-5}$ dem Planck-Spektrum eines Schwarzen Körpers mit einer Temperatur von ≈ 2.7 K entspricht.

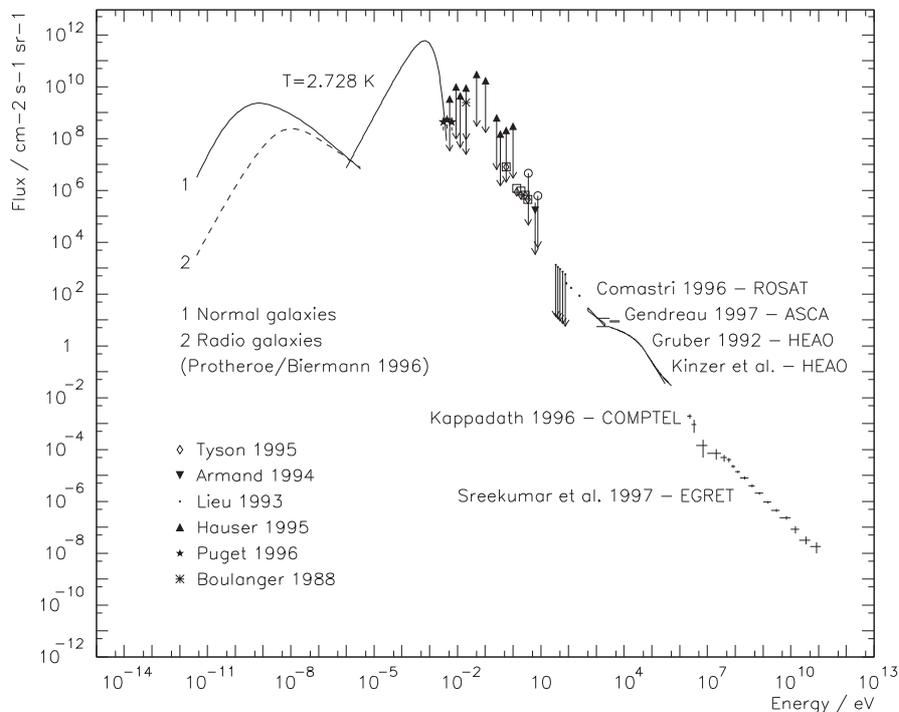


Abbildung 1.4: *Differentieller Photonenfluß gewichtet mit der Energie E in Photonen pro $\text{cm}^2 \text{s sr}$ der extragalaktischen Hintergrundstrahlung über den vermessenen Energiebereich von 10^{-14} bis 10^{13} eV zusammengestellt aus verschiedenen Messungen in [Mey97].*

Im Radiobereich werden die Photonen vorwiegend durch Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen an Magnetfeldern von Radiogalaxien erzeugt. Über 100 GeV ist der Photonenhintergrund weitestgehend unbekannt. In Abbildung 1.4 ist für den Bereich über 100 GeV eine theoretische Abschätzung wiedergegeben, die sich auf die Beobachtung des Flusses der Kosmischen Strahlung bei Energien $> 10^{19}$ eV stützt, die mit dem Hintergrund wechselwirkt [Mey97].

Hochenergetische Photonen wechselwirken mit der Hintergrundstrahlung über den Paar-

bildungseffekt nach Reaktion 1.14:

$$\gamma + \gamma_{HG} \longrightarrow e^+ + e^- \quad \text{mit } \gamma_{HG}: \text{ Photon der Hintergrundstrahlung.} \quad (1.14)$$

Für ein hochenergetisches Photon der Energie E_γ (hier vereinfacht mit einer Rotverschiebung von $z = 0$), das mit einem Photon der Hintergrundstrahlung der Energie ε unter einem Winkel θ kollidiert, ergibt sich für die Minimalenergie $E_{\gamma,min}$ des hochenergetischen Photons, bei der die Paarbildung einsetzt [Ram86, Man00]:

$$E_{\gamma,min} = \frac{2m_e^2 c^4}{\varepsilon (1 - \cos \theta)}. \quad (1.15)$$

Für die Betrachtung in relevanten Einheiten der TeV-Astronomie ist die Schwellenenergie $E_{\gamma,min}$ angenähert ($\cos \theta \approx 0$) gegeben durch:

$$E_{\gamma,min} \simeq \frac{1}{2} \left[\frac{1 \text{TeV}}{\varepsilon} \right] \text{eV}. \quad (1.16)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist gegeben durch [Man00]:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{3}{16} \sigma_T (1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right], \quad (1.17)$$

wobei σ_T der Thomson-Wirkungsquerschnitt aus Formel 1.10 auf Seite 14 ist und β durch

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{v^2}} \quad \text{mit} \quad v = \frac{\varepsilon}{E_{\gamma,min}}$$

und $E_{\gamma,min}$ nach Gleichung 1.15 definiert ist.

Die inverse mittlere freie Weglänge $\lambda(E)^{-1}$ eines hochenergetischen Teilchens in einem isotropen Strahlungsfeld von Photonen mit einer differentiellen Photonendichte $n(\varepsilon) = dN_\gamma/dVd\varepsilon$ läßt sich über Gleichung 1.18 bestimmen [Pro00]. Bei Betrachtung eines Photons der Energie E_γ reduzieren sich Masse und Geschwindigkeit zu $m_\gamma = 0$ und $\beta_\gamma c = c$:

$$\lambda(E_\gamma)^{-1} = \frac{1}{8E_\gamma^2 \beta_\gamma} \int_{\varepsilon_{min}}^{\infty} d\varepsilon \frac{n(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \int_{s_{min}}^{s_{max}(\varepsilon, E_\gamma)} ds (s - m_\gamma^2 c^4) \sigma_{\gamma\gamma}(s) \quad (1.18)$$

mit $\beta_\gamma c =$ Geschwindigkeit des Teilchens, hier $\beta_\gamma = 1$, $\sigma_{\gamma\gamma}(s) =$ totaler $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt, wobei s das Quadrat der Schwerpunktsenergie darstellt:

$$\begin{aligned} s &= m_\gamma^2 c^4 + 2\varepsilon E_\gamma (1 - \beta_\gamma \cos \theta) \\ s_{min} &= (2m_e c^2)^2 \\ \varepsilon_{min} &= \frac{s_{min} - m_\gamma^2 c^4}{2E_\gamma (1 + \beta_\gamma)} \\ s_{max}(\varepsilon, E_\gamma) &= m_\gamma^2 c^4 + 2\varepsilon E_\gamma (1 + \beta_\gamma). \end{aligned}$$

Abbildung 1.5 gibt die nach Gleichung 1.18 bestimmte mittlere freie Weglänge für Photonen in Abhängigkeit von ihrer Energie E wieder [Cop96]. Für die Hintergründe im Infrarot,

im Optischen und im Radiobereich sind verschiedene Modellkurven angegeben, da hier nur obere Grenzen angegeben werden können.

Die Transparenz im sogenannten „Kosmologischen Fenster“ von 1-100 TeV ist sehr ungewiß, da der universelle Photonenhintergrund im Bereich von $6 \cdot 10^{-3}$ bis $6 \cdot 10^{-1}$ eV bis jetzt noch nicht vermessen worden ist und nur über komplexe Modelle der Staub- und Sternenformation abgeschätzt werden kann [Mey97].

Die neuesten Beobachtungen des Aktiven Galaxienkerns Makarian 501 im Energiebereich 1-20 TeV sprechen jedoch für eine geringere Absorption in diesem Bereich [Pro00], da er eigentlich nach den gängigen Modellen für den infraroten- bzw. optischen Bereich aufgrund seiner Entfernung nicht beobachtbar sein dürfte.

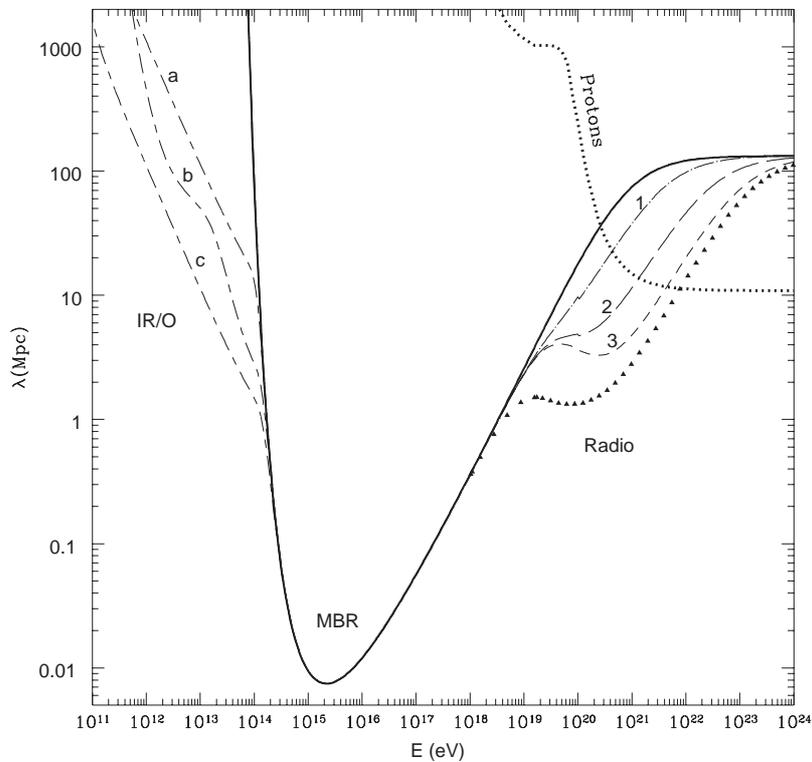


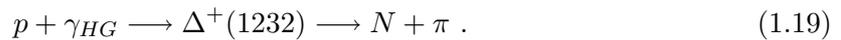
Abbildung 1.5: Die mittlere freie Weglänge λ in Megaparsec für Photonen der Energie E in eV bevor sie an den Strahlungsfeldern eine Paarbildung erzeugen [Cop96] für eine Rotverschiebung von $z = 0$. Unter 10^{14} eV wechselwirken die Photonen mit dem Infrarot- und optischen Hintergrund (IR/O), für den die Modellkurven a, b und c angegeben sind (siehe [Cop96]). Über 10^{19} eV findet eine Wechselwirkung mit dem Radio-Hintergrund (Radio) statt, für den 3 Modelle angegeben sind (1-3). Die Dreiecke zeigen die untere Grenze für λ bei Betrachtung des gesamten beobachteten Radio-Hintergrunds. Zwischen 10^{14} und 10^{19} eV findet die Wechselwirkung an der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung statt (MBR). Die zusätzlich angegebene gepunktete Linie (Protons) gibt die mittlere freie Weglänge für den Energieverlust hochenergetischer Protonen wieder.

Die Absorption von Photonen erreicht ein Maximum an der Mikrowellen-Hintergrund-

strahlung bei $\approx 2 \cdot 10^{15}$ eV und fällt bei einer Energie von $\approx 10^{14}$ eV stark ab. Bei einer Energie $\lesssim 10^{14}$ eV erreicht die mittlere freie Weglänge für die inverse Compton-Streuung ihre untere Grenze bei ≈ 10 kpc [HV90].

Die Elektronen und Positronen, die aus der Paarbildung nach Reaktion 1.14 entstanden sind und die Elektronen, die direkt von den Quellen stammen, erzeugen über den inversen Compton-Effekt mit der Hintergrundstrahlung hochenergetische Photonen, die wiederum über den Paarbildungseffekt Elektronen und Positronen erzeugen. Es entsteht eine Kaskade, die solange fortfährt, bis keine Photonen mehr vorhanden sind, die eine Energie größer als ≈ 100 TeV haben [HV90]. Unter ≈ 100 TeV ist eine Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen mit der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung nicht mehr möglich. Dadurch sammeln sich die erzeugten Photonen im Energiebereich unter 100 TeV an, gleichzeitig geht aber die Richtungsinformation verloren, sie treffen dann nahezu isotrop auf die Erde. Der resultierende Fluß an diffusen Photonen im Bereich 10-100 TeV hängt dabei nur von der gesamten, in die Kaskade eingegebenen Energie ab, jedoch nicht von der Art des Primärteilchens oder dem Verhalten seines Primärflusses [HV90].

Über $\approx 10^{20}$ eV wird das Universum wieder durchlässiger für Photonen. Protonen erleiden bei einer solchen Energie eine Pionenproduktion über die Anregung einer Δ -Resonanz oberhalb der Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Grenze (GZK) (siehe auch [Bha00]) nach Reaktion 1.19:



Die aus diesem Zerfall entstehenden Pionen erzeugen über die bekannten Reaktionen wiederum diffuse Photonen, die sich im Energiebereich unter 100 TeV ansammeln. Schwerere Kerne erleiden bei etwa gleicher Energie durch Anregung von Riesenresonanzen eine Photo-dissoziation, dadurch werden leichte Kerne angereichert und es entsteht eine charakteristische Produktion hochenergetischer Neutrinos aus dem Zerfall geladener Pionen.

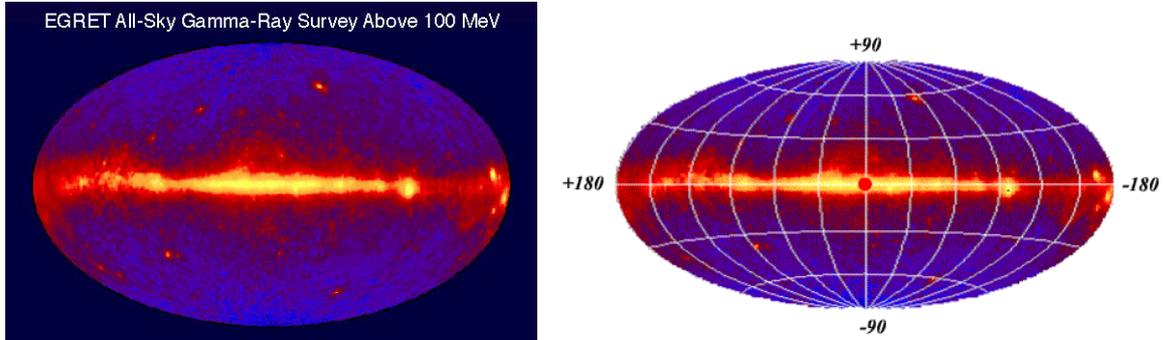
Als Konsequenz der Wechselwirkung mit den Hintergrundstrahlungsfeldern können hochenergetische Photonen ($E_\gamma > 150$ TeV) von Quellen in einer Entfernung von mehr als ≈ 1 Mpc nicht mehr beobachtet werden. Die bekannten Quellen für γ -Strahlung (Beobachtungen mit $E_\gamma \lesssim 25$ TeV) befinden sich alle in einer Entfernung von < 50 Mpc. Auch die höchstenergetischen Ereignisse der Kosmischen Strahlung können nur beobachtet werden, wenn sie aus der näheren Umgebung ($\lesssim 10$ Mpc) stammen. Dafür sollten diese Ereignisse aber den diffusen γ -Strahlungshintergrund im Energiebereich unter ≈ 100 TeV über die oben beschriebenen Wechselwirkungen anreichern. Der diffuse γ -Strahlungshintergrund kann somit als indirekter Nachweis und als Untersuchungsmittel für diese Ereignisse dienen.

1.2.3 Bisherige Messungen und Interpretation des diffusen γ -Strahlungshintergrunds

Der diffuse γ -Strahlungshintergrund wurde erstmals 1972 von dem SAS-2-Satelliten (englisch: „**S**mall-**A**stronomy-**S**atellite-2“ [Lon94a, NAS00a]) im Energiebereich von 35 MeV bis 1 GeV entdeckt. Anhand der gewonnenen Daten wurde zusätzlich zu dem nichtisotropen diffusen γ -Strahlungshintergrund, der mit der Struktur unserer Galaxie korreliert ist, das Vorhandensein einer isotropen Komponente vorgeschlagen, die in allen Raumrichtungen gleich stark vertreten ist [Tho82].

Durch die Messungen des EGRET-Instruments (englisch: „**E**nergetic-**G**amma-**R**ay-**E**xperiment-**T**elescope“, [NAS00b]) an Bord des CGRO-Satelliten konnte diese Vermutung im

Energiebereich von 100 MeV bis 30 GeV bestätigt werden, nachdem die nichtisotrope Komponente der Emission der galaktischen Scheibe und des galaktischen Zentrums sowie von Punktquellen aus den Daten entfernt worden waren [Sre98], siehe Abbildung 1.6.



(a) Ergebnis der Himmeldurchmusterung des EGRET-Instruments im Energiebereich von 100 MeV bis 30 GeV.

(b) Zusätzliche Angabe der galaktischen Längengrade $l = -180^\circ, \dots, 180^\circ$ und Breitengrade $b = -90^\circ, \dots, 90^\circ$. Der rote Punkt gibt die Position des galaktischen Zentrums bei $l = 0^\circ, b = 0^\circ$ an.

Abbildung 1.6: Der gesamte Himmel im Energiebereich von 100 MeV bis 30 GeV vermessen durch den EGRET-Detektor [NAS00b]. Deutlich erkennbar sind die starke Abstrahlung der galaktischen Scheibe ($|b| \lesssim 10^\circ$), des galaktischen Zentrums ($l = 0^\circ, b = 0^\circ$) und einiger Punktquellen, die den nichtisotropen diffusen γ -Strahlungshintergrund bestimmen. Nach Entfernen dieser Anteile läßt sich eine isotrope Komponente nachweisen, die über den gesamten Himmelsbereich die gleiche Intensität aufweist [Sre98].

Der isotrope Hintergrund zeigt sich als gleichförmige Verteilung, die oberhalb einer Energie von ≈ 10 MeV ein Spektrum aufzeigt, das einem Potenzgesetz der Form $d\Phi/dE \sim E^{-\gamma}$ mit $\gamma \approx 2.10 \pm 0.03$ folgt [Sre98]. Seine Ursache ist bisher weitestgehend unbekannt. Die konservativste Hypothese ist die Annahme eines extragalaktischen Ursprungs. Sie geht davon aus, daß hochenergetische γ -Strahlung nicht aufgelöster Aktiver Galaxien (AGN) einen diffusen Photonen-Hintergrund erzeugt. Aktive Galaxien, auch als Blazare bezeichnet, besitzen in ihren Zentren supermassive Schwarze Löcher, die bei der Akkretion von Materie hochenergetische γ -Strahlung freisetzen. Es zeigt sich auch bei weit in den Weltraum reichenden Beobachtungen [Man99], daß schwach erkennbare AGN für mehr als 90 % der Hintergrundemission im Röntgenbereich verantwortlich sind.

Diese Annahme kann jedoch nur ungefähr 25 % der von EGRET und SAS-2 gemessenen isotropen Emission erklären [Chi98]. Es müssen also noch andere Mechanismen existieren oder weitere AGN gefunden werden.

Ein Beitrag kann durch die Kaskadierung von ultrahochenergetischen Photonen, Elektronen und Hadronen an der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung hervorgerufen werden, wie es in Abschnitt 1.2.2 beschrieben wird. Diese ultrahochenergetischen Teilchen sollen im wesentlichen als Zerfallsprodukte bei der Fragmentation topologischer Defekte entstehen und den isotropen Hintergrund anreichern, da sie auf kosmologischen Distanzen verteilt sind. Tabelle 1.3 gibt eine Auswahl an Modellvorstellungen für den isotropen diffusen γ -Strahlungshintergrund extragalaktischen Ursprungs und eventuelle Vorhersagen der Flüsse an. Dabei ist es üblich,

das Verhältnis I_γ/I_{KS} des differentiellen Photonenflusses I_γ zu dem gesamten differentiellen Fluß der hadronischen Kosmischen Strahlung I_{KS} anzugeben, das nach Gleichung 1.20 definiert ist:

$$r = \frac{I_\gamma}{I_{KS}}, \text{ wobei} \quad (1.20)$$

$$I_\gamma = \frac{dN_\gamma}{dE \cdot dF \cdot d\Omega \cdot dt}$$

$$I_{KS} = \frac{dN_{KS}}{dE \cdot dF \cdot d\Omega \cdot dt}$$

mit dN_γ = Anzahl Photonen, dN_{KS} = Anzahl der Teilchen der hadronischen Kosmischen Strahlung, dt = Zeitintervall, dF = Flächenelement, dE = Energieintervall und $d\Omega$ = Raumwinkelintervall.

Das Problem bei der Betrachtung von Modellen der Fragmentation topologischer Defekte ist die große Zahl an Modellparametern, die in die Modellrechnungen eingehen. Parameter können z.B. die Masse des X-Teilchens, Energiespektren und Zusammensetzung der Endstadien der Zerfälle sowie die kosmologische Evolution der Injektionsrate topologischer Defekte sein. Die theoretischen Flußvorhersagen hängen dabei stark von der Wahl dieser Parameter ab.

Referenz	E_γ	I_γ/I_{KS}	Modell
Gould 1966 [Gou66]			Wechselwirkung kosmischer Photonen mit dem Mikrowellen-Hintergrund
Ostriker 1986 [Ost86], Hill 1987 [Hil87], Chi 1993 [CW93]			Fragmentation Kosmischer Strings
Berezinsky & Kudryatsev 1990 [Ber90], Halzen 1990 [HV90]	≈ 100 TeV	10^{-5}	Wechselwirkung extragalaktischer Kosmischer Strahlung mit dem Mikrowellen-Hintergrund
Wdowczyk & Wolfendale 1990 [Wdo90]	10-100 TeV	10^{-6} - 10^{-5}	Wechselwirkung extragalaktischer Kosmischer Strahlung mit dem Mikrowellen-Hintergrund
Aharonian 1992 [Aha92]	< 100 TeV	10^{-3} - 10^{-2}	Fragmentation Topologischer Defekte, IR-Hintergrund vernachlässigt
Protheroe & Stanev 1996 [Pro96b], Protheroe & Johnson 1996 [Pro96a]	~ 1 PeV	10^{-1} - 10^{-5}	Fragmentation Topologischer Defekte
Sigl 1996 [Sig96]			Zerfall supermassiver Teilchen aus der Fragmentation topologischer Defekte
Chiang & Mukherjee 1998 [Chi98]	> 100 MeV		Direkte Emission von Aktiven Galaxienkernen (AGN)

Tabelle 1.3: Modelle für die Entstehung des isotropen γ -Strahlungshintergrunds und, soweit vorhanden, Vorhersagen für das Flußverhältnis I_γ/I_{KS} .

Durch Vernachlässigung oder Ungenauigkeiten einiger Parameter können Modellrechnungen falsche Vorhersagen liefern, wodurch das zugrundeliegende Modell durch Beobachtungen ausgeschlossen werden könnte. Die Daten des HEGRA-Experiments [Kar95] schlossen z.B. fälschlicherweise ein Modell für die Fragmentation topologischer Defekte nach Aharonian [Aha92] aus, weil in diesem Modell der Infrarot-Hintergrund vernachlässigt worden war.

Die Hypothesen für eine Beteiligung der topologischen Defekte am isotropen Hintergrund konnten bis heute noch nicht eindeutig widerlegt werden und stellen deshalb einen nicht zu vernachlässigenden Anteil dar. Abbildung 1.7 zeigt eine Vorhersage des differentiellen Spektrums für ein Modell topologischer Defekte aus [Sig96].

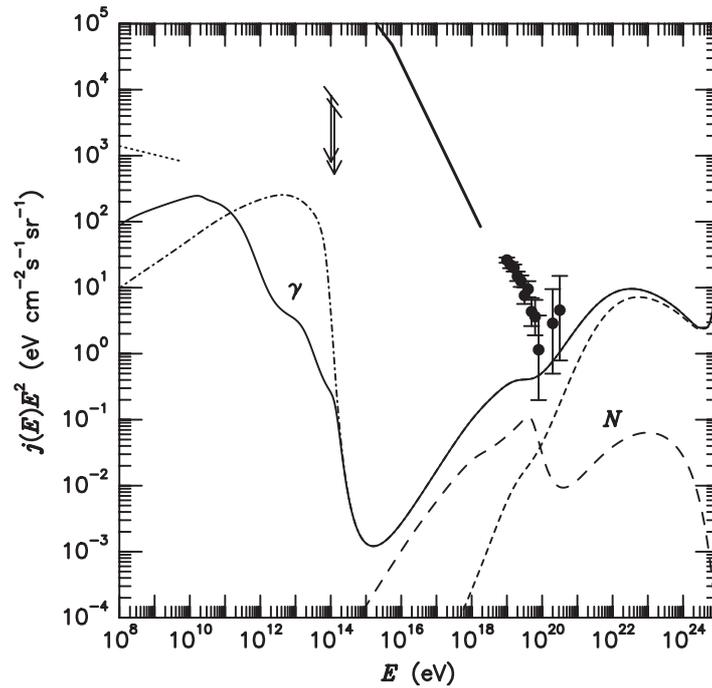


Abbildung 1.7: Vorhersagen für das differentielle Spektrum diffuser γ -Strahlung (durchgezogene Linie) und Nukleonen (N , lang gestrichelte Linie) für ein Modell topologischer Defekte einer Masse $m_X = 2 \cdot 10^{25}$ eV, in diesem Fall kosmische Strings und Vernichtung von Monopol-Antimonopol-Paaren, ohne Berücksichtigung extragalaktischer Magnetfelder aus [Sig96]. Die gepunktet-gestrichelte Linie gibt die Vorhersage ohne infrarot/optischen Hintergrund wieder. Zusätzlich angegeben sind die experimentellen Daten des Fly's Eye- und des AGASA-Experiments über 10^{18} eV, sowie die oberen Grenzen nach Karle [Kar95] (Pfeile nach unten) und die oberen Grenzen im Energiebereich 1-10 GeV des EGRET-Experiments (gepunktete Linie) [Sre98].

Im Gegensatz zu einem vorgeschlagenen extragalaktischen Ursprung der isotropen Komponente spricht die Korrelation der nichtisotropen Komponente mit der Struktur der Galaxie eindeutig für einen galaktischen Ursprung des diffusen γ -Strahlungshintergrunds. Die erste detaillierte Himmelskarte der Galaxie im γ -Bereich von 70 MeV bis 5 GeV wurde durch den COS-B-Satelliten [NAS00a] aufgenommen (siehe Abbildung 1.8) und zeigt eine deutliche Verknüpfung der γ -Emission mit dem großräumigen Aufbau der Galaxie, z.B. den galaktischen Spiralarmen in Perseus und Carina, großen Molekülwolken und dem Gould-Gürtel [MH82].

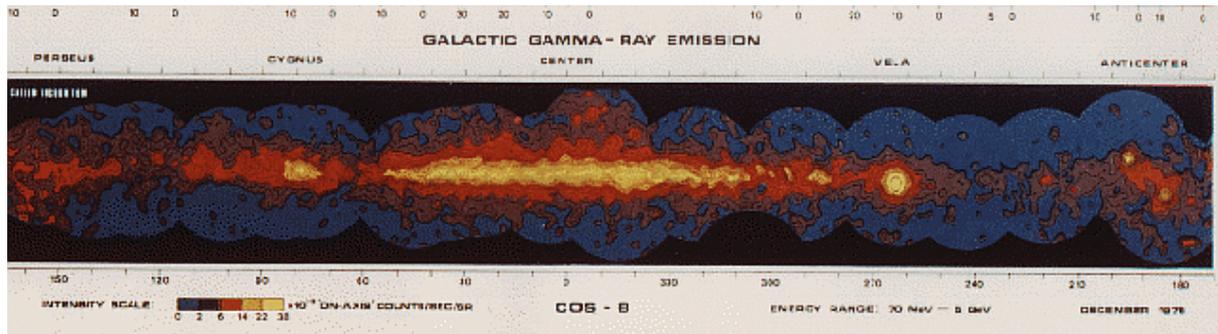


Abbildung 1.8: Karte der galaktischen γ -Emission im Energiebereich 30 MeV bis 50 GeV vermessen durch den COS-B Satelliten [NAS00a]. Nach rechts aufgetragen ist die galaktische Länge l , nach oben die galaktische Breite b . Helle Rottöne geben eine starke Intensität, dunkle eine schwache Intensität wieder.

Diese Beobachtung wurde durch die Analyse der EGRET-Daten der galaktischen Emission im Energiebereich von 30 MeV bis 50 GeV bestätigt (siehe auch Abbildung 1.6 auf Seite 20), wobei eine wesentliche Verbesserung der räumlichen Auflösung, Sensitivität und Energiebestimmung gegenüber SAS-2 und COS-B erreicht wurde [Hun97]. Die Korrelation mit den großräumigen Strukturen läßt auf Wechselwirkungen von Elektronen und Protonen der Kosmischen Strahlung mit Photonenfeldern und dem interstellaren Medium als Ursache des diffusen γ -Strahlungshintergrunds schließen. Die Kosmische Strahlung hat dabei ihren Ursprung in der Galaxie. Bis zu einer Energie von ungefähr 70 MeV ist Bremsstrahlung von hochenergetischen Elektronen der dominante Prozeß, über 70 MeV dagegen dominiert π^0 -Produktion durch nukleare Wechselwirkungen der Kosmischen Strahlung mit der interstellaren Materie [Ber93].

Zusätzliche Anteile entstehen durch die inverse Compton-Streuung hochenergetischer Elektronen an niederenergetischen Photonen des Sternenlichts und dem Mikrowellen-Hintergrund. Die Skalenhöhe, das ist die Ausdehnung in Richtung senkrecht zur galaktischen Ebene, der Elektronenverteilung wird durch Messungen der Synchrotronabstrahlung der Galaxie auf ≈ 1 kpc abgeschätzt [Ber93], dazu siehe auch Abbildung 1.3 auf Seite 13.

Oberhalb einer Energie von 1 GeV überschreitet der gemessene Photonenfluß signifikant die Vorhersagen [Hun97] und die Daten können nicht mehr durch die Modellvorstellungen beschrieben werden. Das Modell von Bertsch [Ber93] zum Beispiel hat über 1 GeV ein Defizit von 30-35 % gegenüber der totalen beobachteten Abstrahlung [Poh98]. Eine mögliche Erklärung ist, daß der Anteil der inversen Compton-Streuung, die ab 1 GeV mit zunehmender Energie an Bedeutung gewinnt, am diffusen Hintergrund unterschätzt wird. Die Modellvorstellungen (siehe Tabelle 1.4 auf Seite 27) für einen verstärkten Anteil der inversen Compton-Streuung gehen davon aus, daß das mittlere intergalaktische Elektronenspektrum wesentlich härter als das lokal beobachtete ist. Eine weitere Möglichkeit, die Annahme eines wesentlich härteren Protonen- und Heliumspektrums ohne Erhöhung des Elektronenanteils, kann durch die Beobachtungen von Antiprotonen und Positronen ausgeschlossen werden [Str00]. Die Modelle verlangen eine breitere Elektronenverteilung als bisher angenommen, um die Abstrahlung bei hohen galaktischen Breiten zu erklären. Es wird ein Elektronenhalo angenommen, der eine Größe von 4-12 kpc [Str00] oder sogar 20 kpc [Dar00] besitzt, im Gegensatz zu ≈ 1 kpc nach [Ber93] (s.o.). Durch diese Annahmen wird der Anteil der inversen Compton-Streuung we-

sentlich erhöht und es kann nicht nur der beobachtete Überschuß an Photonen oberhalb von 1 GeV in den EGRET-Daten gut erklärt werden, auch die Längen- und Breitengradprofile der Emission können bis zu den galaktischen Polen reproduziert werden.

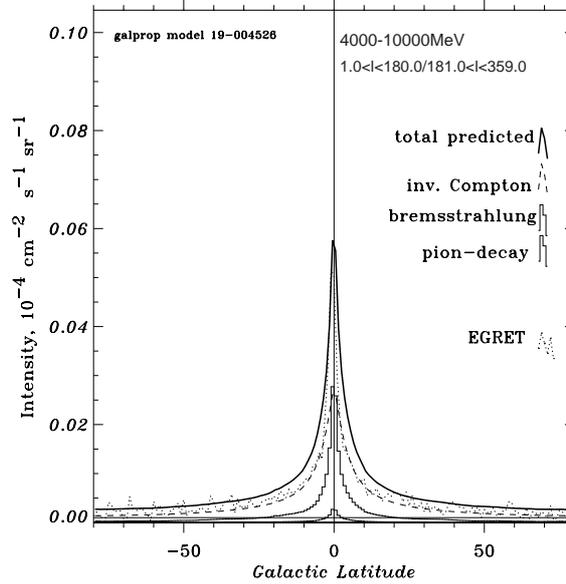
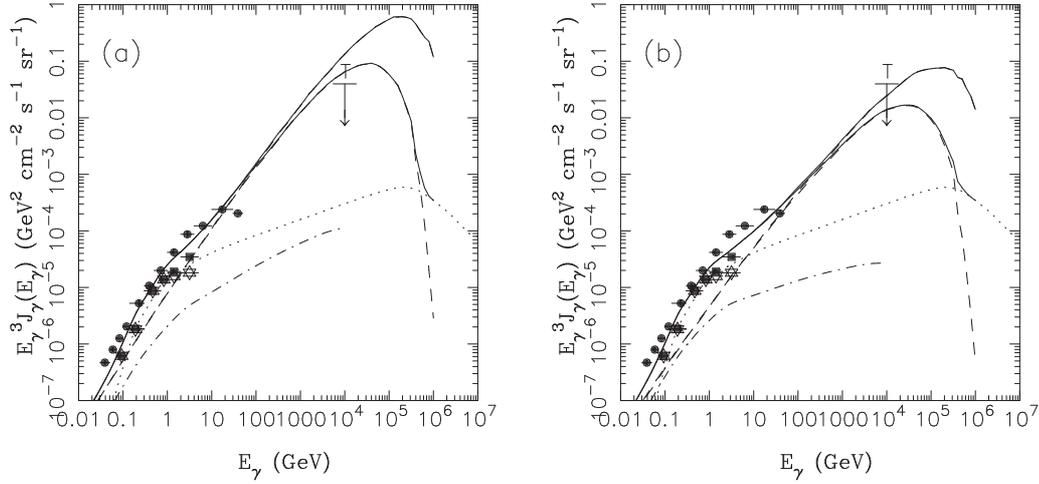


Abbildung 1.9: Breitengradprofil ($1^\circ < l < 359^\circ$) für die diffuse nichtisotrope γ -Strahlung der Galaxie eines Modells erhöhter IC-Streuung nach [Str00] für einen Energiebereich von 4-10 GeV. Aufgetragen sind nach oben die Intensität und horizontal die galaktische Breite b . Deutlich erkennbar ist die wesentlich ausgedehntere Komponente der IC-Streuung (gestrichelte Linie) in galaktischer Breite gegenüber der Komponente hervorgerufen durch π^0 -Zerfall (dickes Histogramm) bei vergleichbarer Stärke im Zentrum ($b = 0^\circ$). Der Anteil der Bremsstrahlung (dünnes Histogramm) ist bereits vernachlässigbar klein und sollte bei noch höheren Energien weiter abnehmen. Zusätzlich angegeben sind die Daten des EGRET-Instruments (gepunktete Linie) [Hun97], die gut mit der Gesamtvorhersage (dicke durchgezogene Linie) übereinstimmen. Ersichtlich ist auch, daß die Abstrahlung der Galaxie selbst bei hohen Breiten vorhanden ist.

Als Konsequenz des vergrößerten Elektronenhalos ergibt sich eine wesentlich breitere Abstrahlung der Galaxie bis zu hohen galaktischen Breiten. Weiterhin folgt, daß die Bremsstrahlung von hochenergetischen Elektronen bei allen Energien eine untergeordnete Rolle spielen sollte, die inverse Compton-Streuung und die π^0 -Produktion dagegen für ungefähr 90% der diffusen Emission verantwortlich sind [Str00], siehe Abbildung 1.9.

In den Modellen der erhöhten inversen Compton-Streuung (IC) dominiert der durch die inverse Compton-Streuung hervorgerufene Anteil am diffusen Hintergrund über einer Energie von 1 GeV. Bei einer Energie von 100 GeV beträgt ihr Anteil am Fluß der Kosmischen Strahlung $\approx 4 \cdot 10^{-5}$ für die innere Galaxie und $\approx 2 \cdot 10^{-5}$ für hohe galaktische Längen [Por99, Str99].

Beobachtungen von Supernovaüberresten im Röntgenbereich legen die Vermutung nahe, daß in ihnen Elektronen auf Energien von 100 TeV oder höher beschleunigt werden [Por99]. Porter und Protheroe [Por99] geben für diese höchstenergetischen Elektronen eine Vorhersage für den diffusen Hintergrund im Energiebereich über 20 TeV ab. In Abhängigkeit von den



(a) Innere Galaxie $-60^\circ \leq l \leq 60^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$,
spektraler Index $\gamma = 1.8$.

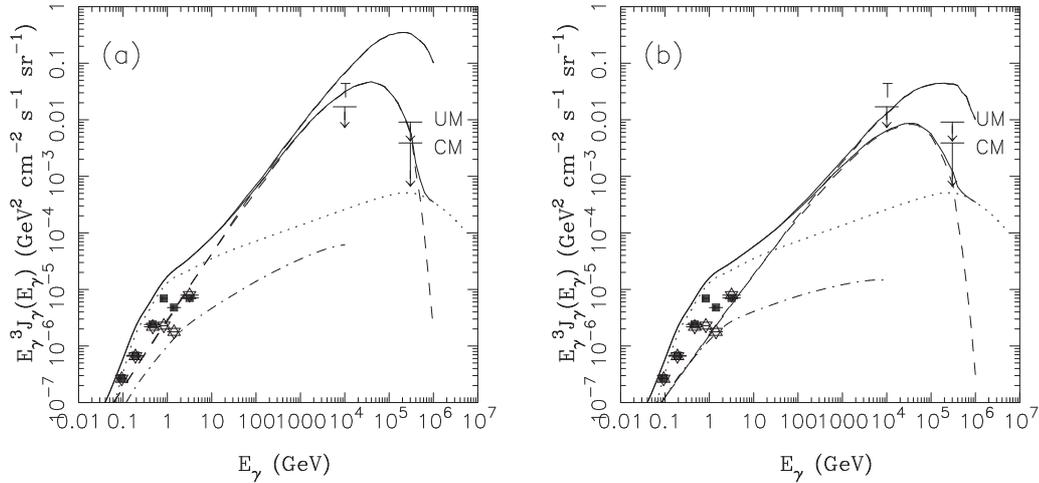
(b) Innere Galaxie $-60^\circ \leq l \leq 60^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$,
spektraler Index $\gamma = 2.0$.

Abbildung 1.10: Vorhersagen des diffusen γ -Strahlungsspektrums (hier mit E^3 multipliziert) in Richtung der inneren Galaxie für verschiedene spektrale Indizes des Elektronenspektrums. Die gestrichelte Linie gibt die theoretische Vorhersage des IC-Anteils, die gepunktete Linie den Anteil des π^0 -Zerfalls und die gepunktet-gestrichelte Linie den Anteil der Bremsstrahlung an. Die untere durchgezogene Linie gibt die gesamte Vorhersage für den diffusen Hintergrund mit einem Abschneiden des Elektronenspektrums bei 100 TeV und die obere für ein Abschneiden bei 1000 TeV an. Zusätzlich angegeben sind die EGRET-Daten aus [Hun97] als gefüllte Kreise, die COS-B-Daten als gefüllte Kästchen und Sterne und die obere Grenze T des TIBET-Experiments [Ame97].

spektralen Indizes der Injektionsspektren der Elektronen und den angenommenen Maximalenergien wird ein Maximum des mit E^3 multiplizierten Spektrums des diffusen Hintergrunds im Energiebereich von 10-200 TeV für die innere Galaxie (Abbildung 1.10) sowie für die äußere Galaxie (Abbildung 1.11) erwartet.

Für die experimentelle Beobachtung des diffusen γ -Strahlungshintergrunds ergeben sich aus den Vorhersagen nach den Abbildungen 1.10 und 1.11, soweit sie zutreffen, Konsequenzen für die Bestimmung des galaktischen Anteils. Da die Flußvorhersagen für die innere Galaxie, also kleine l und kleine $|b|$, und für die äußere Galaxie, d.h. große l und kleine $|b|$, nur um einen Faktor von ≈ 2 voneinander abweichen, sollten Methoden, die die galaktische Emission durch Vergleichsmessungen von Flüssen bei niedrigen und hohen Absolutwerten $|b|$ der galaktischen Breite bestimmen, im allgemeinen zu niedrige Flüsse erzielen.

Die Bestimmung der isotropen Komponente wird dadurch erschwert, daß in dem Energiebereich, in dem die extragalaktische Komponente ein Maximum aufweisen sollte, die galaktische Komponente ebenfalls ein Maximum besitzt. Außerdem stößt sie durch den breiten Elektronenhalo bis in den Bereich hoher Längengrade vor, so daß der extragalaktische Anteil dort nicht mehr so dominierend sein kann. Außerdem ist es möglich, daß Anteile der inversen Compton-Streuung von anderen Galaxien den extragalaktischen Anteil anreichern.



(a) Äußere Galaxie $50^\circ \leq l \leq 220^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$,
spektraler Index $\gamma = 1.8$.

(b) Äußere Galaxie $50^\circ \leq l \leq 220^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$,
spektraler Index $\gamma = 2.0$.

Abbildung 1.11: Vorhersagen des diffusen γ -Strahlungsspektrums (hier mit E^3 multipliziert) in Richtung der äußeren Galaxie für verschiedene spektrale Indizes des Elektronenspektrums. Die Bezeichnungen der verschiedenen Werte entsprechen denen in Abbildung 1.10. Zusätzlich angegeben sind die oberen Grenzen des Utah-Michigan Experiments U-M [Mat91] und des CASA-MIA Experiments CM [Bor98].

Könnte die diffuse γ -Strahlung der galaktischen Scheibe im Energiebereich von 1 MeV bis 100 TeV genau in die Bestandteile aufgeteilt werden, die durch Elektronen oder Nukleonen hervorgerufen werden, so könnte man damit auch die Flüsse und Energiespektren der Kosmischen Strahlung in verschiedenen Teilen der galaktischen Scheibe genau bestimmen. Damit ließen sich wesentliche Informationen über die Propagation der Kosmischen Strahlung im interstellaren Raum gewinnen, die hilfreich bei der Lösung der Frage nach dem Ursprung der galaktischen Kosmischen Strahlung wären.

Die diffuse galaktische Hintergrundstrahlung scheint dabei die beste Informationsquelle zu sein, da sie Auskunft über die Verteilung der Quellen (Elektronenhalo) und die Propagation der geladenen Kosmischen Strahlung in der galaktischen Ebene geben kann[Aha00b].

Tabelle 1.4 gibt eine Auswahl der Modellvorstellungen für die Entstehung des nichtisotropen Anteils des diffusen γ -Strahlungshintergrunds an.

Im Energiebereich von 1 TeV bis 1 PeV gibt es nur ein einziges Experiment, das behauptet, ein echtes Signal des diffusen Hintergrunds gemessen zu haben, nämlich Nikolsky [Nik87], siehe auch Tabelle 8.3 auf Seite 115 und Abbildung 8.6 auf Seite 117. Das angegebene Resultat hat jedoch nur eine Signifikanz von $\sigma = 2.8$, so daß es als obere Grenze angesehen werden sollte. Alle anderen Experimente geben nur obere Flußgrenzen für den diffusen γ -Strahlungshintergrund an, wobei die restriktivsten die des HEGRA-Experiments bei 1 TeV [Aha00a], des CASA-MIA Experiments über 100 TeV [Bor98] und des TIBET-Experiments über 10 TeV [Ame97] sind. Alle genannten Grenzen sind in Tabelle 8.4 auf Seite 116 und Abbildung 8.7 auf Seite 118 aufgeführt.

Referenz	E_γ	I_γ/I_{KS}	Selektionen	Modell
Aharonian 1991 [Aha91]	> 100 TeV	$2 \cdot 10^{-5}$		WW KS an Gas und Staub
Berezinsky 1993 [BS93]	100 TeV > 200 TeV	$6.4 \cdot 10^{-5}$ $\sim 10^{-5}$	$l = 0, b = 0$ $30^\circ < l < 220^\circ,$ $ b < 10^\circ$	WW KS an Gas und Staub der gal. Scheibe
Bertsch 1993 [Ber93]				WW KS mit interstellarer Materie
Aharonian 1995 [Aha95]				IC-Streuung
Porter& Protheroe 1997 [Por97]				erhöhte IC-Streuung
Pohl& Esposito 1998 [Poh98]				modifiziertes Elektronenpektrum
Porter& Protheroe 1999 [Por99]	~ 100 TeV ~ 100 TeV	$9 \cdot 10^{-5}$ $5 \cdot 10^{-5}$	$-60^\circ < l < 60^\circ,$ $ b < 10^\circ$ $50^\circ < l < 220^\circ,$ $ b < 10^\circ$	IC-Streuung, π^0 -Zerfall, e^- -Bremsstrahlung
Berezhko& Völk 2000 [Ber00]				Beitrag von nicht aufgelösten SNR
Dar& De Rujula 2000 [Dar00]			große $ b $	IC-Streuung von KS, WW e^- an Mikrowellen-Hintergrund und Sternenlicht
Strong 2000 [Str00]				IC-Streuung mit modifiziertem e^- - und KS Spektrum

Tabelle 1.4: Modelle für die Entstehung des nichtisotropen γ -Strahlungshintergrunds und, soweit vorhanden, Vorhersagen für das Flußverhältnis I_γ/I_{KS} und angewandte Selektionen auf galaktische Länge l und Breite b . Abkürzungen: WW = Wechselwirkung, KS = Kosmische Strahlung, IC-Streuung = inverse Compton-Streuung, SNR = Supernovaüberrest.

1.3 Nachweis der Kosmischen Strahlung

Der Nachweis der Kosmischen Strahlung mit einer Energie oberhalb von ca. $5 \cdot 10^{14}$ eV erfordert Detektorflächen oder Meßzeiten, die zur Zeit nur in erdgebundenen Experimenten realisiert werden können. Das Energiespektrum und somit der Teilchenfluß fällt mit zunehmender Energie steil ab, so daß es nicht mehr möglich ist, mit Satelliten oder Ballons (Detektorfläche: maximal einige Quadratmeter) bei diesen Energien direkte Messungen durchzuführen, siehe auch Abbildung 1.12.

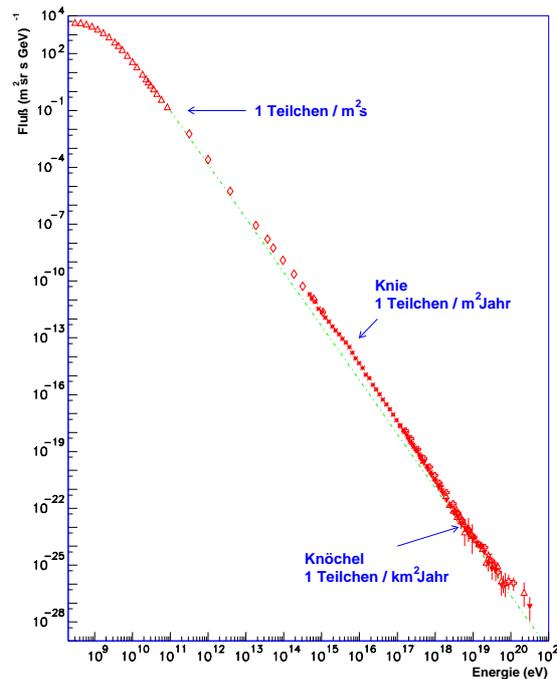


Abbildung 1.12: *Energiespektrum der Kosmischen Strahlung oberhalb einer Energie von 100 MeV aus [Bha00]. Angegeben sind der differentielle Fluß in $[\text{m}^2 \text{s sr GeV}]^{-1}$ und die Energie in eV. Zusätzlich angegeben sind die integralen Teilchenflüsse oberhalb der jeweils markierten Stellen.*

Erdgebundene Experimente messen die Kosmische Strahlung nicht direkt, da die primären Teilchen mit den Atomkernen der Atmosphäre wechselwirken und nicht mehr bis zur Erdoberfläche gelangen können. Stattdessen werden die Reaktions- und Wechselwirkungsprodukte nachgewiesen, die in mehrstufigen Prozessen in der Atmosphäre erzeugt werden. Diese Prozesse laufen kaskadenförmig ab, weshalb ihr Gesamterscheinungsbild als „ausgedehnter Luftschauer“ bezeichnet wird. Die Atmosphäre übernimmt dabei die Rolle eines aktiven Kalorimeters.

Man unterteilt ausgedehnte Luftschauer aufgrund der sich im Schauer abspielenden Prozesse in zwei Kategorien, elektromagnetische und hadronische Kaskaden bzw. Schauer.

Die in den Kaskaden entstehenden Sekundärteilchen bilden eine leicht gewölbte Scheibe, die sich aufgrund der hohen Teilchenenergien annähernd mit Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre bewegt. Dabei wird hauptsächlich durch die hochenergetischen Elektronen und Positronen der elektromagnetischen Kaskaden Cherenkov-Licht erzeugt, das zur Messung und Bestimmung der Primärteilchen mit herangezogen werden kann.

In den nachfolgenden Abschnitten soll ein kurzer Überblick über die Entstehung und die Eigenschaften der elektromagnetischen und hadronischen Kaskaden sowie über die Erzeugung von Cherenkov-Strahlung durch den Cherenkov-Effekt in der Atmosphäre gegeben werden.

1.3.1 Elektromagnetische Kaskaden

Dringt ein hochenergetisches Photon in die Erdatmosphäre ein, so findet eine Paarbildung eines hochenergetischen Elektron-Positron-Paars im elektrischen Feld eines atmosphärischen Atomkerns statt. Das Elektron und Positron senden ihrerseits durch Bremsstrahlung hochenergetische Photonen aus, die wiederum durch den Paarbildungseffekt Elektronen und Positronen erzeugen, dabei jeweils mit abnehmender Energie. Dieser Prozeß wiederholt sich und die Anzahl der Elektronen, Positronen und Photonen erhöht sich fortwährend, es kommt zur Ausbildung eines Schauers, siehe Abbildung 1.13.

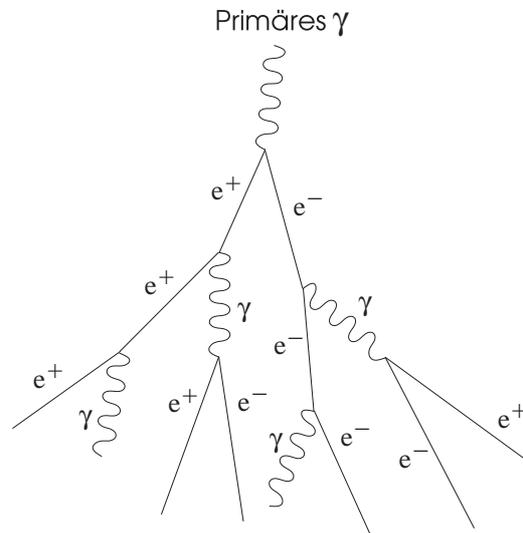


Abbildung 1.13: Schematische Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers

Die Eigenschaften eines elektromagnetischen Schauers lassen sich anhand eines stark vereinfachten Modells nach Heitler (1944) darstellen [Gai90, Lon94a]. Es wird der Einfachheit halber angenommen, daß die Strahlungslänge ξ_B für Bremsstrahlung und die mittlere freie Weglänge ξ_P für Paarproduktion identisch sind (tatsächlich: $\xi_P = \frac{9}{7}\xi_B$): $\xi_P \approx \xi_B \equiv \xi_0$ mit $\xi_0 = 36,66 \text{ g/cm}^2$ bzw. $\xi_0 = 304,2 \text{ m}$ für die Strahlungslänge in Luft bei Standardbedingungen [Cas98].

Definiert man die Länge $R = \xi_0 \cdot \ln 2$, bei der die Wahrscheinlichkeit P , daß einer der beiden Prozesse stattfindet, gerade $P = \exp(-R/\xi_0) = 1/2$ ist und nimmt man an, daß nach jeder Länge R die Energie zu gleichen Teilen auf die Elektron-Positron-Paare und Photonen verteilt wird, ergibt sich nach einer Distanz $n \cdot R$ eine Gesamtanzahl N von $N = 2^n$ Elektronen, Positronen und Photonen im Schauer und ihre mittlere Energie beträgt $E_0/2^n$, wenn E_0 die Energie des primären γ ist. Im Mittel besteht der Schauer dann aus $\frac{2}{3}$ Elektronen und Positronen und $\frac{1}{3}$ Photonen.

Die Kaskade entwickelt sich solange weiter, bis die mittlere Energie pro Teilchen unter die kritische Energie $E_{krit} \approx 100 \text{ MeV}$ fällt, bei der die Elektronen dazu übergehen, ihre Energie durch Ionisationsprozesse statt durch Bremsstrahlung abzugeben. Zusätzlich verringert

sich der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung mit abnehmender Energie und erlangt die gleiche Größenordnung wie der Compton-Effekt und photoelektrische Absorption. Ein Schauer erreicht daher seine maximale Entwicklung nach einer Distanz X_{max} , der maximalen Eindringtiefe, wenn die mittlere Energie der Schauerteilchen gleich der kritischen Energie E_{krit} ist. Die Anzahl N_{max} der Teilchen im Maximum ist dann ungefähr $N_{max} \approx E_0/E_{krit}$ und man erhält:

$$X_{max} = R \cdot \frac{\ln(E_0/E_{krit})}{\ln 2} = \ln\left(\frac{E_0}{E_{krit}}\right) \cdot \xi_0 . \quad (1.21)$$

Bei größeren Tiefen als X_{max} nehmen die Ionisationsverluste katastrophal zu, sobald die Elektronen nichtrelativistisch werden, und die Anzahl der Teilchen nimmt rapide ab.

Alle vorgenannten Prozesse können exakt durch die „Kaskaden-Gleichungen“ [Gai90] beschrieben werden, die durch Annahme gewisser Näherungen gelöst werden können. Aus der Rossi-Greisen-Approximation bestimmt sich die Schauergröße $N_e(t)$, die die Gesamtzahl von Elektronen und Positronen zu einer vorgegeben atmosphärischen Tiefe t , ausgedrückt in Einheiten von Strahlungslängen, angibt, zu der sogenannten Greisen-Formel [Gai90]:

$$N_e(t) \approx \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_0/E_{krit})}} \cdot \exp[t \cdot (1 - 1.5 \ln s)] \quad (1.22)$$

$$\text{mit } s = \frac{3t}{t + 2 \ln(E_0/E_{krit})} .$$

Die Größe s wird als „Schaueralter“ (englisch: „age-Parameter“) bezeichnet und ist ein Maß für den Grad der Schauerentwicklung. Die Variation der Größe N_e mit der Tiefe t wird auch als longitudinale Schauerentwicklung bezeichnet. In Abbildung 1.14 sind für verschiedene Werte der Tiefe t und der Energie des primären γ die Werte für s und N_e angegeben.

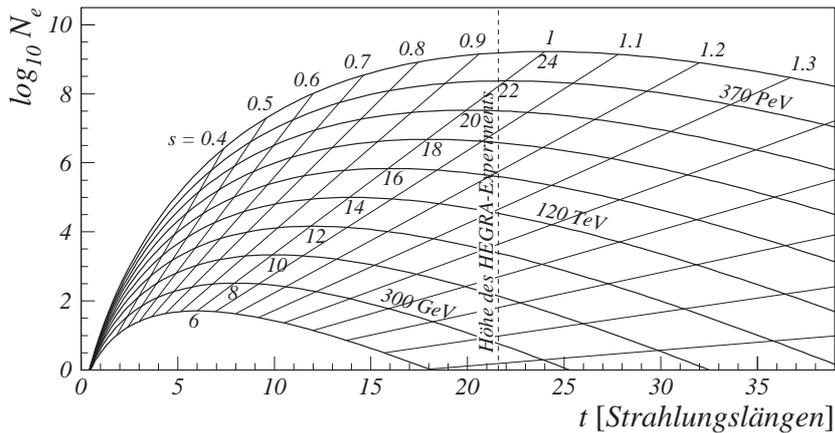


Abbildung 1.14: Longitudinale Entwicklung elektromagnetischer Schauer nach der Rossi-Greisen-Approximation [Gai90]. Angegeben ist die Gesamtzahl der Schauerteilchen zu einer vorgegebenen atmosphärischen Tiefe t bei verschiedenen Energien des primären γ . Zusätzlich angegeben ist das Schaueralter s .

Andererseits kann man für eine gegebene Höhe die Teilchendichte $\rho_e(r)$ der Elektronen und Positronen in Abhängigkeit vom Abstand r zur Schauerachse, die laterale Schauerentwicklung, durch die Nishimura-Kamata-Greisen-Funktion (NKG-Funktion) beschreiben:

$$\rho_e(r) = \frac{dN_e}{2\pi r dr} = \frac{N_e}{r_M^2} \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5} \cdot \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi \cdot \Gamma(s) \cdot \Gamma(4.5-2s)} \quad , \quad (1.23)$$

wobei r_M der Moliere-Radius der Vielfachstreuung ist [Gai90, Cas98] und für die Höhe des HEGRA-Experiments (≈ 2200 m ü.N.N.) einen Wert von $r_M \approx 106$ m annimmt:

$$r_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_{krit}} \cdot \xi_0 \quad . \quad (1.24)$$

Aus der Schauerentwicklung ist ersichtlich, daß nicht nur Photonen einen elektromagnetischen Schauer auslösen können, ebenso ist es möglich, daß er durch ein hochenergetisches Elektron oder Positron der Kosmischen Strahlung initiiert wird. Ein weiteres Charakteristikum ist der vernachlässigbare Anteil anderer Elementarteilchen und Sekundärprodukte, wie z.B. Myonen, Pionen oder anderen Kernbruchstücken, was eine theoretische Beschreibung und die experimentelle Identifizierung rein elektromagnetischer Schauer vereinfacht. Lediglich ein geringer Teil der Energie eines elektromagnetischen Schauers wird durch Photoproduktion in die hadronische Komponente umgewandelt, da der Wirkungsquerschnitt für die e^+e^- -Paarbildung um einen Faktor von $\approx 2.8 \cdot 10^3$ größer als der der Photoproduktion ist [Gai90]. Andere mögliche Prozesse für die Entstehung von Myonen in einem elektromagnetischen Schauer sind durch noch größere Faktoren gegenüber der e^+e^- -Paarbildung unterdrückt.

1.3.2 Hadronische Kaskaden

Eine hadronische Kaskade bildet sich bei der Kollision eines Kerns der Kosmischen Strahlung mit einem Kern in der Atmosphäre aus. Bei der Kollision entstehen vorwiegend neutrale und geladene Mesonen, Baryonen, Kernfragmente und weitere Teilchen analog zur Wechselwirkung Kosmischer Strahlung mit interstellarer Materie. Der Projektilrest und die sekundären Nukleonen der Reaktion sowie die geladenen Pionen können weitere Kollisionen mit anderen Kernen in der Atmosphäre ausführen, bis die Energie pro Teilchen unter den Wert für multiple Pionenproduktion von ca. 1 GeV fällt [Lon94a]. Es entsteht eine hadronische Kaskade, siehe Abbildung 1.15.

Sekundäre Protonen verlieren Energie durch Ionisation und werden bei Energien unter 1 GeV durch die Luftmoleküle abgestoppt. Die neutralen Pionen π^0 zerfallen in zwei Photonen und lösen dadurch elektromagnetische Kaskaden aus. Bei jeder hadronischen Wechselwirkung wird ungefähr ein Drittel der Kollisionsenergie in elektromagnetische Subschauer transferiert. Die geladenen Pionen zerfallen ihrerseits nach einer mittleren Lebensdauer von $2.6 \cdot 10^{-8}$ s [Cas98] im Flug zu Myonen $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$, sofern sie nicht in dieser Zeitspanne mit anderen Kernen wechselwirken. Die Myonen zeigen fast keine nuklearen Wechselwirkungen und werden nur durch Ionisationsprozesse abgebremst, wobei die Energieverluste jedoch sehr klein sind. Niederenergetische Myonen zerfallen auf ihrem Weg zur Erdoberfläche mit einer mittleren Zerfallszeit im Ruhesystem des Myons von $2.19 \cdot 10^{-6}$ s in Elektronen und Neutrinos: $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$. Hochenergetische Myonen erfahren jedoch im Laborsystem aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit eine Zeitdilatation und die mittlere Lebensdauer erhöht sich um den Lorentzfaktor Γ (typischerweise $\Gamma > 20$), so daß sie, ohne zu zerfallen,

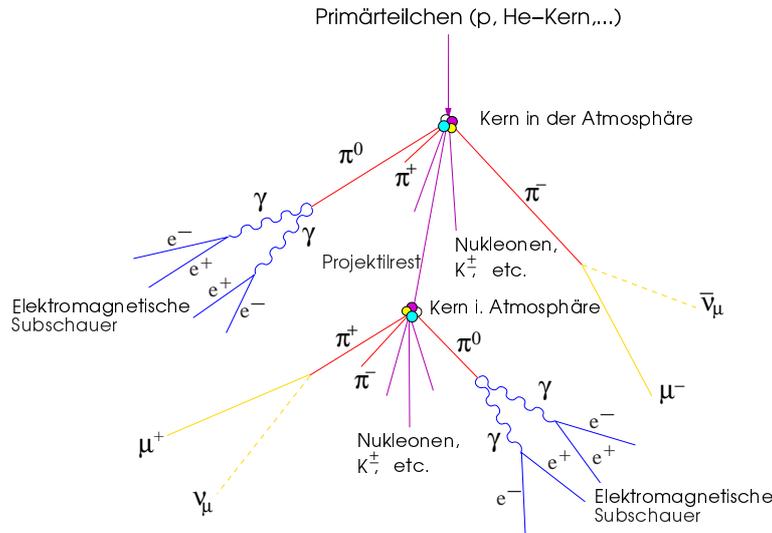


Abbildung 1.15: Schematische Entwicklung eines hadronischen Schauers

den Erdboden erreichen können. 75 % aller auf Meereshöhe gemessenen Sekundärteilchen der Kosmischen Strahlung sind Myonen.

Im Gegensatz zur präzisen Beschreibung der elektromagnetischen Reaktionen eines Luftschauers können die höchstenergetischen hadronischen Reaktionen in Ermangelung einer genauen fundamentalen Theorie nur phänomenologisch mit entsprechenden Unsicherheiten beschrieben werden. Eine einfache Betrachtung erlaubt das Modell der Superposition [Gai90], bei dem ein Kern der Masse A und Energie E_0 als Zusammensetzung von A Nucleonen der Energie E_0/A betrachtet wird. Nimmt man an, daß die atmosphärische Tiefe der ersten Wechselwirkung für jedes Nucleon gleich ist und daß ξ_N die nukleare Wechselwirkungslänge eines Kerns in Luft ist ($\xi_N = 83 \text{ g/cm}^2$ für ein Proton), so läßt sich analog zu Gleichung 1.21 eine maximale Eindringtiefe X_{max} angeben:

$$X_{max} \sim \ln \left(\frac{E_0}{A \cdot E_{krit}} \right) \cdot \xi_N . \quad (1.25)$$

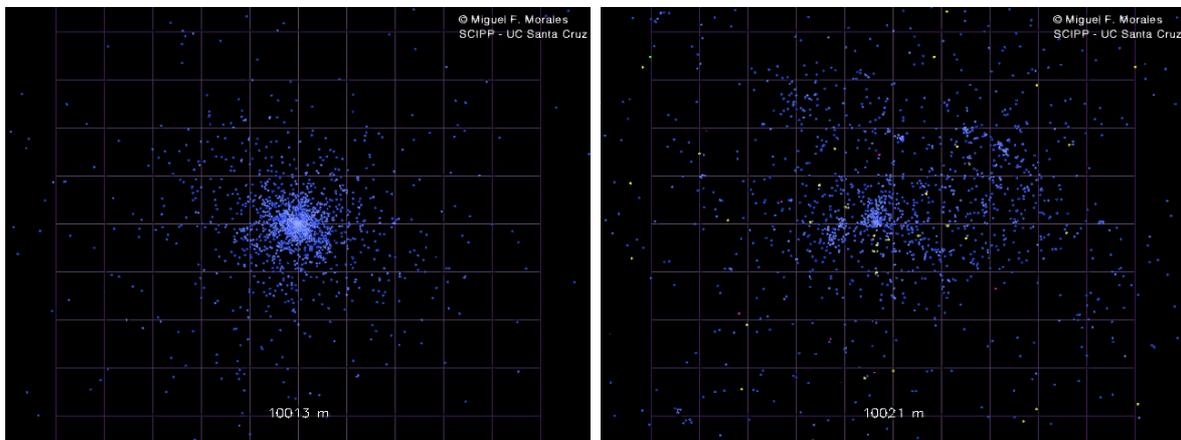
In einfachen Worten ausgedrückt entwickeln sich Luftschauer schwerer Primärteilchen (großes A) im Vergleich zu leichten Teilchen (kleines A) bei gleicher Energie E_0 in größerer Höhe. Auf der anderen Seite sind die Fluktuationen in der Position von X_{max} für schwere Kerne geringer als für leichte, da sie eine Mittelung über mehrere Einzelschauer darstellen.

Für eine detaillierte Betrachtung der Schauergrößen ist es notwendig, eine Monte-Carlo-Simulation durchzuführen. Zu Ungenauigkeiten führen hier aber die verwendeten Modelle der nuklearen Wechselwirkungen, deren Zuverlässigkeit nur bis etwa 2 TeV durch Beschleunigerexperimente überprüft ist, die für die vorliegende Arbeit interessanten Luftschauer sich aber in einem wesentlich höheren Energiebereich abspielen. Außerdem ist für die Luftschauerentwicklung der extreme Vorwärtsbereich der Reaktionen entscheidend, der bei Beschleunigerexperimenten meist nicht vermessen werden kann.

Entscheidende Unterschiede in der Schauerentwicklung hadronischer und elektromagnetischer Schauer lassen sich ebenfalls anhand von Monte-Carlo-Simulationen untersuchen, näheres siehe auch im Kapitel 7 zur Reduzierung des hadronischen Untergrunds. Abbildung 1.16

zeigt eine Momentaufnahme eines elektromagnetischen und hadronischen Schauers bei gleicher Energie des Primärteilchens und gleicher Tiefe in der Atmosphäre aus einer Monte-Carlo-Simulation [Mor00]. Deutlich erkennbar ist die breitere Auffächerung durch Subschauerentwicklung des hadronischen Schauers gegenüber dem elektromagnetischen Schauer und das Fehlen von Myonen (gelb) im elektromagnetischen Schauer. Die breitere Auffächerung der hadronischen Schauer wird durch die im Vergleich zu elektromagnetischen Reaktionen größeren mittleren Transversalimpulse bei hadronischen Reaktionen hervorgerufen.

In der vollständigen Simulation [Mor00] sieht man, daß der hadronische Schauer tiefer in die Atmosphäre eindringt als der elektromagnetische, weil gilt: $\xi_N > \xi_0$ (vgl. auch Gleichungen 1.21 und 1.25). Aus dem gleichen Grund ($\xi_N > \xi_0$) entwickelt sich ein hadronischer Schauer nach dem Schauermaximum langsamer als ein elektromagnetischer Schauer.



(a) Gamma.

(b) Proton.

Abbildung 1.16: Vergleich der Schauerentwicklung eines photon- und protoninduzierten Schauers der Energie 2 TeV bei gleicher Höhe in der Atmosphäre (aus einer Monte-Carlo-Simulation von Miguel Morales, SCIPP-UC Santa Cruz [Mor00]). Deutlich erkennbar ist die breitere Auffächerung und Subschauerentwicklung des Protonenschauers gegenüber dem Photonenschauer. Die verschiedenen Farben bezeichnen dabei die verschiedenen Teilchen des Schauers: **blau** - Elektronen und γ , **gelb** - Myonen, **lila** - Protonen und Nukleonen und **rot** - Kernfragmente und andere Teilchen.

1.3.3 Erzeugung von Cherenkov-Strahlung

Cherenkov-Strahlung entsteht, wenn sich geladene Teilchen durch ein dielektrisches Medium (Brechungsindex n) mit einer Geschwindigkeit v bewegen, die höher als die Phasengeschwindigkeit c_n des Lichts in diesem Medium ist [Bö98]:

$$v > c_n = \frac{c}{n} \quad c: \text{Vakuumllichtgeschwindigkeit.} \quad (1.26)$$

Die geladenen Teilchen polarisieren die Atome bzw. Moleküle des Mediums, die unter Ausendung von Strahlung in den Grundzustand zurückkehren. Es bildet sich eine elektromagnetische Schockwelle aus, die eine kohärente Wellenfront besitzt und unter einem Winkel

θ_C , dem Cherenkov-Winkel, zu der Bewegungsrichtung des Teilchens kegelförmig ausgesendet wird, siehe auch Abbildung 1.17:

$$\cos \theta_C = \frac{c_n}{v} = \frac{c}{v \cdot n} = \frac{1}{\beta \cdot n} . \quad (1.27)$$

Aus Gleichung 1.27 erhält man für den Maximalwinkel θ_{max} für ultrarelativistische Teilchen mit $\beta \approx 1$ [Sok89]:

$$\cos \theta_{max} = \frac{1}{n} \quad (1.28)$$

und für die Minimalgeschwindigkeit v_{min} , bei der Cherenkov-Strahlung gerade ausgesendet wird:

$$\beta_{min} = \frac{1}{n} = \frac{v_{min}}{c} . \quad (1.29)$$

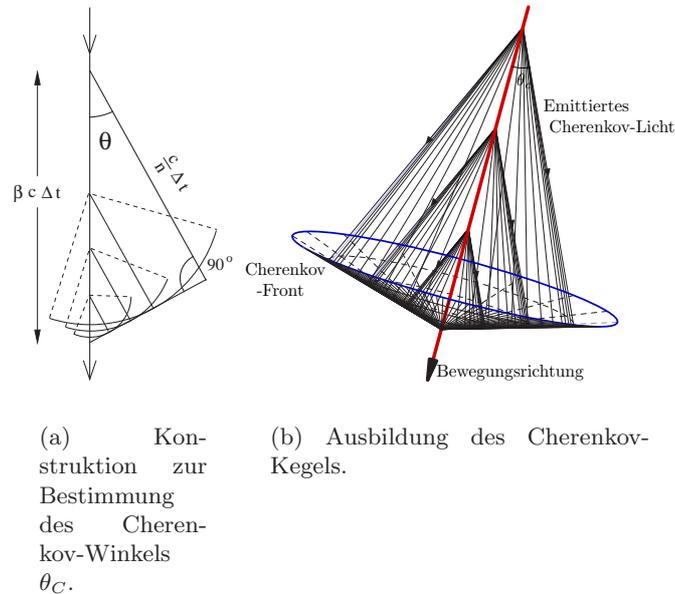


Abbildung 1.17: Bestimmung des Cherenkov-Winkels θ_C und Ausbildung der kegelförmigen Wellenfront, des Cherenkov-Kegels. Hier gezeigt am Beispiel eines Mediums mit konstanter Dichte.

Entscheidend für die Betrachtung von Cherenkov-Strahlung in der Atmosphäre ist der Brechungsindex n . Der Brechungsindex der Atmosphäre ist von der Höhe abhängig und kann näherungsweise wie folgt angegeben werden. Betrachtet man die Standardmodellierung der atmosphärischen Dichte ρ mit der Höhe h ü.N.N. [Lon94a]:

$$\rho(h) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{h}{h_0}} \quad \text{mit: } \rho_0 = 1.35 \text{ kg/m}^3, h_0 = 7.25 \text{ km}, \quad (1.30)$$

so kann man den höhenbedingten Brechungsindex $n(h)$ gleichfalls parametrisieren:

$$n(h) = 1 + \eta_h = 1 + \eta_0 \cdot e^{-\frac{h}{h_0}} \quad \text{mit: } \eta_0 = 2.9 \cdot 10^{-4} . \quad (1.31)$$

Die Schwellenenergie $E_{min}(h)$ für die Abstrahlung von Cherenkov-Licht durch Elektronen mit der Ruhemasse m_e in einer Höhe h ergibt sich somit unter der Annahme von $\eta_h \ll 1$ und Gleichung 1.29 zu [Sok89]:

$$E_{min}(h) = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \beta_{min}^2}} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - n(h)^{-2}}} \approx \frac{0.511 \text{ MeV}}{\sqrt{2\eta_h}} . \quad (1.32)$$

Aus Gleichung 1.32 ist weiterhin ersichtlich, daß die Schwelle zur Erzeugung von Cherenkov-Strahlung für Elektronen und Positronen um einige Größenordnungen geringer ist als die der schwereren Schauereteilchen, wie Myonen, Pionen und Hadronen, da diese eine wesentlich höhere Ruhemasse besitzen. Aufgrund dieser Tatsache und der wesentlich höheren Anzahl von Elektronen und Positronen gegenüber den Hadronen wird in einem Schauer vorwiegend durch die Elektronen und Positronen Cherenkov-Strahlung erzeugt.

Desweiteren ergibt sich für den maximalen Cherenkov-Winkel nach Gleichung 1.27 für $\eta_h \ll 1$ und $\beta \approx 1$:

$$\cos \theta_{max}(h) = \frac{1}{n} = \frac{1}{1 + \eta_h} \approx 1 - \eta_h . \quad (1.33)$$

Als Näherung kann man für den maximalen Cherenkov-Winkel $\theta_{max}(h) = 81^\circ \cdot \sqrt{\eta_h}$ [Sok89] annehmen.

Mit $\theta_{max}(h)$ läßt sich für eine gegebene Beobachtungshöhe h_{obs} der maximale Abstand $R_C(h)$ der in einer Höhe h emittierten Photonen zur Schauerachse wie folgt berechnen:

$$R_C(h) \equiv (h - h_{obs}) \cdot \tan \theta_{max} . \quad (1.34)$$

In Abbildung 1.18 auf Seite 36 sind die Größen $E_{min}(h)$ für Elektronen, $R_C(h)$, $\theta_{max}(h)$ und die Größe η_h für die Parametrisierung des Brechungsindex $n(h)$ in Abhängigkeit von einer gegebenen Höhe h für einen senkrechten Einfall dargestellt. Zusätzlich angegeben ist die Beobachtungshöhe des HEGRA-Experiments ($h_{obs} = 2200 \text{ m}$).

Man erkennt, daß $R_C(h)$ ein Maximum zwischen 10 und 25 km besitzt, was zur Folge hat, daß das gesamte von einem Teilchen zwischen diesen beiden Höhen abgestrahlte Cherenkov-Licht am Beobachtungsniveau als enger Ring mit einer Breite von einigen zehn Metern und einem Radius von ungefähr 100 m (auf Meereshöhe ca. 120 m) auftritt. Für Werte unter 10 km verringert sich der Radius dieses Rings.

Aufgrund der Vielfachstreuung weichen die Richtungen der Elektronen und Positronen von der Bahn des primären γ mit zunehmender Tiefe so stark ab, daß die ringförmige Struktur verwaschen wird und bei ausreichenden Höhen gänzlich verschwindet. In diesem Fall läßt sich die laterale Verteilung der Cherenkov-Photonen in einem Teilbereich durch ein Exponentialgesetz annähern. Die laterale Cherenkov-Licht-Dichte $L(r)$ im Abstand r zur Schauerachse wird dann durch Gleichung 1.35 gut beschrieben:

$$L(r) = \frac{dN_\gamma}{2\pi r dr} = L_0 \cdot \exp\left(-\frac{r}{R_L}\right) . \quad (1.35)$$

Die Größe R_L ist der sogenannte Lichtradius und ein Maß für die Steilheit der Verteilung. Er korreliert mit der maximalen Eindringtiefe X_{max} und spielt bei der Reduzierung des hadronischen Untergrunds eine wesentliche Rolle (siehe Kapitel 7). Der Gültigkeitsbereich der Gleichung 1.35 wird in allen vorhergehenden Arbeiten für Werte von r mit 10 bis 90 m oder

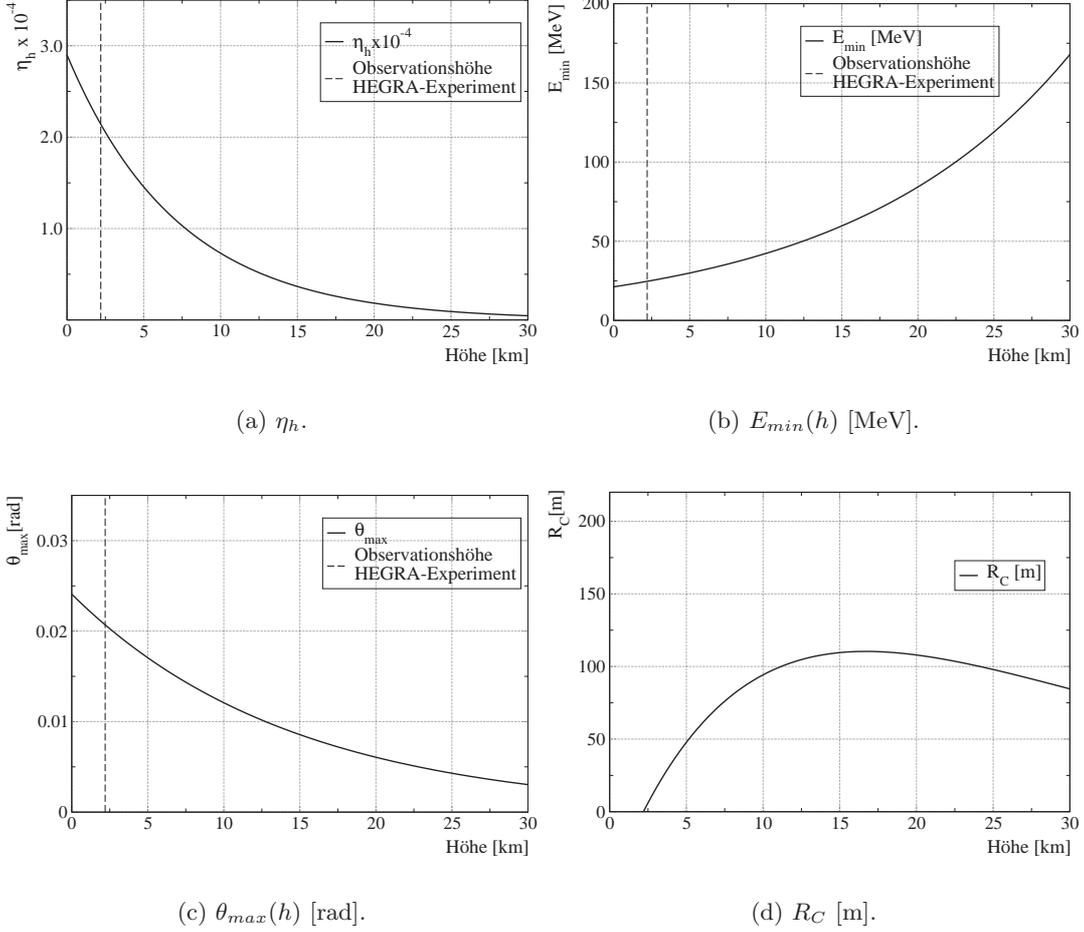


Abbildung 1.18: Abhängigkeit der Größen η_h (Gleichung 1.31), $E_{min}(h)$ für Elektronen (Gleichung 1.32), $\theta_{max}(h)$ (Gleichung 1.33) und $R_C(h)$ (Gleichung 1.34) von der atmosphärischen Höhe für einen senkrechten Einfall.

gar 10 bis 115 m angegeben. Die Verwendung dieser Bereiche resultiert in einer außerordentlich schlechten Anpassung und kann nicht nachvollzogen werden, näheres siehe im Kapitel 4 zur Rekonstruktion. Über die laterale Lichtverteilung lassen sich die Schauerentwicklung in der Atmosphäre beobachten und durch Unterschiede in der Lichtverteilung Rückschlüsse auf das Primärteilchen ziehen, siehe auch Kapitel 3 und 7.

Die Energie dE , die pro Wegstrecke dx durch ein Elektron der Geschwindigkeit β als Cherenkov-Photonen der Frequenz ν abgestrahlt wird, erhält man durch [Leo92]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2}{c^2} \int_{\beta n(\nu) > 1.0} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\nu)}\right) \nu d\nu. \quad (1.36)$$

Aus dieser Gleichung gewinnt man durch Umformung die Anzahl dN der pro Wegstrecke dx abgestrahlten Cherenkov-Photonen zu [Bö98]:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\beta n(\lambda) > 1.0} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (1.37)$$

mit $\alpha = 1/137 =$ Feinstrukturkonstante.

Aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex $n(\lambda)$ ergibt sich mit Gleichung 1.37, daß der Hauptanteil der Cherenkov-Strahlung im Ultraviolett ($\lambda < 400$ nm) abgestrahlt wird.

Der Bereich $\lambda < 280$ nm der Cherenkov-Strahlung wird besonders stark durch atmosphärisches Ozon über die Reaktion $\text{O}_3 + \gamma \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}$ absorbiert. Zusätzliche Absorption durch H_2O und CO_2 tritt für Wellenlängen über 800 nm auf. Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen bei vorwiegend kleinen Wellenlängen λ und Mie-Streuung an Aerosolen der Größe 10^{-3} bis 10^{-2} μm (Staub, etc.) bei, verglichen zur Rayleigh-Streuung, vorwiegend großen λ schwächen die Cherenkov-Strahlung weiter ab (siehe auch [Kar94a]).

Abbildung 1.19 veranschaulicht für ein in 10 km Höhe abgestrahltes Spektrum das durch Absorption und Streuung resultierende Spektrum auf einer Beobachtungshöhe von 2 km. Das resultierende Spektrum zeigt ein Maximum bei $\lambda \approx 330$ nm. Der Arbeitsbereich des AIROBICC-Detektors liegt zwischen 300 und 500 nm.

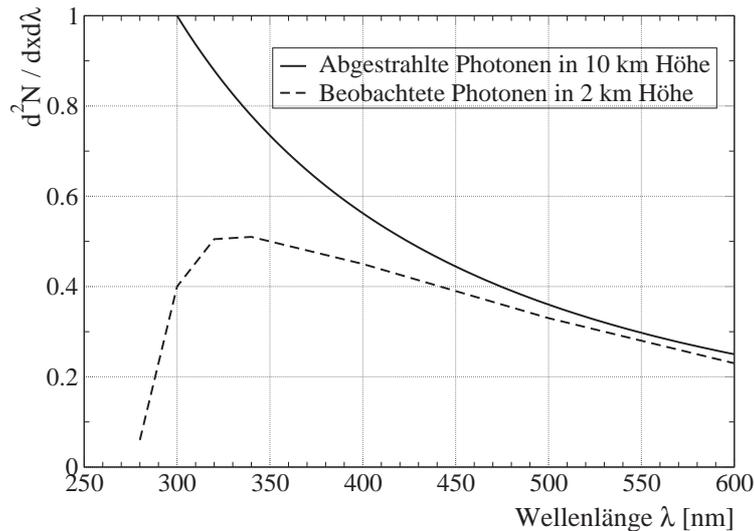


Abbildung 1.19: Veranschaulichung der Absorption von Cherenkov-Strahlung in der Atmosphäre in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ . Angegeben ist das Spektrum der Cherenkov-Strahlung in willkürlichen Einheiten abgestrahlt in 10 km Höhe und das beobachtete Spektrum in 2 km Höhe [Kar94a, MO00].

Kapitel 2

Das HEGRA-Experiment

Das HEGRA-Experiment, Abkürzung für englisch: „**H**igh-**E**nergy-**G**amma-**R**ay-**A**stronomy“, hochenergetische γ -Astronomie, dient der Beobachtung der Kosmischen Strahlung oberhalb einer Energie von ca. 500 GeV mit verschiedenen Detektortypen. Ein Schwerpunkt des Experiments liegt dabei auf der Suche und Beobachtung von γ -Strahlung.

Es ist Teil des Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) des Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) auf der Kanarischen Insel La Palma, mittlerweile eines der größten Observatorien der Welt (siehe Abbildung 2.1), das aufgrund seiner Lage und atmosphärischen Bedingungen beste Voraussetzungen für die Messung von Luftschauern und Cherenkov-Strahlung bietet. Das Experiment wird von einer internationalen Kollaboration der Universitäten Kiel, Hamburg und Wuppertal, der Grupo de Altas Energías (GAE) der Universidad Complutense in Madrid, des Instituts für Physik Yerevan in Armenien und den Max-Planck-Instituten für Kernphysik in Heidelberg und für Physik in München betrieben.

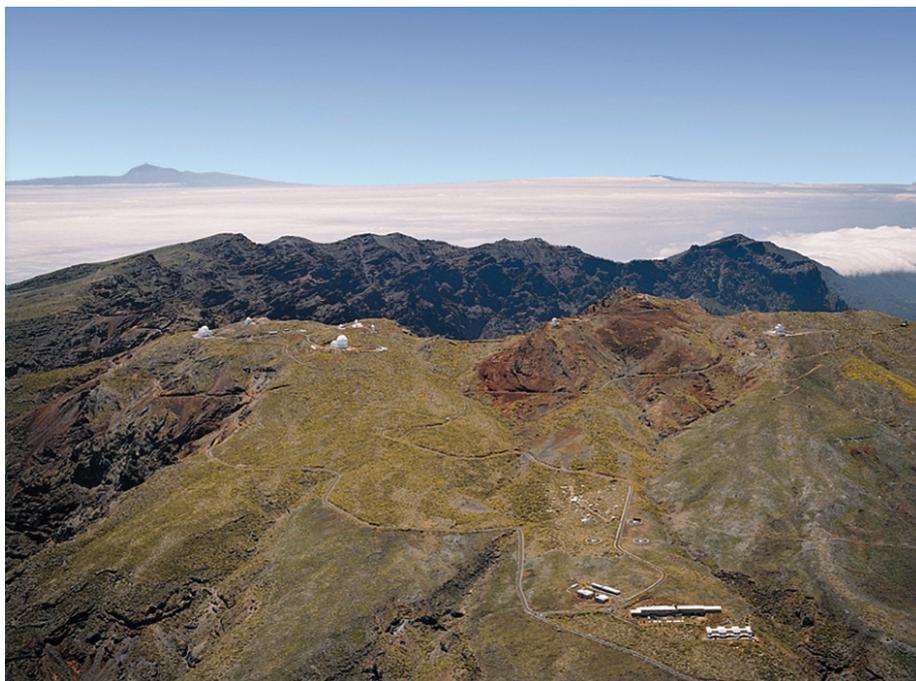


Abbildung 2.1: *Luftansicht des Observatoriums Roque de Los Muchachos (Foto: IAC).*

2.1 Aufbau und Lage

Die Detektoranlage des HEGRA-Experiments befindet sich auf einer Höhe von ca. 2200 m ü.N.N und auf den Koordinaten $17^{\circ}52'48''$ Westlicher Länge und $28^{\circ}45'30''$ Nördlicher Breite, womit nahezu der gesamte Nordhimmel und ein Teil des Südhimmels für die Beobachtung zugänglich sind. Sie wurde erstmals im Juni 1988 von der Universität Kiel mit 37 Szintillationsdetektoren in Betrieb genommen und setzt sich in ihrer letzten Ausbaustufe (April 1998) auf einer Fläche von ungefähr $40\,000\text{ m}^2$ wie folgt zusammen, siehe Abbildung 2.2:

- 186 Szintillationszähler angeordnet zu einer Matrix, die im Zentralbereich einen Abstand der Detektoren von 11 m und im äußeren Bereich von 15 m zueinander aufweist. Aufgabe der Szintillationszähler ist die Messung von sekundären Elektronen, Positronen und Photonen, die in einem Luftschauer erzeugt werden.
- 97 Cherenkov-Detektoren, sogenannte AIROBICC-Detektoren, mit einer großen Winkelakzeptanz für die Messung der Cherenkov-Strahlung aus Luftschauern. Sie sind in zwei, um 15 m in x- und y-Richtung zueinander verschobenen, 7×7 -Matrizen angeordnet, wobei die Einzelstationen jeder Matrix einen Abstand von 30 m zueinander aufweisen (eigentlich eine 7×7 - und eine $7 \times 7 - 1$ -Matrix, da eine Station aufgrund des Straßenverlaufs ausgespart werden mußte).
- 6 Cherenkov-Teleskope (CT). Ein Prototyp (CT1), der eigenständig arbeitet und 5 weitere Teleskope (CT2-CT6), die zu einem stereoskopischen System zusammengeschlossen sind. Die Cherenkov-Teleskope beobachten die longitudinale Schauerentwicklung über die Abbildung des Cherenkov-Lichts eines Luftschauers in der Teleskopkamera. Eine detaillierte Beschreibung der Teleskope und des Teleskopsystems befindet sich in [Pet97] und [Dau97].
- 9 UV-Cherenkov-Teleskope des Gast-Experiments CLUE zur Beobachtung der ultravioletten Komponente des Cherenkov-Lichts. Die Teleskope des CLUE-Experiments arbeiten unabhängig vom Rest des HEGRA-Experiments. Informationen über den Aufbau und den aktuellen Status des CLUE-Experiments sind in [Bar98] enthalten.

Die endgültige Ausbaustufe wurde bereits im Oktober 1997 erreicht, jedoch wurde durch ein Feuer einen Tag nach Fertigstellung ungefähr ein Drittel des Areals verbrannt und somit 65 von 243 Szintillationszählern und 39 von 97 AIROBICC-Detektoren zerstört oder zumindest unbrauchbar gemacht. Die Matrix der AIROBICC-Detektoren konnte unter großem Aufwand wieder vervollständigt werden. Die Matrix der Szintillationszähler konnte dagegen aufgrund des hohen Materialaufwands nicht vollständig wiederhergestellt werden, es gelang nur einzelne Zeilen und Spalten zu komplettieren, weshalb in Abbildung 2.2 auf der rechten Seite nur Cherenkov-Detektoren und keine Szintillationszähler mehr zu finden sind. Nach Beendigung des Wiederaufbaus mußte eine neue Vermessung der einzelnen Detektorkoordinaten von Petra Schlott und Edeltraud Haag, beide MPI für Physik, durchgeführt werden, da die Positionen der einzelnen Stationen für die Rekonstruktion der Schauergrößen entscheidend sind. Die Vermessung ergab gleichzeitig eine Verbesserung der Einzelkoordinaten der nicht vom Feuer berührten Detektorstationen.

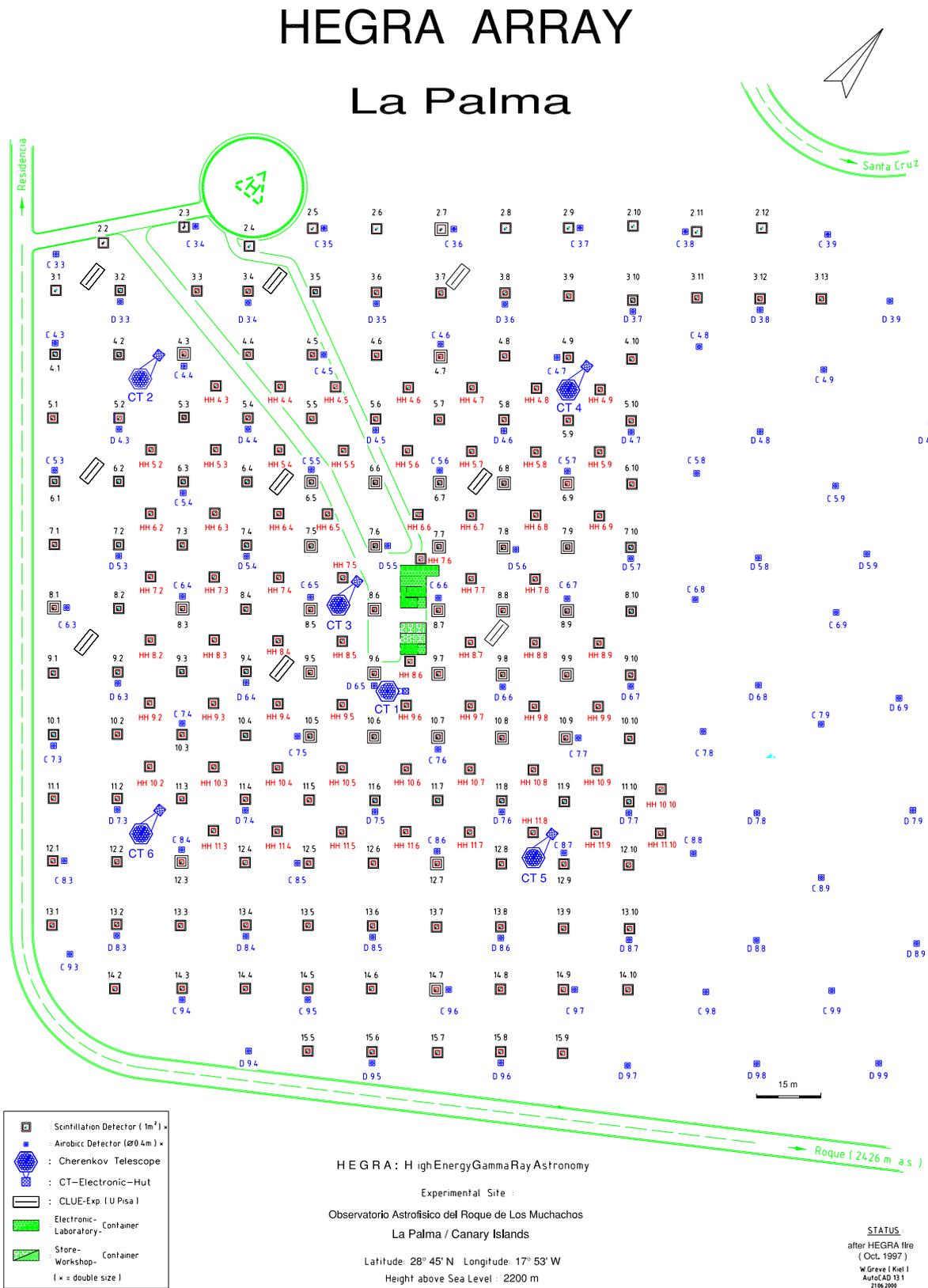


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau- und Lageplan des HEGRA-Experiments (Quelle: W.Greive, Universität Kiel).

Die verschiedenen Detektorarten repräsentieren die verschiedenen Komponenten eines Luftschauers, lediglich die myonische Komponente kann nicht beobachtet werden, da keine geeigneten Myonenzähler in der Endausbaustufe vorhanden sind, wodurch die Unterscheidung zwischen rein elektromagnetischen und hadronischen Schauern erschwert wird.

Die Detektoren der Szintillationszähler- und AIROBICC-Matrix arbeiten nach dem Prinzip der Schauerfront-Vermessung. Über die Ankunftszeiten und die Amplituden der Signale in jedem Detektor läßt sich die Schauerfront vermessen und somit die Einfallsrichtung und die ungefähre Energie des Primärteilchens bestimmen.

In der vorliegenden Arbeit werden nur die Daten der Szintillations- und AIROBICC-Detektoren nach Fertigstellung der Endausbaustufe im April 1998 berücksichtigt, gleichzeitig ist sie die einzige, bei der die Daten der auf 97 Stationen erweiterten AIROBICC-Matrix benutzt werden. Beide Detektormatrizen waren bis April 2000 aktiv und sind bei Abschluß dieser Arbeit nicht mehr in Betrieb bzw. aus dem Experiment entfernt worden. In den folgenden Kapiteln soll ein kurzer Überblick über die Funktionsweise der Detektoren gegeben werden.

2.2 Die Matrix der Szintillationszähler

Die Matrix der Szintillationszähler setzt sich aus 186 Detektorstationen zusammen, die ihrerseits in drei verschiedene Detektorgruppen mit verschiedenem Aufbau eingeteilt sind. Die Aufteilung ist historisch durch den Ausbau der Matrix bedingt, der durch die verschiedenen Institute der Kollaboration durchgeführt wurde. Nach der Komplettierung besteht die Matrix zum einen aus 33 ursprünglichen Detektoren der Universität Kiel, Kieler Hütten genannt, die durch das Max-Planck-Institut für Physik und die Universidad Complutense um 91 Stationen (sogenannte Münchener Hütten) erweitert ist. Der Abstand der einzelnen Detektoren zueinander beträgt 15 m. In diese Matrix ist eine Verdichtung von 62 Stationen der Universität Hamburg (sogenannte Hamburger Hütten) im Zentralbereich eingegliedert, deren Abstand zueinander ebenfalls 15 m beträgt, wodurch sich ein genereller Abstand der Stationen in dieser Verdichtungszone zu 11 m ergibt. Die Detektoren der einzelnen Gruppen unterscheiden sich untereinander nur im prinzipiellen Aufbau, ihre Funktionsweise ist jedoch bei allen Gruppen identisch und kann anhand einer Station des Max-Planck-Instituts für Physik und der Universidad Complutense erklärt werden, siehe Abbildung 2.3.

Der Szintillationszähler ist ein vollständig geschlossener, wetterfester Detektor, in dem Elektronen und Positronen über Lichterzeugung in einem Szintillationsmaterial durch Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) nachgewiesen werden können. Das Licht wird in einem ca. 1 m² großen Plastikszintillator der Dicke 3-5 cm (Typ NE-102a und NE-110) erzeugt, durch den diffusen Lichttrichter gesammelt und fokussiert und anschließend in zwei Sekundärelektronenvervielfachern, einem hochverstärkenden und einem niedrigverstärkenden, gemessen. Der hochverstärkende SEV übernimmt die Messung der Ankunftszeiten der Teilchen am Detektor und die Messung der Intensität kleiner Signale bis zu einem Sättigungsbereich des SEV von ungefähr vier Teilchen, die den Szintillator durchquert haben, wobei der genaue Wert der Sättigung detektorabhängig ist. Der niedrigverstärkende SEV kann Signale bis zu einigen hundert Teilchen registrieren, ohne dabei in Sättigung zu gehen. Die Detektoren der verdichteten Matrix, die Hamburger Hütten, besitzen dagegen nur einen SEV pro Detektor. Hier wird der niedrigverstärkende Teil dadurch repräsentiert, daß von der vorletzten Dynode des SEV ein zusätzliches Signal abgegriffen wird. Aus diesem Grund besitzen diese Detekto-

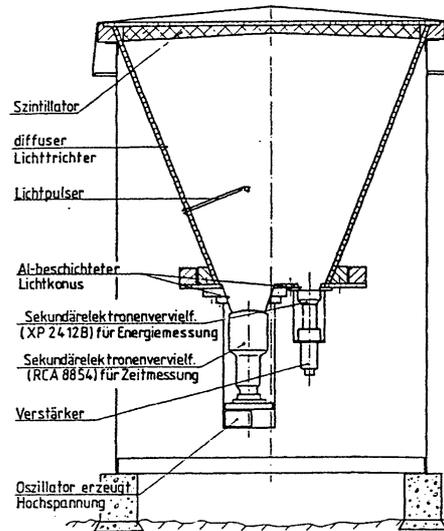


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers (Quelle: MPI für Physik).

ren einen geringeren Meßbereich nur bis zu ungefähr zehn Teilchen. Genaue Informationen zu den Eigenschaften der SEV und des Plastiksintillators finden sich in [Kar89, Mer93].

Über dem Szintillationsmaterial jedes Detektors ist eine 5 mm starke Bleiplatte angebracht, die zusätzlich die sekundären Photonen eines Luftschauers in Elektron-Positron-Paare konvertiert, so daß auch diese durch den Szintillator nachgewiesen werden können. Diese Bleischicht absorbiert aber auch niederenergetische Elektronen und Positronen des Schauers. Sekundäre Photonen besitzen aber im Schauerende eine größere Häufigkeit als die Elektronen und Positronen, desweiteren zeigt ihre Ankunftszeitverteilung eine geringere Dispersion auf. Der resultierende Effekt der Bleischicht ist somit eine Verbesserung der Winkelauflösung der Detektormatrix und eine leichte Absenkung der Energieschwelle des Detektors.

Die von den einzelnen Stationen aufgezeichneten Signale werden über 150 m lange Signalkabel in die zentrale Aufnahmestation des Experiments geleitet. Um eine genaue Kabellängenbestimmung durchführen zu können, ist in jeder Detektorstation eine Leuchtdiode angebracht (Lichtpulser in Abbildung 2.3), mit der die Laufzeit der Signale bestimmt werden kann. Die Signale der beiden SEV werden getrennt zu der zentralen Elektronik gesendet, wo sie digitalisiert werden und der Trigger über Diskriminatoren (CFD) erzeugt wird. Eine genaue Beschreibung der Elektronik und Triggerlogik findet sich in [Kar89, Mer93, MO00]. Der Haupt-Trigger wird je nach Betriebsart der Matrix durch eine verschiedene Anzahl von Stationen ausgelöst. Wird die Matrix alleine betrieben, z.B. am Tag, dann wird ein Trigger bei mindestens 4 gültigen Einzelstationen ausgelöst. Die Triggerrate beträgt bei dieser Betriebsart ca. 90 Hz, zur Aufzeichnung wird jedoch nur jeder siebente Trigger verwendet. In der Betriebsart zusammen mit der Matrix der AIROBICC-Detektoren werden dagegen 14 Stationen zur Auslösung eines Triggers verlangt, damit die hohe Anzahl an Triggern der Szintillationsmatrix, die auch viele zufällige Triggerereignisse enthält, nicht die Aufzeichnung der AIROBICC-Detektoren unterdrückt. Gleichzeitig wird aber durch diese Bedingung die Energieschwelle der Matrix der Szintillationszähler erhöht [Kra97].

2.3 Die Matrix der AIROBICC-Detektoren

Die Matrix der AIROBICC-Detektoren dient der Messung von Cherenkov-Strahlung, die in Luftschauern erzeugt wird. Da das Licht aus allen Höhen die Detektormatrix erreicht, können mit ihr Informationen über den gesamten Schauerverlauf gewonnen werden. In der ersten Version (Januar 1992) bestand sie aus 49 Einzelstationen, die zu einer 7×7 -Matrix mit einem Abstand von 30 m angeordnet waren. Zwischen Mai 1996 und Oktober 1997 arbeitete eine Zwischenversion von 77 Stationen, die in der Endausbaustufe im Oktober 1997 auf 97 erweitert wurde und nach dem Brand schließlich im April 1998 vollständig in Betrieb genommen werden konnte.

Der AIROBICC-Detektor (englisch: „**A**Ir-shower **O**bservation **B**y **A**nge **I**ntegrating **C**herenkov **C**ounter“) kann aufgrund seiner Konstruktion gleichzeitig Cherenkov-Licht aus einem großen Winkelbereich von ≈ 1 sr empfangen [Kar94b] und ist deshalb nicht wie die Cherenkov-Teleskope auf einen kleinen Himmelsbereich beschränkt. Nachteil dieser Methode ist jedoch die gesteigerte Empfindlichkeit auf das Licht des Nachthimmels, den Nachthimmeluntergrund (englisch: „**N**ight-**S**ky-**B**ackground“, NSB).

Ein einzelner AIROBICC-Detektor besteht im wesentlichen aus einem speziell für diesen Zweck entwickelten Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) der Firma EMI (Typ 668 KB [Lor95]), der sich im Fokus eines Lichtsammeltrichters, eines Winston-Konus, befindet (siehe Abbildung 2.4).

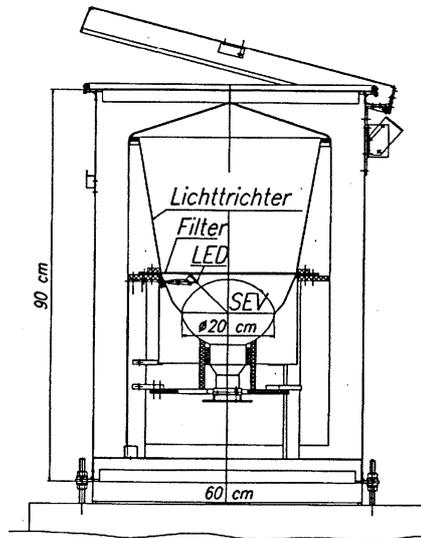


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines AIROBICC-Detektors. Der Filter (Blaufilter) jeder Einzelstation wurde nach Abschluß des Wiederaufbaus entfernt (Quelle: MPI für Physik).

Einfallendes Cherenkov-Licht kann bis zu einem halben Öffnungswinkel von $\approx 32^\circ$ direkt mit dem SEV nachgewiesen werden, durch den Winston-Konus wird dieser auf ca. 35° (entspricht ≈ 1 sr) erweitert und die effektive Detektorfläche auf 0.125 m^2 erhöht. Durch das weite Gesichtsfeld des Detektors wird zusätzlich zum Cherenkov-Licht auch das Licht des Nachthimmeluntergrunds integriert. Zur Reduzierung dieses störenden Anteils und zur Erhöhung der Lebensdauer des SEV waren bis zum Wiederaufbau der AIROBICC-Matrix

Wellenlängenfilter, sogenannte Blaufilter, vor dem SEV in jeder Station eingebaut. Der Blaufilter des Typs Schott BG1 unterdrückt die langwellige Komponente des Lichtuntergrunds mit Wellenlängen $\lambda > 470$ nm und reduziert dadurch den mittleren Anodenstrom im SEV um 50 % auf 25 μA . Nach dem Wiederaufbau mußten aus technischen Gründen alle Blaufilter aus den Einzelstationen entfernt und der Anodenstrom jedes einzelnen SEV auf 25 μA über die Hochspannungsversorgung geregelt werden.

Der gesamte Aufbau ist zum Schutz vor Witterungseinflüssen und für den SEV schädlichem Tageslicht in einer Wetterschutzhütte, ähnlich denen der Matrix der Szintillationszähler, untergebracht, bei der sich das Oberteil durch einen Mechanismus in der zentralen Elektronik auf- und zufahren läßt. Über dem Winston-Konus ist zusätzlich ein Plexiglasfenster mit Heizdrähten angebracht, um den SEV vor Frost, Tau und Staub zu schützen.

Die Signale des SEV müssen durch einen Vorverstärker um das 25fache in der Station verstärkt werden, bevor sie über ein ca. 150 m langes Signalkabel in die zentrale Elektronik eingespeist werden, da sich das schwache Signal sonst aufgrund von Leitungsverlusten nicht mehr vom Rauschen unterscheiden würde. Für eine genaue Bestimmung der Signalkabellänge ist oberhalb des SEV eine Leuchtdiode analog zu den Szintillationszählern angebracht, mit der die Laufzeit der Signale bestimmt werden kann. Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise und der einzelnen Komponenten befindet sich in [Kar94a, Kar94b].

Die Cherenkov-Photonen, die durch die geladenen sekundären Teilchen eines Luftschauers hervorgerufen werden, bilden in grober Näherung eine ebene Schauerfront, die rechtwinklig zu der Einfallrichtung des Primärteilchens ausgebildet ist. Die AIROBICC-Matrix vermißt diese Front über die Ankunftszeit und die Intensität des Cherenkov-Lichts in jeder Station der Matrix. Die Schauerfront der Cherenkov-Photonen besitzt im Gegensatz zu der Front geladener Teilchen eine wesentlich geringere Dicke (≈ 1 m), wodurch der Einfallswinkel des Primärteilchens mit der AIROBICC-Matrix genauer als mit der Matrix der Szintillationszähler bestimmt werden kann. Die AIROBICC-Matrix besitzt aus diesem Grund eine wesentlich bessere Winkelaufösung als die Matrix der Szintillationszähler. Dagegen ist der Nachteil der AIROBICC-Matrix, den sie mit den meisten atmosphärischen Cherenkov-Experimenten teilt, daß sie nur bei sehr guten atmosphärischen Bedingungen, d.h. in klaren Nächten ohne Mondlicht, eingesetzt werden kann. Bei schlechten atmosphärischen Bedingungen, im allgemeinen hohe Wolken, Nebel, etc., kommt es zu den verschiedensten Streuungen und Absorptionen des Cherenkov-Lichts (siehe Abschnitt 1.3.3.), wodurch die Messung nicht mehr analysiert werden kann. Zusätzlich muß die empfindliche Photokathode vor der starken Lichtabstrahlung des Monds geschützt werden.

2.3.1 Die Elektronik der AIROBICC-Matrix

Abbildung 2.5 zeigt den schematischen Schaltplan der Elektronik der AIROBICC-Matrix. Das durch den Vorverstärker in der Station um den Faktor 25 verstärkte Signal gelangt über das Signalkabel in die zentrale Elektronik, wo es zuerst durch einen Teiler auf verschiedene Zweige verteilt wird. 30 % werden unverstärkt über ein Verzögerungselement mit 250 ns einem ladungsempfindlichen Analog-Digital-Konverter (englisch: „Analog-to-Digital Converter“, ADC) für die spätere Datenaufzeichnung zugeführt. Dieser Zweig wird als „niedrigverstärkender Zweig“ oder auch „Low-Gain“ bezeichnet, da mit ihm Amplituden großer Signale gemessen werden. Weitere 10 % werden als Testsignal zur Verfügung gestellt. Der Hauptteil des Signals (60 %) wird dem „hochverstärkenden Zweig“ oder auch „High-Gain“ zugeführt, in dem zuerst das Signal in einem weiteren Verstärker um den Faktor 15 verstärkt

und anschließend durch einen zweiten Teiler zu annähernd gleichen Teilen aufgespalten wird. Ein Teil wird einem Diskriminator (CFD) zugeführt, dessen Schwelle auf das vierfache der Fluktuation des Nachthimmeluntergrunds ($4 \cdot \sigma_{NSB}$) eingestellt ist. Die andere Hälfte des Signals wird zur Amplitudenmessung kleiner Signale herangezogen.

Die Amplituden der Signale werden durch ladungsempfindliche ADC bestimmt. Es existieren zwei ADC, einer für den niedrigverstärkenden und einer für den hochverstärkenden Zweig. Um Rauschen durch den Nachthimmeluntergrund zu vermeiden, wird im hochverstärkenden Zweig das Signal nur über 30 ns integriert (typische Dauer eines Cherenkov-Pulses ≈ 10 ns), was durch ein lineares Gate vor dem ADC realisiert wird, das durch den CFD für 30 ns geöffnet wird. Im niedrigverstärkenden Zweig werden große Amplituden im Bereich von ca. $2 \cdot 10^5$ Photonen/m² gemessen, die wesentlich größer als die über 600 ns mitintegrierten Fluktuationen des Nachthimmeluntergrunds sind, weshalb eine zusätzliche Schaltung hier nicht notwendig ist.

Ein Ausgang des CFD ist an eine Koinzidenzeinheit angeschlossen, in der ein Trigger ausgelöst wird, wenn 6 oder mehr Stationen ein gültiges Signal innerhalb eines Intervalls von 200 ns liefern. Sobald diese Bedingung erfüllt ist, sendet die Koinzidenzeinheit ein Start-Signal an den Zeit-Digital-Konverter (TDC) und an die linearen Gates, die für 600 ns die ADC-Kanäle zur Auslese öffnen. Der CFD sendet dann nach einer Verzögerung von 370 ns wiederum ein Stop-Signal an den TDC.

Zur Behandlung und Kalibration der beiden Verstärkungszweige siehe auch Kapitel 4.

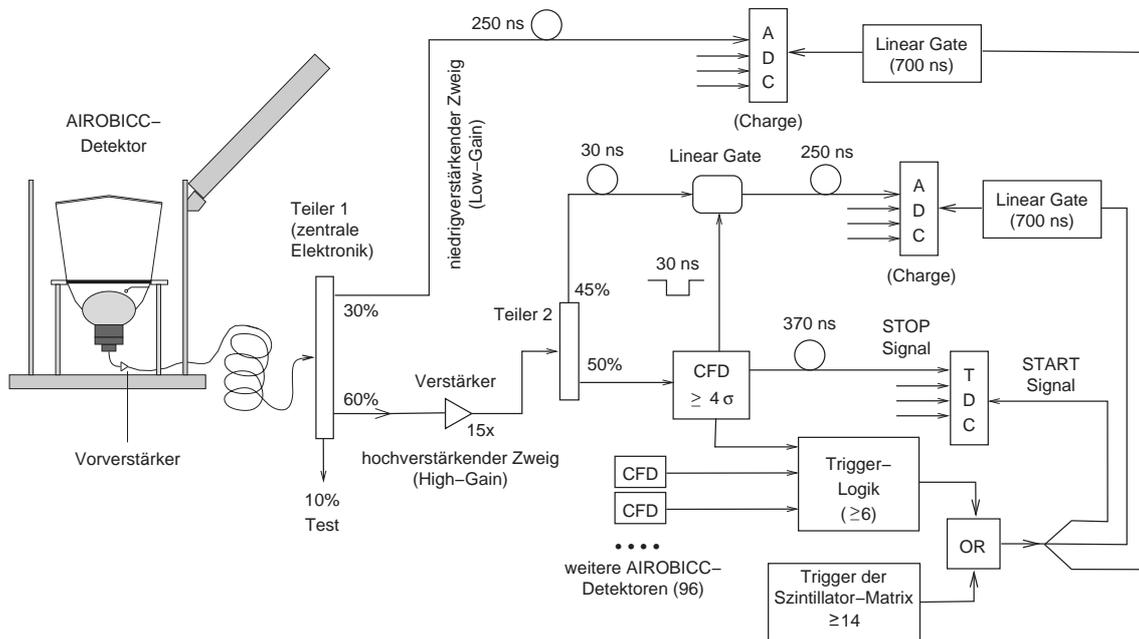


Abbildung 2.5: Schematischer Elektronik-Schaltplan der AIROBICC-Matrix.

Die Matrix der AIROBICC-Detektoren wird nur zusammen mit der Szintillationszählermatrix betrieben. Ein Trigger-Ereignis wird deshalb entweder durch mindestens 14 gültige Signale der Szintillationszähler oder mindestens 6 AIROBICC-Stationen ausgelöst, wobei auch beide Bedingungen gleichzeitig erfüllt sein können. Bis November 1997 waren zusätzlich die Trigger der beiden Cherenkov-Teleskope CT1 und CT2 in die Triggerlogik mit eingebunden,

um Beobachtungen in Koinzidenz mit Teleskopereignissen durchführen zu können. Aufgrund von Fehlern in der Konfiguration der Elektronik hatten diese Trigger einen gegenteiligen Effekt, sie wirkten als Veto, d.h. die koinzidenten Ereignisse wurden unterdrückt und nicht aufgezeichnet. Deshalb wurden die Trigger der Teleskope aus der Generierung des Haupttriggers entfernt. Das Auftreten eines Teleskop-Triggers wird jedoch durch das Datenaufnahmesystem registriert und abgespeichert.

Die individuelle Ansprechrate einer AIROBICC-Station liegt bei ungefähr 5 kHz, variiert jedoch stark mit dem Nachthimmeluntergrund und kann im Lauf einer Nacht bis zu 15 kHz und mehr erreichen, wenn z.B. die Milchstraße ihren Zenitdurchgang hat. Dadurch können zufällige Trigger ausgelöst werden, die nicht mit einem Luftschauer korreliert sind und die Datennahme beeinflussen. Die normale Datennahmerate liegt normalerweise zwischen 23-30 Hz, wobei die Totzeit durch Verbesserungen im Datenaufzeichnungssystem gegenüber der Matrix mit 49 Stationen von 20 % auf 10 % in der Endausbaustufe reduziert werden konnte.

2.4 Das Datenaufzeichnungssystem

Sobald ein Haupt-Trigger ausgelöst worden ist, werden die ADC, TDC, Zähler und Register der Elektronik ausgelesen. Die Elektronik der Triggerlogik folgt dem NIM-Standard, wogegen die ADC und TDC durch FASTBUS-Module für eine schnelle Datenauslese realisiert worden sind (eine sehr frühe Version beruhte noch auf dem wesentlich langsameren CAMAC-Standard). Die Auslese der ADC und TDC erfolgt über eine FASTBUS-Prozessoreinheit des Typs Kinetics F800, in der bereits eine erste Datenreduzierung erfolgt. ADC-Kanäle ohne Information und ADC-Werte unter einer bestimmten Schwelle werden unterdrückt, um die Datenmenge gering zu halten. Die vom Kinetics-Modul ausgelesenen Werte werden direkt über eine Fastbus-VME-PCI-Kette an eine Digital Alphastation weitergeleitet, die sie im Binärformat auf einer Festplatte ablegt.

Jede Messung, ein sogenannter Run, wird dabei zur besseren Handhabung in Datensätze (Subrun) zu je 50.000 Ereignissen aufgespalten und in einem durchnummerierten Verzeichnis für die spätere Überspielung auf Magnetbänder zur Sicherung und späteren Analyse abgelegt. Ein Datensatz besitzt dabei die ungefähre Größe von 30 MByte und entspricht ungefähr einer Meßzeit von 1.5 bis 2 Stunden.

Alle 20 Minuten wird ein Kalibrationslauf gestartet und in einer separaten Datei abgelegt. Bei einem Kalibrationszyklus werden 35×5 TDC-Trigger für die TDC-Kalibration künstlich erzeugt und alle Lichtpulser der Stationen zur Signallaufzeitbestimmung mit 200 unterschiedlich langen Impulsen (LP-Trigger) angesteuert. Die normale Datenauslese ist während dieser Zeit deaktiviert. Zusätzlich werden die ADC-Werte aller Stationen für die Pedestal-Bestimmung aufgezeichnet.

Die Kalibration muß alle 20 Minuten ausgeführt werden, da es zum einen durch Temperaturschwankungen (bis zu 20 °C Differenz Tag-Nacht) zu unterschiedlichen Laufzeiten in den Signalkabeln kommt, andererseits zeitlich veränderliche Effekte in den ADC-Pedestals und den TDC ausgeglichen werden können.

In die Binär-Struktur eines Ereignis-Datensatzes wird zusätzlich zu den einzelnen Detektordaten die aktuelle Zeit einer Rubidium-Atomuhr, die mit einem Zeitreferenzsignal eines GPS-Satellitenempfängers gekoppelt ist, im UTC-Format (englisch: „Universal-Coordinated-Time“, Weltstandardzeit) aufgenommen.

Die Dateinamen folgen einem zeitlich fortlaufendem Nummernschema, um eine eindeutige

Zuordnung der aufgezeichneten Daten zu ermöglichen. Die einzelnen Magnetbänder tragen dabei den Verzeichnisnamen *HEGRA.XXXX*, wobei *XXXX* der fortlaufenden Nummer entspricht. Datensätze werden in diesem Verzeichnis durch Dateien des Typs *Prod.YYYY.ZZ* dargestellt, *YYYY* bezeichnet die Nummer der Messung und *ZZ* den Index des jeweiligen Subruns. Kalibrationsdaten werden analog zu den Meßdaten mit *Calib.YYYY.ZZ* im gleichen Unterverzeichnis abgelegt. Anhand eines elektronischen und schriftlichen Protokolls können die Dateien später eindeutig identifiziert und zugeordnet werden.

Für die Echtzeitanalyse der eingehenden Signale steht eine zweite Alphastation bereit, die über ein Ethernet-Netzwerk an den Datenaufzeichnungsrechner angeschlossen ist und auf der ein Überwachungsprogramm die aktuelle Datenaufzeichnung verfolgt. Mit ihr läßt sich die Güte der Daten, eine sofortige Überprüfung der Detektoreigenschaften und eine Fehlerdiagnose durchführen. Außerdem stellt sie die direkte Verbindung in das Internet dar, über die auch aus der Ferne das Datenaufzeichnungssystem kontrolliert und überwacht werden kann.

Eine weiterführende, detaillierte Beschreibung des Datenaufzeichnungssystem, seiner Komponenten und der Programme läßt sich bei [Sch98] nachlesen.

Kapitel 3

Schauer- und Detektorsimulation

Für die Interpretation der beobachteten Luftschauber und für ein detailliertes Verständnis der Detektoreigenschaften müssen wie bei jedem Hochenergieexperiment Monte-Carlo-Studien durchgeführt werden. Die Monte-Carlo-Simulation bei Luftschauberexperimenten ist aber dadurch erschwert, daß weder ein Teststrahl noch eine geeignete Referenzquelle vorhanden ist. Die Beobachtungen der Referenz-Standardquellen, z.B. des Krebsnebels, mit der HEGRA-Detektormatrix zeigen bis heute kein signifikantes Ergebnis auf [Pro97, Pra99, MO00]. Zusätzliche Probleme ergeben sich aus der Tatsache, daß bei Luftschauberexperimenten die Atmosphäre ein Teil des Detektors ist und als eine Art Kalorimeter benutzt wird, dessen Eigenschaften, z.B. die Transmissionseigenschaften, nicht genau bekannt sind.

Für eine realistische Monte-Carlo-Simulation benötigt man deshalb eine sorgfältige theoretische Modellierung eines Schauers und seiner Entwicklung in der Atmosphäre, was nur durch Einbeziehung des aktuellen Kenntnisstands der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung im Hochenergiebereich erreicht werden kann. Die Ergebnisse der Simulation hängen dabei stark von den in der Simulation verwendeten Modellen der Schauerentwicklung in der Erdatmosphäre ab (s.o.). Die Modelle werden für die Simulation des Transports der Primär- und Sekundärteilchen in der Atmosphäre, der Wechselwirkungen mit den Kernen der Luft und der Produktion von Sekundärpartikeln benutzt (siehe auch [Kna97]).

Das Verhalten der Detektoren auf die in diesen Berechnungen simulierten Schauer läßt sich ebenfalls mittels Monte-Carlo-Simulationen darstellen. Mit diesen Simulationen können dann die folgenden Studien durchgeführt werden:

- Bestimmung der absoluten Energieskala des Experiments.
- Abschätzung der Winkel- und Energieauflösung.
- Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz und der effektiven Sammelflächen für photon- und hadroninduzierte Schauer.
- Auffinden von Unterschieden zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern für eine Unterdrückung des hadronischen Untergrunds.

Für die Durchführung der oben genannten Punkte stand bereits eine Bibliothek von Monte-Carlo-Ereignissen zur Verfügung, die von Juan Cortina Blanco (jetzt MPI für Physik) an der Universität Madrid erzeugt wurde [Cor97]. Tabelle 3.1 gibt die Anzahl der generierten Ereignisse für die verschiedenen Primärteilchen und Zenitwinkel wieder.

$\theta = 10^\circ$					
	1-10 TeV	10-100 TeV	100-1 000 TeV	1-8 PeV	Σ
γ	1 900	3 700	50	-	5 650
p	1 200	3 300	450	120	5 070
He	800	1 200	470	60	2 530
O	-	1 000	260	60	1 320
Fe	-	800	400	40	1 240
Σ					15 810
$\theta = 25^\circ$					
	1-10 TeV	10-100 TeV	100-1 000 TeV	1-8 PeV	Σ
γ	500	2 500	-	-	3 000
p	-	1 200	350	70	1 620
He	-	1 100	400	40	1 540
O	-	1 000	450	50	1 500
Fe	-	1 000	300	30	1 330
Σ					8 990

Tabelle 3.1: *Zusammensetzung und Statistik der bereits vorhandenen Monte-Carlo-Bibliothek nach Juan Cortina [Cor97]. Angegeben sind die pro Energiebereich und Zenitwinkel generierten Monte-Carlo-Ereignisse sowie deren Gesamtsumme für die verschiedenen schauer-auslösenden Primärteilchen.*

Die Bibliothek wurde speziell für Untersuchungen der chemischen Zusammensetzung der Kosmischen Strahlung erzeugt, was an dem weit umspannenden Energiebereich von 10 TeV-10 PeV ersichtlich ist. Für die Bestimmung des diffusen γ -Strahlungshintergrunds ist der Energiebereich über der Energieschwelle der AIROBICC-Detektoren im Bereich von 20-100 TeV entscheidend, in dem die vorliegende Statistik an Ereignissen zu gering ist. Desweiteren zeigt die Bibliothek eine sehr geringe Gesamtstatistik von nur 24 800 Ereignissen, verteilt auf nur zwei Zenitwinkel von 10° und 25° , die nicht ausreichend ist, alle oben aufgeführten Punkte befriedigend zu klären. Die verwendete AIROBICC-Detektorsimulation entspricht nicht mehr dem aktuellen Stand des Detektors, da die Blaufilter entfernt worden sind. Aus diesen Gründen wurde beschlossen, eine neue Bibliothek mit höherer Statistik und angepaßter Detektorsimulation zu erzeugen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die Erzeugung der neuen Bibliothek die gleiche Simulationskette [Cor97] verwendet, die schon zur Erzeugung der vorhandenen Bibliothek benutzt worden ist. Die Programme wurden an die veränderte Rechnerumgebung (Tru64Unix auf Alphastations) angepaßt und mit Unterstützung von Juan Cortina der neuen AIROBICC-Detektor-Situation angeglichen. In den nachfolgenden Kapiteln soll ein kurzer Überblick über den verwendeten Monte-Carlo-Generator, die Simulationsprogramme und über die Eigenschaften der neu generierten Bibliothek gegeben werden.

3.1 Monte-Carlo-Simulation von Luftschauern

Die Simulation von Schauern in der Atmosphäre wurde mit dem Monte-Carlo-Code des Programms CORSIKA [Cap92, Hec98] (englisch: „**CO**smic **R**ay **SI**mulations for **KA**skade“) des KASKADE-Experiments in der Version 4.068 durchgeführt (es lag bereits eine neuere Version des Programmcodes vor, nach Kommunikation mit D.Heck von der KASKADE-Kollaboration waren die Änderungen für den hier betrachteten Energiebereich jedoch nicht relevant).

CORSIKA erlaubt eine detaillierte Simulation der Schauerentwicklung bis zu einer Energie der Primärteilchen von ungefähr 10^{17} eV. Als Primärteilchen werden Photonen, Protonen, leichte Kerne bis Eisen und bis zu 50 verschiedene Elementarteilchen erkannt [Hec98]. Alle diese Primärteilchen können durch die Atmosphäre verfolgt werden, wobei die Wechselwirkungen mit anderen Teilchen, die Produktion von Sekundärteilchen und die Vernichtung und der Zerfall der Primär- und Sekundärteilchen berechnet werden.

In der Simulation wird eine Atmosphäre angenommen, die sich zu 78.1% aus Stickstoff (N_2), 21.0% aus Sauerstoff (O_2) und 0.9% aus Argon (Ar) zusammensetzt (die Prozentangaben beziehen sich dabei auf das Volumen). Die Abhängigkeit der atmosphärischen Dichte von der Höhe wird durch das Modell der U.S.-Standardatmosphäre beschrieben, die sich aus fünf Schichten zusammensetzt. In den unteren vier Schichten folgt die Dichte einer exponentiellen Abhängigkeit mit der Höhe, in der fünften, obersten Schicht nimmt sie dagegen linear ab. Die Form der Atmosphäre wird bei CORSIKA nicht als kugelförmig, sondern als eben angenommen, so daß Effekte durch die Erdkrümmung bei hohen Zenitwinkeln nicht mehr vernachlässigbar sind [Hec98].

Die vorliegende CORSIKA-Version benutzt ein Koordinatensystem, bei dem die x-Achse in Richtung des magnetischen Nordpols, die y-Achse nach Westen und die z-Achse in Zenitrichtung zeigt, der Ursprung liegt dabei auf Meereshöhe. Diese Definition ist für die Berücksichtigung des Erdmagnetfelds notwendig, das für den Standort La Palma in die Programmversion eingearbeitet ist [Cor97].

Elektromagnetische Kaskaden werden mit dem EGS4-Programmteil [Nel85] von CORSIKA simuliert. EGS4 behandelt Teilchenvernichtung, Bhabha-Streuung, Bremsstrahlung, Møller-Streuung und Vielfachstreuung nach der Molière-Theorie. Desweiteren werden Compton-Streuung von Photonen, der Paarbildungseffekt und photoelektrische Reaktionen berücksichtigt.

Im Gegensatz zu der genauen Berechenbarkeit elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkungen eines Schauers unterliegen die hadronischen Wechselwirkungen starken Ungenauigkeiten. Für die Modellierung der hadronischen Wechselwirkungen steht ein großer Bestand an inelastischen Wechselwirkungsquerschnitten und Daten für Partikelerzeugung aus $\bar{p}p$ -Kollisionen in Speicherringexperimenten bis zu Energien von $\sqrt{s} = 1800$ GeV und von Schwerionexperimenten bis zu 200 GeV/Nukleon zur Verfügung. Bei allen diesen Beschleunigerexperimenten werden aber keine Teilchen, die in extremer Vorwärtsrichtung emittiert werden, registriert. Diese Teilchen sind aber von entscheidender Bedeutung bei der Ausbildung eines Luftschauers, da sie den größten Teil der hadronischen Energie mit sich tragen. In den letzten Jahren wurden mehrere Modelle hadronischer Wechselwirkungen anhand experimenteller Daten erstellt und zu höheren Energien, zu kleinen Streuwinkeln und zu Kern-Kern-Kollisionen extrapoliert.

In CORSIKA stehen mehrere dieser Modelle zur Simulation der hadronischen Komponente eines Schauers zur Verfügung. Die Modelle sind HDPM, VENUS, QGSJET, SIBYLL und DPMJET. Für eine genaue Betrachtung der verschiedenen Modelle siehe [Kna96, Kna97, Hec98]. VENUS, QGSJET und DPMJET basieren auf der Gribov-Regge-Theorie, SIBYLL ist ein Mini-Jet-Modell und HDPM ein phänomenologischer Generator, der, soweit es möglich ist, an experimentelle Daten angepaßt ist. In der verwendeten CORSIKA-Version werden nur die Modelle HDPM und VENUS für Schwerpunktsenergien größer als 10 GeV angeboten. Bei Schwerpunktsenergien zwischen 0.3 GeV und 10 GeV stehen das relativ einfache ISOBAR-Modell und das detailliertere GHEISHA-Modell zur Verfügung, das auch zur Simulation kleiner Energien empfohlen wird (eine Beschreibung beider Modelle findet sich bei [Hec98]).

Zusätzlich stehen mehrere Feineinstellungen für die hadronischen Modelle zur Verfügung, von denen hier aber kein Gebrauch gemacht wird. Es werden die Standardeinstellungen benutzt.

Die Produktion von Cherenkov-Photonen im Wellenlängenbereich von 300-500 nm wurde von der HEGRA-Gruppe der Universität Madrid in CORSIKA integriert [Mar94] und ist als Standardoption in CORSIKA verfügbar. Problematisch bei der Simulation von Cherenkov-Strahlung ist die enorm hohe Anzahl von entstehenden Photonen, bei deren Simulation schnell jede Speicher- und Geschwindigkeitslimitation heutiger Rechnersysteme gesprengt wird. Aus diesem Grund werden die Photonen nicht einzeln erzeugt und verfolgt, stattdessen faßt man mehrere Photonen zu einem Bündel mit gemeinsamen Abstrahlungspunkt und Cherenkov-Winkel zusammen und behandelt dieses Bündel wie ein einzelnes Photon. Zur weiteren Reduzierung der Rechenzeit wird die Anzahl der zusammengefaßten Photonen mit zunehmender Energie erhöht. Es existiert jedoch eine obere Grenze für die Anzahl der Photonen in einem Bündel, um künstliche Fluktuationen durch die Zusammenfassung zu vermeiden. CORSIKA erlaubt das benutzerdefinierte Festlegen einer Detektormatrix für Cherenkov-Licht. Nur Photonen, die innerhalb der definierten Detektoren erscheinen, werden abgespeichert und für die Weiterverarbeitung berücksichtigt.

3.2 Detektorsimulation

Um das Verhalten der Szintillationszähler und AIROBICC-Detektoren zu studieren, wird nach der Simulation der Schauer durch das CORSIKA-Programm eine Detektorsimulation für beide Detektorarten durchgeführt. Die Detektorsimulationen wurden von S.Martinez und F.Arqueros an der Universität Madrid entwickelt [Mar94]. Im Gegensatz zu den realen Detektormatrizen, die eine Neigung gegenüber der Horizontalebene aufweisen, können in den Simulationen nur horizontale Matrizen dargestellt werden. Gleichzeitig wird das gedrehte Koordinatensystem und die Ausrichtung der realen Matrizen nicht exakt wiedergegeben, da die simulierten Matrizen ein Koordinatensystem aufweisen, das nach Norden ausgerichtet ist (s.o.).

Die Szintillator-Matrix wird als horizontale Matrix von 65×65 Detektoren mit einem Gitterabstand von 7.5 m dargestellt und die Oberfläche eines Detektors mit 1 m^2 angenommen. Damit ist die simulierte Szintillator-Matrix viermal so groß wie die reale Matrix und besitzt im Zentrum eine doppelt und im Außenbereich eine vierfach so hohe Dichte. Analog dazu wird die simulierte AIROBICC-Matrix durch 33×33 Stationen mit einem Gitterabstand von 15 m repräsentiert. Sie ist dadurch ebenso viermal so groß wie die reale und besitzt ebenfalls eine höhere Dichte.

Beide simulierte Matrizen bedecken die gleiche Fläche von $480 \times 480 \text{ m}^2$. Die Schauerachse wird in einem $30 \times 30 \text{ m}^2$ großem Quadrat um die zentrale Station der Matrizen herum zufällig verteilt. Für jeden generierten Schauer werden die Detektorsignale dadurch berechnet, daß die reale Matrix der Detektoren in der simulierten Matrix zwanzigmal zufällig so verteilt wird, daß das Schauerzentrum noch bis zu 30 m von der Kante der realen Matrix entfernt lokalisiert werden kann. Daraus resultiert eine effektive Fläche von $300 \times 300 \text{ m}^2$ für die verteilten Schauerzentren. Abbildung 3.1 zeigt dieses Verfahren für die AIROBICC-Matrix.

Durch Anwendung dieses Verfahrens wird zwar die Statistik an Ereignissen erhöht, jedoch sind sie nicht vollständig voneinander unabhängig, da sie die gleichen Fluktuationen aufgrund der gleichen Schauerentwicklung vor der Detektorsimulation aufweisen.

Das Detektorverhalten der Szintillationszähler wird mit dem EGS4-Programmteil von

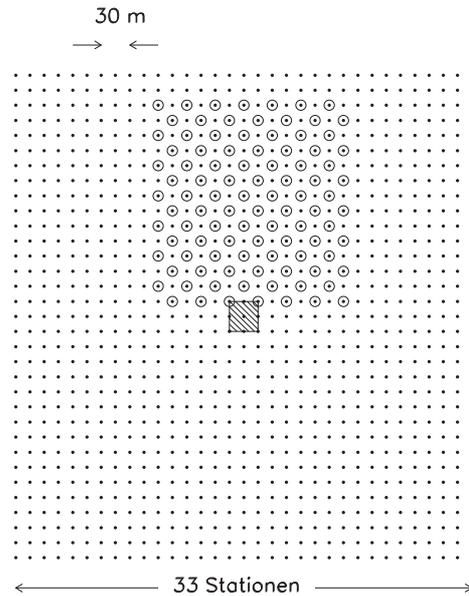


Abbildung 3.1: Erzeugung der simulierten Detektorsignale für die AIROBICC-Matrix durch 20faches zufälliges Verschieben der realen Matrix (offene Kreise) in der simulierten Matrix (Punkte). Das schattierte Quadrat gibt die Fläche an, in der das Schauerzentrum zufällig generiert wird.

CORSIKA simuliert. Dabei wird der Durchgang von Photonen und Elektronen eines Schauers unter Berücksichtigung der Ankunftsrichtung, der Energie und der Eintrittsposition berechnet, näheres siehe [Mar94]. Der AIROBICC-Detektor wird durch eine vollständige Simulation aller Einzelkomponenten unter Berücksichtigung des Nachthimmeluntergrunds dargestellt [Mar94], nur das Transmissionsverhalten des in der Simulation enthaltenen Blaufilters mußte ausgeschaltet werden, was zu einer höheren Lichtausbeute führt. Der Trigger beider Matrizen wird dagegen nicht simuliert.

Nach Abschluß der Detektorsimulationen werden alle simulierten Daten und Ereignisse zu einer Datei zusammengefaßt, die das gleiche Datenformat aufweist wie eine Datei mit real aufgezeichneten Daten. Bei der Zusammenfassung werden aber Daten der lateralen Verteilungen von Elektronen, Positronen und Cherenkov-Licht vor der Detektorsimulation verworfen, so daß sie später nicht mehr zur Verfügung stehen.

3.3 Die Monte-Carlo-Bibliothek

Die zu generierende Monte-Carlo-Bibliothek sollte folgende Kriterien erfüllen. Sie sollte vergleichbar zu der bestehenden Bibliothek sein, eine höhere Statistik aufweisen und für den hier interessierenden Energiebereich von 20-100 TeV ausgelegt sein. Deshalb wurden statt der bisher zwei Zenitwinkel von 10° und 25° drei ausgewählt: 10° , 20° und 30° .

Als Primärteilchen wurden γ , Proton, Helium, Sauerstoff und Eisen angenommen, für die alle das hadronische Modell VENUS selektiert wurde. In der ursprünglichen Bibliothek wurde noch HDPM für Protonen benutzt, es waren aber Verbesserungen durch das Modell VENUS zu erwarten [Kna96, Kna97].

Da diese Analyse auf Betrachtung von Ereignissen knapp über der Energieschwelle der Detektoren beruht, wurden zuerst Schwellenereignisse im Energiebereich von 5-10 TeV und anschließend Ereignisse im Energiebereich von 10-250 TeV kontinuierlich mit einer Energieverteilung nach einem Potenzgesetz der Form $E^{-1.5}$ generiert. Zusätzliche Ereignisse mußten im Energiebereich von 250-1 000 TeV simuliert werden, da aufgrund des scharfen Schnitts bei 250 TeV keine vergleichbaren Verteilungen der Hadronen für die Photonen mit einer Energie größer als 125 TeV vorhanden sind, siehe auch Abschnitt 5.2.3, und dadurch auch die Bestimmung der Detektoreigenschaften erschwert wird [MO99].

$\theta = 10^\circ$					
	5-10 TeV	5-250 TeV	10-250 TeV	250-1 000 TeV	Σ
γ	-	4 995	3 681	200	8 876
p	-	5 994	5 000	200	11 194
He	3 996	999	3 500	200	8 695
O	3 996	-	3 000	200	7 196
Fe	3 996	-	5 000	200	9 196
	Σ				45 157
$\theta = 20^\circ$					
	5-10 TeV		10-250 TeV	250-1 000 TeV	Σ
γ	3 996		4 500	200	8 696
p	3 996		5 000	200	9 196
He	3 996		4 500	200	8 696
O	3 996		4 500	200	8 696
Fe	3 996		5 000	200	9 196
	Σ				44 480
$\theta = 30^\circ$					
	5-10 TeV		10-250 TeV	250-1 000 TeV	Σ
γ	3 996		4 500	200	8 696
p	3 996		4 500	200	8 696
He	3 996		4 500	200	8 696
O	3 996		4 500	200	8 696
Fe	3 996		4 500	200	8 696
	Σ				43 480

Tabelle 3.2: Zusammensetzung und Statistik der generierten Monte-Carlo-Bibliothek für die angegebenen Primärteilchen γ , p, He, O und Fe und Zenitwinkel θ .

Insgesamt wurden 133 117 Ereignisse (ohne 20fache Verteilung), mehr als die fünffache Gesamtstatistik der bereits vorhandenen Bibliothek, simuliert, siehe Tabelle 3.2. Die Simulation wurde auf insgesamt 3 Alphastations (EV56 Prozessor mit 433 MHz) der Firma DIGITAL

in einem Zeitraum von 1.5 Jahren durchgeführt. Für 200 Ereignisse im Energiebereich von 250-1 000 TeV wurden ungefähr 20 GB Platz benötigt. Nach der Zusammenstellung zu einem sogenannten Monte-Carlo-Run für die Rekonstruktion betrug die Größe nur noch ca. 5 MB.

Da die Informationen der lateralen Teilchen- und Photonenvverteilungen aufgrund der enormen Datenmenge für die generierte Bibliothek nicht aufgehoben werden konnten, wurden zusätzliche Ereignisse für Studien der Lateralverteilungen und zur Bestimmung von Unterschieden elektromagnetischer und hadronischer Schauer zur Unterdrückung des hadronischen Untergrunds erzeugt. Es wurden als Primärteilchen nur γ und Protonen ausgewählt und bei einem Zenitwinkel von 10° jeweils ungefähr 1 000 Ereignisse für die Energien 20, 50, 100 und 150 TeV simuliert, siehe Tabelle 3.3.

	$\theta = 10^\circ$			
	20 TeV	50 TeV	100 TeV	150 TeV
γ	999	1 000	900	999
p	999	900	900	900

Tabelle 3.3: Zusammensetzung der generierten Monte-Carlo-Bibliothek für die Bestimmung der lateralen Verteilungen.

3.4 Gewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse

Für die Bestimmung der Schauer- und Detektoreigenschaften und den Monte-Carlo-Daten-Vergleich können die simulierten Ereignisse aus Tabelle 3.2 nicht direkt verwendet werden.

Um einen isotropen Photonen- und Hadronenfluß zu simulieren, müssen sie mit geeigneten Gewichten versehen werden, durch die die erwarteten Verteilungen in der Energie, dem Zenitwinkel und der chemischen Komposition realistisch wiedergegeben werden können.

Die Gewichte werden dabei so gewählt, daß sie für die verschiedenen Primärteilchen die in Tabelle 3.4 angegebenen Werte für den absoluten Fluß Φ_0 in $[\text{m}^2 \text{ s sr TeV}]^{-1}$ bei 1 TeV und den spektralen Index γ herstellen. Die Primärteilchen p, He, O und Fe werden dabei stellvertretend für die in Tabelle 3.4 aufgeführten Elemente herangezogen. Ihre Werte für Φ_0 und γ sind gegenüber Tabelle 1.1 auf Seite 9 so modifiziert, daß sie jeweils den Gesamtfluß der repräsentierten Elemente ergeben.

P	$\Phi_0 [\text{m}^2 \text{ s sr TeV}]^{-1}$	γ	Repräsentation der Elemente
γ	$2.58 \cdot 10^{-4}$	2.75	-
p	$10.91 \cdot 10^{-2}$	2.75	p
He	$6.808 \cdot 10^{-2}$	2.62	He ,Li
O	$5.1815 \cdot 10^{-2}$	2.65	Be,B,C,N, O ,F,Ne,Na,Mg,Al,Si
Fe	$2.9193 \cdot 10^{-2}$	2.60	P,S,Cl,Ar,K,Ca,Sc,Ti,V,Cr,Mn, Fe ,Co,Ni
	$25.82 \cdot 10^{-2}$	2.67	Gesamtspektrum

Tabelle 3.4: Flußparameter für die Gewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse entsprechend der chemischen Komposition nach [Wie98]. Die Werte von Φ_0 und γ für p, He, O und Fe sind so modifiziert worden, daß sie den Gesamtfluß der repräsentierten Elemente ergeben.

Für den Vergleich der simulierten Ereignisse mit den Daten wird für Photonen in dieser Arbeit 1/1000 des Gesamtflusses der Kosmischen Strahlung bei 1 TeV und ein spektraler Index von $\gamma = 2.75$ angenommen.

Die Ereignisse wurden bei drei diskreten Zenitwinkeln von $\theta = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ simuliert, die stellvertretend für den Bereich von $\theta = [0^\circ, \dots, 35^\circ]$ betrachtet werden müssen. Tabelle 3.5 gibt die Bereiche für $\cos \theta$ und den Zenitwinkel wieder, die durch die drei Zenitwinkel repräsentiert werden.

Um eine isotrope Verteilung, d.h. eine Gleichverteilung im Raumwinkel $d\Omega = d \cos \theta d\phi$, zu erreichen, muß durch die Gewichtung eine Gleichverteilung in der $\cos \theta$ -Verteilung herbeigeführt werden. Die Gewichte sind dabei unabhängig vom Azimutwinkel ϕ , da die Azimutwinkel-Verteilung bereits durch die zufällige Wahl des Azimutwinkels in der Simulation gleichverteilt ist.

θ	10°	20°	30°
repräsentierter θ -Bereich	0.0° - 14.1°	14.1° - 24.5°	24.5° - 34.9°
$\cos \theta$ -Bereich	0.97-1.0	0.91-0.97	0.82-0.91

Tabelle 3.5: *Parameter für die Gewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse entsprechend der $\cos \theta$ -Zenitwinkelverteilung.*

In die Gewichtung gehen noch zusätzliche Faktoren zur Berücksichtigung der Verteilung der Ereignisse auf eine horizontale Fläche von $300 \times 300 \text{ m}^2$ ein, die durch die 20fache Verteilung hervorgerufen wird.

Im folgenden werden als Monte-Carlo-Ereignisse, soweit nicht anders angegeben, immer gewichtete Ereignisse bezeichnet.

Kapitel 4

Rekonstruktion der Schauergrößen

Jede Station der Szintillationszähler- und AIROBICC-Matrix registriert den Lichtfluß, der auf die Photokathode des SEV trifft (Amplitudeninformation) und die Ankunftszeit (Zeitinformation). Diese Informationen liegen in Form von ADC- und TDC-Kanälen in den aufgezeichneten Daten (Prod-Dateien) vor und müssen in physikalische Größen, Teilchendichte bzw. Cherenkov-Photonen-Dichte und Nanosekunden, umgerechnet werden. Die für die Umrechnung notwendigen Faktoren werden in der TDC- und ADC-Kalibration mit den während der Datennahme aufgezeichneten Kalibrationsdaten (Calib-Dateien) ermittelt. Mit den Ankunftszeiten und Teilchendichten lassen sich dann die Schauergrößen, z.B. Schauerrichtung und Ort des Schauerzentrums, rekonstruieren.

Die Kalibration und Rekonstruktion wird in dieser Arbeit mit dem Analyseprogramm der Madrider Gruppe durchgeführt. Es basiert auf dem Rekonstruktionsprogramm von Martin Merck und Albrecht Karle und wurde von Abelardo Moralejo und Jose Luis Contreras weiterentwickelt.

Das Programm wurde auf die vorhandene Rechnerumgebung portiert und mit Hilfe von Abelardo Moralejo der neuen Detektorsituation, der erweiterten AIROBICC-Matrix und der durch den Brand reduzierten Szintillationszählermatrix, sowohl für die Rekonstruktion der Daten als auch der Monte-Carlo-Ereignisse angepaßt.

Gegenüber der von der Madrider Gruppe [MO00] verwendeten Version wurden mit Unterstützung von Wolfgang Wittek Änderungen und neue Anpassungsmethoden in das Rekonstruktionsprogramm aufgenommen.

In den folgenden Abschnitten sollen nur die wesentlichen Punkte der Kalibration erläutert und die Unterschiede zu der ursprünglichen Version dargestellt werden. Für eine genaue Betrachtung siehe auch [MO00].

4.1 Kalibration

Die Kalibration teilt sich auf in eine Zeit- und eine Amplitudenkalibration für die Szintillationszähler und AIROBICC-Detektoren. Die Zeitkalibration umfaßt dabei die TDC-Kalibration, die auch die Bestimmung der ADC-Pedestals enthält, und die Bestimmung der Signallaufzeiten. Bei der Amplitudenkalibration wird zuerst eine relative Kalibration der Stationen zueinander und dann eine absolute Kalibration ausgeführt. Das Vorgehen bei der absoluten Kalibration unterscheidet sich in dieser Arbeit von der in [MO00] angewendeten Methode. Die Methoden für die Zeitkalibration sind im Gegensatz zur Amplitudenkalibration für beide Detektorarten identisch.

4.1.1 TDC-Kalibration und Bestimmung der ADC-Pedestals

Wesentliche Größe bei der Zeitmessung durch die TDC ist die Zeitdifferenz zwischen einem Start- und Stop-Signal, die in Form von TDC-Kanälen aufgezeichnet wird. Für die Umrechnung der TDC-Kanäle in Nanosekunden werden während der Kalibrationszyklen 35×5 Start-Stop-Signale mit wachsender Zeitdifferenz (25, 50, . . . , 875 ns) an jeden TDC gesendet. Als Zeitnormal wird ein hochpräziser Pulsgenerator benutzt, dessen Zeitstufen vom Datenaufzeichnungsrechner aus eingestellt werden können. Aus den 35×5 Werten werden Eichkurven für jeden TDC erstellt, mit denen sich durch Interpolation die TDC-Kanäle in Nanosekunden umrechnen lassen.

Bei der TDC-Kalibration werden zusätzlich alle ADC ausgelesen. Da während der Kalibrationszyklen Daten ohne Vorliegen eines physikalischen Triggers aufgenommen werden, lassen sich somit die ADC-Pedestals, das mittlere ADC-Signal aufgrund des Eigenrauschens eines ADC sowie des Nachthimmeluntergrunds, bestimmen.

4.1.2 Bestimmung der Signallaufzeiten

Für die Rekonstruktion der Schauergößen ist die Ankunftszeit der Schauerteilchen am Detektor maßgebend. Die mit dem TDC gemessene Zeit enthält jedoch noch Anteile, die für die einzelnen Detektorstationen verschieden sein können und deshalb herausgenommen werden müssen. Im einzelnen sind dies die Transitzeit des Signals durch den SEV, die Laufzeit durch das Signalkabel und die Laufzeit durch die zentrale Elektronik. Die Höhendifferenzen der einzelnen Detektorstationen untereinander, die auch einen Teil beitragen, werden bei der Rekonstruktion bereits berücksichtigt.

Die Transitzeit und die Laufzeit durch das Signalkabel sind keine konstanten Größen. Die Transitzeit durch den SEV wird durch die anliegende Hochspannung bestimmt und kann sich durch Nachjustieren oder Schwankungen der Hochspannungsversorgung ändern. Die Laufzeit der Signale in den 150 m langen Signalkabeln wird durch die Außentemperatur beeinflusst, die während der Messungen variieren kann.

Um diese Effekte weitestgehend zu eliminieren und die Ankunftszeiten möglichst genau zu bestimmen, werden in einem Kalibrationszyklus über die in jeder Detektorstation vorhandenen Lichtpulser Signale durch die zentrale Elektronik erzeugt und die Laufzeiten mit den TDC gemessen. Über die gemessenen Laufzeiten und die Länge der Ansteuerungsleitungen der Lichtpulser, die regelmäßig bestimmt wird, lassen sich dann die Ankunftszeiten für jeden Detektor unabhängig von der Transitzeit des SEV und der Signalkabellänge bestimmen (für eine detaillierte Beschreibung siehe [Pro97, MO00]).

Die TDC-Kalibration und die Bestimmung der Signallaufzeiten wird für jeden Kalibrationszyklus (alle 20 Minuten) neu durchgeführt und nur auf die dem Kalibrationszyklus entsprechenden Daten angewendet. Eine genaue Beschreibung der Vorgehensweise findet sich in [MO00].

4.1.3 Amplitudenkalibration der Szintillationszähler

Die Bestimmung der Umrechnungsfaktoren von ADC-Kanälen in Amplituden wird für die Szintillationszähler nach der MIP-Methode in einer relativen Kalibration der Detektoren zueinander durchgeführt. Der MIP-Wert (englisch: „Minimal Ionizing Particle“) ist die mittlere Amplitude, die durch ein minimal ionisierendes Teilchen im Szintillationszähler hervorgerufen

wird. Der MIP-Wert wird anhand der Luftschauerdaten aus den pedestalbereinigten ADC-Spektren gewonnen und entspricht dabei dem ADC-Kanal, bei dem das ADC-Spektrum sein Maximum aufweist. Eine genaue Beschreibung der Methode findet sich in [Pro97, MO00].

In der absoluten Kalibration werden die Amplitudeninformationen in eine Dichte von sekundären Elektronen und Photonen, die auf die Szintillationszähler-Oberfläche treffen, transformiert. In [MO00] wird diese relative Kalibration gleichzeitig als absolute Kalibration betrachtet, indem angenommen wird, daß der MIP-Wert genau einem Teilchen entspricht.

In dieser Arbeit wird dagegen eine absolute Kalibration der Schauergröße N_s vorgenommen. Die Größe N_s ist die noch unkalibrierte Gesamtzahl der Photonen und Elektronen auf Detektorniveau und wird aus der Likelihood-Anpassung der lateralen Abhängigkeit der Elektronen- und Photonendichte abgeleitet (siehe Abschnitt 4.2.3).

Bei dieser Kalibration wird aus der Verteilung $\log_{10} N_s$ der Monte-Carlo-Ereignisse ein Mittelwert $\overline{\log_{10} N_{sMC}}$ unter Berücksichtigung der Standardschnitte (siehe Kapitel 5) bestimmt. Dann wird eine Kalibrationsgröße f_{N_s} so errechnet, daß der Mittelwert der Daten $\overline{\log_{10} N_{sDaten}}$ nach Anwendung dieser Größe dem Mittelwert der Monte-Carlo-Ereignisse entspricht, siehe Gleichung 4.1. Die Kalibrationsgröße f_{N_s} wird anschließend auf den Einzelwert von $\log_{10} N_s$ jedes Ereignisses der experimentellen Daten angewendet.

$$\overline{\log_{10} N_{sMC}} = f_{N_s} + \overline{\log_{10} N_{sDaten}} \quad (4.1)$$

Um die Zeitabhängigkeit des atmosphärischen Drucks zu berücksichtigen, der die Absorption von Teilchen in der Atmosphäre und somit die Größe N_s direkt beeinflusst, wird die absolute Kalibration von N_s für jeden Datensatz (Subrun) einer Messung separat ausgeführt. Die Monte-Carlo-Simulation dient hierbei als Referenzpunkt, da in ihr der Luftdruck als konstant angenommen wird.

Die Kalibration von N_s über die Monte-Carlo-Ereignisse legt gleichzeitig die absolute Energieskala der Daten fest. Durch den Vergleich zur absoluten Kalibration in [MO00] läßt sich der Fehler der absoluten Energie in der Größenordnung von 20 % bestimmen (siehe auch Abschnitt 6.4).

Für einen Vergleich der Verteilungen von $\log_{10} N_s$ der Daten und Monte-Carlo-Ereignisse und eine Abschätzung der Güte der Kalibration siehe auch Kapitel 5.

4.1.4 Amplitudenkalibration der AIROBICC-Detektoren

Die Amplitudenkalibration der AIROBICC-Detektoren gestaltet sich wesentlich schwieriger als die der Szintillationszähler. Zum einen existiert keine zu der MIP-Methode analoge Vorgehensweise, weil die SEV in einem Modus betrieben werden, der den Nachweis einzelner Photonen nicht gestattet. Andererseits hängt die Transmission von Cherenkov-Licht in der Atmosphäre stark von den atmosphärischen Bedingungen ab. Für einen identischen Schauer ergeben sich bei verschiedenen atmosphärischen Bedingungen unterschiedliche Amplituden der aufgezeichneten Detektorsignale. Zusätzlich hängt die Amplitude von der Verstärkung des SEV ab, die durch die am SEV anliegende Hochspannung bestimmt wird und für jede Einzelstation verschieden sein kann. Deshalb wird zunächst eine relative Kalibration der Stationen zueinander ausgeführt. Die absolute Kalibration wird dann nach der Rekonstruktion vorgenommen.

Korrektur der Verstärkungszeige

Bei der Umrechnung von ADC-Kanalzahlen in Amplituden muß das Verhalten der beiden Verstärkungszeige der AIROBICC-Elektronik berücksichtigt werden. Wünschenswert wäre eine direkte Proportionalität der auf der Kathode des SEV auftreffenden Lichtmenge zu der Anzahl der registrierten ADC-Kanäle. Aus früheren Vermessungen der Verstärkungszeige ist jedoch bekannt, daß ein linearer Zusammenhang zwischen der Amplitude des SEV-Signals und der Anzahl von ADC-Kanälen nicht gegeben ist. Im September 1997 wurden deshalb neue Messungen von Eckart Lorenz durchgeführt und von mir ausgewertet.

Bei den Messungen wurde ein LeCroy Signalgenerator, dessen Signalform den SEV-Signalen entspricht, mit einem Dämpfungsglied anstelle des SEV vor den ersten Verstärker in der Elektronikette eingebracht, siehe auch Abbildung 2.5 auf Seite 46. Anschließend wurde die Amplitude des Pulsgenerators von 1.1 Volt über das Dämpfungsglied in Schritten zu je 2 dB von 0 dB bis 70 dB abgeschwächt, um den vollen Dynamikbereich der Verstärkungszeige auszumessen. Die Messung wurde für alle 49 AIROBICC-Stationen der ursprünglichen Matrix durchgeführt. Um die zeitliche Variabilität zu untersuchen, wurde die Messung im November 1997 und März 1998 an fünf Stationen wiederholt.

Die Analyse ergab für beide Verstärkungszeige eine nichtlineare Abhängigkeit zwischen eingehendem und verstärktem Signal, die im wesentlichen durch den ersten Teiler in der Elektronik hervorgerufen wird. Aus den Verstärkungskennlinien ergaben sich die folgenden Korrekturfunktionen für die Nichtlinearität der beiden Verstärkungszeige:

$$K = \kappa^{\frac{1}{1.1}} \quad \text{hochverstärkender Zweig} \quad (4.2)$$

$$K = \left(\frac{\kappa}{1 + 0.07 \cdot \tan^{-1} \left(\frac{\ln \kappa - 5.7}{0.3} \right)} \right)^{\frac{1}{\beta}} \quad \text{niedrigverstärkender Zweig} \quad (4.3)$$

mit K = korrigierte ADC-Kanalzahl, κ = gemessene ADC-Kanalzahl, $\beta = 1.0$ für ADC-Werte ≤ 500 Kanäle, $\beta = 1.267$ für ADC-Werte > 500 Kanäle.

Der niedrigverstärkende Zweig zeigt dabei eine zeitliche Schwankung von ca. 1% und der hochverstärkende von ca. 5-10% zwischen den einzelnen Messungen auf. Die Werte der ADC-Pedestals sind dagegen zeitlich stabil, ihre Änderung betrug nur ca. 3-5 Kanäle.

Relative Kalibration der AIROBICC-Detektoren - Die Spektren-Methode

Mit den korrigierten ADC-Werten wird die relative Kalibration nach der neu eingeführten Spektren-Methode durchgeführt [MO00]. Die Spektren-Methode ist im Vergleich zu der früher verwendeten Ringmethode [Pro97, Kor00] ein einfaches Kalibrationsverfahren, das ohne Kenntnis des Schauerzentrums und der Schauerrichtung auskommt.

Die Spektren-Methode leitet sich aus der Monte-Carlo-Simulation ab, bei der alle Detektoren die gleichen Eigenschaften, insbesondere die gleiche Verstärkung besitzen.

Die Methode geht von der Annahme aus, daß für Lichtdichten, die ausreichend groß genug sind, daß die Triggereffizienz der einzelnen Detektoren gerade eins ist, die Amplitudenspektren unabhängig von der Position des Detektors in der Matrix nach einer relativen Kalibration übereinstimmen sollten.

Um die Anforderungen an die Triggereffizienz und nach ausreichender Statistik zu erfüllen, werden zur Kalibration die ADC-Spektren des hochverstärkenden Zweigs herangezogen. In die Kalibration gehen nur Ereignisse ein, die die Triggerbedingung der AIROBICC-Matrix von

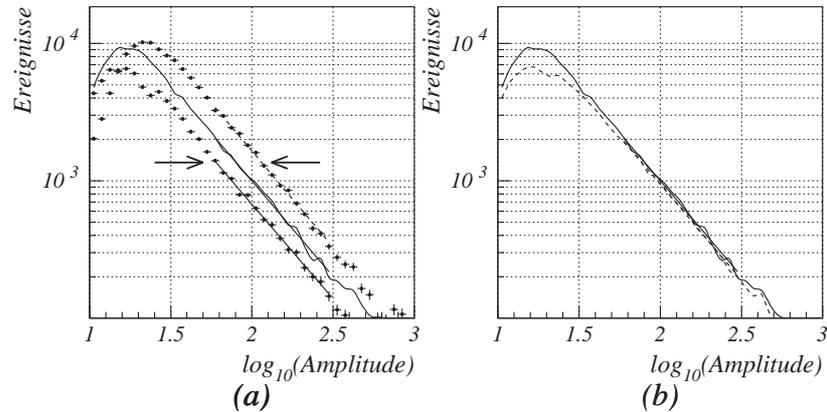


Abbildung 4.1: *Relative Kalibration der AIROBICC-Detektoren nach der Spektren-Methode [MO00].* Abbildung (a) zeigt drei unkalibrierte ADC-Spektren des hochverstärkenden Bereichs. In der relativen Kalibration werden die Flanken der Spektren im hohen Amplitudenbereich in horizontaler Richtung aufeinandergeschoben, siehe Abbildung (b).

6 Stationen erfüllen. Die Kalibration wird dadurch erreicht, daß im hohen Amplitudenbereich, der einem Potenzgesetz folgt, die Flanken der Spektren der einzelnen Detektoren in horizontaler Richtung aufeinander geschoben werden, siehe Abbildung 4.1.

Die Spektren-Methode kann nur im hochverstärkenden Zweig angewendet werden, da nur hier eine ausreichende Statistik vorhanden ist. Im niedrigverstärkenden Bereich wird dagegen die Kalibration durch eine lineare Anpassung der Korrelation zwischen hochverstärkendem und niedrigverstärkendem Bereich erreicht (siehe auch [MO00]). Aus der Anpassung ergibt sich direkt der Konversionsfaktor von ADC-Kanälen in Amplituden für den niedrigverstärkenden Zweig.

Zur Bestimmung der Amplitude eines Detektorsignals wird der hochverstärkende Bereich bis zu einer Kanalzahl von 350 Kanälen und darüber hinaus der niedrigverstärkende Bereich benutzt. Schließlich erhält man aus der relativen Kalibration eine Proportionalität der Dichte von Cherenkov-Photonen zur gemessenen Amplitude. Der Proportionalitätsfaktor wird erst in der absoluten Kalibration bestimmt.

Absolute Kalibration der AIROBICC-Detektoren

Die absolute Kalibration der AIROBICC-Detektoren wird an der Größe L_{90} , der Dichte von Cherenkov-Photonen im Abstand von 90 m zur Schauerachse, vorgenommen. Die Größe L_{90} mit der Einheit [Anzahl Photonen/m²] wird aus der neu eingeführten globalen AIROBICC-Anpassung (siehe Abschnitt 4.2.2) abgeleitet und ist ein gutes Maß für die Energie des Primärteilchens. Die hier verwendete L_{90} -Kalibration stellt eine gegenüber den bisher verwendeten Verfahren [Pro97, MO00] verfeinerte Methode dar.

Die Absorption von Cherenkov-Photonen hängt von der atmosphärischen Höhe ab. Je höher die Cherenkov-Photonen in der Atmosphäre produziert werden, desto stärker werden sie in der Atmosphäre absorbiert. Aus diesem Grund muß bei der Kalibration die Eindringtiefe X_{max} des Primärteilchens berücksichtigt werden. Die Eindringtiefe X_{max} kann nicht direkt in der Rekonstruktion ermittelt werden, korreliert aber positiv mit dem inversen Lichtradius $1/R_L$ [m⁻¹] [Arq96], der sich ebenfalls aus der globalen AIROBICC-Anpassung ableitet.

Deshalb führt man die Kalibration von L_{90} in verschiedenen Intervallen von $1/R_L$ aus.

Dazu bedient man sich der bereits kalibrierten Größe N_s und bestimmt in sechs Intervallen von $b = 1/R_L$ nach Gleichung 4.4 eine Kalibrationsgröße $f_{L_{90}}(b)$, die bewirkt, daß die Mittelwerte der Verteilung $\log_{10}(N_s/L_{90} [\text{m}^{-2}])$ für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse unter Berücksichtigung der Standardschnitte in diesem Intervall identisch sind. Die Kalibrationsgrößen $f_{L_{90}}(b)$ werden dann in Abhängigkeit vom $1/R_L$ -Intervall auf jeden Wert von L_{90} eines Ereignisses der experimentellen Daten angewendet.

$$\overline{\log_{10}\left(\frac{N_s(b)}{L_{90}(b) [\text{m}^{-2}]}\right)}_{MC} = f_{L_{90}}(b) + \overline{\log_{10}\left(\frac{N_s(b)}{L_{90}(b) [\text{m}^{-2}]}\right)}_{Daten} \quad (4.4)$$

Die atmosphärischen Bedingungen (Temperatur, Luftfeuchte, etc.) werden in der Monte-Carlo-Simulation als konstant angenommen. In den Daten können jedoch unterschiedliche Bedingungen Einfluß auf das Absorptions- und Transmissionsverhalten der Atmosphäre für Cherenkov-Photonen haben. Zur Berücksichtigung der zeitlichen Variabilität der Atmosphäreigenschaften wird die Kalibration für jeden Datensatz (Subrun) einer Messung separat ausgeführt.

Für einen Vergleich der Verteilungen von L_{90} der experimentellen Daten und Monte-Carlo-Ereignisse und eine Abschätzung der Güte der Kalibration siehe auch Kapitel 5.

4.2 Bestimmung der Schauergrößen

Durch Anpassung geeigneter Funktionen an die aus der Kalibration bestimmten Teilchendichten und Ankunftszeiten der einzelnen Stationen werden in der Rekonstruktion im wesentlichen die folgenden Schauergrößen bestimmt:

- Der Ort des Schauerzentrums (englisch: „Core“), die Position, an der die Schauerachse die Ebene der Detektormatrix durchstößt.
- Die Schauerrichtung, dargestellt durch den Zenitwinkel θ und den Azimutwinkel ϕ .
- Die Cherenkov-Photonen-Dichte $\rho_\gamma(r)$ als Funktion des Abstands r vom Schauerzentrum, im folgenden mit „lateraler Abhängigkeit der Cherenkov-Photonen-Dichte“ bezeichnet. Die Größe $r = |\vec{r}|$ wird hier betragsmäßig berücksichtigt, da nur radialsymmetrische Funktionen behandelt werden.
- Die Elektronen- und Photonendichte $\rho_s(r)$ als Funktion des Abstands r vom Schauerzentrum, im folgenden mit „lateraler Abhängigkeit der Elektronen- und Photonendichte“ bezeichnet.

Die Größen werden mit den neu eingeführten Anpassungen, der globalen AIROBICC-Anpassung und der Likelihood-Anpassung der lateralen Elektronen- und Photonendichte, gewonnen. Alle weiteren Schauergrößen werden dann aus ihnen abgeleitet.

Die Anpassung der Funktionen an die Meßwerte wird nach der Methode der kleinsten Quadrate [Leo92] beziehungsweise der Maximum-Likelihood-Methode [Pre92] ausgeführt. Bei der Minimalisierung der χ^2 - bzw. Likelihoodfunktionen wird der Levenberg-Marquardt-Algorithmus [Pre92] angewendet.

In den folgenden Abschnitten sollen kurz die verwendeten Funktionen und Verfahren dargestellt werden.

4.2.1 Die Anpassung der lateralen Abhängigkeit der Cherenkov-Photonen-Dichte

Die Ausführung der globalen AIROBICC-Anpassung benötigt einen guten Startwert für den Ort des Schauerzentrums, der in der Anpassung der lateralen Abhängigkeit der Cherenkov-Photonen-Dichte bestimmt wird.

Dabei wird an die in der Kalibration bestimmten Cherenkov-Photonen-Dichten der einzelnen AIROBICC-Stationen eine Funktion $f(r)$ mit den freien Parametern a_0 , a_1 und der Position des Schauerzentrums r_{core} nach Gleichung 4.5 zur Darstellung der lateralen Abhängigkeit $\rho_\gamma(r)$ angepaßt. Im Gegensatz zu den Anpassungen in [Pro97, MO00, Kor00] wird der Bereich für r , in dem die Anpassung durchgeführt wird, nicht eingeschränkt.

$$f(r) = e^{a_0 + a_1 \cdot r} \quad (4.5)$$

Die Größe $r = |\vec{r}(x, y, z)|$ ist der Abstand eines AIROBICC-Detektors senkrecht zur Schauerachse vom Schauerzentrum und hängt von den Koordinaten des Schauerzentrums $r_{core} = |\vec{r}_{core}(x_{core}, y_{core}, z_{core})|$ und der Schauerrichtung ab. Die Schauerrichtung wird vor der Anpassung näherungsweise über die Ankunftszeitverteilung bestimmt und geht als feste Größe in die Anpassung ein.

Mit dieser Anpassung kann der Ort des Schauerzentrums wesentlich genauer bestimmt werden als in einer Anpassung der lateralen Abhängigkeit der Elektronen- und Photonendichte mit den Daten der Szintillationszähler.

4.2.2 Die globale AIROBICC-Anpassung

Die Ankunftszeitverteilung der Cherenkov-Photonen und ihre gemessenen Teilchendichten werden in der globalen AIROBICC-Anpassung dazu benutzt, gleichzeitig die Position des Schauerzentrums, die Schauerrichtung und die Parameter der Funktion $g(r)$, die nach Gleichung 4.6 die laterale Abhängigkeit $\rho_\gamma(r)$ darstellt, zu bestimmen. Die Aufnahme des Terms $c_2 \cdot r^2$ in $g(r)$ gegenüber der einfachen Anpassungsfunktion nach Gleichung 4.5 resultiert in einer signifikanten Verbesserung der Anpassung im Bereich $r < 15$ m.

$$g(r) = \begin{cases} e^{c_0 + c_1 \cdot r + c_2 \cdot r^2} & : r < r_1 \\ e^{c_3 + c_4 \cdot r} & : r \geq r_1 \end{cases} \quad (4.6)$$

mit $r_1 = 50$ m und den Stetigkeitsbedingungen bei $r = r_1$:

$$\begin{aligned} c_2 &= \frac{(c_4 - c_1)}{2r_1} \\ c_3 &= c_0 - (c_4 - c_1) \cdot \frac{r_1}{2}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

In Abbildung 4.2 sind die Anpassungsbereiche der lateralen Abhängigkeit $\rho_\gamma(r)$ für die globale AIROBICC-Anpassung anhand der simulierten Ereignisse für ein Gamma der Energie 100 TeV dargestellt (siehe auch Tabelle 3.3 auf Seite 55). Für den Bereich $r > r_1$ wird die laterale Abhängigkeit $\rho_\gamma(r)$ durch eine lineare Exponentialfunktion gut parametrisiert. Der Bereich $r < r_1$ wird dagegen durch eine quadratische Exponentialfunktion besser beschrieben.

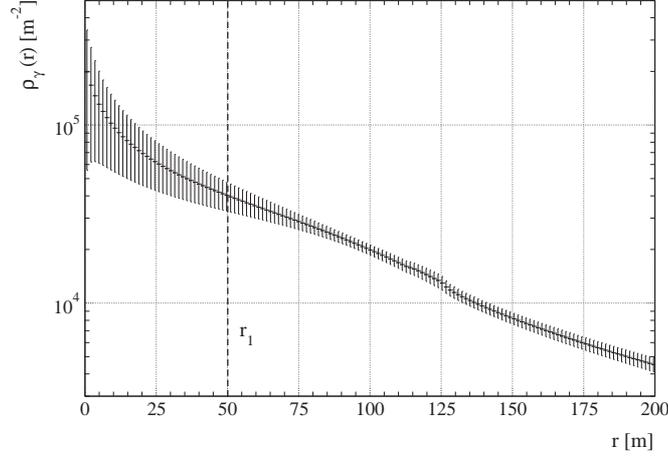


Abbildung 4.2: Anpassungsbereiche der lateralen Abhängigkeit $\rho_\gamma(r)$ der Cherenkov-Photonendichte für die globale AIROBICC-Anpassung. Dargestellt ist der Mittelwert von $\rho_\gamma(r)$ von 900 simulierten Ereignissen für ein Gamma der Energie 100 TeV mit der Streuung der Einzelwerte als Fehler (siehe auch Tabelle 3.3 auf Seite 55). Der Knick in der Verteilung bei $r = 125$ m (englisch: „hump“) wird durch die Abhängigkeit des Brechungsindex und deshalb auch des Cherenkov-Winkels vom Luftdruck, der mit der atmosphärischen Höhe variiert, hervorgerufen. Für die Beobachtungshöhe des HEGRA-Experiments von 2 200 m wird dadurch Cherenkov-Licht aus Höhen von 15-25 km im Bereich von $r = 120$ -130 m angereichert.

Für die Schauerfront, die durch die Ankunftszeitverteilung der Cherenkov-Photonen definiert ist, wird eine Konusform angenommen, deren Konusöffnungswinkel α als freier Parameter in die Anpassung eingeht.

In der Anpassung werden die Schauerrichtung und der Konusöffnungswinkel hauptsächlich aus den Zeitinformationen gewonnen, die Position des Schauerzentrums dagegen aus der lateralen Abhängigkeit $\rho_\gamma(r)$.

Durch die gleichzeitige Anpassung der Zeit- und Amplitudeninformationen verbessert sich die Bestimmung der Position des Schauerzentrums wesentlich gegenüber früheren Rekonstruktionsmethoden. Der mittlere Fehler $\overline{\Delta x_{core}}$ der Position des Schauerzentrums in Richtung der x-Achse verringert sich zum Beispiel in der globalen AIROBICC-Anpassung ohne Standardschnitte zu $\overline{\Delta x_{core}} = 8.9$ m gegenüber $\overline{\Delta x_{core}} = 14.8$ m aus der bisherigen Anpassung der lateralen Abhängigkeit der Cherenkov-Photonendichte in [MO00] (siehe Abbildung 4.3). Nach Anwendung der Standardschnitte ergeben sich $\overline{\Delta x_{core}} = 4.1$ m für die globale AIROBICC-Anpassung und $\overline{\Delta x_{core}} = 7$ m für die bisherige Anpassung.

Die Güte der Anpassung an die Ankunftszeitverteilung läßt sich über den Pull-Wert der Anpassung überprüfen. Der Pull-Wert ergibt sich aus der χ^2 -Funktion nach Gleichung 4.8 und gibt an, inwieweit der Meßpunkt y_i mit dem Fehler σ_i verschoben werden müßte, um mit dem Wert der Anpassung $f(x_i; c_j)$ mit den freien Parametern c_j übereinzustimmen.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\underbrace{\frac{y_i - f(x_i; c_j)}{\sigma_i}}_{\text{Pull-Wert}} \right)^2 \quad (4.8)$$

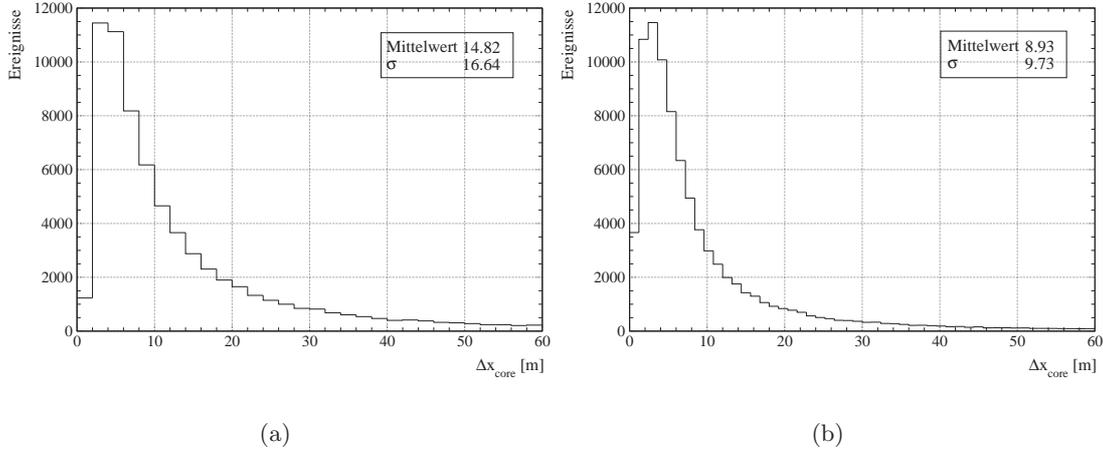


Abbildung 4.3: Verbesserung der Fehlerverteilung der Position des Schauerzentrums durch die globale AIROBICC-Anpassung. Dargestellt sind die Verteilungen des Fehlers der Position des Schauerzentrums in Richtung der x -Achse für: (a) bisherige Anpassung nach [MO00] und (b) die globale AIROBICC-Anpassung. Deutlich zu erkennen ist die Verringerung des Mittelwerts und der Standardabweichung bei der globalen AIROBICC-Anpassung.

Der Pull-Wert sollte im Fall einer idealen Anpassung, d.h. bei Anwendung einer idealen Anpassungsfunktion $f(x_i; c_j)$ und bei Verwendung realistischer Fehler σ_i , eine symmetrische Verteilung um den Nullpunkt mit einer Standardabweichung von $\sigma = 1$ aufweisen. Abbildung 4.4 zeigt die mittleren Pull-Werte in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum für die Anpassung der Ankunftszeitverteilung durch die globale AIROBICC-Anpassung gegenüber der bisherigen Anpassung auf. Deutlich erkennbar ist eine Verbesserung der mittleren Pull-Werte in der globalen AIROBICC-Anpassung, woraus sich folgern läßt, daß die Durchführung der globalen AIROBICC-Anpassung deutlich bessere Anpassungsergebnisse als die bisherige Methode liefert.

Durch die globale AIROBICC-Anpassung wird gleichzeitig die mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert der in der Anpassung bestimmten Konusöffnungswinkelverteilung von $\sigma = 0.0162$ rad (0.93°) auf $\sigma = 0.01170$ rad (0.67°) verringert, siehe Abbildung 4.5. Der wesentliche Beitrag zur Streuung von $\sigma = 0.01170$ rad stammt von der echten Streuung von α in den beobachteten Schauern und zu einem kleinen Teil von experimentellen Meßfehlern.

Die Bestimmung der Schauerrichtung verbessert sich dagegen aufgrund einer effizienteren Unterdrückung schlecht rekonstruierter Schauer durch die globale AIROBICC-Anpassung nur geringfügig.

Aus den mit der Anpassung bestimmten Parametern der Funktion $g(r)$ nach Gleichung 4.6 werden die folgenden Größen abgeleitet, die in der späteren Analyse benutzt werden:

L_{90} : Dichte der Cherenkov-Photonen im Abstand von 90 m zur Schauerachse ($r = 90$ m) mit der Einheit [Anzahl Photonen/m²].

R_L : Lichtradius, $R_L = -1/c_4$ [m]

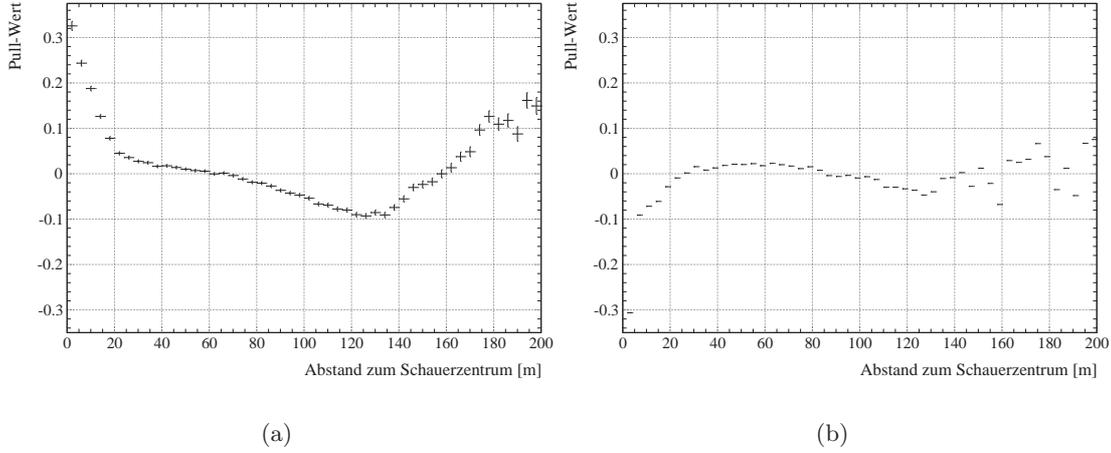


Abbildung 4.4: Die mittleren Pull-Werte in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum für die Anpassung der Ankunftszeitverteilung der Cherenkov-Photonen in den AIROBICC-Detektoren. Dargestellt ist in (a) die bisherige Anpassungsmethode und in (b) die globale AIROBICC-Anpassung.

4.2.3 Die Likelihood-Anpassung der lateralen Abhängigkeit der Elektronen- und Photonendichte

Die laterale Abhängigkeit $\rho_s(r)$ der Elektronen- und Photonendichte wird durch eine Likelihood-Anpassung [Pre92] der Funktion $h(r)$ nach Gleichung 4.9 an die kalibrierten Teilchendichten der Szintillationszähler dargestellt:

$$h(r) = e^{b_0 + b_1 \cdot r + b_2 \cdot r^2} . \quad (4.9)$$

Die Szintillationszähler registrieren nur sehr kleine Teilchenzahlen, die einer Poisson-Statistik folgen und deren Fehler nicht normalverteilt sind. Aus diesem Grund ist es ratsam, anstelle der Methode der kleinsten Quadrate, die normalverteilte Fehler voraussetzt, die Maximum-Likelihood-Abschätzung [Pre92] für die Anpassung heranzuziehen. Anpassungen nach der Methode der kleinsten Quadrate gelten als Spezialfall der Maximum-Likelihood-Abschätzung.

Die Likelihood-Funktion wird daher unter Annahme einer Poisson-Statistik berechnet und die Qualität der Anpassung durch Berechnung eines χ^2 -Werts abgeschätzt. Aufgrund der schlechten Definition der Position des Schauerzentrums durch die laterale Abhängigkeit $\rho_s(r)$ wird die durch die globale AIROBICC-Anpassung bestimmte Position des Schauerzentrums als fester Parameter in dieser Anpassung benutzt.

Es stellt sich heraus, daß die verwendete Funktion $h(r)$ bessere Anpassungen als die NKG-Funktion nach Gleichung 1.23 auf Seite 31 liefert, die in fast allen anderen Arbeiten zur Darstellung der lateralen Abhängigkeit $\rho_s(r)$ verwendet wird. Der Gebrauch einer anderen Funktion als der NKG-Funktion ist auch deshalb berechtigt, weil die NKG-Funktion für elektromagnetische Schauer entwickelt wurde und nur näherungsweise hadronische Schauer beschreiben kann. Außerdem ist der Einfluß der Bleikonverterplatten der Szintillationszähler nicht in der NKG-Funktion berücksichtigt.

Die Schauerrichtung, die anhand der Ankunftszeitverteilung in den Szintillationszählern

gewonnen wird, ist um eine Größenordnung schlechter bestimmt als die aus der globalen AIROBICC-Anpassung. Sie wird deshalb nicht in der Analyse verwendet.

Mit den aus der Anpassung bestimmten Parametern für die Funktion $h(r)$ wird die folgende Größe für die spätere Analyse abgeleitet:

N_s : Gesamtzahl der sekundären Elektronen und Photonen auf Detektorniveau.

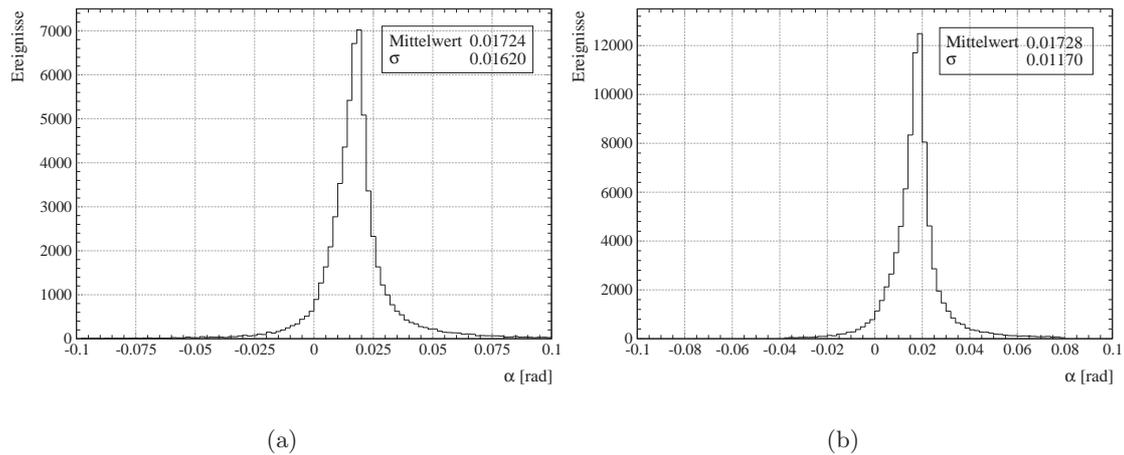


Abbildung 4.5: Verbesserung der Genauigkeit bei der Bestimmung des Konusöffnungswinkels α durch die globale AIROBICC-Anpassung. Dargestellt sind in (a) die Ergebnisse der bisherigen Anpassung aus [MO00] und (b) die Ergebnisse der globalen AIROBICC-Anpassung. Negative Werte des Konusöffnungswinkels sind durch Meßfehler bzw. Fluktuationen aufgrund geringer Datenstatistik bedingt.

Kapitel 5

Vergleich der experimentellen Daten mit der Simulation

Wie bereits in Kapitel 3 bei der Schauer- und Detektorsimulation erwähnt, werden die wesentlichen Größen wie Energieschwelle, Energie- und Winkelauflösung über die Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Die Monte-Carlo-Simulation wird auch zum Auffinden von Unterschieden zwischen photon- und hadroninduzierten Luftschauern und zur Entwicklung der Analysemethoden herangezogen. Aus diesen Gründen ist es erforderlich, einen Vergleich der experimentellen Daten mit der Simulation durchzuführen, um zu überprüfen, ob die Simulation die experimentellen Daten in ausreichender Weise beschreiben kann. Dazu werden die Verteilungen der rekonstruierten Schauergrößen nach Kalibration und Anwendung der Standardschnitte mit den jeweiligen Verteilungen der Schauergrößen, die man aus der Simulation erhält, verglichen.

In den folgenden Abschnitten sollen deshalb zuerst die Standardschnitte definiert und ihre Auswirkungen auf die Simulation und die experimentellen Daten untersucht werden. Dann muß sichergestellt werden, daß die absolute Kalibration in den Größen L_{90} und N_s gerechtfertigt ist. Anschließend kann eine Aussage über die Übereinstimmung der Daten mit der Simulation getroffen werden.

Wesentlichen Einfluß auf die Resultate der Unterdrückung des hadronischen Untergrunds, und somit auf die Resultate der Analyse selber, hat dabei die Anpassung der Fehler in der Monte-Carlo-Simulation, die für die AIROBICC-Detektoren zuvor deutlich unterschätzt worden waren.

Der hier vorgestellte Monte-Carlo-Daten-Vergleich ist in dieser Ausführlichkeit, vor allem im Bereich der Energieschwelle der Detektormatrix, bisher in noch keiner Arbeit für die HEGRA-Detektormatrix durchgeführt worden.

5.1 Anpassung der Fehler in der Monte-Carlo-Simulation

Vergleicht man die Schwankungen der Ankunftszeiten und Amplituden zwischen der Monte-Carlo-Simulation und den Daten, so ergibt sich für die Szintillationszähler eine gute Übereinstimmung. Für die AIROBICC-Detektoren zeigt sich jedoch, daß die Schwankungen signifikant kleiner in den simulierten Daten als in den experimentellen sind (Faktor 1.8). Die Unterschiede lassen sich nur durch eine unzureichende Simulation der AIROBICC-Detektoren und des Nachthimmeluntergrunds erklären.

Es zeigt sich, daß der Nachthimmeluntergrund in der AIROBICC-Detektorsimulation als zu niedrig angenommen und eine zeitliche Variabilität, hervorgerufen z.B. durch die Kulmination der Milchstraße, vernachlässigt worden ist. Zusätzlich führen subtile Effekte in der Elektronikette bei der Umwandlung von Cherenkov-Photonen in elektronische Signale und geringe Unterschiede in den Eigenschaften der einzelnen Detektoren zu Schwankungen, die in der idealisierten Simulation, die für jeden Detektor gleich ausgeführt wird, nicht betrachtet werden.

Anstatt die Simulation mit einer neuen Detektorsimulation der AIROBICC-Detektoren, die einen realistischeren Nachthimmeluntergrund und eine verfeinerte Modellierung der gesamten Elektronikette enthält, zu wiederholen, werden die Ankunftszeiten und Amplituden der simulierten AIROBICC-Detektoren gaußförmig verschmiert, so daß die resultierenden Schwankungen mit denen der experimentellen Daten übereinstimmen. Dadurch werden die mittleren quadratischen Abweichungen der Cherenkov-Photonen-Dichte und der Ankunftszeiten der Cherenkov-Photonen im Mittel um einen Faktor 1.8 erhöht.

5.2 Definition der Standardschnitte

In der Analyse sollen nur Ereignisse mit einer hohen Datenqualität, d.h. Ereignisse, die unter guten Beobachtungsbedingungen aufgezeichnet worden sind und gut rekonstruiert werden können, berücksichtigt werden. Außerdem soll sich der Energiebereich der Ereignisse bis zu möglichst kleinen Energien erstrecken, um von dem mit fallender Energie stark ansteigenden Teilchenfluß zu profitieren.

Jedes Ereignis wird deshalb gewissen Auswahlkriterien, den sogenannten Standardschnitten, unterworfen, mit denen die oben genannten Bedingungen erfüllt werden können. Die Standardschnitte werden in gleicher Weise sowohl auf die simulierten als auch auf die experimentellen Daten angewendet.

Im folgenden wird die Definition der Standardschnitte vorgestellt. Für die Darstellung und einen Vergleich der Verteilungen von Simulation und experimentellen Daten siehe Abbildungen 5.4 und 5.5 auf den Seiten 77 und 78.

5.2.1 Selektion guter Datensätze

Vor der Rekonstruktion werden bereits Datensätze nach Auswertung der Logbücher der Datennahme verworfen, bei denen schlechte atmosphärische Bedingungen, z.B. sehr hohe Luftfeuchtigkeit und Wolken, oder ein schlechter Zustand des Experiments, wie z.B. Fehler in der Datennahme, defekte Elektronikmodule, usw., vorlagen. Es werden außerdem nur Datensätze berücksichtigt, bei denen die AIROBICC-Matrix eingeschaltet war und zuverlässig gearbeitet hat.

5.2.2 Auswahlkriterien für gut rekonstruierte Luftschauer

Als erstes werden zufällige Signale, die nicht durch einen Luftschauer hervorgerufen worden sind, über die folgende Trigger-Bedingung verworfen. Diese Bedingung wird nur auf die experimentellen Daten angewendet, da in den Monte-Carlo-Ereignissen per Definition nur Signale von Luftschauern simuliert werden:

- Trigger-Bedingung: Ereignisse, die keinen gültigen Trigger der kombinierten AIROBICC-Szintillationszähler-Matrix enthalten, werden verworfen.

Zusätzlich können nur Ereignisse betrachtet werden, die sich in einem Zenitwinkelbereich befinden, der durch die Simulation beschrieben werden kann. Ereignisse mit einem Zenitwinkel größer als 35° werden dabei verworfen:

- Rekonstruierter Zenitwinkel θ der Daten (Abbildung 5.3 auf Seite 75):

$$0^\circ \leq \theta < 35^\circ \text{ bzw. } 0.819 < \cos \theta \leq 1.0 .$$

Durch die zwei folgenden Kriterien wird sichergestellt, daß sowohl die globale AIROBICC-Anpassung als auch die Likelihood-Anpassung für jedes Ereignis erfolgreich durchgeführt werden konnte. Für die Unterscheidung zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern sind diese Kriterien zwingend notwendig, da die dazu verwendeten Größen N_s und L_{90} aus diesen Anpassungen abgeleitet werden. Der Nachteil hierbei ist aber, daß für eine erfolgreiche Durchführung der Likelihood-Anpassung gültige Daten der Szintillationszähler verlangt werden, wodurch bei niedrigen Energien nur Schauer mit großer Eindringtiefe X_{max} bzw. protoninduzierte Schauer stark bevorzugt werden.

Im Gegensatz zu den bisherigen Arbeiten [Pro97, Kor00, MO00] wird nicht der χ^2 -Wert oder der reduzierte χ^2 -Wert der Anpassung, das ist der χ^2 -Wert geteilt durch die Anzahl an Freiheitsgraden, sondern vielmehr die χ^2 -Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ als Auswahlkriterium herangezogen.

Die χ^2 -Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ wird durch Integration der χ^2 -Verteilung gewonnen und ist im Gegensatz zum χ^2 -Wert unabhängig von der Zahl der in der Anpassung verwendeten Freiheitsgrade.

Feste Schnitte in der χ^2 -Verteilung führen dazu, daß gewisse Freiheitsgrade bevorzugt und andere benachteiligt werden, insbesondere werden Ereignisse mit einer großen Anzahl von Freiheitsgraden verworfen, bei denen eigentlich eine Anpassung erfolgreich durchgeführt werden konnte.

Durch Verwendung der χ^2 -Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ als Auswahlkriterium kann deshalb die Anpassungsgüte besser abgeschätzt werden und man erhält mehr Ereignisse, die die Auswahlbedingungen erfüllen.

Ereignisse, die die folgenden Kriterien nicht erfüllen, werden verworfen:

- χ^2 -Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ der globalen AIROBICC-Anpassung (Abbildung 5.4(a)):

$$P(\chi^2) > 0.01 \text{ (1\%)} .$$

- χ^2 -Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ der Likelihood-Anpassung (Abbildung 5.4(b)):

$$P(\chi^2) > 0.05 \text{ (5\%)} .$$

Wenn die Anpassungen erfolgreich durchgeführt worden sind, muß noch sichergestellt werden, daß die Ereignisse gut rekonstruiert worden sind, d.h., daß die Schauerparameter mit ausreichender Genauigkeit bestimmt worden sind. Dazu müssen die Ereignisse die folgenden Bedingungen in den entsprechenden rekonstruierten Größen erfüllen:

- Fehler $\Delta\theta$ des Zenitwinkels aus der globalen AIROBICC-Anpassung (Abbildung 5.4(c)):

$$\Delta\theta < 0.4^\circ .$$

- Produkt von $\sin \theta$ und dem Fehler $\Delta \phi$ des Azimutwinkels aus der globalen AIROBICC-Anpassung (Abbildung 5.4(d)):

$$\sin \theta \cdot \Delta \phi < 0.4^\circ .$$

- Fehler Δx_{core} und Δy_{core} der Position des Schauerzentrums in Richtung der x- und y-Achse aus der globalen AIROBICC-Anpassung (Abbildung 5.4(e) und Abbildung 5.4(f)):

$$\Delta x_{core} < 15 \text{ m}, \quad \Delta y_{core} < 15 \text{ m} .$$

- Fehler $\Delta(-1/R_L)$ des Parameters $c_4 = -1/R_L$ der globalen AIROBICC-Anpassung (Abbildung 5.5(a)):

$$\Delta(-1/R_L) < 0.0075 \text{ m}^{-1} .$$

- Fehler $\Delta \ln L_{90}$ der Größe $\ln L_{90}$, abgeleitet aus der globalen AIROBICC-Anpassung (Abbildung 5.5(b)):

$$\Delta \ln L_{90} < 0.3 .$$

- Fehler $\Delta \log_{10} N_s$ der Größe $\log_{10} N_s$, abgeleitet aus der Likelihood-Anpassung (Abbildung 5.5(c)):

$$\Delta \log_{10} N_s < 0.4 .$$

- Fehler $\Delta \ln L_{0-30}$ des natürlichen Logarithmus der von 0-30 m integrierten Lichtmenge L_{0-30} aus der globalen AIROBICC-Anpassung (Abbildung 5.5(d)):

$$\Delta \ln L_{0-30} < 0.3 .$$

- Parameter $c_4 = -1/R_L$ der globalen AIROBICC-Anpassung (Abbildung 5.5(e)):

$$-0.03 \text{ m}^{-1} < -1/R_L < 0.01 \text{ m}^{-1} .$$

- Distanz der Position des Schauerzentrums zur Randbegrenzung der kombinierten Matrix aller Detektoren (Abbildung 5.5(f)), negative Werte bezeichnen eine Position außerhalb der Matrix, positive innerhalb:

$$-60 \text{ m} < \text{Distanz} .$$

In vorhergehenden Analysen [Pro97] wurden nur Schauer betrachtet, deren Schauerzentrum innerhalb der kombinierten Detektormatrix lag (Distanz > 5 m), da die Fehler der Position des Schauerzentrums außerhalb dieser Matrix sehr groß waren. Durch die verbesserte Rekonstruktion können jetzt auch Ereignisse, deren Schauerzentrum bis zu 60 m außerhalb der Matrix liegt, in der Analyse berücksichtigt werden. Dadurch wird eine wesentlich höhere Anzahl an gültigen Ereignissen für die Analyse erzielt.

5.2.3 Einführung des Schnitts im hohen Energiebereich

Da in der Monte-Carlo-Simulation für alle Primärteilchen eine obere Energieschranke von 1 000 TeV gewählt wurde, muß ein Energieschnitt im hohen Energiebereich an die experimentellen Daten angebracht werden, um eine Übereinstimmung bezüglich der Energieverteilung zwischen den experimentellen Daten und der Simulation herzustellen. Als Schnittvariable wird die Größe L_{90} gewählt, die ein gutes Maß für die Energie des Primärteilchens ist. Bei der Wahl der oberen Grenze von L_{90} , ab der die Ereignisse verworfen werden sollen, muß aber folgender Aspekt berücksichtigt werden.

Betrachtet man die laterale Abhängigkeit $\rho_\gamma(r)$ der Cherenkov-Photonen-Dichte, aus der auch die Größe L_{90} abgeleitet wird, für photon- und hadroninduzierte Schauer gleicher Energie, so kann man im Mittel einen signifikanten Unterschied zwischen beiden Abhängigkeiten feststellen, siehe Abbildung 5.1(a). Dagegen sind die $\rho_\gamma(r)$ für photoninduzierte Schauer der Energie 50 TeV und protoninduzierte Schauer der Energie 100 TeV in Abbildung 5.1(b) im Mittel nicht unterscheidbar.

Allgemein zeigt sich, daß ein photoninduzierter Schauer der Energie E_γ sich bezüglich der lateralen Abhängigkeit $\rho_\gamma(r)$ der Cherenkov-Photonen-Dichte einem protoninduzierten Schauer der Energie $\approx 2E_\gamma$ und einem eiseninduzierten Schauer der Energie $\approx 3E_\gamma$ ähnelt.

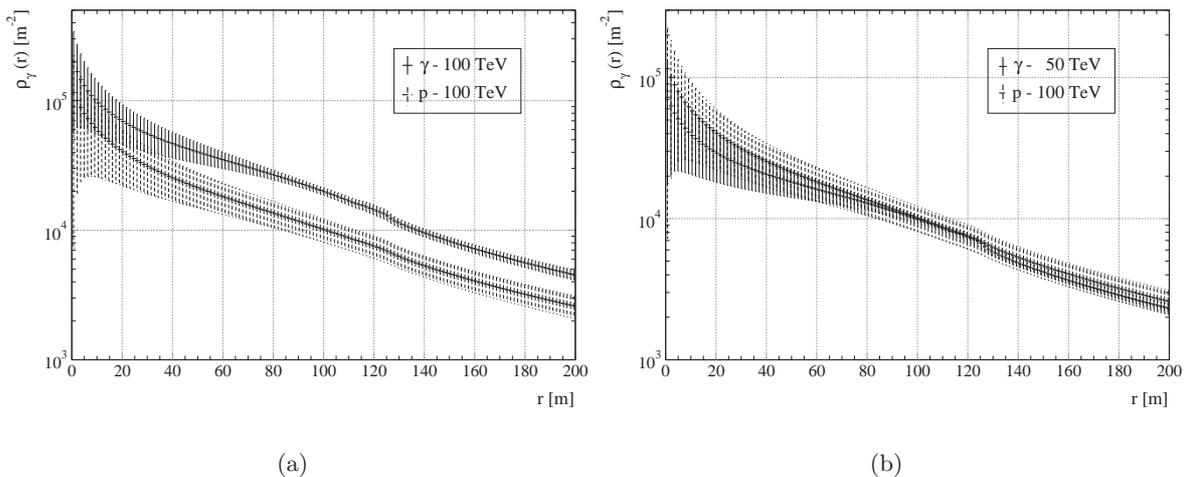


Abbildung 5.1: Vergleich der lateralen Abhängigkeit $\rho_\gamma(r)$ für photon- und protoninduzierte Schauer der Simulation. Aufgetragen sind in die Mittelwerte der Ereignisse der Simulation nach Tabelle 3.3 auf Seite 55 und als Fehler die Streuung der Einzelwerte.

Deshalb wird der folgende Schnitt in der Größe L_{90} in Abhängigkeit vom Zenitwinkel θ sowohl auf die experimentellen als auch auf die simulierten Ereignisse angebracht, durch den photoninduzierte Schauer mit einer Energie über ≈ 320 TeV, protoninduzierte Schauer über ≈ 640 TeV und eiseninduzierte Schauer über $\approx 1\,000$ TeV verworfen werden:

$$\ln L_{90} < 11.0 + 0.45 \cdot \frac{\cos \theta - \cos 30^\circ}{\cos 10^\circ - \cos 30^\circ} .$$

5.2.4 Auswirkungen der Standardschnitte

Werden die Standardschnitte auf die simulierten Ereignisse angewendet, so ergibt sich für die rekonstruierten Photonenschauer ein Energiebereich von $20 \text{ TeV} < E_\gamma < 100 \text{ TeV}$ für ein 10 % bzw. 90 % Quantil. Die mittlere Energie \bar{E}_γ der Photonenschauer beträgt $\bar{E}_\gamma = 53 \text{ TeV}$. Für hadronische Schauer erhält man für das 10 % bzw. 90 % Quantil einen Energiebereich von $40 \text{ TeV} < E_h < 210 \text{ TeV}$ mit einer mittleren Energie \bar{E}_H von $\bar{E}_H = 110 \text{ TeV}$.

Das Verhältnis N_γ/N_H der Anzahl N_γ rekonstruierter Photonenschauer zu der Anzahl N_H rekonstruierter Hadronenschauer wird durch die Standardschnitte zu $N_\gamma/N_H = 1/346$ bestimmt. Gegenüber dem in der Simulation angenommenen Flußverhältnis von 1/1 000 von Photonen zu Hadronen bei 1 TeV (siehe Tabelle 3.4 auf Seite 55) erhält man durch den L_{90} -Schnitt und die Tatsache, daß hadronische Schauer, also vorwiegend Protonen, bei gegebenem L_{90} -Wert eine doppelt so hohe Energie wie photoninduzierte Schauer besitzen, eine Unterdrückung von Protonenschauern um den Faktor $2^{1.7} \approx 3$.

Da die Standardschnitte restriktiver als die experimentelle Triggerbedingung gefaßt sind, ist eine Simulation der Trigger in der Detektorsimulation bei Anwendung der Standardschnitte nicht notwendig, näheres dazu siehe auch Abschnitt 6.3.

Betrachtet man den Datensatz für die Analyse (siehe Kapitel 8), so erfüllen ca. 56 % der Ereignisse die Bedingung für eine erfolgreiche globale AIROBICC-Anpassung, jedoch nur noch 36 % die Bedingung für eine erfolgreiche Likelihood-Anpassung. Durch die Auswahlkriterien für gut rekonstruierte Schauer wird die Ereignismenge schließlich auf 12 % der ursprünglichen Datenmenge reduziert. Die starke Abnahme in der Anzahl von Ereignissen erklärt sich durch die großen experimentellen Fehler der Schauer, die sich nahe an der Energieschwelle der Detektormatrix befinden.

5.3 Vergleich der Verteilungen von experimentellen Daten und Simulation

Vergleicht man nach Anwendung der Kalibration und der Standardschnitte die Verteilungen der Größen L_{90} (Abbildung 5.2(a)) und N_s (Abbildung 5.2(b)) der Simulation und der ausgewählten Daten der Analyse, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Lediglich für den

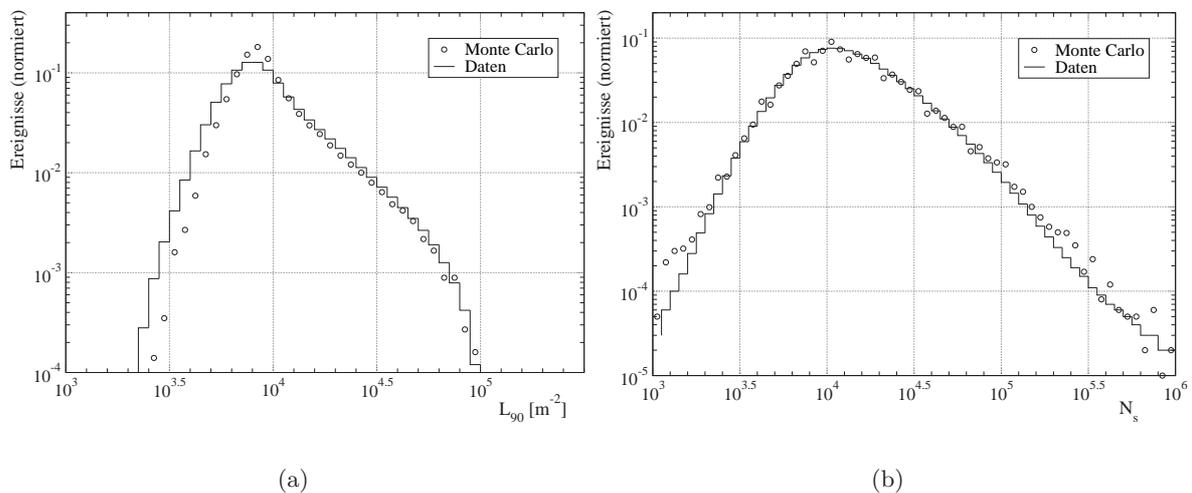


Abbildung 5.2: Vergleich Simulation-experimentelle Daten der absolut kalibrierten Größen L_{90} und N_s .

Bereich von $L_{90} < 10^4 \text{ m}^{-2}$ ist eine deutliche Differenz zu beobachten. Der Nachthimmeluntergrund, der in diesen Bereich eingeht, ist in der Simulation zu niedrig angenommen und seine Zeitabhängigkeit (z.B. Kulmination der Milchstraße) vernachlässigt worden.

Abbildung 5.3 zeigt die $\cos \theta$ -Verteilungen der gewichteten simulierten Ereignisse und der experimentellen Daten für die in Tabelle 3.5 auf Seite 56 angegebenen $\cos \theta$ -Bereiche. Auch hier ist eine gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und den experimentellen Daten zu erkennen. Daraus läßt sich schließen, daß die Zenitwinkelabhängigkeit der Schauerentwicklung und der Rekonstruktionseffizienz sowie anderer Eigenschaften der Daten durch die Simulation gut wiedergegeben wird.

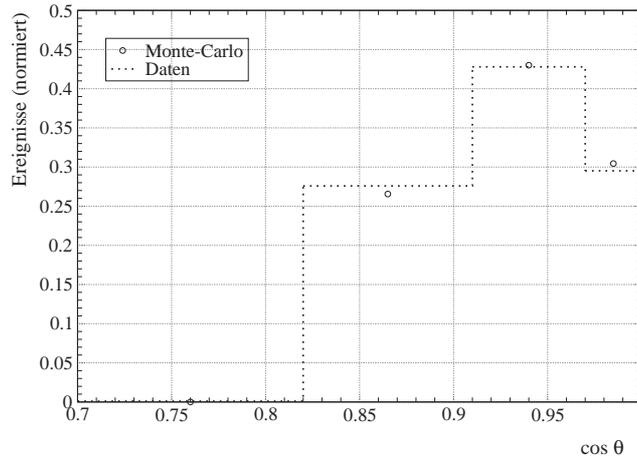


Abbildung 5.3: Vergleich der $\cos \theta$ -Verteilungen der experimentellen Daten und der Simulation. Dargestellt ist die normierte Anzahl an Ereignissen für die $\cos \theta$ -Bereiche nach Tabelle 3.5 auf Seite 56.

In Abbildungen 5.4 und 5.5 auf den Seiten 77 und 78 ist der Vergleich der Verteilungen der in den Standardschnitten verwendeten Größen (s.o.) zwischen den experimentellen Daten und der Simulation dargestellt. Der Vergleich zeigt, daß eine weitestgehende Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und der Simulation vorliegt. Die geringfügigen Unterschiede in den Verteilungen von $\Delta \ln L_{90}$ (Abbildung 5.5(b)) und $\Delta \ln L_{0-30}$ (Abbildung 5.5(d)) lassen sich durch die mangelhafte Berücksichtigung des Nachthimmeluntergrunds in der Simulation erklären. Die Abweichungen in der Verteilung des Distanz-Parameters in Abbildung 5.5(f) sind im wesentlichen durch die unterschiedliche Ausrichtung des Koordinatensystems der simulierten und realen Detektormatrix bestimmt.

5.4 Überprüfung der absoluten Kalibration

Die einzige Möglichkeit zur Überprüfung der absoluten Kalibration der Größen N_s (siehe Abschnitt 4.1.3) und L_{90} (siehe Abschnitt 4.1.4) besteht darin, die Gesamtzahl von Schauern der experimentellen Daten und der Simulation zu vergleichen. Bei einer erfolgreich durchgeführten absoluten Kalibration sollte die Gesamtzahl von Schauern der experimentellen Daten mit der erwarteten Anzahl aus der Simulation übereinstimmen. Die erwartete Anzahl der simulierten Schauer ergibt sich dabei über die effektive Meßzeit aus Abschnitt 6.7 und den Gesamtfluß der Kosmischen Strahlung.

Für einen kleinen Teil des gesamten Datensatzes zeigt sich eine Übereinstimmung in der Gesamtzahl von Schauern innerhalb einer Ungenauigkeit von 7%. Daraus läßt sich folgern,

daß eine gute Konsistenz zwischen der Simulation und den experimentellen Daten vorliegt und die absolute Kalibration erfolgreich ist. Eine Mißkalibration der Größe N_s um nur 10 % würde zum Beispiel eine Diskrepanz von 17.6 % in der Gesamtzahl von Schauern zwischen der Simulation und den experimentellen Daten zur Folge haben.

Weiterhin zeigt sich, daß sich nach dem Aufeinanderschieben der Mittelwerte der Verteilungen zur absoluten Kalibration auch eine gute Übereinstimmung in der Form der Verteilungen ergibt (siehe Abbildungen 5.2(a) und 5.2(b)). Die Abweichungen von der Form in 5.2(a) sind dabei durch die Simulation des Nachthimmeluntergrunds bedingt (s.o.).

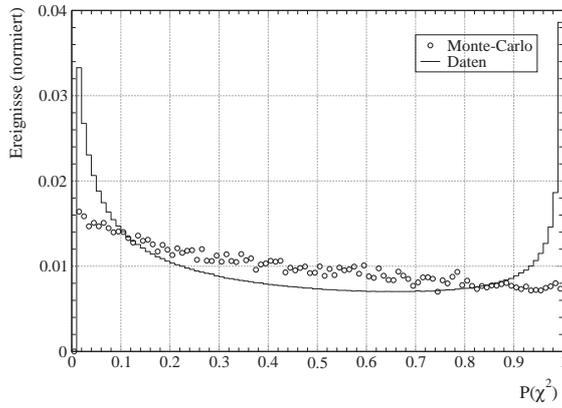
Die Kalibrationsgröße f_{N_s} der absoluten Kalibration von N_s ist für den Datensatz der Analyse nahezu konstant mit einer mittleren quadratischen Abweichung von 8 %. Die Kalibrationsgrößen $f_{L_{90}}(1/R_L)$ der absoluten Kalibration von L_{90} sollten aufgrund der Absorption von Cherenkov-Photonen mit abnehmender Eindringtiefe X_{max} , und somit wegen der positiven Korrelation von $1/R_L$ und X_{max} [Arq96] auch mit abnehmendem $1/R_L$, größer werden, was auch tatsächlich beobachtet wird. Gleichzeitig stimmen auch die Verteilungen der Größe $-1/R_L$, in deren Intervallen die Kalibration ausgeführt wird, für Simulation und experimentelle Daten überein (siehe Abbildung 5.5(e)). Die Kalibrationsgrößen $f_{L_{90}}(1/R_L)$ sind ebenfalls für den Datensatz der Analyse mit einer mittleren quadratischen Abweichung von 8 % konstant.

5.5 Bewertung der Simulation

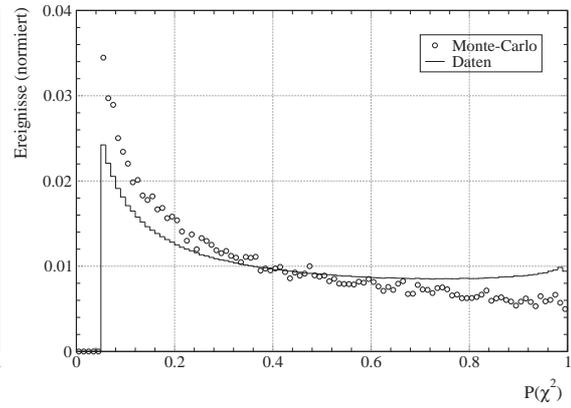
Aus den vorgestellten Vergleichen der wichtigsten Schauergrößen (weitere Vergleiche auch in den folgenden Kapiteln) und der Überprüfung der absoluten Kalibration läßt sich erkennen, daß trotz der unvollständigen Simulation eine ausreichende Beschreibung der experimentellen Daten und im Vergleich zu früheren Analysen eine wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen der Simulation und den experimentellen Daten erzielt wird. Die Simulation kann deshalb herangezogen werden, um Aussagen über Größen der Detektormatrix, wie Energieschwelle, Energie- und Winkelauflösung, leisten zu können und mit ihr die Verfahren zur Unterdrückung des hadronischen Untergrunds zu bestimmen.

Erstrebenswert für zukünftige Analysen wäre eine verbesserte vollständige Simulation mit genaueren Wechselwirkungsmodellen und einer detaillierten Simulation der Einzeldetektoren, die aufgrund des hohen Zeitaufwands in dieser Arbeit nicht noch einmal durchgeführt werden konnte.

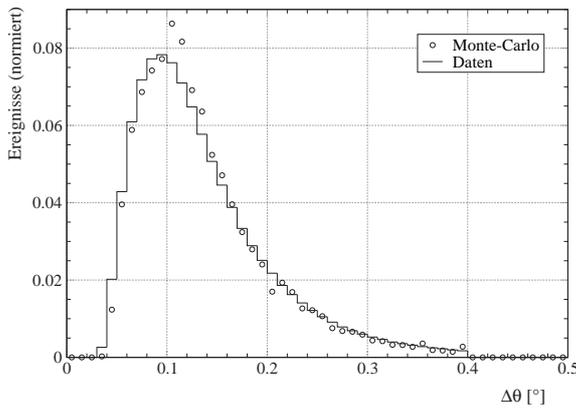
Durch die stetig steigende Rechenleistung moderner Rechensysteme könnte in absehbarer Zukunft die Statistik an simulierten Ereignissen auch so erhöht werden, daß für die Anzahl an experimentellen Ereignissen mindestens die gleiche Anzahl an simulierten Ereignissen vorliegt. Dadurch ließen sich noch bessere Ergebnisse bei der Übereinstimmung zwischen der Simulation und den experimentellen Daten erzielen, wodurch Studien der Unterscheidungsmöglichkeit photon- und hadroninduzierter Schauer, und somit auch die Analyse selbst, genauere Resultate liefern könnten.



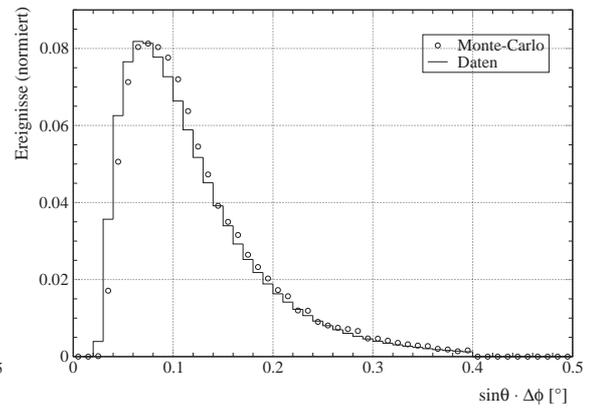
(a) χ^2 -Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ der globalen AIROBICC-Anpassung.



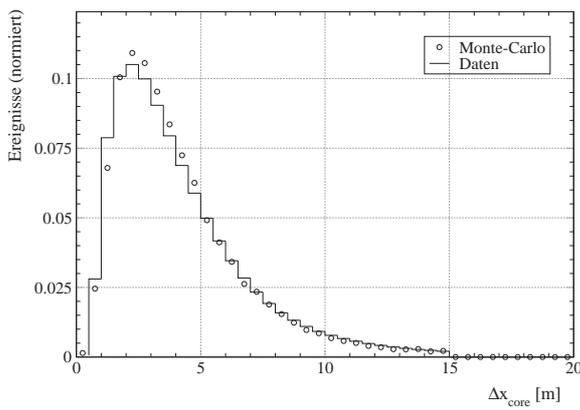
(b) χ^2 -Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ der Likelihood-Anpassung.



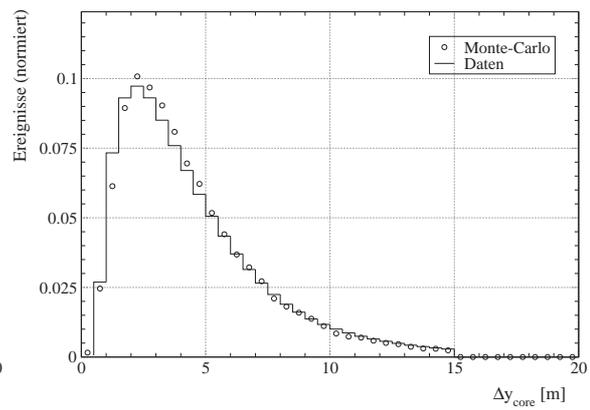
(c) Fehler $\Delta\theta$ des Zenitwinkels.



(d) $\sin\theta \cdot \Delta\phi$.

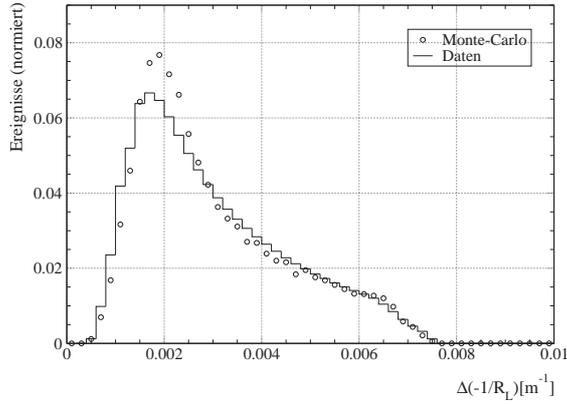


(e) Fehler Δx_{core} der Position des Schauerzentrums in x-Richtung.

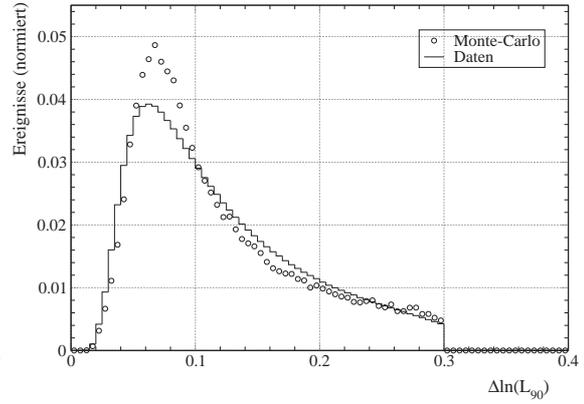


(f) Fehler Δy_{core} der Position des Schauerzentrums in y-Richtung.

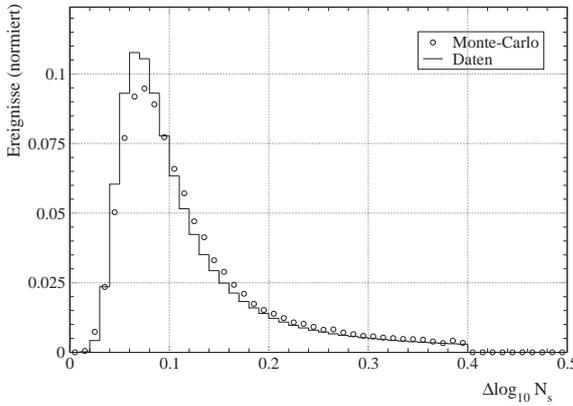
Abbildung 5.4: Darstellung und Vergleich Simulation-experimentelle Daten der in den Standardschnitten verwendeten Größen - Teil 1. Erläuterungen siehe Text.



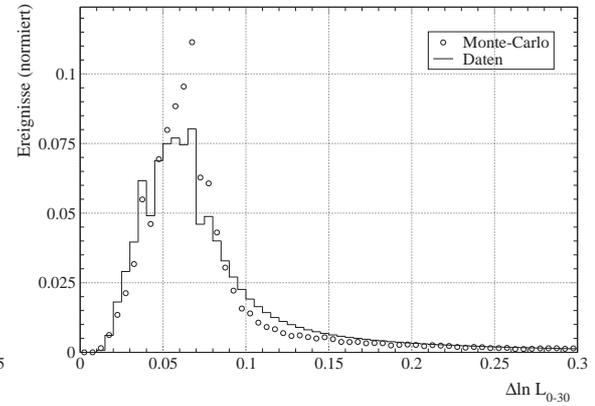
(a) Fehler $\Delta(-1/R_L)$.



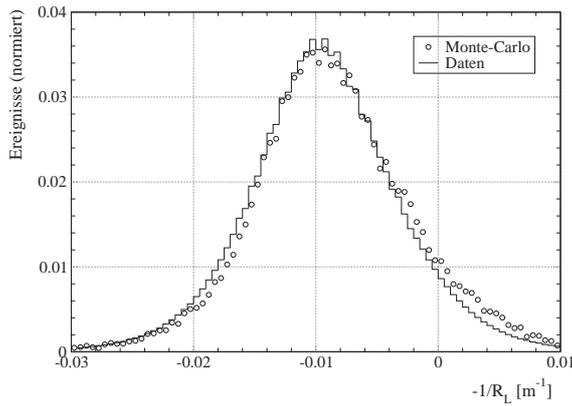
(b) Fehler $\Delta \ln L_{90}$.



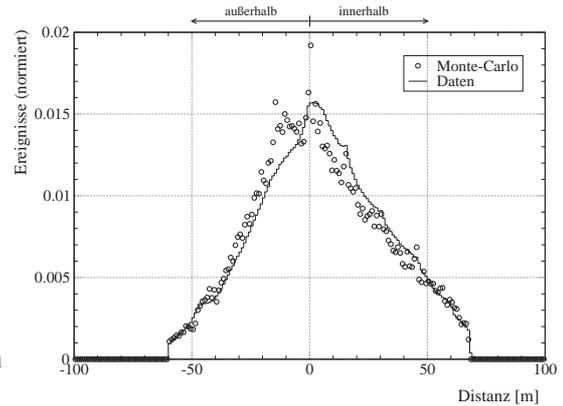
(c) Fehler $\Delta \log_{10} N_s$.



(d) Fehler $\Delta \ln L_{0-30}$.



(e) Parameter $c_4 = -1/R_L$ der globalen AIROBICC-Anpassung.



(f) Distanz der Position des Schauerzentrums zur Randbegrenzung der kombinierten Matrix aller Detektoren.

Abbildung 5.5: Darstellung und Vergleich Simulation-experimentelle Daten der in den Standardschnitten verwendeten Größen - Teil 2. Erläuterungen siehe Text.

Kapitel 6

Bestimmung der Eigenschaften der Detektormatrix

Der Vergleich der experimentellen Daten mit der Simulation hat gezeigt, daß eine ausreichend gute Beschreibung der experimentellen Daten durch die Simulation gegeben ist. Damit ist die Bestimmung der Eigenschaften der HEGRA-Detektormatrix anhand der simulierten Ereignisse gerechtfertigt.

In diesem Kapitel sollen kurz die wichtigsten Eigenschaften, wie Winkelauflösung, die Genauigkeit bei der Bestimmung der Position des Schauerzentrums, die Genauigkeit der Energieskala und die Energieschwellen vorgestellt werden.

Aus der Rekonstruktion des in der Analyse verwendeten Datensatzes (siehe auch Kapitel 8) erhält man durch Anwendung der Standardschnitte bereits die folgenden Eigenschaften der wichtigsten Schauergrößen:

- Mittlerer Zenitwinkel $\bar{\theta} = 20^\circ$ mit einem mittleren Fehler $\overline{\Delta\theta} \approx \overline{\sin\theta} \cdot \overline{\Delta\phi} = 0.12^\circ$.
- Mittlerer Wert der Größe L_{90} [m^{-2}], angegeben in Einheiten des natürlichen Logarithmus, $\overline{\ln L_{90}} = 9.16$ mit einem mittleren Fehler $\overline{\Delta \ln L_{90}} = 0.12$.
- Mittlerer Fehler des Parameters $c_4 = -1/R_L$ der globalen AIROBICC-Anpassung $\overline{\Delta(-1/R_L)} = 0.003 \text{ m}^{-1}$.
- Mittlerer Wert der Größe $\overline{\log_{10} N_s} = 4.12$ mit einem mittleren Fehler $\overline{\Delta \log_{10} N_s} = 0.12$.
- Mittlerer Fehler der Position des Schauerzentrums in x-Richtung $\overline{\Delta x_{core}} = 4.1 \text{ m}$ und in y-Richtung $\overline{\Delta y_{core}} = 4.4 \text{ m}$.

6.1 Abschätzung der Winkelauflösung

Bei Verwendung realistischer Fehler in der Schauerrekonstruktion ist zu erwarten, daß für eine beliebige Größe ψ die mittlere Streuung σ_ψ des rekonstruierten Werts $\psi_{rekonst}$ vom wahren Wert ψ_{wahr} in etwa gleich dem mittleren Fehler $\overline{\Delta\psi_{fit}}$ der Anpassung ist:

$$\sigma_\psi = \left(\overline{(\psi_{rekonst} - \psi_{wahr})^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \overline{\Delta\psi_{fit}} . \quad (6.1)$$

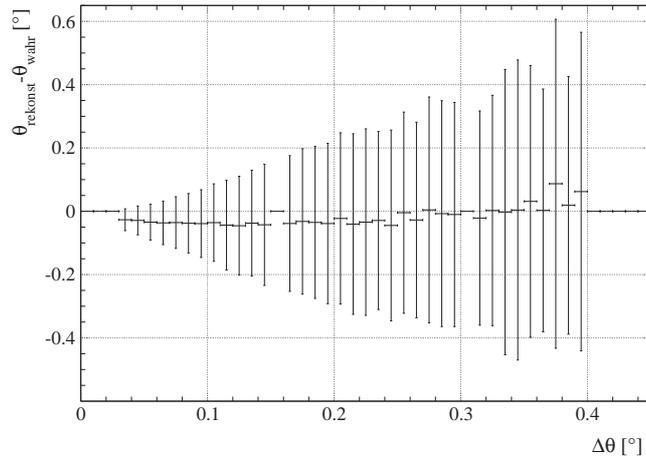


Abbildung 6.1: Abschätzung der Winkelauflösung mit den simulierten Ereignissen. Dargestellt ist die mittlere Differenz des rekonstruierten Zenitwinkels $\theta_{rekonst}$ gegenüber dem wahren Winkel θ_{wahr} als Funktion des in der globalen AIROBICC-Anpassung bestimmten Fehlers $\Delta\theta$ des Zenitwinkels. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben die mittlere Streuung von $(\theta_{rekonst} - \theta_{wahr})$ an.

Betrachtet man in Abbildung 6.1 die Differenz $\theta_{rekonst} - \theta_{wahr}$ zwischen rekonstruiertem Zenitwinkel $\theta_{rekonst}$ und bekanntem wahren Zenitwinkel θ_{wahr} der Simulation in Abhängigkeit vom Fehler $\Delta\theta$ des Zenitwinkels aus der Anpassung, so läßt sich der Zusammenhang 6.1 auch für den Zenitwinkel θ feststellen:

$$\sigma_{\theta} = \left(\overline{(\theta_{rekonst} - \theta_{wahr})^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \overline{\Delta\theta} . \quad (6.2)$$

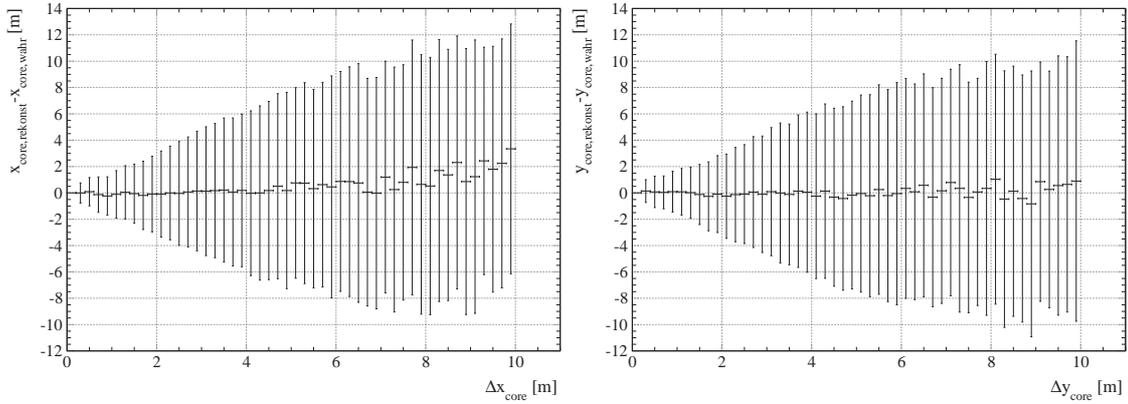
Damit ergibt sich die Möglichkeit, die Auflösung im Zenitwinkel θ entweder über σ_{θ} oder über $\overline{\Delta\theta}$ zu berechnen. Während jedoch σ_{θ} nur für die simulierten Ereignisse bestimmt werden kann, da nur hier der Wert von θ_{wahr} bekannt ist, läßt sich $\overline{\Delta\theta}$ auch in den experimentellen Daten durch die globale AIROBICC-Anpassung ermitteln.

Aufgrund dieser Tatsache läßt sich mit dem Mittelwert des Fehlers $\overline{\Delta\theta} = 0.12^{\circ}$ aus der Anpassung die Winkelauflösung für den in der Analyse gewählten Datensatz unter Berücksichtigung der Standardschnitte zu 0.12° abschätzen. Systematische Fehler der experimentellen Daten sind in dieser Betrachtung nicht berücksichtigt.

6.2 Abschätzung der Genauigkeit der Positionsbestimmung der Schauerzentren

Zur Abschätzung der Genauigkeit der Positionsbestimmung der Schauerzentren kann man analog zu der Abschätzung der Winkelauflösung vorgehen. Aus den Abbildungen 6.2(a) und 6.2(b) entnimmt man wiederum, daß die allgemeine Gleichung 6.1 auch für die x- und y-Koordinate x_{core} bzw. y_{core} der Position des Schauerzentrums in erster Näherung gilt:

6.3. BESTIMMUNG DER MITTLEREN SCHWELLE DER AIROBICC-DETEKTOREN81



(a) x-Koordinate der Position des Schauerzentrums.

(b) y-Koordinate der Position des Schauerzentrums.

Abbildung 6.2: Abschätzung der Genauigkeit der Positionsbestimmung der Schauerzentren mit den simulierten Ereignissen. Aufgetragen ist die mittlere Differenz von rekonstruierter Position $x_{core,rekonst}$ bzw. $y_{core,rekonst}$ und wahrer Position $x_{core,wahr}$ bzw. $y_{core,wahr}$ des Schauerzentrums als Funktion des Fehlers Δx_{core} bzw. Δy_{core} der Position aus der Anpassung für die x-Koordinate (a) und die y-Koordinate (b). Als Fehlerbalken sind die mittleren Streuungen von $(x_{core,rekonst} - x_{core,wahr})$ bzw. $(y_{core,rekonst} - y_{core,wahr})$ eingezeichnet.

$$\sigma_{x_{core}} = \left(\overline{(x_{core,rekonst} - x_{core,wahr})^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \overline{\Delta x_{core}} \quad (6.3)$$

$$\sigma_{y_{core}} = \left(\overline{(y_{core,rekonst} - y_{core,wahr})^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \overline{\Delta y_{core}} \quad (6.4)$$

Mit den mittleren Fehlern $\overline{\Delta x_{core}} = 4.1$ m und $\overline{\Delta y_{core}} = 4.4$ m läßt sich somit die Genauigkeit bei der Positionsbestimmung des Schauerzentrums zu 4.1 m in Richtung der x-Achse und zu 4.4 m in Richtung der y-Achse abschätzen. Auch hier sind wiederum systematische Effekte unberücksichtigt.

6.3 Bestimmung der mittleren Schwelle der AIROBICC-Detektoren

In Kapitel 5 wurde erwähnt, daß die Standardschnitte restriktiver als der experimentelle Trigger sind, so daß eine Simulation des Triggers bei Anwendung der Standardschnitte nicht erforderlich ist.

Die mittlere Schwelle (in Einheiten von Photonen/m²) eines AIROBICC-Detektors kann über den Vergleich der Anzahl angesprochener (getriggert) Detektoren zwischen experimentellen Daten und Simulation bestimmt werden. Eine gute Übereinstimmung der simulierten und experimentellen Verteilung (siehe Abbildung 6.3(a)) erreicht man, indem in der Simulation nur solche Detektoren als angesprochen gezählt werden, für die mehr als 6 025 Photonen/m² registriert wurden. Der Wert der mittleren Schwelle von 6 025 Photonen/m² ist

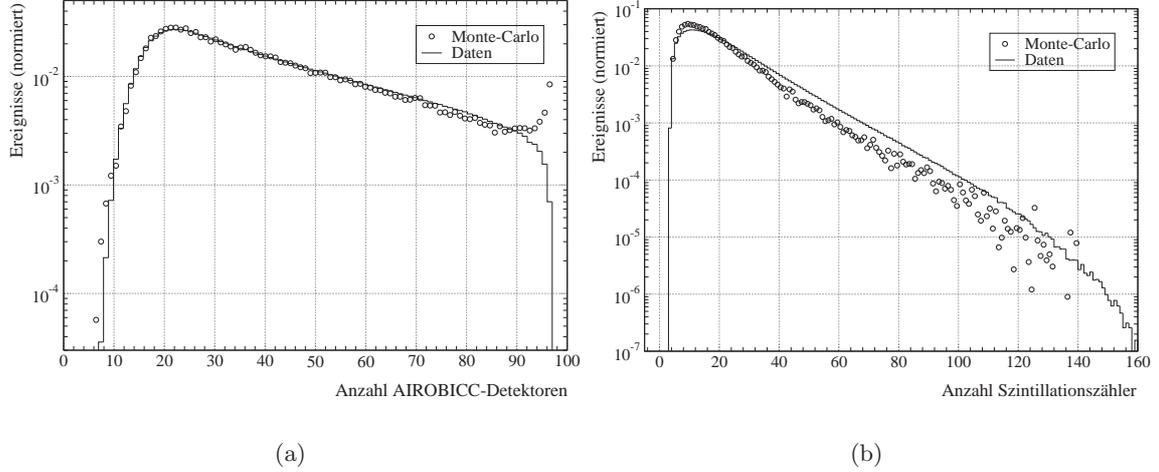


Abbildung 6.3: Vergleich Simulation-experimentelle Daten der Anzahl angesprochener AIROBICC-Detektoren (a) und Szintillationszähler (b).

wesentlich höher als der Wert von 4 200 Photonen/m² nach [Kar94a] und 5 000 Photonen/m² nach [Pra99] und wird durch eine gegenüber diesen Messungen geänderte Konizidenzbedingung zwischen der Szintillationszähler- und AIROBICC-Matrix und durch eine höhere Diskriminatorschwelle hervorgerufen.

Eine mögliche Erklärung für die Diskrepanz zwischen der Anzahl angesprochener Szintillationszähler zwischen Simulation und experimentellen Daten in Abbildung 6.3(b) ist, daß unterschiedliche Schwellen für Simulation und experimentelle Daten vorliegen, bzw. daß die Simulation der hadronischen Schauer die experimentellen Daten nur näherungsweise beschreibt.

6.4 Abschätzung der Genauigkeit der Energieskala

Die absolute Energieskala des Experiments wird durch die absolute N_s -Kalibration festgelegt. Wie bereits in Kapitel 4 erwähnt, läßt sich der Fehler der N_s -Kalibration durch den Vergleich mit anderen Kalibrationsverfahren [MO00] zu ca. 20% abschätzen, d.h. es gilt:

$$\frac{\Delta N_s}{N_s} \approx 20\% . \quad (6.5)$$

Betrachtet man die Größe $\log_{10} N_s$ in Abhängigkeit von $\log_{10} E$ (Abbildung 6.4) für die simulierten Ereignisse, so ergibt sich eine Korrelationsgerade mit der Steigung 1 ($\Delta \log N_s = \Delta \log E$) zwischen beiden Größen im Energiebereich von 100 TeV bis 1 000 TeV. Damit läßt sich in diesem Bereich über:

$$\frac{\Delta N_s}{N_s} = \Delta \ln N_s = \ln 10 \cdot \Delta \log_{10} N_s = \ln 10 \cdot \Delta \log_{10} E = \Delta \ln E = \frac{\Delta E}{E} \quad (6.6)$$

der Fehler $\Delta E/E$ der Energie und somit die Genauigkeit der Energieskala zu $\Delta E/E \approx 20\%$ abschätzen.

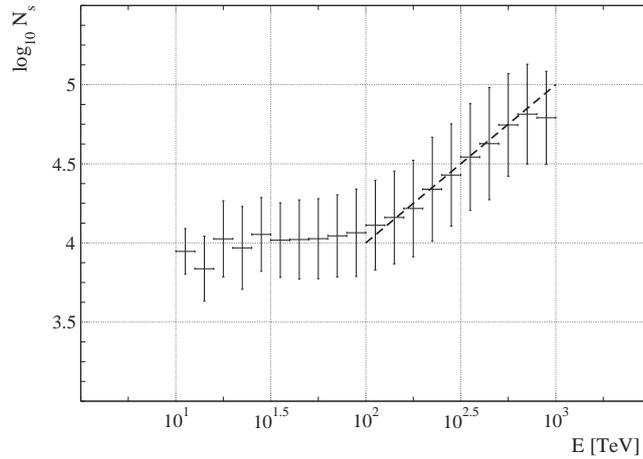


Abbildung 6.4: Korrelation zwischen $\log_{10} N_s$ und $\log_{10} E$ für die simulierten Ereignisse. Aufgetragen ist $\log_{10} N_s$ mit der mittleren Streuung als Fehler in Abhängigkeit von der Energie E in TeV für die simulierten Daten. Die eingezeichneten horizontalen Balken sind die Intervallbegrenzungen und nicht als Fehler zu verstehen.

6.5 Bestimmung der effektiven Detektorflächen

Für die Bestimmung eines Flusses aus den experimentellen Daten ist die Kenntnis der effektiven Flächen des Experiments erforderlich. Der differentielle Fluß $\Phi(E)$ einer diffusen Strahlungsquelle, wie z.B. des diffusen γ -Strahlungshintergrunds, ist definiert durch:

$$\Phi(E) = \frac{dN}{dE \cdot dF \cdot dt \cdot d\Omega} \quad (6.7)$$

mit dN = Anzahl Teilchen, dt = Zeitintervall, dF = Flächenelement senkrecht zur Schauerrichtung, dE = Energieintervall und $d\Omega$ = Raumwinkelintervall.

Für infinitesimales dE , dF , dt und $d\Omega$ ergibt sich die tatsächliche Anzahl dN_{true} von Teilchen zu (siehe auch [Bö01]):

$$dN_{true}(E, \Omega) = \Phi(E) \cdot dE \cdot dF \cdot d\Omega \cdot dt . \quad (6.8)$$

Damit erhält man die tatsächliche Anzahl $\Delta N_{true}(E, \Omega)$ für die Intervalle der Energie ΔE , des Raumwinkels $\Delta\Omega$ und der Zeit Δt sowie der Fläche ΔF :

$$\Delta N_{true}(E, \Omega) = \Phi(E) \cdot \Delta E \cdot \Delta F \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta t . \quad (6.9)$$

Definiert man mit $R(E, F, \Omega)$ die Wahrscheinlichkeit, einen Schauer der Energie E an der Position F in einer Fläche senkrecht zur Schauerrichtung und in der Richtung Ω zu beobachten, d.h. zu rekonstruieren, so ergibt sich die Anzahl dN_{obs} beobachteter Teilchen zu:

$$dN_{obs}(E, F, \Omega) = \Phi(E) \cdot R(E, F, \Omega) \cdot dE \cdot dF \cdot d\Omega \cdot dt . \quad (6.10)$$

Aus der Wahrscheinlichkeit $R(E, F, \Omega)$, die auch Rekonstruktionseffizienz genannt wird, ergibt sich die effektive Fläche über Integration zu:

$$F_{eff}(E, \Omega) = \int R(E, F, \Omega) \cdot dF . \quad (6.11)$$

Durch Integration der Gleichung 6.10 über F erhält man die Anzahl $\Delta N_{obs}(E, \Omega)$ beobachteter Ereignisse für die Intervalle der Energie ΔE , des Raumwinkels $\Delta \Omega$ und der Zeit Δt :

$$\Delta N_{obs}(E, \Omega) = \Phi(E) \cdot F_{eff}(E) \cdot \Delta E \cdot \Delta \Omega \cdot \Delta t . \quad (6.12)$$

Aus den Gleichungen 6.9 und 6.12 folgt, daß $F_{eff}(E, \Omega)$ aus den simulierten Daten über die folgende Gleichung 6.13 bestimmt werden kann. Hierbei ist ΔF_{gen} die Größe der Fläche senkrecht zur Schauerrichtung, über die die generierten Schauer isotrop verteilt werden:

$$F_{eff}(E, \Omega) = \frac{\Delta N_{obs}(E, \Omega)}{\Delta N_{true}(E, \Omega)} \cdot \Delta F_{gen} . \quad (6.13)$$

In den Abbildungen 6.5(a), 6.5(b) und 6.5(c) sind die effektiven Flächen für die drei Zenitwinkel 10° , 20° und 30° sowohl für Photonen als auch für Hadronen der Simulation in Abhängigkeit von der Energie E für die kombinierte AIROBICC-Szintillator-Matrix nach Anwendung der Standardschnitte aufgetragen. Durch den Schnitt im hohen Energiebereich nimmt die effektive Fläche bei hohen Energien ab, bis sie bei der Simulationsgrenze der Energie von 1 000 TeV ganz verschwindet.

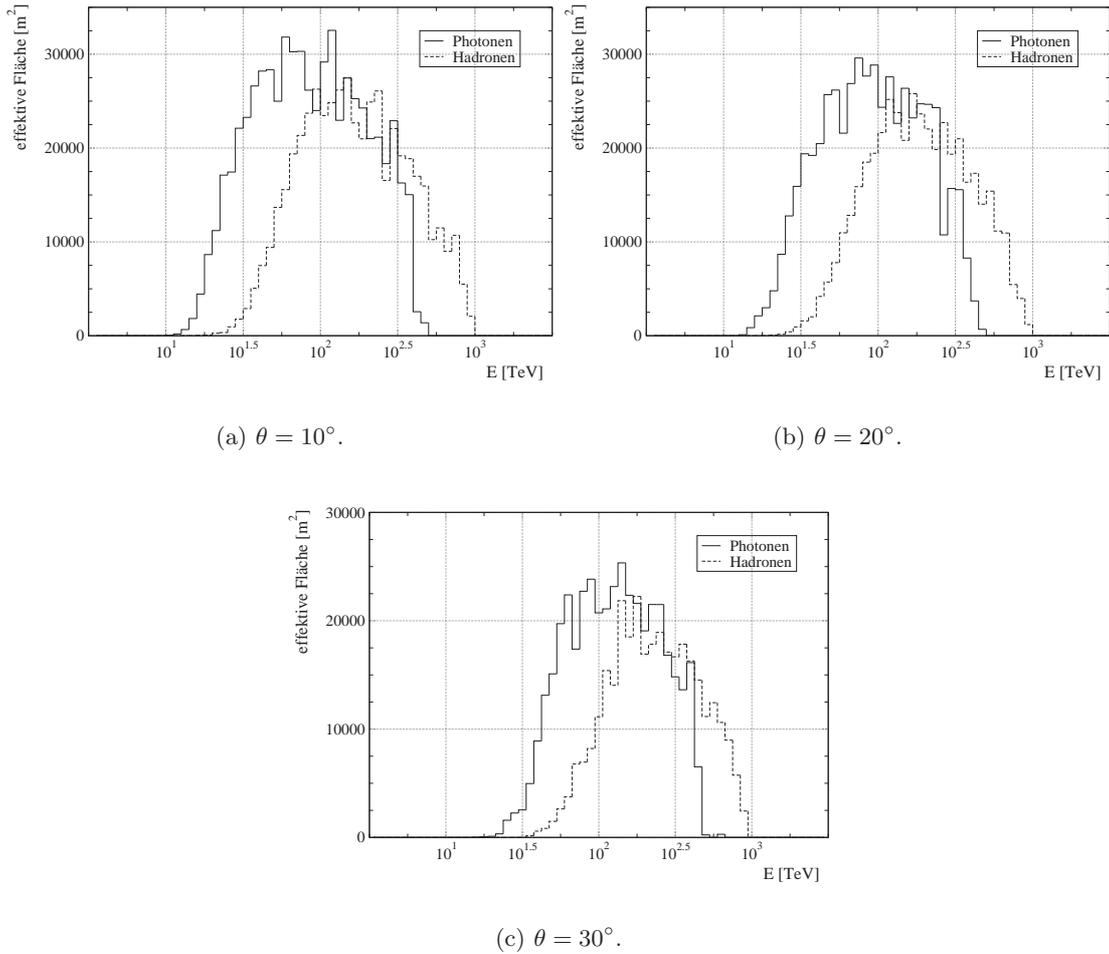


Abbildung 6.5: Effektive Flächen der kombinierten AIROBICC-Szintillator-Matrix aus der Simulation von Photonen und Hadronen bei Zenitwinkeln von 10° , 20° und 30° .

6.6 Bestimmung der Energieschwellen

Für die Energieschwellen der kombinierten HEGRA-Matrix existieren mehrere Definitionen und Methoden zu ihrer Bestimmung. In dieser Arbeit wird die Definition der Energieschwellen benutzt, die aus der effektiven Fläche der kombinierten Matrix für die verschiedenen Primärteilchen gewonnen wird.

Betrachtet man die effektiven Flächen der kombinierten Matrix (siehe Abbildungen 6.5(a), 6.5(b) und 6.5(c)), so ergeben sich die Energieschwellen E_{th} des jeweiligen Primärteilchens in Abhängigkeit vom Zenitwinkel als derjenige Wert der Energie, bei dem 50 % der maximalen effektiven Fläche für dieses Primärteilchen erreicht wird.

Die Werte der Energieschwellen E_{th} in Tabelle 6.1 erhält man für jedes Primärteilchen und Zenitwinkel, indem man eine Anpassung der Form 6.14 an die effektive Fläche der Matrix, im Bereich unterhalb des Maximums der effektiven Fläche, für das betreffende Primärteilchen und den Zenitwinkel durchführt:

$$F(E) = \frac{p1}{1 + (E_{th}/E)^{p2}} \quad (6.14)$$

mit $F(E)$ = effektive Fläche in Abhängigkeit von der Energie E , $p1, p2$ = Parameter der Anpassung. Für $E = E_{th}$ ergibt sich nach Gleichung 6.14 die effektive Fläche $F(E)$ gerade zur Hälfte der maximalen effektiven Fläche.

Primärteilchen	E_{th} [TeV]		
	$\theta = 10^\circ$	$\theta = 20^\circ$	$\theta = 30^\circ$
γ	23	27	45
p	39	45	72
He	47	60	83
O	62	74	106
Fe	84	104	147
Hadronen gesamt	52	60	90

Tabelle 6.1: *Energieschwellen der kombinierten HEGRA-Detektormatrix für die angegebenen Primärteilchen und Zenitwinkel, die mit der Anpassung nach Gleichung 6.14 aus den effektiven Flächen bestimmt werden.*

6.7 Bestimmung der effektiven Meßzeit

Um aus den experimentellen Daten eine Flußangabe bestimmen zu können, muß neben den effektiven Detektorflächen auch die Zeit, in der die Daten genommen worden sind, bekannt sein. Diese Zeit wird effektive Meßzeit oder auch, wie im folgenden benutzt, On-Zeit genannt und ist die gesamte Meßzeit der experimentellen Daten, die um die Totzeit der Detektormatrix bereinigt ist.

Die Totzeit wird im wesentlichen durch die Elektronik und die Datenaufzeichnung hervorgerufen. Während ein Ereignis durch die Elektronik verarbeitet und durch das Datenaufnahmesystem gespeichert wird, kann im gleichen Zeitraum kein anderes Ereignis registriert und verarbeitet werden. Sie ist außerdem abhängig von der Größe des Ereignisses, d.h. der Anzahl angesprochener Detektorstationen, und kann deshalb nicht direkt angegeben werden. Die On-Zeit muß deshalb aus den experimentellen Daten in folgender Weise bestimmt werden.

Bei verschwindender Totzeit ergibt sich für die Verteilung von $dN/d\delta$, wobei $d\delta$ ein Intervall von Zeitdifferenzen δ aufeinanderfolgender Ereignisse ist, zu:

$$\frac{dN}{d\delta} = \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda\delta} . \quad (6.15)$$

Mit der Gesamtzahl N_0 von Ereignissen und der wahren Rate λ [s^{-1}], der mittleren Anzahl von Ereignissen pro Sekunde, erhält man die On-Zeit T_0 für $T_{tot} \approx 0$ s zu:

$$T_0 = \frac{N_0}{\lambda} . \quad (6.16)$$

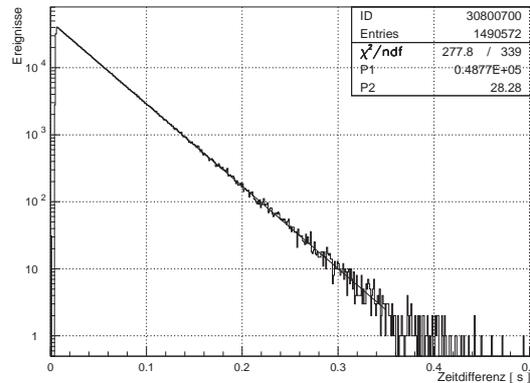


Abbildung 6.6: Bestimmung der effektiven Meßzeit des ausgewählten Datensatzes am Beispiel der Messungen mit den Runnummern 7825 und 7827.

In Abbildung 6.6 ist die Anzahl dN der Ereignisse gegen die Zeitdifferenz δ zweier aufeinanderfolgender Ereignisse für einen Teil der experimentellen Daten ohne Anwendung der Standardschnitte aufgetragen. Die Größe λ läßt sich über eine Anpassung der Form 6.17 an die Verteilung im Bereich $0.01 \text{ s} < \delta < 0.35 \text{ s}$ mit den freien Parametern $P1$ und $P2 = \lambda$ bestimmen:

$$P1 \cdot e^{-P2 \cdot \delta} . \quad (6.17)$$

Die On-Zeit der Daten T_{on} erhält man mit Hilfe der in der Anpassung bestimmten Größe $\lambda = 28.3 \text{ s}^{-1}$ und der Gesamtzahl experimenteller Ereignisse $N_{exp} = 162\,684\,647$:

$$T_{on} = \frac{N_{exp}}{\lambda} . \quad (6.18)$$

Für den gesamten ausgewählten Datensatz (siehe Kapitel 8) wurde die gesamte On-Zeit T_{on} näherungsweise bestimmt zu:

$$T_{on} = 5\,748\,574 \text{ s} \approx 1\,597 \text{ h} . \quad (6.19)$$

Die mittlere Totzeit T_{tot} pro Ereignis ergibt sich mit der gesamten experimentellen Meßzeit $T_{exp} = 6\,764\,865 \text{ s}$ zu:

$$T_{tot} = \frac{T_{exp} - T_{on}}{N_0} . \quad (6.20)$$

Mit der experimentellen Rate $\lambda_{exp} = N_{exp}/T_{exp} = 24.05 \text{ s}^{-1}$ und $N_{exp} = N_0 \cdot (\lambda_{exp}/\lambda)$ erhält man durch Umformung der Gleichung 6.20 schließlich:

$$T_{tot} = \frac{1}{\lambda} - \frac{\lambda_{exp}}{\lambda^2} = 0.0053 \text{ s} . \quad (6.21)$$

Kapitel 7

Unterdrückung des hadronischen Untergrunds

Eine experimentell bestimmte obere Grenze des diffusen γ -Strahlungshintergrunds wird umso schärfer ausfallen, je besser photoninduzierte von hadroninduzierten Schauern unterschieden werden können.

Informationen über die Art des Primärteilchens eines Schauers sind in den experimentellen Daten nicht direkt zugänglich. Auch existieren keine Datensätze des HEGRA-Detektors, die ausreichend genug mit Photonen angereichert sind, z.B. solche mit signifikanten Signalen der als Standardkerze verwendeten Quelle Krebsnebel (Crab) oder Makarian 501 (Mrk 501), mit denen ein Studium der Separation von Photonen und Hadronen möglich wäre. Desweiteren sind keine Myonenzähler mehr im Experiment vorhanden, die eine Unterscheidung aufgrund des Myonengehalts eines Schauers zuließen - elektromagnetische Schauer enthalten gegenüber hadronischen Schauern nahezu keine Myonen, siehe auch Kapitel 1. In einer früheren Ausbaustufe der HEGRA-Detektormatrix waren auch Myonenzähler enthalten, die jedoch nicht zufriedenstellend gearbeitet haben und nach dem Brand aus dem Experiment entfernt wurden.

Um Unterschiede zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern festzustellen, ist man deshalb auf die Monte-Carlo-Simulation angewiesen. Eine direkte Trennung von Photonen und Hadronen wird aber durch die Ähnlichkeit der durch sie induzierten Schauer erschwert. Wie bereits in Abschnitt 5.2.3 erwähnt, sind die lateralen Abhängigkeiten $\rho_\gamma(r)$ der Cherenkov-Photonen-Dichte eines Schauers für Photonen und Hadronen teilweise identisch.

Es müssen daher geeignete Verfahren und meßbare Größen mit der Simulation bestimmt werden, die eine Unterscheidung, zumindest bis zu einem gewissen Grad, von Photonen und Hadronen in den experimentellen Daten erlauben. Erfolgversprechende Größen liefert dabei die LES-Methode, die in dieser Arbeit in einer leicht modifizierten Version verwendet wird.

Hilfreich sind zusätzlich die Standardschnitte, die bereits eine Reduktion der hadronischen Schauer um einen Faktor von ≈ 3 bewirken (siehe Abschnitt 5.2.4).

Da die Unterscheidung photon- und hadroninduzierter Schauer in die Gruppe der Klassifikationsprobleme fällt, läßt sie sich idealerweise in einem Verfahren mittels eines Neuronalen Netzes durchführen. Neuronale Netze sind optimale Verfahren zur Trennung von verschiedenen Ereignismengen, auch bei kleinen Unterschieden in multidimensionalen Räumen. Deshalb wird das hier verwendete Verfahren mit dem Neuronalen-Netzwerk-Simulator SNNS [Zel] der Universitäten Stuttgart und Tübingen, in dem die Größen der LES-Methode verwendet wer-

den, durchgeführt.

In den folgenden Abschnitten werden die notwendigen Kriterien zur Beurteilung der Effizienz des Verfahrens dargestellt. Anschließend werden die in diesem Verfahren verwendeten Größen, die aus der LES-Methode stammen, erläutert. Dann sollen kurz die Funktionsweise und die Grundlagen von künstlichen Neuronalen Netzen sowie deren praktische Anwendung beschrieben werden. Schließlich wird eine alternative Wahl der Größen diskutiert.

7.1 Beurteilungskriterien für die Effizienz eines Unterdrückungsverfahrens

Zur Bestimmung der Effizienz eines Verfahrens wird der Qualitätsfaktor Q herangezogen. Der Qualitätsfaktor Q gibt an, inwieweit sich die Signifikanz eines Signals von Photonen durch Anwendung des Verfahrens erhöht. Mit der Größe Q kann ein direkter Vergleich verschiedener Verfahren durchgeführt werden, vorausgesetzt die Verfahren werden auf den exakt gleichen Datensatz angewendet. Die Bestimmung des Qualitätsfaktors ist nur mit den simulierten Daten möglich, da ausschließlich hier Informationen über den Typ des Primärteilchens vorliegen.

Man definiert die Akzeptanzen ϵ_γ für Photonen und ϵ_H für Hadronen nach Anwendung eines Verfahrens wie folgt:

$$\begin{aligned}\epsilon_\gamma &= \frac{\tilde{N}_\gamma}{N_\gamma} \\ \epsilon_H &= \frac{\tilde{N}_H}{N_H}\end{aligned}\tag{7.1}$$

mit $\tilde{N}_\gamma, \tilde{N}_H =$ Anzahl der nach dem Verfahren verbleibenden Photonen bzw. Hadronen und $N_\gamma, N_H =$ Anzahl insgesamt vorhandener Photonen bzw. Hadronen in dem für das Verfahren benutzten Datensatz.

Über die Signifikanzen S vor Anwendung und \tilde{S} nach Anwendung des Verfahrens:

$$S = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_H}}\tag{7.2}$$

$$\tilde{S} = \frac{\tilde{N}_\gamma}{\sqrt{\tilde{N}_H}}\tag{7.3}$$

erhält man schließlich mit den Akzeptanzen ϵ_γ und ϵ_H den Qualitätsfaktor Q zu:

$$Q = \frac{\tilde{S}}{S} = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_H}}.\tag{7.4}$$

7.2 Die LES-Methode

Die LES-Methode (englisch: „Light-Electron-Slope“) [Arq96, Kar95] nutzt Unterschiede in der longitudinalen Entwicklung zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern aus.

Aus Monte-Carlo-Simulationen [Arq96] ist bekannt, daß sich hadronische Schauer im Mittel langsamer nach Erreichen des Schauermaximums abschwächen als rein elektromagnetische Schauer. Für den gleichen Wert der maximalen Eindringtiefe X_{max} und für die gleiche Anzahl N_e^{max} von Elektronen im Schauermaximum ist die Anzahl N_e von Elektronen auf Beobachtungsniveau deshalb geringer für photoninduzierte als für hadroninduzierte Schauer.

Betrachtet man für ein gegebenes X_{max} das Verhältnis N_e/N_e^{max} , so ergibt sich ein Unterschied in den Verhältnissen für photon- und hadroninduzierte Schauer:

$$\left(\frac{N_e}{N_e^{max}} \right)_{Hadron} > \left(\frac{N_e}{N_e^{max}} \right)_{Photon} . \quad (7.5)$$

Die in der Relation 7.5 verwendeten Größen N_e , N_e^{max} und die vorgegebene Größe X_{max} sind in den experimentellen Daten nicht direkt zugänglich, so daß die Relation nicht auf die Daten zur Unterdrückung von Hadronen angewendet werden kann. Die Simulation zeigt aber, daß eine Korrelation von X_{max} zu dem Parameter $c_4 = -1/R_L$ der globalen AIROBICC-Anpassung vorliegt und daß die Anzahl N_e der Elektronen auf Beobachtungsniveau durch die direkt gemessene Anzahl N_s von Elektronen und Photonen gut dargestellt werden kann. Weiterhin ist die Größe L_{90} näherungsweise proportional zu der Anzahl N_e^{max} von Elektronen im Schauermaximum. Mit diesen meßbaren Größen läßt sich schließlich die Relation 7.5 so umformen, daß sie auch auf die experimentellen Daten anwendbar ist.

Für ein fest vorgegebenes $-1/R_L$ ergibt sich somit ein Unterschied in den Verhältnissen von $N_s/L_{90}[\text{m}^{-2}]$ für photon- und hadroninduzierte Schauer:

$$\left(\frac{N_s}{L_{90}[\text{m}^{-2}]} \right)_{Hadron} > \left(\frac{N_s}{L_{90}[\text{m}^{-2}]} \right)_{Photon} . \quad (7.6)$$

Diese Eigenschaft läßt sich in den hier simulierten Daten, die deutlich von denen in [Arq96] und [Kar95] aufgrund der erhöhten Fehler und angepaßten Detektorsimulation abweichen, ebenfalls feststellen, siehe Abbildung 7.1(a).

Damit die Relation 7.6 auf die experimentellen Daten angewendet werden kann, muß sichergestellt sein, daß die Simulation die experimentellen Daten hinreichend beschreibt, d.h., daß die Mittelwerte der Simulation mit denen der experimentellen Daten übereinstimmen, was aus Abbildung 7.1(b) eindeutig ersichtlich ist.

Der Grad der Unterdrückung, der mit dieser Methode erreicht werden kann, ist limitiert durch die Genauigkeit, mit der die Größen N_s , L_{90} und $-1/R_L$ bestimmt werden können. Auch ist es entscheidend, daß nicht nur das Verhältnis $N_s/L_{90}[\text{m}^{-2}]$ im Mittel unterschiedlich für Photonen und Hadronen ist, sondern auch die Schwankungen des Verhältnisses klein sind im Vergleich zu der erreichbaren Trennung.

In Abbildung 7.1(a) ist zwar eine deutliche Trennung der Mittelwerte des Verhältnisses zu erkennen, jedoch sind die Schwankungen relativ groß im Vergleich zu der erreichbaren Unterscheidung nur anhand der Mittelwerte. Die erreichbare Trennung wird deshalb stark eingeschränkt.

Zur Unterdrückung der Hadronen in den experimentellen Daten wurden in vorhergehenden Arbeiten [Pro97, MO00] geeignete Schnittlinien in den Verteilungen $\log_{10}(N_s/L_{90}[\text{m}^{-2}])$ gegen $-1/R_L [\text{m}^{-1}]$ zwischen Photonen und Hadronen bestimmt, die anschließend an die experimentellen Daten angebracht wurden. In dieser Arbeit soll dagegen ein künstliches Neuronales Netz benutzt werden, das mit den Daten der Verteilungen für Photonen und Hadronen trainiert wird und das nach erfolgreichem Training auf die experimentellen Daten angewendet

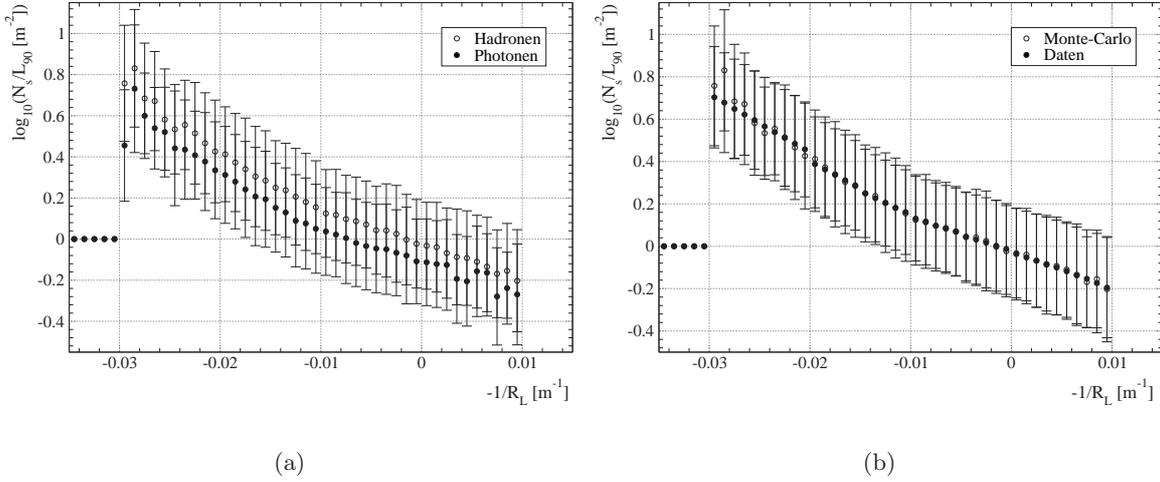


Abbildung 7.1: Darstellung der für die LES-Methode verwendeten Größen. In Abbildung (a) ist $\log_{10}(N_s/L_{90})$ in Abhängigkeit von $-1/R_L$ sowohl für Photonen als auch Hadronen der simulierten Daten dargestellt. Eingezeichnet sind die Mittelwerte mit der Streuung der Einzelwerte als Fehler. In Abbildung (b) sind die kompletten simulierten Daten im Vergleich zu den experimentellen Daten eingezeichnet. Weitere Erläuterungen siehe Text.

wird. Neuronale Netze stellen eine vielversprechende Alternative zur herkömmlichen Methode dar, da sie auch geringfügige Unterschiede in multidimensionalen Räumen auffinden und ausnutzen können.

7.3 Anwendung des Neuronalen Netzes

7.3.1 Grundlagen künstlicher Neuronaler Netze

Mit künstlichen Neuronalen Netzen werden biologische Neuronale Netze, d.h. Nervensysteme, als informationsverarbeitende Systeme durch einfache mathematische Modelle nachgeahmt. Erste künstliche Neuronale Netze wurden 1943 von Warren McCulloch und Walter Pitts [McC43] entworfen. Die sogenannten McCulloch-Pitts-Zellen können bereits einfache logische Operationen ausführen, unterliegen aber wesentlichen Beschränkungen, die eine breite Anwendung verhindern [Roj96]. Erst mit Einführung des Perzeptrons (englisch: „Perceptron“) durch Rosenblatt 1958 [Ros58] und des Back-Propagation-Algorithmus (BPA) als leistungsfähiges Lernverfahren in den siebziger und achtziger Jahren durch mehrere Gruppen (siehe z.B. [Rum86]) fanden künstliche Neuronale Netze als informationsverarbeitende Systeme breite Anwendungsmöglichkeiten. Heute existieren verschiedene Arten und Modellierungen künstlicher Neuronaler Netze, die je nach Anwendung unterschiedlich eingesetzt werden.

Künstliche Neuronale Netze sind im Sinne ihres Wissenschaftsgebiets, dem Konnektionismus, konnektionistische Systeme, die aus einer großen Anzahl einfacher Einheiten, den Zellen oder Neuronen, bestehen, die sich Information in Form der Aktivierung der Zellen über gerichtete Verbindungen (Kanten) zusenden. Diese Eigenschaften besitzen alle künstlichen Neuronalen Netze; verschiedene Modelle und Arten unterscheiden sich lediglich in der Art der Verbindungen der Zellen untereinander, dem Vernetzungsmuster, der Struktur der

einzelnen Zellen und dem verwendeten Lernalgorithmus.

Neuronale Netze zeichnen sich gegenüber sequentiellen Computerprogrammen dadurch aus, daß sie massiv parallel arbeiten, also einen wesentlichen Geschwindigkeitsvorteil erzielen und für Aufgaben nicht programmiert, sondern als lernfähige Systeme mit Beispielen trainiert werden.

Mit Neuronalen Netzen können Klassifikationen, Mustererkennungen, Approximationen von Funktionen, nichtlineare Schnitte in der Eingabemenge und diverse andere Problemstellungen gelöst werden. Bereits mit einfachen, dreilagigen vorwärtsgerichteten Netzen können z.B. relativ komplizierte Trennungsebenen zwischen den zu trennenden Datensätzen dargestellt werden.

Neuronale Netze reagieren weitaus unempfindlicher auf Störungen und Fehler in den Eingabedaten als konventionelle Algorithmen und generalisieren automatisch aus den gelernten Eingabemustern, so daß nicht vollständig spezifizierte Parameter ergänzt werden. Diese Eigenschaften zeichnen Neuronale Netze als ideales Verfahren aus, einen Unterschied zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern aufzufinden und dadurch den hadronischen Untergrund zu unterdrücken. Ähnliche Verfahren mit Neuronalen Netzen wurden z.B. in [Rey95] für das Whipple-Teleskop, in [Wes96] für die nicht mehr existierenden Myonenzähler des HEGRA-Experiments und in [Pä98, Omm98] für die damals noch nicht erweiterte Detektormatrix des HEGRA-Experiments angewendet.

Das Verfahren wird in dieser Arbeit deshalb mit einem vorwärtsgerichteten (englisch: „Feed-Forward“) Netz unter Verwendung des Back-Propagation-Algorithmus als Lernverfahren durchgeführt. Als Trainingsdaten dienen dazu die Daten aus der Monte-Carlo-Simulation.

Im folgenden werden die Grundlagen des verwendeten Netzes und des Back-Propagation-Algorithmus sowie deren Anwendung kurz vorgestellt. Eine detaillierte Darstellung Neuronaler Netze und ihrer Anwendungen findet sich in [Roj96, Zel97, Hau98, Sar00].

7.3.2 Funktionsweise künstlicher Neuronaler Netze

In dieser Arbeit werden nur vorwärtsgerichtete Netze betrachtet. Dabei handelt es sich um Netze, bei denen Verbindungen von den Eingabezellen nur in Richtung der Ausgabezellen geknüpft werden. Man kann somit die Zellen nach ihrer Position im Netz klassifizieren. Abbildung 7.2 zeigt ein Beispiel eines vorwärtsgerichteten Netzes.

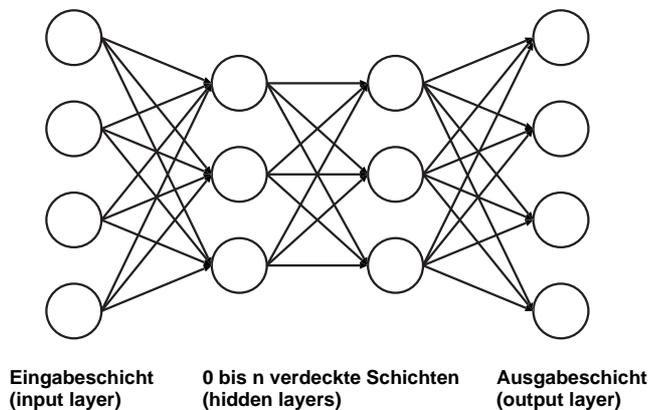


Abbildung 7.2: Beispiel eines vorwärtsgerichteten Neuronalen Netzes mit 3 Schichten von Verbindungen und 4 Zellschichten. Erläuterungen siehe Text.

Es handelt sich um ein dreistufiges Netz, d.h. um ein Netz mit drei Schichten trainierbarer Verbindungen. Zellen in der Eingabeschicht, die Eingabezellen, nehmen die Informationen auf und geben sie an die Zellen der verdeckten Schicht, die als verdeckte Zellen bezeichnet werden, weiter. Die Zellen in der verdeckten Schicht dienen nur der Informationsverarbeitung im Netz und sind für einen außenstehenden Beobachter nicht zugänglich. Die Ausgabe des Netzes wird über die Ausgabeschicht realisiert, die sich aus den Ausgabezellen zusammensetzt. In diesem Beispiel handelt es sich um ein vollständig ebenenweise verbundenes Netz, bei dem jede Zelle der Ebene k alle Zellen der Ebene $k + 1$ als Nachfolger besitzt.

Das Funktionsprinzip eines Neuronalen Netzes besteht darin, daß die einzelnen Zellen ihren Aktivierungszustand durch die Verbindungen, die mit Gewichten versehen sind, an die nachfolgenden Zellen weitergeben. Dieses Prinzip wird im folgenden am Beispiel einer einzelnen Zelle mit Position i im Netz diskutiert (siehe Abbildung 7.3):

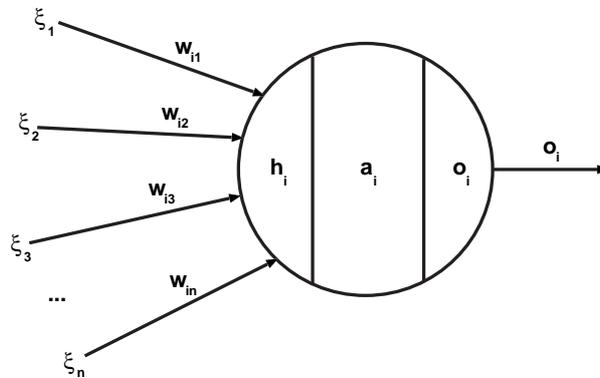


Abbildung 7.3: Darstellung der Funktionsweise einer Zelle i eines Neuronalen Netzes. Erläuterungen siehe Text.

Eine Zelle i eines Neuronalen Netzes wird durch ihren Aktivierungszustand a_i parametrisiert. Der Aktivierungszustand wird aus der Zelleneingabe h_i durch die Aktivierungsfunktion $f(x)$ bestimmt.

Die Zelleneingabe h_i wird dabei entweder aus der Netzeingabe ξ_i für die Eingabezellen oder aus den Ausgaben $\xi_n = o_n$ der dieser Zelle über die Gewichte w_{ij} vorgeschalteten n Zellen als gewichtete Summe gebildet:

$$h_i = \sum_{j=1}^n w_{ij} \cdot o_j . \quad (7.7)$$

Der Aktivierungszustand der Zelle i ergibt sich mit der Zelleneingabe h_i und der Aktivierungsfunktion $f(x)$ zu:

$$a_i = f(h_i) = f \left(\sum_{j=1}^n w_{ij} \cdot o_j \right) . \quad (7.8)$$

Die Ausgabe o_i der Zelle i erhält man aus dem Aktivierungszustand a_i und der Ausgabefunktion $g(x)$ der Zelle, in diesem Fall wird die Identitätsfunktion $g(x) = x$ benutzt:

$$o_i = g(a_i) = a_i . \quad (7.9)$$

Da die Aktivierungs- und Ausgabefunktionen für alle Zellen gleich gewählt werden, kann man Gleichung 7.8 durch die Aktivierungszustände a_n der n vorgeschalteten Zellen darstellen. Man erhält somit den Aktivierungszustand a_i und auch die Ausgabe o_i der Zelle i durch die mit den Gewichten w_{ij} eingehenden Aktivierungszustände der n vorgeschalteten Zellen:

$$a_i = o_i = f \left(\sum_{j=1}^n w_{ij} \cdot a_j \right). \quad (7.10)$$

Entscheidend für die Funktionsweise eines Neuronalen Netzes ist die Lernregel. Die Lernregel ist ein spezieller Algorithmus, durch den das Neuronale Netz lernt, für eine vorgegebene Eingabe eine gewünschte Ausgabe zu produzieren.

Zur Vereinfachung der Darstellung werden im folgenden mit w_{jk} die Gewichte der Verbindungen der k Eingabezellen zu den j verdeckten Zellen und mit W_{ij} die Gewichte der Verbindungen der j verdeckten Zellen zu den i Ausgabezellen bezeichnet.

Das Lernen erfolgt durch Veränderung der Gewichte w_{jk} und W_{ij} als Ergebnis der wiederholten Präsentation von Trainingsmustern. Dabei unterscheidet man zwischen drei verschiedenen Arten des Lernens, dem überwachten, dem bestärkenden und dem unüberwachten.

Beim überwachten Lernen wird von außen zu jedem Eingabemuster das korrekte bzw. beste Ausgabemuster mit angegeben. Aufgabe des Lernalgorithmus ist es, die Gewichte des Netzes so zu ändern, daß das Netz nach der wiederholten Präsentation der Paare von Eingabe- und Ausgabemustern diese Assoziation selbständig vornehmen kann und dies auch für unbekannte, ähnliche Eingabemuster durchführen kann (Generalisierung). Diese Art des Lernens ist üblicherweise das schnellste Verfahren, ein Netz für eine Aufgabe zu trainieren.

Beim bestärkenden Lernen wird von außen nur zu jedem Eingabemuster der Trainingsmenge angegeben, ob es richtig oder falsch klassifiziert wurde, jedoch nicht die korrekte (beste) Ausgabe. Das Netz muß die korrekte Ausgabe dabei selber finden.

Beim unüberwachten Lernen wird von außen überhaupt kein Einfluß genommen. Das Lernen erfolgt durch Selbstorganisation, dem Netz werden nur die Eingabemuster präsentiert.

In dieser Arbeit wird der Back-Propagation-Algorithmus (BPA) benutzt, der ein Verfahren des überwachten Lernens ist. Dieser Algorithmus versucht, die Fehlerfunktion des Netzes durch Änderung der Einzelgewichte in einem Gradientenverfahren zu minimieren, d.h. ein globales Minimum der Fehlerfunktion $E(w)$ nach Gleichung 7.15 zu finden.

Für ein Eingabemuster μ ist ξ_k^μ die k -te Eingabe bei Präsentation des Musters und ζ_i^μ die gewünschte Ausgabe der Ausgabezelle i . Für ein Eingabemuster μ erhält man somit für eine Zelle in der verdeckten Schicht die Zelleingabe h_j^μ zu:

$$h_j^\mu = \sum_k w_{jk} \cdot \xi_k^\mu \quad (7.11)$$

und folglich den Aktivierungszustand V_j^μ der verdeckten Zelle j für das Muster μ :

$$V_j^\mu = f(h_j^\mu) = f \left(\sum_k w_{jk} \cdot \xi_k^\mu \right). \quad (7.12)$$

Für die Zelleingabe h_i^μ der Ausgabezelle i in der Ausgabeschicht ergibt sich dann:

$$h_i^\mu = \sum_j W_{ij} \cdot V_j^\mu = \sum_j W_{ij} \cdot f \left(\sum_k w_{jk} \cdot \xi_k^\mu \right). \quad (7.13)$$

Die Ausgabe O_i^μ der Zelle i in der Ausgabeschicht für ein Eingabemuster μ erhält man über die Aktivierungsfunktion $f(x)$ schließlich zu:

$$O_i^\mu = f(h_i^\mu) = f\left(\sum_j W_{ij} \cdot V_j^\mu\right) = f\left(\sum_j W_{ij} \cdot f\left(\sum_k w_{jk} \cdot \xi_k^\mu\right)\right). \quad (7.14)$$

Schließlich findet man die Fehlerfunktion $E(w)$ für alle Ausgabezellen i und Muster μ als Funktion des Gewichtsvektors w :

$$\begin{aligned} E(w) &= \frac{1}{2} \sum_{\mu,i} [\zeta_i^\mu - O_i^\mu]^2 = \frac{1}{2} \sum_{\mu,i} \left[\zeta_i^\mu - f\left(\sum_j W_{ij} \cdot f\left(\sum_k w_{jk} \cdot \xi_k^\mu\right)\right) \right]^2 \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\mu,i} \left[\zeta_i^\mu - f\left(\sum_j W_{ij} \cdot V_j^\mu\right) \right]^2. \end{aligned} \quad (7.15)$$

Da die Funktion 7.15 eine stetige und differenzierbare Funktion jedes Gewichts W_{ij} ist, läßt sich in einem Gradientenabstiegsverfahren die Gewichtsänderung ΔW_{ij} der Gewichte W_{ij} zwischen verdeckter Schicht und Ausgabeschicht wie folgt berechnen:

$$\Delta W_{ij} = -\eta \frac{\partial E}{\partial W_{ij}} = \eta \sum_{\mu} [\zeta_i^\mu - O_i^\mu] f'(h_i^\mu) V_j^\mu = \eta \sum_{\mu} \delta_i^\mu V_j^\mu. \quad (7.16)$$

Die Gewichtsänderung Δw_{jk} der Gewichte w_{jk} zwischen Eingabeschicht und verdeckter Schicht ergibt sich durch Anwendung der Kettenregel zu:

$$\Delta w_{jk} = -\eta \frac{\partial E}{\partial w_{jk}} = -\eta \frac{\partial E}{\partial V_j^\mu} \frac{\partial V_j^\mu}{\partial w_{jk}} = \eta \sum_{\mu} \delta_j^\mu \zeta_k^\mu, \quad \text{wobei} \quad (7.17)$$

$$\delta_j^\mu = f'(h_j^\mu) \sum_i W_{ij} \delta_i^\mu = V_j^\mu (1 - V_j^\mu). \quad (7.18)$$

Bei dem hier verwendeten Lernalgorithmus werden die Gewichtsänderungen ΔW_{ij} und Δw_{jk} sofort nach der Präsentation eines einzelnen Musters berechnet (Online-Lernverfahren) und auf die alten Gewichte W_{ij}^{alt} bzw. w_{jk}^{alt} über:

$$\begin{aligned} W_{ij}^{neu} &= W_{ij}^{alt} + \Delta W_{ij} \\ w_{jk}^{neu} &= w_{jk}^{alt} + \Delta w_{jk} \end{aligned} \quad (7.19)$$

angewendet. Die Größe η gibt den Lernfaktor bzw. die Schrittweite an und muß empirisch im Bereich $0.1 < \eta < 0.9$ gefunden werden.

7.3.3 Simulation des Neuronalen Netzes

Die Simulation des Neuronalen Netzes für die Verwendung der Größen aus der LES-Methode erfolgt mit dem Stuttgart-Neural-Network-Simulator (SNNS) [Zel] in der Version 4.2. Der Simulator SNNS kann nahezu alle Modelle von Neuronalen Netzen und Lernalgorithmen darstellen und hat sich bereits in mehr als 1000 Anwendungen bewährt.

Die Topologie des Netzes ergibt sich durch die in der LES-Methode verwendeten Größen und der gewünschten Ausgabe zu:

- 4 Eingabezellen, die die folgenden Größen als Eingabewerte bearbeiten:
 - $\log_{10} N_s$.
 - $\log_{10}(L_{90}[\text{m}^{-2}])$.
 - $-1/R_L [\text{m}^{-1}]$.
 - Zenitwinkel θ .

Die Größen $\log_{10} N_s$ und $\log_{10}(L_{90}[\text{m}^{-2}])$ werden anstelle des Verhältnisses $\log_{10}(N_s/L_{90}[\text{m}^{-2}])$ separat betrachtet, da ein Zusammenhang zwischen beiden Größen durch das Netz selber gefunden wird. Die Miteinbeziehung des Zenitwinkels θ berücksichtigt eine möglicherweise vorhandene Abhängigkeit der Trennungsmöglichkeit vom Zenitwinkel.

- n verdeckte Zellen in 1 oder 2 Schichten. Die Anzahl n und die Anzahl verdeckter Schichten muß empirisch beim Lernvorgang festgestellt werden.
- 1 Ausgabezelle, deren Ausgabewert zwischen 0.0 (für ein Hadron) und 1.0 (für ein Photon) liegt.

Für die Zellen wird als Aktivierungsfunktion die Funktion $f(x) = \tanh(x)$ und als Ausgabefunktion die Identität festgelegt. Durch diese Aktivierungsfunktion wird der Bereich der für die Aktivierung entscheidenden Werte auf das Intervall $[-1.0; 1.0]$ beschränkt. Die Eingabewerte aller vier oben genannten Größen werden deshalb auf dieses Intervall skaliert, um den Lernvorgang des Netzes zu erleichtern [Zel97].

Die Ereignisse der Simulation werden für das Lernen in drei Datensätze unterteilt, der erste dient zum Trainieren des Netzes, der zweite für die Überprüfung des Trainings während des Lernvorgangs und der dritte zum unabhängigen Test der Ausgabe des trainierten Netzes.

Bei der Überprüfung des Trainings wird die Fehlerfunktion 7.15 nicht nur für den Trainings-Datensatz, sondern auch für den Datensatz zur Überprüfung des Trainings berechnet. Eine Abnahme der Fehlerfunktion des Trainings-Datensatzes deutet daraufhin, daß eine optimale Trennung noch nicht erreicht ist und das Training fortgeführt werden muß.

Nimmt aber bei gleichzeitiger Abnahme der Fehlerfunktion des Trainings-Datensatzes die Fehlerfunktion für den Überprüfungsdatensatz zu, so tritt ein Überlernen auf und das Training muß abgebrochen werden. Beim Überlernen lernt das Netz die Eingabemuster auswendig und verliert seine Fähigkeit zu generalisieren. Dann können je nach Eingabe in das trainierte Netz völlig willkürliche, unvernünftige Resultate als Folge des Überlernens auftreten.

7.3.4 Ergebnisse der Simulation des Neuronalen Netzes

Mit den simulierten Ereignissen wurden bereits vor Einführung der Standardschnitte, insbesondere des Schnitts im hohen Energiebereich und der Anpassung der Fehler in der Simulation (siehe Kapitel 5), mehrere Netze trainiert und ihr Verhalten untersucht. Dazu wurde die gesamte Anzahl an simulierten Ereignissen unter Vernachlässigung der chemischen Komposition und der Energieverteilung verwendet. Dabei stellt sich heraus, daß mit dem in Abbildung 7.4 angegebenen 4-6-6-1-Netz die besten Resultate erzielt werden können.

Wendet man das trainierte Netz nach Abbildung 7.4 auf den dritten Teildatensatz der simulierten Ereignisse zum unabhängigen Test des Netzes an, erhält man die Ausgabe des Netzes für Photonen und Hadronen in Abbildung 7.5(a).

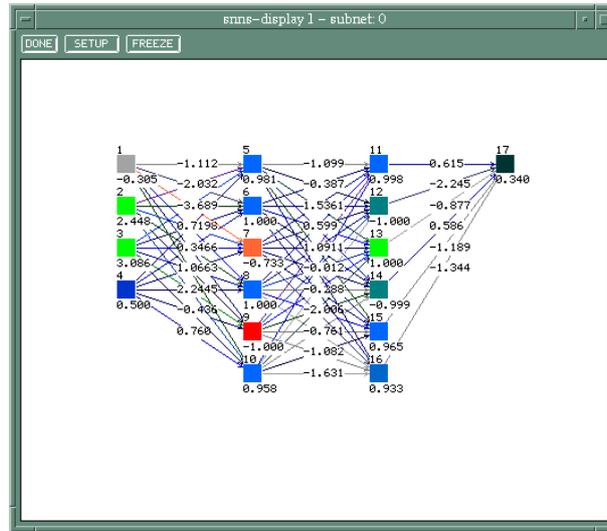


Abbildung 7.4: Darstellung eines trainierten 4-6-6-1 Neuronales Netzes mit 4 Eingabezellen, 2 verdeckten Schichten mit jeweils 6 verdeckten Zellen und 1 Ausgabezelle. Die Zahlen unter den Verbindungen geben die Gewichte der jeweiligen Verbindung und die Zahlen unter den Zellen den jeweiligen Aktivierungszustand an.

Die Zahl insgesamt vorhandener Photonen N_γ und Hadronen N_H ist für die simulierten Daten bekannt, so daß unter Verwendung der Gleichungen 7.1 und 7.4 für einen beliebigen Schnittwert s_0 der Netzausgabe der Qualitätsfaktor Q berechnet werden kann. Für eine Netzausgabe O , die kleiner als der Schnittwert $O < s_0$ ist, wird die Netzausgabe als ein Hadron, für Werte $O \geq s_0$ wird sie dagegen als ein Photon deklariert. Mit dieser Deklaration lassen sich die Anzahl \tilde{N}_γ und \tilde{N}_H der nach dem Verfahren verbleibenden Photonen bzw. Hadronen bestimmen, die für die Berechnung der Akzeptanzen ϵ_γ und ϵ_H und folglich des Qualitätsfaktors Q benötigt werden.

In Abbildung 7.5(b) ist der Qualitätsfaktor Q für das trainierte Netz in Abhängigkeit vom Schnittwert s_0 der Netzausgabe dargestellt.

Der optimale Qualitätsfaktor von $Q = 1.44$ wird für einen Schnittwert von $s_0 \approx 0.7$ der Netzausgabe in Abbildung 7.5(b) erreicht. Dieser Wert von Q ist vergleichbar mit dem optimalen Wert der modifizierten LES-Methode in [Pro97] von $Q = 1.44$ und den Werten in [MO00], er liegt aber deutlich unter den mit dieser Methode theoretisch erreichbaren Werten aus [Arq96].

Die Überprüfung der Resultate des Neuronales Netzes wurde mit einem komplett unabhängigen Verfahren durchgeführt. Das Verfahren, das auf zusammengesetzten Wahrscheinlichkeiten (englisch: „composite propabilities“) beruht [Bö99], liefert ähnliche Ergebnisse, insbesondere keine höheren Werte des Qualitätsfaktors Q . Daraus ist zu schließen, daß das verwendete Neuronale Netz vernünftige Ergebnisse liefert.

Wendet man das trainierte Netz jedoch auf die experimentellen Daten an, so werden durch das Netz zuviel Schauer als photoninduziert deklariert (50% der Daten). Ein Grund für diese Fehlklassifikation ist der fehlende Schnitt im hohen Energiebereich (siehe Abschnitt 5.2.3). Wird dieser Schnitt nicht vorgenommen, wird der für das Training des Neuronales Netzes verwendete Datensatz der Simulation bei hohen Energien künstlich mit Photonen

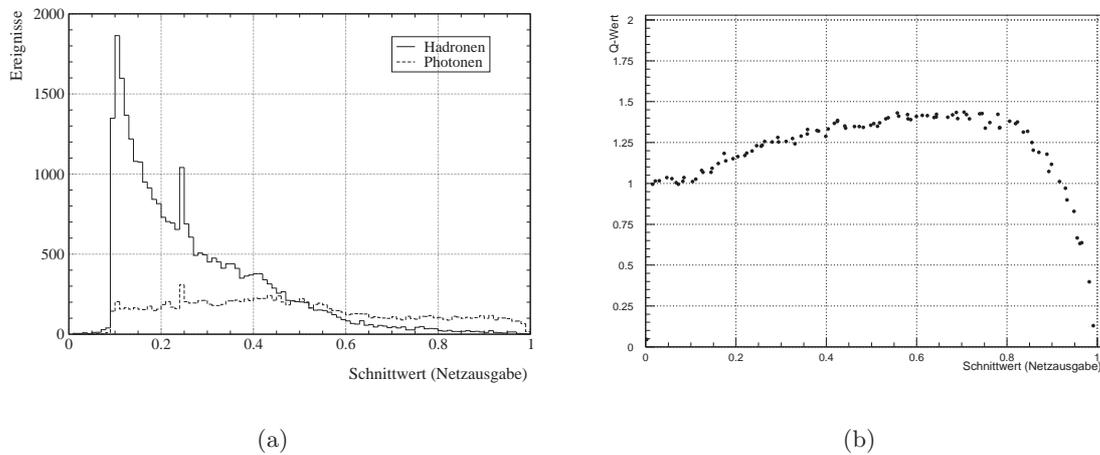


Abbildung 7.5: Netzausgabe (a) des trainierten 4-6-6-1-Netzes für Photonen und Hadronen als Eingabewerte und Qualitätsfaktor Q (b) in Abhängigkeit vom Schnittwert der Netzausgabe. Weitere Erläuterungen siehe Text.

angereichert, da für die lateralen Abhängigkeiten $\rho_\gamma(r)$ der Cherenkov-Photonen-Dichte, aus denen die Größe L_{90} gewonnen wird, der durch die hochenergetischen Photonen induzierten Schauer keine vergleichbaren hadroninduzierten Verteilungen vorliegen, siehe auch Abbildung 5.1 auf Seite 73. Das Netz interpretiert dann den größten Teil der hochenergetischen Schauer als durch Photonen induzierte.

Aus den vorhergehenden Arbeiten ([Arq96, MO00] und andere), die die LES-Methode zur Unterdrückung des hadronischen Untergrunds verwenden und deutlich höhere Werte des Qualitätsfaktors Q angeben, geht nicht hervor, ob ein Schnitt im hohen Energiebereich angebracht wurde.

Verwendet man dagegen die Daten der Simulation unter Anwendung der Standardschnitte, also insbesondere des Schnitts im hohen Energiebereich und nach Erhöhung der Fehler, so läßt sich kein geeignetes Neuronales Netz finden, mit dem eine Erhöhung des Qualitätsfaktors auf Werte $Q > 1.0$ erreicht werden kann. (Ein Grund hierfür kann sein, daß die Größe N_s für Energien $E < 100$ TeV nahezu unkorreliert zur Energie ist, siehe Abbildung 6.4 auf Seite 83). Diese Tatsache wird wiederum durch das unabhängige Verfahren der zusammengesetzten Wahrscheinlichkeiten [Bö99] bestätigt.

Eine detaillierte Studie der Unterscheidungsmöglichkeit aller in Frage kommenden Parameter in einem Neuronalen Netz nach Anwendung der Standardschnitte konnte aufgrund des hohen Zeit- und Rechenaufwands in dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden. Es wird deshalb auf eine weitere Verwendung Neuronaler Netze zur Unterdrückung des hadronischen Untergrunds verzichtet. Statt dessen werden alternative Größen auf ihre Unterscheidungsmöglichkeit zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern hin untersucht.

7.4 Alternative Wahl der Größen

Eine mögliche Alternative zu den Größen aus der LES-Methode ergibt sich aus der lateralen Abhängigkeit $\rho_s(r)$ der Elektronen- und Photonendichte. Die Parameter, die die Form von $\rho_s(r)$ beschreiben (englisch: „shape-Parameter“), und das Schaueralter nach Gleichung 1.22

ergeben sich aus der Anpassung an die Amplitudendaten der Szintillationszähler und besitzen ebenfalls ein Potential zur Unterscheidung von photon- und hadroninduzierten Schauern, das höher sein könnte als das von $-1/R_L$. Dieser Ansatz wird z.B. in [Pra99] verfolgt.

Abbildung 7.6 zeigt die Größe $\log_{10}(N_s/L_{90}[\text{m}^{-2}])$ in Abhängigkeit vom Schaueralter für Photonen und Hadronen (Abbildung 7.6(a)) der Simulation und in Abbildung 7.6(b) den Vergleich der experimentellen Daten mit der Simulation, nachdem die Mittelwerte von $\log_{10}(N_s/L_{90}[\text{m}^{-2}])$ der experimentellen Daten in Abhängigkeit vom Schaueralter auf die entsprechenden Mittelwerte der Simulation kalibriert worden sind. Es zeigt sich ein deutlicherer Unterschied der Mittelwerte zwischen Photonen und Hadronen als in der Darstellung gegen $-1/R_L$. Auch hier ist eine weitgehende Übereinstimmung zwischen der Simulation und den experimentellen Daten gegeben.

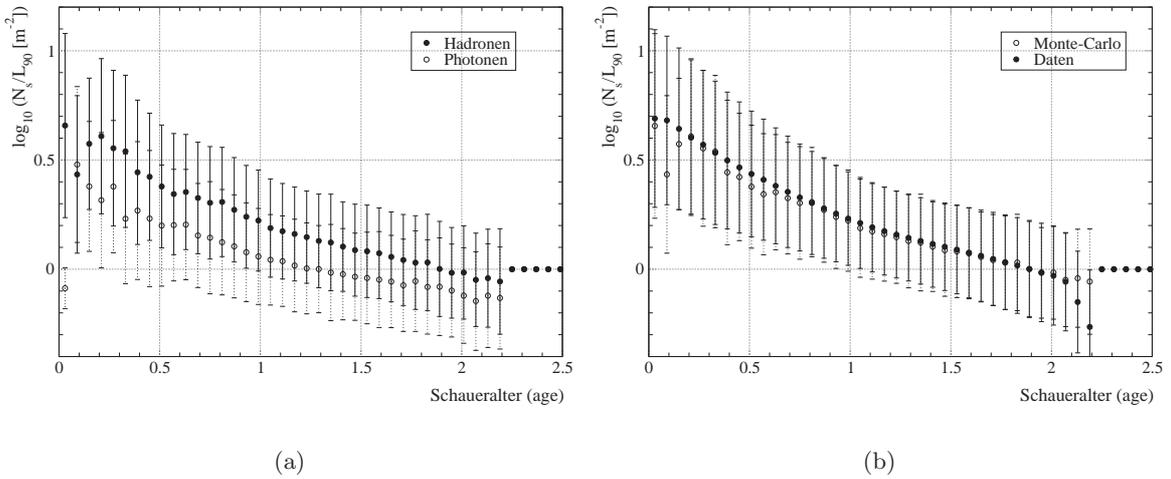


Abbildung 7.6: Darstellung der Größen für eine alternative Methode zum LES-Verfahren. Dargestellt sind die Mittelwerte der Größe $\log_{10}(N_s/L_{90}[\text{m}^{-2}])$ in Abhängigkeit vom Schaueralter in (a) für Photonen und Hadronen der Simulation und in (b) der Vergleich zwischen Simulation und experimentellen Daten, nach Kalibration der Mittelwerte der experimentellen Daten auf die Mittelwerte der Simulation. Als Fehlerbalken sind die Streuungen der Einzelwerte eingezeichnet.

Man erkennt, daß ein Unterschied in den Verteilungen des Schaueralters für Photonen und Hadronen der Simulation in Abbildung 7.7(a) vorliegt, aber keine Übereinstimmung der Verteilungen des Schaueralters für experimentelle Daten und Simulation hergestellt werden kann (Abbildung 7.7(b)). Die Unterschiede zwischen der Simulation und den experimentellen Daten in Abbildung 7.7(b) sind größer als die Unterschiede in den Verteilungen für Photonen und Hadronen in Abbildung 7.7(a).

Aus diesem Grund läßt sich auch diese Methode nicht zur Unterdrückung des hadronischen Untergrunds heranziehen. Versuche, diese Methode in einem Neuronalen Netz anzuwenden, bleiben ebenso erfolglos.

Parameter, die die Form von $\rho_s(r)$ beschreiben, können nicht zur Unterscheidung von photon- und hadroninduzierten Schauern herangezogen werden, da durch die Erhöhung der Fehler in der Simulation jede Unterscheidungsmöglichkeit genommen wird.

Für die Bestimmung einer globalen oberen Flußgrenze des diffusen γ -Strahlungshinter-

grunds wird trotz alledem eine Größe v benötigt, die zumindest eine geringfügige Unterscheidung zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern beinhalten sollte. Es wird deshalb auf die Verteilung nach Abbildung 7.1(a) auf Seite 92 der für die LES-Methode verwendeten Größen zurückgegriffen.

Durch Projektion der zweidimensionalen Verteilung von $\log_{10}(N_s/L_{90}[\text{m}^{-2}])$ gegen $-1/R_L [\text{m}^{-1}]$ auf eine der beiden Achsen $\log_{10}(N_s/L_{90}[\text{m}^{-2}])$ oder $-1/R_L [\text{m}^{-1}]$ ergibt sich eine fast vollkommene Überlappung der Verteilungen von Photonen und Hadronen. Die Überlappung kann aber durch Projektion auf eine Achse, der v -Achse in Abbildung 7.8, die ungefähr senkrecht zum allgemeinen Verlauf der Datenpunkte in Abbildung 7.8 ausgerichtet ist, reduziert werden.

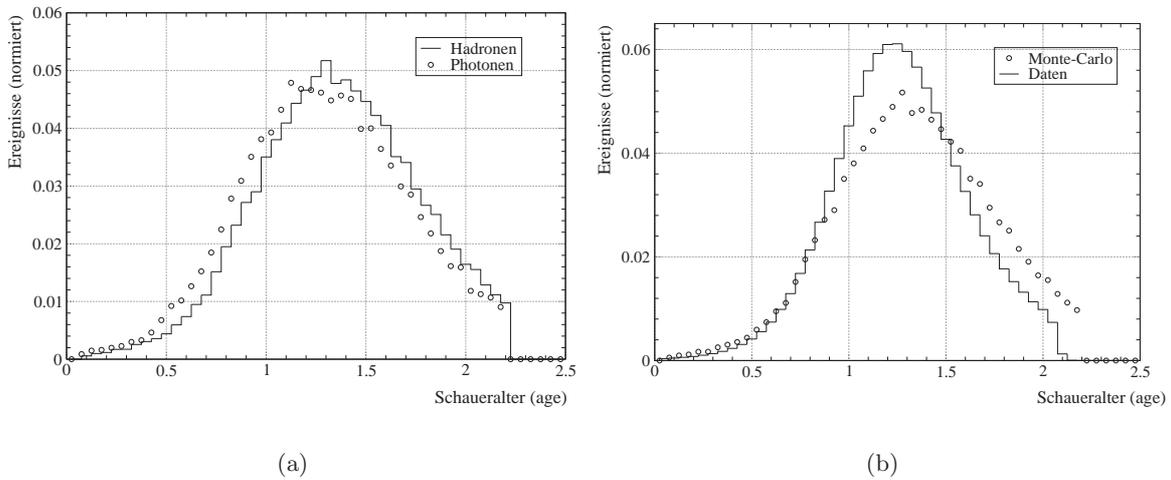


Abbildung 7.7: Darstellung des Schaueralters für Photonen und Hadronen der Simulation (a) und Vergleich der Verteilungen von Simulation und experimentellen Daten (b). Es besteht eine Unterscheidungsmöglichkeit zwischen der Verteilung für Photonen und Hadronen, die sich aber nicht ausnutzen läßt, da keine Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und der Simulation hergestellt werden kann. Aufgrund des geringen Beitrags von Photonen sollte die Verteilungen der Hadronen in (a) mit der Verteilung der Simulation in (b) übereinstimmen, was auch beobachtet werden kann.

Die Verteilung in der Variablen v :

$$v = \log_{10}\left(\frac{N_s}{L_{90}[\text{m}^{-2}]}\right) + 23.43 \cdot \left(0.005 - \frac{1}{R_L[\text{m}]}\right) \quad (7.20)$$

wird deshalb empfindlich auf die relativen Anteile von Photonen und Hadronen sein.

Abbildung 7.9(a) zeigt die Verteilung der Größe v für Photonen und Hadronen der Simulation und Abbildung 7.9(b) die Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und der Simulation.

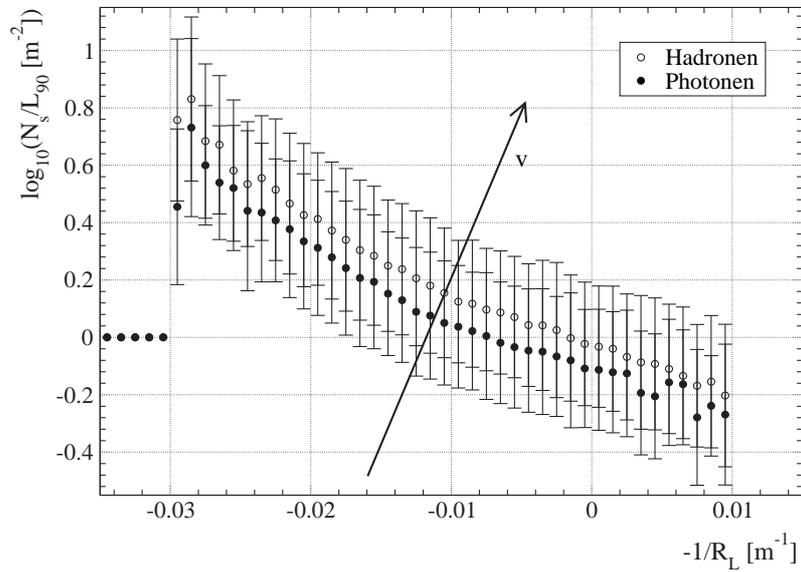


Abbildung 7.8: Gewinnung der Variablen v durch Projektion in den für die LES-Methode verwendeten Größen. Der Pfeil gibt die Achse der nach Gleichung 7.20 definierten Variablen v wieder. Näheres siehe Text.

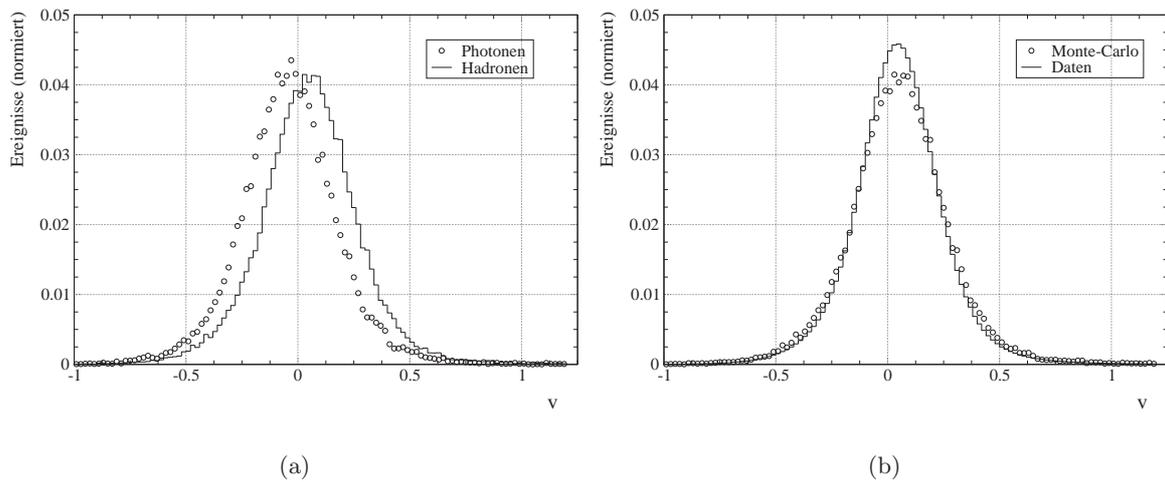


Abbildung 7.9: Die Verteilung der Größe v nach Gleichung 7.20 für Photonen und Hadronen der Simulation (a) und Vergleich der Verteilungen der Simulation und der experimentellen Daten (b).

Kapitel 8

Bestimmung oberer Flußgrenzen

In diesem Kapitel wird die Verteilung der Größe v nach Gleichung 7.20 zur Bestimmung oberer Flußgrenzen des diffusen γ -Strahlungshintergrunds herangezogen. Dabei werden zwei verschiedene Ansätze verfolgt, die in den folgenden Abschnitten detailliert beschrieben werden:

- Bestimmung einer globalen oberen Flußgrenze des diffusen γ -Strahlungshintergrunds durch den Vergleich der experimentellen Verteilung von v mit den Verteilungen von v für Photonen und Hadronen aus der Simulation. Die Bezeichnung global soll zum Ausdruck bringen, daß keine Selektion der zu betrachtenden Daten bezüglich der galaktischen Koordinaten vorgenommen wird. Diese Bestimmung ist sensitiv auf die Summe der isotropen und nichtisotropen Komponente der diffusen Hintergrundstrahlung.
- Bestimmung einer oberen Flußgrenze für einen festgelegten Bereich der Galaxie durch den Vergleich der experimentellen Verteilung von v in diesem Bereich mit einer experimentellen Verteilung von v eines anderen Bereichs der Galaxie. Da die obere Flußgrenze in diesem Fall aus den Unterschieden zwischen diesen beiden Verteilungen abgeleitet wird, ist diese Bestimmung nur sensitiv auf die nichtisotrope Komponente der diffusen Hintergrundstrahlung.

Beide Methoden werden auf den gleichen Datensatz angewendet, der im nachfolgenden Abschnitt mit seinen Eigenschaften kurz vorgestellt wird.

8.1 Der ausgewählte Datensatz

Für die Bestimmung der oberen Flußgrenzen werden nur die Daten der erweiterten AIROBICC-Matrix betrachtet, die in der Zeit von April 1998 bis Ende März 2000 genommen wurden. Aus diesem Zeitraum werden nur Messungen berücksichtigt, die die Kriterien für die Selektion guter Datensätze nach Kapitel 5 erfüllen. Das heißt, daß die AIROBICC-Matrix eingeschaltet war, daß keine schlechten Wetterbedingungen vorlagen und daß die Elektronik einwandfrei gearbeitet hat. Die Identifikationsnummern (Runnummern) der Einzelmessungen nach der Selektion reichen von 7305 bis 8598.

Die wesentlichen Merkmale des ausgewählten Datensatzes nach Anwendung der Standard-schnitte wurden bereits in Kapitel 5 und 6 vorgestellt. Ein weiteres interessantes Merkmal ist die Verteilung der Ereignisse in Himmelskoordinaten. Die HEGRA-Detektormatrix kann

aufgrund ihrer geographischen Lage und wegen ihrer begrenzten Akzeptanz im Zenitwinkel ($\theta \lesssim 30^\circ$) nicht den gesamten Himmelsbereich, sondern vorwiegend nur den nördlichen Himmel erfassen. Dies wird aus Abbildung 8.1 deutlich, in der die Verteilung der Ereignisse des ausgewählten Datensatzes in galaktischen Koordinaten (l, b) dargestellt ist.

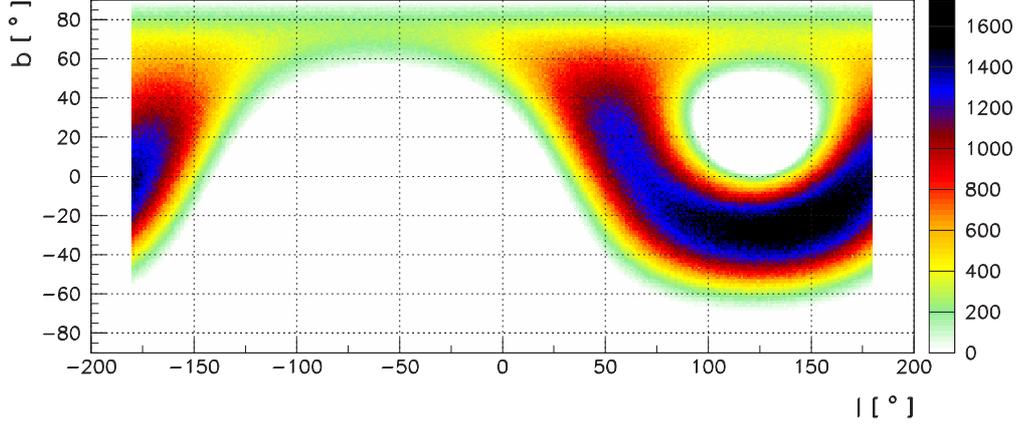


Abbildung 8.1: Verteilung der Ereignisse des ausgewählten Datensatzes in galaktischen Koordinaten. Angegeben ist die Anzahl von Ereignissen pro Bin der galaktischen Länge l und Breite b als Farbwert (siehe Legende).

8.2 Bestimmung globaler oberer Flußgrenzen

Die Verteilungen in der Variablen v ergeben sich für die rekonstruierten experimentellen Daten q_{Data} und für die Verteilungen der simulierten Photonen q_γ und Hadronen q_H wie folgt:

$$q_\gamma = dN_\gamma/dv \quad (8.1)$$

$$q_H = dN_H/dv \quad (8.2)$$

$$q_{Data} = dN_{Data}/dv \quad (8.3)$$

mit $dN_x =$ Anzahl Ereignisse der entsprechenden Verteilung $x = \gamma, H, Data$.

Dabei sind q_γ und q_H beide so normiert, daß sie den absoluten Verteilungen der rekonstruierten Monte-Carlo-Schauer für eine On-Zeit von $T_{on} = 1$ s und einem differentiellen Fluß von 0.2582 Teilchen/(m^2 s sr TeV) bei 1 TeV entsprechen.

Das Verhältnis des differentiellen Photonenflusses I_γ^0 zum differentiellen Fluß I_{KS}^0 der gesamten hadronischen Kosmischen Strahlung bei einer Energie $E_0 = 1$ TeV wird mit $r_0 = I_\gamma^0/I_{KS}^0$ bezeichnet (siehe auch Gleichung 1.20 auf Seite 21). Es läßt sich durch eine Anpassung der Superposition von q_γ und q_H an die Verteilung der Daten q_{Data} nach Gleichung 8.4 darstellen:

$$q_{Data} = T_{on}[s] \cdot a \cdot (q_H + r_0 \cdot q_\gamma) . \quad (8.4)$$

Die Anpassung erfolgt durch Variation der freien Parameter r_0 und a . T_{on} ist die On-Zeit der verwendeten experimentellen Daten. Die Variable a ist ein Normierungsfaktor, der Inkonsistenzen in der relativen Normierung von experimentellen und simulierten Daten ausgleichen soll. Im Falle einer perfekten Beschreibung der experimentellen Daten durch eine ideale Monte-Carlo-Simulation und einer exakten Bestimmung der On-Zeit der Daten ergäbe sich $a = 1.0$.

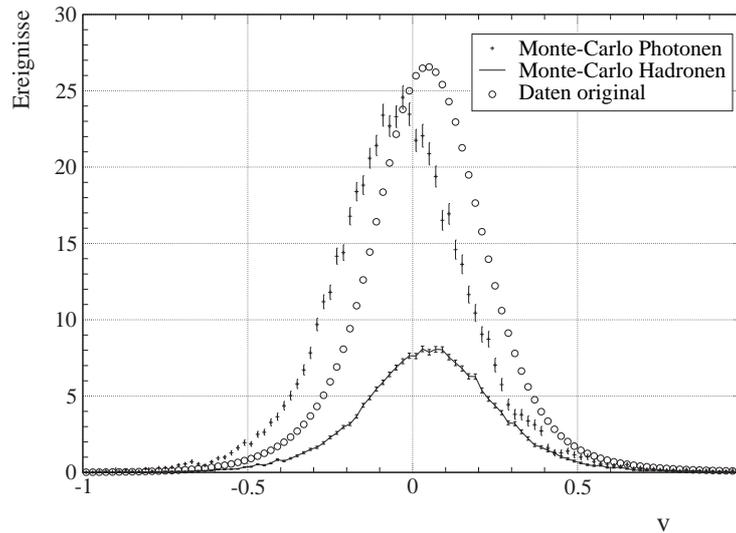
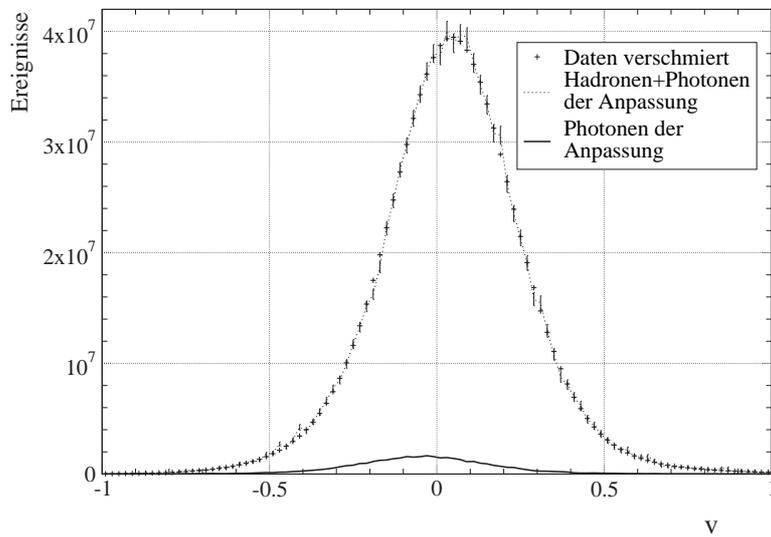


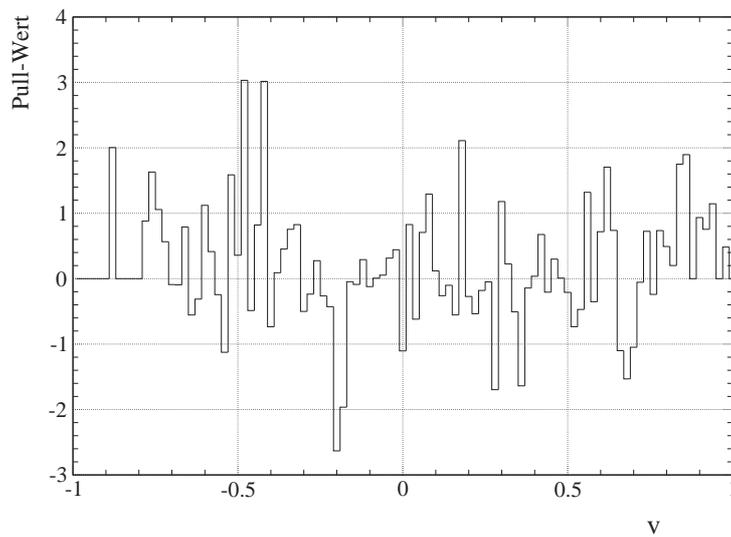
Abbildung 8.2: Darstellung der Verteilungen q_{Data} , q_γ und q_H in der Variablen v . Deutlich erkennbar ist die Unterdrückung der Verteilung q_H um einen Faktor von ≈ 3 durch die Standardschnitte. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Abbildung 8.2 zeigt die Verteilung der experimentellen Daten q_{Data} und die Verteilungen der simulierten Photonen q_γ und Hadronen q_H nach Anwendung der Standardschnitte. Aufgrund des erwarteten geringen Beitrags von Photonen sind sich die Verteilungen q_{Data} und q_H bereits sehr ähnlich. Bei näherer Betrachtung stellt sich jedoch heraus, daß die mittlere quadratische Abweichung (RMS) der Verteilung q_{Data} der Daten ($RMS = 0.206$) geringfügig kleiner ist als die der simulierten Verteilung q_H ($RMS = 0.224$). Diese erhöhte Schwankung in den simulierten Daten könnte auf Unzulänglichkeiten der Schauersimulation zurückzuführen sein oder durch eine Überschätzung der Fehler bei der Anpassung der Fehler in der Simulation (siehe Kapitel 5) hervorgerufen werden.

Um auf diese Diskrepanz zu korrigieren, wird deshalb die experimentelle Verteilung q_{Data} binweise verschmiert. Dazu wird der Inhalt jedes Bins der Verteilung q_{Data} gaußförmig über dasselbe Bin und die Nachbarbins verteilt. Die Standardabweichung s der zur Verschmierung herangezogenen Gauß-Funktion geht dabei als dritter freier Parameter in die Anpassung nach Gleichung 8.4 ein.



(a)



(b)

Abbildung 8.3: Ergebnisse der Anpassung 8.4 für den ausgewählten Datensatz nach Anwendung der Standardschnitte. Abbildung (a) zeigt die aus der Anpassung resultierenden Verteilungen und Abbildung (b) die Pull-Wert-Verteilung der Anpassung. Nähere Erläuterungen siehe Text.

Für eine hohe Güte der Anpassung sprechen der χ^2 -Wert von 88 bei 85 Freiheitsgraden (englisch: „d.o.f.=degrees of freedom“) und die Pull-Wert-Verteilung (Definition: siehe Gleichung 4.8 auf Seite 64) in Abbildung 8.3(b), die einen Mittelwert von 0.21 bei einer mittleren quadratischen Abweichung von 0.99 aufweist.

Abbildung 8.3(a) zeigt den Vergleich zwischen der verschmierten experimentellen Verteilung q_{Data} und der angepaßten Summe der Anteile von Photonen und Hadronen. Es ist eine weitestgehende Übereinstimmung zu erkennen. Zusätzlich ist der Anteil von Photonen, der sich aus der Anpassung ergibt, eingezeichnet.

Die Ergebnisse der Anpassung für das Verhältnis r_0 bei $E_0 = 1$ TeV und die beiden übrigen freien Parameter sind in Tabelle 8.1 angegeben.

r_0	=	0.014 ± 0.005
s	=	0.080 ± 0.003
$\chi^2/d.o.f$	=	88/85

Tabelle 8.1: Ergebnisse der freien Parameter der Anpassung 8.4 für die globale obere Grenze.

Die angegebenen Fehler entsprechen 1.282σ , so daß $r_0 + \Delta r_0$ die obere Grenze von r_0 bei 90 % Confidence-Level (C.L.) beschreibt, wenn nur die statistischen Fehler in Betracht gezogen werden.

Um die Stabilität der Anpassungsergebnisse zu überprüfen und den systematischen Fehler der Ergebnisse abschätzen zu können, werden die freien Parameter a und r_0 zusätzlich als Funktion von v_0 bestimmt, wobei v_0 die Grenze zwischen zwei Intervallen in v , $v < v_0$ und $v > v_0$, definiert.

Die integrierten Verteilungen von q_{Data} , q_γ und q_H in diesen beiden Intervallen werden dazu benutzt, bei einem festen Wert der Standardabweichung von $s = 0.080$ für die Verschmierung der Daten (s.o.) a und r_0 über zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten zu berechnen. Bei Variation von v_0 im Bereich $-0.18 < v_0 < 0.30$, der den größten Teil aller Schauer (74 % von q_{Data} , 76 % von q_H und 68 % von q_γ) enthält, erzielt man bei der Berechnung stabile und mit den Werten aus Tabelle 8.1 konsistente Ergebnisse.

Bei einer Variation von v_0 von -0.18 zu -0.5 ändert sich das Ergebnis für das Verhältnis r_0 von 1.4 % zu -1.5 %.

Wird dagegen für die Verschmierung der Daten $s = 0.0$ gesetzt, liefert die Anpassung $r_0 = -3.1$ % mit einem χ^2 -Wert von 465 bei 86 Freiheitsgraden. Diese Anpassung ist nicht akzeptabel und wird deshalb verworfen.

Verwendet man in der Anpassung andere Variable anstelle von v , z.B. $-1/R_L$ [m^{-1}] oder $\log_{10}(N_s/L_{90}[\text{m}^{-2}])$, so erhält man entweder schlechte Anpassungen mit inakzeptablen χ^2 -Werten ($\chi^2/dof > 2.0$) oder Werte von r_0 zwischen -3.0 % und 0 %.

Alle diese Ergebnisse sprechen dafür, daß das Ergebnis für r_0 in Tabelle 8.1 auch in Bezug auf den systematischen Fehler als obere Grenze angesehen werden kann. Desweiteren zeigen sie, daß das Ergebnis nicht als positives Photonensignal aufgefaßt werden sollte, obwohl r_0 3.6 Standardabweichungen von Null verschieden ist. Wird nämlich r_0 in der Anpassung fest auf $r_0 = 0.0$ eingestellt, so ergibt sich trotzdem eine gute Anpassung mit einem χ^2 -Wert von 101 bei 85 Freiheitsgraden, was einer Änderung der χ^2 -Wahrscheinlichkeit von 38 % zu 11 % entspricht.

Die obere Grenze $r_{0,upl}$ bei einer Energie $E_0 = 1$ TeV und 90 % Confidence-Level ergibt sich mit den Werten aus Tabelle 8.1 zu:

$$r_{0,upl} = r_0 + \Delta r_0 = 0.014 + 0.005 = 1.9 \cdot 10^{-2} \quad (90 \% \text{ C.L.}) . \quad (8.5)$$

Mit den in der Simulation verwendeten spektralen Indizes (siehe Tabelle 3.4 auf Seite 55) kann das Ergebnis von r_0 auf jede beliebige andere Bezugsenergie E_1 umgerechnet werden. Da die Verteilung q_H bereits auf den differentiellen Fluß der gesamten hadronischen Kosmischen Strahlung normiert ist, muß für die Bestimmung eines Verhältnisses r_1 bei der Energie E_1 nur der Term $r_0 \cdot q_\gamma$ in der Anpassung 8.4 durch $r_1 \cdot q_{\gamma,1}$ mit $q_{\gamma,1} = q_\gamma \cdot r_0/r_1$ ersetzt werden.

Für den ausgewählten Datensatz nach Anwendung der Standardschnitte ergibt sich eine mittlere Energie \bar{E}_γ der Photonenschauer von $\bar{E}_\gamma = 53 \text{ TeV}$. Die Umrechnung des Verhältnisses r_0 auf diese Energie ergibt das Endresultat der globalen oberen Flußgrenze von:

$$\boxed{\frac{I_\gamma}{I_{KS}}(\bar{E}_\gamma = 53 \text{ TeV}) < 1.4 \cdot 10^{-2} \quad (90 \% \text{ C.L.})} . \quad (8.6)$$

Ein weiteres Ergebnis für die globale obere Flußgrenze erhält man durch eine zweite Anpassung mit schärferen Schnitten an den ausgewählten Datensatz. Dazu werden folgende Selektionen zusätzlich angewendet:

- Beschränkung auf kleine Zenitwinkel: $\Theta < 15^\circ$.
- Beschränkung auf kleine Eindringtiefen: $-0.1 < -1/R_L [\text{m}^{-1}]$.

Die Beschränkung auf kleine Zenitwinkel bewirkt eine stärkere Unterdrückung von höchst-energetischen Schauern. Die Beschränkung auf große Werte von $-1/R_L$ bedeutet ein Verwerfen hoher Eindringtiefen. Dies betrifft vorwiegend hadronische Schauer, da sie größeren Schwankungen in der Schauerentwicklung unterliegen und somit höhere Eindringtiefen aufweisen. Durch diese Selektionen verringert sich die mittlere Energie \bar{E}_γ der rekonstruierten Photonenschauer zu $\bar{E}_\gamma = 31 \text{ TeV}$.

Die Anpassung kann mit einem χ^2 -Wert von 46.8 bei 56 Freiheitsgraden exzellent durchgeführt werden. Als Ergebnis für r_0 erhält man $r_0 = 0.012 \pm 0.004$ und folglich die globale obere Grenze $r_{0,upl}$ bei $E_0 = 1 \text{ TeV}$ zu $r_{0,upl} = 0.016$. Die Umrechnung auf eine mittlere Energie $\bar{E}_\gamma = 31 \text{ TeV}$ der Photonenschauer ergibt die zweite globale obere Flußgrenze von:

$$\boxed{\frac{I_\gamma}{I_{KS}}(\bar{E}_\gamma = 31 \text{ TeV}) < 1.2 \cdot 10^{-2} \quad (90 \% \text{ C.L.})} . \quad (8.7)$$

8.3 Bestimmung einer oberen Flußgrenze für die innere Galaxie

Der im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Ansatz zur Bestimmung einer globalen oberen Flußgrenze unterliegt nichtvernachlässigbaren systematischen Effekten aufgrund von Inkonsistenzen zwischen der Schauersimulation und den experimentellen Daten. Das Ergebnis der globalen oberen Flußgrenze ist daher stark an die Güte und Genauigkeit der Simulation gebunden.

Diese Problematik läßt sich vermeiden, wenn zur Bestimmung einer oberen Grenze nur die experimentellen Daten betrachtet werden. Die Simulation wird dann nur noch benötigt, um

8.3. BESTIMMUNG EINER OBEREN FLUSSGRENZE FÜR DIE INNERE GALAXIE109

die Position und die Form (englisch: „shape“) der Verteilung des erwarteten Photonensignals zu parametrisieren und das Signal, das in Einheiten von Anzahl Ereignisse vorliegt, in einen Photonенfluß umzurechnen.

Es werden verschiedene Bereiche des Himmels in galaktischen Koordinaten (siehe auch Abbildung 8.1 auf Seite 104) ausgewählt und die experimentellen Verteilungen in der Variablen v in diesen Bereichen miteinander verglichen, um ein Photonensignal zu bestimmen. Die diffuse γ -Strahlung galaktischen Ursprungs konzentriert sich im wesentlichen auf die galaktische Scheibe, also auf kleine absolute galaktische Breiten $|b|$ (siehe auch Abbildung 1.6 auf Seite 20). Es macht daher Sinn, die v -Verteilung bei kleinen $|b|$ -Werten als Signalregion zu betrachten und mit der bei höheren $|b|$ -Werten, die als Untergrundregion definiert wird, zu vergleichen. Ein höherer Photonenteil in der Signalregion sollte sich dann in einer Verformung der Verteilung für die Signalregion relativ zur Verteilung der Untergrundregion niederschlagen.

Dementsprechend wird hier, im Gegensatz zur Bestimmung der globalen oberen Grenze, ein Photonensignal nicht durch den Vergleich der absoluten Werte der v -Verteilung, sondern durch den Vergleich ihrer Form bestimmt.

Ein Grund hierfür ist, daß die Akzeptanz der HEGRA-Detektormatrix stark vom Zenitwinkel θ abhängt. Die Abhängigkeit ist durch den Detektoraufbau und der bei verschiedenen Zenitwinkeln durch einen Schauer durchquerten unterschiedlich dichten atmosphärischen Massenverteilung begründet. Gleichzeitig hängt sie auch vom Azimutwinkel ϕ ab, da die Detektorebene nicht horizontal ist. Die Akzeptanz ist auch eine Funktion der Zeit t , da sich die atmosphärischen Bedingungen während der gesamten Beobachtungsperiode verändert haben und teilweise Änderungen im Versuchsaufbau bzw. der Elektronik vorgenommen wurden.

Bei der Analyse stellt sich heraus, daß auch die Form der experimentellen v -Verteilungen von θ und ϕ abhängt. Diese Abhängigkeit könnte durch einen zusätzlichen, nichtisotropen Anteil der diffusen γ -Strahlung hervorgerufen werden. Sie ist aber höchstwahrscheinlich auf die gleichen Gründe zurückzuführen, die auch für die systematische Änderung der Akzeptanz mit θ , ϕ und t verantwortlich sind.

Deshalb müssen für den Vergleich der v -Verteilungen unterschiedlicher Himmelsbereiche, die somit auch verschiedene (θ, ϕ, t) -Bereiche beschreiben, zwei v -Verteilungen so definiert werden, daß beide die gleichen systematischen Effekte bezüglich (θ, ϕ, t) beinhalten. Dazu wird für die Ereignisse des ausgewählten Datensatzes nach Anwendung der Standardschnitte die folgende Intervalleinteilung in den Variablen $\cos \theta$, ϕ , t und v vorgenommen:

- 12 Bins im Kosinus des Zenitwinkels $\cos \theta$.
- 18 Bins im Azimutwinkel ϕ .
- 352 Bins in der Zeit t .
- 22 Bins in v .

Die Größe eines Zeitbins wird so festgelegt, daß es mindestens eine vollständige Beobachtungsnacht mit mindestens fünf Stunden Beobachtungszeit enthält, was einer Überstreichung der Rektaszension α von $\alpha \geq 75^\circ$ in diesem Zeitraum entspricht. Weiterhin wird angenommen, daß in jedem Bin von $(\cos \theta, \phi, t)$ die Verteilungen von v für Photonen und Hadronen unabhängig von $\cos \theta$, ϕ und t sind.

Aus dieser Aufteilung ergeben sich schließlich die folgenden Größen und Bezeichnungen:

i	Index des i -ten Bins in $(\cos \theta, \phi, t)$.
j	Index des j -ten Bins in v .
n_{ij}	Anzahl von Ereignissen der Signalregion, die in das i -te Bin von $(\cos \theta, \phi, t)$ und das j -te Bin von v fallen.
$N_i = \sum_j n_{ij}$	Gesamtzahl von Ereignissen der Signalregion im i -ten Bin von $(\cos \theta, \phi, t)$.
$v_{ij} = n_{ij}/N_i$	Normierte v -Verteilung von Ereignissen der Signalregion im i -ten Bin von $(\cos \theta, \phi, t)$.
m_{ij}	Anzahl von Ereignissen der Untergrundregion, die in das i -te Bin von $(\cos \theta, \phi, t)$ und das j -te Bin von v fallen.
$M_i = \sum_j m_{ij}$	Gesamtzahl von Ereignissen der Untergrundregion im i -ten Bin von $(\cos \theta, \phi, t)$.
$w_{ij} = m_{ij}/M_i$	Normierte v -Verteilung von Ereignissen der Untergrundregion im i -ten Bin von $(\cos \theta, \phi, t)$.

Die v -Verteilung hängt in jedem Bin von $(\cos \theta, \phi, t)$ von i aber nicht von $\cos \theta, \phi$ oder t ab. Eine Information über verschiedene Beiträge von Photonen in der Signal- und Untergrundregion kann somit durch den Vergleich der v -Verteilungen bei festem i gewonnen werden. Sie läßt sich aber auch durch den Vergleich der v -Verteilungen summiert über alle i auffinden, vorausgesetzt, daß das statistische Gewicht der v -Verteilungen für jedes i so gewählt ist, daß es identisch für die Signal- und Untergrundregion ist.

Für die Signalregion definiert man die v -Verteilung S_j mit ihrem Fehler ΔS_j nach den folgenden Gleichungen:

$$S_j = \sum_i N_i \cdot v_{ij} = \sum_i n_{ij} \quad (8.8)$$

$$(\Delta S_j)^2 = \sum_i n_{ij} \cdot \quad (8.9)$$

Die Verteilung B_j der Untergrundregion mit ihrem Fehler ΔB_j wird dagegen mit den folgenden Gleichungen konstruiert:

$$B_j = \sum_i N_i \cdot w_{ij} \quad (8.10)$$

$$(\Delta B_j)^2 = \sum_i N_i^2 \cdot (\Delta w_{ij})^2 \quad (8.11)$$

$$\text{mit } (\Delta w_{ij})^2 = m_{ij} \cdot \frac{M_i - m_{ij}}{M_i^3} \cdot$$

Durch die Gewichtung der v -Verteilung w_{ij} mit N_i werden die in der Verteilung S_j enthaltenen systematischen Effekte in der Verteilung B_j simuliert. Unterschiede in den Erscheinungsformen der Verteilungen S_j und B_j können somit als unterschiedliche Beiträge von Photonen interpretiert werden.

Der hier vorgestellte Ansatz entspricht im wesentlichen der von Alexandreas [Ale93] vorgeschlagenen Standardmethode, es sind jedoch die im folgenden beschriebenen Modifikationen vorgenommen worden:

- Die Untergrundverteilung w_{ij} wird nicht aus allen Ereignissen, sondern nur aus denen eines wohldefinierten Himmelsbereichs, der nicht mit der Signalregion überlappt, gebil-

8.3. BESTIMMUNG EINER OBEREN FLUSSGRENZE FÜR DIE INNERE GALAXIE111

det. Die Verteilungen S_j der Signalregion und B_j der Untergrundregion sind deshalb statistisch voneinander unabhängig.

Die resultierende obere Grenze des Beitrags von Photonen kann somit realistischer bestimmt werden und ist generell höher als eine, bei der Signal- und Untergrundregion sich überschneiden, da bei einer Überschneidung der Photonenbeitrag im allgemeinen unterschätzt wird.

- Die Verteilung B_j der Untergrundregion wird für jedes beobachtete Ereignis durch die gesamte w_{ij} -Verteilung dargestellt und nicht, wie in [Ale93] vorgeschlagen, durch zufällige Generierung eines einzelnen Werts (oder einiger weniger Werte) aus der w_{ij} -Verteilung. Dadurch können die Eigenschaften der gemessenen w_{ij} -Verteilung vollständig ausgenutzt werden. Zusätzlich wird im Zusammenspiel mit dem ersten Punkt die Fehlerrechnung vereinfacht und transparent gemacht.
- Bei der Berechnung der Signal- und Untergrundverteilungen S_j und B_j sowie deren Fehler ΔS_j und ΔB_j erstreckt sich die Summation nur über diejenigen Indizes i , für die $M_i > N_i$ gilt. Dadurch werden nur jene Bins in $(\cos \theta, \phi, t)$ berücksichtigt, bei denen die Untergrundverteilung w_{ij} mindestens genauso gut bestimmt werden konnte wie die Signalverteilung v_{ij} .

Wenn also insbesondere keine Untergrundereignisse in einem Bin von $(\cos \theta, \phi, t)$ vorliegen, also $M_i = 0$ ist, werden die dazugehörigen Ereignisse N_i der Signalregion nicht zur Berechnung von S_j mit herangezogen.

Das Verhältnis $r_0 = I_\gamma^0 / I_{KS}^0$ bei $E_0 = 1$ TeV wird schließlich durch eine Anpassung der Superposition der Untergrundverteilung B_j mit einem möglichen Anteil G_j von Photonen an die Verteilung S_j der Signalregion nach folgender Form 8.12 dargestellt:

$$S_j = a \cdot \left(B_j + r_0 \cdot \frac{G_j}{\epsilon} \right) \quad j = 1, \dots, 22, \quad (8.12)$$

wobei G_j die Verteilung q_γ aus 8.1 ist, die an die neue Bineinteilung angepaßt und auf die Anzahl $\sum_i N_i$ von Ereignissen normiert wurde. ϵ ist ein mittleres Verhältnis der Zahl rekonstruierter Hadronenschauer zur Zahl rekonstruierter Photonenschauer unter der Annahme gleicher differentieller Flüsse für Photonen und Hadronen bei 1 TeV. Die Parameter a und r_0 sind die freien Parameter der Anpassung. Der Parameter a ist ein Normierungsfaktor, um von der relativen Normierung von S_j und B_j unabhängig zu sein.

Als Signal- und Untergrundregion werden folgende Himmelsbereiche in galaktischen Koordinaten l und b gewählt:

$$\begin{aligned} \text{Signalregion:} & \quad 20^\circ < l < 60^\circ, |b| < 5^\circ . \\ \text{Untergrundregion:} & \quad 20^\circ < l < 60^\circ, 10^\circ < |b| < 30^\circ . \end{aligned}$$

Der Mittelwert für die galaktische Länge l in der Signalregion ergibt sich zu $\bar{l} = 48.6^\circ$ und das mittlere Verhältnis ϵ errechnet sich zu $\epsilon = 0.348$. Für die Untergrundregion findet man $\bar{l} = 45.7^\circ$ und eine mittlere absolute galaktische Breite von $|\bar{b}| = 20^\circ$.

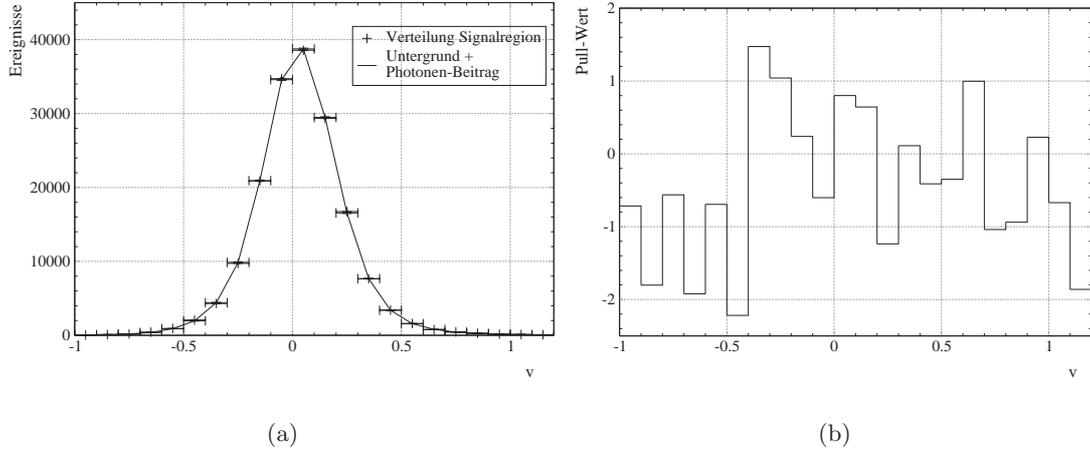


Abbildung 8.4: Darstellung der Verteilung S_j der Signalregion und der nach Gleichung 8.12 angepaßten Summe der Beiträge von Photonen ($a \cdot r_0 \cdot G_j/\epsilon$) und der Untergrundverteilung ($a \cdot B_j$) (a) sowie der Pull-Wert-Verteilung 8.13 der Anpassung (b) .

Die Anpassung nach 8.12 liefert gute Resultate. Dafür sprechen der χ^2 -Wert von 26.6 bei 20 Freiheitsgraden und die Pull-Wert-Verteilung der Anpassung in Abbildung 8.4(b), die einen Mittelwert von -0.43 bei einer mittleren quadratischen Abweichung von 0.99 aufweist. Die Pull-Wert-Verteilung $P(v)$ ist in diesem Fall definiert durch:

$$P(v) = \frac{a \cdot \left(B_j + r_0 \cdot \frac{G_j}{\epsilon} \right) - S_j}{\sqrt{\Delta^2(a \cdot B_j) + \Delta^2(S_j)}} . \quad (8.13)$$

Abbildung 8.4(a) zeigt die Verteilung S_j der Signalregion und zum Vergleich die angepaßte Summe der Untergrundverteilung ($a \cdot B_j$) und des Beitrags von Photonen ($a \cdot r_0 \cdot G_j/\epsilon$). In Abbildung 8.5 ist die Differenz ($S_j - a \cdot B_j$) von Signal- und Untergrundverteilung und der angepaßte Beitrag von Photonen eingezeichnet.

Aus der Anpassung erhält man das Verhältnis r_0 bei $E_0 = 1$ TeV und den Parameter a zu:

a	=	1.0007 ± 0.0094
r_0	=	-0.0003 ± 0.0030
$\chi^2/d.o.f$	=	$26.6/20$

Tabelle 8.2: Ergebnisse der freien Parameter der Anpassung 8.12 für die obere Grenze der inneren Galaxie.

Die in der Tabelle angegebenen Fehler entsprechen 1.282 Standardabweichungen, so daß $r_{0,upl} = r_0 + \Delta r_0 = 0.0027$ die obere Grenze von r_0 bei 90 % Confidence-Level beschreibt.

Mit den spektralen Indizes nach Tabelle 3.4 auf Seite 55 läßt sich analog zur Bestimmung der globalen oberen Flußgrenze der Wert von $r_{0,upl}$ auf die mittlere Energie \overline{E}_γ der Photonen in der Signalregion von $\overline{E}_\gamma = 54$ TeV umrechnen. Letztendlich erhält man als obere Flußgrenze des diffusen γ -Strahlungshintergrunds für die innere Galaxie das Ergebnis 8.14:

$$\frac{I_\gamma}{I_{KS}}(\bar{E}_\gamma = 54 \text{ TeV}) < 2.0 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ C.L.}) . \quad (8.14)$$

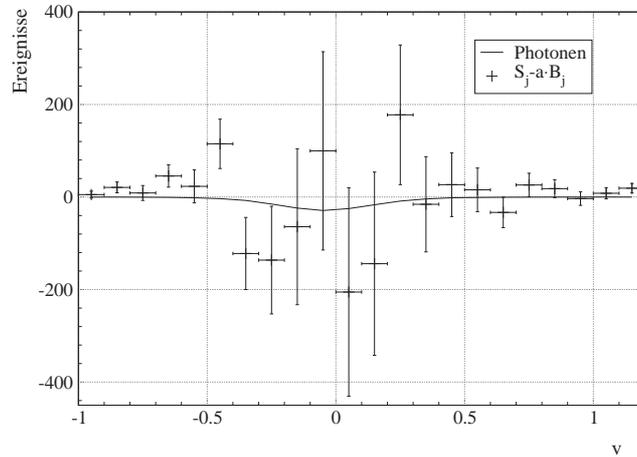


Abbildung 8.5: Darstellung der Differenz $(S_j - a \cdot B_j)$ der v -Verteilungen von Signal- und Untergrundregion. Zusätzlich eingezeichnet ist der angepasste Beitrag von Photonen $(a \cdot r_0 \cdot G_j/\epsilon)$.

8.4 Diskussion der Ergebnisse

In der beschriebenen Analyse besteht keine Möglichkeit, zwischen photoninduzierten Schauern und Schauern, die durch Elektronen oder Positronen hervorgerufen werden, zu unterscheiden. Die angegebenen oberen Grenzen enthalten deshalb die zusammengefaßten Anteile von Photonen, Elektronen und Positronen.

Die Anteile von Elektronen und Positronen lassen sich wie folgt abschätzen. Durch Extrapolation des gemessenen differentiellen Elektronenflusses (siehe Tabelle 1.1 auf Seite 9 sowie [Nis80, Wie94]) und durch Vergleich mit dem in [Por99] vorhergesagtem Fluß diffuser Photonen bei einer Energie von 50 TeV erhält man ein Verhältnis e^-/γ von Elektronen zu diffusen Photonen. Das Verhältnis e^-/γ , und somit der Anteil von Elektronen, ergibt sich in der Größenordnung von $\approx 10\%$ für die innere Galaxie [Por99, Nis80, Mus97]. In der äußeren Galaxie sollte der Elektronenanteil wegen der geringeren Elektronenkonzentration (siehe auch Abbildung 1.3 auf Seite 13) deutlich niedriger sein. Der Anteil von Positronen ist dagegen nach Messungen in [Mus97] wahrscheinlich eine Größenordnung niedriger als der der Elektronen. Die in dieser Arbeit angegebenen oberen Grenzen können aufgrund dieser Abschätzung als gute Näherungen der oberen Grenzen des diffusen Photonенflusses angesehen werden.

Nahezu alle bekannten Messungen des Verhältnisses I_γ/I_{KS} im Energiebereich von 10 GeV bis 1 PeV sind in den Tabellen 8.3 und 8.4 aufgeführt. Die Messungen sind dabei nach der Sensitivität auf die isotrope und nichtisotrope Komponente zusammen (Tabelle 8.3) oder auf die nichtisotrope Komponente allein (Tabelle 8.4) zusammengestellt und in den Abbildungen 8.6 und 8.7 auf den Seiten 117 und 118 graphisch dargestellt.

Mit Ausnahme des Ergebnisses von He und Zhu [He 91] sind alle oberen Grenzen, die sensitiv auf die isotrope und nichtisotrope Komponente sind, größer als die für die nichtisotrope

Komponente alleine (vergleiche Abbildungen 8.6 und 8.7). Der Grund hierfür sind die höheren systematischen Fehler der Messungen, die auf dem absoluten Vergleich von experimentellen Daten mit Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulation basieren.

Das Emulsionsexperiment von He und Zhu [He 91] mißt den Fluß und die Energieverteilung sekundärer Hadronen und Photonen bei verschiedenen atmosphärischen Tiefen. Zur Bestimmung einer oberen Grenze von I_γ/I_{KS} werden bei diesem Experiment die verschiedenen Wechselwirkungslängen photoninduzierter Schauer und der elektromagnetischen Komponente hadroninduzierter Schauer benutzt. In [Kar95] wird jedoch kritisiert, daß die theoretischen Berechnungen von He und Zhu Mängel bezüglich der chemischen Komposition und der Genauigkeit des hadronischen Wechselwirkungsmodells aufweisen und deshalb das Ergebnis zumindest von der Genauigkeit her zweifelhaft ist.

Die erste Messung eines diffusen Photonenflusses mit der HEGRA-Detektormatrix in Karle [Kar95] basiert im Vergleich zu den hier vorgestellten globalen oberen Grenzen auf einer wesentlich geringeren Statistik an experimentellen Daten (Faktor 250 weniger) und simulierten Ereignissen (Faktor 55 weniger). Die verwendete Detektormatrix bestand nur aus 169 Szintillationszählern und 49 AIROBICC-Detektoren, wogegen 186 Szintillationszähler und 97 AIROBICC-Detektoren in dieser Analyse zur Verfügung standen. Trotzdem ist die obere Grenze von Karle, die sensitiv auf die isotrope und nichtisotrope Komponente ist, mit den hier vorgestellten globalen oberen Grenzen, die bei geringeren Energien liegen, vergleichbar. Ein Grund hierfür ist, daß in dieser Arbeit besonderer Wert auf die Monte-Carlo-Simulation und ihre Übereinstimmung mit den experimentellen Daten gelegt worden ist. Durch die notwendige Erhöhung der Fehler in der Simulation und eine Betrachtung niedrigerer Energien, die zu größeren Fehlern in der Messung führen, ist das Potential für eine Trennung photon- und hadroninduzierter Schauer stark herabgesetzt.

Die in Tabelle 8.3 angegebenen Messungen von I_γ/I_{KS} , die sensitiv auf die isotrope und nichtisotrope Komponente sind, liegen, einschließlich der in dieser Arbeit bestimmten Werte, generell ein bis zwei Größenordnungen über den theoretischen Erwartungen in Tabelle 1.3 auf Seite 21 und den Vorhersagen von [Por99]. Bei der Vorhersage von Aharonian [Aha92] muß berücksichtigt werden, daß der Infrarot-Hintergrund vernachlässigt worden ist und deshalb die in Tabelle 1.3 angegebene Vorhersage deutlich geringer ausfallen müßte.

Die Messungen von CASA-MIA [Cha97] und EAS-TOP [Agl96] können mit den in Abbildung 8.6 eingezeichneten Vorhersagen von [Por99] für das Injektionsspektrum von Elektronen mit einem Abschneiden bei 1 000 TeV noch verträglich sein, da sie energetisch oberhalb des vorhergesagten Spektrums liegen.

In Tabelle 8.4 sind die Messungen von I_γ/I_{KS} eingetragen, die sensitiv auf die nichtisotrope Komponente sind, da sie aus dem Vergleich der experimentellen Verteilungen eines gewissen Himmelsbereichs mit normalerweise kleinen Absolutwerten $|b|$ der galaktischen Breite und der eines anderen Bereichs, generell mit größeren Absolutwerten $|b|$ der galaktischen Breite, gewonnen wurden.

Zur Darstellung einer qualitativ guten oberen Grenze der nichtisotropen Komponente des diffusen Photonenflusses ist es außerordentlich wichtig, daß beim Vergleich der experimentellen Verteilungen die nichtisotrope Komponente in der Untergrundregion vernachlässigbar ist. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, werden im allgemeinen die oberen Grenzen zu niedrig bestimmt. Deshalb ist in dieser Analyse die Untergrundregion strikt von der Signalregion um 5° in der galaktischen Breite getrennt. Eine deutliche Trennung von Signal- und Untergrundregion wird noch entscheidender, sollte der Anteil der inversen Compton-Streuung dominieren und dadurch eine breite Verteilung der diffusen γ -Strahlung in galaktischer Breite hervorrufen

Experiment	Referenz	E_γ	I_γ/I_{KS}	Selektionen
Tien-Shan (DM)	Nikolsky 1987 [Nik87]	> 400 TeV	$(1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$b > 50^\circ$
Emulsion	He & Zhu 1991 [He 91]	5 TeV - 1 PeV	$< 6 \cdot 10^{-4}$	
UMC (DM)	Matthews 1991 [Mat91]	> 200 TeV	$< 4.3 \cdot 10^{-3}$	
		> 1000 TeV	$< 4.8 \cdot 10^{-4}$	
Whipple (CT)	Reynolds 1993 [Rey93]	> 400 GeV	$< 1.1 \cdot 10^{-3}$	
HEGRA (DM)	Karle 1995 [Kar95]	65 - 160 TeV	$< 1.0 \cdot 10^{-2}$	
		80 - 200 TeV	$< 7.8 \cdot 10^{-3}$	
EAS-TOP (DM)	Aglietta 1996 [Agl96]	> 1000 TeV	$< 7.3 \cdot 10^{-5}$	
		> 870 TeV	$< 1 \cdot 10^{-4}$	
CASA-MIA	Chantell 1997 [Cha97]	> 575 TeV	$< 10^{-4}$	
EGRET	Sreekumar 1998 [Sre98]	10 GeV	$1.8 \cdot 10^{-6}$	außerhalb GE
		100 GeV	$7.0 \cdot 10^{-6}$	außerhalb GE
Ooty (DM)	Sasano 1999 [Sas99]	61 TeV	$< 6.7 \cdot 10^{-2}$	
		76 TeV	$< 3.1 \cdot 10^{-2}$	
		93 TeV	$< 1.9 \cdot 10^{-2}$	
		112 TeV	$< 7.6 \cdot 10^{-3}$	
		175 TeV	$< 2.8 \cdot 10^{-3}$	
		227 TeV	$< 2.0 \cdot 10^{-3}$	
HEGRA (CT)	Aharonian 2000 [Aha00a]	1 TeV	$< 8.3 \cdot 10^{-4}$	GE, $37^\circ < l < 43^\circ$ $ b < 5^\circ$
HEGRA (DM)	diese Arbeit	31 TeV	$< 1.2 \cdot 10^{-2}$	
		53 TeV	$< 1.4 \cdot 10^{-2}$	

Tabelle 8.3: Messungen des Verhältnisses I_γ/I_{KS} im Energiebereich 10 GeV bis 1 PeV, sensitiv auf die isotrope und nichtisotrope Komponente des diffusen Photonenflusses. Die Transformation angegebener absoluter Flüsse in relative Flüsse wurde unter Annahme eines Flusses der gesamten hadronischen Kosmischen Strahlung von $I_{KS} = 0.2582 \cdot (E/\text{TeV})^{-2.68} (\text{m}^2 \text{ s sr TeV})^{-1}$ durchgeführt. Alle angegebenen Werte sind obere Grenzen bis auf die Werte des Tien-Shan-Experiments [Nik87] und die von EGRET [Sre98]. Die EGRET-Ergebnisse sind diejenigen, die nur für die isotrope Komponente in [Sre98] angegeben sind. l bezeichnet die galaktische Länge und b die galaktische Breite. Die Abkürzungen erklären sich wie folgt: DM = Detektormatrix, CT = Cherenkov-Teleskop, GE = galaktische Ebene.

(siehe Kapitel 1).

Experiment	Referenz	E_γ	I_γ/I_{KS}	Selektionen
BASJE (DM)	Suga 1988 [Sug88]	> 100 TeV	$8.9 \cdot 10^{-4}$	$-40^\circ < \delta < 0, 180^\circ < \alpha < 210^\circ$
GPDSE	Reynolds 1990 [Rey90]	> 900 GeV > 3 TeV	$< 1.4 \cdot 10^{-4}$ $< 1.3 \cdot 10^{-3}$	GE, $ b < 5^\circ$ GE, $ b < 5^\circ$
BASJE (DM)	Kakimoto 1991 [Kak91]	> 180 TeV	$< 9.9 \cdot 10^{-4}$	$-40^\circ < \delta < 0, 180^\circ < \alpha < 210^\circ$
UMC (DM)	Matthews 1991 [Mat91]	> 200 TeV	$< 8.0 \cdot 10^{-5}$	GE, $30^\circ < l < 220^\circ, b < 10^\circ$
EAS-TOP (DM)	Aglietta 1992 [Agl92]	> 130 TeV	$< 4 \cdot 10^{-4}$	GE, $ b < 5^\circ$
TIBET (DM)	Amenomori 1997 [Ame97]	10 TeV 10 TeV	$< 6.1 \cdot 10^{-4}$ $< 1.3 \cdot 10^{-3}$	GE, $140^\circ < l < 225^\circ, b < 5^\circ$ GE, $20^\circ < l < 55^\circ, b < 5^\circ$
EGRET	Hunter 1997 [Hun97]	17 GeV 39 GeV	$2.5 \cdot 10^{-5}$ $3.0 \cdot 10^{-5}$	GE, $300^\circ < l < 60^\circ, b < 10^\circ$ GE, $300^\circ < l < 60^\circ, b < 10^\circ$
HEGRA (DM)	Schmele 1998 [Sch98]	> 42 TeV	$< 1.6 \cdot 10^{-4}$	GE, $0^\circ < l < 255^\circ, b < 5^\circ$
CASA-MIA	Borione 1998 [Bor98]	140 TeV 180 TeV 310 TeV 650 TeV 1300 TeV	$< 3.4 \cdot 10^{-5}$ $< 2.6 \cdot 10^{-5}$ $< 2.4 \cdot 10^{-5}$ $< 2.6 \cdot 10^{-5}$ $< 3.5 \cdot 10^{-5}$	GE, $50^\circ < l < 200^\circ, b < 5^\circ$ GE, $50^\circ < l < 200^\circ, b < 5^\circ$
HEGRA (CT)	Aharonian 2000 [Aha00a]	1 TeV	$< 2.4 \cdot 10^{-4}$	GE, $37^\circ < l < 43^\circ, b < 2^\circ$
Whipple (CT)	LeBohec 2000 [LeB00]	> 500 GeV	$< 6.1 \cdot 10^{-4}$	GE, $38.5^\circ < l < 41.5^\circ, b < 2^\circ$
HEGRA (DM)	diese Arbeit	54 TeV	$< 2.0 \cdot 10^{-3}$	GE, $20^\circ < l < 60^\circ, b < 5^\circ$

Tabelle 8.4: Messungen des Verhältnisses I_γ/I_{KS} im Energiebereich 10 GeV bis 1 PeV, sensitiv allein auf die nichtisotrope Komponente des diffusen Photonenflusses. Die Transformation angegebener absoluter Flüsse in relative Flüsse wurde unter Annahme eines Flusses der gesamten hadronischen Kosmischen Strahlung von $I_{KS} = 0.2582 \cdot (E/\text{TeV})^{-2.68} (\text{m}^2 \text{ s sr TeV})^{-1}$ durchgeführt. Alle angegebenen Werte sind obere Grenzen außer den Werten des BASJE-Experiments [Sug88] und von EGRET [Hun97]. Die EGRET-Ergebnisse sind diejenigen, die nur für die nichtisotrope Komponente in [Hun97] angegeben sind. l bezeichnet die galaktische Länge, b die galaktische Breite, δ die Deklination und α die Rektaszension. Die Abkürzungen erklären sich wie folgt: DM = Detektormatrix, CT = Cherenkov-Teleskop, GE = galaktische Ebene, GPDSE = „Galactic Plane Drift Scan Experiment“.

Die hier angegebene obere Grenze der nichtisotropen Komponente ist verträglich mit den theoretischen Vorhersagen von [Por99] (siehe auch Kapitel 1), die in Abbildung 8.7 zusätzlich eingezeichnet sind. Dagegen sprechen aber die Messungen von UMC [Mat91], HEGRA [Sch98] und CASA-MIA [Bor98] dafür, daß bereits unter 1000 TeV mit einem scharfen Abfall des Elektroneninjektionsspektrums zu rechnen ist und deshalb die theoretischen Modelle nach [Por99] für Injektionsenergien bis 1000 TeV ausgeschlossen werden können.

Das in Schmele [Sch98] angegebene Ergebnis ist eine weitere Messung, die mit der HEGRA-Detektormatrix durchgeführt wurde. Bei der Messung wurden nur die Szintillationszähler

der Detektormatrix berücksichtigt. Das vollständige Fehlen einer Trennungsmöglichkeit von photon- und hadroninduzierten Schauern bei dieser Messung wird durch den enorm großen Datensatz von 2 2/3 Meßjahren von Tag- und Nachtmessungen wettgemacht. Im Gegensatz zu den AIROBICC-Detektoren lassen sich die Daten der Szintillationszähler leicht auf die atmosphärischen Bedingungen korrigieren, da sie nur auf die Temperatur und den atmosphärischen Druck reagieren und praktisch unempfindlich auf die Luftfeuchtigkeit oder die Anwesenheit von Wolken sind, die die AIROBICC-Messungen stark beeinträchtigen.

Bei der Bewertung der theoretisch vorhergesagten Werte nach Tabelle 1.4 auf Seite 27, die für verschiedene Himmelsbereiche angegeben sind, muß die folgende Tatsache berücksichtigt werden. Die in Tabelle 8.4 zusammengestellten und in Abbildung 8.7 dargestellten Messungen beziehen sich nicht alle auf die gleichen Himmelsbereiche und sind deshalb strenggenommen nicht direkt miteinander vergleichbar. Eine Aussage zu den theoretischen Modellen zu treffen ist deshalb nur stark eingeschränkt möglich.

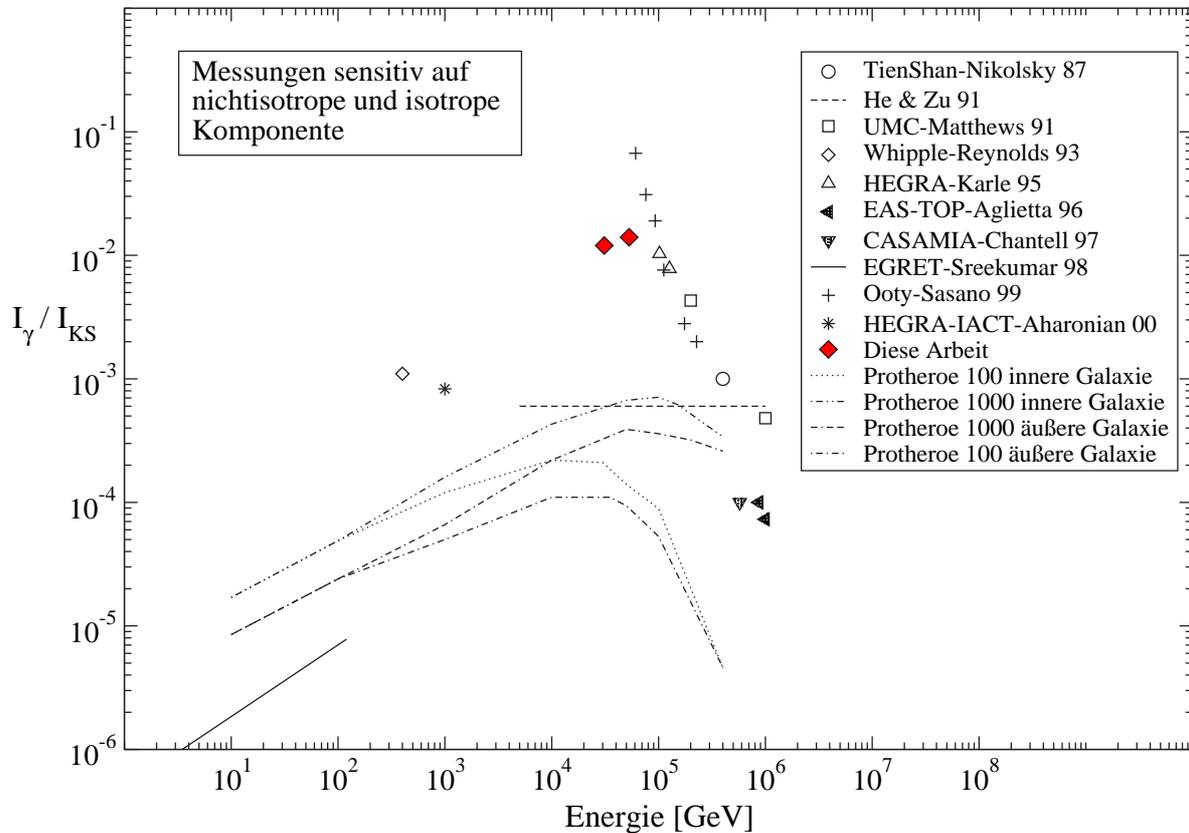


Abbildung 8.6: Messungen des Verhältnisses I_γ/I_{KS} , sensitiv auf die isotrope und nichtisotrope Komponente des diffusen Photonenflusses. Dargestellt sind die Messungen aus Tabelle 8.3. Alle Datenpunkte sind obere Grenzen bis auf die des Tien-Shan-Experiments [Nik87] und von EGRET [Sre98]. Die durchgezogene Linie ist die EGRET-Messung der isotropen Komponente. Die eingezeichneten Kurven sind theoretische Vorhersagen aus [Por99], bei denen ein Elektronenspektrum mit einem spektralen Index von 2.0 angenommen wird und das einen Abfall des Spektrums entweder bei 100 TeV oder 1000 TeV aufweist (siehe auch Kapitel 1). Die Vorhersagen der inneren Galaxie beziehen sich auf $-60^\circ < l < 60^\circ$ und $|b| < 10^\circ$, die der äußeren Galaxie auf $50^\circ < l < 220^\circ$ und $|b| < 10^\circ$.

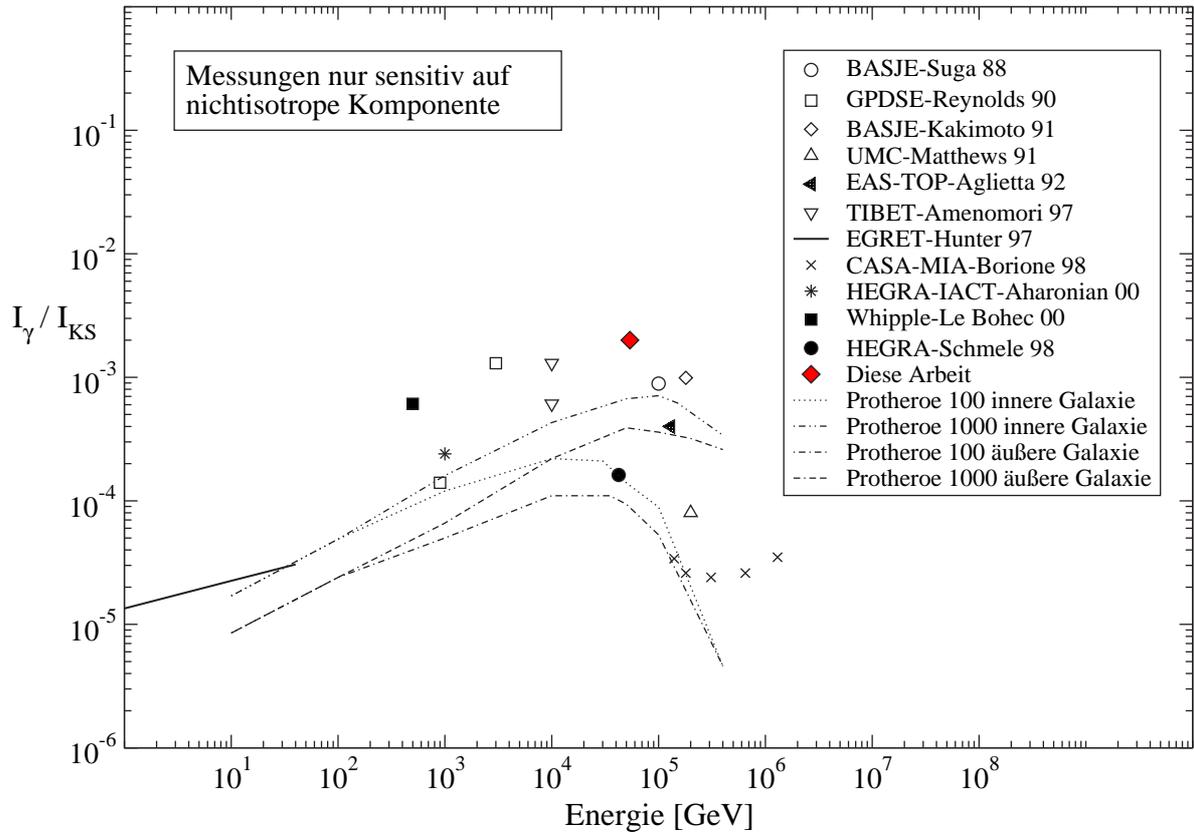


Abbildung 8.7: Messungen des Verhältnisses I_γ/I_{KS} , sensitiv allein auf die nichtisotrope Komponente des diffusen Photonenflusses. Dargestellt sind die Messungen aus Tabelle 8.4. Alle Datenpunkte sind obere Grenzen bis auf die des BASJE-Experiments [Kak91] und von EGRET [Hun97]. Die durchgezogene Linie ist die EGRET-Messung der nichtisotropen Komponente. Die eingezeichneten Kurven sind die theoretischen Vorhersagen von [Por99] mit den gleichen Bedingungen wie in Abbildung 8.6.

8.5 Ausblick

Die in dieser Arbeit bestimmten oberen Flußgrenzen des diffusen γ -Strahlungshintergrunds lassen keine Aussagen zu den theoretischen Modellen der topologischen Defekte und der Elektronenbeschleunigung in der Galaxie zu. Dabei wäre es von entscheidender Bedeutung, sowohl für kosmologische Aspekte als auch für das Verständnis des Ursprungs und der Propagation der Kosmischen Strahlung, die theoretischen Modelle bewerten und dadurch verfeinern zu können. Es macht daher Sinn, im gleichen Energiebereich von 20 bis 100 TeV in einem ähnlichen Experiment mit einer verbesserten Detektormatrix und genaueren Monte-Carlo-Simulation neue Messungen durchzuführen.

Für solche zukünftige Messungen mit Detektormatrizen ist eine effiziente Unterscheidung zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern essentiell. In dieser Analyse erfolgte bereits ein Teil der Trennung durch die Beobachtung von Cherenkov-Licht für den interessanten Energiebereich von 20 bis 100 TeV. Hadronen produzieren ausreichend Cherenkov-Licht erst im Energiebereich von 40 bis 60 TeV. Durch die steilen Spektren erfolgt dadurch schon eine Unterdrückung der Hadronen um einen Faktor von ≈ 3 .

Da mit den Informationen der AIROBICC-Matrix allein keine Trennung möglich ist bzw. gefunden werden konnte, muß zusätzlich auf die Informationen der Matrix der Szintillationszähler zurückgegriffen werden. Das hat aber zur Folge, daß im interessanten Energiebereich photoninduzierte Schauer bevorzugt werden, deren Schauermaximum relativ tief in der Atmosphäre liegt, d.h. die atypisch für photoninduzierte Schauer sind und den protoninduzierten Schauern sehr ähnlich sind. Desweiteren zeigt sich, daß nach Anwendung der Standardschnitte der Großteil der Ereignisse in einem Energiebereich liegt, in dem die zur Trennung benötigte Größe N_s nahezu unkorreliert zur Energie ist (siehe Abbildung 6.4 auf Seite 83).

Für zukünftige Experimente dieser Art sollten deshalb die folgenden Vorschläge in Betracht gezogen werden:

- Aufbau eines vergleichbaren Experiments in einer größeren Beobachtungshöhe von ca. 4500 m ü.N.N. Bei dieser Höhe sollten photoninduzierte Schauer schon bei 20 TeV für nahezu alle maximalen Eindringtiefen X_{max} brauchbare Messungen in der Matrix der Szintillationszähler liefern, wodurch sich eine bessere Proportionalität zwischen der Energie E und der Schauergröße N_s bis zu dieser Energie bestimmen ließe (siehe Abbildung 6.4 auf Seite 83). Genauere Ergebnisse bei der Bestimmung von N_s mit der Szintillator-Matrix könnten auch die Unterscheidung photon- und hadroninduzierter Schauer verbessern.
- Einsatz einer Cherenkov-Detektor-Matrix mit einer Ausdehnung von mindestens $400 \times 400 \text{ m}^2$ und einer reduzierten Schwelle der SEV von 2000 Photonen/ m^2 . Eine Verringerung der Schwelle wäre durch eine Einschränkung des Akzeptanzwinkels auf 25° und/oder modernere SEV mit einem Durchmesser von $11''$ (27.94 cm) und verbesserter Sammeleffizienz von Photoelektronen realisierbar (Prototypen dieser SEV sind bereits erhältlich), wodurch die Integration des Nachthimmeluntergrunds wesentlich unterdrückt werden könnte.

Die Ausdehnung der hier verwendeten AIROBICC-Matrix von ungefähr $180 \times 180 \text{ m}^2$ verhindert die Ausnutzung der gesamten Information des Cherenkov-Lichts eines Schauers, die sich typischerweise in einer Scheibe mit 120 m Durchmesser auf Beobachtungsniveau konzentriert. Durch eine Vergrößerung der Matrix könnten somit mehr Infor-

mationen genutzt werden, die wiederum hilfreich bei einer Unterscheidung photon- und hadroninduzierter Schauer wären.

- Erhöhung des aktiven Flächenanteils der Szintillator-Matrix von jetzt 0.8% auf mindestens 20%, d.h. wesentliche Verringerung der Abstände der einzelnen Detektoren zueinander und Erhöhung der Anzahl von Detektoren. Dadurch ließe sich die Anzahl N_s von Elektronen und Positronen eines Schauers wesentlich genauer bestimmen.
- Einbringen von Myonendetektoren in das Experiment. Der Myonengehalt der beobachteten Luftschauer ließe sich zur Unterdrückung hadroninduzierter Schauer heranziehen.
- Verbesserung der Monte-Carlo- und Detektorsimulation sowie Erhöhung der Statistik generierter Ereignisse.

In nahezu der gleichen Zeit, in der $\approx 160 \cdot 10^6$ experimentelle Ereignisse aufgezeichnet worden sind, konnten nur ca. 133 000 simulierte Ereignisse erzeugt werden. Dabei mußten zusätzlich Vereinfachungen in den Berechnungsmodellen vorgenommen werden, um die Rechenzeit zu senken. Die rasante Entwicklung moderner Rechensysteme könnte in Zukunft erlauben, die Statistik an simulierten Ereignissen so zu erhöhen, daß zumindest die gleiche Anzahl von experimentellen und simulierten Ereignissen vorliegt. Auch könnten die Simulationen weitaus genauer durchgeführt werden, wodurch ein besseres Studium von photon- und hadroninduzierten Schauern ermöglicht würde. Zusätzlich benötigt man verfeinerte Modelle der hadronischen Wechselwirkungen eines Luftschauers und detailliertere Detektorsimulationen.

- Detaillierte Studien aller verfügbaren Parameter zur Unterscheidung photon- und hadroninduzierter Schauer in Neuronalen Netzen.

Um die volle Leistungsfähigkeit Neuronaler Netze ausnutzen zu können, sollten weitere Parameter, wie z.B. atmosphärische Transmission, Zeitfluktuationen der Schauerfront, usw., mit herangezogen werden, was aufgrund des hohen Zeitaufwands in dieser Arbeit nicht mehr möglich war. Hierdurch ließen sich auch nichttriviale, d.h. multidimensionale Zusammenhänge zwischen den Parametern auffinden, die eine Unterscheidung zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern beinhalten könnten.

Durch die Berücksichtigung der angeführten Punkte ließen sich die hier erhaltenen Ergebnisse der oberen Flußgrenzen wahrscheinlich um mindestens eine Zehnerpotenz absenken und dadurch Aussagen zu den theoretischen Modellen treffen.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden mit den Daten der erweiterten HEGRA-Detektormatrix, die im Zeitraum von April 1998 bis März 2000 genommen worden sind, obere Flußgrenzen des diffusen γ -Strahlungshintergrunds über das Verhältnis I_γ/I_{KS} des diffusen Photonenflusses I_γ zum gesamten Fluß I_{KS} der hadronischen Kosmischen Strahlung im Energiebereich von 20 TeV bis 100 TeV bestimmt. Mit den oberen Grenzen sollen einige Modelle für die Entstehung der höchstenergetischen Kosmischen Strahlung, insbesondere die Modelle der topologischen Defekte sowie die Modelle der Elektronenbeschleunigung in der Galaxie überprüft werden. Damit könnte man einen Einblick in die Entstehungs- und Beschleunigungsmechanismen der Kosmischen Strahlung und wichtige Erkenntnisse für die Kosmologie gewinnen.

Bei der Analyse wird eine Unterscheidung zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern verwendet, die auf Unterschieden der Schauerentwicklung nach dem Schauermaximum beider Schauertypen beruht und aus Monte-Carlo-Simulationen abgeleitet ist.

Ein besonderer Wert wird hier deshalb auf die Monte-Carlo-Simulation und ihre Übereinstimmung mit den experimentellen Daten gelegt. Dazu wurde eine neue Bibliothek an simulierten Schauern mit mehr als 130 000 Ereignissen über einen Zeitraum von 1.5 Jahren erzeugt und die Ereignisse anschließend mit den experimentellen Daten verglichen.

Es ist der erste systematische Vergleich und Abgleich experimenteller Daten mit Ereignissen aus der Monte-Carlo-Simulation im Energiebereich nahe der Schwelle der HEGRA-Detektormatrix.

Beim Vergleich der Daten mit der Simulation stellen sich kleinere Mängel der Simulation heraus, die durch eine Erhöhung der Schwankungen in der Dichte und der Ankunftszeit der Cherenkov-Photonen in der Simulation und geeignete Standardschnitte nachträglich behoben werden können.

Durch diese Korrektur und die Betrachtung von Ereignissen nahe der Energieschwelle der Detektormatrix, wo die experimentellen Fehler größer sind, wird die Unterscheidungsmöglichkeit zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern stark eingeschränkt, was sich bei der Bestimmung der globalen oberen Grenze (s.u.) nachteilig bemerkbar macht.

Bei der Bestimmung der oberen Grenzen von I_γ/I_{KS} werden zwei Ansätze verfolgt. Zum einen die Bestimmung einer globalen oberen Grenze, bei der alle verfügbaren experimentellen Ereignisse nach Anwendung der Standardschnitte verwendet werden. Das Ergebnis ist sensitiv auf die Summe der isotropen und nichtisotropen Komponente der diffusen γ -Strahlung. Die Bestimmung erfolgt durch den Vergleich einer experimentellen Verteilung mit den erwarteten Verteilungen für Photonen und Hadronen der Simulation. Nachteil dieser Metho-

de ist die Abhängigkeit von der Güte der Simulation und der Unterscheidungsmöglichkeit zwischen photon- und hadroninduzierten Schauern, die wie oben beschrieben, jedoch stark eingeschränkt ist.

Mit dieser Methode erhält man unter Verwendung der Standardschnitte eine obere Grenze von:

$$\frac{I_\gamma}{I_{KS}}(\bar{E}_\gamma = 53 \text{ TeV}) < 1.4 \cdot 10^{-2} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

und mit restriktiveren Schnitten, die höchstenergetische Schauer verwerfen und die Daten auf kleine Eindringtiefen beschränken:

$$\frac{I_\gamma}{I_{KS}}(\bar{E}_\gamma = 31 \text{ TeV}) < 1.2 \cdot 10^{-2} \quad (90\% \text{ C.L.}) .$$

Beide oberen Grenzen sind vergleichbar mit der bisherigen Messung der HEGRA-Detektormatrix in [Kar95], stellen aber eine wichtige Verbesserung dar. Grund hierfür sind die verbesserte Simulation, der betrachtete Energiebereich (s.o.) und die erstmals nahezu ausreichende Statistik an simulierten Ereignissen. Noch bessere Ergebnisse wären allerdings durch eine neue Simulation mit verbesserten Wechselwirkungsmodellen und einer verbesserten Simulation der Detektoren zu erwarten, die in dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnte.

Die angegebenen Werte liegen zusammen mit anderen Messungen ca. 1-2 Größenordnungen über den theoretischen Erwartungen, so daß keines der in Frage kommenden theoretischen Modelle (siehe Tabelle 1.3 auf Seite 21) ausgeschlossen werden kann.

Im zweiten Ansatz wird eine Methode verwendet, die eine obere Grenze von I_γ/I_{KS} für die innere Galaxie bestimmt und nur auf die nichtisotrope Komponente des diffusen γ -Strahlungshintergrunds empfindlich ist. Dazu werden die experimentellen Verteilungen einer ausgewählten Himmelsregion, die als Signalregion betrachtet wird, mit denen einer von dieser strikt getrennten Untergrundregion verglichen. Diese Methode ist nahezu unabhängig von der Simulation und die systematischen Effekte, die bei der Bestimmung der globalen oberen Grenze eingehen, sind vernachlässigbar.

Für den ausgewählten Himmelsbereich der Signalregion ($20^\circ < l < 60^\circ$, $|b| < 5^\circ$) erhält man die obere Grenze:

$$\frac{I_\gamma}{I_{KS}}(\bar{E}_\gamma = 54 \text{ TeV}) < 2.0 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ C.L.}) .$$

Auch diese Grenze liegt noch einen Faktor 3-10 über den theoretischen Vorhersagen, so daß keines der Modelle bevorzugt oder ausgeschlossen werden kann. Es ist aber zu erwarten, daß in Zukunft die Suche nach bzw. der Nachweis von topologischen Defekten eventuell eine wichtige Rolle für das Verständnis der Entstehung des Universums einnehmen wird. Dieses Experiment kann als ein weiterer Schritt zu diesem Ziel angesehen werden.

Literaturverzeichnis

- [Agl92] AGLIETTA, M., ET AL.: *Search For 100 TeV γ -Ray Emission From The Galactic Disk*. The Astrophysical Journal, 397:148–152, September 1992.
- [Agl96] AGLIETTA, M., ET AL.: *A limit to the rate of ultra high energy γ -rays in the primary cosmic radiation*. Astroparticle Physics, 6(1996):71–75, Juni 1996.
- [Aha91] AHARONIAN, F.A.: *Very High And Ultra-High-Energy Gamma-Rays From Giant Molecular Clouds*. Astrophysics and Space Science, 180:305–320, 1991.
- [Aha92] AHARONIAN, F.A., BHATTACHARJEE, P., SCHRAMM, D.N.: *Photon/proton ratio as a diagnostic tool for topological defects as the sources of extremely high-energy cosmic rays*. Physical Review D, 46(10):4188–4192, November 1992.
- [Aha95] AHARONIAN, F.A., ATOYAN, A.M., VÖLK, H.J.: *High energy electrons and positrons in cosmic rays as an indicator of the existence of a nearby cosmic tevatron*. Astronomy and Astrophysics, Letter to the Editor, 294:L41–L44, 1995.
- [Aha00a] AHARONIAN, F.A., ET AL.: *A search for gamma-ray emission from the Galactic Plane in the longitude range between 37° and 43°* . Zu erscheinen in Astronomy and Astrophysics, 2000.
- [Aha00b] AHARONIAN, F.A., ATOYAN, A.M.: *Broad-band diffuse gamma ray emission of the galactic disk*. Astronomy and Astrophysics, 362(2000):937–952, 2000.
- [Ale93] ALEXANDREAS, D.E., ET AL.: *Point Source Search Techniques in Ultra-High Energy Gamma-Ray Astronomy*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, A328(1993):570–577, 1993. Elsevier Science Publishers B.V.
- [Ame97] AMENOMORI, M., ET AL.: *Diffuse Gamma-Ray Search From The Galactic Plane Using The Tibet AS Data*. In: *Proceedings of the XXV International Cosmic Ray Conference, Durban, South Africa*, Band 3, Seiten 117–120, 1997.
- [And33] ANDERSON, C.D.: *The Positive Electron*. Physical Review, 43(1933):491–494, März 1933.
- [Arq96] ARQUEROS, F., ET AL.: *Separation of gamma and hadron initiated air showers with energies between 20 and 500 TeV*. Astroparticle Physics, 4(1996):309–332, 1996. Elsevier Science B.V.
- [Bar98] BARTOLI, ET. AL.: *The UV Cherenkov Telescope Array of the CLUE Experiment: general description and preliminary results*. In: *Proceedings of the 16th European Cosmic Ray Symposium, Alcalá, Spanien*, Juli 1998. GR.P.4.

- [Ber90] BEREZINSKY, V.S., KUDRYAVTSEV, V.A.: *On The Diffuse Gamma Radiation At Ultra-High Energies, $E_\gamma \gtrsim 10^{14}$ eV*. The Astrophysical Journal, 349:620–624, Februar 1990.
- [Ber93] BERTSCH, D.L., ET AL.: *Diffuse Gamma-Ray Emission In The Galactic Plane From Cosmic-Ray, Matter, And Photon Interactions*. The Astrophysical Journal, 416:587–600, Oktober 1993.
- [Ber00] BEREZHKO, E.G., VÖLK, H.J.: *Galactic Gamma-Ray Background Radiation from Supernova Remnants*. The Astrophysical Journal, 540(2):923, 2000.
- [Bha00] BHATTACHARJEE, PIJUSHPANI, SIGL, GÜNTHER: *Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays*. Physics Reports, 327(2000):109–247, 2000. <http://www.elsevier.com/locate/physrep>, Elsevier Science B.V.
- [Bie93] BIERMANN, PETER L.: *Cosmic Rays*. astro-ph/9301008, eingereicht zu Astronomy and Astrophysics, Januar 1993. <http://de.arXiv.org>.
- [Bie95] BIERMANN, PETER L.: *The origin of cosmic rays*. astro-ph/9501006, Januar 1995. <http://de.arXiv.org>.
- [Bö98] BÖCK, R.K., VASILESCU, A.: *The Particle Detector Briefbook*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1998. ISBN 3-540-64120-3, <http://www.springer.de>.
- [Bö99] BÖCK, R.K.: *Some thoughts on gamma/hadron separation using composite probabilities*. Technischer Bericht MAGIC 99-04, MAGIC-Kollaboration, 1999. <http://hegra1.mppmu.mpg.de/MAGIC/private/software/doc/doc.html>.
- [Bö01] BÖCK, R.K., KORNMAYER, H., WITTEK, W.: *Outline of a Standard Analysis for MAGIC (Including Monte Carlo Work)*. Technischer Bericht MAGIC-TDAS 01-03, MAGIC-Kollaboration, 2001. <http://hegra1.mppmu.mpg.de/MAGIC/private/software/doc/doc.html>.
- [Bor98] BORIONE, A., ET AL.: *Constraints On Gamma-Ray Emission From The Galactic Plane At 300 TeV*. The Astrophysical Journal, 493:175–179, Januar 1998.
- [BS93] BEREZINSKY, V.S., GAISSER, T.K., HALZEN, F. und STANEV, T.: *Diffuse radiation from cosmic ray interactions in the galaxy*. Astroparticle Physics, 1(1993):281–287, 1993.
- [Cap92] CAPDEVIELLE, J.N., ET AL.: *The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA*. Technischer Bericht KfK 4998, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kernphysik, 1992.
- [Cas98] CASO, C., ET AL.: *Review of Particle Physics*. The European Physical Journal C, 3(1-4), 1998.
- [Cha97] CHANTELL, M.C.: *Limits on the Isotropic Diffuse Flux of Ultrahigh Energy γ -radiation*. Physical Review Letters, 79(10):1805–1808, September 1997.
- [Chi98] CHIANG, J., MUKHERJEE, R.: *The Luminosity Function Of The EGRET Gamma-Ray Blazars*. The Astrophysical Journal, 496:752–760, April 1998.

- [Cop96] COPPI, PAOLO S., AHARONIAN, FELIX A.: *Constraints on the VHE Emissivity of the Universe from the Diffuse GeV Gamma-Ray Background*. astro-ph/9610176, Oktober 1996. <http://de.arXiv.org>.
- [Cor97] CORTINA, JUAN: *Medida del espectro y la composición química de los rayos cósmicos en el rango de 300 TeV a 30 PeV*. Doktorarbeit, Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Dezember 1997.
- [CW93] CHI, X., DAHANAYAKE, C., WADOWCZYK, J. und WOLFENDALE, A.W.: *Cosmic gamma rays from collapsing cosmic strings*. *Astroparticle Physics*, 1(1993):239–243, 1993.
- [Dar99a] DAR, ARNON: *Are Extragalactic Gamma Ray Bursts The Source Of The Highest Energy Cosmic Rays?* astro-ph/9901005, Januar 1999. <http://de.arXiv.org>.
- [Dar99b] DAR, ARNON, DE RÚJULA, A., ANTONIOU, NIKOS: *A common origin of all the species of high-energy cosmic rays?* astro-ph/9901004 v2, Juli 1999. <http://de.arXiv.org>.
- [Dar99c] DAR, ARNON, PLAGA, RAINER: *Galactic γ -ray bursters - an alternative source of cosmic rays at all energies*. astro-ph/9902138 v2, eingereicht zu *Astronomy and Astrophysics*, Juli 1999. <http://de.arXiv.org>.
- [Dar00] DAR, ARNON, DE RÚJULA, A.: *Is the diffuse Gamma Background Radiation generated by Galactic Cosmic Rays?* astro-ph/0005080, Mai 2000. <http://de.arXiv.org>.
- [Dau97] DAUM, ANDREAS: *The HEGRA stereoscopic System of Imaging Cherenkov Telescopes*. In: *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector V, Kruger Park, South Africa*, Seite 178, August 1997.
- [DJ95] DE JAGER, OCKER C.: *Synchrotron and Inverse Compton Radiation in Supernova Remnants*. In: SHAPIROW, M.M. (Herausgeber): *Currents in High-Energy Astrophysics*, Seiten 225–234. Kluwer Academic Publishers, 1995.
- [Gai90] GAISSER, THOMAS K.: *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1990. ISBN 0-521-33931-6 paperback.
- [Gou66] GOULD, R.J., SCHRÉDER, G.: *Opacity Of The Universe To High-Energy Photons*. *Physical Review Letters*, 16(6):252–254, Februar 1966.
- [Has82] HASLAM, C.G.T., ET AL.: *A 408 MHz Continuum Survey. II. The Atlas of Contour Maps*. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 47(1982):1–143, Januar 1982.
- [Hau98] HAUN, MATTHIAS: *Simulation Neuronaler Netze*. expert Verlag Renningen-Malmsheim, 1998. ISBN 3-8169-1544-2.
- [He 91] HE , Y.D., ZHU, Q.Q.: *Upper limit to the diffuse cosmic ultrahigh-energy γ spectrum*. *Physical Review D*, 44(9):R2365–R2639, November 1991.

- [Hec98] HECK, D., ET AL.: *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*. Technischer Bericht FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, Technik und Umwelt, Institut für Kernphysik, Postfach 3640, 76021 Karlsruhe, 1998.
- [Hes12] HESS, V.F.: *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*. Zeitschrift für Physik, 13(1912):1084, 1912.
- [Hil87] HILL, C.T., SCHRAMM, D.N., WALKER, T.P.: *Ultra-high-energy cosmic rays from superconducting Cosmic strings*. Physical Review D, 36(4):1007–1016, August 1987.
- [Hun97] HUNTER, S.D., ET AL.: *EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane*. The Astrophysical Journal, 481:205–240, Mai 1997.
- [HV90] HALZEN, F., PROTHEROE, R.J., STANEV, T. und VANKOV, H.P.: *Cosmology with 100-TeV γ -ray telescopes*. Physical Review D, 41:342–346, Januar 1990.
- [Kak91] KAKIMOTO, F., ET AL.: *Search For Diffuse Sources Of Gamma Rays With Energies Above 30 TeV in The Southern Hemisphere*. In: *Proceedings of the XXII International Cosmic Ray Conference, Dublin*, Band 1, Seiten 412–415, 1991. OG 4.5.11.
- [Kar89] KARLE, ALBRECHT: *Bestimmung der Winkelmeßgenauigkeit des HEGRA-Luftschauerdetektors in La Palma*. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut), Föhringer Ring 6, 80805 München, Dezember 1989.
- [Kar94a] KARLE, ALBRECHT: *Entwicklung eines neuartigen atmosphärischen Tscherenkowdetektors und Messungen an hochenergetischer Kosmischer Strahlung zwischen 15 und 1000 TeV*. Doktorarbeit, Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut), Föhringer Ring 6, 80805 München, Juni 1994. MPI-PhE/94-17.
- [Kar94b] KARLE, A., ET AL.: *Design and performance of the angle integrating Cerenkov array AIROBICC*. Technischer Bericht MPI-PhE/94-29, Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut), Föhringer Ring 6, 80805 München, November 1994.
- [Kar95] KARLE, A., ET AL.: *Search for isotropic γ radiation in the cosmological window between 65 and 200 TeV*. Physics Letters B, 347(1995):161–170, 1995. Elsevier Science B.V.
- [Kla00] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H.V., ZUBER, K.: *Particle Astrophysics*. Studies in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation. IoP, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, Revidierte Auflage, 2000. ISBN 0-7503-0549-5, www.iop.org.
- [Kna96] KNAPP, J., HECK, D., SCHATZ, G.: *Comparison of Hadronic Interaction Models Used in Air Shower Simulations and of Their Influence on Shower Development and Observables*. Technischer Bericht FZKA 5828, ISSN 0947-8620, Forschungszentrum Karlsruhe, Technik und Umwelt, Institut für Kernphysik, Postfach 3640, 76021 Karlsruhe, Dezember 1996.
- [Kna97] KNAPP, J.: *Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer der kosmischen Strahlung*. Technischer Bericht FZKA 5970,

ISSN 0947-8620, Forschungszentrum Karlsruhe, Technik und Umwelt, Institut für Kernphysik, Postfach 3640, 76021 Karlsruhe, Juli 1997.

- [Kor00] KORNMEYER, HARALD: *Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich des Knies ($E \approx 10^{15}$ eV)*. Doktorarbeit, Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut), Föhringer Ring 6, 80805 München, April 2000. MPI-PhE/2000-08.
- [Kra97] KRAWCZYNSKI, HENRIC: *Search for TeV Counterparts of Gamma-Ray Bursts with the HEGRA Detector*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, II. Institut für Experimentalphysik, 1997. HH-HEGRA/97-01.
- [LeB00] LEBOHEC, S., ET AL.: *Gamma-ray Observations of the Galactic Plane at Energies > 500 GeV*. astro-ph/0003265, zu erscheinen in The Astrophysical Journal, März 2000. <http://de.arXiv.org>.
- [Leo92] LEO, WILLIAM R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1992. ISBN 3-540-17386-2.
- [Lon94a] LONGAIR, MALCOLM S.: *High Energy Astrophysics, Particles, photons and their detection*, Band 1. Cambridge University Press, 1994. ISBN 0-521-38773-6.
- [Lon94b] LONGAIR, MALCOLM S.: *High Energy Astrophysics, Stars, the Galaxy and the interstellar medium*, Band 2. Cambridge University Press, 1994. ISBN 0-521-43584-6.
- [Lor95] LORENZ, ECKART: *The Wide Angle Air Cherenkov Detector AIROBICC, A Prototype For A Future Low Threshold Cosmic Ray Detector*. Nuclear Physics B (Proc.Suppl.), 39A(1995):265–272, 1995. Elsevier Science B.V.
- [Man99] MANNHEIM, K.: *Frontiers in High-Energy Astroparticle Physics*. astro-ph/9902185, Februar 1999. <http://de.arXiv.org>.
- [Man00] MANNHEIM, KARL: *Constraints On Particle Acceleration From The Extragalactic γ -Ray Background*. astro-ph/0005537, Mai 2000. <http://de.arXiv.org>.
- [Mar94] MARTINEZ, S., ET AL.: *Monte Carlo Simulation of the HEGRA Cosmic Ray Detector Performance*. Technischer Bericht MPI-PhE/94-33, Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut), Föhringer Ring 6, 80805 München, November 1994.
- [Mat91] MATTHEWS, J., ET AL.: *Search For Diffuse Cosmic Gamma Rays Above 200 TeV*. The Astrophysical Journal, 375:202–208, Juli 1991.
- [McC43] MCCULLOCH, WARREN, PITTS, WALTER: *A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity*. Bulletin of Mathematical Biophysics, 5:115–133, 1943.
- [Mer93] MERCK, MARTIN: *Suche nach Quellen ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung mit dem HEGRA-Detektor*. Doktorarbeit, Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut), Föhringer Ring 6, 80805 München, Oktober 1993.
- [Mey97] MEYER, HINRICH: *Photons from the Universe-New Frontiers in Astronomy*. In: *Photon 97*, Universität Wuppertal, Gaußstraße 20, 42097 Wuppertal, 1997.

- [MH82] MAYER-HASSELWANDER, K., ET AL.: *Large-scale Distribution of Galactic Gamma Radiation Observed by COS-B*. *Astronomy and Astrophysics*, 105(1982):164–175, 1982.
- [MO99] MORALEJO OLAIZOLA, ABELARDO. Private Kommunikation, 1999.
- [MO00] MORALEJO OLAIZOLA, ABELARDO: *Búsqueda de fuentes cósmicas de radiación gamma de ultra-alta energía con el detector AIROBICC*. Doktorarbeit, Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, 2000.
- [Mor00] MORALES, M.: *Milagro Animations*. Internetpublikation, 2000. <http://scipp.ucsc.edu/milagro/Animations/AnimationIntro.html>.
- [Mus97] MUSSER, J.A., ET AL.: *Measurements of the Cosmic Ray Positron Fraction with the HEAT Spectrometer*. In: *Proceedings of the XXV International Cosmic Ray Conference, Durban, South Africa*, Band 4, Seiten 209–212, 1997.
- [NAS00a] NASA, GODDARD-SPACE-FLIGHT-CENTER: *Gamma-ray Astronomy Satellites & Missions*. Internetpublikation, 2000. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/corp/observatories.html>.
- [NAS00b] NASA, GODDARD-SPACE-FLIGHT-CENTER: *Introduction to EGRET, EGRET Data Products and EGRET Data Analysis*. Internetpublikation, 2000. http://coss.gsfc.nasa.gov/coss/egret/egret_doc.html.
- [Nel85] NELSON, W.R., ET AL.: *The EGS₄ code system*. Technischer Bericht SLAC 265, Stanford Linear Accelerator Center - SLAC, 1985.
- [Nik87] NIKOLSKY, S.I., STAMENOV, J.N., USHEV, S.Z.: *Gamma quanta with energy $\sim 10^{15}$ eV in the primary cosmic radiation*. *J.Phys.G:Nucl.Phys.*, 13(1987):883–895, 1987.
- [Nis80] NISHIMURA, J., ET AL.: *Emulsion Chamber Observations Of Primary Cosmic-Ray Electrons In The Energy Range 30-1000 GeV*. *The Astrophysical Journal*, 238:394–409, Mai 1980.
- [Omm98] OMMER, STEFAN: *Neue Analysemethoden zur TeV- γ -Astronomie mit HEGRA*. Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, Januar 1998. WUD 98-02.
- [Ost86] OSTRIKER, J.P., THOMPSON, C., WITTEN, E.: *Cosmological Effects Of Superconducting Strings*. *Physics Letters B*, 180(3):231–239, November 1986.
- [Ost98] OSTROWSKI, M.: *Acceleration of UHE Cosmic Ray Particles at Relativistic Jets in Extragalactic Radio Sources*. astro-ph/9803299, zu erscheinen in *Astronomy and Astrophysics*, März 1998. <http://de.arXiv.org>.
- [Pä98] PÄTZOLD, KAY: *Anwendung von Neuronalen Netzen zur Separation gamma- und Hadron-induzierter Luftschauer mit den HEGRA-Detektormatrizen*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, II. Institut für Experimentalphysik, 1998.

- [Pet97] PETRY, DIRK: *Beobachtung hochenergetischer γ -Strahlung ($E > 1$ TeV) aus Richtung der aktiven Galaxien Mkn 421 und Mkn 501*. Doktorarbeit, Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut), Föhringer Ring 6, 80805 München, September 1997. MPI-PhE/97-27.
- [Pla98] PLAGA, RAINER: *Cosmic Very High-Energie γ -Rays*. In: *Conference Proceedings of the XVIII Conference of Physics in Collision, Frascati*, Seiten 369–388, Juni 1998. astro-ph/9811081, <http://de.arXiv.org>.
- [Poh98] POHL, M., ESPOSITO, J.A.: *Electron Acceleration In Supernova Remnants And Diffuse Gamma Rays Above 1 GeV*. The Astrophysical Journal, 507:327–338, November 1998.
- [Por97] PORTER, T.A., PROTHEROE, R.J.: *Cosmic-ray electrons and the diffuse gamma-ray spectrum*. Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys., 23(1997):1765–1784, 1997.
- [Por99] PORTER, T.A., PROTHEROE, R.J.: *Constraints on the Electron Injection Spectrum from Diffuse Gamma-Ray Observations*. In: *Proceedings of the XXVI International Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, Utah, 1999*. OG 3.2.38.
- [Pra99] PRAHL, JÜRGEN: *Suche nach kosmischen γ -Punktquellen oberhalb von 20 TeV mit den HEGRA-Detektorfeldern*. Doktorarbeit, Fachbereich Physik, Universität Hamburg, Verlag **dissertation.de**, <http://www.dissertation.de>, 1999. ISBN 3-933342-74-0.
- [Pre92] PRESS, W.H., ET AL.: *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 2. Auflage, 1992. ISBN 0-521-43108-5.
- [Pro96a] PROTHEROE, R.J., JOHNSON, P.A.: *Propagation of ultra high energy protons and gamma rays over cosmological distances and implications for topological defect models*. Astroparticle Physics, 4(1996):253–269, 1996.
- [Pro96b] PROTHEROE, R.J., STANEV, T.: *Limits on Models of the Ultrahigh Energy Cosmic Rays Based on Topological Defects*. Physical Review Letters, 77(18):3708–3711, Oktober 1996.
- [Pro97] PROSCH, CHRISTIAN: *Suche nach Supernovaüberresten als Quellen der Kosmischen Strahlung im Energiebereich oberhalb von 14 TeV mit dem AIROBICC-Detektor des HEGRA-Experiments*. Doktorarbeit, Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut), Föhringer Ring 6, 80805 München, Oktober 1997. MPI-PhE/97-30.
- [Pro00] PROTHEROE, R.J., MEYER, H.: *An infrared background-TeV gamma-ray crisis?* astro-ph/0005349, Oktober 2000. <http://de.arXiv.org>.
- [Ram86] RAMANA MURTHY, POOLLA V., WOLFENDALE, ARNOLD W.: *Gamma-ray astronomy*. Cambridge Astrophysics Series. Cambridge University Press, 1986. ISBN 0-521-30528-4.
- [Rey90] REYNOLDS, P.T., ET AL.: *A Search For TeV Gamma-Ray Emission From The Galactic Plane*. In: *Proceedings of the XXI International Cosmic Ray Conference, Adelaide*, Band 2, Seiten 383–386, 1990. OG 4.7-1.

- [Rey93] REYNOLDS, P.T., ET AL.: *Survey Of Candidate Gamma-Ray Sources At TeV Energies Using A High-Resolution Cerenkov Imaging System:1988-1991*. The Astrophysical Journal, 404:206–218, Februar 1993.
- [Rey95] REYNOLDS, P.T., FEGAN, D.J.: *Neural network classification of TeV gamma-ray images*. Astroparticle Physics, 3(1995):137–150, 1995.
- [Roj96] ROJAS, RAUL: *Theorie der neuronalen Netze*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 4. Auflage, 1996. ISBN 3-540-56353-9.
- [Ros58] ROSENBLATT, FRANK: *The perceptron: a probabilistic model for information storage and organization in the brain*. Psychological Review, 65:386–408, 1958.
- [Rum86] RUMMELHART, D.E., HINTON, G.E., WILLIAMS, R.J.: *Learning representations by back-propagating errors*. Nature, 323:533–536, 1986.
- [Sar00] SARLE, WARREN: *Neural Network FAQ*. <ftp://ftp.sas.com/pub/neural/FAQ.html>, Mai 2000. Zusammenfassung der Newsgruppe comp.ai.neural-nets.
- [Sas99] SASANO, M., ET AL.: *Limits on the isotropic γ -ray/Cosmic ray Ratio in the Ultra High Energy region from the EAS Experiment at Ooty*. In: *26th International Cosmic Ray Conference Salt Lake City, Utah - Contributed Papers*, 1999. OG 2.4.14.
- [Sch97] SCHMITZ, NORBERT: *Neutrino-physik*. Teubner-Studienbücher Physik. B.G.Teubner Verlag, Stuttgart, 1997. ISBN 3-519-03236-8.
- [Sch98] SCHMELE, DIRK: *Himmelsdurchmusterung mit dem HEGRA-Szintillatorfeld - Suche nach räumlichen Anisotropien der kosmischen Strahlung oberhalb von 20 TeV*. Doktorarbeit, Fachbereich Physik, Universität Hamburg, 1998.
- [Sig96] SIGL, GÜNTER, SANGJIN, LEE, COPPI, PAOLO: *Highest Energy Cosmic Rays, Grand Unified Theories, and the Diffuse Gamma-Ray Background*. astro-ph/9604093v2, eingereicht zu Phys. Rev. Lett., Oktober 1996. <http://de.arXiv.org>.
- [Sil99] SILK, JOSEPH: *Die Geschichte des Kosmos*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg Berlin, 1999. ISBN 3-8274-0482-7.
- [Sok89] SOKOLSKY, PIERRE: *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Band 76 der Reihe *Frontiers in Physics*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1989. ISBN 0-201-17634-3.
- [Sre98] SREEKUMAR, P., ET AL.: *EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission*. The Astrophysical Journal, 494:523–534, Februar 1998.
- [Ste75] STECKER, F.W.: *Gamma Ray Astrophysics*. In: OSBORNE, J., WOLFENDALE, A. (Herausgeber): *Origin of Cosmic Rays*, Seite 267. Reidel, Dordrecht, 1975.
- [Str99] STRONG, ANDREW W., MOSKALENKO, IGOR V., REIMER, OLAF: *The Galactic contribution to high latitude diffuse γ -ray emission*. astro-ph/9906229, Juni 1999. <http://de.arXiv.org>.
- [Str00] STRONG, A.W., MOSKALENKO, I.V., REIMER, O.: *Diffuse Continuum Gamma Rays From The Galaxy*. The Astrophysical Journal, 537:763–784, Juli 2000.

- [Sug88] SUGA, K., ET AL.: *Diffuse Gamma Rays With Energies Greater Than $1 \cdot 10^{14}$ eV Observed In The Southern Hemisphere*. The Astrophysical Journal, 326:1036–1039, März 1988.
- [Tho82] THOMPSON, D.J., FICHEL, C.E.: *Extragalactic Gamma Radiation: Use of Galaxy Counts as a Galactic Tracer*. Astronomy and Astrophysics, 109(1982):352–354, 1982.
- [Uns99] UNSÖLD, A., BASCHEK, B.: *Der Neue Kosmos*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 6. Auflage, 1999. ISBN 3-540-64165-3.
- [Voe97] VOELK, H.J.: *Particle Acceleration and Gamma-Ray Production in Shell Remnants*. In: *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor V*, Seiten 87–106, Kruger Park South Africa, 1997.
- [Wdo90] WDOWCZYK, J., WOLFENDALE, A.W.: *Implications Of An Extragalactic Origin For The Highest Energy Cosmic Rays*. The Astrophysical Journal, 349:35–40, Januar 1990.
- [Wes96] WESTERHOFF, STEFAN: *Search for extragalactic γ -ray point sources with the HEGRA air shower array*. Doktorarbeit, Fachbereich Physik, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, Oktober 1996. WUB-DIS 96-18.
- [Wie94] WIEBEL, BARBARA: *Chemical Composition in High Energy Cosmic Rays*. Technischer Bericht, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, Januar 1994.
- [Wie98] WIEBEL-SOOTH, BARBARA, BIERMANN, PETER L.: *Cosmic Rays*. Zu erscheinen in Landolt-Börnstein, Juni 1998.
- [Zel] ZELL, ANDREAS, ET AL.: *SNNS Stuttgart Neural Network Simulator, User Manual*. Universität Tübingen, Wilhelm-Schickard-Institut und Universität Stuttgart, IPVR, <http://www-ra.informatik.uni-tuebingen.de/SNNS>. Version 4.2.
- [Zel97] ZELL, A.: *Simulation neuronaler Netze*. R.Oldenbourg Verlag München, 2. unveränderte Auflage, 1997. ISBN 3-486-24350-0.

Index

- L_{90} , 65
- N_e , 30
- N_s , 67
- R_L , 65
- X_{max} , *siehe* maximale Eindringtiefe
- Γ - Lorentzfaktor, 14
- χ^2 -Funktion, 64
- χ^2 -Wahrscheinlichkeit, 71
- γ , *siehe* Gamma und spektraler Index
- γ -Astronomie, 2, 11–26
- γ -Strahlung
 - Entstehung, 11–15
- π^+
 - Erzeugung, 12
 - Zerfall, 12
- π^-
 - Erzeugung, 12
 - Zerfall, 12
- π^0
 - Erzeugung, 12
 - Zerfall, 12, 24
 - mittlere Photonenenergie aus Zerfall, 12
- $\rho_\gamma(r)$, 62
- $\rho_s(r)$, 62, 66
- v -Verteilung, 101

- Abschätzung
 - der Genauigkeit der Energieskala, 82
 - der Genauigkeit der Positionsbestimmung der Schauerzentren, 80
 - der Winkelauflösung, 79
- AIROBICC-Detektor
 - absolute Kalibration, 61
 - Amplitudenkalibration, 59–62
 - Ansprechrate, 47
 - Elektronik, 46
 - Funktionsweise, 44–47
 - Korrektur der Verstärkungszweige, 60
 - mittlere Schwelle, 81
 - relative Kalibration, 60
 - Simulation, 52
 - Trigger, 47
- Anderson, C.D., 5
- Anpassung
 - der lateralen Abhängigkeit der sekundären Elektronen- u. Photonendichte, 63
 - globale AIROBICC-Anpassung, 63
 - Anpassungsbereich, 63
 - Likelihood-Anpassung, 66
- Antimaterie, 9
- Atmosphäre
 - Höhenformel, 34

- Back-Propagation, 95, 96
- Bestimmung
 - oberer Flußgrenzen, 103–113
 - Diskussion der Ergebnisse, 113–118
 - globale obere Grenze, 104–108
 - obere Grenze der inneren Galaxie, 108–113
- Brechungsindex, 35
- Bremsstrahlung, 11–12
 - Abstrahlwahrscheinlichkeit, 12
 - mittlere abgestrahlte Energie, 12

- Cherenkov
 - Detektor, 40
 - Front, 34, 64
 - Kegel, 34, 64
 - Licht-Dichte, laterale, 35
 - Photonen-Dichte, 62
 - Strahlung, 33–37
 - Absorption, 37
 - Entstehung, 33
 - Schwellenenergie, 35
 - Wellenlängenbereich, 37
 - Teleskope, 40

- Winkel, 34
- CLUE, 40
- Core, *siehe* Schauerzentrum
- CORSIKA, *siehe* Schauersimulation
- COS-B, 23

- Datenaufzeichnungssystem, 47–48
- Datensatz
 - Auswahl, 103
 - effektive Meßzeit, 85
- Detektorsimulation, 52–54, 74
- diffuser γ -Strahlungshintergrund, 19–26
 - Entdeckung, 19
 - isotroper, 20–22
 - Entstehungsmodelle, 21
 - Vorhersagen, 21
 - Messungen
 - sensitiv auf isotrope u. nichtisotrope Komponente, 115
 - sensitiv auf nichtisotrope Komponente, 116
 - nichtisotroper, 22–26
 - Entstehungsmodelle, 26
 - Vorhersagen, 26
- effektive Detektorflächen
 - Bestimmung, 83
- effektive Meßzeit, 85
- EGRET, 19, 23
- EGS4, *siehe* Schauersimulation
- Eigenschaften
 - der HEGRA-Detektormatrix, 79–87
 - effektive Detektorflächen, 83
 - Energieschwellen, 85
 - Genauigkeit der Energieskala, 82
 - Genauigkeit der Positionsbestimmung der Schauerzentren, 80
 - Winkelauflösung, 79
 - des ausgewählten Datensatzes, 79, 103
- Elektronen
 - halo, 13, 23
 - spektrum, 23
- Energie
 - bereich der simulierten Ereignisse, 49, 74
- Fermi-Beschleunigung, 15
- Fluß
 - parameter
 - Elektronen, 9
 - Hauptelemente, 9
 - Photonen, 9
 - Energieabhängigkeit, 9
- Gamma
 - Definition, 1
 - Gammaquant, *siehe* Gamma
 - globale AIROBICC-Anpassung, 63
 - Anpassungsbereich, 63
 - Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Grenze, 19
 - Gyroradius, 10
- HEGRA-Experiment, 39
 - Aufbau- und Lageplan, 40
 - Zusammensetzung, 40
- Hess, Victor Franz, 1
- Hintergrundstrahlung
 - Absorption von Photonen, 19
 - extragalaktische
 - differentieller Photonenfluß, 16
 - Kaskadenbildung, 19
 - mittlere freie Weglänge von Photonen, 17, 18
 - Wechselwirkungen, 15–19
 - Δ -Resonanz, 19
 - Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Grenze, 19
 - Paarbildung, 17
- inverse Compton-Streuung, 13–15, 23
 - mittlere abgestrahlte Energie, 14
 - Wirkungsquerschnitt
 - Klein-Nishina-Bereich, 14
 - Thomson-Bereich, 14
- Kalibration, 57–62
 - Überprüfung der absoluten, 75
 - Amplitudenkalibration der AIROBICC-Detektoren, 59–62
 - absolute Kalibration, 61
 - Korrektur der Verstärkungswege, 60
 - relative Kalibration, 60
 - Amplitudenkalibration der Szintillationszähler, 58–59
 - Bestimmung der ADC-Pedestals, 58
 - Bestimmung der Signallaufzeiten, 58
 - TDC-Kalibration, 58

- Kaskade, *siehe* Schauer
- Knie
 der Kosmischen Strahlung, 6
- Konusöffnungswinkel, 64
 Streuung, 65
 Verbesserung der Genauigkeit der Bestimmung, 67
- Kosmische Strahlung
 Bezeichnung, 1
 differentielles Energiespektrum, 6
 Entdeckung
 der Kosmischen Strahlung, 1
 des Positrons, 5
 von Elementarteilchen, 5
 Entstehung der Elemente, 7
 Myonen, 9, 32
 Nachweis, 28–37
 Neutrinos, 9, 11
 Neutronen, 11
 Spektrum, 6–7
 Ursprung, 10
 Zusammensetzung, 7–9
- laterale Abhängigkeit
 der Cherenkov-Photonen-Dichte, 62
 der sekundären Elektronen- u. Photondichte, 62, 66
- LES-Methode, 90–92
- Lichtradius, 65
- Luftschauer, *siehe* Schauer
- Magnetfeld
 galaktisches, 10
 intergalaktisches, 13
- maximale Eindringtiefe, 30, 32
- Maximum-Likelihood-Abschätzung, 66
- Millikan, Robert A., 1
- Moliere-Radius, 31
- Monte-Carlo, *siehe* Schauersimulation
- Myon
 Beobachtung, 32
 Bremsstrahlung, 12
 Erzeugung, 9
 Zerfall, 32
- Neuronale Netze, 92–99
 Funktionsweise, 93–96
 Lernverfahren, 95, 96
- Simulation, 96–97
- Neutrino
 -experimente, 11
 Erzeugung, 9
- NKG-Funktion, 31
- Nukleosynthese
 der Elemente, 7
- On-Zeit, *siehe* effektive Meßzeit
- Paarbildungseffekt, 17
 Energiebedingung, 17
 mittlere freie Weglänge von Photonen, 17
 Wirkungsquerschnitt, 17
- Pedestal
 Bestimmung, 58
 Definition, 58
- Pull-Wert
 Definition, 64
- Qualitätsfaktor, 90, 98
- Rekonstruktion, 57–67
 Schauerzentrum, 62
 Zenitwinkel, 62
- Rekonstruktionseffizienz, 83
- Rigidität, 10
- SAS-2, 19, 23
- Schauer
 elektromagnetische, 29–31
 Greisen-Formel, 30
 longitudinale Entwicklung, 30
 maximale Eindringtiefe, 30
 Moliere-Radius, 31
 NKG-Funktion, 31
 Schaueralter, 30
 schematische Entwicklung, 29
 hadronische, 31–33
 maximale Eindringtiefe, 32
 schematische Entwicklung, 31
 Unterschiede in der Entwicklung, 33
- Schaueralter, 30
- Schauerichtung, 65, 67
- Schauersimulation, 49–56
 Überprüfung, 69–76
 Anpassung der Fehler, 69

- Bewertung, 76
- Cherenkov-Strahlung, 52
- CORSIKA, 50
- EGS4, 51
- generierte Bibliothek, 54
- Gewichtung, 55–56
- vorhandene Bibliothek, 49
- Wechselwirkungsmodelle, 52
- Schauerzentrum, 62
 - Genauigkeit der Positionsbestimmung, 80
 - mittlerer Fehler, 64
 - Verbesserung der Fehlerverteilung, 64
- Signallaufzeiten, 58
- SNNS, 96
- spektraler Index
 - Elektronen, 9
 - Gesamtspektrum, 9
 - Hauptelemente, 9
 - Photonen, 9
- Spektren-Methode, 60
- Spektrum
 - der Hauptelemente, 8
 - der Kosmischen Strahlung, 6, 28
- SSC, *siehe* Synchrotron-Self-Compton-Modell
- Standardschnitte
 - Auswirkungen, 74
 - Definition, 70–73
 - Schnitt im hohen Energiebereich, 73
- Synchrotron-Self-Compton-Modell, 13
- Synchrotronstrahlung, 13
 - Abstrahlung der Galaxie, 13
 - maximal abgestrahlte Energie, 13
- Szintillationszähler
 - Amplitudenkalibration, 58–59
 - Funktionsweise, 42–44
 - Simulation, 52
 - Trigger, 43
- Thomson-Wirkungsquerschnitt, 14
- top-down-Szenario, 7
- topologische Defekte, 15, 22
- Unterdrückung von Hadronen, 89–101
 - alternative Größen, 99–101
 - Beurteilung der Effizienz, 90
 - durch die Standardschnitte, 74
 - LES-Methode, 90–92
 - Neuronales-Netz-Verfahren, 92–99
 - Ergebnisse, 97
 - verwendete Größen, 96
 - Qualitätsfaktor, 90
- Vergleich Simulation-experimentelle Daten, 69–76
- Zenitwinkel, 62

Danksagung

An erster Stelle danke ich meinem Doktorvater Herrn Professor Dr. Norbert Schmitz für die Ermöglichung der Promotion an der Technischen Universität München.

Weiterhin danke ich dem Leiter der HEGRA-Gruppe Herrn Dr. Eckart Lorenz für das interessante Thema, die hilfreichen Diskussionen und Anregungen sowie für die Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit.

Das Gelingen dieser Arbeit konnte nicht ohne fremde Hilfe geschehen, deshalb danke ich allen Mitgliedern der HEGRA-Kollaboration für ihre freundliche Unterstützung und Zusammenarbeit.

Besonderer Dank gilt dabei Herrn Wolfgang Wittek, auf dessen Erfahrung und Wissen ich immer zurückgreifen konnte und der mir immer hilfreich zur Seite stand.

Außerdem möchte ich mich bei den Herren Abelardo Moralejo und Jose Luis Contreras von der Universität Madrid für die gemeinsame Zusammenarbeit bei der Erweiterung des Analyseprogramms und die hilfreiche Unterstützung ganz herzlich bedanken.

Bei allen Mitgliedern der HEGRA-, PET- und MAGIC-Gruppe München bedanke ich mich für die freundschaftliche Atmosphäre und für die stete Hilfsbereitschaft. Insbesondere danke ich den Herren Harald Kornmayer und Christian Prosch für die Hilfe mit dem Analyseprogramm Muchachos und für die Einführung in den Umgang mit dem Detektor, Herrn Hans-Jürgen Gebauer für seine Unterstützung bei Elektronikproblemen und -fragen sowie für seine Mithilfe bei der Instandhaltung des Arrays, Herrn Juan Cortina für die Hilfe bei der Umstellung der Monte-Carlo-Programme, Herrn Rainer Plaga für die kritische Begleitung der Arbeit und Herrn Razmik Mirzoyan für die immer freundliche Hilfestellung bei zahlreichen Fragen.

Dank geht auch an Herrn Jens Hibbe, den Geschäftsführer der MCE-ETV GmbH, für seine Unterstützung und für den zur Verfügung gestellten Alphaserver, der mir sehr hilfreich bei der Generierung von Monte-Carlo-Ereignissen und bei der Analyse war.

Schließlich möchte ich mich auch bei meiner Familie, insbesondere bei meiner Mutter für die Hilfe und Unterstützung während der ganzen Zeit bedanken. Auch danke ich Herrn Stefan Deylitz für die anregenden und aufbauenden Gespräche und die Abwechslung in gemeinsamen Unternehmungen.