

FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
WUPPERTAL

Suche nach TeV-Blazaren
mit dem HEGRA-System
der abbildenden Cherenkov-Teleskope

Heidrun Bojahr

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Wuppertal

Dezember 2002
WUB-DIS 2002-3

The more I live - the more I learn.
The more I learn - the more I realize
The less I know.
Each step I take -
Each page I turn -
Each mile I travel only means
The more I have to go.
(...)
With all there is - why settle for
Just a piece of sky?

(aus "A piece of sky" aus *Yentl* von Barbara Streisand)

Gewidmet meiner Oma Marie,
die während meiner Promotionszeit starb,
und meinem Patenkind Dennis Alexander,
das im selben Jahr geboren wurde.

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Beobachtungskatalog mit 54 nahen ($z < 0.2$) Aktiven Galaxien (AGN) erstellt, der BL Lac-Objekte und radio-laute Flachspektrumquellen FSRQ ($\alpha \leq +0.5$ mit $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) umfasst, die von dem Standort La Palma aus unter einem Zenitwinkel $ZA < 45^\circ$ beobachtbar sind. 37 Objekte aus diesem Katalog wurden mit dem HEGRA-System der abbildenden Cherenkov-Teleskope innerhalb von 3 1/2 Jahren von Juni 1997 bis Dezember 2000 mit einer Beobachtungszeit von etwa 700 Stunden neben den beiden prominenten TeV- γ -Emittlern Mkn 421 und Mkn 501 beobachtet.

Das Objekt 1ES 1426+428 konnte erstmals als TeV- γ -Quelle identifiziert werden. Die Beobachtungen wurden von Februar 1999 bis Juni 2000 mit einer Beobachtungszeit von 58 Stunden durchgeführt. Das Signal hat eine statistische Signifikanz von 6σ , der absolute Fluss oberhalb von 0.69 TeV wurde zu $F(E > 0.69 \text{ TeV}) = (5.0 \pm 1.1) \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt. Diese Beobachtung wurde zwischenzeitlich durch die Whipple- und durch die CAT-Gruppe bestätigt. Mit $z = 0.129$ ist der 1ES 1426+428 die bestätigte TeV- γ -Quelle mit der bisher grössten Distanz.

Die Analyse der AGN-Daten zeigte ausserdem Evidenzen für eine TeV- γ -Emission von fünf weiteren Objekten: 1ES 2344+514 und BL Lac sowie 1ES 0323+022, 1ES 1440+122 und 1ES 2254+074. Während für den 1ES 2344+514 die Beobachtung ein 4.1σ -Niveau erreichte, lagen die positiven Signale für BL Lac, 1ES 0323+022, 1ES 1440+122 und 1ES 2254+074 im Bereich von $2\text{-}3\sigma$. Für alle beobachteten AGN-Objekte des Katalogs wurden obere Flussgrenzen auf einem 95%-Konfidenz-Niveau bestimmt, sie liegen im Bereich von $10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Mit der klassischen Stacking Methode wurde das kummulative Gesamt-Signal der beiden AGN-Klassen untersucht: der FSRQ und der BL Lac-Objekte. Während die 10 FSRQ keine Evidenz für ein TeV-Signal dieser Objekt-Klasse zeigten, konnte für die 27 BL Lac-Objekte ein signifikanter Excess auf einem 3.0σ -Niveau nachgewiesen werden.

Die 16 Objekte des AGN-Katalogs, die bei den Beobachtungen mit dem Röntgen-Satelliten-Experiment BATSE im 2 keV-200 keV-Energie-Bereich ein positives Signal aufwiesen, zeigten ein positives kummulatives Signal im TeV-Bereich auf einem 3.9σ -Niveau. Dies ist ein Hinweis auf eine Korrelation des TeV- γ - und des keV-Röntgen-Bereichs, der somit als Indikator für potentielle TeV- γ -Quellen genutzt werden kann.

Die aus dem Gesamtsignal ermittelte obere Flussgrenze für die BATSE-Objekte liegt bei etwa 12% des Crab-Flusses, das entspricht einem absoluten Fluss oberhalb von 0.77 TeV von $F(E > 0.77 \text{ TeV}) < 2.9 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Von den BATSE-Objekten kann somit bei ausreichender Beobachtungszeit ein durchschnittlicher Fluss von mindestens 10% des Crab-Flusses erwartet werden.

Zur Analyse der System-Cherenkov-Teleskop-Daten wurde ein an der Universität Wuppertal neu entwickeltes Analyse-Softwarepaket WARGUS verwendet. WARGUS basiert auf einer eigenständigen Kalibration der Rohdaten und wurde unabhängig von der innerhalb der HEGRA-Kollaboration verwendeten HEGRA-Standard-Analyse aufgebaut. Ein Vergleich der WARGUS und der HEGRA-Standard-Analyse anhand charakteristischer Detektorparameter und einer Analyse eines ausgewählten Datensatzes zeigt eine Übereinstimmung im Bereich von 10% und bestätigt eine solide Grundlage beider Analyse-Ketten.

Abstract

An observation-catalogue with 54 low-redshift ($z < 0.2$) active galactic nuclei (AGN) was built, which included BL Lac-objects and radioloud FSRQ ($\alpha \leq +0.5$ with $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) observable from La Palma within an zenithangle-range $ZA < 45^\circ$. 37 objects out of this catalogue were observed with the HEGRA-System of imaging Cherenkov-Telescopes during 3 1/2 years from June 1999 to December 2000 with a total observationtime of 700 hrs beneath the prominent TeV-emitters Mkn 421 and Mkn 501.

The object 1ES 1426+428 was identified as a TeV- γ -source for the first time. A total observationtime of 58 hrs was accumulated from February 1999 to June 2000. The detections statistical significance is 6σ , an absolut flux above 0.69 TeV of $F(E > 0.69 \text{ TeV}) = (5.0 \pm 1.1) \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ was determined. This observation has been confirmed by Whipple and CAT. The 1ES 1426+428 with $z = 0.129$ is the most distant known TeV- γ -source.

The analysis of the AGN-data shows evidences for five additional objects: 1ES 2344+514, BL Lac, 1ES 0323+022, 1ES 1440+122 and 1ES 2254+074 For 1ES 2344+514 the positive signal was on a 4.1σ -level, for BL Lac, 1ES 0323+022, 1ES 1440+122 and 1ES 2254+074 the observations were in the 2σ - 3σ -level range. For all objetcs of the AGN-catalogue upper limits on a 95% confidence level were found in the range of $10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

With the classical stacking method a cummulative over-all signal of the two used AGN-Classes FSRQ and BL Lac-objects was found. While the 10 FSRQ show no evidence for a TeV-signal for this object-class, the 27 BL Lac-objects show a significant excess at a 3.0σ -level.

The 16 objects of the AGN-catalogue, which show positive signals in the observations with the x-ray-satelite-experiment BATSE in the 2 keV-200 keV-energy-range, show also a positive cummulative over-all signal in the TeV-range with a 3.9σ -level. This indicates a correlation between the TeV- γ -ray and the x-ray-energy-range, which could therefore used as an indicator for potential TeV- γ -ray-sources.

The upper limit from the cummulative over-all signal of the BATSE-objects was about 12% of the crab-flux, which is an absolute flux of $F(E > 0.77 \text{ TeV}) < 2.9 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Therefore with enough observationtime the expected average flux for the BATSE-objects would be at least 10% of the crab-flux.

For the analysis of the System-Cherenkov-Telescope data a new developed analysis software package of the Universität Wuppertal called WARGUS was used. WARGUS based on a independent calibration of rawdata and was developed independently from the HEGRA-standard-analysis, which was usually taken within the HEGRA-collaboration. Comparing WARGUS and the HEGRA-standard-analysis on characteristical detector-parameters and the results of an sorted data-sample-analysis showed they matched within 10%. This confirms the stable and robust basis of the two analysis-packages.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	xii
Tabellenverzeichnis	xvii
1 Einführung in die Astro-Teilchenphysik	1
1.1 Kosmische Strahlung	4
1.1.1 Spektrum der kosmischen Teilchen-Strahlung	5
1.1.2 Geomagnetische Schwelle	8
1.1.3 Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Schwelle	9
1.1.4 Post-GZK-Ereignisse	9
1.1.5 Quellen der kosmischen Strahlung	11
1.2 Neutrino-Astronomie	13
1.3 γ -Astronomie	14
1.3.1 Entstehungsorte kosmischer γ -Strahlung	14
1.3.2 Erzeugungsprozesse kosmischer γ -Strahlung	15
1.3.3 γ -Beobachtungen mit Satelliten-Experimenten	16
1.3.4 Beobachtungen im TeV-Bereich	18
1.3.5 Krebs-Nebel	25
1.3.6 Mkn 421 und Mkn 501	26
1.4 Ziele dieser Arbeit	29
2 Aktive Galaktische Kerne (AGN)	31
2.1 AGN-Spektrum	31
2.2 AGN-Klassen	32
2.2.1 Seyfert Galaxien	32
2.2.2 Radio-Galaxien	34
2.2.3 Quasare und QSO	35
2.2.4 Blazare	35
2.3 Vereinheitlichtes AGN-Modell	36
2.4 Host Galaxien	39
2.5 AGN-Jets	40
2.6 Charakteristika der Blazare	41
2.7 Absorption von TeV- γ -Strahlung durch den CIB	43
3 HEGRA-AGN-Programm	47
3.1 Motivation	47
3.2 Kriterien	48
3.3 Objekt-Auswahl	50

3.3.1	Kataloge	50
3.3.2	RXTE-Objekte	52
3.3.3	BATSE-BL Lacs	52
3.3.4	DXRBS-BL Lacs	55
3.4	HEGRA-AGN-Beobachtungskatalog	56
3.4.1	BATSE-Objekte	57
3.4.2	Objektnamen	57
3.4.3	Bemerkungen zu einzelnen Objekten	59
3.5	Beobachtungsstrategie	60
4	Abbildende Cherenkov-Teleskope	65
4.1	Atmosphärische Luftschauer	66
4.1.1	Elektromagnetische Luftschauer	66
4.1.2	Hadronische Luftschauer	69
4.1.3	Vergleich beider Schauertypen	72
4.2	Atmosphärisches Cherenkov-Licht	73
4.2.1	Cherenkov Effekt	73
4.2.2	Cherenkov-Licht in atmosphärischen Luftschauern	75
4.2.3	Cherenkov-Photonendichte-Verteilung	77
4.2.4	Schwächung des Cherenkov-Lichts in der Atmosphäre	78
4.3	Prinzip der abbildenden Cherenkov-Technik	81
4.3.1	Bildentstehung	81
4.3.2	Bild-Parameter	84
4.3.3	Bildbearbeitung	85
4.3.4	γ -Hadron-Separation	87
4.3.5	Stereoskopische Rekonstruktion	91
5	HEGRA-Experiment	95
5.1	HEGRA-Cherenkov-Teleskope	97
5.1.1	HEGRA-Teleskope CT 1 und CT 2	98
5.1.2	Stereoskopisches HEGRA-IACT-System	99
5.2	Experimenteller Aufbau des HEGRA-Systems	100
5.2.1	Anordnung des CT-Systems	100
5.2.2	Aufbau eines System-Teleskops	101
5.2.3	Zentralstation	105
5.3	Messbetrieb und Datennahme	107
5.3.1	Daten-Runs	107
5.3.2	Point-Runs	108
5.3.3	Kalibrations-Runs	108
6	Wuppertaler System-Analyse (WARGUS)	111
6.1	WARGUS-Kalibration	111
6.1.1	Relative Kalibration	113
6.1.2	Absolute Kalibration	117
6.2	WARGUS-Monte-Carlo-Studien	121
6.2.1	Monte Carlo Simulationen	121
6.2.2	Wichtung	122
6.2.3	MC-Hadronen-Daten und OFF-Daten	125

6.2.4	WARGUS- γ -Hadron-Separation	125
6.2.5	Charakteristische Detektor-Parameter	133
6.2.6	Energieschwelle des Detektors	145
6.3	WARGUS-Daten-Filter	145
6.3.1	Beobachtungssituation	145
6.3.2	Gesamtbild des Daten-Filters	147
6.4	Vergleich WARGUS und HEGRA-Standard-Analyse	149
6.4.1	Kalibration	150
6.4.2	Analyse der Crab-Daten-Auswahl	153
7	Gesamt-Datensatz	157
8	Auswertung der Daten der starken TeV-γ-Quellen	165
8.1	Crab	166
8.1.1	Daten-Satz	167
8.1.2	Resultate der binweisen Analyse	170
8.1.3	Resultate der Analyse mit statistisch gemitteltem Untergrund	170
8.2	Mkn 421	175
8.3	Mkn 501	177
8.4	Signalregion	184
9	Auswertung der Daten des AGN-Programms	191
9.1	AGN-Daten-Satz	191
9.2	Resultate der WARGUS-Analyse	191
9.2.1	Signal- und Signifikanzbestimmung	191
9.2.2	Bestimmung der oberen Flussgrenzen	196
9.2.3	Signifikante TeV-Kandidaten	198
9.3	Untersuchung der Charakteristiken	202
9.3.1	BL Lacs und FSRQ	207
9.3.2	BATSE-Objekte	208
10	Zusammenfassung	213
A	Energiebereiche	217
B	Berechnung der Hillas Parameter	219
C	Untergrundbestimmung	223
D	Signalverteilungen der AGN-Analyse	227
E	Zenitwinkelverteilungen der AGN-Analyse	239
F	Daten-Runs	245
G	Experimente	275
G.1	Nachweis von γ -Photonen	275
G.1.1	Cherenkov-Teleskop-Experimente	275
G.1.2	Andere Cherenkov-Experimente	279
G.1.3	Solar-Anlagen-Experimente	280

G.1.4	Satelliten-Experimente	281
G.2	Nachweis von Hadronen und Elektronen	284
G.2.1	Ausgedehnte Luftschauer-Experimente	284
G.2.2	Satelliten-Experimente	287
G.3	Nachweis von extragalaktischen Neutrinos	287
G.3.1	Neutrino-Experimente in Wasser und Eis	287
Literaturverzeichnis		291
Danksagung		307

Abbildungsverzeichnis

1.1	Durchlässigkeit der Erdatmosphäre für elektromagnetische Strahlung	2
1.2	Energie-Spektrum und entsprechende Photonen-Detektoren	3
1.3	Integraler Fluss der kosmischen Teilchen-Strahlung	5
1.4	Energie-Spektrum der kosmischen Teilchen-Strahlung	6
1.5	Simulation des Knies im Primärteilchen-Energiespektrum	7
1.6	Zweites Knie im Primärteilchen-Energiespektrum	8
1.7	Fermi-Beschleunigung (1. Ordnung)	12
1.8	Himmelskarte der γ -Quellen des dritten EGRET-Katalogs	17
1.9	Himmelskarte bisher entdeckter TeV- γ -Quellen	21
1.10	Spektrum des Krebsnebels (gemessen)	25
1.11	Spektrum des Krebsnebels (theoretisch)	26
1.12	Energiespektren von Mkn 421 und Mkn 501	27
1.13	Energiespektrum von Mkn 421 aus 2001	28
2.1	AGN-Kontinuum-Spektrum	32
2.2	Das Einordnungsschema der AGN-Klassen	33
2.3	HST- und Radio-Bild der NGC 4261	36
2.4	Modellschema einer AGN	37
2.5	Künstlerische Darstellung der WW-Prozesse in einem AGN-Jet	40
2.6	Spektrale Energieverteilung der Aktiven Galaxie Mkn 421	41
2.7	RXTE- und HEGRA-Lichtkurve von Mkn 501 im Jahr 1997	42
2.8	Korrelationsanalyse zwischen RXTE- und HEGRA-Daten	43
2.9	γ -Horizont 2001 nach Dwek	44
2.10	Experimentell vermessener kosmischer Infrarot-Hintergrund	45
3.1	γ -Horizont 1997	49
3.2	Röntgen-Fluss der BATSE-Objekte.	54
3.3	Röntgen-Fluss der BATSE-Objekte gegen die Signifikanz der Messung.	54
3.4	Signifikanz der Röntgenfluss-Messung der BATSE-Objekte	55
3.5	Himmelskarte des HEGRA-AGN-Beobachtungskatalogs	57
3.6	z-Verteilung des HEGRA-AGN-Beobachtungskatalogs	58
3.7	z-Verteilung der BATSE-Objekte innerhalb des HEGRA-AGN-Programms	58
4.1	Entwicklung elektromagnetischer Schauer	67
4.2	Longitudinale Entwicklung elektromagnetischer Luftschauer	68
4.3	Entwicklung hadronischer Schauer	70
4.4	Vergleich: Entwicklung hadronischer und elektromagnetischer Schauer	71
4.5	Vergleich: Longitudinales Profil hadronischer und elektromagnetischer Schauer	72
4.6	Entstehungsprinzip der Cherenkov-Strahlung	74

4.7	Höhen-Abhängigkeit der Schwellenergie und des Cherenkovwinkels	76
4.8	Radius des Cherenkov-Lichtkegels	77
4.9	Abhängigkeit des Cherenkov-Lichtkreis-Radius von der Emissionshöhe	78
4.10	Cherenkov-Lichtkreisring	79
4.11	Cherenkov-Photonen-Flächendichteverteilung in Luftschauern	80
4.12	Cherenkov-Licht-Schwächung in der Atmosphäre	81
4.13	Bildentstehung in einer CT-Kamera	82
4.14	Online-Datennahme: hadronisch und photonisch induzierte Luftschauer	83
4.15	Definition der Hillas-Parameter	84
4.16	Schauerbilder eines hadronischen Schauers	86
4.17	Verteilung des Distance-Parameters	87
4.18	Verteilung der Hillas-Parameter	88
4.19	Verteilung der skalierten Variablen	89
4.20	Schauereinfallsrichtung in Winkelkoordinaten θ_x und θ_y	90
4.21	Verteilung des θ^2 -Parameters	90
4.22	Rekonstruktion der Schauergeometrie in einem stereoskopischen System	91
4.23	Räumliche Rekonstruktion der Schauerachse	92
5.1	Luftbildaufnahme des Observatorio del Roque de los Muchachos	96
5.2	Schematische Aufbau des HEGRA-Experiments	97
5.3	Schema der Anordnung der HEGRA-Cherenkov-Teleskope	98
5.4	Fotographie des CT3	99
5.5	Teleskopkoordinaten der HEGRA-CTs	100
5.6	Reflektor im Davis Cotton Design	101
5.7	Fotografie der Kamera eines CTs	102
5.8	Quanteneffizienz eines PMT	103
5.9	Lichtsammeltrichter einer CT-Kamera	103
5.10	Schema des Wobble-Beobachtungsmodus	107
6.1	WARGUS-Kalibrations Schema	112
6.2	Subtraktion der Null-Linie	113
6.3	Mittlere Laser Amplitude des CT2	114
6.4	Auswirkung der Methode der digitalen Rückfaltung	115
6.5	WARGUS-Photoelektronen-Konversionsfaktoren-Verteilung	118
6.6	WARGUS-Photoelektronen-Konversionsfaktoren: Einzelne CTs	119
6.7	WARGUS-Photoelektronen-Konversionsfaktoren: Kompilation	120
6.8	Verteilung der Gewichte für verschiedene Primärteilchen	123
6.9	Verteilung der Gewichte für γ -Photonen	124
6.10	Vergleich der MC-Hadronen-Daten mit experimentellen Untergrund-Daten	126
6.11	Effizienzen und Qualitätsfaktor	129
6.12	Verteilung der optimierten Bildparameter	132
6.13	Energie-Abhängigkeit der Size für verschiedene Zenitwinkel	133
6.14	Energie-Abhängigkeit der Size verschiedene Schauerkernepositionen	134
6.15	Verhältniss rekonstruierter zu simulierter Schauerkerneposition	135
6.16	Gaußverteilung der Differenzen der Schauerkerneposition $r_{MC} - r_{rec}$	136
6.17	Auflösungsvermögen der Schauerkerneposition	136
6.18	Energieabhängigkeit des Auflösungsvermögens der Schauerkerneposition	137
6.19	Verteilung der rekonstruierten Schauerkernepositionen	137

6.20	Effektive Sammelfläche: verschiedene ZA	138
6.21	Effektive Sammelfläche: verschiedene ZA, System-Trigger	139
6.22	Energie-Abhängigkeit der Separations-Effizienz	141
6.23	Differentielle Rate für ZA = 0°, 2/5-CTs-System-Trigger	142
6.24	Differentielle Rate für ZA = 0°, verschiedene α , verschiedene System-Trigger	143
6.25	Differentielle Rate für $\alpha = 2.6$, 2/5-CTs-System-Trigger, verschiedenen ZA	143
6.26	ZA-Abhängigkeit der zu erwartenden Rate und der Energieschwelle	144
6.27	HEGRA-Standard-Photoelektronen-Konversionsfaktoren	149
6.28	Vergleich der Photoelektronen-Konversionsfaktoren	151
6.29	Verhältniss der Photoelektronen-Konversionsfaktoren	152
6.30	Zenitwinkelverteilung der Crab-Daten-Auswahl	153
6.31	Resultate der WARGUS-Analyse der Crab-Daten-Auswahl	155
7.1	Verteilung der Gesamt-Beobachtungszeiten	159
7.2	Verteilung der Beobachtungszeiten der AGN-Objekte	160
7.3	Gesamt-Beobachtungszeiten der einzelnen Objekte des AGN-Programms	161
7.4	Kummulative Beobachtungszeiten der Objekte des AGN-Programms (a)	162
7.5	Kummulative Beobachtungszeiten der Objekte des AGN-Programms (b)	163
7.6	Kummulative Beobachtungszeiten der Objekte des AGN-Programms (c)	164
8.1	Verteilung der Beobachtungszeiten des Crab-Daten-Satzes	166
8.2	Zenitwinkel-Verteilungen des Crab-Daten-Satzes	167
8.3	Signalverteilungen des Crab-Daten-Satzes (binweise)	169
8.4	Signifikanzverteilung für S_{prim} und S_{LiMa} (binweise)	170
8.5	Untergrund-Analyse anhand der Beobachtungsperioden des Crab	171
8.6	Signifikanzverteilung für S_{prim} und S_{LiMa} (meanoff)	173
8.7	Signalverteilungen des Crab-Daten-Satzes (meanoff)	174
8.8	Signifikanzverteilung (meanoff): Mkn 421 p104-p105	176
8.9	Signifikanzverteilung (meanoff): Mkn 501 p70-p76	176
8.10	Verteilung der Beobachtungszeiten des Mkn 421-Daten-Satzes	177
8.11	Zenitwinkel-Verteilungen des Mkn 421-Daten-Satzes	178
8.12	Signalverteilungen des Mkn 421-Daten-Satzes (meanoff)	179
8.13	γ -Fluss des Mkn 421 der verschiedenen Beobachtungsperioden	180
8.14	Verteilung der Beobachtungszeiten des Mkn 501-Daten-Satzes	181
8.15	Zenitwinkel-Verteilungen des Mkn 501-Daten-Satzes	182
8.16	Signalverteilungen des Mkn 501-Daten-Satzes (meanoff)	183
8.17	γ -Fluss des Mkn 501 der verschiedenen Beobachtungsperioden	185
8.18	Exponentieller Fit an die Signalregion: Crab-Daten	186
8.19	Exponentieller Fit an die Signalregion: Mkn 421-Daten	188
8.20	Exponentieller Fit an die Signalregion: Mkn 501-Daten	189
9.1	Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN-Analyse: θ_{best}^2 -Schnitt	194
9.2	Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN-Analyse: θ_{fixed}^2 -Schnitt	196
9.3	z-Verteilung der AGN-Ergebnisse: θ_{fixed}^2 -Schnitt	198
9.4	Verlauf der S_{LiMa} -Funktion unter Variation von N_{on}	199
9.5	Signifikanzverteilung S_{prim} der AGN-Analyse: θ_{fixed}^2 -Schnitt	200
9.6	Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 1440+122	201
9.7	Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 2254+074	201

9.8	Verteilung der Beobachtungszeiten des 1440+122	202
9.9	Verteilung der Beobachtungszeiten des 2254+074	202
9.10	Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 0323+022	203
9.11	Verteilung der Beobachtungszeiten des 0323+022	203
9.12	Lichtkurve des 0323+022	203
9.13	Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 2200+420	204
9.14	Verteilung der Beobachtungszeiten des 2200+420	204
9.15	Lichtkurve des 2200+420	204
9.16	Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 2344+514	205
9.17	Verteilung der Beobachtungszeiten des 2344+514	205
9.18	Lichtkurve des 2344+514	205
9.19	Verteilung der Beobachtungszeiten des 1426+428	206
9.20	Lichtkurve des 1426+428	206
9.21	Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 1426+428	207
9.22	Energie-Spektrum des 1ES 1426+428	208
9.23	Signalverteilung des Stackings der FSRQ-Objekte	209
9.24	Zenitwinkelverteilung des Stackings der FSRQ-Objekte	209
9.25	Signalverteilung des Stackings der BL Lac-Objekte	210
9.26	Zenitwinkelverteilung des Stackings der BL Lac-Objekte	210
9.27	Signalverteilung des Stackings der BATSE-Objekte	212
9.28	Zenitwinkelverteilung des Stackings der BATSE-Objekte	212
B.1	Definition der Hillas-Parameter	220
C.1	Untergrund-Analyse: Gesamt-Datensätze des Crab, Mkn 421 und Mkn 501	224
C.2	Untergrund-Analyse: Beobachtungsperioden des Mkn 421	225
C.3	Untergrund-Analyse: Beobachtungsperioden des Mkn 501	226
D.1	Signalverteilungen der AGN: 0055+300, 0116+319, 0120+340, 0145+138	228
D.2	Signalverteilungen der AGN: 0206+355, 0229+200, 0313+411, 0316+413	229
D.3	Signalverteilungen der AGN: 0317+183, 0323+022, 0402+379, 0430+052	230
D.4	Signalverteilungen der AGN: 0513+015, 0706+591, 0733+597, 0818+427	231
D.5	Signalverteilungen der AGN: 0829+046, 0927+500, 1013+498, 1019+514	232
D.6	Signalverteilungen der AGN: 1118+423, 1212+078, 1219+285, 1219+301	233
D.7	Signalverteilungen der AGN: 1226+023, 1255+244, 1418+546, 1426+428	234
D.8	Signalverteilungen der AGN: 1440+122, 1722+119, 1727+502, 1741+196.	235
D.9	Signalverteilungen der AGN: 2200+420, 2201+044, 2254+074, 2321+419	236
D.10	Signalverteilung der AGN: 2344+514	237
E.1	Zenitwinkelverteilungen der AGN: 0055+300, 0116+319, 0120+340, 0145+138, 0206+355, 0229+200, 0313+411, 0316+413	240
E.2	Zenitwinkelverteilungen der AGN: 0317+183, 0323+022, 0402+379+, 430+052, 0513+015, 0706+591, 0733+597, 0818+427	241
E.3	Zenitwinkelverteilungen der AGN: 0829+046, 0927+500, 1013+498, 1019+514, 1118+423, 1212+078, 1219+285, 1219+301	242
E.4	Zenitwinkelverteilungen der AGN: 1226+023, 1255+244, 1418+546, 1426+428, 1440+122, 1722+119, 1727+502, 1741+196	243
E.5	Zenitwinkelverteilungen der AGN: 2200+420, 2201+044, 2254+074, 2321+419, 2344+514	244

Tabellenverzeichnis

1.1	UHECR-Ereignisse an Positionen von BL Lac-Objekten	10
1.2	Satelliten-Experimente	18
1.3	Cherenkov-Teleskop-Experimente	20
1.4	Bisher entdeckte TeV- γ -Quellen	22
2.1	Modelle der Prozesse in AGN-Jets	39
3.1	Objekt-Orientierte-Kataloge	50
3.2	Blazare der Mannheim-Untersuchung	51
3.3	BL Lac-Beobachtungen des BATSE-Experiments	53
3.4	Astronomische Kataloge	61
3.5	HEGRA-AGN-Katalog	62
5.1	Positionen der Cherenkov-Telkope des HEGRA-Systems	101
5.2	Technische Daten der einzelnen System-Telkope	106
6.1	MC-Daten	122
6.2	Parameter der natürlichen Energiespektren der Primärteilchen	123
6.3	Optimierte Schnitte	130
6.4	ZA-Abhängigkeit der Energieschwelle und der erwarteten Rate	145
6.5	Analyse-Vergleich: Filter und Schnitte für die Crab-Daten-Auswahl-Analyse	154
6.6	Analyse-Vergleich: Resultate der Crab-Daten-Auswahl-Analyse	154
7.1	Beobachtungszeiten des Gesamt-Daten-Satzes	157
7.2	Beobachtungszeiten der Objekte des AGN-Programms	158
8.1	Verwendete WARGUS-Bild-Parameter-Schnitt-Sätze	165
8.2	Beobachtungszeiten des Crab-Daten-Satzes	166
8.3	Analyse-Resultate: Crab (binweise)	168
8.4	Analyse-Resultate: Crab (meanoff)	175
8.5	Beobachtungszeiten des Mkn 421-Daten-Satzes	177
8.6	Analyse-Resultate: Mkn 421 (meanoff)	178
8.7	Beobachtungszeiten des Mkn 501-Daten-Satzes	181
8.8	Analyse-Resultate: Mkn 501 (meanoff)	182
8.9	Analyse-Resultate: Crab, Mkn 421 und Mkn 501 (fester θ^2 -Schnitt, meanoff)	187
9.1	Beobachtungszeiten des AGN-Daten-Satzes	192
9.2	Resultate der Objekte des AGN-Programms: bester θ^2 -Schnitt	193
9.3	Resultate der Objekte des AGN-Programms: fester θ^2 -Schnitt	195
9.4	Obere Flussgrenzen des AGN-Daten-Satzes	197

9.5	Analyse-Resultate: Objektklassen des AGN-Programms: bester θ^2 -Schnitt . .	211
9.6	Analyse-Resultate: Objektklassen des AGN-Programms: fester θ^2 -Schnitt . .	211
A.1	Energiebereiche	217
F.1	CT-System-Konfiguration	246
F.1	CT-System-Konfiguration (Fortsetzung)	247
F.2	Korrespondenz: Perioden-Zeitintervalle-Datenruns	248
F.3	Crab-Runlisten	249
F.4	Mkn421-Runlisten	253
F.5	Mkn501-Runlisten	258
F.6	AGN-Runlisten	263

Kapitel 1

Einführung in die Astro-Teilchenphysik

Die Neugier den Kosmos zu erforschen und unser Wissen über den Ursprung des Universums und uns selbst zu erweitern liegt in unserer Natur. Die Möglichkeiten das Weltall von der Erde aus zu betrachten und das Gesehene zu interpretieren sind jedoch beschränkt. Unsere Erdatmosphäre absorbiert nahezu alle elektromagnetische Strahlung bis auf den visuellen Teil und den niederenergetischen Bereich der Radio-Strahlung, wie in Abbildung 1.1 zu sehen ist. Dadurch öffnen sich zwei Beobachtungsfenster zum Weltraum von der Erdoberfläche aus: das optische Fenster und das Radiofenster. Das optische Fenster schliesst auch das nahe Infrarot und das nahe Ultraviolett mit ein und wird begrenzt durch die Absorption durch das Ozon bei $\lambda < 300$ nm und durch den Wasserdampf sowie durch den Sauerstoff bei $\lambda > 1$ μ m. Die Atmosphäre ist durchlässig für Radiostrahlung mit $\lambda > 5$ mm. Dieses Radiofenster wird nach oben bei $\lambda = 12$ m - 100 m durch Reflexionen an der Ionosphäre begrenzt. Da die ionosphärische Elektronendichte Schwankungen unterliegt, variiert dieser Grenzwert beträchtlich [275].

Die klassische Astronomie ist bis Anfang des letzten Jahrhunderts ausschliesslich durch optische Beobachtungen geprägt. Dabei gab es die reine Kartierung und Vermessung des Weltalls, sowie die Analysen von Absorptions- und Emissionslinien in Sternspektren, die Aussagen über das Vorkommen der Elemente und über atomphysikalische Vorgänge in Sternen, Sternhüllen und in der interstellaren Materie lieferten. Dieses liess Rückschlüsse auf die im Inneren der Sterne ablaufenden kernphysikalischen Prozesse und damit auf den Lebenszyklus der Sterne zu. Das durch das optische Fenster zum All gewonnene Bild des Kosmos hat noch bis heute Bestand.

Mit der Entdeckung der Radioemission der galaktischen Scheibe durch Karl Jansky, 1932, begann jedoch eine neue Ära der Astronomie und Astrophysik. Durch die Entwicklung neuer physikalischer Geräte und moderner Messtechniken konnten weitere Wellenlängenbereiche der aus dem Weltraum auf die Erde treffenden Strahlung beobachtet werden, was unserer Bild vom Kosmos mit einer Vielfalt von neuen Phänomenen bedeutend erweiterte. Dazu gehören extragalaktische Quellen nicht-thermischer Radiostrahlung, die auf relativistische Elektronen in extragalaktischen Magnetfeldern hinweisen und Quellen gepulster Strahlung, sogenannte Pulsare, sowie die diffuse extragalaktische Mikrowellen-Hintergrundstrahlung, die als Nachhall des Urknalls interpretiert wird.

Seit Mitte des letzten Jahrhunderts mit Ballonen oder Satelliten Messinstrumente in die Erdatmosphäre und in den Weltraum gebracht wurden, konnte auch der hochenergetische Be-

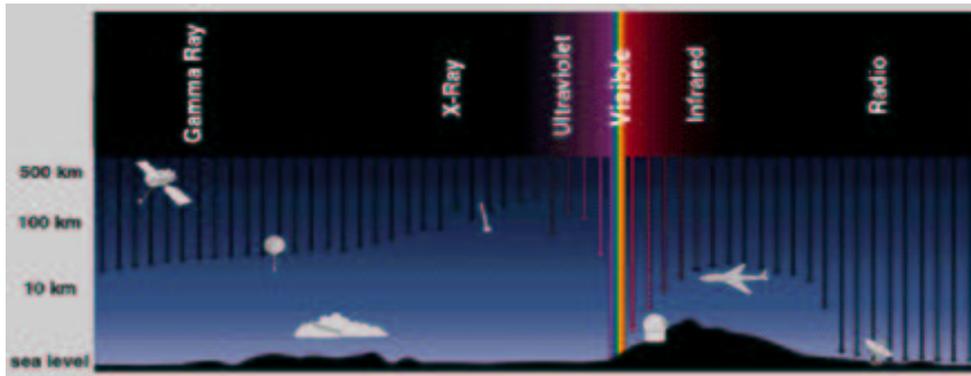


Abbildung 1.1: **Durchlässigkeit der Erdatmosphäre für elektromagnetische Strahlung** in Abhängigkeit von der Wellenlänge bzw. von der Energie der Strahlung. Die vertikalen Linien zeigen, wie tief die Strahlung im jeweiligen Energiebereich in die Atmosphäre eindringt. Die Absorptionswahrscheinlichkeit ist abhängig vom jeweiligen Absorptionsmedium und von dessen Dichte. Da mit zunehmender Höhe über dem Erdboden die Atmosphärendichte abnimmt, sinkt die Absorptionswahrscheinlichkeit in höheren Atmosphärenschichten. So werden mit Hilfe von Flugzeugen, Ballonen oder Satelliten Beobachtungen in weiteren Energiebereichen möglich.

reich des elektromagnetischen Spektrums erforscht werden. Quellen dieser hochenergetischen, nicht-thermischen Strahlung sind meist mit dem Endstadium massereicher Sterne verbunden. In heftigen Explosionen stossen diese ihre Hülle ab, welche sich mit enormer Geschwindigkeit durch das Weltall bewegt und bei Zusammenstößen mit interstellarer und intergalaktischer Materie Röntgen- und γ -Strahlung erzeugt. Ihre kompakten Überreste wie z.B. Neutronensterne und Schwarze Löcher sind als Orte extremer Kräfte, starker Magnetfelder und hoher Materiedichten ebenfalls Quellen hochenergetischer Strahlung.

Mit heutigen Satellitenexperimenten lassen sich diese hochenergetischen Photonen mit Energien bis zu wenigen GeV direkt messen. Mit zunehmender Energie nimmt ihre Rate jedoch rapide ab, so dass grössere Detektorflächen oder wesentlich längere Messzeiten notwendig sind. Photonen mit sehr hoher Energie lassen sich nur durch die Beobachtung der durch sie in der Erdatmosphäre ausgelösten Luftschauer effizient nachweisen (siehe Kapitel 4.1). Dieses geschieht durch bodengebundene Detektoren, die je nach Nachweisteknik zwei Klassen bilden: die ausgedehnten Luftschauer Experimente und die Detektoren der abbildenden Cherenkovtechnik.

In Luftschauer-Anlagen mit grossräumig angelegten Detektorfeldern ist es möglich Teilchen aller Art im Energiebereich von 10^{12} eV bis 10^{20} eV nachzuweisen. Im niedrigeren Energiebereich bis zu einigen TeV (10^{12} eV) erlaubt die abbildende Cherenkov-Technik den Nachweis von Cherenkov-Licht, das von Teilchen mit ausreichend hoher Geschwindigkeit bei ihrem Durchgang durch die Atmosphäre erzeugt wird (siehe Kapitel 4.2.1). Die untere Nachweischwelle der heutigen Generation der abbildenden Cherenkov-Teleskope liegt etwa bei $E_\gamma > 250$ GeV (10^9 eV). Abbildung 1.2 zeigt eine Übersicht über das elektromagnetische Spektrum und die derzeitigen entsprechenden experimentellen Nachweistekniken. Der Energiebereich zwischen 20 GeV und 250 GeV ist mit den aktuellen Satellitenexperimenten und Cherenkov-Teleskopen nicht zugänglich. Neuere im Bau befindliche Experimente sind hauptsächlich auf Messungen in diesem Energiebereich ausgerichtet. Erste Ergebnisse sind bereits in der nahen Zukunft zu erwarten.

Die rasante Entwicklung der Astronomie (Röntgen, Gamma-, und Neutrino-Astronomie),

Energie in eV		Energie Bereich			Nachweisteknik für Photonen	
10^{18}	EeV	UHE (Ultra High Energy)	Gamma- Strahlung	Floureszenz Experimente (E+W)		
10^{15}	PeV			Ausgedehnte Luftschauer Experimente (E)		
10^{14}						
10^{12}	TeV	VHE (Very High Energy)		Abbildende Cherenkov-Technik (E)		
10^{11}						
10^9	GeV	HE (High Energy)				
		ME (Medium Energy)		aktuelle Satelliten- Experimente (W)		
10^6	MeV					
10^5		LE (Low Energy)				
10^3	keV	X-Ray			Röntgen- strahlung	
10^2		UV			UV-Licht	Optische-Teleskope (W)
1	eV	vis			sichtbares Licht	Optische Teleskope (W+E)
10^{-2}		IR	Infrarot- Strahlung		Infrarot-Teleskope (W)	
10^{-4}		mm	Millimeter Wellen		Radio-Teleskope (E)	
10^{-8}		Radio	Radiostrahlung			

Abbildung 1.2: Das Energie-Spektrum mit den dazugehörigen experimentellen Nachweistekniken für Photonen. Die Techniken sind unterschieden in Weltraum-Experimente (*W*) und erdgebundene Experimente (*E*). Der Energiebereich zwischen 20 GeV und 250 GeV (hier schraffiert) ist derzeit nicht zugänglich. Die Frequenz- und Wellenlängenbereiche des Energie-Spektrums können in Tabelle A.1 im Anhang nachgeschlagen werden.

sowie die Erforschung der kosmischen Strahlung, haben in den letzten 20 Jahren einen neuen Zweig der Wissenschaft entwickelt: die *Astroteilchenphysik*. Da teilchenphysikalische Messmethoden Anwendung fanden, wird sie oft zur Elementarteilchen-Physik gezählt. Andererseits wird sie auch der klassischen Astrophysik und Astronomie zugeordnet, da neuartige astronomische Objekte gefunden und kartiert wurden und bei physikalischer Erklärung dieser neuen Phänomene auch kosmologische Fragen erörtert wurden.

Seit Ende des Jahres 2000 werden Projekte der Astroteilchenphysik als ein gesonderter Schwerpunkt im Rahmen der Förderung der naturwissenschaftlichen Grundlagenforschung vom BMBF¹ unterstützt. Damit wurde die Astro-Teilchenphysik als selbständiger Wissenschaftszweig mit eigenen wissenschaftlichen Zielsetzungen und Durchführungsmethoden zumindest in Deutschland anerkannt und etabliert.

Eine Übersicht über alle Bereiche der Astroteilchenphysik liefert das Lehrbuch von C. Grupen [120], umfassende Einführungen in die Astroteilchenphysik geben die Standardwerke von B. W. Carroll & D. A. Ostlie [69] und von M. S. Longair [189, 190]. Einen guten Überblick sowie aktuelle Informationen und Hinweise auf anstehende Konferenzen gibt die Internet-Präsenz der Astroteilchenphysiker in Deutschland [307].

1.1 Kosmische Strahlung

Als Entdecker der kosmischen Strahlung gilt der österreichische Forscher Victor Hess, der 1936 dafür den Nobelpreis erhielt. Mit Ballonflügen untersuchte er 1912 die Ionisation der Luft in verschiedenen Höhen [135]. Entgegen seiner Erwartung, dass die Ionisation mit zunehmender Höhe abnehmen würde, wurde ein Anstieg oberhalb von 1.5 km verzeichnet. Die Ursache dafür wurde in einer von aussen auf die Erdatmosphäre treffende ionisierende Strahlung vermutet. Unabhängig von Hess bestätigte W. Kohlhörster 1913 dessen Beobachtung [165].

Aus dieser Entdeckung entwickelten sich zwei neue Forschungszweige: die *Elementarteilchen-Physik* und die *Astro-Teilchenphysik*.

Elementarteilchenphysiker wiesen neuen Teilchen nach, die durch kosmische Strahlung in der Atmosphäre entstanden. Später wurden grosse Beschleuniger-Experimente gebaut, um die kleinsten Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen untersuchen zu können. Dabei wurden die Reaktionsteilchen zu immer höheren Energien beschleunigt, um theoretisch vorhergesagte massereichere Teilchen experimentell nachweisen zu können und das theoretische Gebäude der Elementarteilchen-Physik zu untermauern. Die Ergebnisse dieser Forschungen haben unser Weltbild verändert. Heute ist das durch sie entwickelte Standardmodell allgemein akzeptiert. Neuere Erkenntnisse allerdings geben Anlass zu Spekulationen über *neue Physik*, die nicht mehr den Gesetzmäßigkeiten des Standardmodells unterliegt.

Die *Astro-Teilchenphysiker* beschäftigten sich mit der Frage nach der Natur und dem Ursprung der Kosmischen Strahlung. Die von Heß entdeckte ionisierende Strahlung in unserer Atmosphäre stellte sich dabei als stetiger Hintergrund von Sekundärteilchen heraus, die 40% der natürlichen radioaktiven Belastung am Erdboden ausmachen. Durch die primären Teilchen ist unsere Erde einem stetigen Beschuss aus dem Weltall ausgesetzt. In der Regel treffen diese Primär-Teilchen auf Atmosphärenteilchen und lösen bei den Wechselwirkungsprozessen Sekundärteilchen-Kaskaden aus (siehe Kapitel 4.1).

Die Teilchen der kosmischen Strahlung bestehen überwiegend aus Elementen des Periodensystems und deren Isotope ($\sim 98\%$), zusammengesetzt aus etwa 87% Protonen, 12% Helium-Kernen und 1% schwereren Kernen. Ausserdem findet man Elektronen (2%), Antiteil-

¹Bundesministerium für Bildung und Forschung

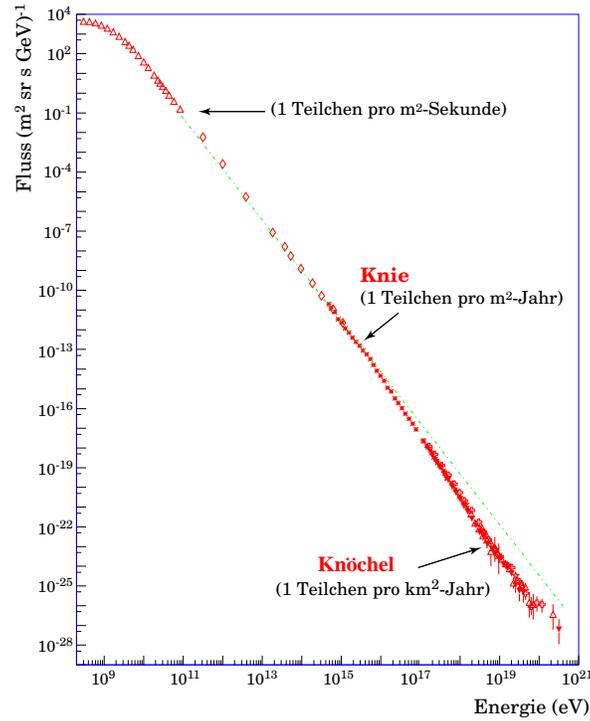


Abbildung 1.3: Der integrale Fluss der kosmischen Teilchen-Strahlung fällt mit zunehmender Energie über 30 Grössenordnungen ab, dabei verringert sich die Rate drastisch von einem Teilchen pro m^2 pro Sekunde auf ein Teilchen pro km^2 pro Jahr [155].

chen (Positronen und Antiprotonen) sowie Photonen ($< 0.1\%$) und Neutrinos [189]. Teilchen mit geringer Lebensdauer wie Neutronen und viele radioaktive Isotope zerfallen bevor sie die Erde erreichen.

1.1.1 Spektrum der kosmischen Teilchen-Strahlung

Das Spektrum der kosmischen Teilchen-Strahlung überdeckt einen Energiebereich von 10^3 eV bis 10^{20} eV pro Kern und fällt mit zunehmender Energie über 30 Grössenordnungen ab (Abbildung 1.3).

Im allgemeinen kann das Spektrum durch ein einfaches Potenzgesetz folgender Form beschrieben werden:

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

mit $\frac{dN}{dE}$ dem differentiellen Fluss in *Teilchen*/($m^2 s sr TeV$), Φ_0 der Normierung des absoluten Flusses bei einer bestimmten Energie und dem differentiellen spektralen Index α .

Bis zu Energien von 10^{14} eV pro Teilchen ist der Fluss gross genug, um die chemische Zusammensetzung² direkt mittels Ballon- oder Satelliten-Experimenten messen zu können. Bei höheren Energien sind aufgrund der geringen Rate von wenigen Teilchen pro m^2 pro Jahr indirekte Messungen durch Beobachtungen der induzierten Luftschauer mit Hilfe von grossflächigen Luftschauer-Anlagen oder unterirdischen Detektoren notwendig.

²engl. chemical composition

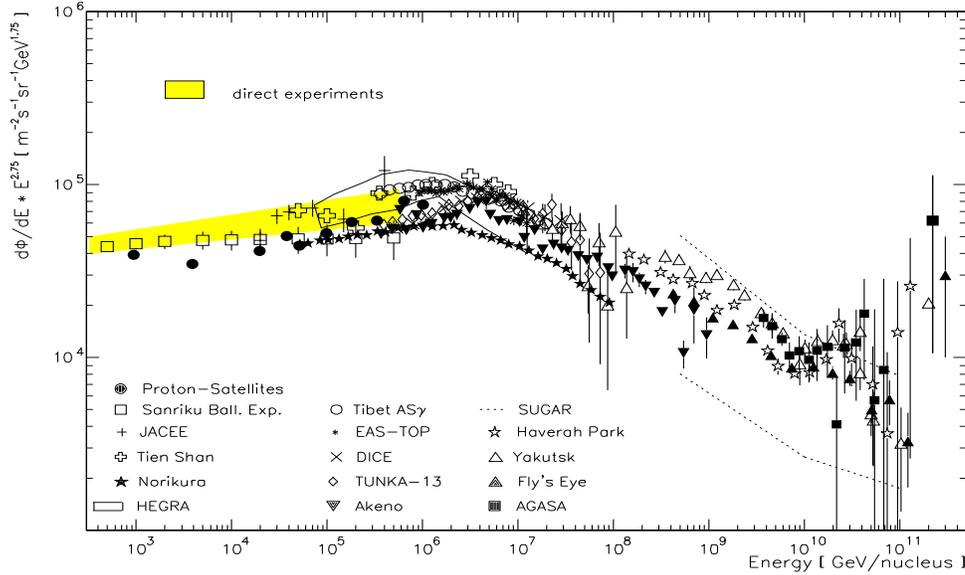


Abbildung 1.4: **Energie-Spektrum der kosmischen Teilchen-Strahlung** wie es von verschiedenen Experimenten direkt oder indirekt gemessen wurde. Zur besseren Darstellung des spektralen Verlaufs wurde der differentielle Fluß mit $E^{2.75}$ multipliziert. Dadurch sind die Änderungen in der Steigung des Spektrums deutlich zu erkennen: das Knie ($E = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$) und der Knöchel ($E \sim 10^{19} \text{ eV}$) [295].

In Abbildung 1.4 ist das Energie-Spektrum aller geladener Teilchen der kosmischen Strahlung oberhalb von etwa 300 GeV als Kompilation verschiedener direkter und indirekter Messungen zu sehen. Insgesamt gibt es eine gute Übereinstimmung aller Experimente, dadurch ist sichergestellt, dass die Struktur des Spektrums auf Eigenschaften der kosmischen Strahlung und ihrer Propagation zurückzuführen ist. Zur besseren Darstellung des spektralen Verlaufs ist hier der differentielle Fluß mit $E^{2.75}$ multipliziert, so dass die besondere Struktur des Spektrums hervorgehoben wird. Die Steigung dieses Teilchen-Spektrums ändert sich an zwei markanten Punkten: am sogenannten *Knie* (engl. knee) bei $E \simeq 2.5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ und am *Knöchel* (engl. ankle) bei $E \sim 10^{19} \text{ eV}$ [295]. Diese teilen das Spektrum in verschiedene Regionen auf:

- $E < 10^6 \text{ GeV}$
vor dem Knie hat das Gesamt-Teilchen-Spektrum einen spektralen Index von $\alpha \simeq 2.7$,
- $10^7 \text{ GeV} < E < 10^{10} \text{ GeV}$
nach dem Knie bis zum Knöchel wird das Spektrum steiler mit $\alpha \simeq 3.1$,
- $E > 3 \cdot 10^{18} \text{ eV}$
nach dem Knöchel flacht das Spektrum wieder ab mit $\alpha \simeq 2.8$ [155].

Die Elektronen der kosmischen Strahlung sind in dieser Darstellung nicht berücksichtigt. Ihr Energiespektrum ist bis 10 GeV gleich dem der Protonen, zu höheren Energien hin wird das Elektronenspektrum mit $E^{-3.3}$ sehr viel steiler als das der kosmischen Kerne mit $E^{-2.7}$. Wegen der durch Luftschauer in der Atmosphäre entstehenden sekundären Elektronen, ist es schwierig diese Komponente der kosmischen Strahlung bei hohen Energien zu messen. Daten direkter Messungen von Elektronen sind bis wenigen TeV vorhanden, das liegt weit unterhalb des ersten spektralen Bruchs [49].

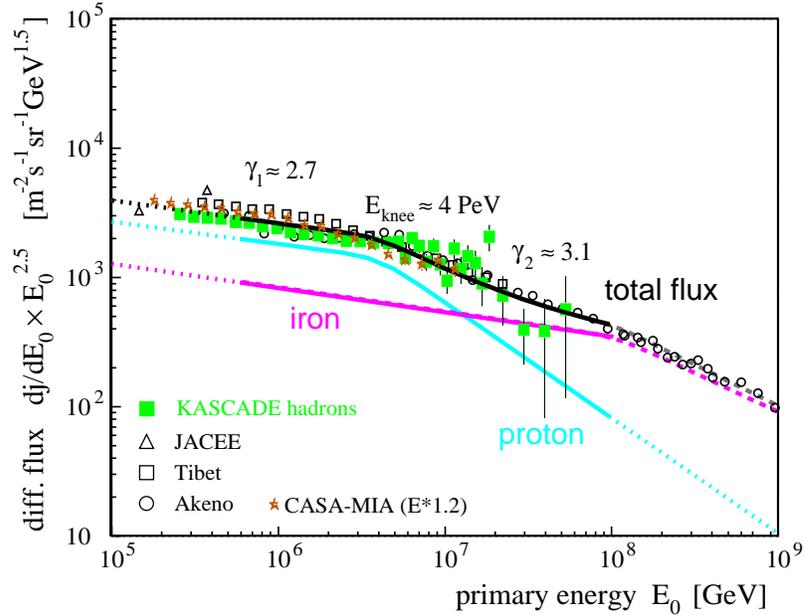


Abbildung 1.5: **Simulation des Knies im Primärteilchen Energiespektrum der kosmischen Strahlung.** An die von verschiedenen Experimenten gemessenen Datenpunkte wurden Simulationskurven eines reinen Protonen- bzw. Eisenspektrums angepasst, die Summe beider Simulationskurven gibt das gemessene Spektrum gut wieder [114].

Die anderen Teilchenarten zeigen über den gesamten Energiebereich prinzipiell den gleichen spektralen Verlauf, welches auf einheitliche Beschleunigungsmechanismen und Propagationsvorschriften für alle Arten schliessen lässt.

Dabei ist die Position des Knies jedoch nicht für alle geladenen Teilchen identisch. Verschiedene Teilchengruppen zeigen das Abknicken des Spektrums bei verschiedenen Energien E_{Knie} , wobei eine Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z gefunden wurde: $E_{Knie} \sim Z$.

Messungen der KASCADE³-Kollaboration [156] konnten mit Hilfe der massenabhängigen Eigenschaft der Primärteilchen, elektronenreiche oder elektronenarme Schauer auszubilden, zeigen, dass die Struktur des Knies eine Eigenschaft der leichten Primär-Komponente, wie Protonen, ist, während schwerere Komponenten, wie Eisen, keinen spektralen Bruch bis zu Energien von 10^{17} eV aufweisen. Dieses Verhalten wird in Abbildung 1.5 gut sichtbar. Hier sind an die von verschiedenen Experimenten gemessenen Datenpunkte Simulationskurven eines reinen Protonen- bzw. Eisenspektrums angepasst worden. Die Summe beider Simulationskurven gibt das gemessene Spektrum gut wieder.

Die nicht eindeutig definierte Position des Knies im Gesamt-Teilchen-Spektrum (Abbildung 1.4), wird durch eine elementabhängige Positionsverschiebung des Knies zu höheren Energien hin verursacht. Dabei wird der erste Bruch im Spektrum durch die leichtesten Kerne der kosmischen Strahlung, die Protonen, hervorgerufen, ebenso müsste ein zweiter spektraler Bruch bei der Position der Knies der schwersten Kerne der kosmischen Strahlung existent sein. Dieser Bruch kann durch geeignete Darstellung des differentiellen Flusses im Energiespektrum als *zweites Knie* bei $E \approx 3 \cdot 10^{17}$ eV sichtbar gemacht werden (Abbildung 1.6). Es resultiert eine zunehmend schwerere Zusammensetzung der kosmischen Strahlung oberhalb

³KARlsruhe Shower Core and Array DEtector

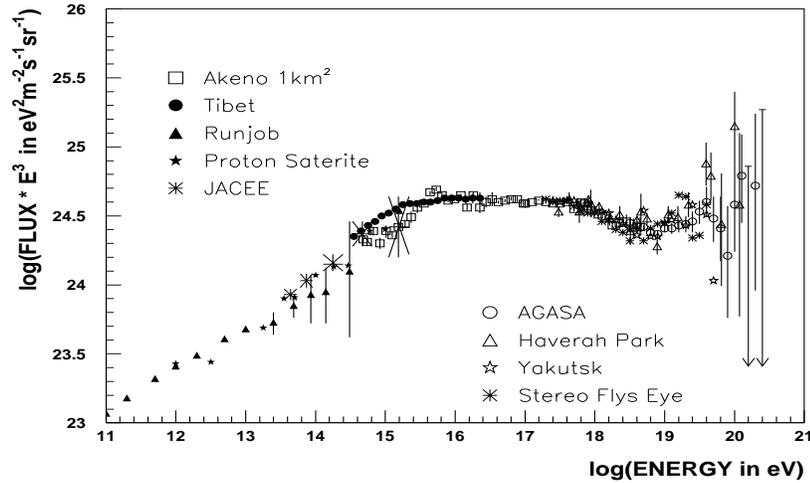


Abbildung 1.6: Das zweite Knie im Primärteilchen Energiespektrum der kosmischen Strahlung ist hier anhand von Daten verschiedener Experimente gezeigt. Zur Hervorhebung der spektralen Brüche wurde der differentielle Fluss mit E^3 multipliziert. Neben dem Knie bei $E = 2.5 \cdot 10^{15}$ eV und dem Knöchel bei $E \sim 5 \cdot 10^{18}$ eV ist das zweite Knie bei $E = 3 \cdot 10^{17}$ eV gut zu erkennen [49].

des ersten Knies, das konnte übereinstimmend von verschiedenen Experimenten bestätigt werden.

1.1.2 Geomagnetische Schwelle

Zu niedrigen Energien hin ist allen geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung ein Abbruch des Spektrums gemeinsam, dieser wird durch das Erdmagnetfeld verursacht und entsprechend *geomagnetischer Cutoff* genannt. Die geladenen Teilchen werden abhängig von der geographischen Breite im Erdmagnetfeld abgelenkt, so dass bei zu geringer Rigidität⁴ keines aus einer bestimmten Richtung die dichteren Atmosphärenschichten der Erde erreicht, um dort Luftschauer auslösen zu können. Andere werden zu den geomagnetischen Polen hin abgelenkt, so dass diese Teilchen nur innerhalb eines bestimmten Bereichs um die Pole die Erdoberfläche erreichen können. Dieser Effekt ist für ein Erdmagnetfeld⁵ von $B_{Erde} = 0.3$ G für Teilchenenergien oberhalb 100 GeV nicht mehr relevant.

Fällt der Partikelimpuls unter eine bestimmte Schwelle, dem geomagnetischen Cutoff, so wird das Teilchen auf keinen Fall diese dichten Atmosphärenschichten erreichen, ganz gleich aus welcher Richtung es kommt.

Da der Sonnenwind zusätzlich das Erdmagnetfeld und das Magnetfeld innerhalb des Sonnensystems moduliert, wird das Teilchenspektrum unterhalb von Energien von 10 GeV von der Sonnenaktivität dominiert und variiert mit ihr stark. Die Periode der solaren Aktivität beträgt etwa 11 Jahre und befindet sich derzeit in einem Maximum [312]. Die durch den Sonnenwind hervorgerufene Abschirmung ist somit zur Zeit maximal.

⁴Rigidität ist das Verhältnis von Impuls zur Ladung und wird typischerweise in GV (GeV pro Elementarladung) angegeben.

⁵Einheit: 1 Gauß = 10^{-4} Tesla

1.1.3 Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Schwelle

Bei hohen Energien wird ein natürliches Abschneiden des kosmischen Primärteilchenspektrums erwartet. Dieser sogenannte *Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Abbruch* (*GZK-Cutoff*) wurde bereits 1966 kurz nach der Entdeckung der omnipräsenten thermischen Hintergrundstrahlung [220] und der Bestimmung ihrer Temperatur unabhängig voneinander sowohl von Greisen [117] als auch von Zatsepin und Kuzmin [303] theoretisch vorhergesagt. Primäre Protonen mit Energien oberhalb von $6 \cdot 10^{19}$ eV wechselwirken mit den Photonen der isotropen, sehr dichten 2.7 K-Mikrowellen-Hintergrundstrahlung:



Bei diesem Prozess ist der Energieverlust sehr hoch, daraus folgt eine erhebliche Verkürzung der mittleren freien Weglänge dieser hochenergetischer Kerne, d.h. der Beitrag von weit entfernten extragalaktischen Quellen kosmischer Strahlung ist stark begrenzt. Detaillierte Berechnungen in den achtziger Jahren betrachteten die Position des GZK-Cutoffs innerhalb des Energie-Spektrums als Funktion von der Entfernung einer möglichen Quelle kosmischer Strahlung zur Erde. Damit würde der GZK-Cutoff bei etwa $3 \cdot 10^{19}$ eV liegen, sofern sich die Quelle in 150 Mpc⁶ Entfernung befindet. Die Position des GZK-Cutoffs verschiebt sich immer weiter ins Hochenergetische je näher man den möglichen Quellort zur Erde rückt: $\sim 5 \cdot 10^{19}$ eV bei 50 Mpc und $\sim 7 \cdot 10^{19}$ eV bei 10 Mpc [257].

1.1.4 Post-GZK-Ereignisse

Ein tatsächliches Abschneiden des Spektrums ist aber in realen Messungen bisher nicht bestätigt worden. Vielmehr berichteten verschiedene UHECR⁷-Experimente wie Fly's Eye, Haverah Park, Volcano Ranch und Yakutsk sowie AGASA⁸ und HiRes⁹ sogar von mehreren Ereignissen oberhalb von $4 \cdot 10^{19}$ eV.

Das höchste Ereignis von AGASA lag mit $2 \cdot 10^{20}$ eV [127] deutlich über dem GZK-Cutoff, das Ereignis mit der höchsten Energie aber verzeichnete das Fly's Eye Experiment in Utah, USA im Jahr 1991 mit $3 \cdot 10^{20}$ eV [50].

Diese Ergebnisse wurden einer genauen Überprüfung unterzogen und die Energiekalibration mit Hilfe von neueren Simulationen verbessert. Von den 7 HiRes-Ereignissen oberhalb von 10^{20} eV hielten nur 2 Ereignisse den atmosphärischen Korrekturen stand, von denen aber nur eines in der stereoskopischen Beobachtung gesehen wurde. Dieses HiRes-Event hat eine Energie von $(2.4 - 2.5) \cdot 10^{20}$ eV. AGASA konnte nach den Korrekturen seine Beobachtungen bestätigen und die Anzahl der Ereignisse oberhalb von 10^{20} eV von 8 auf 17 steigern. Ausserdem verzeichnete AGASA ein Event bei den Koordinaten¹⁰ RA 358.5° und DEC 22.3° mit einer Energie von $3.4 \cdot 10^{20}$ eV. Es übertrifft damit das Fly's Eye Ereignis mit der bisher höchsten Energie [258] um $4 \cdot 10^{19}$ eV.

Höchstinteressant ist, dass einige dieser ultrahochenergetischen Post-Greisen-Ereignisse aus nahezu der gleichen Richtung detektiert wurden. Hinweise, die zu der Annahme führten, es gäbe eine Konzentration der Ereignisse mit $E > 4 \cdot 10^{19}$ eV aus Richtung der Supergalaktischen Scheibe [259, 273], wurde durch neuere Untersuchungen [23] widerlegt. Die Daten des

⁶1 Mpc = 10^6 pc, 1 pc (parsec) = $3.085677 \cdot 10^{16}$ m

⁷Ultrahigh Energy Cosmic Ray ($E > 10^{14}$ eV)

⁸Akeno Giant Air Shower Array

⁹High Resolution Fly's Eye Experiment

¹⁰RA = Rektazension in Grad, DEC = Deklination in Grad.

Tabelle 1.1: **UHECR-Ereignisse an Positionen von BL Lac-Objekten.** Die Positionen der hier angegebenen zur Klasse der Aktiven Galaktischen Kerne gehörenden BL Lac-Objekte stimmen nach Tinyakov und Tkachev mit Multiplets von ultrahochenergetischen Post-Greisen-Ereignissen überein [271].

Name des BL Lac-Objekts	Position		Entfernung in z	Übereinstimmung mit UHECR-Multiplet
	RA hh mm ss	DEC dd mm ss		
1ES 0806+524	08 09 49.1	+52 18 59	0.138	Triplet
RX J10586+5628	10 58 37.7	+56 28 11	0.144	Triplet
2EG J0432+2910	04 33 36.0	+29 08 24	nicht bekannt	Douplet
OT 465 (= S4 1738+47)	17 39 57.1	+47 37 58	nicht bekannt	Single
TEX 1428+370	14 30 40.6	+36 49 04	0.564	Single

AGASA-Experiments beinhalten in ihren 47 Ereignissen oberhalb von $4 \cdot 10^{19}$ eV 3 Doublets und ein Triplet mit einem maximalen Separationswinkel von 2.5° [263]. Betrachtet man die ultrahochenergetischen Daten verschiedener älterer Experimente wie Haverah Park, Yakutsk und Volcano Ranch sowie Messungen jüngerer Aufbauten wie AGASA und HiRes gemeinsam, dann erhöht sich die Anzahl der Doublets innerhalb 3° auf sechs und die Anzahl der Triplets auf zwei [272] aus insgesamt 92 Ereignissen oberhalb von $4 \cdot 10^{19}$ eV. Da bei einer gleichmässigen Verteilung der UHECR-Quellen die Wahrscheinlichkeit diese Multiplets beobachten zu können bei weniger als 1.5% liegt, geht man davon aus, dass diese Häufung auf einzelne Quellen ultrahochenergetischer Strahlung hinweist.

Unterstützt wird diese These durch die Arbeit von Tinyakov und Tkachev [271, 272]. Sie konnten zeigen, dass einige hochenergetische Single-Events sowie Duplet- und Triplet-Ereignisse aus den Daten von AGASA, Haverah Park und Yakutsk im Rahmen der Messgenauigkeiten mit Positionen von BL Lac-Objekten übereinstimmen. Diese Kandidaten sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. BL Lacs sind eine eigene Objekt-Klasse innerhalb der Aktive Galaxien mit charakteristischen Eigenschaften, in Kapitel 2.2.4 wird näher auf diese eingegangen..

Die extragalaktischen Entfernungen der BL Lac-Objekte werden in Einheiten der *Rotverschiebung* z angegeben anstelle der sonst üblichen astronomischen Einheit für galaktische Distanzen *parsec*. Die Rotverschiebung wird anhand der Verschiebung der Absorptions- oder Emissionslinien in den Quellspektren bestimmt. Sich von dem Betrachter fortbewegende Objekte zeigen nach dem Doppler-Effekt ein zu längeren Wellenlängen hin, ins Rote verschobenes Spektrum. Die Rotverschiebung z ist definiert als

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (1.3)$$

Dabei ist λ die im Spektrum des Objekts beobachtete Wellenlänge und λ_0 die von der Quelle emittierte Wellenlänge. Auf die Geschwindigkeit des sich fortbewegenden Objekts bezogen ergibt sich die Definition der Rotverschiebung klassisch als Verhältnis der Objektgeschwindigkeit v zur Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c : $z = v/c$ (gültig für $z \leq 0.3$) und relativistisch gültig für $z > 0.3$ als

$$z = \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} - 1. \quad (1.4)$$

Die klassische Kosmologie führt das Phänomen der Rotverschiebung auf die Expansion des Universums zurück. Das Hubble-Gesetz verknüpft die Fluchtgeschwindigkeit v einer sich von uns fortbewegenden Galaxie mit ihrem Abstand D zu uns über die Hubble-Konstante H_0 : $v = H_0 D$. Für kleine Rotverschiebungen mit $z \ll 1$ gilt dann:

$$z = \frac{H_0 \cdot D}{c} \quad (1.5)$$

Die Hubble-Konstante wird derzeit mit $H_0 = 70 \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$ gemittelt. Neuere Messungen kommen zur recht unterschiedlichen Ergebnissen und schwanken zwischen $59_{-28}^{+38} \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$ [199] und $85_{-5}^{+5} \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$ [298].

1.1.5 Quellen der kosmischen Strahlung

Die primäre Frage nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung ist bis heute nicht beantwortet und immer noch Gegenstand aktueller Forschung.

Theorien zur Beschleunigung geladener Teilchen im Kosmos beinhalten in der Regel starke Magnetfelder oder schnell voranschreitende Schockwellen in ausgedehnten Materieansammlungen. Das erste theoretische Modell zur Erklärung des beobachteten Spektrums der kosmischen Strahlung wurde 1949 von Fermi vorgelegt [104]. Seine grundlegende Idee ist die Übertragung kinetischer Energie einer starken Schockfront (Fermi-Beschleunigung erster Ordnung) oder einer magnetischen Wolke (Fermi-Beschleunigung zweiter Ordnung) auf die einzelnen in einem kosmischen Plasma befindlichen Teilchen. Diese erfahren durch Streuung innerhalb des sich fortbewegenden Plasmas einen Energiegewinn. Das Prinzip der Fermi-Beschleunigung erster Ordnung ist in Abbildung 1.7 erläutert.

Die Fermi-Beschleunigung erreicht erst durch die mehrmalige Wiederholung der Basisprozesse die extrem hohen Teilchenenergien. Der gesamte Vorgang wird daher auch statistische Beschleunigung genannt. Unter Berücksichtigung, dass nach jedem Beschleunigungsvorgang eine endliche Wahrscheinlichkeit für das Teilchen besteht diesem Mechanismus zu entkommen, erhält man für die Anzahl der Teilchen zu ihrer Energie eine Potenzabhängigkeit. Neben der statistischen Beschleunigung können die geladenen Teilchen auch direkt durch starke magnetische Felder beschleunigt werden. Um Energien von einigen TeV erzeugen zu können, müssen diese aber von extremer Natur sein. Für vertiefende Darstellungen dieser Beschleunigungsmechanismen sei hier auf die Erläuterungen in den gängigen Lehrbüchern von Gaisser [108], Grupen [120] und Longair [189, 190] verwiesen.

Basierend auf dem Prinzip der Fermi-Beschleunigung entwickelten Biermann und seine Mitarbeiter (siehe [47, 48] und Referenzen darin) ein komplexes Modell zum Ursprung der kosmischen Strahlung, das qualitative und quantitative Voraussagen zur Energie, dem spektralen Verlauf und zur chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung erlaubt. Damit lässt sich das Gesamt-Teilchen-Spektrum bis zum hochenergetischen spektralen Bruch, dem Knöchel, durch Beiträge von Quellen kosmischer Strahlung galaktischen Ursprungs beschreiben.

Demnach gibt es drei primäre Entstehungsgebiete für kosmische Strahlung [47]:

- (i) Supernova-Explosionen in das interstellare Medium, die bis 10^5 GeV das Spektrum entscheidend bestimmen, bei höheren Energien fehlt diese Komponente und verursacht somit ein Abknicken des Spektrums: das Knie,
- (ii) Supernova-Explosionen in den stellaren Wind vorangegangener Sternexplosionen z. B. von Wolf-Rayet Sternen, deren Einfluss sich vom Niederenergetischen bis 10^9 GeV erstreckt,

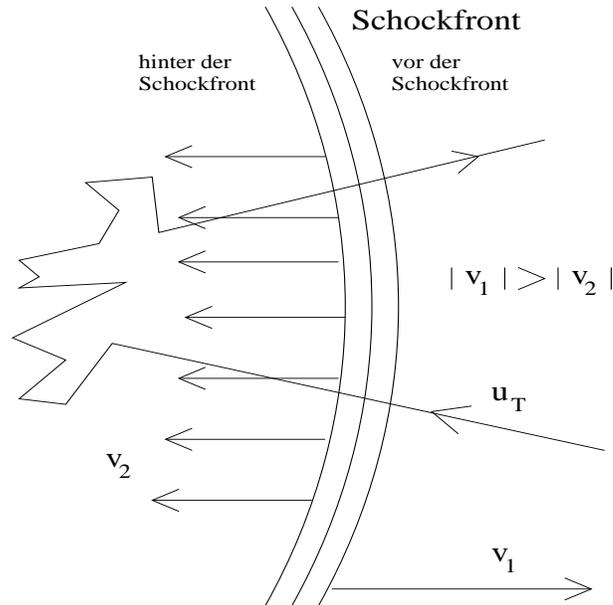


Abbildung 1.7: **Fermi-Beschleunigung (1. Ordnung)** an einer Schockfront, die sich mit Geschwindigkeit v_1 bewegt. Hinter der Schockfront strömt das Gas mit einer Geschwindigkeit v_2 von der Front weg, es gilt $|v_1| > |v_2|$. Damit bewegt sich das Gas im Laborsystem mit $v_1 - v_2$. Trifft ein Teilchen mit einer Anfangsgeschwindigkeit u_T auf die Schockfront, so gelangt es aus der isotropen Verteilung vor der Schockfront in den Bereich des geschockten Materials in der Schockfront und erfährt einen Energiegewinn von $\Delta E = 2(v_1 - v_2)$ [120].

- (iii) Hot Spots von energiereichen Riesen Radio Galaxien, sie tragen erst ab 10^7 GeV zum Spektrum bei, dominieren aber oberhalb von $3 \cdot 10^9$ GeV bis zum GZK-Cutoff das Spektrum und tragen in diesem Modell allein zum Anstieg des Spektrums (den Knöchel) bei hohen Energien bei.

Galaktische Quellen kosmischer Strahlung sind mittels der geladenen Komponente aufgrund ihrer Ablenkung in intergalaktischen Magnetfeldern bisher nicht nachweisbar. Denn im allgemeinen werden die geladenen Teilchen von Magnetfeldern innerhalb unserer Galaxie ($B \sim 3 \cdot 10^{-11}$ T) [108] von ihrer ursprünglichen Flugbahn abgelenkt und in erster Näherung auf eine Kreisbahn mit dem Bahnkrümmungsradius (Lamorradius) r gezwungen. Für Protonen mit Energien von $E = 1$ TeV ergibt sich zum Beispiel ein Radius von $r \approx 10^{14} \text{m} = 3.6 \cdot 10^{-3} \text{pc}$, das entspricht einem nur sehr kleinen Bruchteil ($\sim 18 \cdot 10^{-6}$) der Dicke unserer galaktischen Scheibe von etwa 2 kpc [223]. Weiterführende Untersuchungen zeigen, dass die Mehrheit der Teilchen etwa 1 Mpc innerhalb unserer Galaxie zurücklegen und dabei ca. $3 \cdot 10^6$ Jahre brauchen bevor sie die Erde erreichen. Während dieser Reise wird ihre Flugrichtung im Raum völlig gleichverteilt und die geladene Komponente der kosmischen Strahlung erscheint uns nahezu isotrop.

Bei Energien oberhalb von 10^{19} eV übersteigt der Lamorradius von geladenen Teilchen die Dicke der Scheibe unserer Galaxie, das heisst die ursprüngliche Flugbahn bleibt nahezu erhalten und Aussagen über die Quellrichtung sind möglich. Aus diesem Grund wird der Beitrag zum Gesamt-Teilchen-Spektrum oberhalb des Knöchels extragalaktischen Quellen kosmischer Strahlung zugeschrieben.

Unterhalb der Energien von 10^{19} eV besitzt ausschliesslich die ungeladene Komponente

der kosmischen Strahlung, also Photonen, Neutronen und Neutrinos, eine Richtungsinformation. Von ihnen überdauern nur die Photonen und Neutrinos den Weg von der Quelle zur Erde.

Da die Lebensdauer von Neutronen mit $t_{1/2} = 886$ s relativ kurz ist, besitzen selbst hochenergetische Neutronen mit $E_N = 10^{17}$ eV nur eine Reichweite von 1 kpc, so dass mit ihnen maximal eine Suche nach nahen galaktischen Quellen möglich wäre. Neutronen-Energien von $E_N = 10^{18}$ eV reichen gerade aus, um bis ins Zentrum unserer Galaxie sehen zu können.

Theoretisch sind die Quellen der geladenen kosmischen Strahlung auch Ursprung hochenergetischer Photonen und Neutrinos. Durch Wechselwirkungen beschleunigter geladener Primärteilchen entstehen in den Quellen instabile Sekundärteilchen wie Kaonen und Pionen, diese können über den π^0 -Zerfall Photonen oder durch den Zerfall geladener Pionen Neutrinos erzeugen.

Aktive Galaxien und Supernova-Überreste sind als Entstehungsgebiete hochenergetischer γ -Strahlung bereits nachgewiesen worden (siehe Kapitel 1.9) und gelten als aussichtsreiche Kandidaten für die Quellen der geladenen hochenergetischen kosmischen Strahlung.

Ein Nachweis von TeV- γ -Strahlung oder Neutrinoemission aus der Region einer der oben beschriebenen UHECR-Multiplets der Post-Greisen-Ereignisse (Kapitel 1.1.4) wäre die Bestätigung für die These, BL Lacs seien extragalaktische Quellen der kosmischen Strahlung. Dieser Nachweis steht bisher aus.

1.2 Neutrino-Astronomie

Neutrinos entstehen aus Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen in kosmischen Beschleunigern. Meist sind an diesen Prozessen Protonen beteiligt, mit 87 % stellen sie den grössten Anteil aller vorkommenden Kerne in der kosmischen Strahlung (siehe 1.1). Die Protonen gewinnen in den kosmischen Beschleunigern Energie, treffen in Materieansammlungen wie der interstellaren Materie, den kosmischen Staubwolken, den Sternatmosphären und Supernova-Überresten auf ihre Stosspartner und erzeugen dort überwiegend sekundäre Pionen. Während neutrale Pionen nach $t_{1/2} = 1.78 \cdot 10^{-16}$ s in zwei Gammaquanten zerfallen, produzieren geladene Pionen mit einer Lebensdauer von $t_{1/2} = 2.55 \cdot 10^{-8}$ s energiereiche Neutrinos über den ($\pi \rightarrow \mu\nu$)-Zerfall.

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \nu_\mu + \mu^+ \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+ \\ \pi^- &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu + \bar{\nu}_e + e^-\end{aligned}\tag{1.6}$$

Wegen ihrer extrem geringen Wechselwirkungsquerschnitte mit Materie und ihrer fehlenden elektrischen Ladung werden Neutrinos weder von elektromagnetischen Feldern im Weltall abgelenkt noch von Materie im Kosmos absorbiert. Sie durchlaufen nahezu ungehindert das Universum und eignen sich deshalb bestens dazu entfernte Quellen zu entdecken. Da sie auch in dem Quell-Objekt selbst unbeeinflusst von ihrer Umgebung bleiben, könnten Neutrinos der Schlüssel zu den innersten Entstehungsregionen der kosmischen Strahlungsquellen sein und Informationen über Gebiete liefern, die aufgrund interner Absorptionsvorgänge innerhalb der Quellen anderen Beobachtungsmöglichkeiten verborgen bleiben. Die Neutrinoastronomie erhofft sich einen tieferen Einblick als bisher in die Emissionsgebiete kosmischer Strahlung zu gewinnen und ihrem Ursprung auf die Spur zu kommen.

Leider macht die geringe Wechselwirkungsbereitschaft der Neutrinos es schwer sie überhaupt nachzuweisen, so dass Detektoren mit grossen effektiven Nachweisflächen dazu notwendig sind. Das Volumen derzeit arbeitender Neutrino-Experimente ist zu gering, um damit

effizient Neutrino-Astronomie betreiben zu können. Es konnten zwar detaillierte Studien zur Arbeitsweise der Detektoren, sowie zum atmosphärischen und solaren Neutrinofluss gemacht werden und mehrere obere Grenzen für astronomische Neutrinoeobachtungen abgeleitet werden, aber Detektionen für galaktische oder extragalaktische Neutrino-Punktquellen oder für einen diffusen kosmischen Neutrinofluss stehen bisher aus.

1.3 γ -Astronomie

Die γ -Astronomie verfügt bereits heute schon über leistungsstarke Instrumente zum Nachweis von hochenergetischen Photonen. Wegen ihrer fehlenden elektromagnetischen Ladung sind diese ebenfalls unbeeinflusst von kosmischen Magnetfeldern, behalten so ihre Richtungsinformation bei und zeigen damit zu ihrem Entstehungsgebiet zurück. Der Gravitationslinsen-Effekt wird hier als vernachlässigbar klein angenommen.

1.3.1 Entstehungsorte kosmischer γ -Strahlung

Die Quellen kosmischer Strahlung sind im allgemeinen auch die Entstehungsgebiete hochenergetischer γ -Strahlung, da diese in Wechselwirkungsprozessen mit anderen Teilchen und elektromagnetischen Feldern erzeugt werden. Diese kosmischen Beschleuniger sind durch starke Magnetfelder oder schnell voranschreitende Schockwellen in ausgedehnten Materieansammlungen ausgezeichnet.

Die folgenden Objekt-Typen sind bereits als TeV-Emitter bekannt, so dass die Theorien über mögliche Beschleunigungsprozesse in diesen Quellen durch empirisch bestimmten Energie-Spektren bestätigt oder widerlegt werden konnten.

Pulsare, sind schnell rotierende Neutronensterne mit einem sie umgebenden sehr starken magnetischen Dipolfeld. Dieses induziert ein starkes elektrisches Feld, in dem geladene Teilchen beschleunigt werden.

In **Supernova-Überresten** (= SNR¹¹) werden nach Explosion des Muttersterns Gas- und Materiewolken konzentrisch vom Explosionszentrum fortgetrieben, Schockfronten bilden sich aus. An diesen gewinnen Teilchen über den Prozess der Fermibeschleunigung sehr effektiv Energie, dieser kann Protonen auf Energien bis zu 10^{14} eV beschleunigen.

Binäre Systeme werden je nach Zusammensetzung des Systems und nach Art ihrer Emission Röntgen-Binär-Systeme (X-Ray-Binaries = XRB), Kataklysmische Veränderliche (Cataclysmic Variables = CV) oder Binär-Systeme mit Schwarzen Löchern (Black Hole Binaries = BHB) genannt. Diese Doppelstern-Systeme zeichnen sich dadurch aus, dass der massenreichere, kompakte kosmische Partner Materie seines leichteren Begleiters anzieht und vereinnahmt. Bei diesem Akkretionsprozess wird Materie in Richtung des kompakteren Objekts beschleunigt, innerhalb der Akkretionsscheibe kommt es zu Ablenkungs- und Stossprozessen sowie zu Reibung der einzelnen Teilchen untereinander. Dabei wird Strahlung produziert.

Aktive Galaxien (= AGN) sind sehr massive, rotierende Schwarze Löcher mit einer sie umgebenden Akkretionsscheibe. Parallel zur Rotations-Achse entstehen Plasma-Ausflüsse (Jets), in denen sich Schockfronten ausbilden, an denen geladenen Teilchen beschleunigt werden. Diese treffen auf Photonen der Synchrotron-Emission, und können diese zu sehr hohen Energien hochstreuen. Ausführliche Erläuterungen werden in Kapitel 2 gegeben.

Neben diesen kosmischen Beschleunigern gibt es weitere mögliche Entstehungsorte kosmischer TeV- γ -Photonen, die theoretisch diskutiert werden.

¹¹engl. Super-Nova-Remnants

Gamma-Ray-Bursts (= GRB) sind kurzzeitige Blitze im MeV- bis TeV-Bereich. Sie haben nur ein kurzes Nachleuchten in der Grössenordnung von wenigen Minuten bis hin zu einigen Tagen, und verlieren innerhalb von einigen Stunden stark an Leuchtkraft, so dass sie schwer durch Beobachtung zu studieren sind. Ihre Positionen sind nahezu isotrop verteilt, ihr Auftreten bisher unvorhersehbar. Sie sind keinen bekannten Quellen zuzuordnen und bilden daher eine eigene Klasse. In den letzten Jahren wurden viele Missionen zur Entdeckung und Beobachtung von GRBs ins Leben gerufen, die eine Informationsweitergabe an alle angeschlossenen γ -Strahlung beobachtenden Experimente beinhaltet, sobald eines der Institute einen GRB entdeckt. Durch Auswertung von gleichzeitigen Beobachtungen in unterschiedlichen Wellenlängen-Bereichen sind Prüfungen von Theorien zur Entstehung und Natur der GRBs möglich. 1998 konnte ein GRB in Korrelation mit einer Supernova Typ Ib beobachtet werden [150, 109]. Diese Verbindung theoretisch zu untermauern ist seitdem ein vornehmliches Ziel [161, 294, 299, 79].

Topologische Defekte (= TD) sind theoretisch ein weiterer Quell hochenergetischer γ -Strahlung. Die in der Urknall-Abkühlphase entstanden TD kollabieren oder annihilieren unter Produktion supermassiver sogenannter X-Teilchen ($10^{24} eV$). Diese zerfallen in Leptonen und Quarks, aus denen schliesslich Mesonen und Baryonen entstehen. Die so erzeugten π^0 zerfallen in jeweils zwei Photonen. Durch Wechselwirkung mit der 2.7 K -Hintergrundstrahlung kühlen diese Photonen über Kaskadenprozesse ab, so dass heute nur noch ein isotroper γ -Beitrag sekundärer Photonen aus diesen Zerfällen zu beobachten wäre.

Aus dem Bereich unserer Galaktischen Scheibe wird die sogenannte **diffuse galaktische Gammastrahlung** erwartet. Verschiedene Messungen im TeV-Bereich konnten aber bisher keine Emission beobachten [182].

1.3.2 Erzeugungsprozesse kosmischer γ -Strahlung

Ein Grossteil der Photonen im Universum sind thermischen Ursprungs und ihr Spektrum kann durch Addition von mehreren Schwarzkörper-Spektren beschrieben werden. Photonen mit Energien oberhalb von einigen MeV ($\sim 10^{10}$ K) können nicht durch thermische Emission erzeugt werden.

In diesem Energiebereich der hochenergetischen γ -Strahlung wird das Kontinuums-Spektrum von nicht-thermischen Prozessen dominiert, an denen in der Regel relativistische geladene Teilchen beteiligt sind. Während die Prozesse der Bremsstrahlung, der Synchrotron-Emission und der inversen Compton-Streuung in Regionen hoher Elektronendichte stattfinden und dabei sehr effizient die relativistischen Elektronen herunterkühlen, wird die π^0 -Produktion und somit auch der π^0 -Zerfall in Regionen hoher Konzentration relativistischer Protonen erwartet. In Regionen hoher Elektronendichten (bzw. Positronendichten) kommt es zusätzlich mit hoher Wahrscheinlichkeit zu Annihilationsprozessen.

Synchrotron-Strahlung wird von geladenen hochenergetischen Teilchen emittiert, wenn diese durch kosmische Magnetfelder abgelenkt werden. Die Teilchen verlieren dabei sehr effizient Energie. Die Intensität der Strahlung zeigt eine starke Abhängigkeit von der Teilchenmasse ($\propto m^{-4}$), der Teilchenenergie ($\propto E^2$) und der senkrecht zur Teilchenbahn wirkenden Komponente des Magnetfeldes ($\propto H_{\perp}^2$). Für Synchrotron-Strahlung im Röntgen-Bereich sind starke Magnetfelder notwendig. Die bei diesem Vorgang erzeugten niederenergetischen Photonen sind wichtig für den Prozess der sogenannten inversen Compton-Streuung.

Die **inverse Compton Streuung** (IC) ist ein effektiver Mechanismus zur Produktion von sehr hochenergetischer γ -Strahlung. Relativistische Elektronen treffen auf die vergleichsweise niederenergetischen Photonen der Synchrotron-Strahlung und streuen diese zu höhere Ener-

gien hoch. Im Idealfall kann ein maximaler Energietransfer von $E_\gamma \sim E_{e^-}$ erreicht werden. Trifft dieselbe Elektronenpopulation, die vorher an der Erzeugung der Synchrotron-Emission beteiligt war, auf diese Synchrotron-Photonen und beschleunigt diese durch den IC-Prozess, dann spricht man von dem **Synchrotron-Selbst-Compton-Effekt** (SSC).

Die **Bremsstrahlung** spielt zur Erzeugung von sehr hochenergetischer γ -Strahlung im Kosmos nur eine untergeordnete Rolle, weil bei diesen Energien hohe Kerndichten notwendig sind. In den elektromagnetischen Kaskaden atmosphärischer Luftschauer ist dieser Prozess dagegen dominant. Ein geladenes Teilchen wird im Coulomb-Feld eines Kerns abgebremst, und emittiert ein Bremsstrahlungsphoton. Das resultierende Spektrum hat die Form $\sim 1/E_\gamma$.

Durch den **Zerfall von neutralen π^0 -Mesonen** können hochenergetische Gammateilchen erzeugt werden. Die π^0 entstehen bei inelastischen hadronischen Wechselwirkungsprozessen, insbesondere bei inelastischen Stößen hochenergetischer Protonen ($p + p \rightarrow p + p + \pi^0$). Sie können auch durch Photoproduktion an niederenergetischen Gammateilchen erzeugt werden ($p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$), wenn die Energie der Protonen E_{Proton} bei gegebener Photonenenergie E_γ den Grenzwert von $E_{Proton} \approx 0.7 \cdot 10^5 \text{ TeV}/(E_\gamma/\text{eV})$ überschreitet. Das Pion erhält bei diesem Prozess etwa 10 % der Protonen-Energie. π^0 zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von 1 % in ein Elektron-Positron-Paar unter Abstrahlung eines Photons ($\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$). Mit 99%-iger Wahrscheinlichkeit zerfällt es aber in zwei Gammateilchen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Die so entstandenen Photonen haben im Schwerpunktsystem exakt die gleiche Energie und entgegengerichtete Flugbahnen. Die Transformation in das Beobachtersystem zeigt, dass bei relativistischen Pionen einem Photon nahezu die gesamte Energie des Pions übergeben werden kann.

Durch **Materie-Antimaterie-Annihilation** kommt es in Gebieten hoher Teilchendichten zu Erzeugung von Photonen. Da ein koinzidentes Auftreten von Elektronen-Positronen-Paaren aufgrund ihrer geringen Masse am wahrscheinlichsten ist, überwiegt ihr Beitrag zur Vernichtungsstrahlung. Annihilieren relativistische Teilchen miteinander oder mit ihrem entsprechenden niederenergetischen Partner, so kann dabei γ -Strahlung erzeugt werden, deren Energie im günstigsten Fall die Gesamtenergie der Annihilationspartner erreicht.

1.3.3 γ -Beobachtungen mit Satelliten-Experimenten

Erste Beobachtungen hochenergetischer γ -Strahlung aus dem All wurde zunächst mit Satelliten-Experimenten realisiert. Die auch für die TeV- γ -Astronomie relevanten Missionen sind in Tabelle 1.2 zusammengefasst, Details sind im Anhang G.1.4 zusammengetragen. Der bereits 1967 gestartete OSO III verzeichnete ein Maximum diffuser γ -Strahlung aus Richtung des galaktischen Zentrums. 1972 konnte der in Auflösung und Empfindlichkeit verbesserte Satellit *Small Astronomical Satellite* (SAS II) eine erste Himmelsdurchmusterung mit sechs detektierten Punktquellen vorweisen: der Krebsnebel, den Vela SNR, Cyg X-3, sowie drei Pulsare, unter ihnen der Geminga-Pulsar. Der nächste Satellit COS-B arbeitete von 1975 bis 1981 und konnte mit seiner Funkenkammer 25 Punktquellen oberhalb 100 MeV ausmachen unter anderem die erste extragalaktische Quelle, die aktive Galaxie 3C 273, sowie die gepulste Strahlung des Krebsnebels und des Vela-Pulsars.

Neue Möglichkeiten brachte das *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO), das im April 1991 in den Orbit gebracht wurde, und das im Juni 2000 wieder in die Atmosphäre eintrat. An Bord dieses Satelliten befanden sich vier Experimente, die Gammastrahlung im

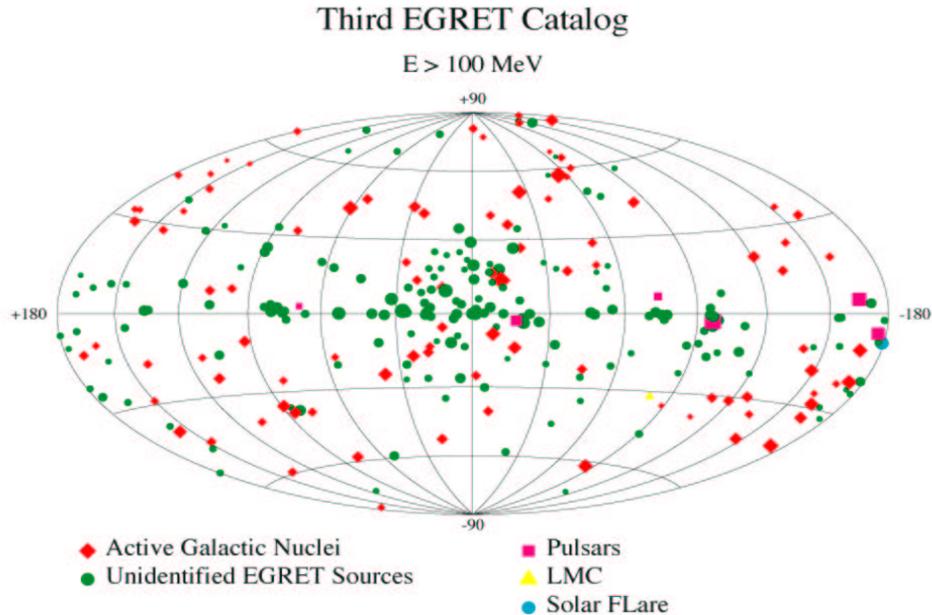


Abbildung 1.8: **Die Himmelskarte der γ -Quellen des dritten EGRET-Katalogs.** Das Satelliten-Experiment EGRET entdeckte von April 1991 bis Oktober 1995 271 Punktquellen oberhalb von 100 MeV, die hier in galaktische Koordinaten in der Aitoff-Hammer-Darstellung zu sehen sind. Neben galaktischen Quellen wie der Grossen Magellanschen Wolke und der solaren Eruption von 1991 gibt es eine Vielzahl von extragalaktischen Objekten: 5 Pulsare, 66 identifizierte Blazare, 27 höchstwahrscheinliche AGN und 170 bisher unbekannte Gamma-Quellen (aus [310]).

Energiebereich von 30 keV bis 30 GeV vermessen konnten: OSSE¹², BATSE¹³, COMPTEL¹⁴, EGRET¹⁵. Diese Experimente sind im Anhang G.1.4 kurz vorgestellt.

Beeindruckende Ergebnisse lieferte das EGRET-Experiment [270]. Wie vorangegangene satellitengestützte Experimente benutzte es ebenfalls eine Funkenkammer, um über Paarbildungsprozesse die Richtung der hochenergetischen Photonen zu bestimmen. Mit typischen Beobachtungszeiten auf eine Punktquelle von etwa 2 Wochen erreichte EGRET Empfindlichkeiten von $6 \cdot 10^{-8} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ oberhalb 100 MeV [310] und konnte starke Gamma-Quellen mit einer Genauigkeit von etwa 10 Bogenminuten lokalisieren.

Von April 1991 bis Oktober 1995 entdeckte EGRET 271 Punktquellen oberhalb von 100 MeV [125]. Diese als dritter EGRET-Katalog veröffentlichte Kompilation hochenergetischer von EGRET detektierter Gammaquellen mit $E_\gamma > 100 \text{ MeV}$ ist in Abbildung 1.8 in galaktischen Koordinaten dargestellt. Diese Aitoff-Hammer-Darstellung in galaktischen Koordinaten erlaubt einen unabhängigen Vergleich von Quell-Katalogen in verschiedenen Wellenlängen-Bereichen, um gegebenenfalls Regionen erhöhter Aktivität festzustellen oder Gegenstücke in anderen Energiebereichen ausmachen zu können. Für einen Grossteil der von EGRET entdeckten Quellen ist bisher keine eindeutige Identifikation mit bekannten Objekten gelungen. Die Zuordnung dieser 170 als *EGRET Unidentified Sources* bekannten Objekte und die Frage,

¹²Oriented Scintillation Spectrometer Experiment

¹³Burst And Transient Source Experiment

¹⁴Imaging Compton Telescope

¹⁵Energetic Gamma Ray Experiment Telescope

Tabelle 1.2: **Satelliten-Experimente** im Energiebereich der Röntgen- und Gamma-Strahlung.

Experiment	Energiebereich	Betriebszeit
Betriebsbereite Satelliten-Experimente		
OSO-III	> 30 MeV	1967-1968
SAS-II	> 30 MeV	1972
COS-B	> 100 MeV	1975-1981
ROSAT	0.1 keV bis 2 keV	1990 - 1999
BATSE	10 keV bis 5 MeV	1991 - 2000
COMPTEL	100 keV bis 10 MeV	1991 - 2000
OSSE	0.05 MeV bis 10 MeV	1991 - 2000
EGRET	20 MeV bis 30 GeV	1991 - 2000
ASCA	0.4 keV bis 12 keV	seit 1993
RXTE	2 keV bis 250 keV	seit 1995
Chandra	0.08 keV bis 10 keV	seit 1999
XMM-Newton	0.5 keV bis 10 keV	seit 1999
INTEGRAL	15 keV bis 10 MeV	seit 2002
Zukünftige Satelliten-Experimente		
AGILE	10 keV - 40 keV und 30 MeV - 50 GeV	ab 2004
SWIFT	0.2 keV bis 150 keV	ab Dez. 2003
GLAST	20 MeV bis 300 GeV	ab 2006
MEGA	0.4 MeV bis 50 MeV	ab 2006
Andromeda	10 keV bis 200 keV	in Planung
INCA	100 GeV bis 1 TeV	in Planung

warum diese bisher nur im EGRET-MeV-Bereich beobachtet worden sind, sind Gegenstand aktueller Forschung. So konnte vor kurzem die unidentifizierte Quelle 3EG J2006-2321 als AGN klassifiziert werden [285]. Die meisten im dritten EGRET-Katalog als identifiziert gekennzeichneten Objekte sind aktive Galaxien und gehören zu der Klasse der Blazare, darunter fallen BL Lac Objekte, Flach-Spektrum-Radio-Quasare und einige bisher unbekannte Flach-Spektrum-Radio-Quellen. 66 von ihnen konnten ohne Probleme eindeutig zugeordnet werden, 27 haben eine eher geringe Übereinstimmungs-Wahrscheinlichkeit mit bekannten Objekten. Neben diesen AGN beinhaltet der dritte EGRET-Katalog 5 Pulsare, sowie zwei galaktische Objekte: die grosse Magellansche Wolke und den eruptiven Ausbruch der Sonne im Jahr 1991, die seit dieser EGRET Beobachtung als sporadische Quelle von GeV-Photonen gilt.

1.3.4 Beobachtungen im TeV-Bereich

Beobachtungen von Gammastrahlung oberhalb von einigen GeV sind wegen des mit zunehmender Energie steil abfallenden Teilchenfluss-Spektrums mit satellitengestützten Experimenten nicht mehr möglich, da das räumliche Ausmass dieser Experimente stark limitiert ist.

Bodengebundene Experimente erreichen eine enorme Vergrößerung ihrer effektiven sen-

sitiven Fläche, indem sie die Erdatmosphäre als Detektor nutzten und die in der Atmosphäre durch hochenergetischen Photonen ausgelösten Kaskaden beobachten. Während ausgedehnte Luftschauer-Experimente erst Strahlung oberhalb von etwa 20 TeV nachweisen können, haben sich die atmosphärischen Cherenkov-Teleskope unter Ausnutzung der abbildenden Cherenkov-Technik als leistungsstarke Beobachtungsinstrumente zwischen 250 GeV und 25 TeV erwiesen. Ihre Nachweisschwelle liegt derzeit bei etwa 250 GeV, somit ist der Energiebereich der Gammastrahlung zwischen 20 GeV und 250 GeV bislang unbeobachtet. Diese Lücke zu schliessen ist vornehmliches Ziel der Experimente neuerer Generation.

Die bis heute nachgewiesenen TeV-Gamma-Quellen sind jedoch überwiegend von Cherenkov-Teleskopen unter Verwendung der abbildenden Cherenkov-Technik entdeckt worden (Tabelle 1.3). Durch die Entwicklung neuer und Verbesserung bestehender Detektor- und Analysetechniken wird in Zukunft die generelle Nachweisschwelle gesenkt und die Sensitivität der Detektoren erhöht werden. Mit grosser Wahrscheinlichkeit werden somit weitere potentielle TeV- γ -Quellen entdeckt werden und bisher unbestätigte Entdeckungen Bestätigung finden. Der Katalog der bisher entdeckten kosmischen TeV- γ -Quellen ist in Tabelle 1.4 aufgeführt und beinhaltet bis heute nur abzählbar viele Objekte. In Zukunft wird dieser Katalog aber weiter ausgebaut werden. Abbildung 1.9 zeigt eine Himmelskarte der bekannten TeV- γ -Quellen in der Aitoff-Hammer-Darstellung in galaktischen Koordinaten.

Bemerkenswert ist, dass von den insgesamt 271 detektierten Punktquellen des dritten EGRET-Katalogs lediglich zehn Quellen bei höheren Energien mit $E_\gamma > 250$ GeV beobachtet worden sind. Zu diesen gehören die drei Supernova-Überreste: Krebs-Nebel, Vela und PSR 1706-44, sowie die Binäre Röntgen-Quelle Centaurus X-3 und sechs extragalaktische Objekte: die AGNs Mkn 421, 1ES 1959+650, BL Lacertae, PKS 2155-304, 3C 66A und M87.

Der **Krebs-Nebel**, im weiteren Crab genannt, wurde bereits 1986 als erste TeV-Quelle oberhalb von 400 GeV beobachtet. Die Whipple-Kollaboration benutzte dazu erstmals ein Cherenkov-Teleskop unter Ausnutzung der abbildenden Technik. Beflügelt von diesem Erfolg wurden weitere abbildende Cherenkov-Teleskop Experimente gebaut (HEGRA, CANGAROO, CAT) und zur Beobachtung potentieller TeV- γ -Emitter verwendet. Der Crab konnte mit den meisten abbildenden Cherenkov-Teleskopen nachgewiesen werden. Die mittlerweile detaillierten Analysen der Crabdaten zur Bestimmung des absoluten Flusses und des Energiespektrums zeigen eine beachtliche Übereinstimmung aller Ergebnisse. Bis heute ist der Crab vielfach von verschiedenen Experimenten in allen Wellenlängen-Bereichen beobachtet und detektiert worden. Er ist ein *Plerion*, ein in einem Supernova-Überrest eingebetteter Pulsar, zeigt aber über den gesamten Gammabereich eine kontinuierliche Emission ungepulster Strahlung. Für die TeV- γ -Astronomie ist er deswegen besonders wertvoll und dient in der nördlichen Hemisphäre als Standardvergleichsobjekt (Standardkerze).

Als Eich-Quelle zur Beweisführung der einwandfreien Funktion eines Experiments, muss zunächst der Krebsnebel mit der verwendeten Detektor- und Analyse-Technik nachzuweisen sein. Weitere Ausführungen zum Krebs-Nebel sind in Kapitel 1.3.5 gegeben. Das Tibet-Array, ein Luftschauer-Experiment auf 4500 m Höhe, konnten den Crab oberhalb von 3 TeV gesichert nachweisen [25]. Diesen Beweis konnten auch unterhalb der 250 GeV Schwelle drei Solar-Anlagen Experimenten führen: CELESTE [208], GRAAL [29] und STACEE [215]. Diese Experimente benutzen nachts die Spiegelflächen von Sonnenkollektoren als Reflektor für das Cherenkovlicht und weisen es mittels einzelner Weitwinkel-Cherenkov-Zähler nach. Mehr Informationen zu diesen Experimenten sind im Anhang G.1.3 gegeben. Diese noch junge Technik liegt schon heute innerhalb des Energiebereichs unterhalb von 250 GeV, der anderen Experimenten zur Zeit noch nicht zugänglich ist. Allerdings konnten sie wie verschiedene Experimente unter Ausnutzung anderer Nachweistekniken auch, bisher nur obere Grenzen

Tabelle 1.3: **Cherenkov-Teleskope** sind leistungsstarke Werkzeuge zur Beobachtung von TeV- γ -Strahlung. Hier sind die meist abbildenden Cherenkov-Teleskop-Experimente aufgeführt, die massgeblich an den Entdeckungen der TeV- γ -Quellen beteiligt waren. Eine nähere Beschreibung der Experimente ist im Anhang G.1.1 gegeben.

Experiment	Standort	Betriebszeit	Energie-Schwelle
Betriebsbereite Cherenkov-Teleskop-Experimente			
CANGAROO ^a I	Woomera, Australien	seit 1992	> 2 TeV
CANGAROO II	Woomera, Australien	seit 1999	> 500 GeV
CAT ^b	Themis, Frankreich	seit 1996	> 250 GeV
CrAO ^c GT-48	Crimean, Ukraine	seit 1989	> 1 TeV
Durham ^d Mark 3 - 6	Narrabri, Australien	1986 - 2000	> 350 GeV
HEGRA ^e CT 1	La Palma, Kanaren, Spanien	seit 1992	> 700 GeV
HEGRA CT 2	La Palma, Kanaren, Spanien	1993 - 1997	> 1 TeV
HEGRA CT-System	La Palma, Kanaren, Spanien	1995 - 2002	> 500 GeV
PACT ^f	Pachmarhi, India	seit 1999	> 400 GeV
U7TA ^g	Dugway, Utah, USA	seit 1996	> 600 GeV
Whipple ^h	Mt. Hopkins, Arizona, USA	seit 1983	> 300 GeV
Cherenkov-Teleskop-Experimente der neuen Generation			
CANGAROO III	Woomera, Australien	ab 2004	> 100 GeV
HESS ⁱ	Gamsberg, Namibia	seit Juni 2002	> 50 GeV
MAGIC ^j	La Palma, Kanaren, Spanien	seit März 2003	> 15 GeV
VERITAS ^k	Mt. Hopkins, Arizona, USA	ab Okt. 2003	> 50 GeV

^a Collaboration between Australia and Nippon for a Gamma Ray Observatory in the Outback

^b Cherenkov Array at Themis

^c Crimean Astronomical Observatory

^d Mark Telescopes of the University of Durham, UK

^e High Energy Gamma Ray Astronomy

^f Pachmarhi Array of Cherenkov Telescopes

^g Utah Seven Telescope Array for Cherenkov light

^h Whipple Gamma-Ray Telescope

ⁱ High Energy Stereoscopic System

^j Major Atmospheric Gamma Imaging Telescope

^k Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System

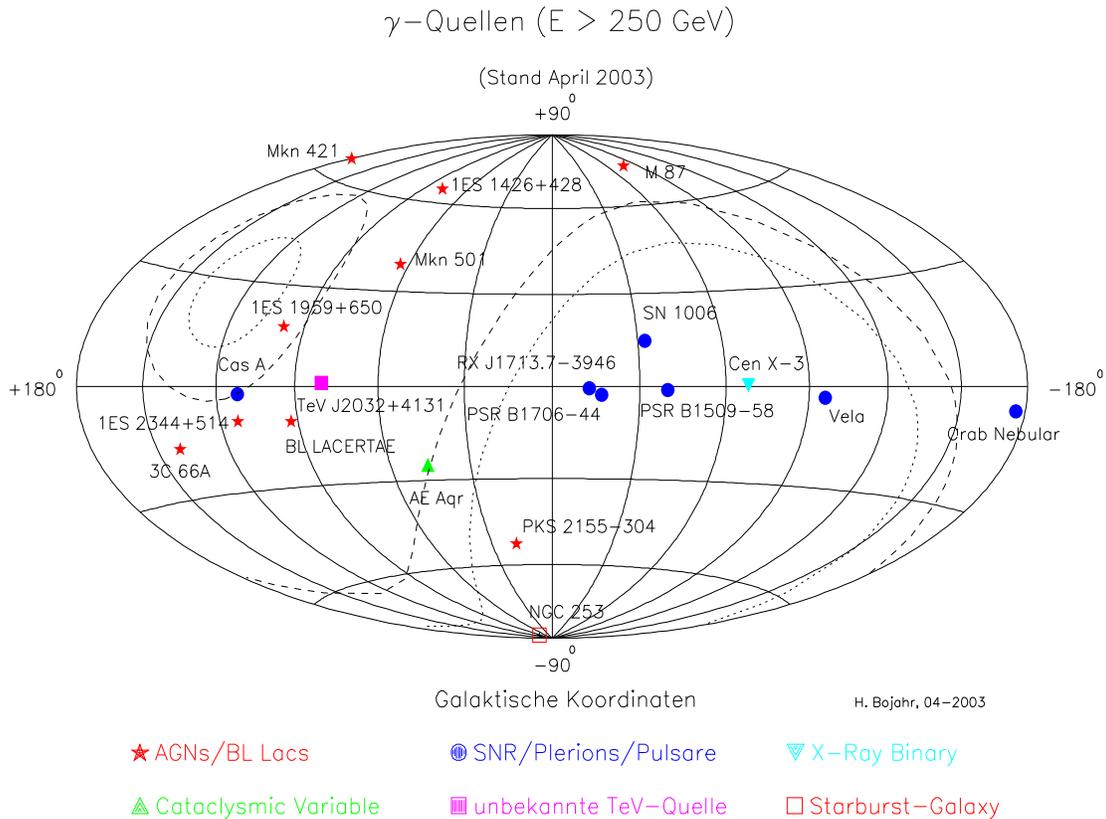


Abbildung 1.9: **Himmelskarte bisher entdeckter TeV- γ -Quellen** oberhalb von $E_\gamma = 250$ GeV dargestellt in der Aitoff-Hammer-Projektion in galaktischen Koordinaten. Die TeV- γ -Quellen sind in Tabelle 1.4 detailliert aufgeführt. Neben den Objekt-Positionen sind hier die Sichtlinien des HEGRA-Experiments von 30° (grob gestrichelte Linie) und 45° Zenitwinkel (fein gestrichelte Linie) eingetragen.

(*upper limits*) für die Beobachtung bekannter TeV-Objekte setzen.

Der südlichen Hemisphäre dient der **PSR 1706-44** als Standardvergleichsobjekt. Dieser Pulsar zeigt ebenfalls keine Variabilität im Gammabereich. Man nimmt an, dass seine vergleichsweise schwache TeV-Strahlung durch einen schwachen Plerion verursacht wird. Von CANGAROO entdeckt konnte der PSR 1706-044 von der Durham Gruppe bestätigt werden. Weitere Plerions sind der **Vela-Pulsar** und der **PSR B1509-58**, die ebenfalls vom CANGAROO-Experiment entdeckt wurden. Zur Bestätigung des Vela-Pulsars gibt es bisher nur eine Reihe von oberen Grenzen der Durham-Gruppe. Da diese Messungen aber alle von einem Experiment getätigt wurden, können diese nicht als entgeltige Bestätigung dienen. Aufgrund der Fülle der Messergebnisse ist es aber wahrscheinlich, dass dieses Objekt bald von einem anderen Experiment detektiert und somit dann entgeltig als bestätigt gilt.

Der PSR B1509-58 wurde erst im Jahr 2000 entdeckt, bestätigende Beobachtungen sind somit noch Gegenstand aktueller Beobachtungspläne und Analysen.

Supernovae-Überreste des sogenannten Shell-Typs (= SNR-Shell) sind ebenfalls TeV-Emitter. Sie besitzen einen schalenförmigen Aufbau der abgestossenen Supernova-Hüllen. An diesen Schockfronten werden die geladenen Teilchen beschleunigt. Zur näheren Erläuter-

Tabelle 1.4: **Bisher entdeckte TeV- γ -Quellen** bis zum April 2003. Aufgeführt sind hier alle Objekte, deren Beobachtung eine signifikante γ -Emission oberhalb von 250 GeV ergab. Die galaktische *Distanz* zu den Quellen ist in kiloparsec angegeben, die extragalaktische Entfernungsangabe ist die Rotverschiebung *z*. Der *Objekttyp* wird im Text neben den entsprechenden Quellen erläutert. Als *Nachweis* werden hier sowohl das Entdeckungsjahr als auch die Experimente aufgeführt, die die erste entdeckende TeV-Beobachtung durchgeführt haben. Die Spalte *Bestätigung* gibt den Status der TeV-Beobachtungen an: *ja* bedeutet eine unabhängige Beobachtung bestätigte bereits diese Entdeckung als TeV-Emitter, *nein* bedeutet, diese Messungen bedürfen einer Bestätigung.

Name der Quelle	Position		Objekt- typ	Distanz	EGRET- Quelle	Nachweis	Bestätigung	Referenzen
	RA hh mm ss	DEC dd mm ss						
Galaktische Quellen								
Krebsnebel M1	05 34 32.0	+22 00 52	Plerion	2.0 kpc	ja	1989 Whipple [287]	ja	[88][168][279][265] [166][40][283]
AE Aqr	20 40 09.0	-00 52 15	CV		nein	1991 Durham [55]	nein	[200][70]
PSR 1706-44	17 09 42.8	-44 29 07	Plerion	1.8 kpc	ja	1992 CANGAROO I [159]	ja	[160][72]
Vela	08 34 12.0	-45 45 00	Plerion	0.5 kpc	ja	1996 CANGAROO I [302]	nein	
SN 1006	15 02 22.0	-41 53 48	SNR-Shell	2.0 kpc	nein	1997 CANGAROO I [266]	nein	
RX J1713.7-3946	17 13 42.0	-39 46 00	SNR-Shell	6.0 kpc	nein	1999 CANGAROO II [205]	nein	
Cassiopeia A	23 23 25.4	+58 48 38	SNR-Shell	3.0 kpc	nein	1999 HEGRA-System [14]	nein	
Centaurus X-3	11 21 15.2	-60 37 24	XRБ		ja	1997 Durham Mark 6 [73]	nein	[73][31]
PSR B1509-58	15 13 56.1	-59 08 08	Plerion	4.2 kpc	nein	2000 CANGAROO II [243]	nein	
TeV J2032+4131	20 32 07	+41 30 30	unbekannt	unbekannt	nein	2002 HEGRA-System [242]	nein	
Extragalaktische Quellen								
Mrk 421	11 04 27.3	+38 12 32	HBL	0.031	ja	1992 Whipple [235]	ja	[64][224][9][228][152]
Mrk 501	16 53 52.2	+39 45 37	HBL	0.033	nein	1995 Whipple [236]	ja	[57][6][237][39][92] [76][26][128]
1ES 2344+514	23 47 04.8	+51 42 18	HBL	0.044	nein	1996 Whipple [62]	nein	[63]
3C 66A	02 22 39.6	+43 02 08	LBL	0.444	ja	1996 Crimea GT48 [209]	nein	
PKS 2155-304	21 58 52.0	-30 13 32	HBL	0.116	ja	1997 Durham Mark 6 [74]	nein	[75]
1ES 1959+650	19 59 59.8	+65 08 55	HBL	0.047	ja	1998 7TA [212]	ja	[54][292][141][19]
1ES 1426+428	14 28 32	+42 40 21	HBL	0.129	nein	1999 HEGRA-System [53]	ja	[54][15][143][226][230]
BL Lacertae	22 02 43.3	+42 16 40	LBL	0.069	ja	2001 Crimea GT48 [210]	nein	
NGC 253	00 47 33.12	-25 17 18	SBR	0.0008	nein	2002 CANGAROO II [149]	nein	[241]
M 87	12 30 49.42	+12 23 28	misBL	0.00436	ja	2003 HEGRA-System [18]	nein	[183][20]

ung dieses Quell-Typs siehe [14] und [33] sowie die Dissertation von G. Pühlhofer, in der die Entdeckung von **Cassiopeia A** durch das HEGRA-Experiment beschrieben ist [234]. Wie der Cas-A-Kampagne, diente auch den anderen bisher entdeckten Shell-Typ-SN **SN 1006** und **RX J1713.7-3946** (beide durch CANGAROO) eine hohe Emission im harten Röntgenbereich als Motivation zur Beobachtung. Ausser vielversprechender upper-limit-Observationen konnte bisher keine dieser Quellen wirklich bestätigt werden.

Neben diesen Supernovae gibt es noch weitere Objekt-Typen, die als TeV-Quellen gefunden wurden. Dieses sind zum einen die Klasse der Röntgen-Doppelstern-Systeme (X-Ray-Binarys = XRB), hier wurde **Centaurus X-3** von der Durham-Gruppe als Quelle sowohl gepulster als auch ungepulster Strahlung ermittelt. Ebenfalls von der Durham-Gruppe stammt die Entdeckung des Kataklysmischen Veränderlichen (= CV) **AE Aqr**. Beide Beobachtungen bedürfen noch einer Bestätigung.

Die erste Entdeckung eines TeV-Emitters ohne bisher bekanntes Gegenstück in anderen Wellenlängenbereichen wurde von der HEGRA-Kollaboration mit dem System der Cherenkov-Teleskope gemacht [242, 17]. Während einer Langzeitobservation der Cyg-X-3-Region und der Beobachtung der EGRET-Quelle GeV J2035+4214, konnten Daten dieser neuen Quelle **TeV J2032+4131** aufgrund des grossen Gesichtsfelds der CT-System-Kameras genommen werden. Sie liegt am Rand des Positionskreises der EGRET-Quelle GeV J2035+4214, in dem sich diese mit 95% Wahrscheinlichkeit befindet, und liegt $\sim 0.5^\circ$ nördlich des Cygnus X-3. Die TeV J2032+4131-Koordinaten (J2000.0) sind: RA $20^h 32^m 07^s (\pm 0.029^\circ)$, DEC $+41^\circ 30' 30'' (\pm 0.033^\circ)$. Die Einordnung in eine Objekt-Klasse ist wegen der fehlenden Informationen in anderen Frequenzbereichen schwierig. Aufgrund der grossen Ausdehnung der Quelle von $5.6' \pm 1.7'$ werden jedoch ein Pulsar oder eine AGN ausgeschlossen. Seine Nähe zu einer Region massereicher, junger Sterne in Cygnus OB2 könnte auf eine Starburst-Region, eine Stern-Geburtsstätte, hindeuten.

NGC 253 wurde als erste TeV- γ -Strahlen emittierende extragalaktische Starburst-Region (= SBR) 2002 von der CANGAROO-Kollaboration entdeckt. Sie konnte auf einem 11σ -Niveau oberhalb von 0.5 TeV nachgewiesen werden, Bestätigungen gibt es bisher nicht. EGRET konnte für dieses Objekt nur eine obere Grenze im GeV-Bereich festlegen, während es im Radio-Bereich und im Röntgen-Bereich erfolgreich beobachtet wurde. Die mit 2.5 Mpc ($z = 0.0008$) sehr nahe Quelle eröffnet die Möglichkeit die Verteilung der Kosmischen Strahlung in Galaxien ähnlich der Milchstrasse zu erforschen [149, 241].

Alle weiteren ausserhalb der Galaxis nachgewiesenen TeV- γ -Quellen sind AGN von der Klasse der BL Lac-Objekte. Dabei unterscheidet man sogenannte *high peaked BL Lacs* (= HBL) von *low peaked BL Lacs* (= LBL), je nachdem in welchem Energiebereich sich der Synchrotron-Peak in der charakteristischen Spektralen-Energie-Verteilung der BL Lacs befindet. In Kapitel 2.6 werden die verschiedenen Klassen und Charakteristika der BL Lacs näher erläutert.

Als typische Vertreter der HBLs gelten die Markarian-Galaxien **Mkn 421** und **Mkn 501**. Beide Objekte wurden zunächst von der Whipple-Gruppe detektiert und gelten durch mehrere positive Beobachtungen anderer Gruppen als sehr gut bestätigte TeV-Quellen. Auf diese beiden Objekte wird in Kapitel 1.3.6 näher eingegangen. In einer Kampagne 1995 - 1997 in der alle Mkn 421 ähnlichen BL Lacs beobachtet wurden, konnte Whipple das TeV-Objekt **1ES 2344+514** entdecken. Eine signifikante Beobachtung konnte aber bislang weder von der Whipple-Gruppe wiederholt werden, noch konnten anderen Experimenten diese bestätigen.

Aufgrund seiner dem Mkn 421 ähnlichen spektralen Eigenschaften wurde auch der **PKS 2155-304** in der südlichen Hemisphäre als aussichtsreicher Kandidat angesehen. 1999 wurde er von dem Mark-6-Teleskop der Durham Gruppe als TeV-Quelle detektiert. Bestätigungen

stehen aber noch aus.

1998 berichtete das Utah-Seven-Telescope-Array, damals bestehend aus 3 Teleskopen, von der Entdeckung des **1ES 1959+650**. Allerdings war das Signal so schwach (3.9σ), dass eine bestätigende Beobachtung unabdingbar wurde, um dieses Objekt in die TeV-Quellen miteinzubeziehen. 2001 konnte das HEGRA-Experiment von einem 4.9σ -Signal berichten und unabhängig den 1ES 1959+650 als TeV-Emitter bestätigen. Im Mai 2002 beobachtete Whipple diese Quelle und detektierte ein überwältigendes Signal von dem 2.5-fachen des Crab-Flusses mit einer Signifikanz von 13σ [292]. Das HEGRA-System der Cherenkov Teleskope konnte diese Beobachtung bestätigen [144] und in den Jahren 2000/01 ein Grundniveau von 5.2σ verzeichnen [19]. Sie ist somit die bisher drittstärkste extragalaktische TeV-Quelle. Die Einschätzung für eine verlässliche Detektion einer neuen TeV- γ -Quelle geht auf Prof. A.E. Chudakov zurück. Er schlug eine Standardabweichung von 5σ vom Untergrund rauschen vor, um ein Signal als nicht zufällig sondern verursacht durch das beobachtende Objekt anzunehmen [290]. Dieses ist nun allgemein in der TeV- γ -Astronomie akzeptiert und jedes Signal wird an dieser Schwelle gemessen.

Ein ebenfalls schwaches Signal von 3.5σ von dem Objekt **1ES 1426+428** wurde bereits 2000 von der HEGRA-Kollaboration bekanntgegeben [53]. Erst 2001 konnte dieses Signal mittels neuer Analysetechniken über die 5σ -Schwelle gehoben werden [15]. Die Beobachtung des 1ES 1426+428 wurde im Rahmen des HEGRA-AGN-Programms ausgeführt. Somit sind die Beobachtung, Analyse und Entdeckung, sowie die Interpretation der Ergebnisse, die sich aus der Entfernung des 1ES 1426+428 von $z = 0.141$ ergeben, Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Die Whipple-Gruppe konnte dieses Objekt bereits als TeV-Emitter bestätigen [142, 143, 226]. Mit dem HEGRA-Detektor-Array ist dieses Objekt sogar oberhalb von 21 TeV mit 4σ gesehen worden [230]. Daraus konnte eine obere Grenze für den integralen γ -Fluss von $F_{(E>21\text{ TeV})} = 7.6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ableiten werden. Das CAT-Experiment konnte bisher nur obere Grenzen mit geringeren Signifikanzen für den 1ES 1426+428 liefern [93]. Der 1ES 1426+428 ist somit die am weitesten entfernte bestätigte TeV-Quelle, die zur Zeit bekannt ist.

Das GT48-Teleskop der Crimean Gruppe in der Ukraine konnte bisher als einzige LBLs als TeV-Emitter ausmachen. 1996 konnte der **3C66A** entdeckt werden. Aufgrund seiner grossen Entfernung von $z = 0.444$ und seiner Bedeutung für die Bestimmung des Infrarot-Hintergrundes wäre eine bestätigende Beobachtung sehr wichtig, diese blieb aber bisher aus. Da diese Klasse der BL Lacs trotz des niederenergetischen Synchrotron-Peaks als möglichen TeV-Emitter berücksichtigt werden müssen, zeigt die Entdeckung des **BL Lacertae** als TeV- γ -Quelle im Jahr 2001, der als typischer LBL-Vertreter gilt.

2002 konnte schliesslich die Riesen-Radio-Galaxie **M87** als TeV-Emitter auf einem 4σ -Niveau von dem HEGRA-CT-System nachgewiesen werden [18]. Diese mit 16 Mpc ($z = 0.00436$) nahe AGN befindet sich im Zentrum des Virgo-Clusters und gilt als *mis-aligned BLLac* (= misBL), also als schlecht ausgerichteter Blazar, dessen Jets nicht auf uns zeigen, sondern in einem Blickwinkel von $30^\circ - 35^\circ$ zu uns liegen [46]. M87 gilt als Beschleuniger der ultra-hochenergetischen Kosmischen Strahlung [232], es konnten aber bisher nur obere Flussgrenzen von Whipple 2000/01 [183] und HEGRA-CT-System 1998/99 [20] bestimmt werden.

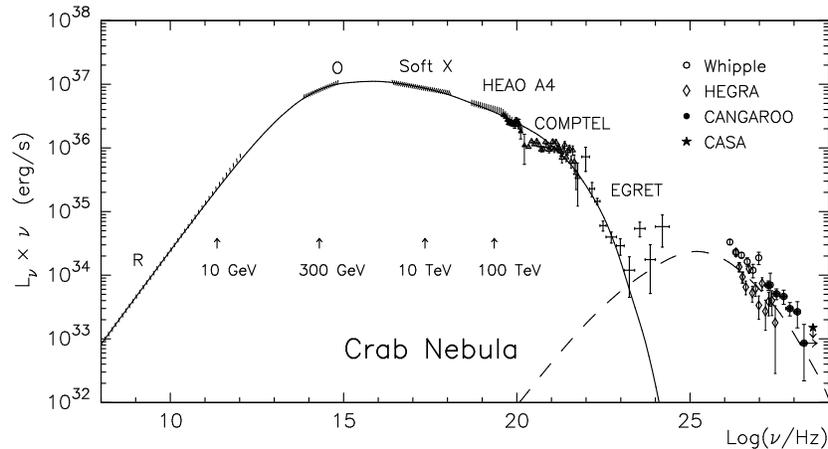


Abbildung 1.10: **Das gemessene nichtthermische Spektrum des Krebsnebels** [4]. Die durchgezogene Linie stellt die Synchrotron-Komponente (Sy) dar, die gestrichelte Linie bezeichnet die Invers-Compton-Komponente (IC) nach dem in [4] erläuterten Modell. Die hier angegebenen Energien sind die zur Erzeugung der jeweiligen Synchrotronstrahlung im Magnetfeld des Krebsnebels (ca. $10^{-8}T$) notwendigen Elektronenenergien.

1.3.5 Krebs-Nebel

Der Krebsnebel¹⁶ ist ein Überrest einer Supernova-Explosion im Jahre 1054. Da sie sich innerhalb unserer Galaxis in einem Abstand von nur 2 kpc (≈ 7000 Lichtjahre) ereignete, war sie mit bloßem Auge etwa einen Monat lang als helles Objekt am Himmel sichtbar und in der Leuchtkraft mit der des Mondes vergleichbar. Sie wurde damals von chinesischen Astronomen beobachtet und verzeichnet.

1948 wurde dieser Nebel als stärkste kosmische Radioquelle identifiziert und war damit die erste Quelle, die sowohl im optischen als auch im Radiobereich Strahlung emittierte.

In den sechziger Jahren wurde aus dem Krebsnebel dann Röntgenstrahlung und gepulste Strahlung nachgewiesen, die auf einen in dem Krebsnebel-Supernova-Überrest eingebetteten Pulsar hindeutet. Mit einer Umdrehungsperiode von 33.2 ms und einer Periodenverdopplungszeit von ca. 2500 Jahren ist er einer der 'schnellsten' bekannten Pulsare. Das Pulsieren der Strahlung wurde vom 10 MHz Bereich bis zum 10 GeV Bereich übereinstimmend in Phase und Periode nachgewiesen. Gepulste TeV-Strahlung konnte aber bisher nicht gefunden werden.

Abbildung 1.10 zeigt den Energiefluss des Krebs-Nebels, wie er von verschiedenen Experimenten vermessen wurde. Die innere Hülle des Supernova-Überrestes dehnt sich mit 1000 - 1500 km/s aus und wird mit einem stetigen Strom hochenergetischer Elektronen vom Pulsar gespeist. Diese gyrieren in dem lokalen Magnetfeld des Nebels der Stärke $B \sim 10^{-8} T$ und emittieren dabei Synchrotronstrahlung, die im wesentlichen das Energiespektrum bis einige GeV bestimmt. Der Beitrag der Synchrotronstrahlung (Sy) ist als niederenergetischer Peak im Spektrum zu sehen und in dem theoretischen Energiespektrum (Abbildung 1.11) als langgestrichelte Linie eingezeichnet.

Durch den inversen Compton-Prozess (IC) mit den energiereichsten Elektronen wird ein Teil dieser Synchrotronphotonen zu höheren Energien hochgestreut. Diese dominieren den zweiten hochenergetischen Peak des Energiespektrums. Ihr Beitrag ist als durchgezogene

¹⁶engl. Crab Nebula

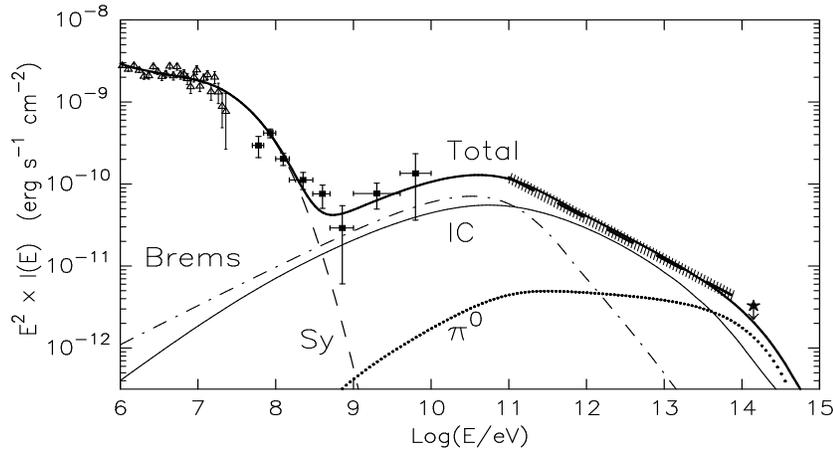


Abbildung 1.11: Das theoretische Spektrum des Krebsnebels wie es sich aus den Beiträgen verschiedener Prozesse innerhalb der Quelle zusammensetzt (Erläuterung im Text). Zur Bestätigung der theoretisch bestimmten Werte sind empirisch ermittelte Datenpunkte miteingezeichnet worden und zeigen eine gute Übereinstimmung [4].

Linie (mit Index IC) gekennzeichnet. Daneben können aufgrund der hohen Massendichte in den Filamenten des Krebsnebels auch Bremsstrahlungsprozesse (Brems) und π^0 -Zerfälle (π_0) das Photonen-Energiespektrum beeinflussen. In Abbildung 1.11 sind alle Beiträge zum Energiespektrum des Krebsnebels berücksichtigt und deren Summe als breite durchgezogene Linie (Total) eingezeichnet. Die empirisch ermittelten Daten sind zusätzlich eingetragen und stimmen mit den theoretisch bestimmten Werten gut überein.

Während es im Energiebereich von 1 MeV bis 150 MeV Anzeichen für eine Variabilität der Emission des Krebsnebels auf Zeitskalen von Jahren [89] gibt, konnte bisher durch keine Messung im TeV-Bereich eine Variabilität festgestellt werden.

1.3.6 Mkn 421 und Mkn 501

Die beiden Blazare Markarian¹⁷ 421 und Markarian 501 sind wohl die bekanntesten Vertreter ihrer Klasse. Seit ihrer Entdeckung 1992 und 1995 durch die Whipple-Gruppe werden diese beiden Objekte von vielen Experimenten in unterschiedlichen Energiebereichen eingehend observiert. Dadurch konnten auch kleine Veränderungen in ihrer Intensität beobachtet und verzeichnet werden. Sie sind die in allen Wellenlängen-Bereichen am besten vermessenen TeV-Quellen und aufgrund ihrer mehrfachen TeV- γ -Emissionen begehrte Studienobjekte und werden als typische Standardvertreter der Klasse der Blazare angesehen.

Mkn 421

Mkn 421 war die erste entdeckte extragalaktische TeV- γ -Quelle mit $z = 0.031$ ([235],[224]) und eine der schwächsten AGN des EGRET-Katalogs. Bei ihrer Entdeckung 1992 machte ihr γ -Fluss etwa 30% des Crab-Flusses aus. Bei einem Ausbruch 1996 konnte ein Fluss von etwa einem Crab detektiert werden. Dabei zeigte diese Quelle ein hochvariables Verhalten mit kleineren Ausbrüchen auf einer Zeitskala von 15 Minuten [107].

¹⁷Als Abkürzung für Markarian sind neben Mkn, auch Mrk und Mkr gebräuchlich.

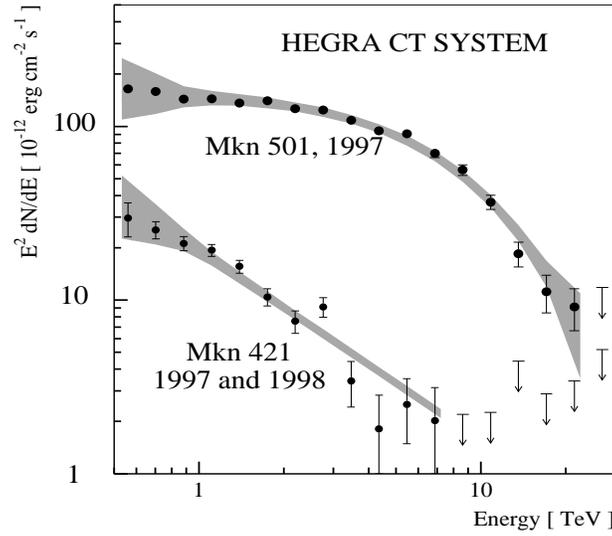


Abbildung 1.12: **Die Energiespektren von Mkn 421 und Mkn 501** wie sie 1997 und 1998 mit dem HEGRA-System der Cherenkov Teleskope gemessen wurden. Während das Spektrum von Mkn 421 einem einfachen Potenzgesetz folgt, zeigt das von Mkn 501 ein Absorptionsverhalten [176].

In den Jahren von 1997 bis 1999 lag der durchschnittliche Fluss bei $\sim 1/3$ Crab mit kleineren Eintages-Ausbrüchen mit maximalen Flüssen bis zu ~ 1 Crab. In 2000 und 2001 stieg der durchschnittliche Fluss auf 2.2 Crab, mit Ausbrüchen von nur einigen Minuten Dauer bis zu 8 Crab und einer Variabilität von weniger als einer Stunde bis hin zu einigen Monaten [11]. Das hochvariable Verhalten des Mkn 421 mit sehr kurzzeitigen Flussänderungen konnte dadurch bestätigt werden.

In Multi-Wellenlängen-Kampagnen (MWC¹⁸), bei denen gleichzeitige Beobachtungen mehrerer verschiedener Experimente in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen durchgeführt werden, konnten in den Jahren 1998 und 1999 Korrelationen zwischen dem TeV-Bereich und dem hochenergetischen Röntgenbereich festgestellt werden. Eine erneute Kampagne des HEGRA-CT-Systems mit dem RXTE-Röntgen-Satelliten im Jahr 2001 konnte diese Beobachtung jedoch nicht bestätigen.

Mkn 501

Mkn 501 mit $z = 0.034$ war die erste extragalaktische γ -Quelle, die nur im TeV-Bereich detektiert wurde. EGRET beobachtete den Mkn 501 erst nach dieser Entdeckung [158] und nahm ihn in seinen dritten Katalog mit auf [125]. Ursprünglich 1995 als schwache Quelle mit etwa 8% des Crab-Flusses entdeckt, entwickelte sich der Mkn 501 in dem TeV-Ausbruch von 1997 zu der bisher stärksten extragalaktische TeV-Quelle, die je detektiert wurde [6, 7].

Der durchschnittliche Fluss des Mkn 501 lag dabei etwa drei mal höheren als der des Crab und erreichte im Maximum das zehnfache des Crab-Flusses. Seit dem Abklingen dieses Ausbruches hat sie nicht wieder diese Stärke erreicht. Der Mkn 501 zeigt in dieser Zeit eine hohe Variabilität mit einer Verdopplung des Flusses innerhalb von zwei Stunden, damit sind die Zeitabstände in denen sich der Fluss signifikant verändert nicht so kurz wie bei dem Mkn 421. In den Jahren 1998 und 1999 lag der durchschnittliche Fluss wieder unterhalb der Ein-

¹⁸engl. Multi Wavelength Campaign

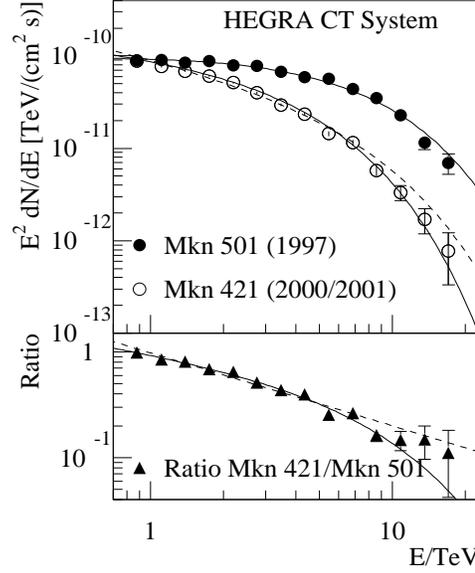


Abbildung 1.13: **Das Energiespektrum von Mkn 421 des Jahres 2001 im Vergleich mit dem Mkn 501-Spektrum aus dem Jahr 1997** ermittelt aus Daten des HEGRA-Cherenkov-Teleskop-Systems. (*oben*) Das Spektrum von Mkn 421 (2001) zeigt wie das von Mkn 501 (1997) ein Absorptionsverhalten. (*unten*) Die Steigung beider Spektren ist allerdings unterschiedlich wie die Darstellung des Verhältniss der beiden Flüsse pro Energieintervall zeigt. (aus [16])

Crab-Schwelle bei etwa $1/3$ Crab, die nur durch einen Kurzzeit-Ausbruch am 26. bis 28. Juni 1998 überschritten wurde [11].

Die Spektren

Der Nachweis der beiden Markarian-Galaxien Mkn 421 und Mkn 501 sorgten für Aufsehen, weil sie nicht nur die ersten zweifelsfrei bestätigten extragalaktischen TeV-Quellen waren, sondern weil die Energiespektren beider Quellen unterschiedlicher nicht sein konnten. Abbildung 1.12 zeigt eine gemeinsame Darstellung der Spektren, die eine Analyse der Daten des HEGRA-CT-Systems ergaben. Das differentielle Spektrum des Mkn 421 ermittelt aus Daten der Jahre 1997 und 1998 lässt sich beschreiben durch [9]:

$$\frac{dN}{dE}(0.5 - 7 \text{ TeV}) \propto \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-3.09 \pm 0.07_{stat} \pm 0.10_{sys}}. \quad (1.7)$$

Das differentielle Spektrum des Mkn 501 aus dem Jahr des grossen Ausbruchs 1997 zeigt einen Verlauf gemäss [7]:

$$\frac{dN}{dE}(0.5 - 24 \text{ TeV}) \propto \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.92 \pm 0.03_{stat} \pm 0.20_{sys}} \exp \left[-\frac{E/(1 \text{ TeV})}{6.2 \pm 0.4_{stat} (-1.5 + 2.9)_{sys}} \right]. \quad (1.8)$$

Während das Energiespektrum von Mkn 421 also einem einfachen Potenzgesetz folgt, weist das flachere Spektrum von Mkn 501 bei höheren Energien Anzeichen für Absorption auf. Es ist um so ungewöhnlicher, als beide Objekte etwa die gleiche Entfernung (z_{Mkn421}

= 0.031, $z_{Mkn501} = 0.034$) zur Erde haben und somit bei einem gegebenen isotrop im Kosmos verteilten Absorptionsmedium das gleiche Absorptionsverhalten zeigen müssten. Dieses Absorptionsmedium ist für γ -Teilchen in dem TeV-Bereich durch den *diffusen intergalaktischen Infrarot-Hintergrund* gegeben. Dieser Infrarot-Hintergrund besteht aus Photonen im μm -Bereich, die die hochenergetischen TeV-Photonen via Paar-Produktion absorbieren. Reanalysen der Markarian-Daten konnte die Ergebnisse der Spektrumsbestimmung einwandfrei bestätigen und schlossen in der Analyse begründete Ursachen für die unterschiedlichen Energiespektren aus [13]. Unabhängige Beobachtungen und Analysen der Whipple Gruppe zeigten ausserdem das gleiche Resultat [65].

Die Gründe müssen also intrinsischer Natur, also in der unterschiedlichen Beschaffenheit der TeV-Quellen zu finden sein. Um Antworten darauf zu bekommen wurden beide Objekte nicht nur im TeV-Bereich weiterhin beobachtet, sondern auch bei anderen Energien eingehend studiert.

Ein interessantes Ergebniss lieferte die Analyse der Mkn421-Daten aus dem Jahr 2001, die mit dem HEGRA-CT-System aufgenommen wurden. Das daraus ermittelte Spektrum zeigt ebenfalls ein Absorptionsverhalten, das in seiner Form mit der des Mkn 501-Spektrums von 1997 verträglich ist (siehe Abbildung 1.13). Bemerkenswert ist dabei, dass diese beiden konvexen Spektren von gerade sich im Ausbruch befindenden Quellen beobachtet wurden. Offensichtlich existiert eine Korrelation des spektralen Index mit dem TeV-Fluss.

Dieses geänderte Verhalten des Mkn 421-Spektrums im Jahr 2001 konnte unabhängig von der Whipple-Gruppe bestätigt werden [179]. Sie ermittelten in den Daten des Ausbruchs von Januar bis März 2001 ein konvexes Spektrum mit

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{Whipple}(0.26 - 17 \text{ TeV}) \propto \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}}\right)^{-2.14 \pm 0.03_{stat}} \exp\left[-\frac{E/(1 \text{ TeV})}{4.3 \pm 0.3_{stat}}\right]. \quad (1.9)$$

Die Steigung des Spektrums ist für das Mkn 421-2001-Spektrum aber steiler als das des Mkn 501 von 1997. Die Absorption tritt also bei niedrigeren Energien ein, die sogenannte *Cutoff-Energie* ist also bei dem Mkn 421 kleiner als bei den Mkn 501 Spektrum. Eine unterschiedliche Cutoff-Energie bei zwei etwa gleich weit entfernten Quellen kann aber nicht ausschliesslich durch Absorption erreicht werden, sondern muss auch intrinsisch begründet sein. Die Menge der analysierten Daten ist aber für endgültige Schlüsse zu gering, als das generelle Aussagen über die TeV-Quellen-Physik oder den Infrarot-Hintergrund möglich wären.

1.4 Ziele dieser Arbeit

Diese Einführung in die Astroteilchen-Physik zeigt ein weites Feld der aktuellen Forschung, das auf der Suche nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung noch viele ungeklärte Fragen bereithält wie zum Beispiel die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung, der Verlauf des Gesamt-Teilchen-Spektrums, die Natur der Post-Geisen-Ereignisse, aber auch die Propagation der kosmischen Strahlung durch das Universum und mögliche Ablenkungs- und Absorptionsmechanismen, sowie viele astronomische Objekte und Phänomene, deren Natur bisher nicht oder nur teilweise verstanden worden ist.

Die AGN sind als die bisher einzigen bekannten extragalaktischen TeV- γ -Emitter eine faszinierende bisher nicht enträtselte Klasse von Objekten. Die primäre Charakteristik der AGN sowie verschiedene Modelle zur Entstehung von γ -Strahlung in AGN-Jets sind zwar bekannt, doch steht eine Erklärung aus, warum das EGRET-Experiment ($E < 20 \text{ GeV}$) 95 AGN detektieren konnte, wenn oberhalb von 250 GeV nur bisher 8 AGN, von denen allesamt

zu der AGN-Klasse der Blazare gehören, als TeV-Emitter entdeckt wurden. Ungeklärt sind auch die Eigenschaften, die diese TeV-Quellen gegenüber anderen AGN auszeichnen, und ihr Potential daraus Selektions-Kriterien ableiten zu können. Anhand der TeV- γ -Blazare Mkn 421 und Mkn 501 wurden einige Charakteristika herausgearbeitet, doch für die Bestätigung eines Modells sind mehr Informationen notwendig. Dazu wäre die Entdeckung eines weiteren mit den Mkn 421 und Mkn 501 vergleichbaren TeV- γ -Blazare wünschenswert.

In dieser Arbeit soll zum Studium des Phänomens der *TeV- γ -Blazare* ein repräsentativer Katalog von AGN-Objekten zusammengestellt und in der Beobachtung mit dem HEGRA-System der abbildenden Cherenkov-Teleskope studiert werden. Zur Analyse soll dazu eine an der Universität Wuppertal entwickelte Software WARGUS¹⁹ verwendet werden [59, 148]. Diese stellt eine eigenständige Analysekette dar, die unabhängig arbeitet von den bisher in der HEGRA-Kollaboration distribuierten, aufbereiteten Daten und der standardisierten HEGRA-Analyse-Software. Die Entwicklung von WARGUS sollte über den normalen Verwendungszweck der Datenanalyse hinaus auch der Qualitätssicherung der Standard-HEGRA-Analyse-Software dienen. Verbesserungen in mehreren Iterationen haben diese Standard-HEGRA-Analyse-Software zu einem sehr genauen, leistungsfähigem Werkzeug zur Analyse von CT-System-Daten gemacht, sie sollte nun durch die Vergleichsmöglichkeit mit WARGUS eine Bestätigung ihrer Basis-Algorithmen bekommen.

Zur Durchführung dieser Untersuchung waren folgende Arbeitsschritte notwendig:

1. Datennahme für das AGN-Programm

- Erstellung des AGN-Katalogs
- Planung der Beobachtungen der AGN-Objekte des Katalogs
- Begutachtung der Datenqualität und evtl. Anpassung der Beobachtungspläne
- Datensicherung und Datenaufbereitung

2. Analyse mit dem WARGUS-Softwarepaket

- Anpassung des WARGUS-Softwarepakets
- Modifikation der WARGUS-Kalibration
- Optimierung der Analyse unter Verwendung von Monte Carlo Daten
- Vergleich mit der HEGRA-Standard-Analyse-Software
- Analyse des Krebsnebel-Datensatzes
- Analyse der Daten von Mkn 421 und Mkn 501
- Auswertung der AGN-Datensätze

3. Interpretation der Resultate

¹⁹Wuppertaler System Analyse für Cherenkov Teleskope

Kapitel 2

Aktive Galaktische Kerne

Die Klasse der Aktiven Galaktischen Kerne (= AGN¹) umfasst eine Vielzahl von Galaxien, die sich durch eine enorme Energieabstrahlung aus einer kompakten Region im Zentrum der Galaxie auszeichnen, die alle anderen zu dieser Galaxie gehörenden Sterne überstrahlt und das Erscheinungsbild der AGN bestimmt. Vermutlich beherbergen AGN in ihrem Zentrum ein rotierendes Schwarzes Loch, das von einer Akkretionsscheibe umgeben ist, ein Torus aus Gas und Staub umschliesst die zentrale Region. Senkrecht zur Scheibe werden zwei entgegengesetzt gerichtete Plasmaausflüsse, sogenannte Jets, ausgebildet, die sich weit ins All ausbreiten.

2.1 AGN-Spektrum

AGN Spektren unterscheiden sich deutlich von dem eines Schwarzkörperstrahlers und sind nicht durch eine Kombination der Spektren aller in dieser Galaxie vorhandenen Sterne erklärbar. Ihr Frequenzspektrum der nicht-thermischen Strahlung erstreckt sich über mehr als fünfzehn Größenordnungen vom Radiobereich (10^8 Hz) bis in den hochenergetischen γ -Bereich (10^{23} Hz).

Eine schematische Darstellung des Energie-Spektrums wie es im allgemeinen von AGN beobachtet wird zeigt Abbildung 2.1. Dieses Fluss-Spektrum kann stückweise durch ein Potenzgesetz der Form

$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (2.1)$$

beschrieben werden, dabei ist F_ν der monochromatische Fluss und α der spektrale Index.

In dieser Darstellung korrespondiert das Integral über einen bestimmten Frequenzbereich mit dem Energieausstoss in diesem Intervall [69]. Entsprechend kann bei einigen AGN der Energieausstoss im optischen bis ultravioletten Bereich sehr heftig sein. Aufgrund der aussergewöhnlichen Form des Spektrums und durch die Polarisation der Strahlung in diesem Bereich gilt der *Blue Bump*² als ein zusätzlicher Beitrag einer thermischen Strahlungsquelle, die das nicht-thermische Kontinuum überlagert. Als Ursprung dieser Schwarzkörperstrahlung wird die Akkretionsscheibe vermutet. Ähnlich verhält es sich mit der thermischen Infrarot-Strahlung der aufgeheizten Materie des Gas- und Staub-Torus, die im Infrarot-Bereich zwischen 1 mm und 2 μm den sogenannten *Infrared Bump* bildet. Während der Blue Bump ein typisches Merkmal eines Quasarspektrums ist, kann der Infrared Bump bei allen AGN-Typen beobachtet werden.

¹engl.: Active Galactic Nuclei

²engl. Blaue Erhebung, beschreibt einen konvexen Verlauf des Spektrums im Bereich des blauen sichtbaren Lichts bis zum ultravioletten Bereich

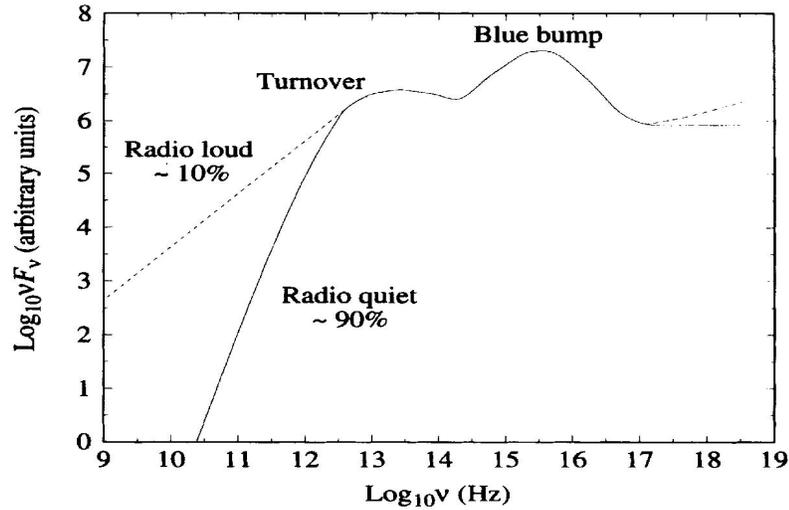


Abbildung 2.1: **Allgemeines Spektrum der Kontinuums Strahlung einer AGN.** Das Integral über einen bestimmten Frequenzbereich korrespondiert in dieser Darstellung mit dem Energieausstoss in diesem Frequenzintervall. (aus [69])

Ein reines Potenzspektrum und hohe Polarisation dagegen sind ein Indiz für eine nicht-thermische Strahlungsquelle. Das Potenzspektrum ist das Resultat der Überlagerung von vielen Synchrotron-Spektren einzelner im Magnetfeld abgelenkter Elektronen. Der niederenergetische Radio-Bereich des AGN-Spektrums zeigt ein typisches Synchrotron-Potenzspektrum, man unterscheidet nach Grösse des spektralen Index in radiolaute ($\alpha \geq -0.5$) und radioleise ($\alpha < -0.5$) Objekte. Das Synchrotron-Spektrum bricht ab, wenn das Elektronen-Plasma undurchsichtig gegenüber seiner eigenen Synchrotron-Strahlung wird, dies tritt ein bei $\nu^{5/2}$ ($\alpha = -2.5$). Dieser Prozess wird *Synchrotron Selbst-Absorption* genannt. Der dadurch erzeugte Abbruch im Spektrum ist in Abbildung 2.1 als *Turnover*³ gekennzeichnet.

2.2 AGN-Klassen

Die Unterteilung der Aktiven Galaxien in verschiedene Klassen basiert auf ihrem Erscheinungsbild und ist historisch geprägt. So wird diese Klassifizierung nach Luminosität im optischen Bereich, Breite der Spektrallinien und die Stärke der Radioemission vorgenommen. Abbildung 2.2 zeigt das Einordnungsschema.

2.2.1 Seyfert Galaxien

Seyfert Galaxien sind nach ihrem Entdecker Carl Seyfert benannt, der diese Galaxien-Klasse 1943 als Objekte mit sehr hellem punktförmigen Zentrum und einem von Emissionslinien dominierten Spektrum identifizierte. Überwiegend handelte es sich dabei um Spiralgalaxien. Seyfert unterschied diese Objekte in zwei Typen: Seyfert1- und Seyfert2-Galaxien.

Seyfert1-Galaxien zeigen schmale Emissionslinien (200-700 km/s)⁴ von H I, He I, He II

³engl. Umschlagen

⁴Aus der Breite der Emissions- oder Absorptionslinien kann über die Dopperverbreiterung auf die Geschwindigkeit in dem emittierenden oder absorbierenden Gas der Stern- oder Galaxien- Umgebung geschlossen

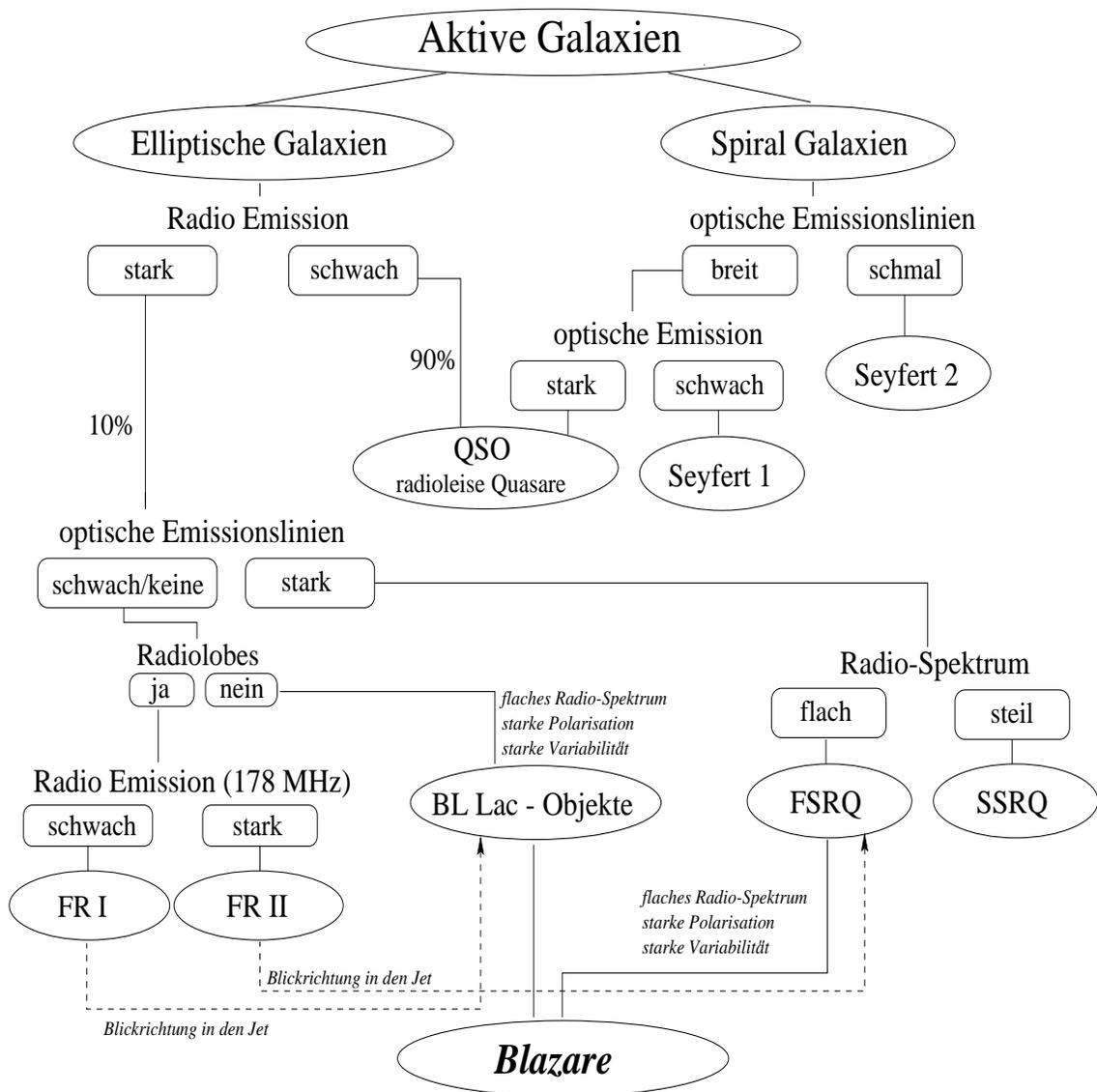


Abbildung 2.2: Das Einordnungsschema der AGN-Klassen nach ihrem Erscheinungsbild.

und verbotene Linien von O III und N II sowie verbreiterte Linien (500-7000 km/s HWB⁵) von H I, He I, He II und Fe II, die unter Umständen eine Verbreiterung entsprechend 30000 km/s HWB erreichen können. Als Ursache dafür werden Materiewolken zweier getrennter Regionen angesehen: eine nahe des Schwarzen Loches im Zentrum der Galaxie, das aufgrund der hohen dort herrschenden Rotationsgeschwindigkeiten eine starke Dopplerverbreiterung verursacht und eine vom Zentrum weiter entfernte Region, die entsprechend geringere Dopplerverbreiterung verursacht. Entsprechend werden diese Gebiete *broad line region*⁶ (= BLR) und *narrow line region*⁷ (= NLR) genannt. Die Seyfert2-Galaxien dagegen zeigen nur schmale und gar keine breiten Emissionslinien. Allen Seyfert-Galaxien eigen ist der helle zentrale Kern der Galaxie, der im Spektrum ein linienfreies optisches Kontinuum zeigt. Die gesamte Luminosität der Seyfert1-Objekte wird von diesem dominiert, Seyfert2-Galaxien sind dagegen leuchtschwächer. Gleiches trifft für die Röntgen-Emission von Seyfert Galaxien zu, während Seyfert1 starke, hochvariable Röntgen-Quellen sind, wurde von Seyfert2 bisher keine Röntgenstrahlung nachgewiesen.

Da es auch Seyfert-Galaxien gibt, die keiner der beiden Klassen eindeutig zuzuordnen sind (Seyfert1.5), geht man davon aus, dass beide Seyfert-Typen im Grunde Darstellungsweisen ein und der selben Objektklasse gesehen unter verschiedenen Blickwinkeln sind. Während bei einer Seyfert1-Galaxie nahezu ungehindert in das Innere der Galaxie geschaut werden kann, blicken Betrachter einer reinen Seyfert2-Galaxie von der Seite auf den das Zentrum der Galaxie umgebenden Staub-Torus. Dieser Staubtorus verdeckt die Sicht auf das optische Kontinuum und die BLR. Er gilt als Absorber der in Seyfert2-Spektren fehlenden Röntgenstrahlung. Dieses Bild wird von Seyfert2-Beobachtungen gestützt, die den Bereich des ionisierten Gases auf eine eng beschränkte Region nahe des zentralen Kerns begrenzen konnten [229].

Die Klasse der LINER⁸ sind im optischen Bereich sehr schwach, was ihre Klassifizierung als AGN in Frage stellt. Da sie aber ein ähnliches Spektrum wie die Seyfert2-Galaxien allerdings mit einem niedrigeren Ionisationsniveau zeigen, werden sie in der Regel den Seyfert-Galaxien zugeordnet.

2.2.2 Radio-Galaxien

Die hellste bekannte Radio-Galaxie neben unserer Milchstraße, der Cyg A, ist bereits 1946 von J.S. Hey und seinen Mitarbeitern entdeckt worden. Radio Galaxien sind nahezu ausschließlich elliptische Riesengalaxien mit starker Radioemission ($L_{1.4GHz} \geq 10^{30} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$) und ausgedehnten Radiostrukturen, den *Radio-Lobes*. Man unterscheidet sie je nach Morphologie und Luminosität im Radiobereich in Fanaroff-Riley-Objekte Typ I (FR-I) und Typ II (FR-II). Fanaroff und Riley fanden 1974 heraus [103], dass eine kritische Radioluminosität bei 178 MHz von $L_{178MHz} = 5 \cdot 10^{30} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ existiert, die diese AGN-Klasse in zwei Unterklassen unterschiedlicher Morphologie aufteilt.

Die leuchtstarken (high luminosity) FR-II-Objekte weisen zwei helle, ausgeprägte Radio-Regionen an den entgegengesetzten Seiten eines zentralen Radio-Kerns auf, die Radiolobes, ihre Enden sind extrem radiohell und werden *Hotspots*⁹ genannt. Diese im Vergleich zu

werden. Die hier angegebenen Werte sind Ober- und Untergrenzen der möglichen Gasgeschwindigkeiten.

⁵Halbwertsbreite = Breite der Kurve bei halber maximaler Amplitude

⁶Region mit breiten Linien

⁷Region mit schmalen Linien

⁸Low Ionisation Narrow Emission Line Region (engl.) = Region mit geringer Ionisation und schmalen Emissionslinien

⁹engl. heiße Flecken

der Host-Galaxie grossräumigen Strukturen und sind die stärksten bekannten Quellen von Radiostrahlung.

Die leuchtschwachen (low-luminosity) FR-I-Galaxien dagegen zeigen einen hellen Radio-Kern und Radio-Lobes, die bis in den Galaxien-Kern hinein verlaufen, deren Leuchtkraft aber mit zunehmender Distanz zum Galaktischen Zentrum immer mehr abnimmt. Diese jetähnlichen Radiolobes emittieren eine polarisierte Strahlung und zeigen ein nicht-thermisches Kontinuum, was auf die im Kern erzeugte Synchrotron-Strahlung hinweist.

2.2.3 Quasare und QSO

Sehr helle, nicht auflösbare, also sternähnliche Seyfert-Galaxien wurden bei ihrer Entdeckung durch M. Schmidt 1963 zunächst Quasi Stellare Objekte (= QSO) getauft. Ihr Spektrum zeigte ungewöhnlich hoch rotverschobene Emissionslinien, was auf eine extrem grosse Entfernung schliessen liess. QSO sind die entferntesten bekannten Objekte im All, der Quasar SDS 1030+0524 liegt zum Beispiel bei $z \approx 6.28$ [43]. Sie sind für die Kosmologie von grosser Bedeutung, da ihre Emissionen zu einem entsprechend frühen Zeitpunkt des Universums ausgesandt worden sind. QSO gelten heute als die leuchtstärkere Version der Seyfert1-Galaxien, wobei eine absolute Helligkeitsgrenze von $M_B = 23^{mag}$ als praktikable Definition zur Unterscheidung benutzt wird [216].

Ursprünglich wurden alle Host-Galaxien¹⁰ der QSO als elliptisch identifiziert. In den letzten Jahre entstanden aber immer bessere und höher aufgelöste Bilder dieser Objekte und ihrer Host-Galaxien, diese zeigten, dass ein Grossteil in Spiral-Galaxien residiert, was die These der superluminosen Seyfert1-Galaxien unterstützt.

Allerdings heben sich etwa 10% durch eine sehr starke Radioemission von dem typischen Quasi-Stellaren Objekt ab. Diese radio-lauten QSO werden *Quasare*¹¹ genannt und haben ausschliesslich elliptische Host-Galaxien, während die restlichen 90% radio-leisen QSO überwiegend Spiral-Galaxien als Hosts haben. In den allgemeinen Sprachgebrauch hat sich der Terminus Quasar als Bezeichnung dieser Objekt-Klasse etabliert und schliesst sowohl radio-leise QSO als auch radio-laute QSO also die eigentlichen Quasare mit ein. Letztere starke Radioemitter werden lediglich mit dem Zusatz radio-laut gekennzeichnet.

Radio-laute Quasare lassen sich unterteilen in *Flach-Spektrum-Radio-Quasare* (= FSRQ) mit einem spektralen Index im Radiobereich von $\alpha \geq -0.5$ ($S_\nu \propto \nu^\alpha$) und *Steil-Spektrum-Radio-Quasare* (= SSRQ) mit $\alpha \leq -0.5$. FSRQ besitzen ein kompaktes Radioemissionsgebiet nahe des Galaxienkerns, das auf einen relativistischen Jet zurückgeführt wird, der bei einer Ausrichtung nahe der Beobachtungslinie Teilchen relativistisch beschleunigen kann und somit das gesamte Quellspektrum dominiert. Die steilen Spektren der SSRQ dagegen werden von den isotrop abstrahlenden Radiolobes der Host-Galaxie und von den Hot-Spots am Terminationpunkt der Jets erzeugt.

2.2.4 Blazare

Die Blazare¹² bilden eine spezielle AGN-Unterklasse, die sich durch starke Variabilität in allen Wellenlängenbereichen und einen hohen Polarisationsgrad auszeichnet. Sie umfasst sowohl die radiolauten Quasare (FSRQ) und die BL Lac-Objekte als auch die optisch höchst variablen und extrem leuchtstarken Objekte (Optical Violent Variables = OVV) und die hoch

¹⁰Host-Galaxie beschreibt die Art der Heimat-Galaxie, von der der aktive galaktische Kern beherbergt wird.

¹¹quasi stellar radio source

¹²Blazar ist ein Kunstbegriff, entstanden aus BL Lac und Quasar.

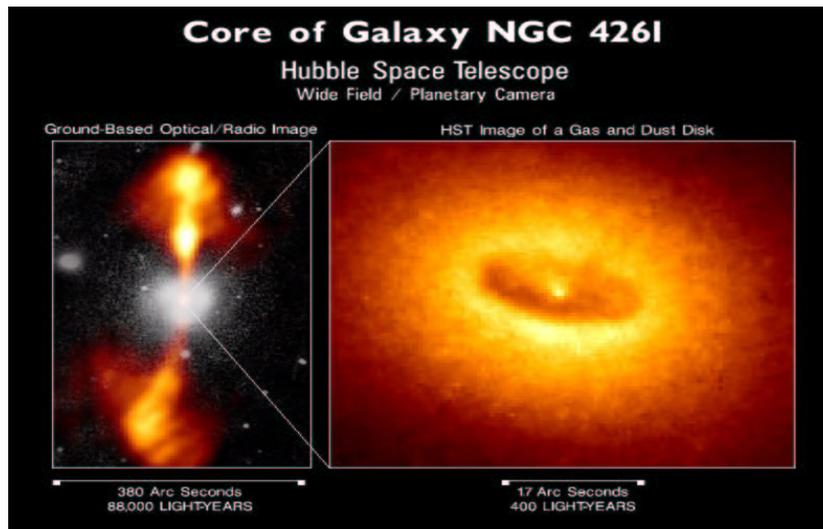


Abbildung 2.3: **Bilder der aktiven Galaxie NGC 4261.** (*links*) Die Aufnahmen erdgebundener optischer und Radio-Teleskope sind hier zur besseren Visualisierung übereinander gelegt. Sie zeigen die grossräumige Struktur der AGN: die zwei entgegengesetzt gerichteten Jets, die aus dem Zentrum zu kommen scheinen und das optisch-helle Zentrum. (*rechts*) Die Aufnahmen des optischen Hubble-Space-Teleskop (HST) zeigen die kleinräumigen Strukturen des inneren Bereichs der AGN. Hochaufgelöst ist eine Torus-Struktur sichtbar, der Gas- und Staub-Torus, in dem ein sehr heller, kompakter Bereich im Zentrum zu sehen ist. Dieser wird als eine ein Schwarzes Loch umgebende Akkretionsscheibe interpretiert. (aus [69])

polarisierten Quasare (Highly Polarized Quasars = HPQ), die eine deutlich höheren Polarisation in der Kontinuumsstrahlung zeigen. In einem Blazar-Spektrum fehlt der im allgemeinen AGN Spektrum auftretende Blue Bump. Alle bisher entdeckten TeV- γ -Emitter sind Blazare.

Der namensgebende Prototyp der BL Lac-Objekte ist der BL Lacertae (BL Lac). Charakteristisch für die BL Lacs ist neben der starken Variabilität (Verdopplung des Flusses in weniger als einer Stunde) und der starken, ebenfalls variablen Polarisation (30% - 40% linear polarisiert) ein nicht-thermisches Kontinuum, das nahezu frei von Emissions- und Absorptionslinien ist (*featureless continuum*).

Auf der *Pittsburgh Conference on BL Lac objects* 1978 erklärten Blandford & Rees diese Eigenschaften durch ein beschleunigtes Emissionsgebiet, das sich mit relativistischer Geschwindigkeit auf uns zu bewegt in der Form eines im Raum fixierten Jets, der nahe der Sichtlinie zu uns orientiert ist [51]. Diese Einschränkung des auf uns zeigenden Jets, limitiert die Anzahl der Blazare im Vergleich zu den anderen AGN-Objekten. Ende des Jahres 2000 waren über 10000 Quasare bekannt, aber nur 500 BL Lac-Objekte entdeckt [36].

2.3 Vereinheitlichtes AGN-Modell

Die seit Mitte der achtziger Jahre diskutierte These, die verschiedenen AGN-Klassen seien nur unterschiedliche Darstellungsweisen eines Galaxien-Typs, ist mittlerweile allgemein akzeptiert. Je nach Orientierung des AGN-Objekts zu uns zeigen sich dem Betrachter verschiedene Charakteristiken, die historisch bedingt zu den unterschiedlichen Klassifizierungen führten. Nach diesem vereinheitlichten Modell handelt es sich bei einer AGN um ein rotie-

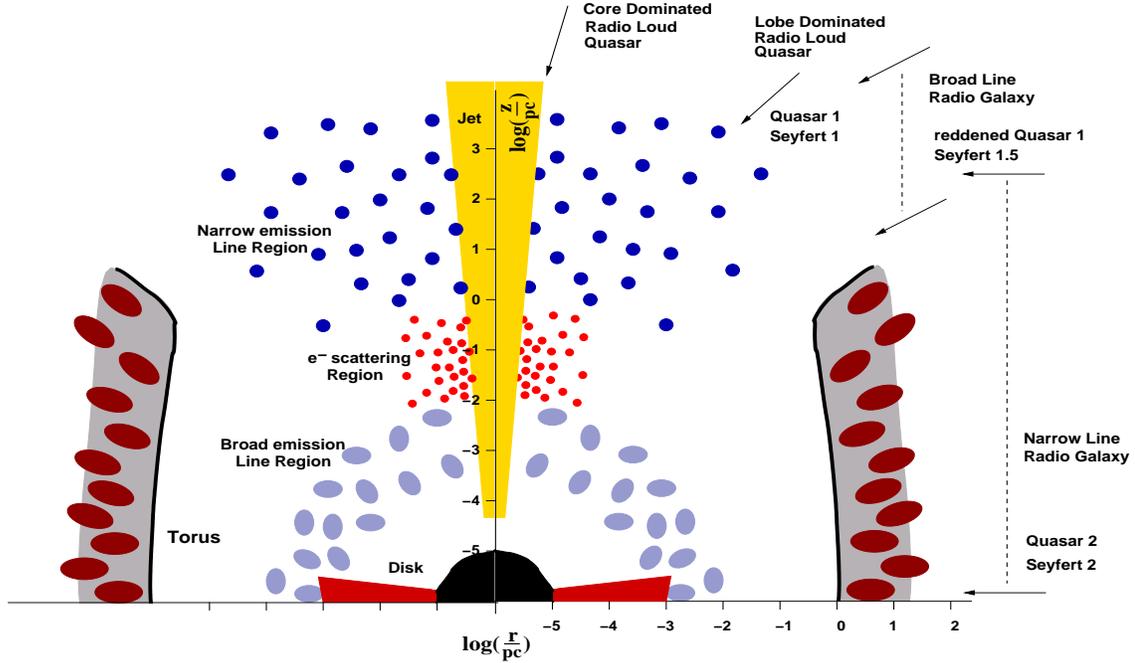


Abbildung 2.4: **Modellschema einer AGN** in doppelt-logarithmischer Skalierung zur hochauflösenden Darstellung der inneren Bereiche [304].

rendes, supermassives Schwarzes Loch ($M \sim 10^6 - 10^9 M_\odot$ ¹³, $r_S \sim 10^{-5} pc$) im Zentrum einer torusförmigen Akkretionsscheibe mit bipolaren, relativistischen Plasma-Ausflüssen (Jets) entlang der Rotationsachse und einer umgebenden Staub- und Gaswolke. Dieses Bild wird von Beobachtungen unterstützt wie Abbildung 2.3 zeigt. Näheres zu dem vereinheitlichten Modell ist neben vielen anderen in den Arbeiten von M. Urry und P. Padovani [217, 277, 278], G. Ghisellini [111], L. Costamante [84, 83] und R. Sambruna [251, 250, 249] ausgeführt.

Über die typisch beobachteten AGN-Luminositäten von $L \approx 10^{46} erg s^{-1}$ und deren Variabilität um ein Vielfaches auf extrem kurzen Zeitskalen (Δt_L) kann die Grösse des Emissionsgebietes der AGN bestimmt werden:

$$R(\Delta t_L = 1h) = \gamma c \Delta t_L \approx 1.08 \cdot 10^{13} m = 3.5 \cdot 10^{-4} pc \quad (2.2)$$

mit dem Lorentz-Faktor $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$ für relativistische Betrachtung. Für typische AGN beträgt dieser Lorentz-Faktor $\gamma \approx 10$, welches einer Geschwindigkeit von $v = 0.995c$ entspricht.

Der enorme Energieausstoss aus einer solchen kompakten Region impliziert direkt ein Schwarzes Loch als inneren Antrieb dieser Objekte¹⁴, da die obere Grenze für die Luminosität eines sphärisch symmetrischen Objekts im hydrostatischen Gleichgewicht durch das

¹³ $M_\odot = M_{Sonne} = 1.989 \cdot 10^{30} kg$

¹⁴Unter der Annahme einer sphärischen Geometrie des inneren Kerns der AGN.

Eddington Limit gegeben ist:

$$L_{Ed} \approx 1.5 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{erg s}^{-1} \quad (2.3)$$

Oberhalb von L_{Ed} tritt ein Massenverlust ein. Für eine typische AGN mit $L \approx 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ ergibt sich damit eine Massen-Obergrenze von $M > 3.3 \cdot 10^8 \cdot M_{\odot}$. Für diese Obergrenze ergibt sich ein Schwarzschildradius von $r_S = \frac{1}{c^2} \cdot 2GM_{BH} \approx 10^{12} \text{ m}$ mit der Gravitationskonstanten $G = 6.672 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2} \text{ kg}^{-1}$. Dieser deckt sich mit der vorher ermittelten Grösse des Emissionsgebietes.

Der zentrale Antrieb einer aktiven Galaxie ist eine das rotierende supermassive Schwarze Loch umgebende Akkretionsscheibe. Die Konversion von gravitativer Potentialenergie durch Massenakkretion ist sehr effizient und wird verstärkt durch die kinetische Energie der Rotation des Schwarzen Loches, die eine zusätzliche Energiequelle darstellt. Die Energieabstrahlung durch den Akkretionsprozess ist gegeben durch $L_{Scheibe} = \eta \dot{M} c^2$, dabei ist η die Effizienzfaktor des Prozesses, der hier bei 5.7% bis 42% liegt [69].

Die Struktur der Akkretionsscheibe ist abhängig von dem Verhältnis der Akkretionsluminosität zum Eddington-Limit $f_{Ed} = \frac{L_{Scheibe}}{L_{Ed}}$, das theoretische Vorhersagen zulässt:

◇ $f_{Ed} < 0.01$

Die Dichte der Scheibe ist zu gering für eine effektive Kühlung der durch Reibung aufgeheizten Ionen durch Abstrahlung. Es entsteht ein Torus aus heissen Ionen, der durch den hohen Ionen-Druck getragen wird.

◇ $0.01 < f_{Ed} < 0.1$

deutet auf eine *dünne Akkretionsscheibe* hin, deren Höhe klein gegenüber der radialen Ausdehnung ist.

◇ $1.0 < f_{Ed}$

beschreibt den Zustand der *Super-Eddington-Luminosität*, in dem die akkretierte Materie einen ausgedehnten Strahlungs-Torus formt, in dem Gravitation und Strahlungsdruck unter Einbeziehung der Photonen ein Gleichgewicht bilden.

Die Rotations-Bewegung der ionisierten Materie der Scheibe erzeugt Magnetfelder, deren Schwankungen nahe der Oberfläche der Akkretionsscheibe elektrische Felder induzieren, die die geladenen Teilchen von der Scheiben fort auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigen können. Ein anderer Prozess, der die Rotationsenergie des Schwarzen Loches zur Erklärung der Beschleunigung von elektromagnetischer Strahlung und relativistischen Elektronen-Positron-Paaren nutzt, ist der Blandford-Znajek-Mechanismus. Während dieser Prozess die Rotationsgeschwindigkeit des rotierenden Schwarzen Loches schwächt, geht der erste Prozess zu Lasten der Akkretionsenergie der Scheibe. Beide erzeugen jedoch relativistische Plasmaausflüsse entlang der Rotationsachse, die Jets. Je nach Orientierung des Jets zeigt sich ein anderes Bild der AGN. Näheres zur Jet-Scheibe-Beziehung (jet-disk-connection) geben unter anderem die Arbeiten von Donea und Protheroe [96], D’Elia, Padovani und Landt [90].

Die Abbildung 2.4 zeigt eine Skizze einer AGN in doppellogarithmischer Darstellung zur besseren Auflösung des inneren Bereichs der AGN. Sie zeigt das nach aktuellem Kenntnisstand entworfene AGN-Modell. Demnach dehnt sich die Akkretionsscheibe bis auf $r \sim 10^{-3} pc$ aus, in ihrem inneren Bereich wird die Erzeugung der Röntgenstrahlung vermutet, die weiter aussen liegenden Regionen werden der optischen und der UV-Emission zugeschrieben.

Tabelle 2.1: Modelle der Prozesse in AGN-Jets nach K. Mannheim [195].

	Hadronisch: Proton	Leptonisch: Elektron
intern	S-PIC Proton eigeninitiierte Synchrotron Kascade (self proton initiated synchrotron cascade)	SSC Synchrotron selbst Compton (synchrotron self compton)
extern	E-PIC Proton-Streuung an externen γ s (proton scattering at external γ)	EC externe γ s als Target für inverse Compton-Prozesse (external γ as target for inverse compton process)

Das Entstehungsgebiet der stark dopplerverbreiterten Emissionslinien (BLR) befindet sich nahe des rotierenden Schwarzen Loches bis $0.01 pc$, das der schmalen Emissionslinien (NLR) auf radialen Entfernungen von einigen kpc. Damit erklärt sich die starke Variabilität der BLR-Linien und die Stabilität der NLR (Details siehe [304]). Je nach Beobachtungswinkel zeigt sich die AGN als Seyfert1 oder Seyfert2-Galaxie, als radiolauter Quasar oder radioleiser Quasar (Quasar2).

Die Beobachtungsperspektive, die Massenakkretionsrate, das Drehmoment und die Masse des Schwarzen Loches bestimmen massgeblich welche der AGN-Klassen sich uns darstellt.

2.4 Host Galaxien

Die Galaxie, die den aktiven galaktischen Kern beherbergt, wird Host-Galaxie genannt. Diese wird in der klassischen optischen Astronomie nach ihrer Morphologie in verschiedene sogenannte Hubbel-Typen eingeteilt wie zum Beispiel elliptische Galaxien und Spiral-Galaxien. Während etwa 90% der Seyfert-Galaxien Spiral-Galaxien mit aktivem Kern sind, sind die Hosts von Quasaren überwiegend elliptisch. Mit fortschreitender Verbesserung der Auflösung optischer Teleskope konnten weitentfernte Quasare aber auch als Spiralgalaxie identifiziert werden.

Die Spektrallinien der Sterne der Host-Galaxie dienen die Entfernungsbestimmung der AGN. Da BL Lac-Objekte ein nahezu linienfreies Kontinuum zeigen, ist noch heute für viele dieser Blazare eine Entfernungsangabe ungenau oder fehlt vollständig. In einem der wichtigsten BL Lac-Kataloge, dem 1Jy-Radio-Katalog von 1998 [181], fehlten noch 25% aller Entfernungsangaben [277].

Neben der Entfernungsbestimmung ist die Frage welche Art von Galaxien einen aktiven galaktischen Kern beherbergen und wie die Umgebung der Aktiven Galaxie sich auf deren evolutionäres Verhalten auswirkt, keinesfalls trivial. Um eine aktive Galaxie aktiv zu halten, muss genügend Masse mittels gravitativer Kräfte in das rotierende Zentrum der Galaxie gezogen werden, die Massenakkretionsrate \dot{M} hängt ab von der Masse des Schwarzen Loches M_{BH} . Neuere Untersuchungen zur Bestimmung von Massen Schwarzer Löcher ergaben eine direkte Korrelation zwischen der Masse eines Schwarzen Loches M_{BH} und den Eigenschaften

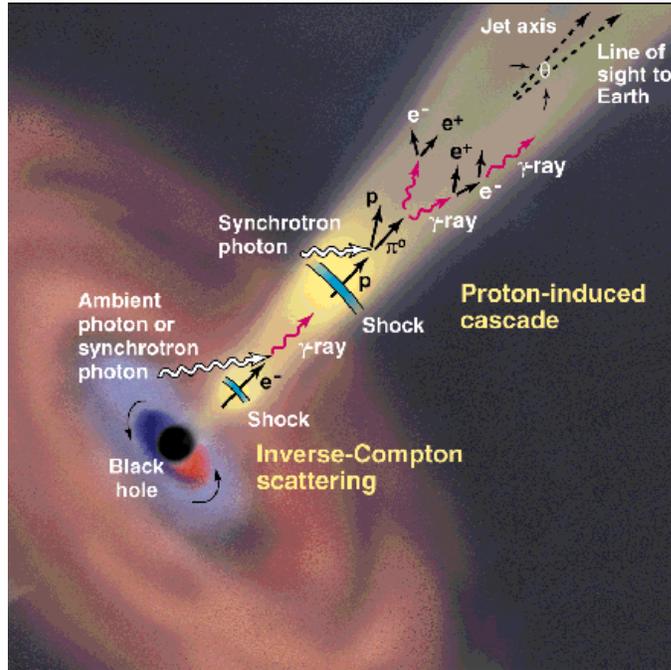


Abbildung 2.5: **Künstlerische Darstellung der Prozesse in einem AGN-Jet** unter Berücksichtigung der beteiligten Teilchen Populationen [196].

seiner umgebenden Host-Galaxie, die sowohl für aktive Galaktische Kerne wie für inaktive normale Galaxien gelten. Der Vorschlag von Magorrian et al. [193] M_{BH} sei proportional zur Bulge-Luminosität der Host Galaxie L_{bulge} und damit zur Bulge-Masse des Hosts M_{bulge} konnte durch neue Daten des HST mit $M_{BH}/M_{bulge} \sim 0.001$ und $M_{BH} \propto L_{bulge}^{1.1}$ bestätigt werden [173].

Der signifikante Zusammenhang zwischen M_{BH} und der zentralen Geschwindigkeitsdispersion σ der Sterne der Host-Galaxie mit $M_{BH} \propto \sigma^{3.5-5.0}$ [286], erlaubt nun eine alternative Massenbestimmung von Schwarzen Löchern durch Messung von σ .

2.5 AGN-Jets

Die Jets der AGN sind ohne Zweifel die Quellen hochenergetischer γ -Strahlung. Allgemeiner Konsens besteht darüber, dass die Jets ihre Energie durch die Extraktion von Rotations-Energie eines rotierenden Schwarzen Loches beziehen, dem sogenannten Blandford-Znajek-Prozess [52], oder von der akkretierten ionisierten Materie der Akkretionsscheibe. Dennoch ist der eigentlich innere Antrieb, sowie der Ort des Fusspunktes des Jets im Inneren der AGN bis heute unverständlich. Zur Beschleunigung der Teilchen in einem Jet wird die Beschleunigung an Schockfronten zugrunde gelegt.

Zur Erzeugung der γ -Quanten im Jet der AGN werden zur Zeit zwei grundlegend verschiedene Modelle diskutiert (Tabelle 2.3), die in zwei voneinander unterschiedliche Ideen verfolgen: das *leptonische Modell* ([252, 110]) und das *hadronische Modell* ([196, 206, 207]).

In dem leptonischen Modell werden relativistische Elektronen im Magnetfeld des Jetplasmas beschleunigt und erzeugen dabei Synchrotron-Strahlung. Treffen diese relativistischen Elektronen auf die statistisch gesehen gleiche Population von niederenergetischen Synchrotron-

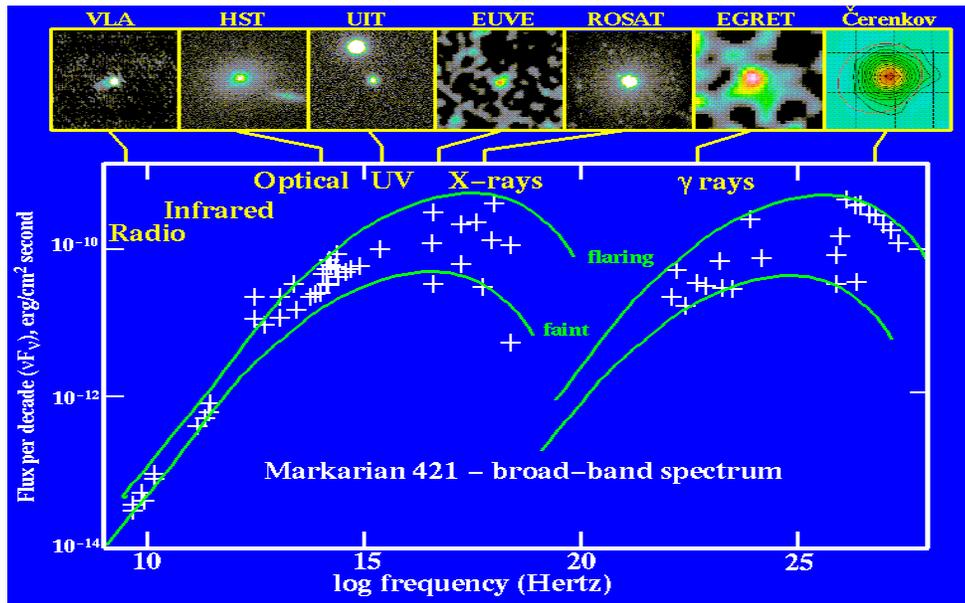


Abbildung 2.6: **Spektrale Energieverteilung der Aktiven Galaxie Markarian 421** gemessen in verschiedenen Energiebereichen mit entsprechenden Experimenten vom niederenergetischen Radio-bereich bis hin zum hochenergetischen Bereich der Gammastrahlung, der mit Cherenkov-Teleskopen nachgewiesen wird (von Bill Keel).

Photonen werden diese in einem inversen Compton-Prozess zu relativistischen Energien hochgestreut (SSC), treffen die relativistischen e^- auf ein externes Saatphotonenfeld z.B. aus der Akkretionsscheibe so spricht man von externen inversen Compton-Prozessen (EC).

Die hadronischen Modelle basieren auf der Nachbeschleunigung von normaler Materie im Jet, die über Wechselwirkung mit Synchrotron-Photonen neutrale Pionen erzeugen. Diese zerfallen in Photonen und lösen via Paarerzeugung auch eine leptonische Kaskade aus. Dieser Prozess wird *Proton eigen initiierte Synchrotron Kaskade* (S-PIC) genannt, wenn die eigene Photonen-Population bei dem Inversen-Compton-Prozess beteiligt ist, und E-PIC (Proton-Streuung an externen γ s), wenn sie auf ein externes Saatphotonenfeld treffen.

Die Erzeugungsmechanismen sind in Abbildung 2.4 anschaulich dargestellt.

2.6 Charakteristika der Blazare

Blazare stellen nur einen geringen Anteil an allen bisher bekannten AGN-Objekten. Durch die besondere Ausrichtung des Jets, der bei Blazaren direkt auf den Beobachter zeigt, und daher keine Absorption durch die Akkretionsscheibe oder den Torus aufweist, sind sie wichtige Untersuchungsobjekte zur Klärung der inneren Antriebskraft der aktiven Galaxie und der Physik des Jets selbst.

Die spektrale Energieverteilungsfunktion (= SED¹⁵) eines typischen Blazars (Abbildung 2.6) zeigt eine charakteristische Doppel-Peak-Struktur mit einem Maximum bei niedrigen Energien, das durch Synchrotron Strahlung hervorgerufen wird, und einem Maximum bei hohen Energien, die durch Strahlung von inverser Compton-Streuung an niederenergetischen Photonen verursacht wird.

¹⁵spectral energy distribution

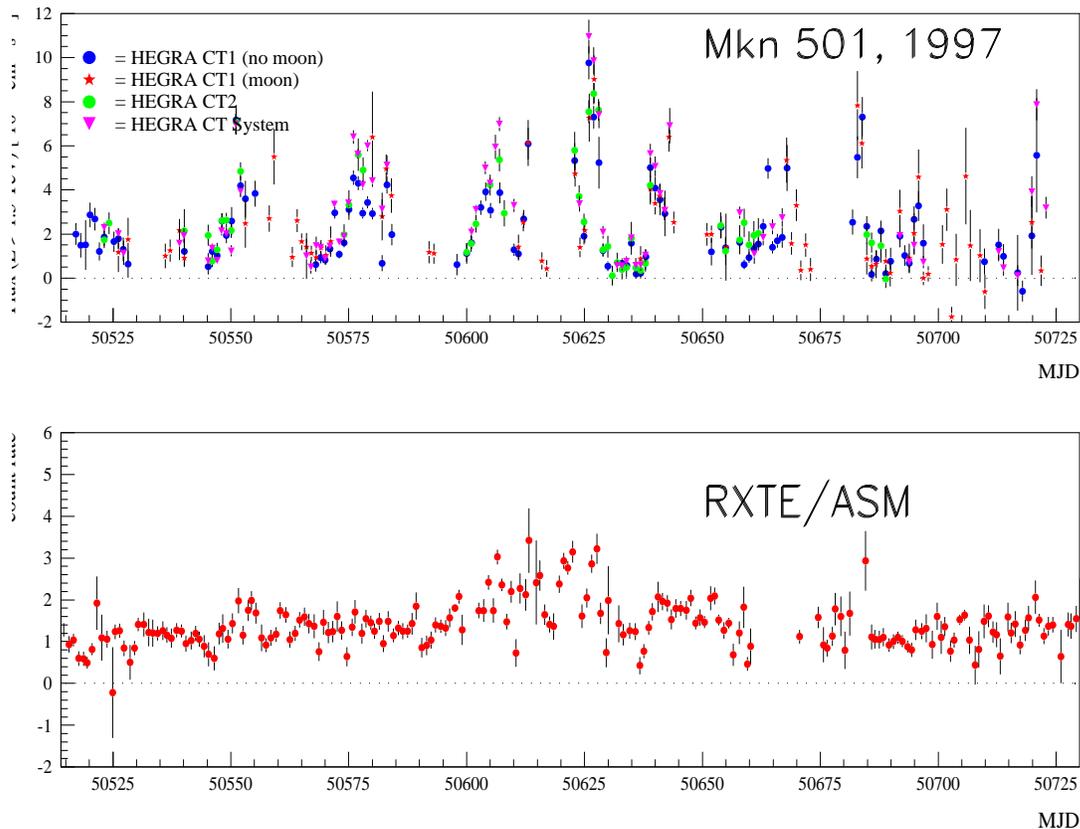


Abbildung 2.7: **RXTE- und HEGRA-Lichtkurve von Mkn 501 im Jahr 1997** sind hier im Vergleich untereinander im gleichen Zeitintervall dargestellt. Um zeitlich sich überschneidende Datenmengen zu schaffen, mussten die hier angegebenen Flüsse wöchentlich gemittelt werden. Deutlich ist die hohe Variabilität zu erkennen, insbesondere im TeV-Bereich, der hier mit dem Einzelteleskop CT1 aufgenommen wurde (aus [225]).

In Zeiten von grosser Aktivität, sogenannten Flares, verschieben sich beide Maxima des Spektrums nahezu gleichzeitig sowohl zu grösseren Flüssen als auch zu höheren Energien. Multi-Wellenlängen-Beobachtungen des Mkn 501-Ausbruchs im Frühjahr 1997 im TeV- und Röntgen-Bereich zeigten eine starke Korrelation der beiden Energiebereiche sowohl in der Intensität als auch in der Variabilität des Photonen-Flusses (Abbildungen 2.7 und 2.8). Die direkte Korrelation von Röntgen und TeV- γ -Strahlung deutet auf ein und dieselbe emittierende Teilchen-Population in Jet hin (SSC = Synchrotron-Self-Compton) und unterstützt die Annahme von leptonischen Kaskaden im Jet-Modell.

Dieser Fund führte zu einer Reihe von Multiwellenlängen-Beobachtungen, die der Enträtselung der Beschleunigung-Mechanismen im AGN-Jet dienen.

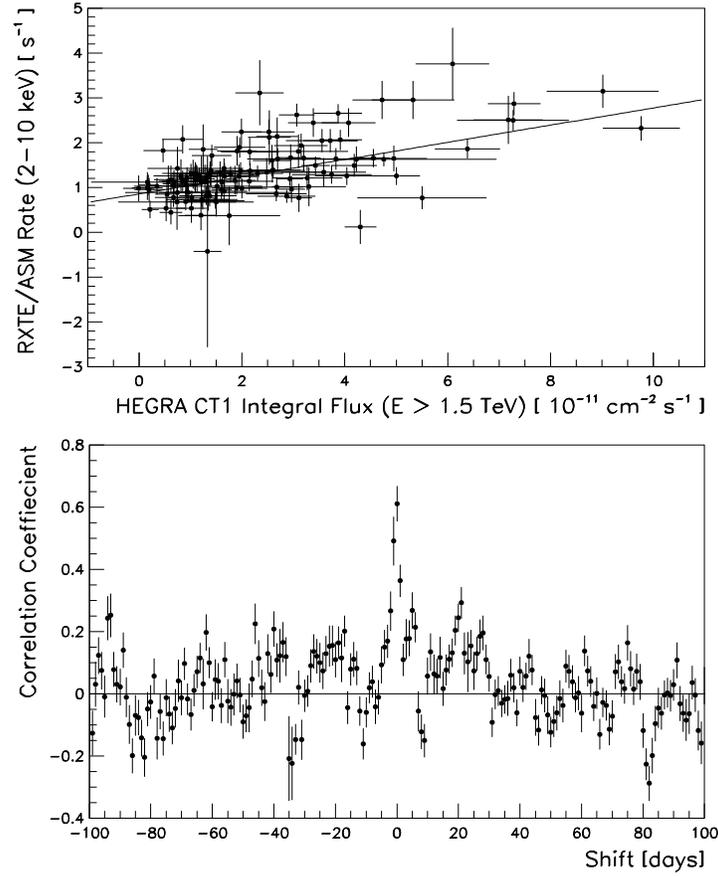


Abbildung 2.8: Korrelationsanalyse zwischen RXTE-Daten des weichen Röntgenbereichs und den HEGRA-CT1-Daten des TeV-Bereichs aus der Richtung des Mkn 501 im Jahr 1997. Während die obere Abbildung den Fluss in den beiden Energiebereichen gegeneinander aufträgt, zeigt die untere Graphik den Korrelationskoeffizienten bei einer zeitlichen Verschiebung der RXTE und HEGRA Datensätze gegeneinander. Die Korrelation ist am stärksten für eine Verschiebung von nahe Null Tagen, das bedeutet, dass die Flüsse direkt korreliert sind [8].

2.7 Absorption von TeV- γ -Strahlung durch den kosmischen Infrarot Hintergrund

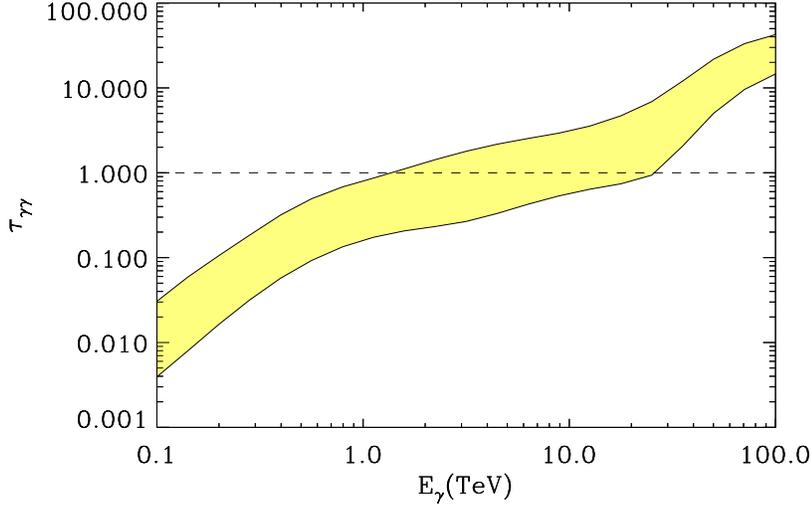
Der Nachweis hochenergetischer TeV- γ -Strahlung impliziert auch kosmologisch höchst interessante Konsequenzen.

Die von einer extragalaktischen Quelle in einer Entfernung z emittierten TeV-Photonen der Energie E_γ werden von niederenergetischen Photonen der kosmischen Infrarot-Hintergrundstrahlung (CIB¹⁶) mit Energie ϵ_b via Paarproduktion ($\gamma + \gamma_b \rightarrow e^+e^-$) oberhalb der Energieschwelle ϵ_{thresh} absorbiert:

$$\epsilon_{thresh} = \frac{2(m_e^2)^2}{E_\gamma(1 - \cos\theta)(1 + z)^2} \quad (2.4)$$

dabei ist m_e die Elektronenmasse und θ der Streuwinkel zwischen den beiden Photonen.

¹⁶cosmic infrared background

Abbildung 2.9: Der γ -Horizont 2001 [126].

Die Wahrscheinlichkeit für diese Reaktion ist über den Wirkungsquerschnitt gegeben:

$$\sigma(E_\gamma, \epsilon_b) = \frac{3\sigma_T}{16}(1 - \beta^2) \left((3 - \beta^4) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} + 2\beta(\beta^2 - 2) \right) \text{cm}^2 \quad (2.5)$$

mit $\beta = \sqrt{1 - \frac{\epsilon_{\text{thresh}}}{\epsilon_b}}$ und $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{cm}^2$ dem Thomson-Wirkungsquerschnitt.

$\sigma(E_\gamma, \epsilon_b)$ ist eine Funktion der Energien des ausgesendeten Quell-Photons E_γ und des Hintergrundphotons ϵ_b und wird maximal für

$$E_\gamma \approx 0.5 \left(\frac{1 \text{eV}}{\epsilon_b} \right) \text{TeV} \quad (2.6)$$

Quell-Photonen mit $E_\gamma \approx 1 \text{TeV}$ wechselwirken daher mit Hintergrund-Photonen im infraroten Bereich mit $\epsilon_b \approx 2 \text{eV}$ und Wellenlängen von $\lambda_b \approx 2.48 \mu\text{m}$. Photonen mit $E_\gamma \approx 100 \text{TeV}$ werden von der 2.7 K-Mikrowellen-Hintergrund-Strahlung (CMBR¹⁷) mit $\epsilon_b \approx 10^{-2 \dots -3} \text{eV}$ absorbiert.

Die Absorptionsstärke hängt ab von der Photonen-Dichte des Hintergrundes $n(\epsilon_b)$ und impliziert dadurch eine optische Tiefe $\tau_{\gamma\gamma}$ für die $\gamma\gamma_b$ -Reaktion, die sowohl von der Energie der Quell-Photonen E_γ als auch von der Entfernung zur Quelle z abhängt: $\tau_{\gamma\gamma} = \tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma, z)$. Ein intrinsisches Teilchenfluss-Spektrum $F_0(E_\gamma)$ wird zu dem auf der Erde beobachtbaren Spektrum $F(E_\gamma, z)$:

$$F(E_\gamma, z) = F_0(E_\gamma) \exp(-\tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma, z)) \quad (2.7)$$

Bei gegebenem Hintergrund existiert somit eine maximale Entfernung bei $\tau_{\gamma\gamma} = 1$ für beobachtbare TeV- γ -Quellen, der sogenannte γ -Horizont. Für $\tau_{\gamma\gamma} < 1$ wird das Universum für TeV-Photonen transparent, für $\tau_{\gamma\gamma} > 1$ ist es in diesem Energiebereich opaque (Abbildung 2.9). Die Photonendichte des primordialen CMBR ist so gross, dass alle extragalaktischen Photonen mit $E > 100 \text{TeV}$ vollständig absorbiert werden und das Universum in diesem Energiebereich opaque ist.

¹⁷cosmic microwave background radiation

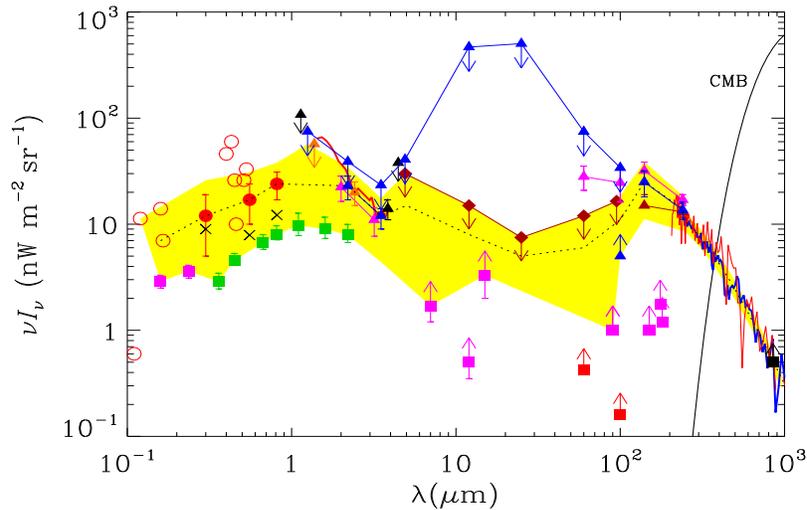


Abbildung 2.10: Der experimentell vermessene kosmische Infrarot-Hintergrund [126].

Die Photonendichte des Infrarot-Hintergrundes ist dagegen unbekannt. Direkte Messungen mit Satelliten-Experimenten wie COBE und ISO sind aufgrund hoher Störstrahlung unserer eigenen Galaxie, des Zodiaklichts oder der Wärmestrahlung der Messinstrumente mit hohen Ungenauigkeiten behaftet. Diese legen aber obere Grenzen fest, die zur Prüfung von Modellen benutzt werden. Die CIB setzt sich zusammen aus Infrarot-Emission von nahen Galaxien und optischen Emissionen von rotverschobenen entfernteren Galaxien. Da die CIB ausserdem auf die Stern-Bildungs-Prozesse im frühen Universum hinweisen, ist ihre Kenntniss von kosmologischer Bedeutung, im $1 \mu m$ -Bereich emittiertes Sternenlicht heizte den umgebenden Staub auf, der dann Photonen bei $100 \mu m$ abstrahlt. Die einzelnen Beiträge zum CIB sind mit unterschiedlichen Produktionsraten in unterschiedlichen Entfernungen erzeugt worden und unterliegen durch die Expansion des Universums einer entfernungsabhängigen Kühlung.

Mit Hilfe von Detektion möglichst weit entfernter TeV-Quellen kann somit eine obere Grenze für den direkt sehr schwierig zu messenden Hintergrund bestimmt werden. Die Infrarot-Photonen-Dichte muss umso niedriger angenommen werden, je grösser die Distanz der nachgewiesenen TeV- γ -Quelle ist. Ebenso kann ein Absorptionsverhalten in dem Energiespektrum auf eine entsprechende Dichte der Infrarot-Photonen hinweisen. Abbildung 2.10 zeigt das anhand von Messungen verschiedener Experimente ermittelte Photonen-Spektrum im Infrarot-Bereich, die gekennzeichnete Fläche zeigt den theoretisch möglichen Bereich an.

Kapitel 3

HEGRA-AGN-Programm

Die charakteristischen Eigenschaften von TeV-Emittern sollte durch die Beobachtung eines breiten Spektrums an potentiellen TeV- γ -Quellen untersucht werden und zu möglichen neuen Entdeckungen von TeV- γ -Quellen führen. Dieses AGN-Programm wurde als Langzeit-Beobachtungsprojekt ohne gesamtzeitliche Begrenzung geplant, jedoch auf mindestens zwei Jahre ausgelegt.

Die zeitliche Spanne des Programms erstreckte sich über 3 1/2 Jahre von Juni 1997 (Mess-Periode 62) bis in den Dezember 2000 (Mess-Periode 105). In diesem Zeitraum konnten eine Vielzahl von den ursprünglich beantragten 51 AGN aufgrund zeitlicher Überschneidungen mit anderen Observations-Kampagnen nicht beobachtet werden. Gleichzeitig wurden drei weitere interessante Kandidaten nachträglich mit in das Beobachtungsprogramm aufgenommen, die Gründe dafür werden in Kapitel 3.3.3 und Kapitel 3.3.4 erläutert werden.

Zu den beantragten Objekten gehörten auch die beiden prominenten Quellen Mkn 421 und Mkn 501 (Kapitel 1.3.6). Wegen ihrer starken Aktivität im Gammabereich wurde diese regelmässig observiert, um sie während eines TeV-Ausbruches durchgehend beobachten zu können. Ausserdem wurde in dieser Zeit regelmässig Daten des Krebsnebels (= Crab) genommen. Wegen seiner Funktion als TeV-Standardkerze sind dessen Daten zur Eichung des Teleskop-Systems und zur Überprüfung des Detektorstatus notwendig.

3.1 Motivation

Das EGRET-Experiment wurde am 05. April 1991 zusammen mit drei anderen Experimenten zur Messung der kosmischen Strahlung: BATSE, OSSE, COMPTEL an Bord des Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) - Satelliten in den Weltraum gebracht.

Mit einem grossen Gesichtsfeld von $\sim 80^\circ$ ausgestattet, wurde EGRET als Quellen-Sucher im Energie-Bereich von 20 MeV bis mehr als 30 GeV eingesetzt. Die effektive sensitive Nachweisfläche für hochenergetische Photonen entsprach bis $\sim 30^\circ$ etwa 1000 cm^2 in einem Energiebereich von 100 MeV bis 3 GeV. Jenseits dieses Öffnungswinkels und ausserhalb dieses Energiebereichs nahm die effektive Nachweisfläche rapide ab, so dass ein signifikanter Nachweis von Gamma-Quellen nur innerhalb der oben genannten Parameter möglich war. Die Richtungsauflösung zur Bestimmung der Quellen war ebenfalls stark energieabhängig mit $\sim 5.5^\circ$ bei 100 MeV und $\sim 0.5^\circ$ bei 5 GeV, helle Gammaquellen konnten sogar auf etwa 10 Bogenminuten ($\approx 0.167^\circ$) genau bestimmt werden.

In der Zeit von April 1991 bis Oktober 1995 konnte das EGRET-Experiment 271 Quellen oberhalb von 100 MeV finden, die in dem *dritten EGRET Katalog* [125] veröffentlicht

sind. Bereits in Kapitel 1.3.4 wurde der dritte EGRET-Katalog vorgestellt, in Abbildung 1.8 wurde die Position aller Objekte des dritten EGRET-Katalogs in galaktischen Koordinaten dargestellt. 170 der 271 Quellen konnte bisher keinem bekannten Gegenstück zugeordnet werden. Ein Grossteil der identifizierten Quellen fiel aber auf die Objekt-Klasse der Blazare, darunter fallen BL Lac Objekte, Flach-Spektrum-Radio-Quasare und einige bisher unbekannte Flach-Spektrum-Radio-Quellen. Diese 67 Blazare und 27 Objekte, deren geringere Übereinstimmungs-Wahrscheinlichkeit mit Blazaren die Möglichkeit für spätere Identifizierung mit anderen astronomischen Gegenständen offen lässt, gaben der Diskussion um die Quellen hochenergetischer Strahlung neue Impulse.

Interessant war die Tatsache, dass die Intensität der γ -Emission dieser Quellen im allgemeinen viel grösser war als ihre Luminosität in den anderen Energiebereichen. Ein Vergleich mit Radio-Katalogen zeigte eine Übereinstimmung der AGN mit schon bekannten Radio-Emittern, wobei sich die Detektion der Objekte nicht auf nahe Positionen beschränkte, sondern auch viele Quellen in grossen Entfernungen mit einschloss. Bemerkenswert ist ausserdem, dass EGRET aus der Vielzahl von verschiedenen AGN-Typen überwiegend radio-laute Flach-Spektrum-Radio-Quellen als γ -Quellen entdeckt hatte. Deren Radio-Emissionsspektrum unterhalb von 5 GHz kann mit einem Exponentialgesetz beschrieben werden gemäss:

$$I_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad \text{mit} \quad \alpha \leq 0.5, \quad (3.1)$$

dabei ist I_ν die Intensität der Radio-Emission und ν die Frequenz der Radiostrahlung.

3.2 Kriterien

Aus dem vorangegangenen Kapitel 2 ist bekannt, dass radio-laute Flach-Spektrum-Radio-Quellen und BL Lac-Objekte zur Klasse der Blazare gehören, die aufgrund der nahen Orientierung ihres Jets zur Sichtline des Beobachters gute Kandidaten für TeV- γ -Emitter sind. Bis zu diesem Zeitpunkt waren nur wenige AGN als TeV-Emitter bekannt: Mkn 421 und Mkn 501 sowie die Whipple-Quelle 1ES 2344+514, die AGN 3C66A ist bisher unbestätigt und deshalb aufgrund der hohen Distanz umstritten. Sie alle zählen zu der Klasse der Blazare, dennoch ist nicht bekannt, warum einige dieser Objekte TeV- γ -Strahler sind und andere nicht.

Um dieses genauer zu untersuchen, sollte das zu erstellende Beobachtungsprogramm eine Vielzahl von verschiedenen Blazaren enthalten, also sowohl Flach-Spektrum-Radio-Quellen als auch BL Lac-Objekte. Durch Beobachtung einer breit angelegten Objekt-Auswahl erhoffte man sich neue Kenntnisse über die physikalischen Prozesse in den AGN zu erhalten. Theorien zur Erzeugung und Beschleunigung der hochenergetischen Photonen in den AGN gibt es viele, doch mangelte es an unterstützenden empirischen Daten.

Aufgrund der EGRET-Beobachtungen wurden zunächst

- (i) **radio-laute Flach-Spektrum-Radio-Quellen** mit einem Radiofluss $\geq 0.5 \text{ Jy}^1$ ausgewählt, die ein flaches Radiospektrum mit $\alpha \leq +0.5$ ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) aufweisen, der spektrale Index α wird dabei im Radiobereich zwischen $\nu = 2.7 \text{ GHz}$ ($\lambda = 11 \text{ cm}$) und 5 GHz (6 cm) bestimmt.

Ausserdem sollte die andere Gruppe der Blazare, die

- (ii) **BL Lac-Objekte,**

¹Jy = Jansky, $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$

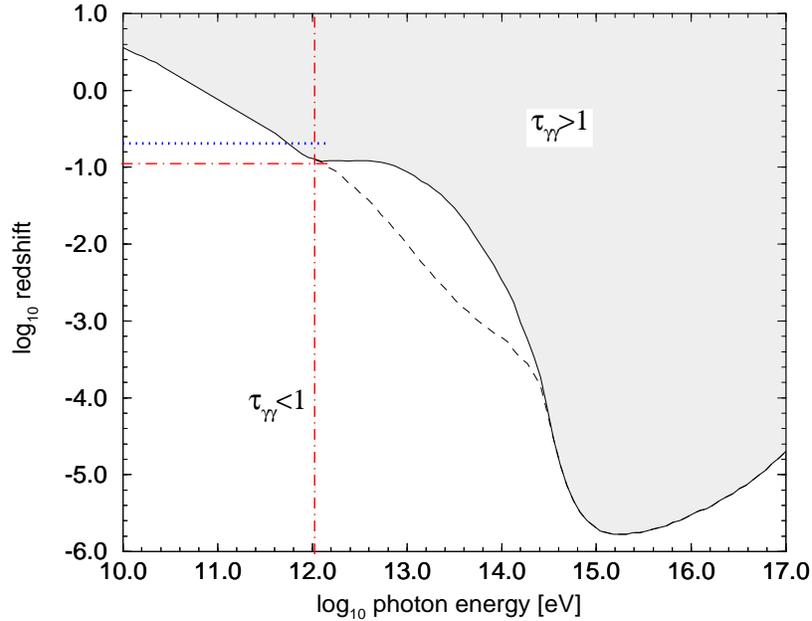


Abbildung 3.1: **Der γ -Horizont** beschreibt die Opazität des Universums für γ -Photonen bestimmter Energie. Die Grenze des γ -Horizonts gibt die weiteste zurückgelegte Entfernung der γ -Photonen entsprechender Energie an, das heisst mit Photonen dieser Energie kann man maximal bis zu einer gewissen Tiefe ins Weltall hinein sehen. TeV-Photonen ($E = 10^{12}$ eV) sind demnach bis zu einer Distanz von $z = 0.1 = \log(-1.0)$ sichtbar, das ist hier durch die Strich-Punkt-Linien verdeutlicht. Die gepunktete Linie bei $z = 0.2 = \log(-0.7)$ gibt das Entfernungslimit für die AGN-Auswahl an. (aus [194] (verändert)).

ebenso vertreten sein, da diese gleichfalls ein flaches Spektrum im Radiobereich aufweisen, sich aber durch hohe Polarisation im Optischen und starke Variabilität in allen Wellenlängenbereichen als potentielle TeV-Emitter auszeichnen.

Bedingt durch die Absorption von TeV-Photonen durch den diffusen Infrarot-Hintergrund ist für ihre Beobachtung eine natürliche Grenze an die Distanz von möglichen TeV-Quellen gelegt. Nach den zu diesem Zeitpunkt aktuellen Berechnungen lag der γ -Horizont für Photonen mit Energien $E = 1$ TeV etwa bei einer Rotverschiebung $z = 0.1$ [194], wie in Abbildung 3.1 durch die Strich-Punkt-Leitlinien zu sehen. Eine Beobachtung von TeV-Quellen unterhalb dieser Schwelle sollten demnach möglich sein. Da sich die Berechnungen aber nur auf wenige direkte Messungen zum Infrarot-Hintergrund stützen können, ist der γ -Horizont heute noch eine zu erforschende Grösse. Messungen im TeV- γ -Bereich geben durch Absorption der TeV-Photonen durch den Infrarot-Hintergrund indirekt Auskunft über dessen Stärke (Kapitel 2.7). Das Entfernungslimit der potentiellen Quellen der AGN-Auswahl wurde somit bewusst in die Grenzregion hinein, über den γ -Horizont hinaus, gelegt (gepunktete Linie bei $z = 0.2 = \log(-0.7)$ in Abbildung 3.1). Somit ergibt sich für die AGN-Auswahl ein

- (iii) **Entfernungslimit** von $z \leq 0.2$.

Als zusätzliches Kriterium musste ausserdem berücksichtigt werden, dass die Objekte mit dem HEGRA-System der Cherenkov-Teleskope auf La Palma ($28^\circ 45' 42.9''$ N, $17^\circ 53' 27.3''$ W) gut zu beobachten sind. Auf Aufbau und Funktionsweise des CT-Systems wird in

Kapitel 5.1.2 näher eingegangen. Da Beobachtungen im normalen Zenitwinkelbereich bis 30° durchgeführt werden ($ZA^2 \leq 30^\circ$), bedeutet das eine

- (iv) **Beschränkung für die Deklination der Objekte** von $-2^\circ \leq \delta \leq 58^\circ$.

Tabelle 3.1: **Die Objekt-Orientierten-Kataloge** aus denen die AGN für das Beobachtungsprogramm ausgesucht wurden sind hier aufgeführt. Alle diese Kataloge sind unter Einhaltung bestimmter Auswahl-Parameter aus astronomischen Beobachtungskatalogen zusammengestellt worden.

Kürzel	Katalog-Charakteristik	Jahr	Referenz
1Jy	1 Jansky-Katalog Katalog von Extragalaktischen Radio-Quellen mit Flussdichten $S_{5GHz} > 1Jy$: 518 Radio-Quellen ausserhalb der galaktischen Scheibe	1981	[181]
K	Kühr-Katalog Aktualisierung des 1 Jy-Katalogs 527 Radio-Quellen ausserhalb der galaktischen Scheibe	1994	[262]
S4	S4 - Katalog oder Stickel-Kühr-Katalog vollständiger Radiokatalog bis $S_{5GHz} \geq 500$ mJy zwischen $35^\circ \leq \delta \leq 70^\circ$ Deklination 269 Radio-Quellen (aktualisierte Version)	1994	[261]
P	Padovani-Giommi-Katalog Kompilation aller bekannten 233 BL Lac-Objekte zusammen getragen aus verschiedenen Katalogen	1995	[218]
V	Véron-Cetty & Véron-Katalog, 7.Auflage Kompilation aller bekannten Quasare und AGN: 8609 Quasare, 2833 AGN, 220 BL Lac Objekte	1996	[281]
B	BATSE-Katalog Beobachtungen von BL Lac-Objekten des BATSE-Experiments bei 20 - 200 keV	1998	[80]
DX	Deep X-Ray Radio Blazar Survey Korrelation zwischen ROSAT Daten und Radio-Katalogen neue Blazar-Identifikationen	1998	[221]

3.3 Objekt-Auswahl

3.3.1 Kataloge

Die Auswahl der geeigneten Kandidaten für das AGN-Beobachtungsprogramm wurde aus gängigen Objekt-Orientierten-Katalogen zusammengestellt.

Diese in Tabelle 3.1 aufgeführten Kataloge sind jeweils Kompilationen verschiedener Quellen, die nach bestimmten Parametern ausgesucht und in einem Katalog zusammengefasst worden sind. Die Kriterien der HEGRA-AGN-Auswahl sind durch den 1 Jansky-Katalog bzw. seine hier verwendete aktualisierte Version den Kühr-Katalog und durch den

²Zenithangle (engl.) = Zenitwinkel

Tabelle 3.2: **Die Blazare der Mannheim-Untersuchung.** Die letzte Spalte gibt an, welches Objekt in das HEGRA-AGN-Programm aufgenommen wurde oder den Grund für eine eventuelle Ablehnung.

Quelle	Name	z	Objekt-Typ	HEGRA-AGN-Auswahl
0116+319	4C +31.04	0.059	FS	ja
0430+052	3C 120.0	0.033	BL	ja
0716+714	1ES 0716+714	unbekannt	BL	z unbekannt und Deklination zu gross
0802+243	3C 192.0	0.060	G	ist keine FS
1101+384	Mkn 421	0.031	BL	ja
1214+381	MS 12143+38	0.062	G	ja
1219+285	W Comae	0.102	BL	ja
1404+286	OQ 208	0.078	BL	ja
1514+004	CGCG 021-063	0.052	FS	ja
1652+398	Mkn 501	0.034	BL	ja
1727+502	I Zw 187	0.055	BL	ja
1807+698	3C 371.0	0.051	BL	Deklination zu gross
2200+420	BL Lacertae	0.069	BL	ja
2201+044	1ES 2200+044	0.028	BL	ja
2209+236	1ES 2209+236	unbekannt	BL	z unbekannt

Objekt-Typ: FS =Flachspektrum-Radio-Quelle, BL = BL Lac-Objekt, G = Galaxie

S4-Katalog gut erfüllt. Aus diesen Radio-Katalogen stammt ein Grossteil der im HEGRA-AGN-Programm verwendeten Flach-Spektrum-Radio-Quellen. Die meisten BL Lac-Objekte sind dem Padovani-Giommi-Katalog entnommen, der eine vollständige Kompilation aller 1995 bekannten BL-Lac-Objekte darstellt. So beinhaltet dieser Padovani-Giommi-Katalog unter anderem auch Teile des Kühn- und des S4-Katalogs. Véron-Cetty und Véron stellen an ihren Katalog ebenfalls den Anspruch eine vollständige Kompilation aller Quasare, AGN und BL Lac-Objekte zu haben. Diese wird von den Autoren regelmässig aktualisiert und ist heute bereits in der zehnten Auflage erhältlich. Der Vollständigkeit halber wurde ein Abgleich des Padovani-Giommi-Katalogs mit dem zu diesem Zeitpunkt aktuellen Véron-Véron-Katalog von 1996 vorgenommen.

Die zu erstellende Objekt-Auswahl für das HEGRA-AGN-Programm sollte ausserdem die Blazare mit einschliessen, die bereits in einer Arbeit von K. Mannheim et al. [194] untersucht wurden. Darin wurde das Proton-Blazar-Model [196] an Daten der Spektralen-Energie-Verteilungen von 15 nahen Flachspektrums-Quellen angepasst. Diese Objekte wurden ebenfalls in das HEGRA-AGN-Programm aufgenommen, sofern sie die Kriterien erfüllten. Diese sind in Tabelle 3.2 aufgeführt, unter Angabe ihrer Entfernung z , ihrer Objektklasse, und der Angabe, ob das Objekt in das HEGRA-AGN-Programm aufgenommen wurde. Falls dies verneint wurde, ist der Ablehnungsgrund genannt.

In den angepassten Funktionen zeigte sich, dass das Objekt 0802+243 nicht als Flachspektrums-Quelle zu bewerten ist. Dies machte es für die Auswahl in das HEGRA-AGN-Programm ungeeignet, ebenso wurden die Objekte 2209+236 aufgrund einer unbekanntenen Rotverschiebung und 0716+714 und 1807+698 wegen zu grosser Deklination δ verworfen. Bis auf das Objekt 2201+044 sind alle akzeptierten Quellen in dem Stickel-Kühn- oder dem S4-

Katalog zu finden. Veron-Veron kennzeichnen es als mögliches BL Lac-Objekt. Da hier auch Emissionslinien beobachtet worden sind, könnte es auch der Seyfert 1 Klasse zugeschrieben werden. Als radiolautes Objekt, das aber näher als Mkn 421 und Mkn 501 ist, wird der 2201+044 aufgrund der geringen Distanz in das AGN-Beobachtungsprogramm aufgenommen.

3.3.2 RXTE-Objekte

Unter Beachtung der genannten Kriterien wurde die in Tabelle 3.5 aufgeführte AGN-Auswahl zusammengestellt. Die Spalte *Kataloge* gibt an aus welchen der in Tabelle 3.1 angegebenen Katalogen das jeweilige Objekt genommen wurde. Unter der Spalte *Sample-Index* wurde die Zugehörigkeit zu dem Mannheim-Katalog (M) angezeigt. Die Kennzeichnung (X) zeigt, dass dieses Objekt auch in dem RXTE-ASM-Katalog zu finden ist.

Der Röntgen-Satellit RXTE³ (siehe G.1.4) ist ein sogenannter *All Sky Monitor* (= ASM), der eine Himmelsdurchmusterung im Röntgenbereich durchführt. Dabei wird die Position von 350 Objekten zwischen 2 keV - 20 keV ständig überwacht und Veränderungen in dem Teilchenfluss dieser Quellen sofort angezeigt. Eventuelle Ausbrüche der Quellen im Röntgen-Bereich werden so umgehend bekannt. In Anfang 1998 durchgeführte Korrelationsanalysen der HEGRA-Daten im Bereich der TeV-Energien und der RXTE-Daten im Röntgen-Bereich des Ausbruchs von Mkn 501 im Jahr 1997 wurde ein nahezu gleichzeitiger Anstieg der Intensität in beiden Energiebereichen festgestellt (siehe Kapitel 2.6 Abbildung 2.8). Der Ausbruch im Röntgenbereich ist also ein Indiz für einen möglichen TeV-Ausbruch. Die Werte des RXTE-ASM-Satelliten dienen seitdem als Alarmgeber für einen möglichen TeV-Ausbruch einer bestimmten Quelle. Um diesem Umstand gerecht zu werden, wurden die aktuellen Messwerte des RXTE-ASM täglich eingeholt und beurteilt. Quellen mit erhöhtem Röntgenfluss wurden dann als *Target of Opportunity* (= ToO), also als gute Gelegenheit mit in den aktuellen HEGRA-Beobachtungs-Plan aufgenommen. Aus diesem Grund ergab sich ein natürlicher Vorzug dieser Objekte in der Auswahl der zu beobachtenden AGN bei der Vorbereitung der Beobachtungspläne.

3.3.3 BATSE-BL Lacs

Im November 1998 wurden die BL Lac-Beobachtungen des BATSE-Experiments (siehe G.1.4) veröffentlicht [80]. Dieses Experiment misst in einem Energiebereich zwischen 20 und 200 keV und liegt damit etwa eine Zehnerpotenz in der Energie höher als das RXTE-Experiment. In der spektralen Energie-Verteilungsfunktion liegen die Daten des RXTE-Experiments etwa auf dem Maximum des Synchrotron-Peaks, während BATSE in dem Energiebereich des abfallenden Synchrotron-Peaks misst. Ein hoher Photonen-Fluss im BATSE-Bereich kann auf eine Verschiebung des Synchrotron-Peaks in den höherenergetischen Bereich hindeuten, was ein Anzeichen für einen Ausbruch wäre, oder für einen ständig höheren Photonenfluss stehen. Beides würde jedoch bedeuten, dass der γ -Fluss im höherenergetischen Bereich des Inversen-Compton-Peaks ebenfalls ein hohes Niveau aufweist.

Zeigt ein Objekt also ein signifikantes Signal im BATSE-Bereich, so wird es als TeV-Kandidat betrachtet. Leider waren die hier bekanntgegebenen BATSE-Ergebnisse von Messungen aus den Jahren 1991 bis 1993. Zählt das Objekt zu denen, die eine naturgemäss zu hohen Energien verschobene spektrale Energieverteilung besitzen, dann wird es seine intrinsischen Eigenschaften auf einem kosmologisch vernachlässigbaren Zeitraum von wenigen

³Rossi X-Ray Timing Explorer

Tabelle 3.3: **BL Lac-Beobachtungen des BATSE-Experiments** bei 20- 200 keV zwischen 1991 und 1993. Angegeben ist neben der Bezeichnung des Objekts und seiner Rotverschiebung z , der durchschnittliche Röntgenfluss in $10^{-11} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, sowie die Signifikanz der Messung in Standardabweichungen σ .

Quelle	Name	Entfernung z	Röntgen-Fluss [$10^{-11} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	Signifikanz [σ]
1239+069	1ES 1239+069	0.150	-0.78 ± 1.45	-0.32
0145+138	1ES 0145+138	0.037	0.072 ± 1.39	0.03
1218+285	W Comae	0.102	0.663 ± 1.57	0.25
1118+424	EXO 1118+4228	0.124	1.57 ± 1.54	0.61
1218+304	1H 1218+301	0.182	1.76 ± 1.60	0.66
1011+496	1ES 1011+496	0.200	1.97 ± 1.58	0.75
1727+502	IZw 187	0.059	3.37 ± 1.70	1.20
1101+384	Mkn 421	0.031	3.40 ± 1.44	1.43
1418+546	PG 1418+546	0.151	4.33 ± 1.68	1.56
2254+074	HB89 2254+074	0.190	4.01 ± 1.37	1.77
0323+022	1ES 0323+022	0.147	4.15 ± 1.42	1.77
2321+419	1ES 2321+419	0.059	5.73 ± 1.54	2.25
0229+200	1ES 0229+200	0.140	5.33 ± 1.44	2.27
1440+122	1ES 1440+122	0.162	5.51 ± 1.43	2.33
0927+500	1ES 0927+500	0.188	6.15 ± 1.57	2.37
2200+420	BL Lac	0.069	6.23 ± 1.55	2.43
2344+514	1ES 2344+514	0.044	6.80 ± 1.67	2.46
1652+398	Mkn 501	0.034	9.28 ± 1.59	3.53
1255+398	1ES 1255+244	0.141	9.03 ± 1.47	3.72
1212+078	1ES 1212+078	0.136	9.88 ± 1.48	4.04
1426+428	1ES 1426+428	0.129	10.9 ± 1.54	4.28
0120+340	1ES 0120+340	0.272	12.5 ± 1.46	5.18

Jahren unverändert beibehalten. Ist es dagegen aufgrund eines Ausbruchs zu hohen Energien verschoben, so gehört es zu den Kandidaten, deren Charakteristik es zulässt, dass eine erhöhte Aktivität hier auf der Erde nachgewiesen werden kann. Die Eigenschaft der Blazare von bisher unvorhersehbaren Ausbrüchen innerhalb einer sehr kurzen Anstiegsphase und hoch variablen Photonenströmen unterstützt die Annahme, eine Detektion eines solchen Kandidaten als TeV-Quellen sei möglich. Denn aufgrund der unvorhersagbaren Aktivität und der hohen Variabilität ist kein Beobachtungszeitpunkt gegenüber einem anderen ausgezeichnet, und so ist also auch nach Jahren ein Nachweis von TeV-Strahlung ebenso wahrscheinlich wie nach ein paar Tagen.

Die in der AGN-Auswahl enthaltenen BATSE-Objekte sind in Tabelle 3.5 in der Spalte *BATSE* mit einem *B* gekennzeichnet. Die Ergebnisse des BATSE-Experiments, also Röntgenfluss und Signifikanz der Messungen, sind für diese AGN in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Abbildung 3.2 zeigt den Röntgenfluss aller im BATSE-Katalog enthaltenen Objekte. Dabei sind die Objekte des HEGRA-AGN-Programms durch Kreise gekennzeichnet, bereits bekannte TeV- γ -Emitter sind als Quadrate sichtbar. Gut zu erkennen ist der hohe Röntgenfluss für alle TeV- γ -Quellen, der hier den oben genannten Zusammenhang bestätigt. In Abbildung 3.3

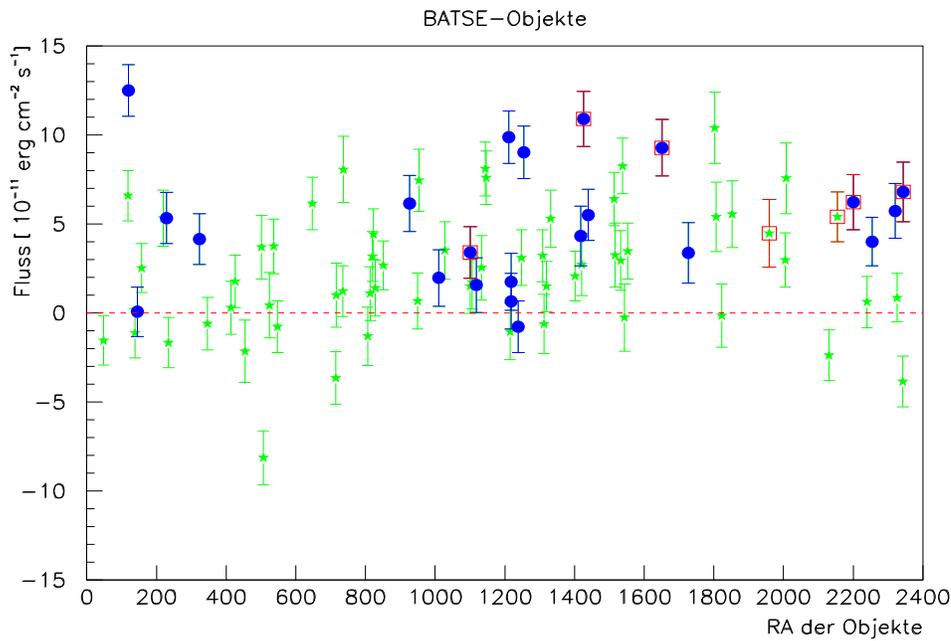


Abbildung 3.2: **Der Röntgen-Fluss der einzelnen BATSE-Objekte.** Die Objekte des BATSE-Experiments sind als *Sterne* dargestellt, die darin enthaltenen Objekte des HEGRA-AGN-Programms sind durch *Kreise* und die bisher bekannten TeV-Quellen als *Quadrate* gekennzeichnet.

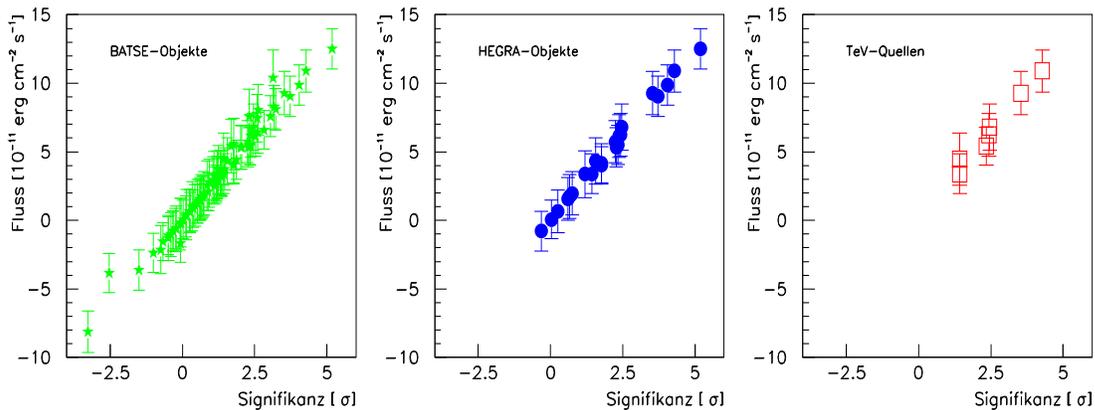


Abbildung 3.3: **Röntgen-Fluss der BATSE-Objekte gegen die Signifikanz der Messung.** *Sterne*: Objekte des BATSE-Experiments, *Kreise*: Objekte des HEGRA-AGN-Programms, *Quadrate*: bisher bekannte TeV-Quellen.

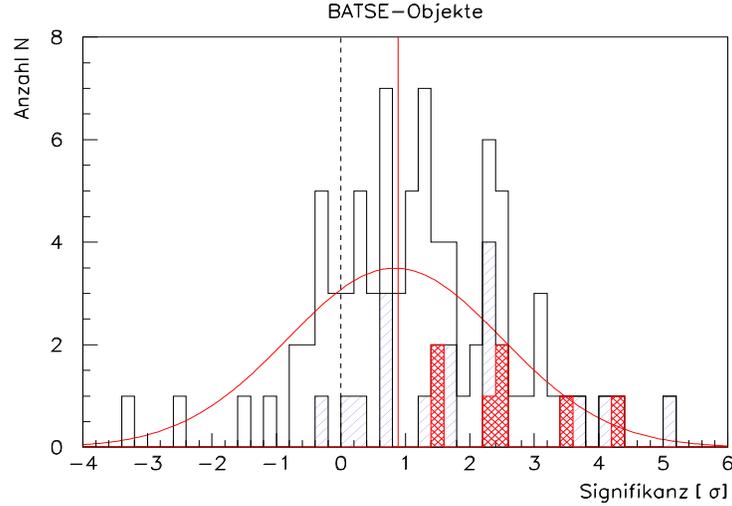


Abbildung 3.4: **Signifikanz der Röntgenfluss-Messung der BATSE-Objekte** zeigt eine ins Positive verschobene Gaußkurve. Die ausgewählten Objekte des HEGRA-AGN-Programms sind hier einfach-schraffiert, die bisher bekannte TeV-Quellen sind durch Kreuz-Schraffur gekennzeichnet.

ist der triviale Zusammenhang zwischen hohem Röntgenfluss und hoher Signifikanz dieser Messung zu sehen. Allerdings wird hier auch die gute Qualität der Röntgenfluss-Messung demonstriert, die die TeV- γ -Emitter und die HEGRA-AGN-Objekte mit hoher Signifikanz zeigen.

Die Signifikanz-Verteilung der Röntgenfluss-Messung aller BATSE-Objekte (Abbildung 3.4) zeigt eine ins Positive verschobene Gaußkurve, deren Verschiebung durch die TeV- γ -Quellen geprägt ist.

Unter ihnen sind auch die beiden hoch variablen TeV- γ -Emitter Mkn 421 und Mkn 501. Im Gegensatz zu Mkn 501, das eine positive Signifikanz von 3.5σ aufweist, zeigt Mkn 421 mit 1.42σ ein nicht signifikantes, wenn auch positives Signal. Neben diesen prominenten Quellen sind mit dem BATSE-Experiment alle in Kapitel 1.3.4 beschriebenen und in Tabelle 1.4 aufgeführten TeV-BL Lac-Objekte als Röntgenquellen mit leicht positiven Signifikanzen ($\sigma > 1$) nachgewiesen. Das verschob deutlich die Beobachtungs-Prioritäten zugunsten der Mitglieder des HEGRA-AGN-Auswahl, die als BATSE-Röntgenquellen mit positiver Signifikanz $\sigma > 1$ detektiert wurden. Die HEGRA-AGN-Objekte sind in Abbildung 3.4 einfach schraffiert gekennzeichnet. Die Objekte mit $\sigma < 1$ sind in der Tabelle 3.5, die den HEGRA-AGN-Katalog beschreibt, mit einem (*B*) gekennzeichnet.

Die stärkste BATSE Quelle ist die Einstein-Quelle 1ES 0120+340 mit einem signifikantem Röntgenfluss von $12.5 \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei 5.18σ . Aufgrund dessen wurde dieses Objekt trotz einer Rotverschiebung von $z = 0.272$ in das HEGRA-AGN-Programm mitaufgenommen und mit Vorrang beobachtet.

3.3.4 DXRBS-BL Lacs

Der *Deep X-Ray Radio Blazar Survey*-Katalog (DXRBS) [221] ist eine Kompilation von Objekten die sowohl in dem ROSAT-Quellen-Katalog (0.1 keV bis 2 keV) als auch in gängigen Radio-Katalogen verzeichnet sind. Durch diese Korrelationsuntersuchung zwischen Röntgenquellen und Radio-Quellen konnte eine Vielzahl von bisher unbekanntem BL Lac-Objekten

identifiziert und in dem DXRBS katalogisiert werden. Zwei dieser neuen Entdeckungen wurden dem AGN-Beobachtungskatalog hinzugefügt. Diese beiden Objekte sind als Grenzgänger zwischen den FSRQ und den BL Lac-Objekten interessante Kandidaten und aufgrund der relativ geringen Rotverschiebung, einer geringen Absorptionswahrscheinlichkeit durch den Extragalaktischen Infrarot-Hintergrund ausgesetzt.

Das Objekt 0313+411 liegt mit einer Rotverschiebung von $z = 0.029$ ähnlich weit entfernt wie die beiden Markarian-Quellen Mkn 421 und Mkn 501. Charakteristisch liegt es für eine FSRQ mit 46 mJy zu niedrig im 5 GHz - Radiofluss, für ein BL Lac-Objekt ist die H_α -Linie nicht stark genug verbreitert und die Stärke des Ca II Bruchs ist zu hoch. Der Stärke C des spektralen optischen Bruchs an der Ca II Linie, gilt als Mass für die Existenz eines nicht-thermischen Kontinuums [197], je kleiner C desto grösser der nicht-thermische Beitrag. Es ist somit ein Positiv-Kriterium für ein BL Lac Objekt, ebenso wie das Auftreten verbreiteter H_α -Linien im optischen Spektrum [280].

Das andere Objekt 0513+015 zählt mit einer Rotverschiebung von $z = 0.084$ zum unteren Mittelfeld des HEGRA-AGN-Katalogs. Das Fehlen von Emissionslinien spricht für ein BL Lac-Objekt, doch ebenso fehlt die H_α -Linie und der Ca II-Bruch hat einen relativ hohen C-Wert.

3.4 HEGRA-AGN-Beobachtungskatalog

Der resultierende Katalog zur Beobachtung von AGN umfasste 54 Objekte. Diese sind in Tabelle 3.5 zusammen mit den Eigenschaften, die zur Auswahl dieser Objekte herangezogen wurden, aufgeführt. Darunter fällt neben ihrer Position und der Rotverschiebung, auch der 5 GHz-Radio-Fluss in Jansky, der spektrale differentielle Index α im Radiobereich bestimmt zwischen 6cm und 11cm Wellenlänge, die optische absolute Helligkeit in Magnituden, die Angabe ihrer Herkunfts-Kataloge, aus denen die Objekte ausgewählt wurden, ihre Einordnung in die Typen-Klassifizierung des allgemeinen AGN-Bildes sowie die Zuordnung zu verschiedenen oben genannten Arbeits-Katalogen zur Motivation der Auswahl einzelner Objekte.

Die Positionen der Objekte des HEGRA-AGN-Katalogs sind in einer Himmelskarte in galaktischen Koordinaten in der Abbildung 3.5 dargestellt. Insgesamt ist eine homogene Verteilung der Objekte gewährleistet. Die AGN des Beobachtungsprogramms sind hier als Sternchen eingezeichnet, Kandidaten, die gleichzeitig zu den BATSE-BL Lacs gehören, sind zusätzlich umkreist, bereits bestätigte TeV- γ -Quellen sind ausserdem mit einem Kästchen gekennzeichnet. Die durch die gestrichelten bzw. gepunkteten Linien ausgesparten Gebiete sind mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System bei Beobachtungen unter normalen Zenitwinkeln bis 30° (gestrichelte Linie) bzw. bis 45° (gepunktete Linie) nicht observierbar. Ausnahmen sind Beobachtungen unter grossen Zenitwinkeln $> 45^\circ$, die in Studien sowohl mit dem HEGRA-CT-System als auch mit dem Einzelteleskop CT1 durchgeführt wurden. Da diese nicht Teil dieser Arbeit sind, sei der interessierte Leser auf die Arbeiten von A. Konopelko [169] und F. Schröder [248] verwiesen.

Die Rotverschiebung liegt für alle Objekte gemäss der Auswahl-Kriterien unterhalb $z = 0.2$, einzig der signifikanteste BATSE-Kandidat hat eine Rotverschiebung von $z = 0.272$. In der Verteilung in Abbildung 3.6 ist insgesamt ein ausgewogenes Verhältniss bei alle Objekten in den Bereichen $z < 0.1$ und $0.1 < z < 0.2$ zu sehen. Während die BL Lac-Objekte aber stärker oberhalb von $z = 1$ vertreten sind, liegt der Grossteil der FSRQ unterhalb dieser Grenze. Die 3 Seyfert-Galaxien liegen allesamt unterhalb $z = 0.7$.

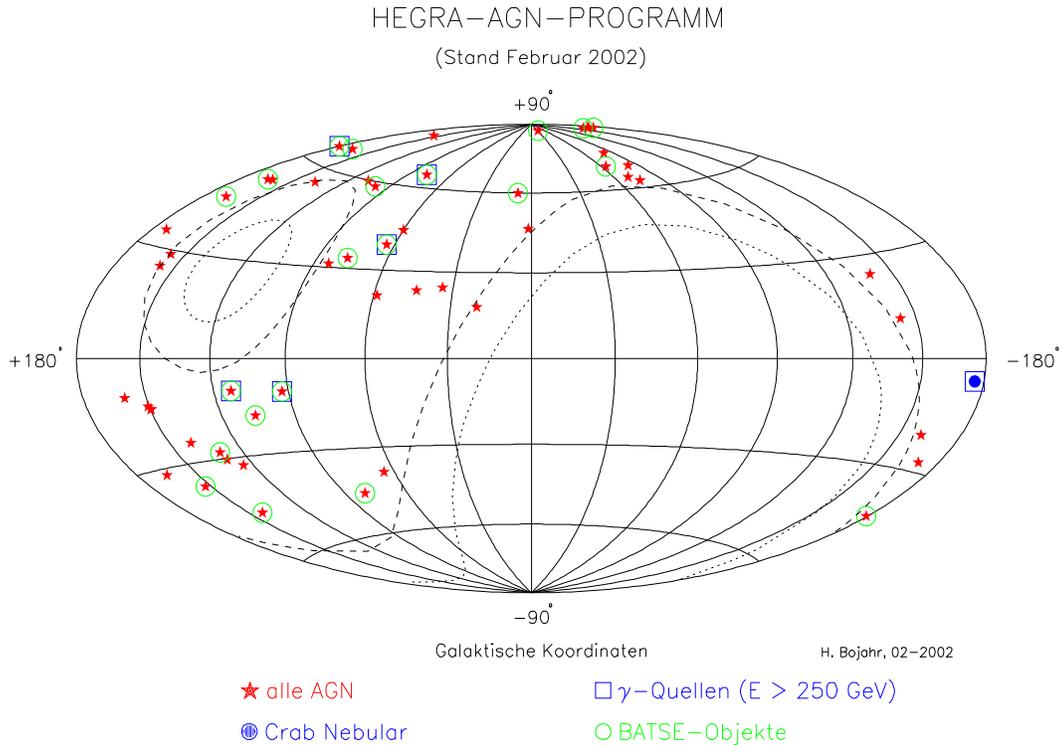


Abbildung 3.5: Die Himmelskarte des HEGRA-AGN-Beobachtungskatalogs in galaktischen Koordinaten ist hier in der Aitoff-Projektion dargestellt. Die AGN sind hier als rote Sternchen eingezeichnet, BATSE-BL Lacs sind zusätzlich grün umkreist, bereits bestätigte TeV- γ -Quellen sind mit blauen Kästchen gekennzeichnet. Die gestrichelten bzw. gepunkteten Linien kennzeichnen Gebiete, die mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System bei Beobachtungen unter normalen Zenitwinkeln bis 30° (gestrichelte Linie) bzw. bis 45° (gepunktete Linie) nicht beobachtet werden können.

3.4.1 BATSE-Objekte

Die Distanzen der BATSE-Objekte zeigen eine gleichmässige Verteilung bis $z = 0.2$ (Abbildung 3.7), und spiegeln die allgemeine Entfernungs-Verteilung der Objekte des HEGRA-AGN-Programms wider. Ebenso verhält es sich bei den Helligkeits-Verteilungen und der Verteilung der Luminositäten, insgesamt zeigen die Verteilungen der BATSE-Kandidaten das gleiche Verhalten wie die Gesamt-AGN-Auswahl und ist damit eine repräsentative Gruppe für das HEGRA-AGN-Programm.

3.4.2 Objektnamen

Alle Objekte tragen neben der hier benutzten Kodierung aus der Positionsangabe von Rektaszension und Deklination einen ihnen eigenen Namen. Diese Namen entspringen den astronomischen Katalogen, in denen diese Objekte erstmals verzeichnet wurden. Da diese Kataloge während astronomischer Beobachtungen mit einem bestimmten Teleskop oder Experiment entstanden, sind diese mit bestimmten Beobachtungsparametern und Energiebereichen verknüpft. Die Objekt-Namen geben somit direkt Auskunft, ob es sich um optisch detektierte

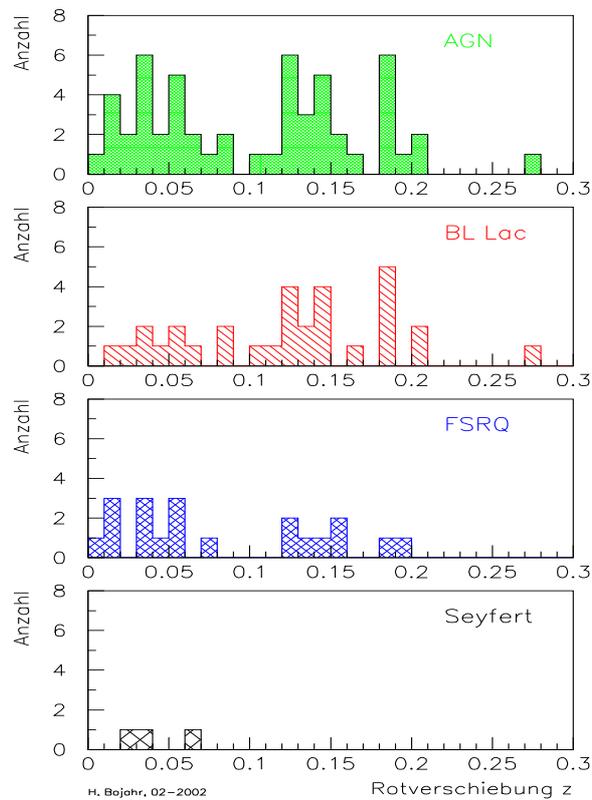


Abbildung 3.6: **Entfernungs-Verteilung des HEGRA-AGN-Beobachtungskatalogs** angegeben in Einheiten der Rotverschiebung z .

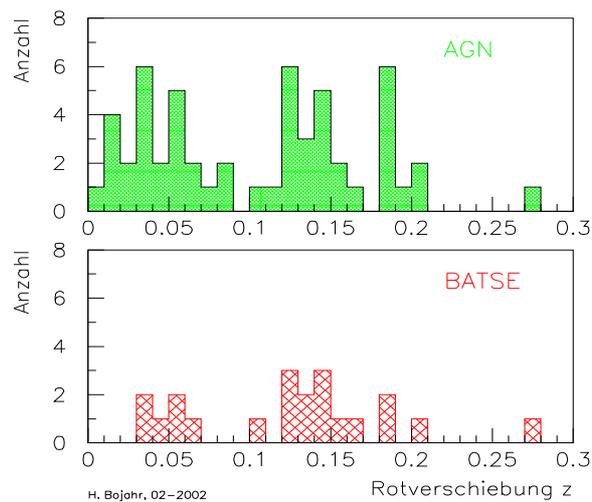


Abbildung 3.7: **Entfernungs-Verteilung der BATSE-Objekte des HEGRA-AGN-Programms** angegeben in Einheiten der Rotverschiebung z .

Quellen, Radio-Objekte oder Röntgen-Quellen handelt. Vielfach wurden die Objekte in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen mit verschiedenen Experimenten beobachtet und wurden mit einer entsprechenden Katalogbezeichnung versehen. Somit trägt die Mehrheit aller astronomischen Objekte viele verschiedene Namen, in denen sich auch widerspiegelt, ob sie Gegenstücke in anderen Energiebereichen besitzen.

Die astronomischen Kataloge, die den Objekten des HEGRA-AGN-Katalogs ihren Namen gaben, sind in Tabelle 3.4 mit der jeweiligen Beobachtungs-Charakteristik aufgeführt. Zur Handhabung der überwältigend grossen Datenmengen stehen Datenbanken zur Verfügung, die via Internet erreichbar sind. Die bekanntesten sind NED⁴ [313] und Simbad⁵ [314], die für die Überprüfung der Positionsangaben, sowie zum Abgleich und zur Aktualisierungen der Daten zu Rate gezogen wurden.

3.4.3 Bemerkungen zu einzelnen Objekten

Einige Objekte des HEGRA-AGN-Katalogs wurden von anderen Arbeitsgruppen bezüglich ihrer Entfernungsbestimmung oder ihrer Zuordnung zu einem AGN-Objekt-Typ untersucht. Die Ergebnisse sind hier kurz wiedergegeben. Sie führten gegebenenfalls zu einer neuen Einschätzung des Objekts.

1721-026: V71 1721-026 hat in den zur Verfügung stehenden Datenbanken keine weiteren photometrischen Daten verzeichnet. Ausser den in Tabelle 3.5 angegebenen Daten sind keine weiteren Information auffindbar. Insgesamt gibt es zu wenig Information für diese Quelle, die damit mit niedrigster Priorität eingestuft wird.

1219+301: Die Rotverschiebung für dieses Objekt wurde 1998 von Perlmann et al. neu bestimmt und anstelle von $z = 0.130$ auf $z = 0.182$ festgelegt [35].

1418+546: 1418+546 wurde in einer bis dahin unbekanntem relativ nahen Galaxie gefunden und besitzt ein optisch relativ helles Zentrum. Ihre Entfernung von $z = 0.152$ ist von mehreren Arbeitsgruppen bestätigt worden. Sie befindet sich in einer Gruppe von anderen Galaxien, die in zwei Untergruppen mit je 4 Galaxien aufgeteilt werden kann: eine inklusive der zweithellsten als Begleiter von 1418+546 und eine zweite Gruppe dahinterliegend bei $z = 0.25$ [260].

1722+119: Diese Röntgen-Quelle mit 16.6^{mag} im Optischen und starker UV-Emission, besitzt ein Kontinuum ohne Strukturen. Eine hohe optische Polarisation, spricht für einen nicht-thermischen Ursprung der Strahlung, und macht diese schwache Flach-Spektrums-Radio-Quelle $S \sim 0.1$ Jy [282] interessant für TeV-Beobachtungen. Anhand einer Absorptionslinie bei 6000\AA , die Griffiths als Na I - Linie identifizierte [118] und die der Host-Galaxie zugeschrieben werden kann, liegt die Rotverschiebung bei $z = 0.018$. Eine neuere Arbeit von Carangelo, Falomo, Kotilainen, Treves und Ulrich zweifeln diesen Wert aufgrund von Messungen eines linienfreien Spektrums dieser Quelle an und schätzen die Rotverschiebung mit einer unteren Grenze von $z > 0.3$ ab [67]. Unterstützt wird diese These durch den Umstand, dass dieses Objekt vom HST⁶ nicht aufgelöst werden kann [276].

2200+420: Der 2200+420 ist der Prototyp der Objekt-Klasse BL Lac. Die Rotverschiebung $z = 0.069$ ist auf Messungen von schwachen [O III]-Linien zurückzuführen, und ist deshalb nicht zweifelsfrei gesichert. Ausserdem liegt der BL Lac aufgrund seiner geringen galaktischen Breite in sehr stern- und galaxienreichen Umgebung, weshalb es schwierig ist die Begleit-Galaxien absolut auszumachen [260].

⁴NASA/IPAC Extragalactic Database

⁵SIMBAD Astronomical Database

⁶Hubble Space Telescope

2201+044: Der 2201+044 wurde ursprünglich als BL Lac-Objekt klassifiziert [61]. Später wurden starke Absorptionslinien gefunden, die für eine Seyfert1-Galaxie typisch sind [282]. Somit ist der Typ noch nicht zweifelsfrei bestimmt, aber an den Absorptionslinien konnte zumindest die Rotverschiebung $z = 0.027$ bestätigt werden.

2254+074: Diese Galaxie ist eine helle zentrale Punktquelle, die umgeben ist von weiteren Galaxien: eine im Vordergrund und eine als physikalischer Begleiter des Objekts in gleicher Entfernung [260]. Hier handelt es sich also um ein Doppelstern-System.

3.5 Beobachtungsstrategie

Eine Analyse des Crab mit dem HEGRA-CT-System zeigte eine Sensitivität des Detektors von $5\sigma/\sqrt{h}$, also ein Signal von 5 Standardabweichungen vom Untergrund pro normierter Zeiteinheit in Stunden. Unter der Annahme, dass die zu beobachtenden AGN weitaus schwächere TeV-Emitter sein würden, wurde ein durchschnittliches Signal mit 10% des Crab-Flusses erwartet. Zum Nachweis einer TeV-Quelle dieser Stärke wurde eine ausreichende Beobachtungszeit von 10 Stunden guter Qualität bestimmt. Diese Zeitvorgabe wurde aber nur als Leitlinie verwendet. Um eventuell schwächere Signale oder eine stärkere Infrarot-Absorption zu berücksichtigen, oder Qualitätsverluste durch schlechtes Wetter auszugleichen, wurden die Beobachtungszeiten individuell angepasst und beispielsweise Objekten mit grösserer Rotverschiebung eine längere Beobachtungsphase eingeräumt.

Tabelle 3.4: **Die astronomischen Kataloge**, aus denen die in der vorliegenden Arbeit genannten Objekte stammen, sind hier ohne Anspruch auf Vollständigkeit aufgeführt. Während astronomischer Beobachtungen mit einem bestimmten Teleskop oder Experiment, die den Katalogen jeweils ihren Namen gaben, wurden diese Objekte detektiert, verzeichnet und so katalogisiert. In der Regel beschränken sich die einzelnen Nachschlagewerke daher auf ausgewählte astronomische Objekte bestimmter Wellenlängen- bzw. Energiebereiche. Die überwiegend englischen Bezeichnungen der Kataloge sind hier beibehalten worden. Die Datierungen beziehen sich auf das jeweilige Erscheinungsjahr.

Kürzel	Katalog-Charakteristik	Jahr	Energie	Referenz
1 ES	Einstein Slew Survey Röntgen-Quellen mit HEAO 2 Satellite	1991	röntgen	[101]
1 H	ROSAT harte Röntgen-Quellen (Gebiet 1)	1995	röntgen	[68]
2EG J	Second EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources	1995	röntgen	
3C	3th Cambridge Survey of Radio Sources Radio-Quellen bei 178 MHz	1965	radio	[227]
4C	4th Cambridge Survey of Radio Sources	1967	radio	[119]
87GB	Green Bank Radio Survey	1987	radio	
I Zw	1st Zwicky Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies	1960	optisch	[306]
V Zw	5th Zwicky Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies	1983	optisch	[145]
EXO	EXOSAT XRay Source Catalog	1991	röntgen	[113]
IRAS	Infrared Astronomy Satellite Point Source Catalog	1988	infrarot	[147]
H	HEAO1 A-4 Catalog hochenergetische Röntgen-Quellen	1984	röntgen	[187]
HB89	Hewitt& Burbidge Optischer Katalog von Quasi Stellaren Objekten	1989	optisch	[136]
Mkn	Katalog der Markarian Galaxien	1977	optisch	[198]
MS	Einstein Medium Sensitivity Survey (EMSS)	1990	röntgen	[112]
NGC	New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars	1888	optisch	[98]
ON	Ohio State University Radio Survey Catalog	1967	radio	[245]
PKS	Parkes Radio Sources Catalogue	1990	radio	[300]
PG	Palomar-Green Bright Quasar Catalog	1976	optisch	[116]
RX J	ROSAT Röntgen-Quellen	1996	röntgen	[284]
S4	4th Strong Source or S-Surveys im Nördlichen Himmel mit < 0.5 Jy	1978	radio	[261]
UGC	Uppsala General Catalog of Galaxies	1973	optisch	[211]
TXS	Texas Survey of Radio Sources von $-35.5^\circ < \delta < 71.5^\circ$ bei 365 MHz	1996	radio	[97]

Tabelle 3.5: **Der HEGRA-AGN-Katalog**, der dem Beobachtungsprogramm von Juni 1997 bis Dezember 2000 zugrunde lag.

Angegeben sind die charakteristischen Eigenschaften, die als Auslesekriterium gelten und die Kataloge aus denen diese Auswahl zusammengestellt wurde. Unter *Objekt-Typ* ist die Einordnung in das vereinheitlichte AGN-Schema gegeben, in *Index* und *BATSE* ist die Zuordnung zu den Objekten des Mannheim-Katalogs (*M*), den RXTE-ASM-Objekten (*X*) und den BATSE-BL Lacs (*B*) angezeigt.

Name	Position (J2000)		Quelle	Distanz z	5 GHz- Fluss [Jy]	spektraler Index α_{radio}	scheinbare Helligkeit [mag]	Katalog	Objekt- Typ	Index	BATSE
	RA hh mm ss	DEC deg mm ss									
NGC 0315	00 57 48.8	+30 21 09	0055+300	.017	1.180	-0.10	12.5	K	FS		
4C +31.04	01 19 35.0	+32 10 50	0116+319	.060	1.450	-0.47	14.5	K	FS	M	
1ES 0120+340	01 23 08.8	+34 20 50	0120+340	.272	0.034		15.2	-	BL		B
1ES 0145+138	01 48 29.7	+14 02 18	0145+138	.125	0.006		17.9	P	BL	X	(B)
UGC 01651	02 09 38.6	+35 47 50	0206+355	.037	0.894	+0.77	13.0	S4	FS		
1ES 0229+200	02 32 48.6	+20 17 17	0229+200	.140	0.049		14.7	P	BL	X	B
S4 0309+411	03 13 01.9	+41 20 01	0309+411	.134	0.514	+0.11	18.0	S4	FS		
V Zw 331	03 13 57.8	+41 15 23	0313+411	.029	0.048	0.0	17.3	DX	BL		
NGC 1275	03 19 48.1	+41 30 42	0316+413	.018	47.200	+1.02	11.9	K	FS		
HB89 0317+185	03 19 51.8	+18 45 35	0317+183	.190	0.017		18.1	P	BL		
1ES 0323+022	03 26 14.0	+02 25 15	0323+022	.147	0.042		16.5	P	BL	X	B
4C +37.11	04 05 49.2	+38 03 32	0402+379	.055	1.160	-0.39	18.5	K	FS		
3C 120.0	04 33 11.1	+05 21 16	0430+052	.033	8.440	+0.31	15.1	K	FS,Sy1	M	
4C +01.13	05 13 52.5	+01 57 10	0513+015	.084	0.131	0.45	14.8	DX	BL		
EXO 0706.1+5913	07 10 30.8	+59 08 17	0706+591	.125	0.041		18.4	P	BL	X	
S4 0733+597	07 37 30.1	+59 41 03	0733+597	.041	0.518	+0.03	14.9	S4	FS		
HB89 0736+017	07 39 18.0	+01 37 05	0736+017	.191	1.990	-0.13	16.5	K	FS		
3C 197.1	08 21 33.7	+47 02 37	0818+472	.128	0.860	-0.49	16.5	S4	FS		
HB89 0829+046	08 31 48.9	+04 29 39	0829+046	.180	2.110		16.5	P	BL	X	
1ES 0927+500	09 30 37.6	+49 50 26	0927+500	.188	0.018		17.2	P	BL		B
1ES 1011+496	10 15 04.2	+49 26 01	1013+498	.200	0.286		16.1	P	BL	X	(B)
MS 1019.0+5139	10 22 11.2	+51 24 15	1019+514	.141	0.003		18.1	P	BL		
MKN 421	11 04 27.3	+38 12 32	1101+384	.031	0.722	-0.09	14.4	P	BL	MX	B
EXO 1118+4228	11 20 48.1	+42 12 12	1118+423	.124	0.034		17.3	P	BL	X	(B)

Name	Position (J2000)		Quelle	Distanz z	5 GHz- Fluss [Jy]	spektraler Index α_{radio}	scheinbare Helligkeit [mag]	Katalog	Objekt- Typ	Index	BATSE
	RA hh mm ss	DEC deg mm ss									
NGC 3894	11 48 50.3	+59 24 56	1146+596	.011	0.606	+0.52	13.0	S4	FS		
1ES 1212+078	12 15 11.0	+07 32 04	1212+078	.136	0.117	-0.04	16.0	P	BL		B
MS 1214.3+3811	12 16 51.8	+37 54 39	1214+381	.062	0.002		16.7	-	Sy1	M	
1H 1219+301	12 21 21.9	+30 10 37	1219+301	.182	0.055		16.4	P	BL	MX	
W COMAE (ON 231)	12 21 31.7	+28 13 59	1219+285	.102	0.981		16.5	P	BL		(B)
NGC 4374	12 25 03.1	+12 53 11	1222+131	.0035	3.090	-0.46	08.7	K	FS		
3C 273	12 29 06.7	+02 03 09	1226+023	.158	42.850	+0.15	12.8	K	FS		
1ES 1239+069	12 41 48.3	+06 36 01	1239+069	.150	0.010		19.4	P	BL		(B)
1ES 1255+244	12 57 31.9	+24 12 40	1255+244	.141	0.007		15.4	P	BL	X	B
IRAS 13451+1232	13 47 33.3	+12 17 24	1345+125	.121	2.91	-0.40	17.0	K	FS		
MKN 0668	14 07 00.3	+28 27 15	1404+286	.078	2.95	+0.80	14.0	K	FS	M	
PG 1418+546	14 19 46.6	+54 23 15	1418+546	.151	1.090	+0.38	15.3	K	FS		B
1ES 1426+428	14 28 32.6	+42 40 21	1426+428	.129	0.038		16.4	P	BL	X	B
1ES 1440+122	14 42 48.3	+12 00 40	1440+122	.162	0.410		17.0	P	BL		B
TXS 1514+004	15 16 40.2	+00 15 02	1514+004	.052	1.360	-0.48	16.5	K	FS	M	
RX J16247+3726	16 24 43.4	+37 26 42	1625+373	.200	0.042		18.2	P	BL		
MKN 501	16 53 52.2	+39 45 37	1652+398	.034	1.420	+0.06	13.7	P	BL	MX	B
V71 1721-026	17 24 37.8	-02 43 06	1721-026	.033	1.190	-0.41	15.0	K	FS		
1H 1720+117	17 25 04.4	+11 52 16	1722+119	.018	0.741		15.2	P	BL	X	
IZw 187	17 28 18.6	+50 13 10	1727+502	.059	0.155		16.7	P	BL	MX	B
1ES 1741+196	17 43 57.8	+19 35 09	1741+196	.083	0.223		16.6	P	BL	X	
NGC 6454	17 44 56.6	+55 42 17	1743+557	.031	0.521	-0.28	13.0	S4	FS		
EXO 1811+3143	18 13 35.3	+31 44 20	1812+314	.117	0.127	+0.17	17.4	P	BL		
BLLAC	22 02 43.3	+42 16 40	2200+420	.069	4.470	-0.13	14.9	K	BL	M	B
HB89 2201+044	22 04 17.6	+04 40 02	2201+044	.027	0.741		15.2	V	BL,Sy1	M	
HB89 2254+074	22 57 17.3	+07 43 12	2254+074	.190	1.190	+1.19	16.4	K	BL		B
1ES 2321+419	23 23 52.1	+42 10 59	2321+419	.059	0.019		17.0	P	BL		B
S4 2323+435	23 25 42.3	+43 46 59	2323+435	.145	1.02	-0.45	18.0	K	FS		
PKS 2324-02	23 26 54.4	-02 02 17	2324-023	.188	1.160	-0.49	18.3	K	FS		
1ES 2344+514	23 47 04.8	+51 42 18	2344+513	.044	0.215		15.5	P	BL	X	B

Kapitel 4

Gamma - Astronomie mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen

Der Gammabereich bis zu Energien von einigen GeV wird durch experimentelle Aufbauten vermessen, die mittels Satelliten im Weltraum stationiert wurden, um die Absorption der Erdatmosphäre zu umgehen. Das räumliche Ausmass dieser Experimente ist aus technischen und finanziellen Gründen stark limitiert. Da die Teilchenrate der kosmischen γ -Strahlung mit zunehmender Energie stark abfällt, stossen die heutigen Satelliten-Experimente aufgrund ihrer begrenzten effektiven Nachweissfläche bereits bei Photon-Energien von wenigen GeV an ihre Mess-Grenzen.

Das sehr erfolgreiche Weltraum-Experiment EGRET erreichte bei der Beobachtung von Punktquellen eine Empfindlichkeit von $6 \cdot 10^{-8} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ oberhalb von 100 MeV [310]. Gammaquellen, deren integraler Teilchenfluss bei 100 MeV selbst 10 mal höher ist als die EGRET-Sensitivität in diesem Bereich und deren Spektrum flach mit einem differentiellen Index von $\alpha = 2.0$ ist, hätten oberhalb von 20 GeV einen integralen Fluss von nur noch $3 \cdot 10^{-9} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Satelliten-Experimente wie EGRET besitzen typische effektive Flächen von etwa 0.15m^2 , damit wäre eine effektive Teilchenrate von etwa zwei Photonen innerhalb von 5 Tagen gegeben. Bei typischen EGRET-Beobachtungszeiten für Punktquellen von zwei Wochen könnten etwa 6 Teilchen mit Energien $> 20 \text{GeV}$ beobachtet werden. Im TeV-Bereich ist der integrale Fluss bereits um einen Faktor 100 niedriger und die Zählrate sinkt auf weniger als 1 γ -Teilchen pro Jahr. Direkte Messungen mit Satelliten sind für Photonen oberhalb von 20 GeV nicht effizient.

Bodengebundene Experimente nutzten die Erdatmosphäre als Detektor und erreichen dadurch eine enorme Vergrösserung ihrer effektiven sensitiven Fläche. Über die Beobachtung von atmosphärischen Luftschauern können die hochenergetischen primären Photonen, die den Luftschauer induziert haben, indirekt nachgewiesen werden. Die atmosphärischen Cherenkov-Teleskope unter Ausnutzung der abbildenden Cherenkov-Technik haben sich dazu als leistungsstarke Werkzeuge erwiesen.

In diesem Kapitel werden zunächst die atmosphärischen Luftschauer anhand der in ihnen stattfindenden Wechselwirkungsprozesse beschrieben und Charakteristiken der unterschiedlichen Luftschauerarten herausgestellt. Dann wird auf die Entstehung des atmosphärischen Cherenkov-Lichts und seine Eigenschaften eingegangen. Abschliessend wird das Prinzip der abbildenden Cherenkov-Technik insbesondere für ein System von Cherenkov-Teleskopen erläutert.

4.1 Atmosphärische Luftschauer

Trifft ein hochenergetisches Teilchen der kosmischen Strahlung auf die Erdatmosphäre, so wechselwirkt es nach einer charakteristischen freien Weglänge mit den Teilchen der Atmosphäre, überwiegend mit Stickstoff- und Sauerstoff-Molekülen. Bei dieser ersten Wechselwirkung werden Sekundärteilchen erzeugt, die in erster Näherung die Flugrichtung des sie erzeugenden kosmischen Teilchens beibehalten und nun ihrerseits nach einer Wechselwirkungslänge mit den atmosphärischen Teilchen reagieren und weitere Kaskaden auslösen. Es entwickelt sich eine Sekundärteilchenlawine, die sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit in Richtung der Flugbahn des einfallenden Primärteilchens in der Atmosphäre ausbildet, der sogenannte *atmosphärische Luftschauer*.

Die Art der Wechselwirkungen innerhalb des Schauers beeinflusst wesentlich dessen Entwicklung. Während Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse neue Sekundärteilchen unter Energieaufwendung erzeugen, wird bei Ionisations- und Absorptionsprozessen lediglich Energie aus dem Schauer entfernt. Die maximale Teilchenanzahl des Luftschauers wird erreicht, wenn die Energie der einzelnen Schauerteilchen nicht mehr ausreicht, um neue Teilchen zu produzieren. Der Schauer unterliegt dann den Energieverlustprozessen durch Ionisation und Absorption, ihre Anzahl der Schauerteilchen nimmt kontinuierlich ab, der Schauer stirbt aus. Ohne direkt in den Energiehaushalt einzugreifen sorgt der Prozess der Vielfachstreuung für eine Ablenkung von der ursprünglichen Teilchenbahn. Gemeinsam mit den transversalen Impulsen der im Stoss produzierten Teilchen bewirkt das die laterale Ausdehnung des Schauers.

Je nach einfallendem Primärteilchen unterscheidet man elektromagnetische und hadronische Luftschauer. Elektromagnetische Luftschauer werden durch Elektronen, Positronen oder Photonen ausgelöst, hadronische Luftschauer durch Atomkerne. In beiden Schauertypen kommt es bevorzugt durch hochenergetische Elektronen und Positronen, aber auch durch Myonen, zu dem sogenannten Cherenkov-Effekt (siehe Abschnitt 4.6). Dabei werden in charakteristischer Weise Lichtquanten emittiert, die sich mit geeigneten Detektoren auf der Erdoberfläche nachweisen lassen. Durch die unterschiedlichen Wechselwirkungsprozesse in den beiden Schauertypen bilden diese verschiedene charakteristische Erscheinungsformen aus. Das wird von der abbildenden Cherenkov-Technik ausgenutzt, um auf einer statistischen Basis auf das auslösende Primärteilchen schliessen zu können. Diese γ -Hadron-Separation wird in der γ -Astronomie erfolgreich angewandt, um den unerwünschten hadronischen Anteil zu erkennen und in der Analyse zu reduzieren.

Details der Schauerentwicklung in der Atmosphäre werden in vielen Lehrbüchern der Hochenergieastrophysik erläutert, wie z.B. in denen von M. Longair [189, 190], T.K. Gaisser [108], R. Hillier [139] und das von B.W. Carroll und D.A. Ostlie [69].

4.1.1 Elektromagnetische Luftschauer

Ein elektromagnetischer Luftschauer wird durch ein hochenergetisches Gammateilchen oder durch ein Elektron bzw. Positron induziert. Die hier wesentlichen zur Schauerentwicklung beitragenden physikalischen Prozesse sind Paarbildung und Bremsstrahlung, die Compton-Streuung ist bei diesen Energien unbedeutend. Der Energieverlust bei relativistischen Bremsstrahlungsprozessen ist von exponentieller Form:

$$-\frac{dE}{dx} \propto E_0. \quad (4.1)$$

Die Strahlungslänge X_{brems} ist somit als die Wegstrecke definiert, nach der die Energie des Teilchens auf e^{-1} seine Ursprungsenergie E_0 abgefallen ist, also ein Anteil von $(1 - e^{-1}) \cdot E_0$

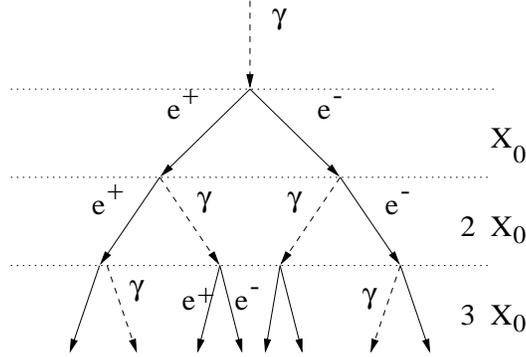


Abbildung 4.1: **Prinzipielle Entwicklung elektromagnetischer Schauer** durch e^+e^- -Paarbildung und Bremsstrahlung nach dem vereinfachten Kaskaden-Modell von Heitler. X_0 ist die definierte mittlere Strahlungslänge für diese Prozesse, die Energien werden dabei gleichmässig auf die Sekundärteilchen übertragen.

als Bremsstrahlung emittiert wurde:

$$E = E_0 \exp(-x/X_{brems}). \quad (4.2)$$

Die Strahlungslängen X werden in Einheiten einer Flächendichte $g \text{ cm}^{-2}$ angegeben. Für die Emission von Bremsstrahlung in Luft beträgt die Strahlungslänge $X_{brems} = 36.5 g \text{ cm}^{-2}$ [189], die Konversionslänge für die Paarbildung etwa $X_{paar} = 9/7 \cdot X_{brems}$ [139].

Das vereinfachte Modell elektromagnetischer Kaskaden von Heitler [129] vernachlässigt Fluktuationen im Schauer, die Prozesse finden je nach einer generalisierten Strahlungslänge X_0 statt, mit

$$X_0 := X_{brems} \approx X_{paar}. \quad (4.3)$$

Dabei wird die Energie der Teilchen bei jedem Prozess gleichmässig auf die Sekundärteilchen übertragen. Dieses Modell beinhaltet also starke Vereinfachungen, beschreibt aber die wesentlichen Zusammenhänge der longitudinalen Entwicklung von elektromagnetischen Luftschauern hinreichend genau, und bietet wegen seiner Simplität einen hohen Anschauungsgrad. In Abbildung 4.1 ist dieses Prinzip der Schauerentwicklung dargestellt.

Demnach zerstrahlt ein primäres γ -Quant der Energie E_0 nach einer Strahlungslänge X_0 in ein e^+e^- -Paar. Dabei überträgt es dem Elektron und dem Positron je $E_0/2$ seiner Energie. Nach einer weiteren Strahlungslänge emittieren diese jeweils ein Bremsstrahlungs- γ -Photon der Energie $E_0/4$ und verbleiben jeweils mit einer Energie $E_0/4$. Die so entstandenen Photonen produzieren wiederum über Paarbildung e^+e^- -Paare, die Elektronen und Positronen erzeugen ihrerseits via Bremsstrahlung neue Photonen, dabei wird die Energie jeweils auf die Prozesspartner gleichverteilt. Somit verdoppelt sich die Anzahl der Teilchen nach jeder Strahlungslänge und die Energie pro Teilchen halbiert sich bei jedem Prozess-Schritt. Nach n Strahlungslängen besteht der Schauer dann aus $N(n)$ Teilchen der mittleren Energie E_n :

$$N(n) = 2^n, \quad E_n = E_0 \cdot 2^{-n}. \quad (4.4)$$

Dieser Vorgang wiederholt sich so lange bis die mittlere Teilchenenergie den kritischen Wert E_{krit} erreicht, für Elektronen in Luft liegt diese Energieschwelle bei $E_{krit} = 81 \text{ MeV}$. Der Schauer besitzt dann seine maximale Teilchenanzahl, das sogenannte *Schauermaximum*. Unterhalb dieser Schwelle dominieren Energieverluste durch Ionisation bei Elektronen, bei Photonen die Verluste durch Compton-Streuung. Die Teilchenanzahl nimmt wieder ab, und der

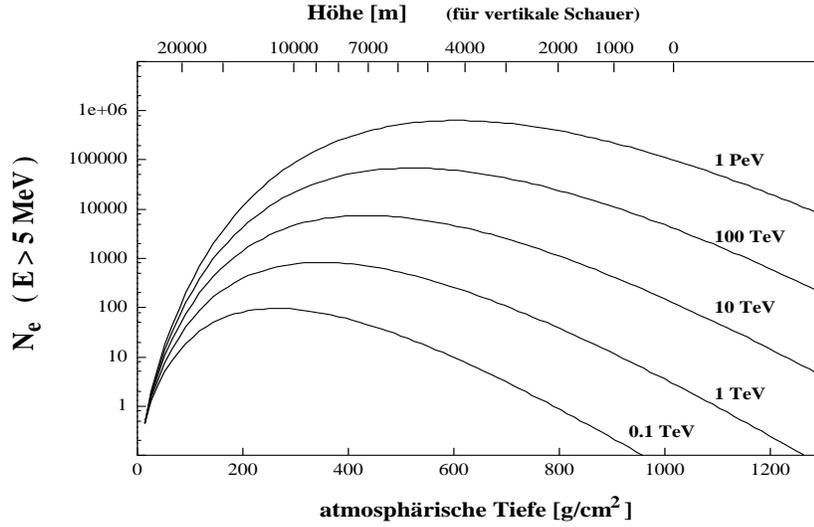


Abbildung 4.2: Die **longitudinale Entwicklung elektromagnetischer Luftschauer** ist hier für verschiedene Primärenergien anhand der analytisch berechneten Anzahl der Elektronen mit Energien > 5 MeV dargestellt. Die obere Skala gibt die zur atmosphärischen Eindringtiefe t entsprechende Höhe über dem Meeresspiegel h für vertikal einfallende Schauer an [44].

Schauer stirbt aus. Im Schauermaximum entspricht die mittlere Teilchenenergie der kritischen Energie

$$E_n = E_0 \cdot 2^{-n} = E_{krit}. \quad (4.5)$$

Daraus ergibt sich die Anzahl der Strahlungslängen n_{max} bis zum Schauermaximum, welches gleichbedeutend mit der Tiefe des Schauermaximums t_{max} ist, zu

$$t_{max} = n_{max} = \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_{krit}}\right)}{\ln 2}. \quad (4.6)$$

Für die maximale Teilchenanzahl des Schauers folgt

$$N_{max} = E_0/E_{krit}, \quad (4.7)$$

davon entfallen etwa $2/3$ auf e^+e^- -Paare und $1/3$ auf Photonen.

Die wesentlichen Charakteristika eines Luftschauers werden bereits in diesem vereinfachten Modell deutlich:

- ◇ Die Anzahl der Teilchen eines Schauers N wächst exponentiell mit der Schauertiefe t , diese ist proportional zur Anzahl n der Strahlungslängen. Die Teilchenenergie E_n nimmt exponentiell mit t ab.
- ◇ Die maximale Teilchenanzahl N_{max} ist direkt proportional zur Energie des einfallenden Primärteilchens E_0 .
- ◇ Die Anzahl der Strahlungslängen n_{max} bis zum Schauermaximum und damit die atmosphärische Eindringtiefe t des Schauers wächst logarithmisch mit E_0 .

Komplexere analytische Berechnungen der Schauerentwicklung berücksichtigen zusätzliche Ionisationsverluste und realistische Wirkungsquerschnitte. Durch Lösen von Kaskadenglei-

chungen erhält man eine Parametrisierung des longitudinalen Profils eines elektromagnetischen Schauers [257]:

$$N_e(t) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{E_{krit}}}} e^{t(1 - \frac{3}{2} \ln s)} \quad (4.8)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2 \ln \frac{E_0}{E_{krit}}} \quad (4.9)$$

Das Schaueralter s gibt das Entwicklungsstadium des Schauers an: vom Beginn des Schauers ($s=0$), über die Zunahme der Schauerteilchen ($s < 1$), das Schauermaximum ($s = 1$) und der Abnahme der Teilchenanzahl, dem Absterben des Schauers ($s > 1$), bis zu dem vollständigen Aussterben des Schauers, wenn $N_e < 1$ wird ($s = 2$). Abbildung 4.2 zeigt das longitudinale Profil eines γ -induzierten Luftschauers für verschiedene Primärenergien anhand der analytisch berechnete Anzahl der Elektronen (hier mit $E > 5$ MeV) in einem Luftschauder. Sowohl die Tiefe des Schauermaximums t als auch die Anzahl der Teilchen, die den Erdboden erreichen wächst mit zunehmender Primärenergie. Bei einem induzierenden γ -Quant mit einer Primärenergie von 1 TeV wird das Schauermaximum nach etwa 10 Strahlungslängen erreicht. Dies entspricht einer atmosphärischen Eindringtiefe von 350 g cm^{-2} (~ 8000 m Höhe ü. M.¹).

Der in dieser Arbeit zum Nachweis solcher Luftschauder verwendete HEGRA-Detektor befindet sich in 2200 m Höhe ü. M. auf La Palma, die atmosphärische Eindringtiefe dort beträgt $\sim 800 \text{ g cm}^{-2}$. Von einem 1 TeV- γ -Schauder erreichen dort also nur noch wenige Teilchen den Erdboden.

Die laterale Verteilung eines elektromagnetischen Luftschauers wird überwiegend bestimmt durch die mehrfachen Streuungen der Elektronen und Positronen an den Coulomb-Potentialen der Atomkerne in der Atmosphäre. Nach dem Durchlaufen einer Materieschicht der Dicke x resultiert für ein Elektron mit einer momentanen Teilchenenergie E ein mittlerer Ablenkwinkel Θ [139] gemäss

$$\Theta^2 = \frac{4\pi\hbar m_e^2 c^5}{e^2} \frac{x}{X_0} \frac{1}{E^2} = \frac{x}{X_0} \frac{21 \text{ MeV}}{E} \quad (4.10)$$

Die charakteristische Aufweitung des Schauers wird dann durch den *Molier-Radius* gegeben:

$$r_{Molier} = \sqrt{\Theta^2} X_0 = \frac{21 \text{ MeV}}{E} X_0 \quad (4.11)$$

Die maximale Aufweitung ist durch das Schauermaximum bestimmt, dort gilt $E = E_{krit}$. Für Luftschauder mit $X_0 = 36.5 \text{ g cm}^{-2}$ und $E_{krit} = 81 \text{ MeV}$ beträgt $r_{Molier} = 9.5 \text{ g cm}^{-2}$, das entspricht auf Meeressniveau etwa 70 m.

4.1.2 Hadronische Luftschauder

Hadronische Luftschauder werden durch Atomkerne der kosmischen Strahlung ausgelöst, die auf die Erdatmosphäre treffen. Da Protonen den grössten Anteil unter den kosmischen Hadronen ausmachen, wird die hadronische Kaskade exemplarisch an einem Proton-induzierten Luftschauder erläutert. Neben Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen dominieren in hadronischen Luftschaudern vor allem Prozesse der starken und schwachen Wechselwirkung.

Folgende qualitative Beschreibung eines Protonen-Schauers ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Ein hochenergetisches Proton kollidiert nach einer mittleren Wechselwirkungslänge von

¹ü. M. = über dem Meeresspiegel

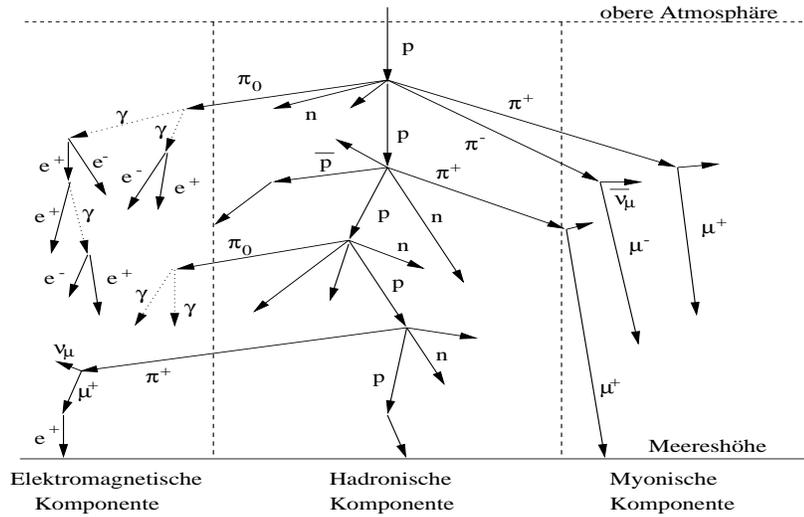


Abbildung 4.3: **Entwicklung eines hadronischen Schauers** unter Berücksichtigung der einzelnen auftretenden Komponenten.

83 g cm^{-2} mit einem Atomkern der oberen Atmosphärenschichten. Dabei entstehen überwiegend Pionen und Kaonen. Das Proton überträgt seinen Reaktionspartnern den Grossteil seiner Energie und verbleibt selbst in seiner ursprünglichen Flugbahn nahe der Schauerachse. Die Sekundärteilchen werden von dieser Achse durch den erhaltenen Transversalimpuls weggestreut. Im Schauer entwickeln sich drei charakteristische Subkaskaden: die elektromagnetische, die hadronische und die myonische Komponente, die die Neutrino-Komponente miteinschliesst.

Während die neutralen Pionen sofort in zwei γ -Photonen zerfallen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), die einen elektromagnetischen Subschauer auslösen, ist die mittlere Lebensdauer der geladenen Pionen und der Kaonen hinreichend lang, um mit anderen Nukleonen der Atmosphäre zu wechselwirken und einen hadronischen Subschauer auszubilden. Diese Kollisionen können ähnliche Auswirkungen haben wie die erste Proton-Nukleon-Streuung. Da die Wechselwirkungslängen dieser Sekundärteilchen aber mit X_π (1 TeV) = 107 g cm^{-2} für geladene Pionen und X_K (0.1 TeV) = 138 g cm^{-2} für Kaonen wesentlich grösser sind als die der elektromagnetischen Kaskade, dringt ein hadronischer Subschauer tiefer in die Atmosphäre ein. Die atmosphärische Eindringtiefe des gesamten Protonen-induzierten Luftschauers wird durch die hadronische Komponente bestimmt, die sich nahe der Schauerachse ausbreitet.

Findet eine Kollision der hadronischen Sekundärteilchen mit atmosphärischen Nukleonen nicht statt, so zerfallen die Pionen und die Kaonen in Myonen und (Anti-)Neutrinos gemäss:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (4.12)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (4.13)$$

Die Myonen bilden die dritte Subschauerkomponente. Im allgemeinen wechselwirken sie nicht mehr mit den atmosphärischen Atomkernen und setzen ihren Weg ungehindert bis zum Erdboden fort. Wegen ihrer langen Lebensdauer von $t_{1/2} = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ sind Zerfälle dieser relativistischen Teilchen selten. Kommt es dazu, so wird die elektromagnetische Komponente des Schauers durch die Erzeugung von e^- und e^+ im Myonenzerfall unterstützt.

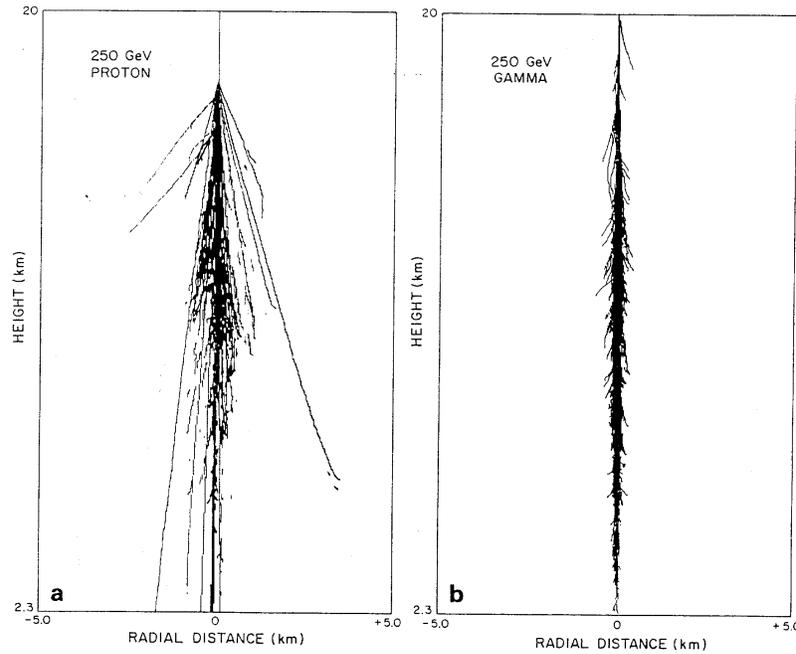


Abbildung 4.4: **Entwicklung eines hadronischen und elektromagnetischen Schauers im Vergleich** anhand der simulierten Teilchenbahnen von Elektronen und Positronen: (*links*) ein proton-induzierter Schauer, (*rechts*) ein γ -induzierter Schauer. Die Energie der Primärteilchen ist jeweils $E = 0.25$ TeV [288].

Die hier erzeugten Neutrinos sind für die γ -Astronomie ohne Bedeutung. Aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungsbereitschaft erzeugen sie im allgemeinen keine weiteren Sekundärteilchen und tragen somit nicht weiter zur Entwicklung des Schauers bei. In der Neutrino-Astronomie dagegen sind die atmosphärischen Neutrinos von grossem Interesse, da sie dort einen hohen unerwünschten Untergrund darstellen und somit eine genaue Kenntnis dieser Schauer-Komponente zur Bestimmung eines astronomischen Neutrino-Signals unerlässlich ist.

Sowohl die elektromagnetische als auch die myonische Komponente erhalten während der Entwicklung des Luftschauers stetigen Beitrag aus der hadronischen Schauer-Komponente. In ihr werden mehrere Generationen von Pionen und Kaonen erzeugt, die in elektromagnetische Subkaskaden auslösende Gamma-Quanten oder in Myonen zerfallen. Die resultierenden Subschauerkomponenten setzen sich also aus mehreren Einzelschauern zusammen. Aufgrund der Übertragung grosser Transversalimpulse auf die Sekundärteilchen des hadronischen Subschauers kommt es bereits vor der Auslösung der elektromagnetischen Teilschauer zu einer breiten Streuungen von der Schauerachse weg. Die resultierende elektromagnetische Schauerkomponente eines hadronischen Schauers zeigt somit eine erhebliche Verbreiterung im Vergleich mit einem durch ein primäres γ -Photonen induzierten Schauer (siehe Abbildung 4.4).

Da ein signifikanter Anteil der Schauerenergie in die Erzeugung von massiven Hadronen investiert wird oder von Myonen und Neutrinos fortgetragen wird, benötigen hadronische Luftschauer zur Erzeugung der gleichen Anzahl von Schauerteilchen mehr Energie als elektromagnetische Schauer. Abbildung 4.5 zeigt das mittlere longitudinale Profil beider Schauerarten für die Anzahl der Elektronen in den Schauern. Der von einem Proton indu-

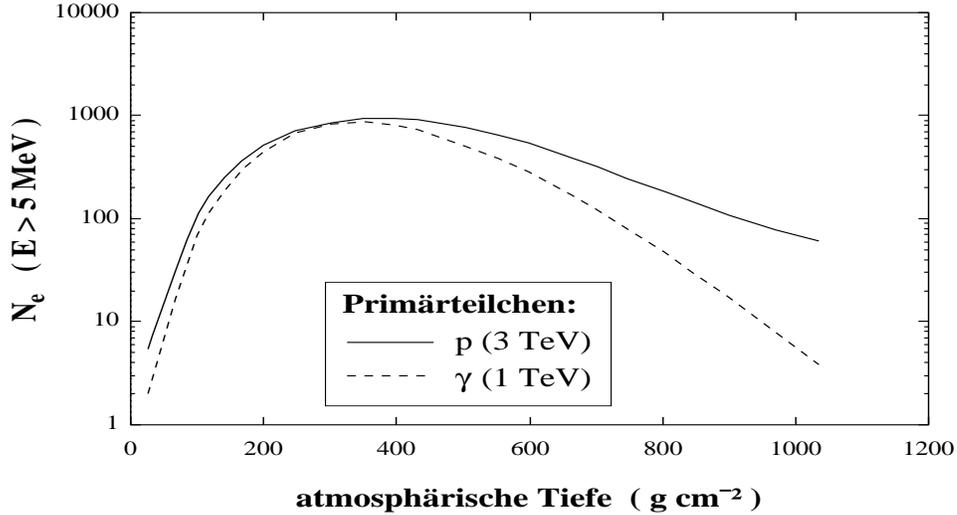


Abbildung 4.5: **Longitudinales Profil hadronischer und elektromagnetischer Schauer im Vergleich.** Ein 3 TeV- Protonenschauer und ein 1 TeV γ -Schauer produzieren die gleiche Anzahl von Elektronen in entsprechender Schauertiefe. Nach dem Schauermaximum stirbt der elektromagnetische Schauer schneller aus als die elektromagnetische Komponente der hadronischen Kaskade [44].

zierte Schauer erreicht erst mit der dreifachen Primärenergie von 3 TeV die gleiche maximale Teilchenanzahl wie der 1 TeV γ -Photon induzierte Schauer. Ebenfalls gut zu sehen ist die schnellere Abnahme der Anzahl der Schauerteilchen nach dem Schauermaximum innerhalb des γ -Schauers. Die elektromagnetische Komponente eines protonen-induzierten Luftschauers im Energiebereich von 0.1 bis 10 TeV trägt etwa 30% - 50% der Primärenergie.

4.1.3 Vergleich beider Schauertypen

Die elektromagnetische Komponente der hadronen-induzierten Luftschauer (H) und die durch γ -Teilchen ausgelösten Kaskaden (G) sind sich im Prinzip ähnlich, unterscheiden sich aber in einigen wesentlichen Punkten:

- (i) *Beginn der Schauerentwicklung von H in grösserer atmosphärischer Tiefe als bei G .*
Die Entwicklung hadronischer Schauer setzt aufgrund des grösseren Durchdringungsvermögens der Hadronen tiefer in der Atmosphäre ein als bei γ -induzierten Kaskaden. Dadurch beginnt die Entwicklung der elektromagnetischen Komponente der hadronen-induzierten Luftschauer erst in geringeren Höhen über dem Erdboden als die der γ -induzierten Schauer.
- (ii) *longitudinale Schauerentwicklung bei H ausgedehnter als bei G .*
Nach Erreichen des Schauermaximums in einer durch die Primärenergie bestimmten Höhe stirbt der γ -induzierte Schauer relativ schnell aus, während die elektromagnetische Komponente im Verlauf der hadronischen Schauerentwicklung durch immer neu ausgelöste elektromagnetische Subkaskaden mit Elektronen und Positronen gespeist wird. Die mittlere Teilchenzahl der resultierenden elektromagnetischen Komponente hadronischer Schauer nimmt somit nur langsam ab und ihre longitudinale Entwicklung erstreckt sich über einen grösseren Höhenbereich.

- (iii) *laterale Ausdehnung der Schauer bei H grösser als bei G .*

Aufgrund hoher Transversalimpulse bei den Vielteilchenprozessen in Hadronen-Schauern verbreitert sich auch die resultierende elektromagnetische Komponente des hadronischen Schauers enorm, da diese Impulse auch auf die elektromagnetische Subschauer auslösenden Teilchen übertragen werden. Während sich die Teilchenbahnen der Elektronen und Positronen in der Schauerentwicklung eines hadronischen Schauers breit aufgefächert darstellen, ist das Profil eines Gammashauers sehr schmal und kompakt. Abbildung 4.4 zeigt diese Entwicklung der beiden Schauertypen anhand der Monte-Carlo-simulierten e^+e^- -Teilchenbahnen innerhalb der Schauer mit Energien der jeweiligen Primärteilchen von 0.25 TeV. Protonenschauer mit 1 TeV Primärenergie haben im Schauermaximum eine Ausdehnung von etwa 70 m, γ -Schauer gleicher Energie nur 21 m.

- (iv) *myonische Komponente nur bei H nicht bei G .*

Myonen-Schauer bilden sich nur in Hadron-induzierten Schauern aus. Eine koinzidente Messung dieser myonischen Komponente kann zur Unterscheidung zwischen hadronischen und γ -Schauern herangezogen werden. Ein effektiver Nachweis der Myonen ist aber erst oberhalb von 30 TeV möglich, unterhalb dieser Energie ist die Myon-Flächendichte zu gering.

Da überwiegend der elektromagnetische Anteil eines Luftschauers zur Entstehung von Cherenkov-Licht beiträgt, ist die longitudinale Entwicklung und die laterale Ausdehnung eines Schauers für die abbildende Cherenkov-Technik von grossem Interesse. Die Unterschiede in der Schauerentwicklung werden in der am Erdboden messbaren Flächendichteverteilung des im Schauer erzeugten Cherenkovlichts sichtbar. Sie dienen als Kriterien zur γ -Hadron-Separation in der TeV- γ -Astronomie. Der Energieverlust durch Cherenkov-Emission liegt unterhalb von 0.1% und ist somit gegenüber den Verlusten durch Ionisation oder Bremsstrahlung vernachlässigbar.

4.2 Atmosphärisches Cherenkov-Licht

4.2.1 Cherenkov Effekt

1934 entdeckte P.A. Cherenkov eine bis dahin unbekannte Leuchterscheinung in Materie. Diese nach ihm benannte elektromagnetische Strahlung entsteht bei dem Durchgang eines geladenen Teilchens durch ein dielektrisches Medium mit einer Geschwindigkeit, die grösser ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Dielektrikum. Eine theoretische Erklärung dieses Phänomens auf der Basis der klassischen Elektrodynamik wurde von Tamm und Frank 1937 gegeben. Aufgrund dieses Cherenkov-Effektes konnten Detektoren zur Bestimmung der Geschwindigkeiten von Elementarteilchen entwickelt und andere bedeutende physikalische Entdeckungen gemacht werden. 1958 wurde den Physikern Cherenkov, Tamm und Frank deshalb für ihre Arbeiten der Nobelpreis zugesprochen.

In einem dielektrischen Medium mit Brechungsindex² n ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Strahlung $c_n = \frac{c}{n}$ kleiner als die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum c . Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit v durch ein solches Dielektrikum, dann werden die Atome und Moleküle entlang der Teilchenbahn polarisiert und verhalten sich kurzzeitig wie Dipole. Schwingen die Teilchen des Mediums wieder in ihre Ruhelage zurück, werden Lichtwellen emittiert.

²Im optischen Medium gilt allgemein die Maxwell-Beziehung: $n = \sqrt{\epsilon}$ mit der Dielektrizitätskonstante ϵ .

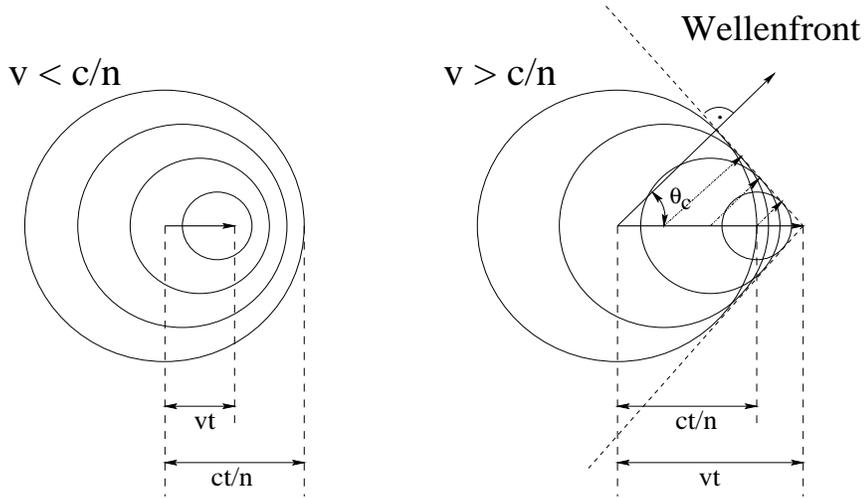


Abbildung 4.6: **Entstehungsprinzip der Cherenkov-Strahlung:** (*links*) $v < c/n$ die Teilchengeschwindigkeit v ist kleiner als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium $c_n = c/n$, nach aussen wird keine Strahlung freigesetzt, (*rechts*) ist $v > c/n$, so ist die Symmetrie des Dipolfeldes parallel zur Teilchenbahn gestört, die sich überlagernden Kugellichtwellen bilden einen Cherenkov-Lichtkegel aus. (entlehnt aus [151])

Falls $v < c_n$, so entsteht um die Spur des verursachenden Teilchens ein symmetrisches Dipolfeld, welches aufgrund destruktiver Interferenz der Lichtwellen, keine Strahlung nach aussen freisetzt. Ist jedoch $v > c_n$, so ist die Symmetrie des Dipolfeldes teilweise aufgehoben: senkrecht zur Teilchenbahn besteht noch die Radialsymmetrie, parallel zur Bahn ist diese aber zerstört, und es existiert ein resultierendes Dipolmoment. Die senkrecht zur Bahn schwingenden Dipolkomponenten senden von jedem Punkt der Teilchenbahn einzelne Lichtwellen aus, die nun nach dem Huygenschen Prinzip interferieren. Es entsteht eine Wellenfront, die aufgrund der Kugel-Elementarwellen in eine kegelförmige Strahlungsfront resultiert. Diese optische Schockwelle ist vergleichbar mit der auftretenden Schallschockwelle (Mach'scher Kegel) von sich mit Überschallgeschwindigkeit fortbewegenden Körpern in Luft. In Abbildung 4.6 ist das Entstehungsprinzip von Cherenkov-Strahlung dargestellt. Während für eine Teilchengeschwindigkeit von $v < c_n$ nahezu kugelsymmetrisch elementare Lichtwellen ausgesendet werden, kommt es für $v > c_n$ zu einer Überlagerung dieser Lichtwellen und es bildet sich der *Cherenkov-Lichtkegel* aus. In einem Zeitintervall Δt legt die von einem bestimmten Ort emittierte Welle die Strecke $c_n \Delta t$ zurück, während das Teilchen mit der Geschwindigkeit $v > c_n$ die Strecke $v \Delta t$ durchläuft. Damit ergibt sich ein charakteristischer Emissionswinkel für die Cherenkov-Strahlung θ_C :

$$\cos \theta_C = \frac{c_n \Delta t}{v \Delta t} = \frac{c/n}{v} = \frac{1}{\beta n} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (4.14)$$

Der Emissionswinkel θ_C wird als *Cherenkov-Winkel* bezeichnet und gibt den halben Öffnungswinkel des Strahlungskegels an. Für hochrelativistische Teilchen mit $v \approx c$ wird dieser Emissionswinkel maximal:

$$\theta_{C,max} = \arccos \frac{1}{n} \quad (4.15)$$

Luft hat unter Normalbedingungen auf Meeressniveau einen Brechungsindex von $n_{Luft} =$

1.000298, damit ergibt sich dort ein maximaler Cherenkov-Winkel von $\theta_{C,max}(n_{Luft}) = 1.4^\circ$. Mathematisch gilt $\cos\theta_C \leq 1$, somit ist $\beta \leq n$. Unter der Voraussetzung, dass die Teilchengeschwindigkeit immer kleiner ist als die Vakuumlichtgeschwindigkeit, folgt daraus als Bedingung für die Emission von Cherenkovlicht:

$$n(\lambda) > 1 \quad (4.16)$$

Das ist für Luft erfüllt im infraroten, sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich.

Um Cherenkovlicht zu erzeugen, muss ein Teilchen der Masse m_0 mindestens eine Geschwindigkeit von $v = c/n$ besitzen. Das entspricht einer minimalen kinetischen Energie von:

$$E_{min} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (4.17)$$

Da diese direkt proportional zur Masse der Teilchen ist, wird der Hauptbeitrag des atmosphärischen Cherenkov-Lichts durch Elektronen und Positronen erzeugt, die die leichtesten geladenen Teilchen des Schauers darstellen. Für sie liegt die Energieschwelle bei $E_{\theta_C}(e^\pm) = 21$ MeV (auf Meeresniveau unter Normalbedingungen in Luft). Die wesentlich schwereren Myonen und Pionen haben eine entsprechend höhere Energieschwelle ($E_{\theta_C}(\mu) = 4.4$ GeV) und sind in sehr viel geringerer Anzahl im Luftschauer vertreten. Ihr Beitrag ist damit vernachlässigbar gering. Gleiches gilt für die leichtesten Hadronen im Schauer, die Protonen, ihre Energieschwelle liegt bei $E_{\theta_C}(p) = 40$ GeV.

Die Anzahl dN der pro Wegstrecke dx durch ein Teilchen erzeugten Cherenkov-Photonen berechnet sich über den Energieverlust, den dieses Teilchen der Ladung Z und Masse m_0 durch die Emission von Cherenkov-Licht erleidet, und ergibt sich zu [151]:

$$-\frac{dN}{dx} = 2\pi Z^2 \alpha \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{e^2}{hc} \approx \frac{1}{137} \quad (4.18)$$

dabei ist λ die Wellenlänge der emittierten Cherenkov-Photonen und α die Feinstrukturkonstante mit dem Planckschen Wirkungsquantum h . Unter Berücksichtigung von Gleichung 4.14 erhält man eine Form der Gleichung 4.18, mit der sich die Anzahl der in einem bestimmten Wellenlängenbereich λ_1 bis λ_2 abgestrahlten Cherenkov-Photonen direkt berechnen lässt:

$$-\frac{dN}{dx} = 2\pi Z^2 \alpha \sin^2 \theta_C \int \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (4.19)$$

Das für das Cherenkov-Licht charakteristische $1/\lambda^2$ -Spektrum fällt zu grossen Wellenlängen hin ab. Bei kleinen Wellenlängen wird das Spektrum durch Gleichung 4.16 begrenzt und bricht im hochenergetischen UV-Bereich ab, da dort $n(\lambda) < 1$ wird. Somit wird der wesentliche Anteil der Cherenkov-Photonen im blauen sichtbaren Licht und im ultravioletten Bereich emittiert. Eine Cherenkov-Emission, die durch ein relativistisches Elektron ($\beta = 1$ und $Z = 1$) unter Normalbedingungen in Luft ($n = 1.000298$) mit einem Cherenkov-Winkel von $\theta_C = 1.4^\circ$ erzeugt wird, produziert pro m Wegstrecke im Wellenlängen-Bereich von 350 nm bis 550 nm etwa 28 Cherenkov-Photonen ($dN(300 \text{ nm} - 550 \text{ nm}) = 42$ Photonen/m, $dN(350 \text{ nm} - 600 \text{ nm}) = 33$ Photonen/m, $dN(300 \text{ nm} - 600 \text{ nm}) = 46$ Photonen/m).

4.2.2 Cherenkov-Licht in atmosphärischen Luftschauern

Die in einem atmosphärischen Luftschauer produzierten geladenen Sekundärteilchen erzeugen beim Durchlaufen der Erdatmosphäre Cherenkov-Licht, sofern ihre Energie oberhalb der

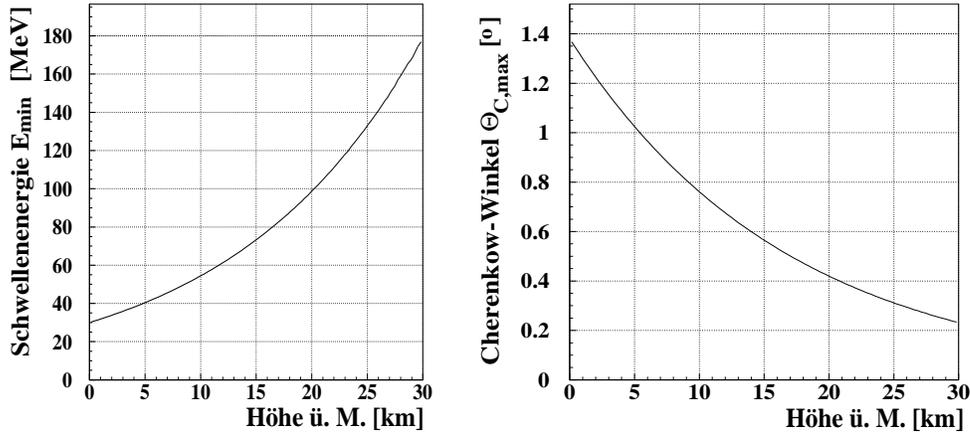


Abbildung 4.7: **Abhängigkeit der Schwellenenergie und des Cherenkov-Winkels von der Höhe ü. M.** für (*links*) die Schwellenenergie E_{min} für Elektronen in MeV und (*rechts*) den maximalen Emissionswinkel $\theta_{C,max}$ in Grad für relativistische Teilchen ($\beta \approx 1$).

Schwelle $E_{min}(n)$ (Gleichung 4.17) liegt. Die Dichte der Erdatmosphäre ändert sich kontinuierlich mit der Höhe über dem Meeresspiegel. Für eine angenähert isotherme Atmosphäre kann diese Abhängigkeit in guter Näherung mit der barometrischen Höhenformel beschrieben werden. Da der Brechungsindex n aber direkt proportional zur Dichte des Mediums ist, ergibt sich für n die gleiche exponentielle Abhängigkeit:

$$n(h) = 1 + \eta_0 e^{-\frac{h}{h_0}} \quad \text{mit} \quad \eta_0 = n_0 - 1 = 0.000298, \quad (4.20)$$

dabei ist h die Höhe über dem Meeresspiegel und n_0 der Brechungsindex auf Meeresspiegelhöhe. Die Skalenhöhe h_0 ist bei einer realen Atmosphäre abhängig von der Höhe über dem Meeresspiegel und beträgt h_0 ($h = 0$ m ü. M.) = 8.4 km und h_0 ($h > 12$ m ü. M.) = 6.4 km.

Aufgrund der Änderung des Brechungsindex ändern sich die von ihm abhängigen Größen des vorangegangenen Abschnitts mit der Höhe: der Cherenkov-Winkel (Gleichung 4.14)

$$\theta_C(h) = \arccos \left(\frac{1}{\beta (1 + \eta_0 e^{-\frac{h}{h_0}})} \right) \quad (4.21)$$

und die Schwellenenergie für Cherenkov-Emission (Gleichung 4.17).

$$E_{min}(h) = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \eta_0 e^{-\frac{h}{h_0}}\right)^2}}}. \quad (4.22)$$

Die Änderungen dieser Größen mit der Höhe ü. M. sind in den Abbildung 4.7 dargestellt, dabei zeigt der linke Graph die Schwellenenergie E_{min} für Elektronen in MeV und der rechte Graph den maximalen Emissionswinkel $\theta_{C,max}$ in Grad für relativistische Teilchen ($\beta \approx 1$). Während die minimale Energie zur Emission von Cherenkov-Strahlung mit abnehmender Höhe ebenfalls sinkt, nimmt der maximale Emissionswinkel relativ zur Teilchenbahn stetig zu. Im Schauermaximum ($h \approx 8$ km) eines γ -induzierten Luftschauers der Primärenergie von 1 TeV beträgt die Schwellenenergie etwa 55 MeV und der maximale Cherenkov-Winkel etwa 0.86° .

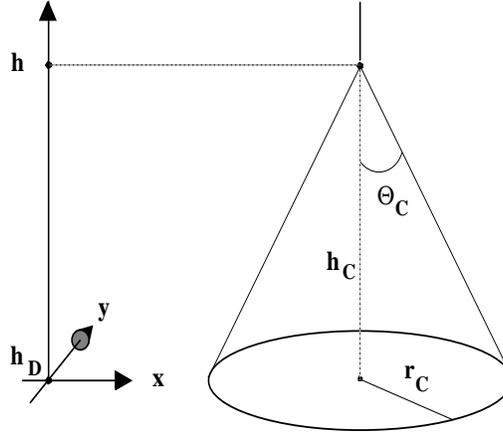


Abbildung 4.8: **Der Radius des Cherenkov-Lichtkegels** ist bestimmt durch die Höhe h , in der die Cherenkov-Emission stattfindet, und die auch den Emissionswinkel θ_C beeinflusst, und durch die Höhe der Detektorebene h_D . Dort treffen die unter θ_C abgestrahlten Cherenkov-Photonen in Form eines Lichtkreises mit dem Radius r_C auf die Erdoberfläche.

4.2.3 Cherenkov-Photonendichte-Verteilung

Die in einer Höhe h abgestrahlten Cherenkov-Photonen formen den charakteristischen Lichtkegel mit dem Öffnungswinkel $\theta_C(h)$. Diese leuchten auf der Erdoberfläche einen Kreis mit dem Radius $r_C(h)$ aus (Abbildung 4.8), dieser berechnet sich gemäss:

$$r_C(h) = \tan\theta_C(h) \cdot h_C \quad \text{mit } h_C = h - h_D. \quad (4.23)$$

h_D ist dabei die Höhe des Beobachtungsniveaus, also die Höhe der Ebene, auf der sich der Detektor befindet. Neben der Laufstrecke bis zum Beobachtungsniveau, hängt auch der Cherenkov-Winkel über die Dichte des Mediums von der Höhe des Emissionsortes ab, diese beeinflusst somit den Radius r_C wesentlich. Unter Verwendung der Gleichung 4.21 und der trigonometrischen Beziehung $\tan(\arccos(a)) = \sqrt{1-a^2}/a$ folgt für den maximalen Abstand des Auftreffpunktes des Cherenkov-Photons von der Schauerachse

$$r_C(h) = (h - h_D) \sqrt{\beta^2(1 + \eta e^{-\frac{h}{h_0}})^2 - 1}. \quad (4.24)$$

Für Cherenkov-Licht erzeugende relativistische Teilchen ($\beta \approx 1$) reduziert sich dieser auf:

$$r_C(h) = (h - h_D) \sqrt{2\eta e^{-\frac{h}{h_0}} + \eta^2 e^{-\frac{2h}{h_0}}} \approx (h - h_D) \sqrt{2\eta e^{-\frac{h}{h_0}}}. \quad (4.25)$$

Für den hier verwendeten HEGRA-Detektor auf $h_D = 2200$ m Höhe ergibt sich für ein Cherenkov-Photon, das durch ein relativistisches Elektron ($\beta \approx 1$) im Schauermaximum ($h = 8000$ m) erzeugt wurde, ein erwarteter Auftreffpunkt innerhalb eines Kreises mit dem Radius $r_C \approx 90$ m. Abbildung 4.9 zeigt den Radius des Lichtkreises in Abhängigkeit von der Emissionshöhe der Cherenkov-Photonen ü. M. für ein Beobachtungsniveau von $h_D = 2200$ m. Eingezeichnet ist hier das Schauermaximum für Elektronen in einem Schauer, das für γ -induzierte Luftschauer mit Primärenergien im niedrigen TeV-Bereich bei etwa 8000 m liegt und sich über 1000 m bis 2000 m erstreckt. In diesem Schauermaximum werden entsprechend die meisten Cherenkov-Photonen emittiert und der Hauptanteil, der auf die Detektorebene

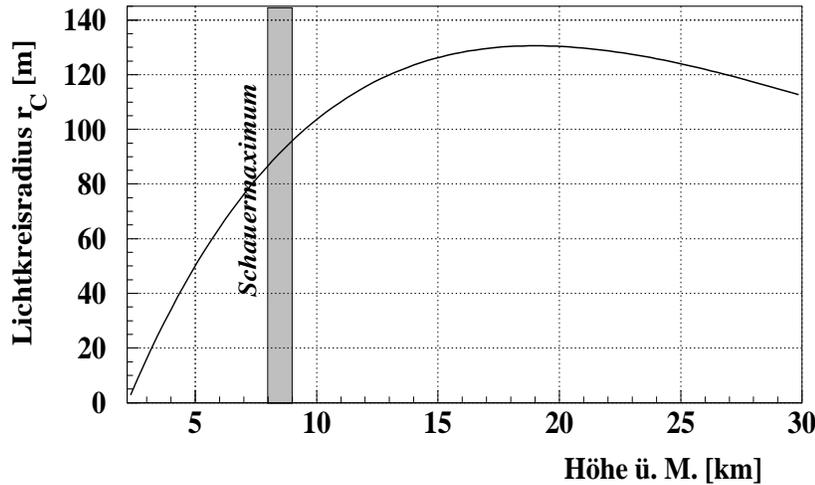


Abbildung 4.9: **Der Radius des Lichtkreises** ist abhängig von der Emissionshöhe der Cherenkov-Photonen ü. M. und ist hier für ein Beobachtungsniveau von $h_D = 2200$ m dargestellt. Das eingezeichnete Schauermaximum für Elektronen in einem Schauer erstreckt sich über 1000 m bis 2000 m. Hier werden entsprechend die meisten Cherenkov-Photonen emittiert, Hauptanteil der auf die Detektorebene auftreffenden Photonen konzentriert sich auf einen Lichtkreisring mit dem Radius $85 \text{ m} < r_C < 95 \text{ m}$.

auftreffenden Photonen, konzentriert sich innerhalb des beschränkten Lichtkreisringes von $85 \text{ m} < r_C < 95 \text{ m}$ (Abbildung 4.10).

Bewegten sich alle Schauerteilchen nahe und parallel zur Schauerachse, so wäre der Lichtkreisring durch den maximalen Cherenkov-Radius beschränkt und wohldefiniert. Aufgrund der Vielfachstreuungen der geladenen, Cherenkov-Licht erzeugenden Teilchen, kommt es neben der lateralen Aufweitung des Schauers aber auch zu einer entsprechenden Aufweitung in der Flächendichteverteilung der Cherenkov-Photonen in der Beobachtungsebene. Die Verteilung des Cherenkov-Lichts in Form eines Kreisringes ist zu einem schemenhaften Vollkreis ausgeschmiert.

Eine entsprechende Verteilung des Cherenkov-Lichts am Boden in einer Höhe von 2200 m ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Der γ -induzierte Schauer zeigt einen diffusen Kreis, dessen höchste Konzentration von Photonen gemäss der Cherenkov-Emission auf einem Kreisring um die Schauerachse angeordnet ist, dessen Radius etwa 120 m beträgt. Nach aussen fällt die Photonendichte sehr schnell ab, die Kreismitte wird durch Photonen von vielfachgestreuten, niederenergetischen Teilchen ausgeleuchtet. Die Photonen-Verteilung des proton-induzierten Schauer ist inhomogen und durch vereinzelte Lichtkreisringe geprägt, die von einzelnen Subschauern emittiert wurden. Das von einzelnen Myonen erzeugte Cherenkov-Licht wird durch lokal erhöhte Photonendichten sichtbar.

4.2.4 Schwächung des Cherenkov-Lichts in der Atmosphäre

Cherenkov-Photonen werden durch Luftschauer in grosser Höhe in der Atmosphäre erzeugt und werden auf ihrem Weg zur Erdoberfläche an Luftmolekülen und Aerosolen gestreut oder absorbiert. Für die Cherenkov-Lichtschwächung sind im wesentlichen drei Prozesse verantwortlich: die Rayleigh-Streuung, die Mie-Streuung und die Absorption durch Ozon.

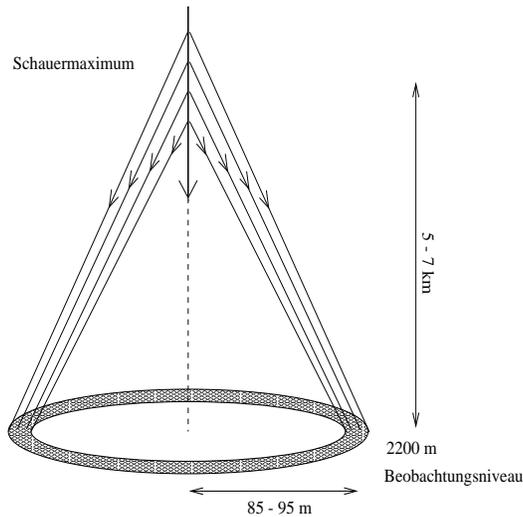


Abbildung 4.10: **Der Cherenkov-Lichtkeisring** für im Schauermaximum erzeugte Cherenkov-Photonen (Höhe $\approx 7 - 9$ km ü. M.) auf dem Beobachtungsniveau des HEGRA-Detektors auf 2200 m ü. M. Dort konzentrieren sich die Photonen-Auftreffpunkte innerhalb eines Keisrings mit dem Abstand von der Schauerachse von $r_C = 85 \text{ m} - 95 \text{ m}$.

Rayleigh-Streuung Die Streuung von Licht an nahezu punktförmigen, polarisierbaren Teilchen, wird als Rayleigh-Streuung bezeichnet. Ihr differentieller Wirkungsquerschnitt ist $\propto \lambda^{-4}$, wobei λ die Wellenlänge des Lichts ist. Aufgrund dieser starken Abhängigkeit werden kurzwellige Cherenkov-Photonen mit einer sehr viel grösseren Wahrscheinlichkeit gestreut als langwellige. Die Rayleigh-Streuung ist in den unteren Atmosphärenschichten im Wellenlängenbereich von 320 nm - 450 nm der dominante Lichtschwächungsprozess. Dabei stellen einfache Luftmoleküle wie N_2 und O_2 den Grossteil der Rayleigh-Streuzentren. Deren Anzahl sinkt aufgrund der exponentiell abnehmenden Luftdichte mit zunehmender Höhe, so dass die Rayleigh-Streuung in höheren Luftschichten an Bedeutung verliert.

Mie-Streuung Die komplexe Mie-Streuungs-Theorie beschreibt die Streuung an Teilchen, deren Ausdehnungen in der Grössenordnung von λ liegen, wie dies zum Beispiel bei Aerosolen der Fall ist. Die numerisch bestimmte Lösung beschreibt eine Abhängigkeit von $\propto \lambda^{-a}$ mit $a = 1.0 \dots 1.5$, so dass es hier auch bevorzugt zu Streuung im kurzwelligen Bereich kommt. Da die Aerosolkonzentration mit zunehmender Höhe sinkt, ist die Mie-Streuung entsprechend in geringen Höhen von grosser Bedeutung. Grosse Veränderungen der Standardverteilung der Partikelgrössen in der Atmosphäre, durch Vulkanausbrüche oder Sandstürme zum Beispiel, kann zu erheblichen Abweichungen von dem $\lambda^{-1.0 \dots -1.5}$ -Verhalten führen. Für den HEGRA-Detektor-Standort auf La Palma werden diese Aerosole durch Sandstaub aus der Sahara oder durch Meersalz-Partikel gebildet, die beim Zerplatzen von Luftbläschen an der Meeresoberfläche in die Luft gelangen. In der Regel liegt die Aerosolkonzentration für maritime Reinluft bei $10^{-2} - 10^{-3}$ Teilchen/ cm^3 . Sie unterliegt aber kontinuierlichen Schwankungen, insbesondere in Zeiten von Sandstürmen in der Sahara, in denen der feine Sandstaub bis nach La Palma getragen wird, oder bei grösseren Ansammlungen von Wasserdampf in der Atmosphäre in Form von Dunst- oder Nebelschichten. Mit zunehmender Höhe nimmt die Aerosolkonzentration schnell ab, und die Mie-Streuung wird für Licht mit $\lambda < 800 \text{ nm}$ oberhalb von 7000 m bedeutungslos.

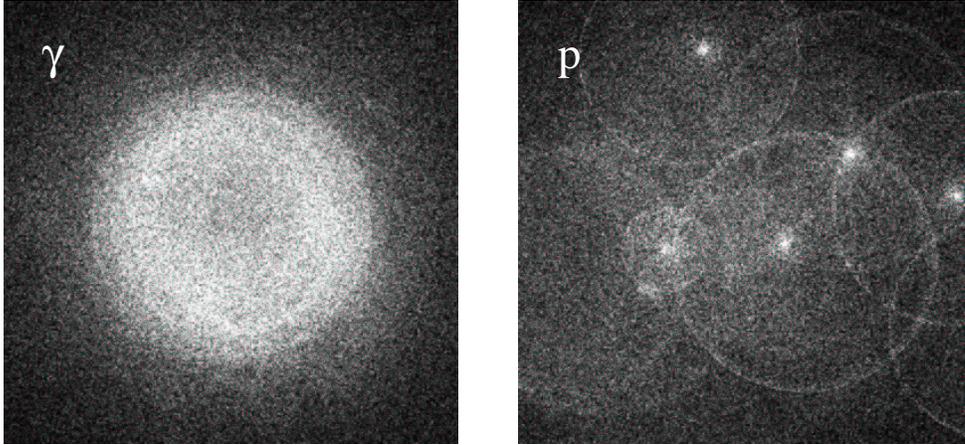


Abbildung 4.11: **Simulation der Cherenkov-Photonen-Flächendichteverteilung in Luftschauern** bezogen auf ein Beobachtungsniveau von 2200 m und einem Gebiet von 400 m x 400 m ohne Berücksichtigung der atmosphärischen Extinktion: (*links*) ein γ -induzierter Schauer der Energie 0.3 TeV, (*rechts*) ein Protonenschauer der Energie 1 TeV. (aus [164])

Ozon-Absorption Die Moleküle der Luft können das Cherenkov-Licht vollständig absorbieren. Dies geschieht zum Teil durch grosse Aerosolpartikel, die aufgrund ihrer vielen Freiheitsgrade innerhalb eines breiten Spektrums Photonen absorbieren können. Verglichen mit den Streuprozessen ist ihr Anteil an der Gesamt-Lichtabschwächung aber vernachlässigbar gering.

Dominiert wird die Extinktion des Cherenkov-Lichts durch die Ozon-Absorption der Photonen im UV-Bereich. Die Energie des Lichtteilchens $h\nu$ wird dabei nahezu vollständig zur Spaltung des Ozon-Moleküls O_3 verwendet:



In diesem Prozess werden hauptsächlich Photonen im Wellenlängenbereich zwischen 200 nm und 320 nm vollständig absorbiert. Dabei hat die schützende Ozonschicht in 22 km Höhe keinen Einfluss, da das Cherenkov-Licht erst unterhalb von 15 km entsteht, dort ist die Ozonkonzentration relativ gering.

Das ursprüngliche $1/\lambda^2$ -Spektrum des Cherenkov-Lichts (Gleichung 4.19), wie es in 7000 m - 9000 m Höhe emittiert wird, erfährt unter den Absorptions- und Streuprozessen eine deutliche Schwächung, vor allem im kurzwelligen Bereich unterhalb 300 nm. Abbildung 4.12 zeigt das ursprüngliche Cherenkov-Licht-Spektrum und die abgeschwächten messbaren Spektren des Cherenkov-Lichts bezogen auf verschiedenen Höhen in der Atmosphäre.

In Höhe der HEGRA-Beobachtungsebene auf 2000 m ist quasi der gesamte UV-Anteil des Spektrums durch das Ozon absorbiert. Im sichtbaren Bereich ist das Cherenkov-Licht durch Streuprozesse reduziert, dabei dominieren Rayleigh-Streuung im kurzwelligen und Mie-Streuung im langwelligen Bereich.

Das auf Meeresniveau messbare, stark abgeschwächte Cherenkov-Spektrum, zeigt eine deutliche Minderung des gesamten spektralen Bereichs. Ein Experiment zur Messung von atmosphärischem Cherenkov-Licht gewinnt also mit der Höhe seines Standortes an nachweisbaren Photonen. Eine Positionierung des Detektors auf einem Berg, wie es bei dem HEGRA-Detektor der Fall ist, ist von Vorteil.

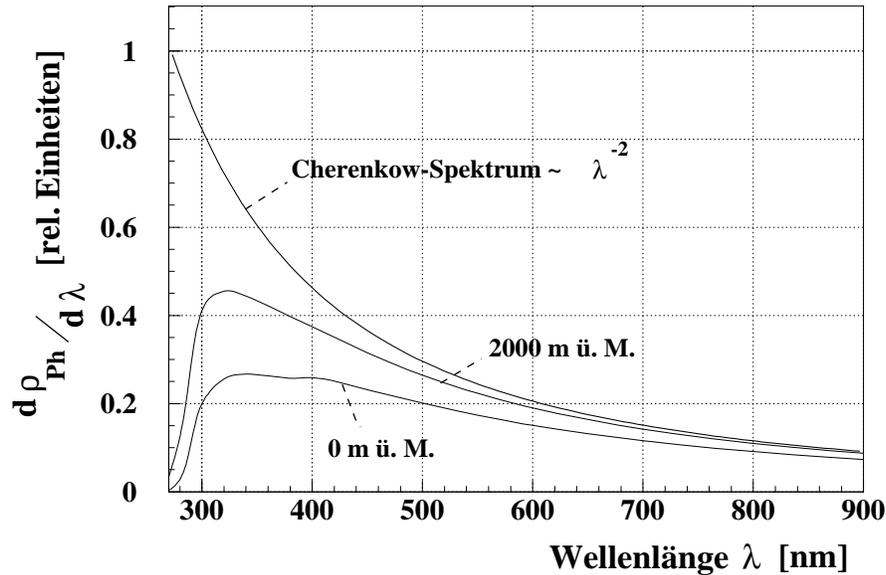


Abbildung 4.12: Cherenkov-Licht-Schwächung in der Atmosphäre [164].

4.3 Prinzip der abbildenden Cherenkov-Technik

Die abbildende Cherenkov-Technik beruht auf einer winkeltreuen Abbildung des Luftschauers. Dazu wird das in dem Schauer produzierte Cherenkov-Licht von der Spiegelfläche eines Cherenkov-Teleskops in eine im Fokus des Spiegels platzierte Kamera reflektiert. Die Segmentierung der Kamera in einzelne Bildpunkte (Pixel) gewährleistet eine genaue Analyse des abgebildeten Lichtdichteprofiles des Schauers über die Form und Lage des Abbildes in der Kamera (Kapitel 4.3.1). Da hadronisch induzierte Schauer und γ -induzierte Schauer ein unterschiedliches Schauerbild liefern, können über eine geeignete Parametrisierung (Kapitel 4.3.2) hadronisch induzierte Ereignisse identifiziert und unterdrückt werden (Kapitel 4.3.4).

4.3.1 Bildentstehung

Cherenkov-Teleskope werden bei der Beobachtung von nicht ausgedehnten γ -Quellen direkt auf die Quell-Position ausgerichtet. Ein Luftschauer, der durch ein Gammaquant dieser Quelle ausgelöst wurde, wird sich dann in der Atmosphäre nahezu parallel zur Teleskopachse entwickeln. γ -induzierte Luftschauer mit einer Primärenergie von 1 TeV bilden eine schmale, etwa 40 m breite und 3500 m lange Cherenkov-Licht-Säule aus, in der etwa die Hälfte aller Cherenkov-Photonen dieses Schauers emittiert werden [138]. Dabei wird in etwa 8 km Höhe das Schauermaximum erreicht. Dort wird entsprechend eine maximale Anzahl an Cherenkov-Photonen erzeugt. Diese Region ist in Abbildung 4.13 als schwarzer Bereich innerhalb des stilisierten Luftschauers markiert.

Das in Abbildung 4.13 dargestellte Prinzip der Bildentstehung wird am Beispiel eines vertikal einfallenden Schauers erläutert. Die Position der hier induzierenden Quelle liegt im Zenit. Befindet sich das Cherenkov-Teleskop innerhalb des gerichteten Cherenkov-Lichtkegels des Schauers, dann bildet es dieses Licht winkeltreu auf die Kameraebene ab. Das bedeutet, parallel auf die Spiegelfläche auftreffendes Licht wird in einem Punkt in der Fokalebene des

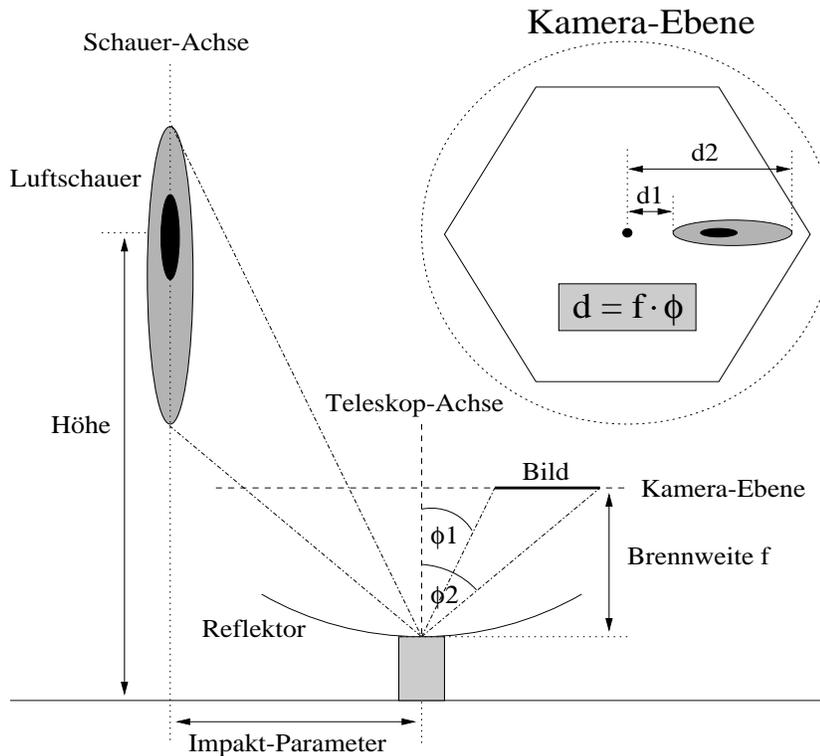


Abbildung 4.13: Bildentstehung in der Kamera eines abbildenden Cherenkov Teleskopes am Beispiel eines vertikal einfallenden Luftschauers (aus [248]).

Spiegels abgebildet. Cherenkov-Photonen, die unter dem gleichen Winkel von dem Luftschauer ausgesendet werden, werden entsprechend in denselben Bildpunkt der Kamera reflektiert.

Cherenkov-Licht aus grösserer Höhe wird unter einem kleinen Cherenkov-Winkel abgestrahlt und trifft unter einem kleinen Winkel ϕ_1 relativ zur Teleskop-Achse auf den Reflektor. Cherenkov-Licht aus geringerer Höhe wird unter einem grösseren Cherenkov-Winkel abgestrahlt und trifft somit unter dem grösseren Winkel ϕ_2 auf. Das Licht, das zu Beginn der Schauerentwicklung emittiert wird, wird mit einem Abstand d_1 zur Kameramitte abgebildet, während Cherenkov-Licht, das von dem bereits aussterbenden Schauer abgestrahlt wird, mit einem Abstand d_2 zum Kamerazentrum in den Aussenbereich der Kamera reflektiert wird. Die longitudinale Ausdehnung des Schauers bestimmt also die Länge des Schauer-Bildes. Das so in der Kamera-Ebene entstandene Abbild der longitudinalen Entwicklung des Schauers beinhaltet ausserdem Informationen über die Intensitätsverteilung der Cherenkov-Photonen, denn Regionen mit erhöhter Cherenkov-Licht-Emission, wie das Schauermaximum, zeichnen sich im Bild ebenfalls durch einen erhöhten Anteil an Photonen aus.

Entsprechend der longitudinalen Abbildung des Schauers wird auch die laterale Ausdehnung des Schauers in der Kamera abgebildet. In gleicher Höhe emittiertes Licht, das aber von der Schauerachse abweicht, trifft ebenfalls unter verschiedenen Winkeln auf den Teleskopspiegel und wird mit einem entsprechenden Abstand zueinander in die Kameraebene reflektiert, dadurch wird die Breite des Schauerbildes bestimmt.

Da die laterale Ausdehnung des Schauers (Breite des Bildes) geringer ist als die longitudinale Ausdehnung (Länge des Bildes), wird die Schauerabbildung insgesamt die Form einer Ellipse annehmen. Die grosse Halbachse der Ellipse zeigt dabei immer in Richtung der

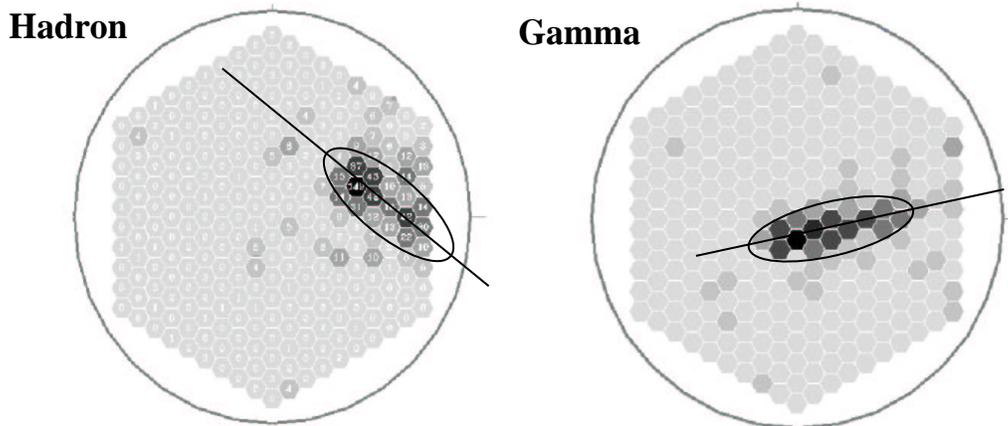


Abbildung 4.14: **Darstellung eines hadronisch und photonisch induzierten Luftschauers in der Online-Datennahme.** (*links*) Der hadron-induzierte Schauer zeigt ein diffuses zum Kamerarand hin verschobenenes Bild, die grosse Halbachse der Schauerellipse ist aus der Kameramitte herausgedreht, (*rechts*) der γ -induzierte Schauer erzeugt ein klar erkennbares Abbild, die grosse Halbachse der approximierten Schauerbildellipse ist auf das Kamerazentrum gerichtet.

Schauerachse. Im allgemeinen bleibt diese Form der Schauerellipse erhalten, obwohl ihre Gestalt und Lage von weiteren Faktoren, wie der Primärteilchen-Energie und der Teilchenart, abhängt.

Schauer mit einer höheren Primärteilchen-Energie haben eine grössere Eindringtiefe in die Atmosphäre, eine insgesamt grössere Ausdehnung und erzeugen mehr Cherenkov-Photonen. Entsprechend wird das Schauerbild insgesamt grösser und heller sein und wird näher zum Kamerarand hin abgebildet.

Hadronische Schauer gleicher Energie haben gegenüber γ -induzierten Schauern eine grössere Eindringtiefe und eine grössere laterale Ausdehnung (Kapitel 4.1.3), sowie mehrere, räumlich ungeordnete Entstehungszentren für Cherenkov-Emission. Sie werden somit ein grösseres, zum Kamerarand verschobenenes und vor allem diffuses Abbild erzeugen wie in Abbildung 4.14 zu sehen. Dieser Umstand wird ausgenutzt, um zwischen hadron- und γ -induzierten Schauern zu unterscheiden und den hadronischen Untergrund besser unterdrücken zu können.

Ebenfalls grossen Einfluss hat der Impakt-Parameter. Dieser beschreibt in der Kamerebene den Abstand der Schauer-Achse zur Teleskop-Achse (Abbildung 4.13). Bei parallel zur Teleskop-Achse einfallenden γ -Schauern gleicher Energie, führt ein grösserer Impakt-Parameter zu einer Vergrösserung des Abstandes ($d_2 - d_1$) der reflektierten Auftreffpunkte des Schauerbeginns und des Schauerendes. Die Bildellipse wird somit länger. Ausserdem werden der Bereich höchster Intensität und der Bildschwerpunkt weiter vom Kamerazentrum entfernt abgebildet und zum Kamerarand hin verschoben.

Liegen die Schauerachse und die Teleskop-Achse nicht parallel in einer Ebene, so ist die grosse Halbachse der Schauerellipse ebenfalls auf die Kameramitte gerichtet. Die Form der Ellipse ist aber aufgrund der veränderten Einfallswinkel der Photonen in die Kamera verzerrt.

Sind die Schauerachse und die Teleskop-Achse windschief zueinander, also weder parallel, noch in einer Ebene liegend, dann dreht sich die Schauerellipse in der Kamerebene. Die grosse Halbachse zeigt dann nicht mehr in Richtung Kamerazentrum.

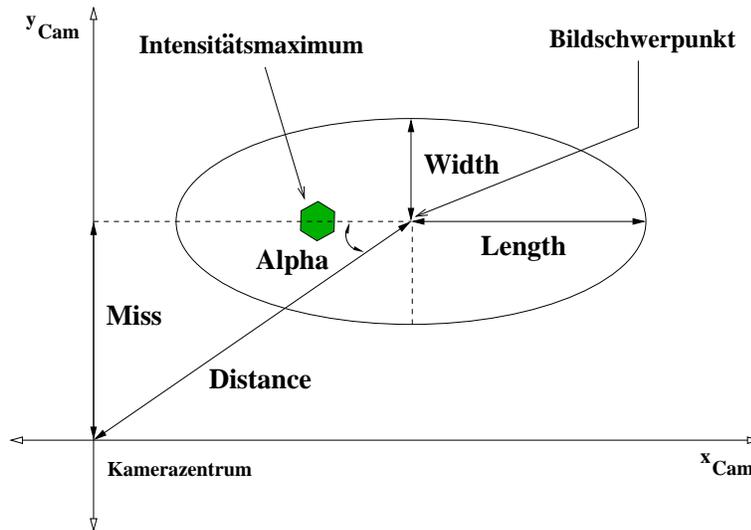


Abbildung 4.15: Die Definition der Hillas-Parameter an einer Schauerellipse in der Kameraebene. Die Ellipse ist durch die 1σ -Grenze der zweidimensionalen Signalverteilung definiert.

4.3.2 Bild-Parameter

Das zweidimensionale Abbild eines Schauers in der Kamera-Ebene eines Cherenkov-Teleskops nimmt eine ellipsenförmige Gestalt an. Je feiner die Abbildungsfläche der Kamera unterteilt ist und je mehr Bildpunkte sie hat, desto eindeutiger kann die Lichtverteilung in der Kamera bestimmt werden, die Auflösung wird besser, die Konturen des Schauerbildes schärfer.

Eine Parametrisierung der Intensitätsverteilung des Schauerbildes durch die Approximation einer zweidimensionalen Gauß-Verteilung wurde bereits 1985 von Hillas [137] vorgeschlagen. Die Höhenlinien dieser Verteilung sind ellipsenförmig und geben die durch sie definierte Standard-Abweichung σ wieder. Die mathematischen Definitionen zur Berechnung der Hillas-Parameter sind im Anhang B aufgeführt. Die Grösse und die Orientierung der Ellipse, sowie ihr Bildschwerpunkt und der Ort der maximalen Lichtintensität werden so über die Standardabweichungen ausgedrückt. Die *Hillas-Parameter* sind in Abbildung 4.15 anhand einer stilisierten Schauerellipse dargestellt, die durch die 1σ -Grenze der zweidimensionalen Signalverteilung gegeben ist. Sie werden wie folgt definiert:

- ◇ **Width**
ist die mittlere quadratische Abweichung der Lichtverteilung entlang der kleinen Halbachse der Ellipse und ist ein Mass für die laterale Ausdehnung des Schauers.
- ◇ **Length**
ist die mittlere quadratische Abweichung der Lichtverteilung entlang der grossen Halbachse der Ellipse und ist ein Mass für die longitudinale Ausdehnung des Schauers.
- ◇ **Concentration (Conc)**
gibt das Verhältnis der Intensität der zwei hellsten Pixel des Schauerbildes zu der Gesamtlichtmenge des gesamten Bildes an. Der Conc-Parameter ist ein Mass für die kompakte Struktur (*Kompaktheit*) des Schauers.
- ◇ **Size**
ist die Summe aller auf die Kamera-Ebene treffenden Photonen des Schauers, gemessen

in Einheiten von Photoelektronen. Der Size-Parameter gibt somit die Gesamtlichtmenge des Schauers an, welche ein Mass für die Energie des Primärteilchens ist.

◇ **Distance (Dist)**

gibt den Abstand des Bildschwerpunktes zum Kameramittelpunkt an und dient als Mass für den Abstand des Schauers zum Teleskop.

◇ **Alpha**

ist der Winkel zwischen der grossen Halbachse der Schauerellipse und der Verbindungslinie zwischen Bildschwerpunkt und Kamerazentrum und ist nur von 0° bis 90° definiert. Der Parameter ist ein Mass für die Orientierung der Schauerbildes zum Kamerazentrum. Kleine Werte für Alpha zeigen, dass die Einfallrichtung des Schauers in der Ebene liegt, die durch Teleskop-Achse und Schauer Auftreffpunkt aufgespannt wird.

◇ **Miss**

ist die minimale Distanz, die Normale, zwischen der grossen Halbachse und dem Kamerazentrum. Wie der Alpha-Parameter ist der Parameter Miss ebenfalls ein Orientierungsmass der Schauerellipse in der Kamera, beide sind direkt proportional zueinander und gehen auseinander hervor. Der Parameter Miss wird deshalb hier nicht weiter betrachtet.

Die Parameter Distance, Alpha und Miss sind abhängig von der Lage des Kamera-Koordinatensystems, während es auf die Parameter Width, Length, Conc und Size keine Auswirkungen hat. Die Hillasparameter, ausgenommen der Parameter Size, sind invariant gegenüber Multiplikation mit Konstanten und sind damit unabhängig von der Absolutkalibration der Teleskope. Die Hillas-Parametrisierung ist damit eine Analyse-Methode, die den Vergleich der Ergebnisse verschiedener Experimente mit Cherenkov-Teleskopen zulässt.

4.3.3 Bildbearbeitung

Die Bestimmung der Hillas-Parameter wird erschwert durch zufällig in die Kamera gestreute Photonen des Nachthimmelhintergrundes, die dem Bild des Luftschauers überlagert sind. Das Licht des Nachthimmels ist eine Zusammensetzung aus direktem Sternenlicht und isotrop einfallenden diffusen Lichtkomponenten. Diese bestehen aus indirektem an interstellaren Gaswolken gestreutem Licht der Sterne, aus an interplanetarem Staub gestreutem Sonnenlicht (Zodikallicht), aus Fluoreszenzlicht angeregter Moleküle in der Atmosphäre und aus in der Atmosphäre gestreutem Licht von terrestrischen Lichtquellen. Direkte Messungen des Nachthimmelshintergrundlichts (= NSB³) am Ort des in dieser Arbeit verwendeten Detektors auf La Palma [202] ergaben einen gemittelten Photonenfluss von:

$$\Phi_{NSB}(\lambda = 300 \text{ nm} - 600 \text{ nm}) = (1.75 \pm 0.4) \cdot 10^{12} \frac{\text{Photonen}}{\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}} \quad (4.27)$$

Zur Hervorhebung des Luftschauerbildes muss das Nachthimmelhintergrund-Rauschen bestmöglich unterdrückt werden, ohne das Schauerbild zu beeinflussen. Dazu wird die Lichtverteilung in der Kamera dem *topologischen Schnitt* (= TTC⁴) unterzogen. Es werden zwei Schwellen eingeführt, die die Signale in den Photomultipliern der einzelnen Bildpunkte zu überschreiten haben: Die *Kern-Schwelle* (*core-limit*) und eine niedrigere *Umgebungs-Schwelle* (*surrounding-limit*). Die Signale werden in Einheiten von Photoelektronen (= pe) angegeben.

³Night Sky Background

⁴topological tailcut

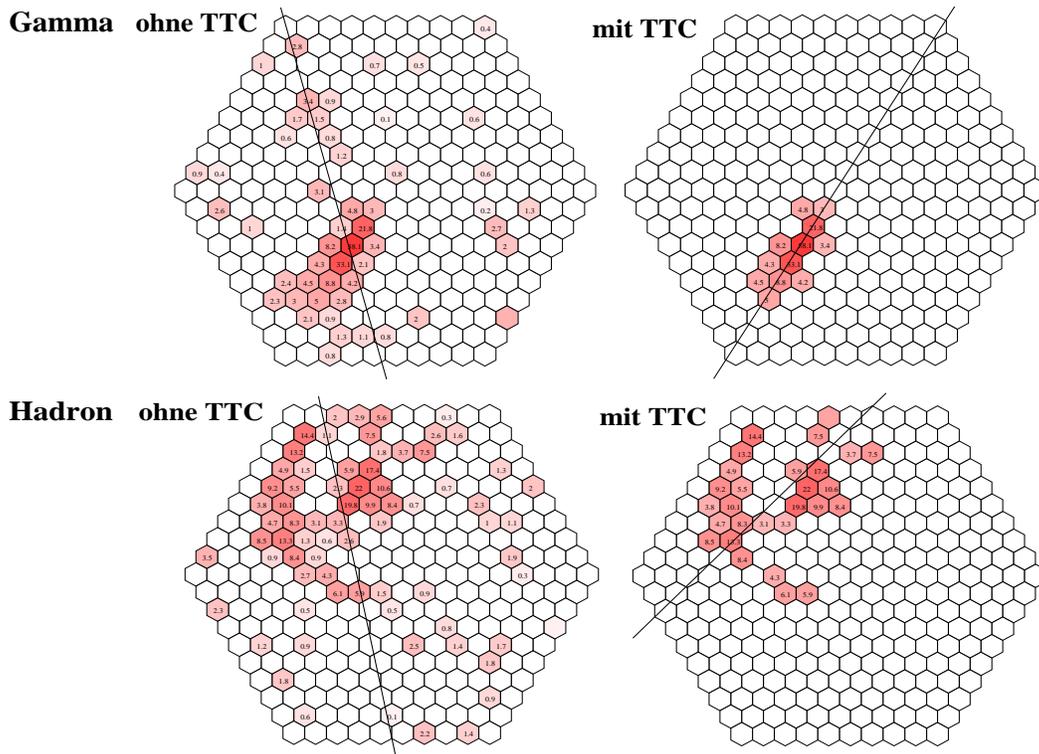


Abbildung 4.16: Schauerbilder eines hadronischen Schauers vor und nach dem Topologischen-Tail-Cut (TTC) [148].

Liegt das Signal eines Pixel oberhalb der Kern-Schwelle, bleibt es im Schauerbild erhalten und wird *Core-Pixel* genannt. Die Pixel, deren Signal die Umgebungsschwelle passiert hat, bleiben nur dann im Bild erhalten, wenn sie zusätzlich Teil des Schauerbildes sind, was sich durch die direkte Nachbarschaft zu einem Core-Pixel auszeichnet. Diese Pixel werden *Surrounding-Pixel* genannt. Alle übrigen Pixel, deren Signal unterhalb der Umgebungsschwelle liegt, werden für das Schauerbild ignoriert.

Die Wahl der bestmöglichen Kombination der Schwellenwerte für den TTC wird über die Optimierung der γ -Hadron-Separation determiniert. Die Werte für die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Analyse wurden von J. Budischewski [59] bestimmt und liegen bei 6 pe für die obere Kern-Schwelle und 3 pe für die untere Umgebungsschwelle.

Die Auswirkung des TTC für ein γ -induziertes und ein hadron-induziertes Schauerereignis zeigt die Abbildung 4.16 im Vergleich. In beiden Fällen ist das Bild nach dem TTC deutlich besser erkennbar, die Schauerbildellipse des γ -induzierten Schauers bekommt dadurch erst seine klaren Konturen. Die Bestimmung der Hillas-Parameter wird durch die Reinigung des Bildes mit dem topologische Schnitt erheblich verbessert. Auf die Orientierung der grossen Halbachse hat der TTC sowohl bei der γ -induzierten als auch bei der hadron-induzierten Schauerabbildung ebenfalls grossen Einfluss. Der topologische Schnitt ist damit wichtig für die Ermittlung der Richtung der Schauerachse (Lage der grossen Halbachse) und des Schauer-auffreffpunktes, der aus dem Schnittpunkt der grossen Halbachsen von Schauerbildern eines Schauers gesehen mit zwei verschiedenen Teleskopen bestimmt wird (Abschnitt 4.3.5).

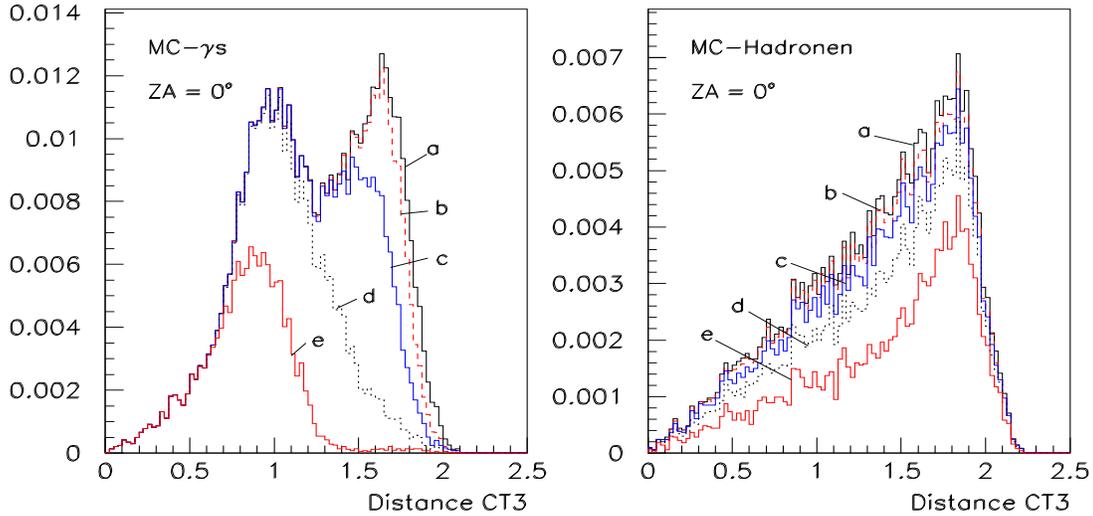


Abbildung 4.17: Die Verteilung des Distance-Parameters für γ - und hadroninduzierte Luftschauer für das CT3 anhand von Monte-Carlo Daten. Die Studie zeigt die Abhängigkeit des Distance-Parameters von dem Abstand zum Schauerkerntort r : $r_a = 1000$ m, $r_b = 250$ m, $r_c = 200$ m, $r_d = 150$ m und $r_e = 100$ m, zusätzlich sind mindestens 3 getriggerte CTs gefordert. Die Verteilungen sind flächennormiert. Oberhalb von $r = 150$ m wird in der γ -Verteilung ein zweites Maximum sichtbar, das auf Kamerarand-Effekte zurückzuführen ist.

4.3.4 γ -Hadron-Separation

Hadronische und γ -induzierte Schauer unterscheiden sich in ihrer Schauerentwicklung (Kapitel 4.1.3) und zeigen entsprechend unterschiedliche Schauerbilder in der Kameraebene (Abschnitt 4.3.1). Das kann zur Unterdrückung des unerwünschten hadronischen Untergrundes ausgenutzt werden.

An die durch den topologischen Schnitt gereinigten Schauerbilder werden Ellipsen angenähert und die Bild-Parameter bestimmt. Die Verteilung der Hillas-Parameter ist für γ - und hadron-induzierte Schauer unterschiedlich. Sie sind in Abbildung 4.18 für das CT3 anhand von Monte-Carlo Daten für einen Zenitwinkel $ZA = 0^\circ$ dargestellt. Gutes Separationspotential bieten die Form-Parameter *Width*, *Length* und *Concentration* sowie der Richtungs-Parameter *Alpha*.

Die Verteilung des Parameters *Size* lässt keine Differenzierung zu. Da dieser aber die in der Kamera registrierte Gesamtlichtmenge in pe angibt, repräsentieren niedrige *Size*-Werte sehr leuchtschwache Ereignisse mit wenigen angesprochenen Pixeln und entsprechend geringer Informationsmenge, sehr hohe *Size*-Werte werden dagegen durch hochenergetische Schauer hervorgerufen, die dabei einen zu grossen Teil der Kamera ausleuchten. In beiden Fällen ist eine eindeutige Rekonstruktion der Schauerellipse nicht möglich, so dass Ereignisse mit sehr grossen oder sehr kleinen Werten für den *Size*-Parameter von der Analyse ausgeschlossen werden.

Der *Distance*-Parameter zeigt klare Unterschiede in der Verteilung, das aber nur wegen der hier zusätzlich geltenden Beschränkung für Schauer mit einem Impaktparameter $r \leq 150$ m. Im allgemeinen variiert der γ -induzierte Anteil der Verteilung stark mit dem Schauerkerntort-Abstand (Abbildung 4.17), so dass Kamerarand-Effekte die Schauerbilder verunreinigen: zu grosse über den Kamerarand hinausragende Ellipsen werden als kleinere um 90° gedrehte

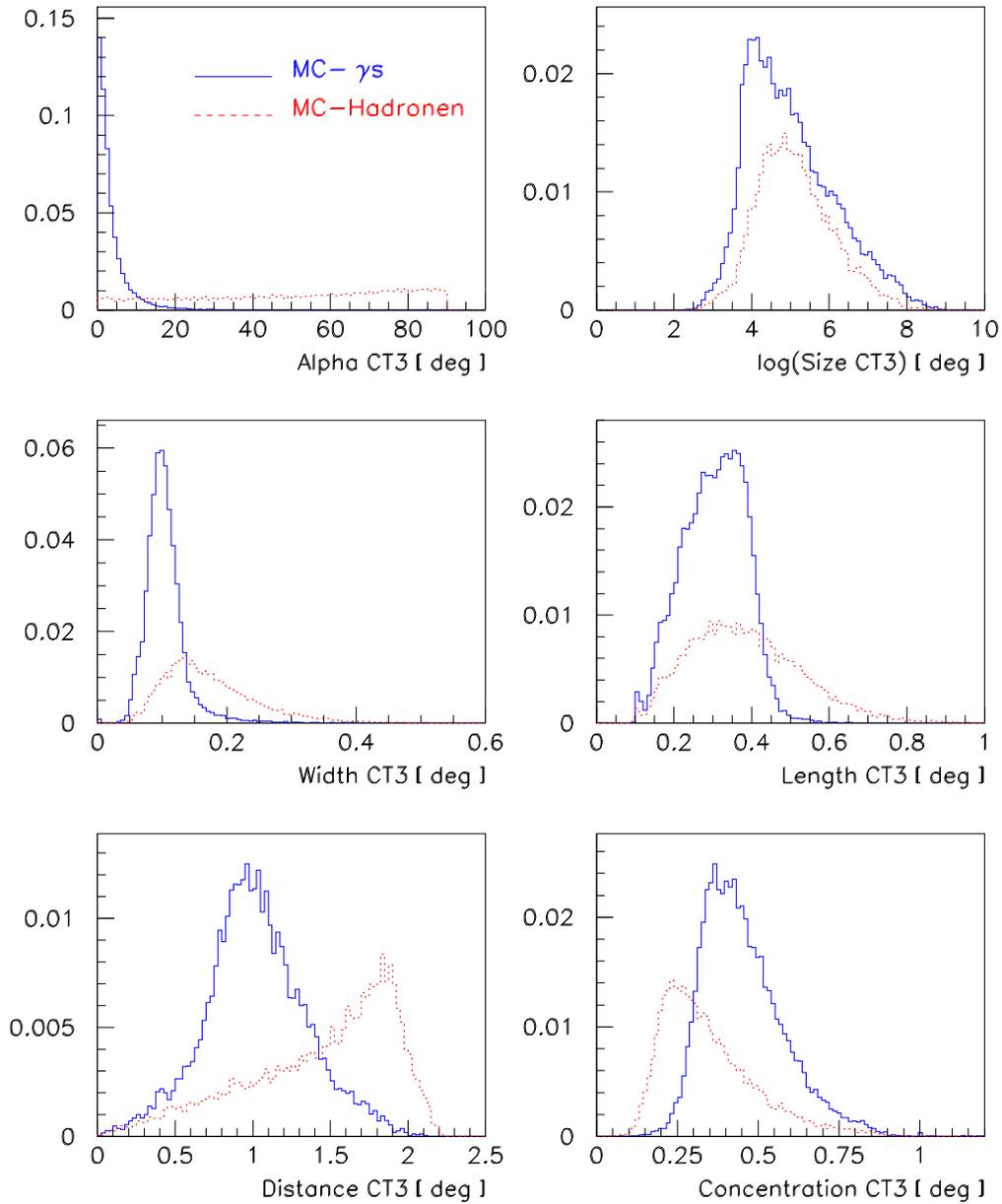


Abbildung 4.18: Die Verteilung der Hillas-Parameter für γ - und hadroninduzierte Luftschauer für das CT3 anhand von Monte-Carlo Daten bei einem Zenitwinkel $Z_A = 0^\circ$. Zusätzlich gilt für den *Distance*-Parameter ein Abstand zum Schauerkernel von $r \leq 150$ m. Die Verteilungen sind auf ihre Flächen normiert. Der hadronische Anteil des *Alpha*-Parameters wurde verdoppelt, um diesen deutlich erkennbar zu machen.

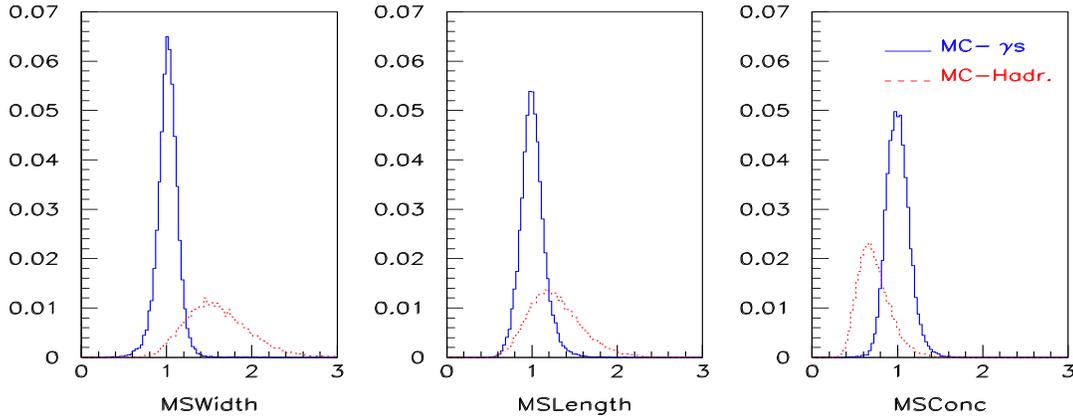


Abbildung 4.19: **Die Verteilung der gemittelten, skalierten Variablen** mean scaled Width (MSWidth), mean scaled Length (MSLength) und mean scaled Concentration (MSConc) anhand von MC- γ - und MC-Hadron-Daten bei einem Zenitwinkel von 0° .

Ellipsen missinterpretiert und erzeugen anstelle eines kontinuierlichen Abfalls hin zu grossen Werten des *Distance*-Parameters eine Anhäufung von niedrigeren Werten, die ein zweites Maximum direkt innerhalb der hadronischen *Distance*-Verteilung generieren. Aufgrund dieses Verhaltens wird der *Distance*-Parameter nicht direkt zur γ -Hadron-Separation verwendet, es werden jedoch *Distance*-Werte ausgeschlossen, die grösser als der Radius der Kamera sind, um Missinterpretationen zu vermeiden.

Für ein System von Cherenkov-Teleskopen muss ein Abgleich aller in den einzelnen Teleskopen gefunden Bildparameter erreicht werden. Dazu wurde die Methode der skalierten Variablen ($MSV = \text{mean scaled variables}$) entwickelt [167, 86]:

Ein bestimmter Bild-Parameter (Variable) V_i wird aus den Messwerten für jedes Teleskop CT_i mit $i = 2, \dots, 6$ ermittelt, das den Schauer registriert und getriggert hat. Zur Kompensation der Abhängigkeit des gemessenen Bildparameters von der Energie E des Primärteilchens, von dem Zenitwinkel ZA und von dem Impakt-Parameter r , wird der gemessene Wert des Parameters auf seinen Erwartungswert für einen γ -induzierten Luftschauer $\langle V \rangle_i$ normiert. Anschliessend wird das arithmetische Mittel dieser skalierten Werte ermittelt.

$$MSV = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{V_i(E, ZA, r)}{\langle V \rangle_i} \quad (4.28)$$

Die Bestimmung des Erwartungswertes $\langle V \rangle_i$ erfolgt mit Monte-Carlo-Simulationsrechnungen in Abhängigkeit von dem Zenitwinkel ZA , von dem Abstand des Schauerkerens r_i zum jeweiligen Teleskop (Impaktparameter) und von der integralen Intensität des Schauerbildes $Size_i$, die ein Mass für die Energie des Primärteilchens ist. Die in Intervallen dieser Parameter berechneten Erwartungswerte der verschiedenen Bildparameter werden in Datenbanken gespeichert.

Dieses Verfahren ist auf alle Bildparameter anwendbar, die koordinatenunabhängig sind und bezüglich der Primärteilchenart des abgebildeten Schauers deutlich separieren. Dies ist, wie aus Abbildung 4.18 zu entnehmen, für die Hillas-Parameter *width*, *length* und *conc* der Fall. Abbildung 4.19 zeigt die Verteilung der entsprechenden skalierten Variablen *MSWidth*, *MSLength* und *MSConc* anhand von Gamma- und Hadronen-Monte-Carlo-Daten. Da die

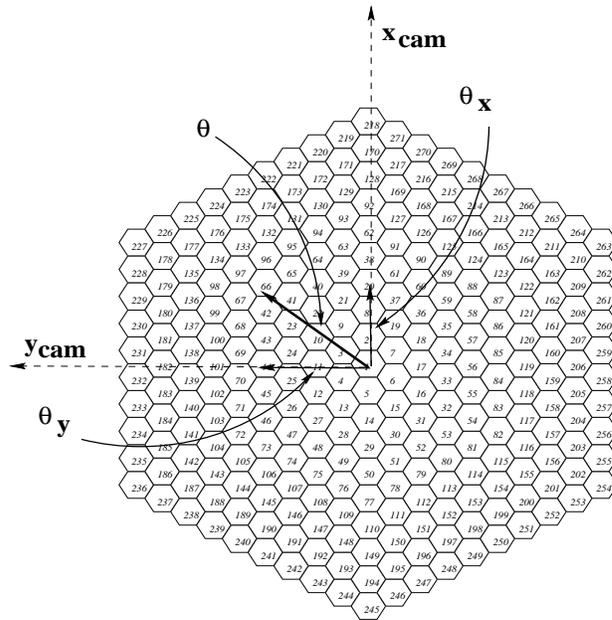


Abbildung 4.20: Die Schauereinfallsrichtung in Winkelkoordinaten θ_x und θ_y des Kamera-Koordinatensystems und die Abweichung θ der bestimmten Herkunftsrichtung von der nominellen Quellposition im Ursprung des Kamera-Koordinatensystems. Die Orientierung ist hier durch die Definition des Kamera-Koordinatensystems und die Pixelmatrix vorgegeben mit Blickrichtung von der Kamerarückseite auf den Reflektor des Teleskops.

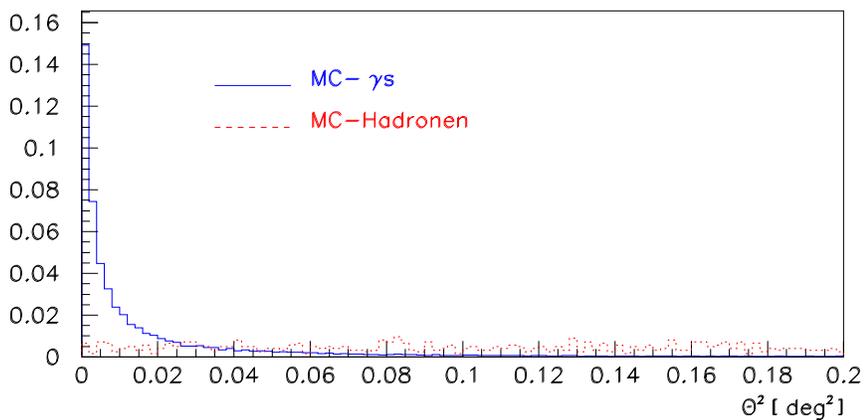


Abbildung 4.21: Die Verteilung des θ^2 -Parameters gibt die Abweichung der ermittelten Herkunftsrichtung des Primärteilchens von der nominellen Quellposition in deg^2 an. Hier gezeigt ist die flächennormierte Verteilung anhand von simulierten γ - und hadroninduzierten Schauern bei einem Zenitwinkel von 0° . Um den hadronischen Anteil des Parameters sichtbar zu machen, wurden dieser um einen Faktor 40 erhöht.

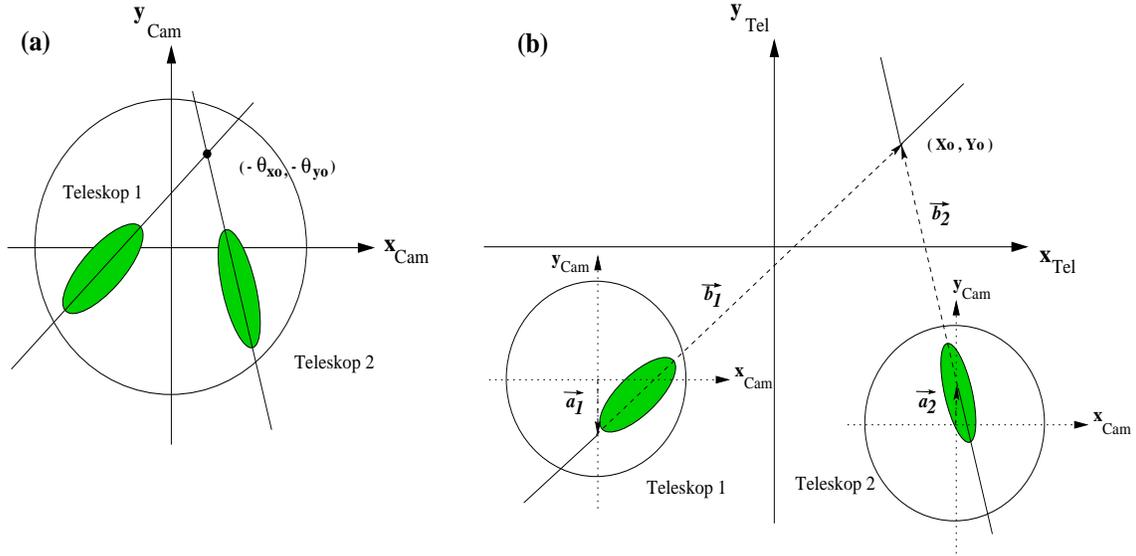


Abbildung 4.22: **Rekonstruktion der Schauergeometrie in einem stereoskopischen System.** Die Bestimmung der Schauerachsenneigung (a) und des Schauer Auftreffpunktes (b) erfolgt durch Überlagerung der Schauerbilder. (*links*) Das Überlagern der Bilder in der Kameraebene führt zu der Neigung der Schauerachse gegen die optische Achse des Teleskops $(-\theta_{X_0}, -\theta_{Y_0})$. (*rechts*) Durch die Überlagerung der Bilder in der Teleskopebene kann unter Einbeziehung der individuellen Teleskop-Position der Schauer Auftreffpunkt (X_0, Y_0) bestimmt werden.

Erwartungswerte für γ -Schauer bestimmt wurden, sind die skalierten Bildparameter dieser Schauer um Eins zentriert. Die Verteilung der MC-Hadronen-Schauer weicht stark davon ab. Mit geeigneten Schnitten auf die jeweiligen skalierten Variablen kann die Nachweiseffizienz für γ -Schauer aufgrund der Unterdrückung der hadronischen Schauer deutlich verbessert werden. Die quantitativen Separationseigenschaften sowie die daraus resultierenden optimalen Schnitte für die skalierten Variablen werden in Kapitel 6.2.4 untersucht.

Das höchste Separationspotential bietet aber, neben den skalierten Variablen, die Herkunftsrichtung der schauerinduzierenden Primärteilchen. Diese spiegelt sich bei einem einzelnen Teleskop in dem gut zwischen γ - und hadroninduzierten Schauern trennenden Alpha-Parameter wider. In einem System von Teleskopen wird die Schauereinfallsrichtung durch die stereoskopische Rekonstruktion ermittelt (Kapitel 4.3.5) und in den Winkelkoordinaten θ_x und θ_y des Kamera-Koordinatensystems angegeben (Abbildung 4.20). Die Abweichung der über die Messdaten stereoskopisch bestimmten Herkunftsrichtung von der nominellen Quellposition im Ursprung des Kamera-Koordinatensystems $\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$ wird in quadratischen Winkleinheiten deg^2 angegeben. Abbildung 4.21 zeigt die θ^2 -Verteilung anhand von simulierten γ - und Hadronen-Schauer bei einem Zenitwinkel von 0° .

4.3.5 Stereoskopische Rekonstruktion

Die grosse Halbachse der Schauerbild-Ellipse in der Fokalebene der Kamera ist immer in Richtung des Schauers orientiert. Dadurch ist aber lediglich die Lage der Schauerachse in einer Ebene des Raumes festgelegt. Zur genauen Bestimmung der Schauerrichtung und des Schauer Auftreffpunktes sind weitere Informationen notwendig.

Diese können mit einem einzelnen Teleskop nur durch die genaue Kenntniss der Inten-

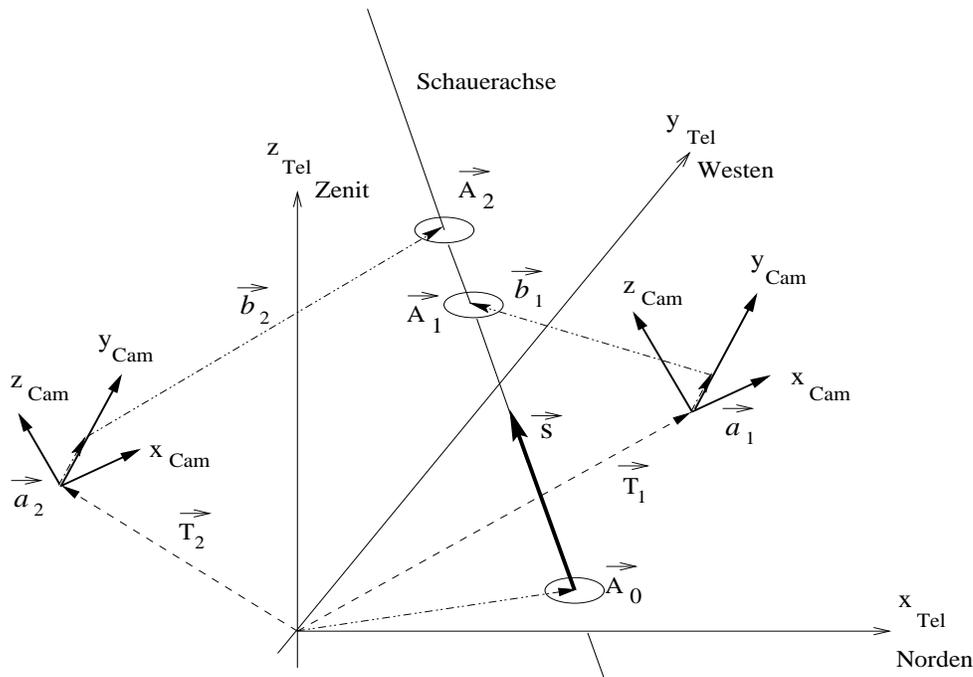


Abbildung 4.23: **Räumliche Rekonstruktion der Schauerachse** mit Hilfe der einzelnen Kamerakoordinatensysteme T_1 und T_2 und der einzelnen Schauerauftreffpunkte in diesen A_1 und A_2 . A_0 ist der Schauerauftreffpunkt am Boden.

sitätsverteilung des Schauerbildes in Verbindung mit Monte-Carlo Simulationen erworben werden [274]. Eine höhere Genauigkeit zur Bestimmung der Schauerparameter durch eine Vielzahl von Informationen über einen Schauer, bietet die stereoskopische Rekonstruktion. Hier wird ein Schauer mit mehreren Teleskopen gleichzeitig aus verschiedenen Blickwinkeln beobachtet, diese Teleskope bilden damit ein stereoskopisches System. Aus der Kombination der aufgezeichneten unterschiedlichen Schauerbilder der Teleskope kann die Schauergeometrie eindeutig bestimmt werden. Dazu wird in der Kameraebene, senkrecht zur optischen Achse des Teleskops, ein Koordinatensystem aufgespannt, dessen Ursprung im Kamerazentrum liegt: das Kamera-Koordinatensystem (Abbildung 4.22.a). Ein weiteres Koordinatensystem orientiert sich an einem der Teleskope (Zentral-Teleskop) und setzt dieses in seinen Ursprung, alle weiteren Teleskope werden entsprechend ihrer Position relativ zum Zentral-Teleskop in dieses Teleskop-Koordinatensystem einfügt (Abbildung 4.22.b).

Abbildung 4.22 zeigt die Schauerbilder eines Schauers in zwei Teleskopen, die in den verschiedenen Koordinatensystemen überlagert werden. Der Schnittpunkt der grossen Halbachsen im Kamerakoordinatensystem (Abbildung 4.22.a) gibt die Schauerichtung an. Denn jede der grossen Halbachsen fällt mit der Projektion der Schauerachse in der Kameraebene zusammen. Die Verrückung der grossen Halbachsen aus dem Kameramittelpunkt bedeutet eine Neigung der Schauerachse zur Teleskop-Achse um den Winkel θ_{X_0} in x-Richtung und um θ_{Y_0} in y-Richtung. Der Schnittpunkt gibt somit die Gesamtneigung der Schauerachse ($-\theta_{X_0}, -\theta_{Y_0}$) an. Die Vorzeichen des Neigungswinkels sind umgekehrt aufgrund der vorangegangenen Reflektion am Teleskopspiegel.

Überlagert man die grossen Halbachsen der Schauerellipsen in dem Teleskop-Koordinatensystem (Abbildung 4.22.b), so erhält man den Schauerauftreffpunkt (X_0, Y_0) . Die Vektoren

\vec{a}_i und \vec{b}_i geben dabei den resultierenden Vektor von den Kamerazentren zu dem Schauerauftreffpunkt an.

In dieser einfachen Form gilt diese Beziehung nur dann, wenn die Kameraebenen der Teleskope sich auf einer Höhe befinden und alle Teleskope in den Zenit schauen. Im allgemeinen existiert aber eine Höhendifferenz zwischen den Teleskopen, die berücksichtigt werden muss. Wie in Abbildung 4.23 dargestellt, sind der Schauerauftreffpunkt am Boden A_0 und die Schauerauftreffpunkte in den einzelnen Kameraebenen A_1 und A_2 durch die in einem bestimmten Winkel einfallende Schauerachse miteinander verknüpft. Mit der Kenntniss über die Schauerrichtung, die aus der Orientierung der Schauerellipsen gewonnen werden kann, kann ein dazu aufgestelltes Gleichungssystem eindeutig gelöst werden [274, 148].

Kapitel 5

HEGRA-Experiment

Das HEGRA¹-Experiment ist Teil der Europäischen Nord-Sternwarte auf den Kanarischen Inseln. Diese bieten aufgrund ihrer atmosphärischen und klimatischen Bedingungen, sowie durch ihre Lage nahe des Äquators hervorragende astronomische Beobachtungsmöglichkeiten. Die Beobachtungsgelände auf La Palma und auf Teneriffa werden durch das IAC² betreut und verwaltet. Das HEGRA-Gelände auf der kanarischen Insel La Palma ist auf einer Luftbildaufnahme (Abbildung 5.1) zu sehen. Das Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) befindet sich 28° 45' 42.9" nördlicher Breite und 17° 53' 27.3" westlicher Länge in 2200 m Höhe über dem Meeresspiegel.

Die HEGRA-Kollaboration betreibt hier seit 1988 auf einem 200 m x 200 m grossem Areal eine Detektor-Matrix aus mehreren Komponenten zur Erforschung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $5 \cdot 10^{11} - 10^{16}$ eV. Die kosmischen Primärteilchen induzieren ausgehende Luftschauer in der Atmosphäre. Der Nachweis der Sekundärpartikel und des in den Kaskaden erzeugten Cherenkov-Lichts erfordert verschiedene Detektortypen zur Bestimmung der lateralen Verteilung der Luftschauerteilchen, ihrer Zusammensetzung und ihrer Energie, sowie ihrer Herkunftsrichtung.

Zunächst wurde das vom Institut für Kernphysik der Universität Kiel geplante Szintillator-Array errichtet. Später wurden weitere Komponenten hinzugefügt wie zusätzliche Szintillationszähler (zur Verdichtung der Matrix), offene Cherenkov-Zähler, Myonen-Geiger-Türme und Cherenkov-Teleskope. Die ersten drei Komponenten bildeten das sogenannte *Array*.

Nach der Demontage des Detektoren-Arrays im Frühjahr 2000, besteht das HEGRA-Experiment zur Zeit nur noch aus den HEGRA-Cherenkov Teleskopen. Deren Betrieb wird voraussichtlich Ende 2002 eingestellt werden zugunsten neuer aus der HEGRA-Kollaboration hervorgegangenen Projekte wie MAGIC³ und H.E.S.S.⁴.

Der HEGRA-Kollaboration gehören heute sieben Universitäten und wissenschaftliche Institute an: in Deutschland die Universitäten in Hamburg, Kiel und Wuppertal sowie das Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg und das Max-Planck-Institut für Physik in München, in Spanien die Universidad Complutense in Madrid und in Armenien das Physik Institut in Yerevan.

Die Abbildung 5.2 zeigt den schematischen Lageplan des HEGRA-Detektors wie er 1997 bestand, als noch alle Komponenten installiert waren. Die Zentral-Station der Datenaquisition des CT-Systems, sowie die gesamte Datennahme-Elektronik des CT1 und des Arrays sind in

¹High Energy Gamma Ray Astronomy

²Instituto de Astrofísica de Canarias

³Major Atmospheric Gamma Ray Imaging Cherenkov detector

⁴High Energy Stereoscopic System

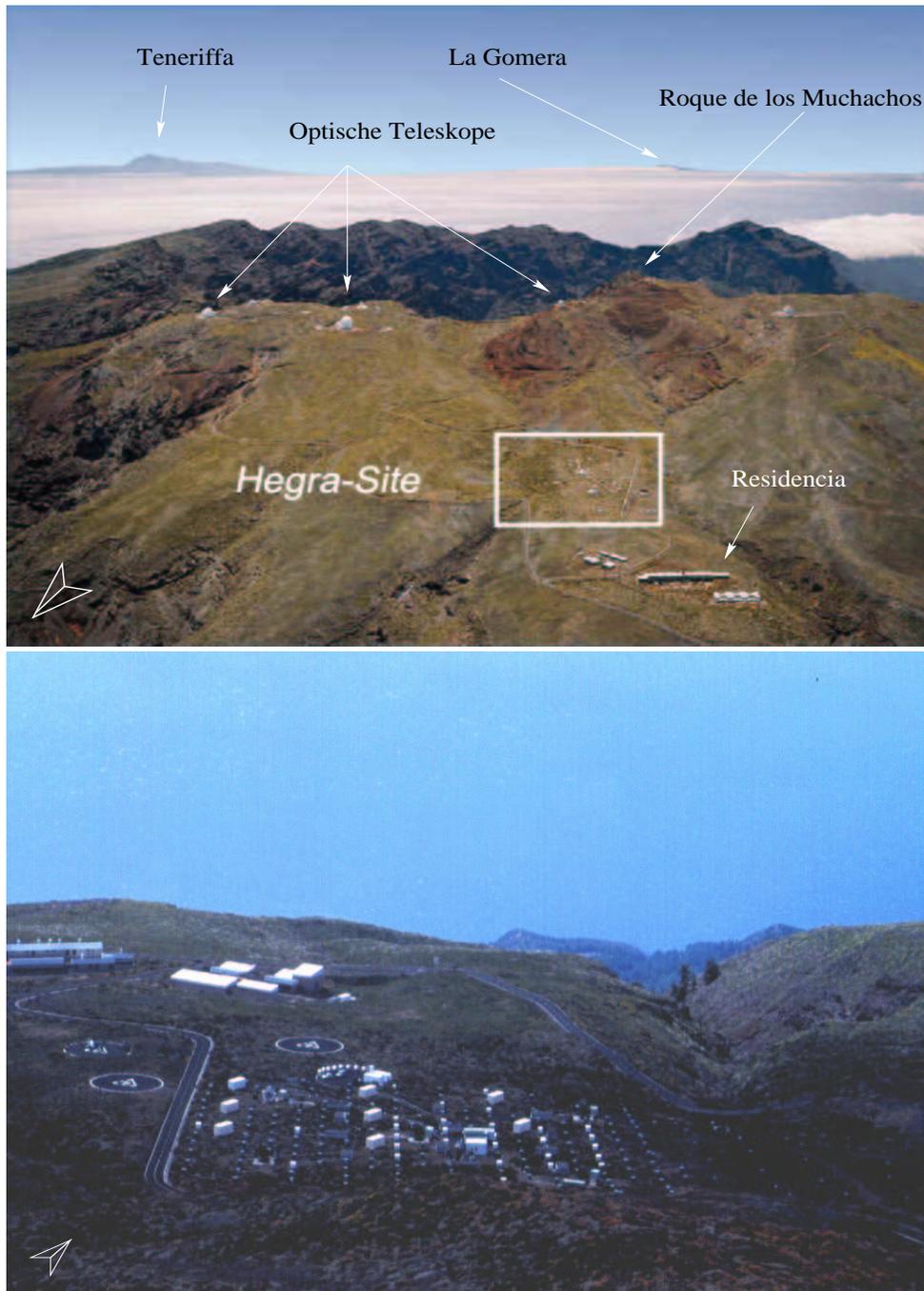


Abbildung 5.1: **Aufnahmen des HEGRA-Geländes.** (*oben*) Eine Luftbildaufnahme des IAC-Beobachtungsgeländes “Observatorio del Roque de los Muchachos” auf La Palma mit Blick in Richtung Südosten. Mit einem Rahmen markiert ist das HEGRA-Messgelände, ausserdem sind die weissen Bauten der grossen optischen Teleskope und unten rechts die Service-Gebäude des IAC, die Residencia, zu sehen (aus [311] (verändert)). (*unten*) Das HEGRA-Gelände vom Roque de los Muchachos aus in Richtung Nord-Westen aufgenommen. Gut zu sehen sind links die hellen Gebäude der Residencia und die weissen Container des CLUE-Gastexperimentes im HEGRA-Areal. Die Anordnung der einzelnen Detektorkomponenten ist in Abbildung 5.2 erklärt.

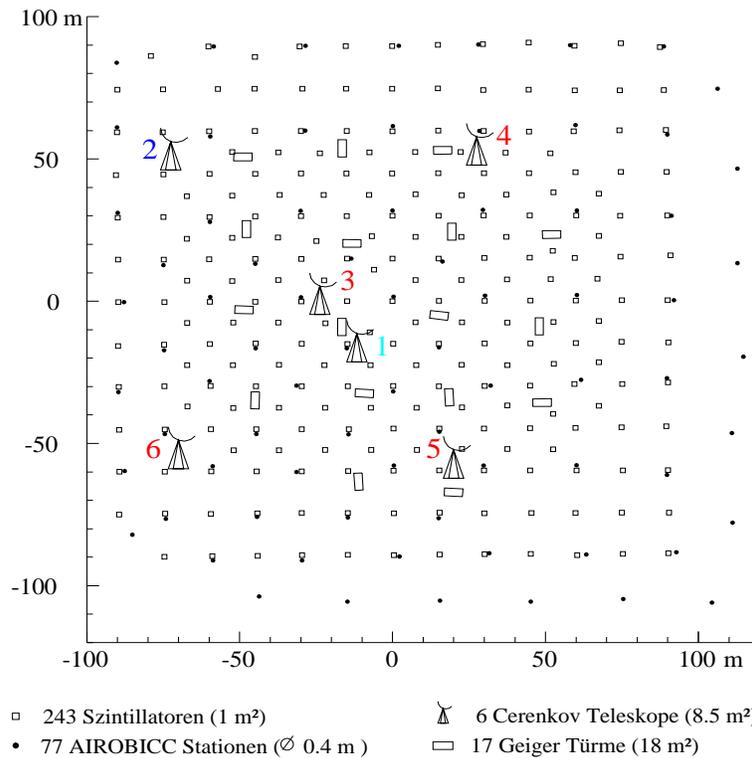


Abbildung 5.2: Schematische Aufbau des HEGRA-Experiments.

umgebauten handelsüblichen Container nahe des CT3 untergebracht. Der hier dargestellte HEGRA-Detektorkomplex vereinigte folgende Subsysteme [293]:

- ◇ 243 Szintillationszähler zur Bestimmung der Ankunftszeit und der Lateralverteilung der geladenen Komponente des Luftschauers [177],
- ◇ 85 offene Cherenkov-Zählern, AIROBICC⁵ genannt, zum Nachweis des durch relativistische Schauer produzierten Cherenkovlichts, das Rückschlüsse auf die Richtung und Natur des einfallenden Primärteilchens zulässt [157],
- ◇ 17 Myonen-Geiger-Türme zur Messung der elektromagnetischen und der myonischen Teilchenkomponente des Luftschauers [240], die Informationen über die Energieverteilung der Teilchen gibt,
- ◇ 6 abbildende Cherenkov Teleskope, deren Aufbau und Prinzip im folgenden näher erläutert werden.

5.1 HEGRA-Cherenkov-Teleskope

Die Cherenkov-Teleskope (= CT) der HEGRA-Kollaboration wurden in den neunziger Jahren nach und nach errichtet, weiterentwickelt und verbessert. Abbildung 5.3 zeigt die schematische Anordnung der CTs auf dem HEGRA-Gelände mit den Daten der Ersterrichtung und einer eventuellen technischen Aufrüstung (upgrade). Im folgenden wird der Aufbau und die

⁵AIRshower Observation By angle Integrating Cherenkov Counters

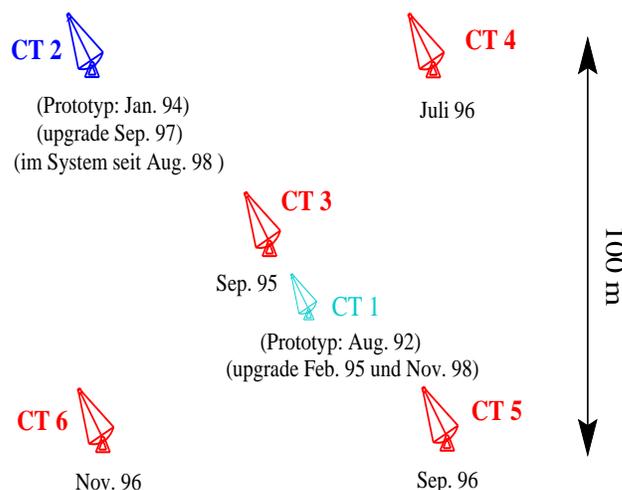


Abbildung 5.3: **Schematische Darstellung der Anordnung der HEGRA-Cherenkov-Teleskope** zeigt die 5 System-Teleskope und das im Einzelbetrieb arbeitende CT 1. Die quadratische Anordnung der Eckteleskope mit einer Entfernung von 70 m zum zentralen Teleskop in der Mitte erlaubt eine optimale Ausleuchtung des CT-Systems durch die Flächendichteverteilung eines Cherenkov-Licht-Kegels in 2200 m Höhe. Der Errichtungszeitpunkt eines jeden Teleskops, sowie das Datum eines eventuellen Technisches Angleichens (upgrade) sind hier festgehalten.

Funktionsweise der HEGRA-Cherenkov-Teleskope erläutert und anschliessend auf die Datennahme mit dem CT-System eingegangen.

5.1.1 HEGRA-Teleskope CT 1 und CT 2

1992 und 1994 wurden zwei Prototyp -Teleskope in Betrieb genommen, deren unterschiedliche Montierung und Konstruktion unabhängig voneinander zur Datennahme getestet wurde.

Das CT 1 ist äquatorial montiert und besass in seiner ersten Stufe eine Kamera mit 37 Sekundärelektronen-Vervielfachern (= PMT⁶) als Bildpunkte (Pixel). Jeder PMT hatte einen Öffnungswinkel von 0.43° , die Prototyp-Kamera besass somit ein Gesichtsfeld (= FOV⁷) von 3.0° . 1995 wurde diese Kamera durch eine mit feinerer Pixelierung (Öffnungswinkel 0.25° , FOV 3.25°) und 127 Bildpunkten ersetzt. Die ursprünglich 5 m^2 grosse Spiegelfläche des Reflektors bestehend aus 18 einzelnen, sphärischen, runden Glasspiegeln wurde 1998 durch 33 leichtere hexagonale Aluminium-Spiegel ersetzt und die resultierende Spiegelfläche auf 10 m^2 vergrössert. Das CT 1 arbeitet im sogenannten *stand-alone*-Betrieb als Einzelteleskop mit unabhängig von den anderen Teleskopen betriebener Elektronik, Datenaquisition und Analyse.

Im wesentlichen entspricht der Aufbau des zweiten Prototyps (CT 2) dem der System-Teleskope CT 3 bis CT 6, lediglich die Spiegelträger der nachfolgenden Teleskope wurden unter Beibehaltung der Konstruktionspläne steifer gebaut. Wegen der alt-azimutal-Montierung kann das CT 2 gegenüber dem CT 1 das Gewicht einer grösseren Kamera stabilisieren. So hatte die erste Kamera des CT 2 mit 61 PMT-Pixeln und 0.43° Öffnungswinkel je Pixel ein grösseres Gesichtsfeld (3.6°), aber vor allem aufgrund einer höheren Bildpunkt-Anzahl

⁶Photomultiplier-Tubes

⁷Field of View

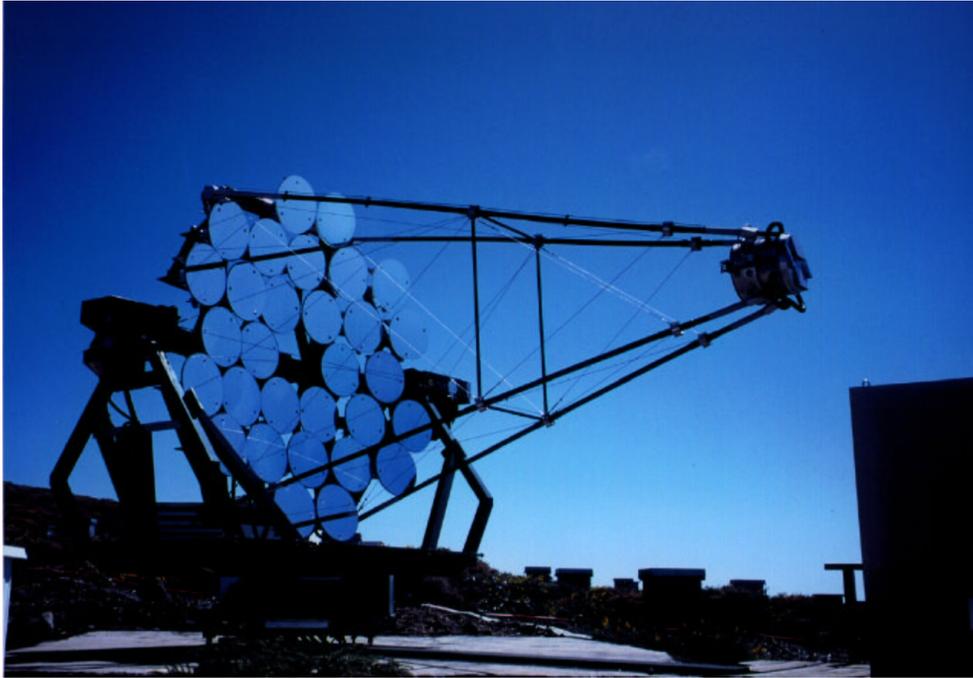


Abbildung 5.4: Fotografie des zentralen Cherenkov Teleskopes CT3 des HEGRA-Systems.

ein grösseres Potential zur γ -Hadron-Separation. Bis 1997 arbeitete das CT 2, wie das CT 1, als Einzelteleskop, 1998 wurde es in das CT-System eingebunden und seine Technik den System-Teleskopen angeglichen. Im Zuge diesen Umbaus wurde die Elektronik erneuert und die Kamera durch eine System-Kamera mit 271 Pixeln ersetzt.

Weder CT 1 noch CT 2 sind Gegenstand dieser Arbeit, deshalb soll hier nicht näher auf diese Teleskope eingegangen werden. Nähere Beschreibungen dazu sind in [201] und [238] sowie in den Dissertationen von F. Krennrich [178] und D. Petry [223] und in den darin angegebenen Referenzen zu finden. Beispiele erfolgreicher Messungen sind in [168], [224], [57] und [8] beschrieben.

5.1.2 Stereoskopisches HEGRA-IACT-System

Das stereoskopische HEGRA System der abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskope (= IACT⁸) besteht aus fünf Cherenkov Teleskopen der Art wie in Abbildung 5.4 gezeigt, die gleichzeitig ein astronomisches Objekt beobachten. Die Entwicklung eines Luftschauers, ausgelöst durch ein aus diesem Objekt stammenden Primärteilchen, wird aus verschiedenen Blickwinkeln beobachtet und aufgezeichnet. Dieses *stereoskopische* Beobachtungsprinzip ermöglicht eine genaue Rekonstruktion der Schauergeometrie. Es wurde mit dem HEGRA-IACT-System erstmals erfolgreich zur Anwendung gebracht.

Die Errichtung des Systems begann 1995 mit den Aufbau des ersten System-Teleskops CT 3, das im gleichen Jahr zunächst im Einzelbetrieb die Datenaquisition aufnahm. Abbildung 5.4 zeigt eine Fotografie dieses zentralen System-Teleskops. Im Juli 1996 folgte der Aufbau des CT 4, im September und November des gleichen Jahres der des CT 5 und des CT 6. Nach einem Angleichen der Ausleseelektronik aller vier Teleskope, sowie dem Einrichten des sogenannten

⁸imaging atmospheric cherenkov telescope

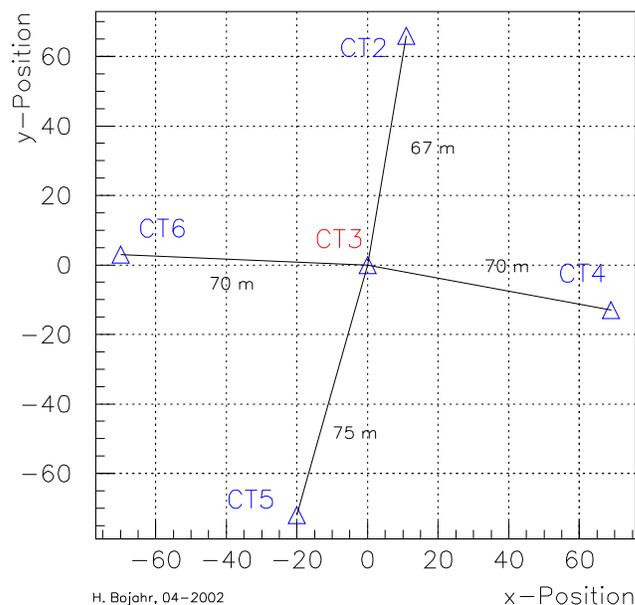


Abbildung 5.5: Die Positionen der HEGRA-CTs sind hier im Teleskop-Koordinatensystem angegeben. Die Abstände der CTs zueinander differieren aufgrund der Unregelmässigkeit des Geländes, da ihre Positionen aber hinreichend genau bekannt sind, kann dies in der Analyse berücksichtigt werden.

*Next-Neighbour-Triggers*⁹ (= NN-Trigger) und dem abschliessenden Einstellen der Hardware-Triggerschwelle, läuft das 4-Teleskop-System bestehend aus CT 3 - CT 6 seit Juni 1997 in unveränderter Hardware- und Software-Konfiguration. Im Sommer 1998 wurde das CT 2 in das Teleskop-System eingebunden. Dazu wurde es der Elektronik der Systemteleskope angepasst und die Kamera wurde durch eine Systemteleskop-Kamera ersetzt. Im August 1998 wurde es vollständig integriert und das stereoskopische System der 5-HEGRA-Teleskope war somit komplett.

5.2 Experimenteller Aufbau des HEGRA-Systems

5.2.1 Anordnung des CT-Systems

Die Anordnung der zum stereoskopischen System gehörenden Cherenkov-Teleskope ist bereits in Abbildung 5.3 dargestellt. Abbildung 5.5 zeigt die Positionen der CTs im Teleskop-Koordinatensystem, diese sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die z-Koordinate gibt dabei die vertikale Auslenkung des Geländes an und zeigt ein Gefälle von fast 10 m von CT5/6 zu CT2/4. Aus diesen Angaben lassen sich die Distanzen der CTs untereinander und zum zentralen Teleskop genau berechnen. Die vier Teleskope CT 2, CT 4, CT 5 und CT 6 bilden die Ecken eines Quadrats mit etwa 100 m Seitenlänge. Ihre Entfernung zum zentralen Teleskop CT 3 in der Mitte liegt zwischen 67 m und 75 m und entspricht damit etwa dem Radius eines Cherenkovkegels in 2200 m Höhe. Dadurch ist eine optimale Positionierung gegeben, um durch einen Schauer mehrere Teleskope anzusprechen und damit eine stereoskopische Be-

⁹nächster Nachbar - Entscheidung

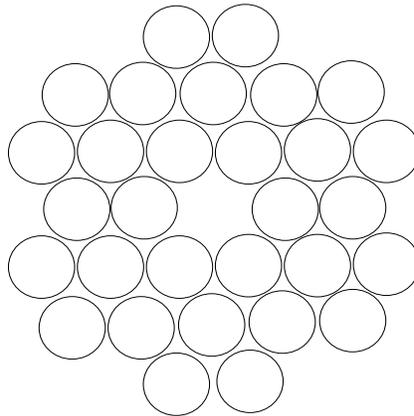


Abbildung 5.6: **Schematische Darstellung eines Reflektors im Davis Cotton Design.** Dieser besteht anstelle eines Einspiegelreflektors aus vielen einzelnen Spiegeln. Die Abbildungseigenschaften entsprechen bei dieser Anordnung etwa der eines grossen Einzelspiegels. Dieses Design wird für die Reflektoren der HEGRA-System-Teleskope verwendet.

Tabelle 5.1: **Die Positionen der Cherenkov-Teleskope des Systems** sind hier durch das Teleskopkoordinatensystem festgelegt, in deren Ursprung das CT3 ruht. Diese Positionen sind auf ± 2 m genau vermessen [131], so lassen sich daraus die Distanzen der CTs untereinander entsprechend mit einer Genauigkeit von ± 3.4 m berechnen.

CT	x [m]	y [m]	z [m]	Distanz zu CT3 [m]	Distanz zu CTi [m]	
2	11	66	-3	67	CT4	98
3	0	0	0	0	–	–
4	69	-13	-5	70	CT5	107
5	-20	-72	4	75	CT6	90
6	-70	3	7	70	CT2	103

trachtung dieses Schauers zu gewährleisten, und gleichzeitig ein möglichst grosses Areal zu überdecken.

5.2.2 Aufbau eines System-Teleskops

Der Aufbau eines Cherenkov-Teleskops (Abbildung 5.4) lässt sich in folgende Gruppen unterteilen: die Teleskop-Nachführung, der Reflektor, die Kamera und die Datennahme- und Triggerelektronik. Diese werden im folgenden kurz erläutert, eine übersichtliche Zusammenfassung gibt Tabelle 5.2 am Ende dieses Kapitels.

Teleskop-Nachführung

Die Montierung der System-Teleskope ist alt-azimutal, sie sind also um die Azimut- und um die Höhenachse drehbar. Die Position eines Beobachtungsobjekts verändert sich im Laufe der Nacht relativ zur Erde. Um das Objekt einen längeren Zeitraum beobachten zu können, muss das Teleskop nachgeführt werden. Dies geschieht über zwei programmgesteuerte Schrittmotoren. Die Stellung der Teleskop-Achsen wird durch Winkeldekoder mit einer Auflösung

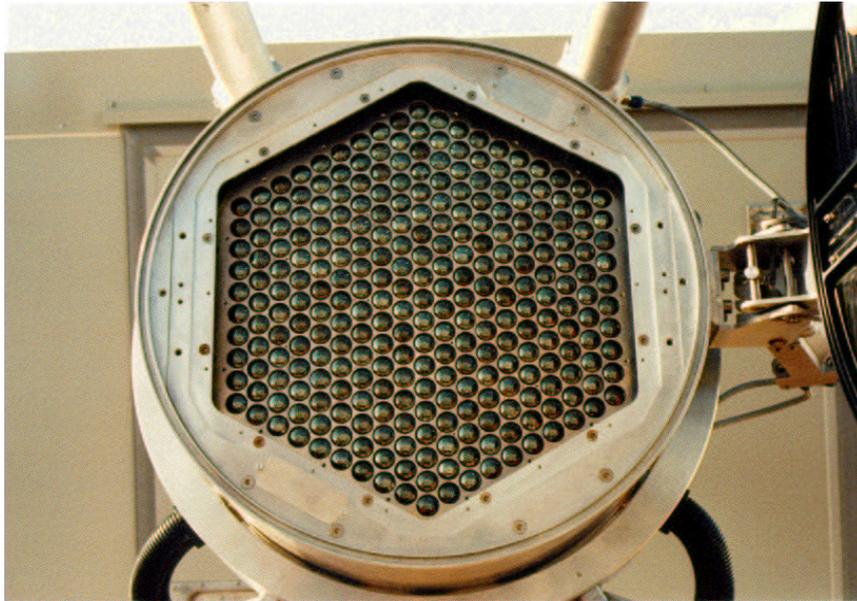


Abbildung 5.7: **Fotografie der Kamera** eines der Cherenkov Teleskope des HEGRA-Systems. Gut zu sehen ist hier die hexagonale Matrix der 271 Photomultiplier, die den Bildpixeln der abgebildeten Schauerellipsen entsprechen. Rechts ist der geöffnete Kameradeckel zu sehen, die Lichtleitermatrix und die Plexiglas-Schutzabdeckung sind hier nicht montiert [164].

von 0.02° ständig registriert und über einen Regelkreis mit dem Soll-Wert verglichen und gegebenenfalls angepasst. Die Objektpositionierung in der Kamera (Pointing) wird durch eine Durchbiegung der Kamera-Haltmasten oder durch eine Deformierung des Spiegelträgers verzerrt. Diese können mit Hilfe einer geometrischen Kalibrationsmethode, der *Pointing Korrektur* ([234] und [233]), bestimmt und nachträglich aus den Daten mittels Software herauskorrigiert werden. Die dabei erreichte Genauigkeit liegt bei 0.01° [233].

Reflektor

Jedes Teleskop besitzt eine Spiegelfläche von 8.5 m^2 , bestehend aus 30 einzelnen, sphärisch geschliffenen, 2 cm dicken, runden Glasspiegeln mit jeweils 60 cm Durchmesser und einer Fokallänge von 492 cm. Diese Spiegel sind bedampft mit einer reflektierenden $0.6 \mu\text{m}$ Aluminiumschicht und einer $1 \mu\text{m}$ dicken Schutzschicht aus Quarz. Die Reflektivität der Spiegel liegt in Bereich von 300 nm bis 600 nm bei 85% bis 89% [201]. Die Einzelspiegel sind auf einem konkaven, sphärischen Spiegelträger mit 345 cm Durchmesser und einer Fokallänge von 492 cm montiert und in dem sogenannten Davis-Cotton-Design angeordnet [87]. Diese Anordnung ist in Abbildung 5.6 dargestellt, sie gewährleistet eine Minimierung der durch die Segmentierung der Spiegelfläche hervorgerufenen Abbildungsfehler und die Abbildungseigenschaften nähern sich denen eines grossen Einzelspiegels.

Kamera

Die Kamera ist im Primärfokus des Teleskopspiegels montiert. Sie muss die innerhalb weniger Nanosekunden eintreffenden Lichtsignale schnell erfassen und aufgrund der geringen Lichtintensität der Schauer auch einzelne Photonen nachweisen können. Ausserdem ist die

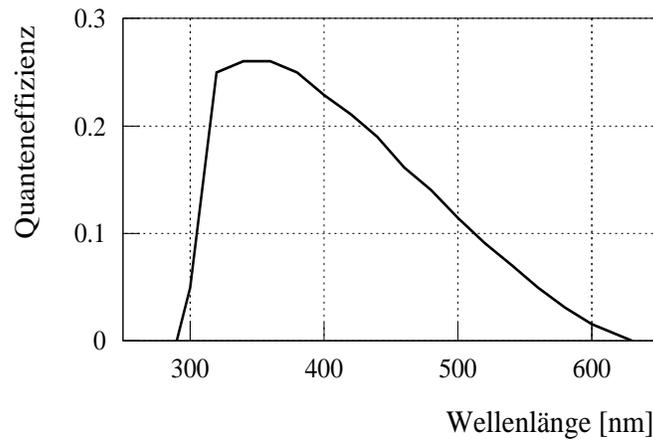


Abbildung 5.8: **Quanteneffizienz eines PMT** als Funktion der Wellenlänge im Bereich der Empfindlichkeit der Photokathode von 300 nm bis 600 nm [132].

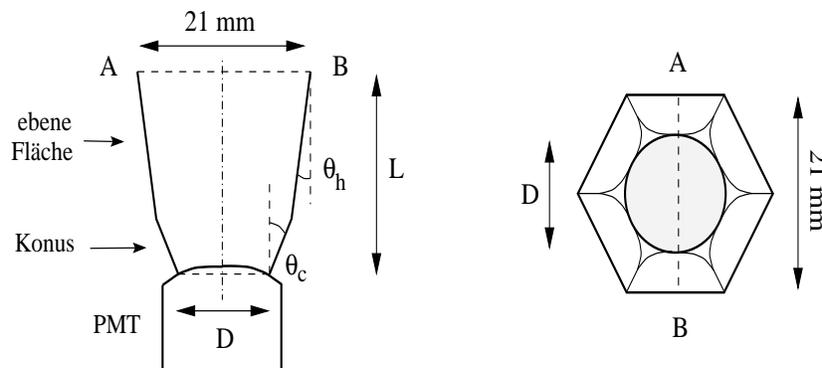


Abbildung 5.9: **Aufbau eines Lichtsammeltrichters einer CT-Kamera** im Querschnitt und in der Aufsicht. Die die Funnelgeometrie bestimmenden Parameter sind: $D = 15 \text{ mm}$, $L = 20 \text{ mm}$, $\theta_c = 13.0^\circ$ und $\theta_h = 8.5^\circ$ [132].

Struktur des Schauers hinreichend genau abzubilden, um die Schauergeometrie bestimmen zu können. Deshalb ist eine feine Unterteilung des Kamerabildes in möglichst viele, dicht aneinanderliegende Bildpunkte (Pixel) notwendig.

Diesen Anforderungen entsprechend ist die Kamera aus 271 hochsensitiven, möglichst kleinen Photomultipliern (PMT) aufgebaut. Abbildung 5.7 zeigt eine Fotografie der Kamera des CT3 bei geöffnetem Schutzdeckel. Die 271 PMT sind in einer dichtgepackten hexagonalen Matrix angeordnet. In dieser Anordnung haben die Pixel einen Abstand von 21 mm zueinander, bei gegebener Fokallänge deckt ein einzelnes Pixel ein Gesichtsfeld von 0.25° ab. Die gesamte Kamera besitzt ein Blickfeld (FOV) von $\approx 4.3^\circ$ relativ zur optischen Achse des Teleskops. Da die Bildelemente in der hexagonalen Matrix angeordnet sind, ist das Gesichtsfeld abhängig von der Blickrichtung relativ zur optischen Achse. Als Gesichtsfeld ist hier der Durchmesser eines dem Hexagon flächengleichen Kreises angegeben.

Die hier verwendeten PMT der Firma Thorn EMI haben einen Durchmesser von 19 mm und ein gewölbtes Eintrittsfenster mit einer aufgedampften photosensitiven Bialkalischicht

als Photokathode. Deren mittlerer nomineller Durchmesser ist 15 mm, ihre Empfindlichkeit liegt in dem für das atmosphärische Cherenkovlicht gewünschten Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm, hier beträgt ihre mittlere Quanteneffizienz 14% (Abbildung 5.8). Jeder der 271 PMT bildet eine Einheit mit seiner Basis und dem Vorverstärker, ausserdem wird für jedes Pixel die Hochspannung einzeln in die Kamera geführt und kann somit separat für jeden der 271 Kanäle eingestellt werden.

Eine Erhöhung der Lichtsammelleffizienz der Kamera wird durch eine nichtabbildende Optik aus offenen Lichttrichtern (*Funnel*) erreicht. Die Lichttrichter sind in eine Platte eingearbeitet und so auf die Kamera montiert, dass sich vor jedem Pixel ein Funnel befindet. Ihre Öffnungsfläche läuft von hexagonal auf rund konisch zu und schliessen lückenlos an die Lichttrichter der benachbarten PMT an. Ein Querschnitt und eine Aufsicht der Funnel sind in Abbildung 5.9 zu sehen. Ihre Form wurde auf die Lichtsammelfähigkeit optimiert und die Innenwände zusätzlich mit reflektierender Folie (85% Reflektivität) aus aluminisierter Mylar ausgekleidet. Da zudem die Lichttrichtergeometrie unter grossen Winkeln auf die Kamera treffendes Streulicht nach aussen reflektiert und von der Spiegelfläche auftreffendes Licht in die PMT leitet, ergibt sich durch den Einsatz der Funnel insgesamt eine Vergrösserung der sensitive Fläche der Kamera auf 91%.

Die schmutzempfindlichen Lichttrichter und Photokathoden werden während des Messbetriebs durch eine 1 mm dünne UV-transparente Plexiglas-Abdeckung geschützt. Die gesamte Kamera ist in einem licht- und wasserdichten Aluminium-Gehäuse untergebracht. Die zum Reflektor ausgerichtete Frontseite, an der sich die lichtempfindlichen Pixel befinden, schützt ein massiver Aluminium-Deckel vor Witterungseinflüssen und Sonnenlicht. Dieser kann für den Messbetrieb durch Pressluft geöffnet werden. Zur Wärmeabfuhr sind an der Rückseite der Kamera Ventilatoren angebracht. Weiterführende Angaben zu Aufbau und Technik der Kamera sind in den Dissertationen von G. Hermann [132] und M. Heß [133] zu finden.

Datennahme- und Trigger-Elektronik

Die Datennahme- und Trigger-Elektronik ist für jedes System-Teleskop separat in einer Hütte nahe des jeweiligen Teleskops untergebracht. Die Steuerung dieser Elektronik wird jeweils von einem VME-Prozessor geleistet, der auch die Nachführung des Teleskops überwacht. Jeder der 271 PMTs der Kamera wird einzeln ausgelesen. Das Signal wird fortlaufend durch schnelle Analog-Digital-Wandler (FADC¹⁰) mit einer Auflösung von 8 Bit und einer Abtastrate von 120 MHz digitalisiert. Diese wird durch 2 x 60 MHz-FADCs realisiert, die phasenverschoben die Pulse der geraden bzw. ungerade Zeitbins, *Ping-* und *Pong-Signale* genannt, aufzeichnen. Die Zeitauflösung beträgt 8.3 ns und liegt damit deutlich oberhalb der typischen PMT-Signalausbreitung¹¹ von ~ 5 ns. Um eine Abtastung mit einer Frequenz von 120 MHz zu gewährleisten, wird das PMT-Signal vor der Digitalisierung mit einem Pulsformer künstlich aufgeweitet und in 16 Zeitintervallen mit insgesamt 8.3 ns Breite abgespeichert.

Das digitalisierte Signal wird in einem Ringspeicher mit einer Speichertiefe von 4 kB abgelegt und steht 34 μ s dem Auslesevorgang zur Verfügung, bevor es wieder überschrieben wird. Ein generelles Untergrundrauschen und zufällige Ereignisse sind unbrauchbare Daten, die die Datenmenge unnötig erhöhen. Eine Reduktion dieser Daten geschieht durch Unterdrückung dieser Rausch- und Zufallsereignisse durch eine mehrstufige Triggerlogik, die das Auslesen der Daten erst nach einer positiven Ereignisidentifizierung zulässt.

In der ersten Stufe, dem *lokalen Teleskop-Trigger*, wird überprüft, ob die Signalamplitude

¹⁰Flash-Analog-Digital-Converter (engl.) = Hochgeschwindigkeits-Analog-Digital-Wandler

¹¹maximale Breite bei halber Amplitude

eines der 271 Pixel des Einzelteleskops innerhalb eines vorgegebenen Zeitintervalls von 12 ns eine bestimmte Schwelle überschritten hat. Bis Mai 1997 lag diese Einzelpixel-Trigger-Schwelle bei 10 mV ($\simeq 8$ pe) und es reichte *ein* Pixel zur Auslösung des lokalen Triggers (Majority-Trigger). Im Juni 1997 wurde der NN-Trigger¹² eingeführt. Dieser fordert ein Überschreiten der Signalamplituden von mindestens zwei benachbarten Bildpixeln der 271 Pixel eines Einzelteleskops innerhalb des 12 ns - Zeitintervalls. Die NN-Bedingung reduziert die Anzahl der Zufallskoinzidenzen um einen Faktor 50, da die Triggereffizienz für γ -Schauer nahezu unverändert bleibt, während die für hadronische Schauer abnimmt [164]. Durch diese Reduktion der Zufallskoinzidenzen kann die Trigger-Schwelle der Einzelpixel auf 8 mV ($\simeq 6$ pe) gesenkt werden, wodurch sich die Energieschwelle des Teleskop-Systems insgesamt verringert.

Ist der Teleskoptrigger erfüllt, wird ein Signal an die Zentralstation gesendet, die sich in einem Messcontainer in der Nähe des CT 3 befindet.

Dort wird als Bedingung der zweiten Entscheidungsstufe, dem *globalen System-Trigger*, gefordert, dass die Teleskop-Trigger Signale von mindestens zwei Teleskopen innerhalb von 70 ns an der Zentralstation eintreffen. Diese Ankunftszeiten der Signale sind dann bereits auf Lichtlaufdifferenzen aufgrund der unterschiedlichen Entfernungen zur Zentralstation korrigiert.

Ist der System-Trigger positiv, wird ein Signal an alle Teleskope des Systems verschickt und die Datennahme mit der kontinuierlichen Beschreibung des FADC-Ringspeichers angehalten. Anschliessend wird das Auslesen der Signale vorgenommen. Diese umfassen die Nummern der Pixel, die bei einem Ereigniss getriggert haben, die Information über den Zeitpunkt des lokalen Teleskop-Triggers sowie die Signalamplitude eines jeden Pixels. Es werden auch die Teleskope ausgelesen, die selbst keinen lokalen Trigger ausgelöst haben. Zur Reduktion der Datenmenge werden aber nur die Signale akzeptiert, deren Amplitude die nominelle Null-Linie des jeweiligen Pixels um wenigstens eine digitale Einheit (≈ 1 mV bzw. 1 Photoelektron) überschreitet. Die Daten aller anderen Kanäle werden verworfen. Zur Kontrolle dieser Nullunterdrückung wird jedes zwanzigste Ereigniss vollständig ohne Anwendung der Nullunterdrückung ausgelesen.

Die ausgelesenen Informationen aller Teleskope werden dann an den Zentralrechner übermittelt, dort synchronisiert und als ein Rohdaten-Paket auf Festplatte gespeichert. Die durch die Speicherprozedur bestimmte Totzeit, während der kein weiteres Signal aufgenommen werden kann, beträgt etwa 200 μ s. Der genaue Aufbau und die Charakteristik der Triggerlogik ist detailliert in [60] beschrieben.

5.2.3 Zentralstation

In einem Container nahe des CT 3 ist die Zentralstation aufgebaut. Hier befindet sich die Elektronik der zweiten Triggerstufe, somit findet hier die Verwaltung des Systemtriggers statt. Das beinhaltet das Öffnen des 70 ns-Koinzidenzzeitfensters und bei positivem Systemtrigger das Auslesen des Triggerpatterns, in dem unter anderem gespeichert wird, welches CT getriggert hat.

Die zentrale Steuerung der Datennahme übernimmt ein Pentium-PC, der auch die Datensicherung verwaltet. Via Ethernetverbindung hält dieser den Kontakt zu allen Einzelteleskop-Rechnern, regelt den Transfer der Steuerkommandos zu den einzelnen CTs und erhält aktuelle Statusinformationen über den Zustand ihrer Elektronik. Ein Operateuren-Team kann die Datennahme über ein menügesteuertes Programm online überwachen und

¹²Next-Neighbour-Trigger

Tabelle 5.2: Die Technischen Daten der einzelnen System-Teleskope.

Montierung	
Art	Alt-Azimutal
Nachführung	Schrittmotoren, Schrittweite 1.3'
Kontrolle	ein 14bit Drehgeber pro Achse, Auflösung 0.02°
Reflektor	
Durchmesser	3.40 m
Fokallänge	4.92 m
Spiegelfläche	8.5 m ² , segmentiert in 30 Einzelspiegeln
Einzelspiegel	sphärische runde Glasspiegel, 60 cm Durchmesser, 2 cm Dicke, aluminisiert und quarzbeschichtet.
Reflektivität	85% - 89% bei 300 nm - 600 nm
Anordnung	Davis-Cotton-Design
Kamera	
Bildpixel	271 PMT (Thorn EMI 9083 KFLA) \otimes 19 mm Durchmesser, Bialkali-Photokathode Quanteneffizienz 14% (300nm - 600 nm)
HV-Versorgung	600 - 1000 V, pro Pixel einzeln regelbar
Pixelmatrix	ufgesetzte Matrix von offenen Lichtsammeltrichtern angeordnet in hexagonal dichtester Packung
Gesichtsfeld	Pixel: 0.25° Kamera: \sim 4.3°
Auslese-Elektronik	
Lokale Rechner	Cetia 68040 unter LynxOS
Zentraler Rechner	Pentium-PC unter Linux
Signaldigitalisierung	120 MHz - FADC (2 x 60 MHz) mit Pulsformer Ringspeicher mit 4 kB (34 μ s) Speichertiefe
Trigger	Diskriminator-Trigger-Logik auf VME-Basis Teleskop-Trigger: 2 benachbarte Pixel innerhalb 12 ns oberhalb von 8mV System-Trigger: 2 Teleskope innerhalb 70 ns

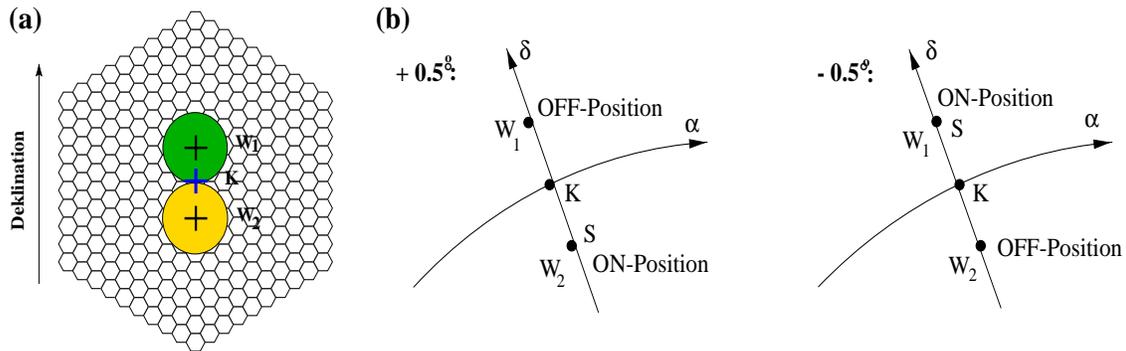


Abbildung 5.10: **Schema des Wobble-Beobachtungsmodus.** (a) Verschiebung der nominellen Objektposition aus der Mitte des Kamera-Koordinatensystems K auf die Wobble-Positionen W_1 und W_2 , (b) Verschiebung der Quellposition S aus der Kameramitte K in den Koordinaten der Rektaszension α und der Deklination δ . Führt das Teleskop auf die andere Wobble-Position von W_1 auf W_2 , wird die Zugehörigkeit zur ON- bzw. OFF-Position der Quelle getauscht.

von hier aus gegebenenfalls eingreifen. Ausserdem kann das jeweilige Beobachtungsobjekt angesteuert und zwischen den verschiedenen Optionen der Datennahme- oder Kalibrations-Modi gewählt werden. Somit erfolgt die Steuerung und Überwachung des gesamten Systems zentral.

5.3 Messbetrieb und Datennahme

Die Beobachtungen mit dem CT-System finden überwiegend in klaren Nächten während der mondlosen Stunden statt. Für das vollständige System von fünf Teleskopen bei zenitnaher Beobachtung wird eine Ereignissrate von 14 - 17 Hz erreicht. Das entspricht einer Datenmenge von etwa 720 - 840 MB pro Stunde. Die Daten werden zunächst während der Beobachtungszeit auf grosse Datenplatten gespeichert und später auf Bänder kopiert und gesichert. Die endgültige Archivierung der Daten erfolgt durch die Heidelberger HEGRA-Gruppe. Zur Gewährleistung einer gleichbleibenden Daten-Qualität werden technische Veränderungen und Defekte des CT-Systems genau protokolliert.

5.3.1 Daten-Runs

Ein Beobachtungsintervall dauert 20 Minuten. In Ausnahmefällen, während Beobachtungskampagnen oder vor der Dämmerung, wurde es auf 25 oder 30 Minuten erhöht oder auf 10 oder 15 Minuten verringert. Die in diesem Beobachtungsintervall genommenen Daten bilden einen Daten-Run. Die Fixierung der Teleskope auf eine bestimmte Himmelsposition des zu beobachtenden Objekts während eines Datennahmezyklus von mehreren Runs, wird durch die Nachführung der Teleskope gewährleistet.

Wobble-Runs Zur Beobachtung von Punktquellen wird überwiegend der *Wobble-Modus* verwendet. Diese Beobachtungsmethode nutzt das grosse Gesichtsfeld einer CT-System-Kamera aus, um neben der Quelledatennahme gleichzeitig Daten für die Untergrundbestimmung aufzunehmen und so die zur Verfügung stehende Beobachtungszeit optimal zu verwenden. Bei der Standard-Beobachtung von Quellen (*On-Source*) liegt die Himmelsposition des zu beobachtenden Objekts in der gedachten Verlängerung der Teleskop-Achse, die die z-Achse

des Kamera-Koordinatensystems bildet, welche durch das Kamerazentrum verläuft. Bei dem Wobble-Modus werden die Teleskope nun abwechselnd je Run auf eine Position ausgerichtet, die eine Distanz zur ursprünglichen Objektposition von $\pm 0.5^\circ$ in Deklinationsrichtung hat (Abbildung 5.10). Dadurch wird das Objekt quasi $\pm 0.5^\circ$ aus dem Kamerazentrum heraus verschoben und ein Grossteil des Datennahmepotentials der Kamera für die Aufnahme von Untergründereignissen (*Off-Source*) nutzbar gemacht.

On-Off-Runs Bei Beobachtungen ausgedehnter Quellen ist die Verwendung des Wobble-Modus nicht möglich, da diese einen Grossteil des Kameragesichtsfeldes selbst ausfüllen. Diese werden im *On-Off-Modus* beobachtet, mit Positionierungen auf das Zentrum der Quelle (*On-Source*) und auf eine um $20'' - 30''$ in der Rektaszension verschobene Position (*Off-Source*).

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Daten des AGN-Programms wurden ausschliesslich mit der Beobachtungsmethode des Wobble-Mode aufgenommen.

5.3.2 Point-Runs

Point-Runs dienen der geometrischen Kalibration der Teleskope. Während der Nachführung durch Deformierung des Teleskopgerüsts auftretende dynamische Ausrichtungsabweichungen der Teleskope werden überwacht, die Abbildungsgenauigkeiten der Einzel-Spiegel des Teleskops vermessen und eventuelle Abweichungen bestimmt. Während dieser Kalibrationsmessung arbeiten die Teleskope unabhängig voneinander. Die mittels Point-Runs bestimmten Pointing-Korrekturen wurden in der Daten-Analyse der hier vorliegenden Arbeit verwendet. Detaillierte Ausführungen zu dieser Pointing-Kalibration findet man in [233] und [234].

5.3.3 Kalibrations-Runs

Zur Erfassung der Sensitivitätsschwankungen der einzelnen Pixel der Teleskop-Kameras werden zwei Arten von Kalibrations-Daten-Sätzen aufgezeichnet: die *Pedestal-Runs* und die *Laser-Runs*.

Pedestal-Runs Jedes Pixel reagiert unterschiedlich auf einfallendes Licht und besitzt eine eigene Null-Linie. Pedestal-Runs dienen der Bestimmung dieser Null-Linie. Dazu wird die Kamera 100 mal künstlich getriggert und für jeden FADC-Kanal ein Spektrum ausgelesen und der Mittelwert dieser Spektren (Offset) bestimmt. Die Schwankungen um diesen Offset sind ein Mass für das elektronische Rauschen der einzelnen Pixel. Da dieses mit der Nachthemelhelligkeit und einer temperaturbedingten Drift der FADC-Module variiert, werden die Pedestal-Runs in einem Abstand von zwei Minuten während eines Daten-Runs genommen, dessen Aufzeichnung deshalb für wenige Millisekunden unterbrochen wird. Mit diesen *dynamischen Pedestals* wird bereits von der Datenaquisition (DAQ) für jedes Pixel der Offset und die Standardabweichung bestimmt und dem Roh-Datensatz des entsprechenden Daten-Runs hinzugefügt.

Laser-Runs Zur Bestimmung der relativen Unterschiede in der Signal-Verstärkung der Pixel wird vor Beginn einer nächtlichen Datennahme und bei jedem Positionswechsel auf ein anderes Beobachtungsobjekt eine Folge von Ereignissen mit einer Laservorrichtung ausgelöst und der sogenannte *Laser-Run* aufgezeichnet. Dazu werden Lichtpulse eines Stickstofflasers ($\lambda = 337 \text{ nm}$) von 5 ns Dauer über eine Quarzfasern auf eine Szintillatorplatte in der Mitte des Spiegelträgers geleitet. Die Kamera wird so gleichmässig ausgeleuchtet und der Laserlichtblitz wird wie ein Cherenkovlichtsignal eines echten Schauerereignisses registriert und verarbeitet. In der Regel werden pro Laser-Run etwa 100 Laserschüsse abgegeben. Mit Hilfe von Graufiltern wird die Intensität der einzelnen Laserpulse so weit reduziert, dass in jedem Pixel etwa 60 - 140 Photoelektronen ausgelöst werden. Das erzeugte Emissionsspektrum

ähnelt dem Cherenkov-Lichtspektrum eines Luftschauers und gewährleistet so einen relativen Sensitivitätsabgleich aller 271 Kanäle einer Kamera unabhängig von den individuellen spektralen Empfindlichkeiten der einzelnen Pixel. Die Datenaquisition (DAQ) berechnet für jedes Pixel die Mittelwerte und Standardabweichungen bezogen auf die jeweilige Teleskop-Kamera und fügt diese Laser-Kalibrations-Werte den Daten eines jeden nachfolgenden Daten-Runs hinzu. Ausserdem werden die Laser-Runs als eigenständiger Daten-Satz abgelegt und zur Bestimmung der Photoelektronenkonversions-Faktoren und der relativen Signalankunftszeiten verwendet.

Kapitel 6

Wuppertaler System-Analyse (WARGUS)

Die Wuppertaler HEGRA-Gruppe entwickelte zur Untersuchung der Daten des AGN-Programms eine eigene, unabhängige Software zur Analyse von CT-System-Daten, die *Wuppertaler System-Analyse für abbildende Cherenkov-Teleskope (WARGUS)*. Die Funktionsweise von WARGUS ist in den Arbeiten von J. Budischewski [59] und C. Iserlohe [148] dokumentiert.

Die HEGRA-Standard-Analyse wurde von der HEGRA-Arbeitsgruppe in Heidelberg entwickelt. Dort werden in einem Standardverfahren alle Rohdaten des CT-Systems für die Kollaboration aufbereitet und kalibriert. Dabei wird das sogenannte DST-Daten-Format erzeugt und zur Distribution innerhalb der Kollaboration bereitgestellt.

Die WARGUS basiert auf einer eigenständigen, unabhängigen Kalibration der CT-System-Rohdaten und unterscheidet sich damit von der sonst in der Kollaboration verwendeten Standardanalyse. Allerdings standen für diese Arbeit die Rohdaten nicht in dem eigentlichen Rohdaten-Format zur Verfügung, sondern im sogenannten FPack-Format. Dazu wurden die Rohdaten in Heidelberg von dem eigentlichen Rohdaten-Format auf das Datenformat Fpack umkopiert und gegebenenfalls sporadisch auftretende Bit-Fehler korrigiert. Da dabei aber keine Kalibrations- oder Analyse-Schritte vorgenommen wurden und die Information der Rohdaten voll erhalten wurde, können diese FPack-Rohdaten somit als “unbehandelt” betrachtet werden. Dadurch ist gewährleistet, dass WARGUS mit einer eigenständigen Kalibration der Rohdaten als Kontroll-Software für die Überprüfung der einwandfreien Funktionsweise der HEGRA-Standardanalyse eingesetzt werden kann.

6.1 WARGUS-Kalibration

Der auf die Teleskop-Kamera treffende Cherenkov-Lichtblitz eines atmosphärischen Luftschauers wird mit Hilfe der FADCs digitalisiert und in 16 Zeiteinheiten mit je 8.3 ns Breite gespeichert. Primäres Ziel der Kalibration ist es, das in digitalen Einheiten vorliegende FADC-Amplituden-Signal durch eine Pulsformanalyse zurückzuführen auf die Anzahl der auf die Teleskopspiegel auftreffenden Cherenkov-Photonen. Dabei wird das Signal eines jeden Pixels in Einheiten von primär ausgelösten Photoelektronen p_e bestimmt. Diese skalaren Intensitäten werden verwendet bei der Rekonstruktion der Kamera-Schauerbilder. Die einzelnen in der WARGUS-Kalibration zu durchlaufenden Schritte sind in der Abbildung 6.1 zusammengefasst. In den folgenden Kapiteln werden diese eingehend erklärt.

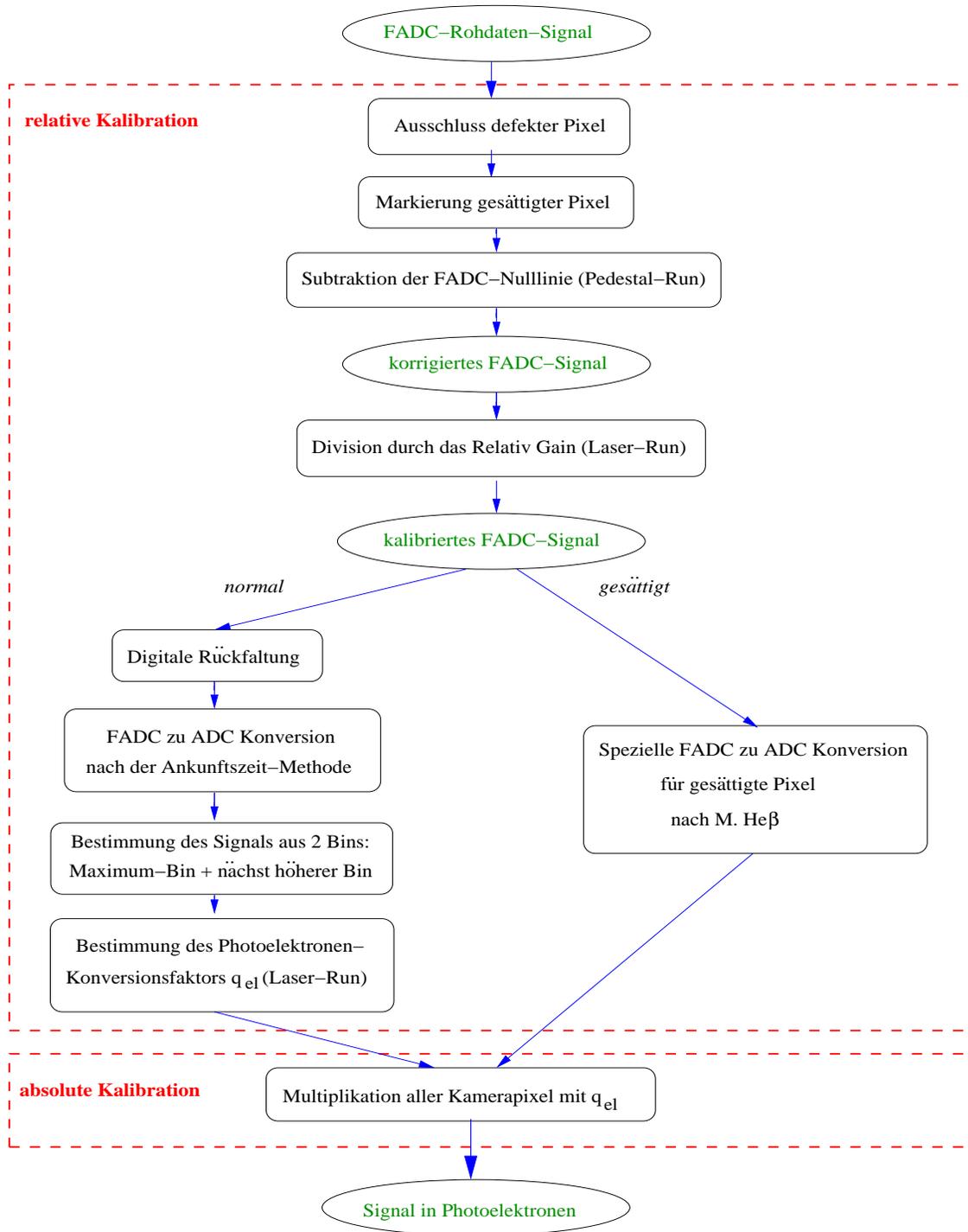


Abbildung 6.1: Das Schema der WARGUS-Kalibration zeigt die verschiedenen Schritte, die zur Kalibration des FADC-Rohdaten-Signals durchgeführt werden.

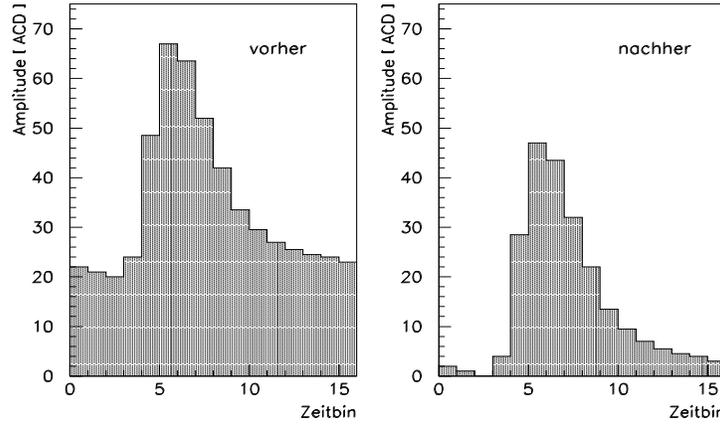


Abbildung 6.2: **Subtraktion der FADC-Null-Linie** von einem FADC-Signalspuls. (*links*) vor der Subtraktion, (*rechts*) nach der Subtraktion.

6.1.1 Relative Kalibration

Jedes der 271 baugleichen Pixel einer Teleskop-Kamera reagiert unterschiedlich auf das einfallende Licht. Ein Abgleich aller dieser Pixel ist notwendig, um eine homogene Ausgangsbasis für die Messung zu schaffen.

Die FADC-Null-Linie

Zur Bestimmung der Amplitude der digitalisierten PMT-Pulse, muss der Mittelwert der FADC-Null-Linie, der sogenannte Offset A_{Offset} , genau bekannt sein, da dieser für jeden FADC-Kanal unterschiedlich ist. Dazu werden die während der Daten-Runs im Abstand von zwei Minuten aufgezeichneten *dynamischen Pedestals* benutzt (Kapitel 5.3.3), bei denen jeder FADC n mal künstlich getriggert und sein Spektrum ausgelesen wird. Für jedes Pixel p stehen dabei je ein FADC *Ping* für die geraden und *Pong* für die ungeraden Zeitbins zur Verfügung. Der Mittelwert der Amplitudenverteilung wird zunächst für jeden FADC einzeln bestimmt:

$$A_{Offset,j}^p = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n A_{i,j}^p \quad (6.1)$$

Dabei ist p der Pixelindex, j steht für *Ping* oder *Pong* und $A_{i,j}^p$ bezeichnet die jeweilige bei der i -ten Triggerung digital gemessene Amplitude des entsprechenden FADCs in der Einheit *ADC-Zähler* mit Werten von 0 bis 255. Die Standardabweichung dieser Verteilung gibt die Schwankungen des Offsets und damit das Rauschen des einzelnen FADCs an:

$$\sigma_j^p = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (A_{Offset,j}^p - A_{i,j}^p)^2} \quad (6.2)$$

Da sich das Signal eines Pixels aus der Summe zweier FADC-Bins errechnet, ergibt sich das Rauschen eines jeden Pixels p unter Verwendung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung und eines Skalenfaktors K_{bin} zur Erhaltung der maximalen Pulshöhe zu

$$\sigma_{Rauschen}^p = K_{bin} \sqrt{(\sigma_{Ping}^p)^2 + (\sigma_{Pong}^p)^2} \quad (6.3)$$

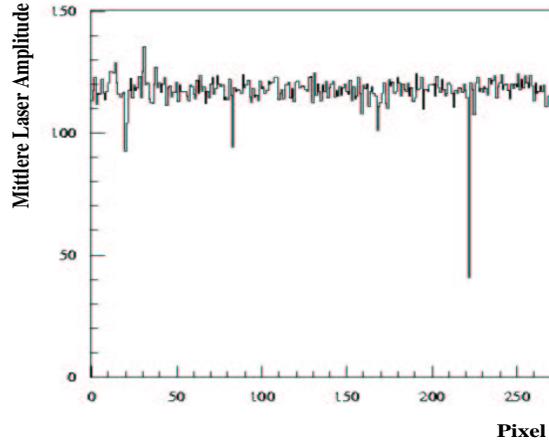


Abbildung 6.3: **Mittlere Laser Amplitude** wie sie für Kalibrationszwecke aufgezeichnet werden am Beispiel des CT2.

Für die hier vorliegende Arbeit standen keine Roh-Pedestal-Daten zur Verfügung, so dass auf die bereits während der Datennahme automatisch ermittelten Werte von A_{Offset} und σ_j zurückgegriffen werden musste.

Durch Subtraktion der Null-Linie erhält man dann die korrigierte Amplitude des digitalisierten Signals, dazu wird für jedes Bin b ($b = 0 \dots 15$) der ermittelte Offset von der Amplitude des unkalibrierten FADC-Pulses abgezogen:

$$A_{b,korr}^p = A_{b,j}^p - A_{Offset,j}^p \quad \begin{cases} j = Ping & b \text{ gerade} \\ j = Pong & b \text{ ungerade} \end{cases} \quad (6.4)$$

Wie Abbildung 6.2 zeigt, führt das zu einer Reduktion der Amplitudenhöhe des korrigierten FADC-Signals unter Erhaltung der Pulsform.

Laser-Kalibration

Während eines Laser-Runs (Kapitel 5.3.3) wird die Kamera 100 mal mit Hilfe eines Lasers gleichmässig ausgeleuchtet und jedes der 271 Pixel 100 mal mit einem gleichstarken Lichtpuls angesprochen. Bereits während der Datennahme werden der Mittelwert und die Standardabweichung für jedes Pixel einer Kamera berechnet und der Rohdatendatei hinzugefügt.

Das *relative Gain* K_{rel} eines Pixels p ($p = 0 \dots 270$) wird definiert als das Verhältnis von Pixelmittelwert zum Kameradurchschnitt der l ($l = 1 \dots 100$) Laserschüsse.

$$K_{rel}^p = \frac{1}{l} \sum_{i=1}^l A_i^p \cdot \left(\frac{1}{lp} \sum_{n=0}^p \sum_{i=1}^l A_{i,n} \right)^{-1} \quad p = 0 \dots 270 \quad l = 1 \dots 100 \quad (6.5)$$

Die Streuung um den Kameramittelwert beträgt in der Regel weniger als 10%. Grössere Abweichungen weisen auf defekte Pixel hin: zu hohe Werte zeigen ein heisses Pixel und zu niedrige Werte ein totes Pixel an. Beides kann die Rekonstruktion der Schauerbilder verfälschen, daher werden diese Pixel in einer Datenbank erfasst und von der Analyse ausgeschlossen. Ihr Anteil ist im allgemeinen $< 1\%$. Die Pixelmittelwerte aus den 100 Laserschüssen

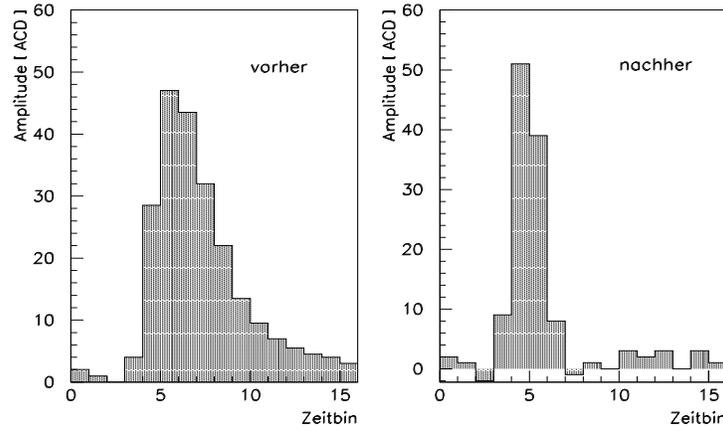


Abbildung 6.4: **Auswirkung der Methode der digitalen Rückfaltung** auf den Signalpuls *links* vor und *rechts* nach der Anwendung unter Berücksichtigung des Skalenfaktors $K_{entfaltet}$.

sind in Abbildung 6.3 am Beispiel des CT2 dargestellt. Hier werden die Abweichungen vom Kameramittelwert für jedes einzelne Pixel deutlich.

Durch die Division der 16 Bin-Einträge des FADC-Pulses durch das entsprechende relative Gain des vorliegenden Pixles wird das *kalibrierte Signal* bestimmt.

$$A_{b,kalib}^p = \frac{A_{b,korr}^p}{K_{rel}^p} \quad \left\{ \begin{array}{ll} j = Ping & b \text{ gerade} \\ j = Pong & b \text{ ungerade} \end{array} \right. \quad (6.6)$$

Digitale Rückfaltung

Das in 16 Zeit-Bins unterteilte, kalibrierte Signal beinhaltet die bei der Datenaufzeichnung durchgeführte künstliche Aufweitung des Signals, die wieder herausgerechnet werden muss. Diese Aufweitung ist notwendig, da der FADC nur Frequenzen eindeutig erkennen kann, die unterhalb der Nyquistfrequenz liegen, diese entspricht etwa der halben FADC-Abtastfrequenz. Da das PMT-Signal des Cherenkovlichtbitzes etwa 2 ns lang ist, wird es vor der Digitalisierung durch einen vorgeschalteten Pulsformer der FADC-Abtastzeit von 8.33 ns angepasst.

Die Methode der digitalen Rückfaltung ([133, 59]) rekonstruiert den ursprünglichen, nicht aufgeweiteten Signalpuls unter Verwendung derjenigen Frequenzen im Fourierspektrum des Signals, die oberhalb der Nyquist-Frequenz liegen. Die Signalamplitude des i -ten Zeitbins des Pixel p A_i^p wird durch die Linearkombination aufeinanderfolgender Zeitbins des digitalisierten Signals bestimmt:

$$A_{i,entfaltet}^p = \frac{e^{x-1}}{x} A_i^p + \frac{-2 \cdot e^{-1}}{x} A_{i-1}^p + \frac{e^{-x-1}}{x} A_{i-2}^p \quad (6.7)$$

Dabei ist $x = \frac{\Delta}{\tau} = 0.69$ die Rückfaltungskonstante, die sich aus der Abtastzeit des FADCs $\Delta = 8.33$ ns und der Integrationszeit des Pulsformers $\tau = 12$ ns zusammensetzt. Dabei werden die Amplituden der ersten beiden Zeitbins nicht neu berechnet. Diese sind für die Signalbestimmung vernachlässigbar, da reale Signale vom Auslesesystem erst in den nachfolgenden Zeitbins abgelegt werden.

Der Prozess der Rückfaltung reduziert den Beitrag des Nachhimmelrauschens, vergrößert allerdings durch die Summation dreier fehlerbehafteter Werte auch den Fehler, der durch die

Digitalisierung entsteht. Ausserdem nimmt die Pulshöhe ab. Zur optimalen Ausnutzung der Rückfaltungsmethode, ohne Veränderungen der Absolut-Kalibration, die aus Gründen der Vergleichbarkeit mit früheren Resultaten beibehalten wird, wird ein multiplikativer Skalenfaktor $K_{entfaltet} = 1.94$ eingeführt, um die Summe der beiden grössten Amplitudenbins vor und nach der Rückfaltung im Mittel konstant zu halten. $K_{entfaltet}$ wird aus dem Quotient von nichtentfaltetem und entfaltetem Signalpuls bestimmt [59].

FADC zu ADC-Konversion

Mit Abweichungen bis zu 10% ist die Intensität eines Cherenkov-Lichtblitzes nahezu proportional zur Pulshöhe des vorliegenden kalibrierten FADC-Signals. Die einfachste FADC-ADC-Konversion, also die Bestimmung der entsprechenden Anzahl Cherenkov-Photonen aus dem FADC-Signal, wäre somit den Eintrag des maximalen FADC-Bins als Signal festzulegen.

Einerseits wird dadurch aber der Beitrag stark verrauschter Pixel unterstützt [59], andererseits ersteckt sich der Puls nach der Rückfaltung im wesentlichen über zwei Bins, wie in Abbildung 6.4 gut zu sehen, so dass die Verwendung eines einzelnen maximalen Bins zu einer Unterschätzung des Signals führen würde. Die WARGUS-Kalibration verwendet daher für die FADC-ADC-Konversion als Signal die Summe aus dem Eintrag des maximalen und dem des nächstgrösseren FADC-Bins. Da durch die Addition zweier Bineinträge das Signal vergrössert wird, muss zur unveränderten Verwendung der Absolut-Kalibration das Signal umskaliert werden. Der multiplikative Skalenfaktor $K_{bin} = 0.53$ wird dazu analog zum Skalenfaktor der Rückfaltung $K_{entfaltet}$ aus dem Quotienten der Amplitude des maximalen zu der des nächstgrösseren Bins bestimmt.

Zur Rauschunterdrückung wird das Zeitfenster, in dem die beiden grössten FADC-Bins gesucht werden, möglichst klein gewählt, es muss aber auch gross genug sein, um grosse Signale miteinzuschliessen. Im wesentlichen stehen drei verschiedene Auswahl-Methoden zur Verfügung:

Statische Methode Bei getriggerten Pixeln erreichen über 98% aller Pulse ihr Maximum zwischen dem vierten und dem siebten FADC-Bin, so dass hier der maximale Eintrag in Bin 4 bis 7 und der nächstgrösste Eintrag im Nachbar-Bin bestimmt wird. Die Verwendung dieses statischen, effektiven Suchfensters von 6 FADC-Bins Breite, ist eine einfache, zuverlässige Methode, begünstigt aber wegen seiner grossen Suchfensterbreite das Rauschen der Signale.

Pulsformanalyse-Methode Nicht zurückgefaltete Cherenkov-Signale haben eine charakteristische Standardpuls-Form. Über ein Vergleichsverfahren wird versucht diese in dem digitalisierten Signal wiederzufinden. Da sich über eine Qualitätszahl deformierte Pulse und Rauschsignale schon auf FADC-Ebene herausfiltern lassen, ist diese Methode sehr effizient. Allerdings wird bei schwachen Signalen der Digitalisierungsfehler sehr gross und die charakteristische Pulsform kann nicht dargestellt werden. Zur Verwendung in der Analyse wären intensive Monte-Carlo-Studien notwendig, um die Pulsform schwacher Signale und die des Rauschens zu verstehen. Diese konnten hier nicht durchgeführt werden, da keine Detektor-Simulation für diese Arbeit zur Verfügung stand.

Ankunftszeit-Methode Die Cherenkovphotonen eines Luftschauers erreichen die Spiegelflächen eines Teleskops und damit die Pixel der Kamera innerhalb eines Zeitfensters von 3 ns Breite, verglichen mit der Abtastfrequenz der FADCs von 8.3 ns ist das nahezu gleichzeitig. Unter Ausnutzung dieser zeitlichen Korrelation wird aus den Pixeln mit deutlichem Signal die Pixelankunftszeit ermittelt und das Signal in allen Pixeln aus der Summe der beiden FADC-Bins errechnet, die am nächsten an dieser Ereignissankunftszeit liegen.

Dabei werden die systematischen Zeitunterschiede der Pixel verursacht durch unterschiedliche Signallaufzeiten berücksichtigt und mittels Laserrun¹ eine zeitliche Verschiebung T_{offset}^p für jedes Pixel p relativ zum Kameramittelwert bestimmt. Dabei wird der chronologisch direkt dem Daten-Run vorausgehend aufgezeichnete Laserrun zur Ermittlung des Zeit-Offsets benutzt. T_{offset}^p liegt etwa in Bereich von 0.2 FADC-Bins, das entspricht 1.7 ns [59].

Die Pixelankunftszeit des Ereignisses T^p wird aus dem gewichteten Mittel des maximalen FADC-Bins A_{max}^p und dessen grössten Nachbarn A_{max-1}^p und A_{max+1}^p bestimmt.

Die Ereignissankunftszeit $T_{Ereignis}$ wird dann errechnet gemäss:

$$T_{Ereignis} = \frac{\sum_{p=0}^n (T^p - T_{offset}^p) \cdot A_{max}^p}{\sum_{p=0}^n A_{max}^p} \quad (6.8)$$

Dabei wird über alle am Ereignis teilnehmenden Pixel n_{trig} summiert, wenn das Teleskop das Ereignis getriggert hat, und über alle Pixel des Teleskops n_{tel} summiert, wenn das Teleskop das Ereignis nicht getriggert hat. Für jedes Pixel p wird nun das Signal aus den beiden FADC-Bins bestimmt, die am nächsten an der Ereignissankunftszeit $T_{event} + T_{offset}^p$ liegen.

Da die Signalbestimmung auf zwei fest definierte FADC-Bins beschränkt wird, minimiert diese Methode das Rauschen deutlich und ist daher gegenüber den anderen bevorzugt. Allerdings werden Ereignisse ungenügend rekonstruiert, deren Schauerkerneln in grosser Entfernung zum Teleskop niedergehen und deswegen eine Zeitstruktur mit bis zu 12 ns Ankunftszeitdifferenzen aufweisen. Ebenso werden sehr lichtschwache Ereignisse, bei denen die Berechnung der Ereignissankunftszeit fehlschlägt, schon an dieser Stelle verworfen und aus der Analyse ausgeschlossen.

In der WARGUS-Kalibration wurde die Ankunftszeit-Methode verwendet.

Gesättigte Pixel

Bei etwa 3% aller Ereignisse tritt aufgrund des begrenzten dynamischen Bereichs von 0 bis 255 ADC-Zähler eine Sättigung der FADCs ein. Einzelne Pixel verzeichnen dann vor Abzug der Nulllinie sehr grosse Signale oberhalb von 250 ADC-Zählern. Diese *gesättigten* Pixel werden für die spätere Analyse besonders gekennzeichnet, denn die Signale solcher Pixel werden mit der gewöhnlichen FADC zu ADC-Konversion beträchtlich unterschätzt. Deshalb wird zur Rekonstruktion der tatsächlichen Pulshöhe dieser Signale, nicht die oben beschriebene Kalibrations-Prozedur durchlaufen, sondern eine Methode angewandt, die M. Heß auf der Basis von Simulationsrechnungen entwickelte. Details dazu sind in [59] und [133] beschrieben.

6.1.2 Absolute Kalibration

Die Absolutkalibration dient der Bestimmung der primär ausgelösten Photoelektronen pe aus den bisher verwendeten Amplituden der ADC-Signale. Durch die so ermittelte Anzahl der auftreffenden Cherenkov-Photonen wird dann ein Vergleich mit anderen Analysen möglich.

Um die Anzahl der primär ausgelösten Photoelektronen zu erhalten, wird ein Photoelektronen-Konversionsfaktor q_{el} ermittelt, mit dem die PMT-Signale aller Pixel einer Kamera nach der relativen Kalibration multipliziert werden. Dieser Faktor wird aus den Daten der Laserruns ermittelt, auf die zunächst die gewöhnliche FADC-zu-ADC-Konversion ohne Beachtung des Relative Gains angewendet wird. Die relative Schwankungsbreite des resultierenden, aufgeweiteten Amplitudenspektrums eines jeden Pixels σ_{Ap} ist eine Funktion der primär

¹Die Signalankunftszeit der verschiedenen Pixel bei einem Laserschuss sind < 0.1 ns, daher kann damit besonders gut die Laufzeitverschiebungen gemessen werden.

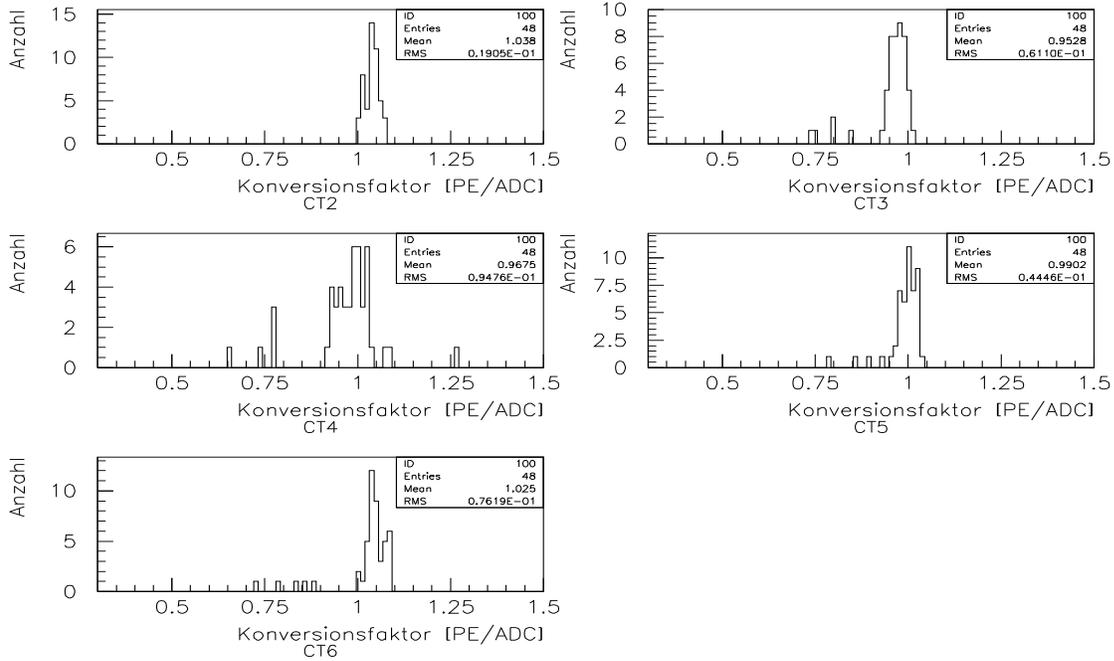


Abbildung 6.5: Die Verteilung der WARGUS-Photoelektronen-Konversionsfaktoren q_{el} für eine typische Mess-Periode (hier Periode 100). Die Faktoren werden für eine Periode gemittelt und in einen Mess-Perioden Konversionsfaktor überführt.

in diesem Pixel ausgelösten Photoelektronen N_{el}^p unter Berücksichtigung der relativen Breite des Einzelphotoelektronenspektrums $\sigma_{Einzel} = 0.45$, der mittleren relativen Schwankung aufgrund der relativen Phasenlage des Pulses zur Abtastfrequenz $\sigma_{Phase} = 0.039$ und der Laseramplitudenschwankung σ_{Laser} :

$$\sigma_{A^p}^2(N_{el}^p) = \frac{1}{N_{el}^p} + \frac{\sigma_{Einzel}^2}{N_{el}^p} + \sigma_{Phase}^2 + \sigma_{Laser}^2 \quad (6.9)$$

Da in der Regel 100 Laserereignisse pro Laserdatenrun existieren, wird die Schwankung der Laseramplitude σ_{Laser} , die bis zu 20% betragen kann, herauskorrigiert, indem über alle n_{Laser} Laserereignisse aller n_{tel} Pixel gemittelt und die Amplituden der Einzelereignisse A^p mit einem Korrekturfaktor multipliziert werden.

$$A_{korr}^p = \frac{\frac{1}{n_{Laser} n_{tel}} \sum_{i=1}^{n_{Laser}} \sum_{p=0}^{n_{tel}} A_{ip,unkorr}}}{\frac{1}{n_{tel}} \sum_{p=0}^{n_{tel}} A_{ip,unkorr}} A_{unkorr}^p \quad (6.10)$$

Mit nun nahezu schwankungsfreien Laseramplituden ($\sigma_{Laser} = 0$) erhält man aus Gleichung 6.9:

$$N_{el}^p = \frac{1 + \sigma_{Einzel}^2}{\sigma_{A_{korr}^p}^2 - \sigma_{Phase}^2} \quad (6.11)$$

Dabei ist die Breite der hier angegebenen Amplitudenspektren $\sigma_{A_{korr}^p}$ aus den korrigierten Laserdaten zu bestimmen.

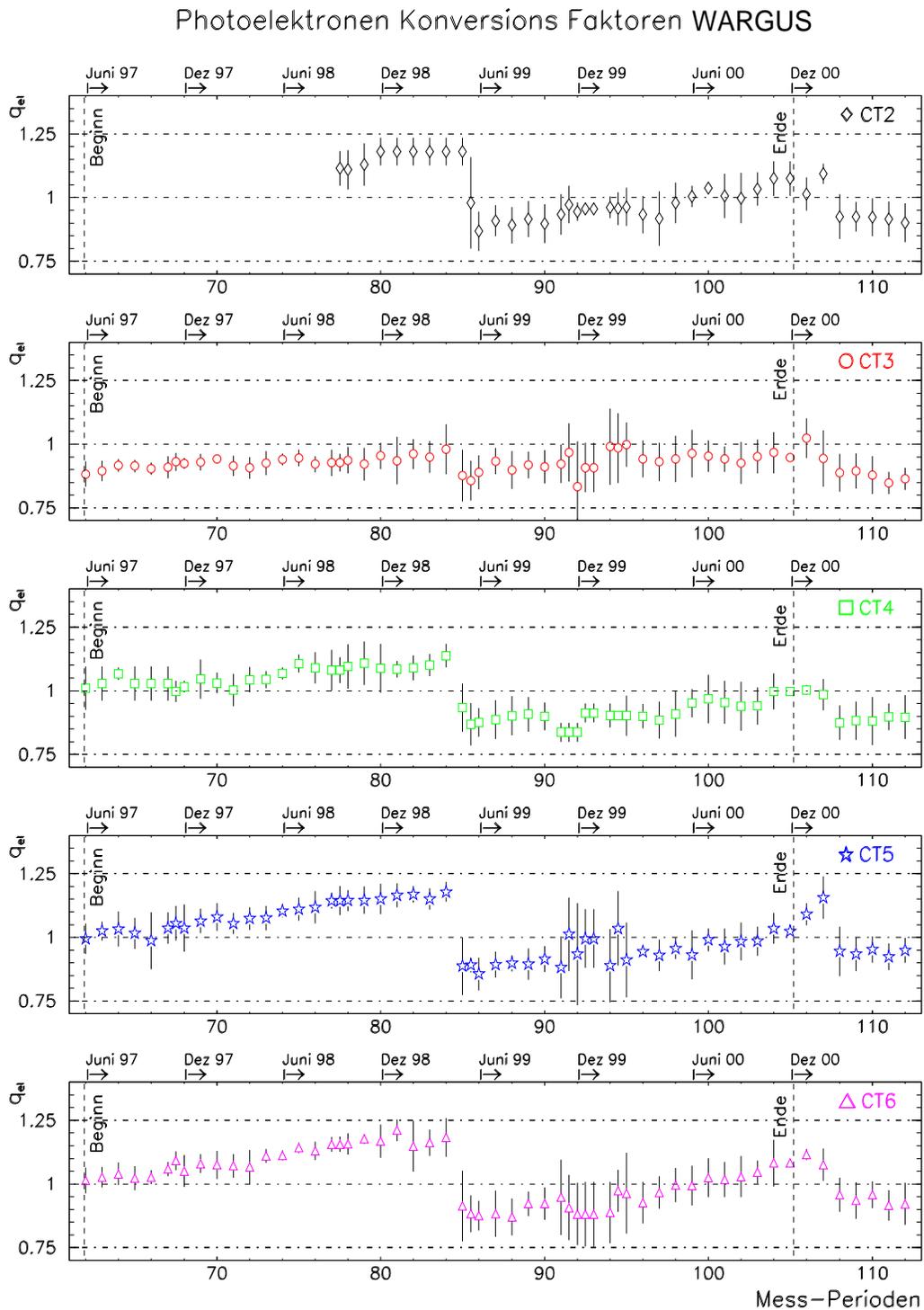


Abbildung 6.6: Photoelektronen-Konversionsfaktoren der WARGUS für alle Einzelteleskope des CT-Systems in ihrer zeitlichen Entwicklung. Die untere Abszisse gibt die Mess-Perioden an, die obere Skala zeigt deren Monats- und Jahres-Äquivalent. Die Zeit-Begrenzungen geben den Beginn und das Ende des HEGRA-AGN-Beobachtungsprogramms an.

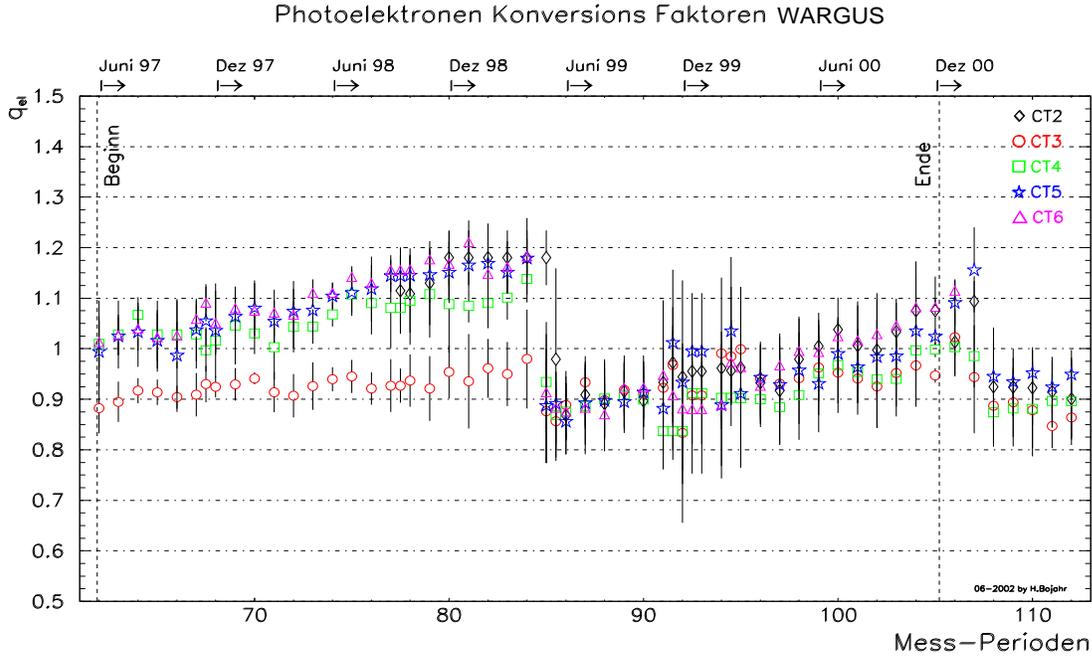


Abbildung 6.7: **Die Photoelektronen-Konversionsfaktoren der WARGUS** in ihrer zeitlichen Entwicklung für alle Teleskope im Vergleich. Die untere Abszisse gibt die Mess-Perioden an, die obere Skala zeigt deren Monats- und Jahres-Äquivalent. Die Zeit-Begrenzungen geben den Beginn und das Ende des HEGRA-AGN-Beobachtungsprogramms an.

Der Photoelektronen-Konversionsfaktor für ein einzelnes Pixel bzw. für einen einzelnen ADC-Kanal ist dann gegeben durch:

$$q_{el}^p = \frac{N_{el}^p}{\sum_{i=1}^{n_{Laser}} A_{i,korr}^p} \quad (6.12)$$

Er hat die Einheit $[q_{el}^p] = \frac{\text{Anzahl der Photoelektronen}}{\text{ADC-Counts}} = \frac{pe}{ADC}$.

Die so erhaltenen Konversionsfaktoren der ausgelösten Photoelektronen pro ADC-Kanal werden dann über alle Pixel n_{tel} der gesamten Teleskopkamera gemittelt, um den Konversionsfaktor für diese Kamera q_{el} zu erhalten:

$$q_{el} = \frac{1}{n_{tel}} \sum_{p=1}^{n_{tel}} q_{el}^p \quad (6.13)$$

Die q_{el} schwanken innerhalb einer typischen Mess-Periode stark (Abbildung 6.5), so dass die Konversionsfaktoren für eine Mess-Periode zu einem Faktor gemittelt werden. Dabei werden Werte, die mehr als zwei Standardabweichungen vom Mittelwert entfernt liegen, für diese Berechnung von q_{el} ausgeschlossen. War die Kontinuität der Funktion der Elektronik innerhalb einer Mess-Periode nicht gegeben, so wird diese Mess-Periode für die Berechnung der Konversionsfaktoren in kleinere Zeitabschnitte unterteilt, in denen die Kontinuität gewährleistet war, und separate Konversionsfaktoren für die einzelnen Unter-Zeitabschnitte ermittelt.

Abbildung 6.6 zeigt die zeitliche Entwicklung der Mess-Perioden-Photoelektronen-Konversionsfaktoren q_{el} für den relevanten Zeitraum der AGN-Datennahme von Juni 1997 bis Dezember 2000.

Der deutliche, kontinuierliche Anstieg der q_{el} ist auf die stetige Alterung der Photomultiplier (PMT) zurückzuführen. Die PMT haben nach einer längeren Laufzeit eine höhere Ansprechschwelle und überschätzen die Anzahl der nachgewiesenen Primär-Photonen. Um der damit verbundenen stetigen Ansenkung der Effizienz entgegenzuwirken, muss die Hochspannungsversorgung der PMT der Alterung entsprechend erhöht werden. Nach Periode 84 und Periode 107 wurde jeweils dieser Abgleich aller Hochspannungs-Verstärkungsfaktoren aller Pixel in allen Teleskopkameras des Systems durchgeführt und damit eine einheitliche Energieschwelle geschaffen, so dass die Photoelektronen-Konversionsfaktoren für alle Pixel etwa den gleichen Wert besaßen.

Neben der zeitlich Systematik gab es innerhalb der Mess-Perioden Schwankungen, die in den entsprechend grossen Fehlern Ausdruck finden. Diesen Schwankungen liegen Instabilitäten in der Hochspannungsversorgung der PMT zugrunde, die in der Regel innerhalb einer Mess-Periode wieder ausgeräumt werden konnten.

In Abbildung 6.7 sind die einzelnen zeitlichen Entwicklungen der Photoelektronen-Konversionsfaktoren in ein Diagramm übereinandergelegt. Hier ist besonders gut die Kontinuität der Faktoren des zentralen Teleskops CT3 zu erkennen. Bei diesem wurde wegen seiner wichtigen Position innerhalb des Systems auf die Stabilität der Elektronik besonders geachtet. Ausserdem orientierten sich an dessen Vorgaben die Parameter der anderen Teleskope des Systems.

6.2 WARGUS-Monte-Carlo-Studien

Ziel der Beobachtungen von möglichen TeV-Quellen ist der Nachweis eines Excesses an TeV- γ -Photonen. Dabei ist die Höhe des Signals (Teilchenrate) ebenso wichtig wie dessen Güte (Signifikanz). Zur Bestimmung des absoluten Teilchen-Flusses aus der Teilchenrate und zur Maximierung der Signifikanz durch Optimierung der γ -Hadron-Separation ist die Kenntnis grundlegender, charakteristischer Eigenschaften des Teleskop-Systems notwendig. Dazu gehören das Auflösungsvermögen, die effektive Sammelfläche und die Energieschwelle des Detektors sowie die Effizienzen der verschiedenen Primärteilchen für die Trigger- und Schnitt-Bedingungen der verwendeten Daten-Analyse.

Da die Akzeptanz des Detektors von der Art und der Energie des Primärteilchens abhängt, die ad hoc durch die Beobachtungen nicht bekannt sind, kann diese nur durch Monte-Carlo-Studien ermittelt werden.

Zunächst werden die in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Simulationen und die Wichtung der Monte-Carlo-Datensätze vorgestellt und anhand der Hintergrund-Daten die Funktion der Monte-Carlo-Simulationen überprüft. Dann werden die γ -Hadron-Separation und die Optimierung des Schnitt-Satzes vorgestellt und zum Schluss die charakteristischen Teleskop-Parameter und die Akzeptanz des Detektors bestimmt.

6.2.1 Monte Carlo Simulationen

Die Monte-Carlo-Simulation für das IACT-System gliedert sich in zwei Teile: die Luftschauer- und die Detektor-Monte-Carlo-Simulation.

Für die Luftschauer-Simulation, das die Cherenkov-Emission der Luftschauer bei TeV-Energien simuliert, wurde der Computer-Algorithmus ALTAI² [171] benutzt. ALTAI basiert auf einer analytischen Wahrscheinlichkeitsverteilung des Elektron- bzw. Positron-Transports bei der

²Atmospheric Light Telescope Array Image

Tabelle 6.1: Die Monte Carlo-Datensätze, die für diese Arbeit zur Verfügung standen.

Primärteilchen	Zenitwinkel des Schauereinfalls	Anzahl der Schauer	Energiebereich	Bereich der Schauerkernpositionen
γ -Photonen	0°	42528	0.05 - 30 TeV	0 - 350 m
γ -Photonen	20°	19567	0.10 - 30 TeV	0 - 350 m
γ -Photonen	30°	37138	0.10 - 30 TeV	0 - 350 m
γ -Photonen	45°	48143	0.10 - 30 TeV	0 - 425 m
γ -Photonen	$0^\circ - 45^\circ$	147 376	0.05 - 30 TeV	0 - 425 m
Protonen	0°	28331	0.07 - 50 TeV	0 - 250 m
Helium-Kerne	0°	18404	0.10 - 50 TeV	0 - 250 m
Hadronen	0°	46735	0.07 - 50 TeV	0 - 250 m

Vielfachstreuung unter Berücksichtigung aller für die elektromagnetische Kaskade grundlegenden Prozesse wie Bremsstrahlung, Ionisationsverluste, Coulombstreuung und Paarproduktion (Kapitel 4.1.1). Die Simulation der Wechselwirkungsprozesse für hadronisch-induzierte Luftschaue basiert auf Daten von Beschleuniger-Experimenten und zeigte laut [171] eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen des bekannten CORSIKA-Simulations-Codes [66]. Zur Kalkulation der Streuung und Absorption des Cherenkov-Lichts in der Atmosphäre wurden Daten und das Modell für die atmosphärische Skalenhöhe aus [100] benutzt [171].

Die Detektor-Simulation [131] berechnet die Response der Teleskop-Kamera-Pixel auf jedes generierte Luftschaue-Ereignis, dabei werden individuelle Eigenschaften der Teleskope, der Kamera und der Datennahme-Elektronik des IACT-Systems berücksichtigt (Kapitel 5.2.2). Details zur Schauer- und zur Detektor-Monte-Carlo-Simulation sind in [5, 163, 170] zu finden.

Die Monte-Carlo Schauer wurden generiert für verschiedene Primärteilchen (γ -Photonen, Protonen und Helium-Kerne (Alphas)) in 19 verschiedenen Primärenergie-Intervallen von 50 GeV bis 50 TeV, mit maximalen Schauerkernpositionen bis zu 425 m und unter verschiedenen Zenitwinkeln ZA des Schauereinfalls von 0° , 20° , 30° und 45° . Die hadronischen Schauer wurden nur unter $ZA = 0^\circ$ generiert. Zur Simulation der isotropen Verteilung der hadronischen Primärteilchen, durchlaufen die hadronischen Schauer mehrfach (5 -10 mal) die Detektorsimulation mit geringfügig unterschiedlichen Einfallswinkeln innerhalb eines Streuradius von 3.5° . Für die Detektor-Simulation wurde ein System von 5 Teleskopen vorausgesetzt und die gültigen Hardware-Trigger-Bedingungen (Kapitel 5.2.2) berücksichtigt. Software-Trigger, Einzelpixel-Triggerschwellen und Schnitte auf Bildparameter werden erst bei der Analyse der Monte-Carlo-Daten wirksam.

Die in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Daten-Sätze (MC-Daten) wurden von der HEGRA-Gruppe des MPI in Heidelberg generiert und wurden wie die realen Daten im FPack-Format zur Verfügung gestellt. Für die Untersuchung standen die in Tabelle 6.1 aufgeführten Monte-Carlo-Datensätze zur Verfügung.

6.2.2 Wichtung

Die MC-Daten wurden zur Reduktion der statistischen Fehler bei hohen Energien mit einem differentiellen Energiespektrum mit spektralen Index $\alpha = 1$ generiert. Zum Vergleich der MC-Daten mit realen Daten müssen die simulierten Daten entsprechend der natürlichen

Tabelle 6.2: **Parameter der natürlichen Energiespektren der Primärteilchen**, die zur Wichtung der Monte-Carlo-Daten verwendet wurde. Die Parameter der geladenen Teilchen wurden aus der Arbeit von B. Wiebel-Sooth zur Bestimmung des Gesamt-Teilchen-Spektrums genommen [296], der spektrale Index für die γ -Photonen stammt aus der Bestimmung des differentiellen Energie-Spektrums des Krebs-Nebels mit dem HEGRA-CT-System [10].

Primärteilchen	$\Phi_0 [m^2 s sr TeV]$	differentielle spektrale Index α
γ -Photonen	1.0	2.60
Protonen	0.1057	2.76
Helium-Kerne	0.0673	2.63

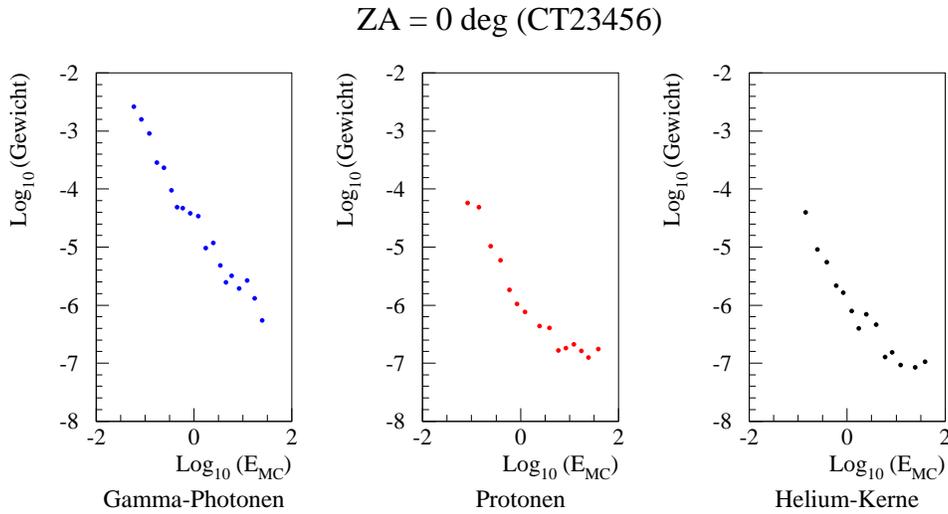


Abbildung 6.8: **Verteilung der Gewichte für verschiedene Primärteilchen: γ -Photonen, Protonen und Helium-Kerne** mit der Energie E_{MC} bei einer Konfiguration des CT-Systems mit fünf Teleskopen und einem Zenitwinkel $Z = 0^\circ$.

Energieverteilung der Primärteilchen gewichtet werden.

Das natürliche Energiespektrum der kosmischen Teilchen kann gut durch ein Potenzgesetz beschrieben werden (Kapitel 1.1.1):

$$\frac{dN_t}{dE} = \Phi_{0t} \cdot E^{-\alpha_t} \quad (6.14)$$

Dabei ist $\frac{dN}{dE}$ der differentielle Fluss in Teilchen/($m^2 s sr TeV$), Φ_0 die Normierung des absoluten Flusses bei $E = 1 TeV$, E die Teilchenenergie in TeV , α der differentielle spektrale Index und t der Teilchenartindex.

Tabelle 6.2 gibt die Parameter der natürlichen Energiespektren der in den MC-Daten verwendeten Primärteilchenarten γ -Photonen, Protonen und Helium-Kerne an.

Die Anzahl der Teilchen, also der absolute Teilchenfluss innerhalb eines Energieintervalls $[E_i, E_{i+1}]$ bestimmt sich dann aus dem Integral über dieses Energiebin zu:

$$N_{ti}(E_i, E_{i+1}) = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \frac{dN_t}{dE} dE = \frac{\Phi_{0t}}{-\alpha_t + 1} (E_{i+1}^{-\alpha_t+1} - E_i^{-\alpha_t+1}) \quad (6.15)$$

Gamma-Photonen (CT23456)

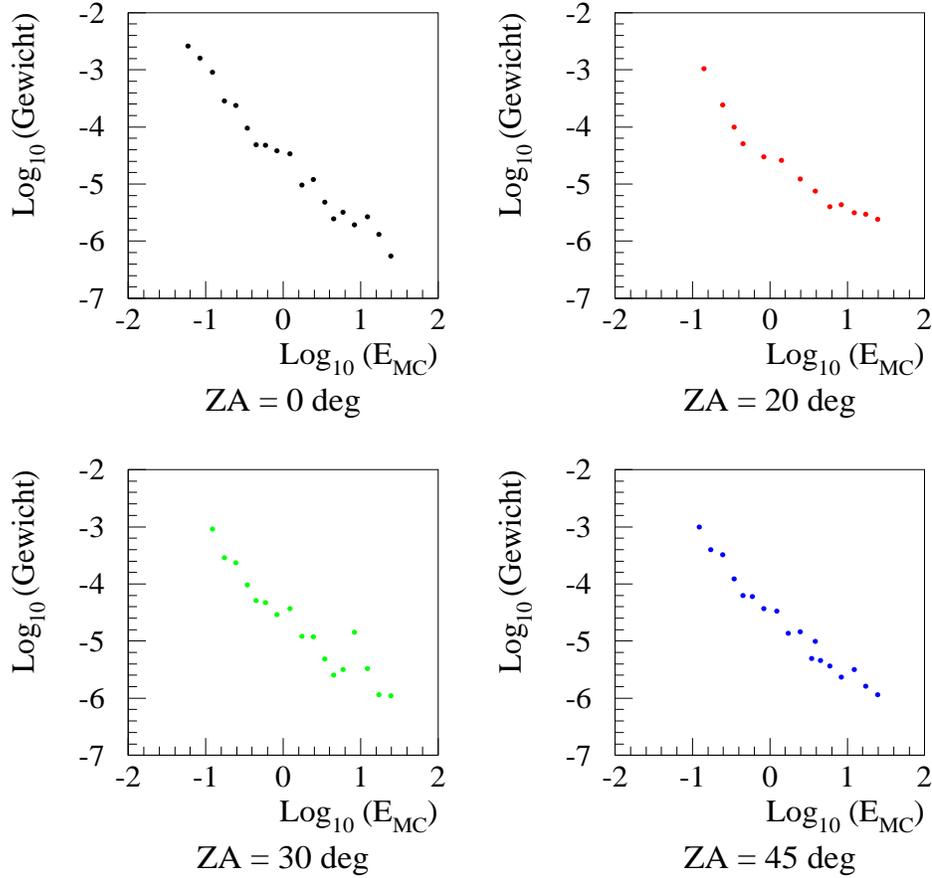


Abbildung 6.9: Verteilung der Gewichte für γ -Photonen mit der Energie E_{MC} bei einer Konfiguration des CT-Systems mit fünf Teleskopen unter verschiedenen Zenitwinkeln $ZA = 0^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ$.

Der Wichtungsfaktor für ein MC-Ereignis innerhalb des Energieintervalls ist dann gegeben durch:

$$W_{ti} = \frac{\Phi_{0t}}{-\alpha_t + 1} \frac{E_{i+1}^{-\alpha_t+1} - E_i^{-\alpha_t+1}}{N_{ti}(E_i, E_{i+1})} \quad (6.16)$$

dabei ist $N_{ti}(E_i, E_{i+1})$ die Anzahl der Primärteilchen, bezogen auf die MC-Simulationen also die Anzahl der generierten Schauer in diesem Energie-Bereich. Eine absolute Normierung der Gewichte wurde nicht vorgenommen.

Die einzelnen Energiedatensätze wurden gleichmässig bis zu einem maximalen Abstand r_{ti} des Zentralteleskops zum Schauerkerntort generiert. Da dieser Abstand für verschiedene Energiebereiche unterschiedlich ist, muss die Anzahl der Ereignisse eines Energiebins mit $(\frac{r_{ti}}{r_{max}})^2$ multipliziert werden, um die Datensätze vergleichbar zu machen. Dabei sei r_{max} das Maximum aus r_{ti} . Somit folgt für die Gewichte der Ereignisse insgesamt:

$$W_{ti}(r) = \frac{\Phi_{0t}}{-\alpha_t + 1} \frac{E_{i+1}^{-\alpha_t+1} - E_i^{-\alpha_t+1}}{N_{ti}(E_i, E_{i+1})} \left(\frac{r_{ti}}{r_{max}}\right)^2 \quad (6.17)$$

Die Verteilung der Gewichte für die vorliegenden MC-Datensätze zeigen Abbildungen 6.8

und 6.9. Die hohe Varianz über 4 Grössenordnungen in den Gewichten ist in der Natur des Potenzgesetzes des Energiespektrums begründet, das eine grosse Diskrepanz in der Anzahl der niederenergetischen Schauern zu hochenergetischen Schauern hat. Das hat zur Folge, dass die niederenergetischen Ereignisse alle aus den MC-Datensätzen abgeleiteten Zusammenhänge dominieren. Die geringe Statistik in diesem Energiebereich führt hier jedoch zu hohen Unsicherheiten, die in der Interpretation der folgenden Untersuchungen berücksichtigt werden muss.

6.2.3 MC-Hadronen-Daten und OFF-Daten

Ein erster Qualitätstest der Monte-Carlo-Simulation ist ein Vergleich der MC-Hadronen-Daten, die den Hintergrund der Messungen simulieren, mit experimentellen Untergrund-Daten sogenannten OFF-Daten³. Abbildung 6.10 demonstriert am Beispiel des CT3 eine gute Übereinstimmung beider Daten-Sätze in den Verteilungen charakteristischer Bildparameter. Dies bestätigt eine gute Wiedergabe der Vorgänge im Detektor, so dass mit dieser Voraussetzung von einer guten Beschreibung der realen γ -Photonen durch die MC- γ -Photonen ausgegangen werden kann.

6.2.4 WARGUS- γ -Hadron-Separation

Die Suche nach TeV- γ -Quellen stellt hohe Anforderungen an die Analyse, da die Statistik der γ -Photonen aus Richtung der angenommenen Quellen in der Regel sehr gering ist und nahe der Nachweisschwelle des Detektors liegt. Das oberste Ziel der Analyse ist es daher das schwache γ -Signal der Quelle von dem überwältigenden durch die Hadronen verursachten Signal zu trennen, das hier für die γ -Astronomie nur unerwünschter Untergrund ist. Die einfachste γ -Hadron-Separation besteht in einer Erhöhung des Anteils der γ -Signal-Ereignisse im vorliegenden Daten-Satz durch grösstmögliche Reduktion der Untergrund-Ereignisse bei gleichzeitiger Erhaltung der γ -Quellen-Ereignisse.

Definition der Signifikanz

Mit dem CT-System werden in dem hier verwendeten Wobbel-Beobachtungsmodus (Kapitel 5.3.1) gleichzeitig Daten aus Richtung der angenommenen Quelle (ON) und Untergrund-Daten (OFF) aufgezeichnet. N_{on} ist die Anzahl der in diesem Zeitintervall registrierten Ereignisse aus Beobachtungen der Quellregion, also mit der nominellen Quellposition im Kamerazentrum und N_{off} die Anzahl der Ereignisse aus Beobachtungen der Hintergrundregion, also mit einer Position im Kamerazentrum, die gegenüber der nominellen Quellposition um 1° in der Deklination verschoben ist. Da N_{on} sich aus einer Überlagerung des Untergrund-Signals und des γ -Quell-Signals zusammensetzt, kann die Anzahl der Ereignisse des γ -Quell-Signals N_{excess} durch Subtraktion von N_{off} und N_{on} berechnet werden:

$$N_{excess} = (N_{on} - N_{off}) \quad (6.18)$$

Es werden nur Ereignisse innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls T, der Beobachtungszeit, für diese Berechnung verwendet, ausserdem kann von einer Unabhängigkeit der Einzelereignisse ausgegangen werden. Die Wahrscheinlichkeit diese Ereignisse in dem vorgegebenen Zeitfenster zu registrieren ist somit Poisson-verteilt und die statistischen Fehler für die Anzahl der Ereignisse sind $\sqrt{N_{excess}}$ und $\sqrt{N_{off}}$.

³OFF-Source = nicht auf die Quelle gerichtet

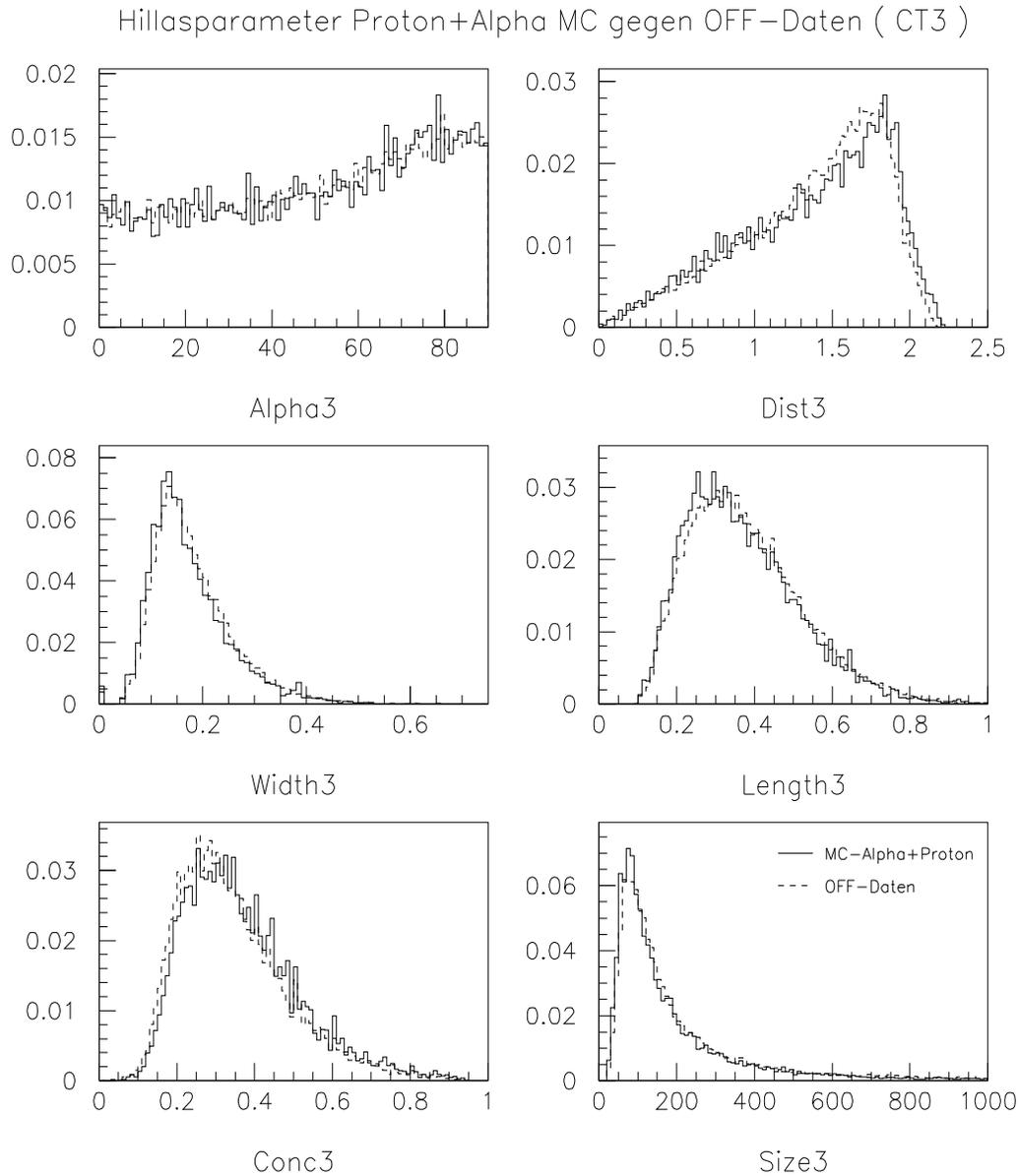


Abbildung 6.10: Vergleich der MC-Hadronen-Daten mit experimentellen Untergrund-Daten anhand der Verteilungen charakteristischer Hillas-Bildparameter für das CT3. Die geringen Abweichungen sind durch die fehlenden MC-Daten für schwerere Kerne zu erklären, die zu einer Verbreiterung der Verteilungen der Parameter *Width* und *Length* führen würde [131]. (aus [59])

Die Güte des Signals wird durch die Signifikanz bestimmt. Sie ist ein Mass für die Ablehnungswahrscheinlichkeit der Nullhypothese [58], die von der Annahme ausgeht, dass alle Ereignisse dem Untergrund zuzuschreiben sind und keine zusätzliche Quelle existiert. Ein Überschuss an Ereignissen müsste demnach als Fluktuation des Untergrundes erklärbar sein.

Für eine nicht zu geringe Statistik in der ON- bzw. OFF-Region und unter der Voraussetzung, dass diese Ereignisse näherungsweise normalverteilt sind, ist die Signifikanz nach Li&Ma [188] definiert als das Verhältnis des γ -Excesses zu seiner Standardabweichung:

$$S_{prim} = \frac{N_{excess}}{\sigma(N_{excess})} = \frac{N_{on} - \alpha_{LiMa} N_{off}}{\sqrt{\alpha_{LiMa}(N_{on} + N_{off})}} \quad (6.19)$$

Dabei ist $\alpha_{LiMa} = \frac{\alpha_{ON}}{\alpha_{OFF}}$ das Grössenverhältnis der Datensätze von Quellen-Region zu Untergrund-Region. Dieses Verhältnis ist in der Regel verschieden von 1, da bei getrennter Datennahme der ON- und OFF-Daten die Beobachtungszeiten unterschiedlich lang sind oder bei zeitgleicher Datennahme die Detektorflächen unterschiedlich gross sind. Für $\alpha_{LiMa} = 1$ vereinfacht sich Gleichung 6.19 zu:

$$S_{prim} = \frac{N_{on} - N_{off}}{\sqrt{N_{on} + N_{off}}} \quad (6.20)$$

Eine wesentlich genauere Signifikanz-Bestimmung von Li&Ma basierend auf der Methode des Maximum-Likelihood-Verhältnisses [188] ist gegeben durch:

$$S_{LiMa} = \sqrt{2 \cdot \left\{ N_{on} \ln \left[\frac{1 + \alpha_{LiMa}}{\alpha_{LiMa}} \left(\frac{N_{on}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right] + N_{off} \ln \left[(1 + \alpha_{LiMa}) \left(\frac{N_{off}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right] \right\}} \quad (6.21)$$

Durch Einführen der Ereigniss-Raten

$$R = \frac{\text{Anzahl der Teilchen}}{\text{Beobachtungszeit}} = \frac{N}{T} \quad (6.22)$$

kann die primitive Signifikanz nach Gleichung 6.20 auch über die Raten und die Beobachtungszeit ausgedrückt werden

$$S_{prim} = \frac{R_{on} - R_{off}}{\sqrt{R_{on} + R_{off}}} \cdot \sqrt{T} \quad (6.23)$$

Hier zeigt sich, dass die Signifikanz nur mit der Wurzel der Beobachtungszeit anwächst. Durch eine Verdoppelung der Beobachtungszeit kann also maximal eine Steigerung der Signifikanz des Signals um den Faktor $\sqrt{2} = 1.41$ erreicht werden. Da die Erhöhung der Beobachtungszeit keinen gravierenden Einfluss auf die Bestimmung des γ -Signals hat, muss eine Erhöhung der Signalgüte durch eine Verbesserung der γ -Hadron-Separation erreicht werden.

Optimierung der γ -Hadron-Separation

Ziel der γ -Hadron-Separation ist es, einen Satz von Schnitten auf die Bildparameter zu finden, der in einem Daten-Satz resultiert, der einen möglichst hohen Anteil an Signal- γ -Photonen und einen möglichst niedrigen Anteil an hadronisch-induzierten Untergrund-Ereignissen enthält, um eine hohe Güte des Signals, also eine grosse Signifikanz, zu erhalten. Da sich die Verteilungen der γ - und Hadronen-Ereignisse im Bildparameterraum überschneiden, werden bei einem selektierenden Schnitt beide Anteile im vorliegenden Daten-Satz beschnitten. Dabei wird als γ -Effizienz das Verhältnis aus der Anzahl der getriggerten

γ -Signal-Ereignisse vor N_γ^{vor} und nach dem Schnitt N_γ^{nach} bezeichnet

$$\epsilon_\gamma = \frac{N_\gamma^{nach}}{N_\gamma^{vor}}. \quad (6.24)$$

Analog wird die Hadronen-Effizienz definiert:

$$\epsilon_H = \frac{N_H^{nach}}{N_H^{vor}}. \quad (6.25)$$

Die Güte des vorgenommenen Parameter-Schnittes wird durch den Qualitätsfaktor Q angegeben, der analog zu dem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der Signifikanz-Bestimmung definiert ist:

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_H}} \quad (6.26)$$

Drückt man die Signifikanz (Gleichung 6.20) durch das γ -Quell-Signal N_γ^{nach} und die Hadronen-Untergrund-Ereignisse N_H^{nach} aus:

$$S_{prim} = \frac{N_{on} - N_{off}}{\sqrt{N_{on} + N_{off}}} = \frac{N_{ex}}{\sqrt{N_{ex} + 2N_{off}}} = \frac{N_\gamma^{nach}}{\sqrt{N_\gamma^{nach} + 2N_H^{nach}}} \quad (6.27)$$

und verwendet die Definitionen der Nachweiss-Effizienzen, so wird der Zusammenhang zwischen der Signifikanz S und dem Qualitätsfaktor Q deutlich:

$$S_{prim} = \frac{N_\gamma^{nach}}{\sqrt{N_\gamma^{vor} \cdot \frac{1}{\epsilon_\gamma} + 2N_H^{vor} \cdot \frac{1}{Q^2}}} \quad (6.28)$$

Die Signifikanz S nimmt einen maximalen Wert an, wenn Q maximal wird. Gleichzeitig bestimmt die γ -Effizienz ϵ_γ die Signifikanz und sollte daher nicht zu klein werden. Ihr Minimum-Limit ϵ_γ^{min} wird willkürlich gewählt und von verschiedenen Gruppen auf 50% oder 80% festgelegt. Hier sollen beide Forderungen verwendet und miteinander verglichen werden.

Zur Maximierung der Signifikanz wird eine Optimierung der Schnitte auf die verschiedenen Bildparameter (Kapitel 4.3.2) vorgenommen. Für ein stereoskopisches System von Cherenkov-Teleskopen eignen sich dazu am besten die skalierten Variablen der dynamischen Bildparameter $MSWidth$, $MSLength$ und $MSConc$ (Kapitel 4.3.4).

Zunächst wurden die Schnitte auf jeden Bildparameter einzeln optimiert und anschließend eine Optimierung auf die kombinierten Schnitte der Bildparameter vorgenommen. Dazu wurden unter Variation der Schnitte die Effizienzen ϵ_γ und ϵ_H bestimmt und der für diesen Schnitt entsprechende Qualitätsfaktor Q ermittelt. Da die Bildparameter-Verteilungen für die Hadronen eine nicht zu vernachlässigende Anzahl Ereignisse mit grossen $MSWidth$ - bzw. $MSLength$ -Werten beinhalten, wurde das Berechnungsintervall bis 4° ausgedehnt. Die Schrittweite für die Berechnungen beträgt 0.125° .

Die Ergebnisse der Optimierung sind in Tabelle 6.3 aufgeführt. Dabei wurde der Schnitt auf die Anzahl der an der stereoskopischen Berechnung teilgenommenen Teleskope $nTelS$ variiert, dieser stellt hier ein Mass für den Softwaretrigger dar. Die Effizienzen wurden auf die Gesamt-Ereignisse nach diesem Schnitt bezogen. Abbildung 6.11 zeigt die Abhängigkeit der γ -Effizienz ϵ_γ und der Hadron-Ablehnungswahrscheinlichkeit $\epsilon_{Hab} = (1 - \epsilon_H)$ von den jeweiligen Bildparametern $MSWidth$, $MSLength$ und $MSConc$, sowie die Entwicklung des resultierenden Qualitätsfaktors Q , der für den optimalen Bildparameter-Schnitt maximal

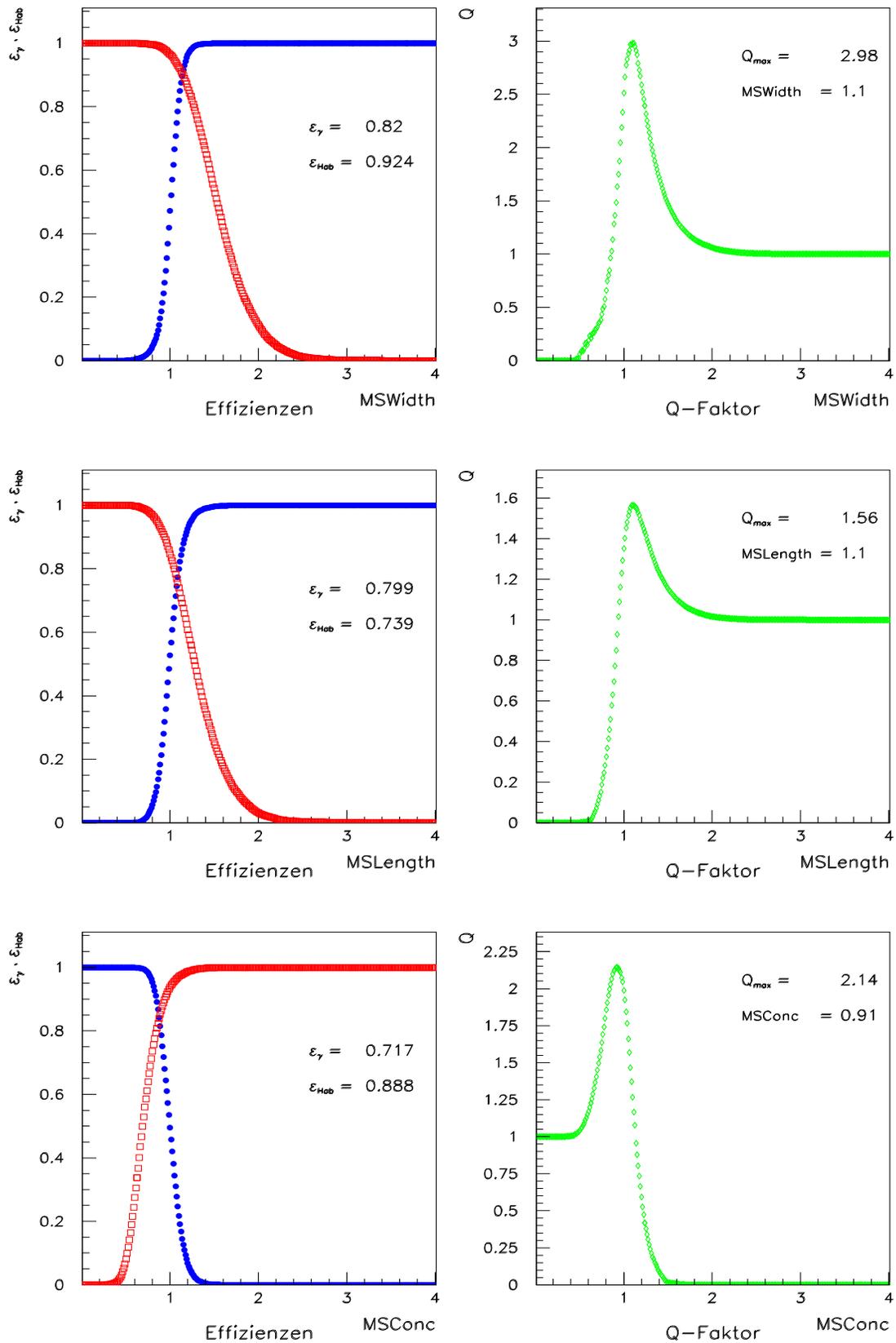


Abbildung 6.11: **Effizienzen und Qualitätsfaktor** zur Bestimmung der besten Schnitte auf die Bildparameter *MSWidth*, *MSLength* und *MSConc*.

Tabelle 6.3: Optimierte Schnitte. $MSWidth$ (MSW), $MSLength$ (MSL), $MSConc$ (MSC)

optimierter Bildparameter	$nTelS$ Schnitt	ϵ_γ^{min}	ϵ_γ	ϵ_{Hab}	optimaler Schnitt	Q
MSWidth (MSW)	2	0.50	0.821	0.910	1.10	2.73
MSWidth (MSW)	3	0.50	0.820	0.924	1.10	2.98
MSWidth (MSW)	4	0.50	0.845	0.936	1.11	3.34
MSWidth (MSW)	5	0.50	0.839	0.947	1.11	3.65
MSWidth (MSW)	2	0.80	0.821	0.910	1.10	2.73
MSWidth (MSW)	3	0.80	0.820	0.924	1.10	2.98
MSWidth (MSW)	4	0.80	0.845	0.936	1.11	3.34
MSWidth (MSW)	5	0.80	0.839	0.947	1.11	3.65
MSLength (MSL)	2	0.50	0.797	0.710	1.11	1.48
MSLength (MSL)	3	0.50	0.799	0.739	1.10	1.56
MSLength (MSL)	4	0.50	0.799	0.779	1.09	1.70
MSLength (MSL)	5	0.50	0.812	0.792	1.09	1.78
MSLength (MSL)	2	0.80	0.818	0.694	1.12	1.48
MSLength (MSL)	3	0.80	0.822	0.724	1.11	1.56
MSLength (MSL)	4	0.80	0.825	0.761	1.10	1.69
MSLength (MSL)	5	0.80	0.812	0.792	1.09	1.78
MSConc (MSC)	2	0.50	0.741	0.857	0.90	1.96
MSConc (MSC)	3	0.50	0.717	0.888	0.91	2.14
MSConc (MSC)	4	0.50	0.714	0.912	0.91	2.40
MSConc (MSC)	5	0.50	0.575	0.957	0.95	2.79
MSConc (MSC)	2	0.80	0.801	0.831	0.87	1.95
MSConc (MSC)	3	0.80	0.814	0.853	0.87	2.12
MSConc (MSC)	4	0.80	0.815	0.878	0.87	2.33
MSConc (MSC)	5	0.80	0.802	0.907	0.87	2.63
MSW < 1.1 + MSL	2	0.50	0.727	0.948	1.21	3.20
MSW < 1.1 + MSL	3	0.50	0.735	0.957	1.20	3.55
MSW < 1.1 + MSL	4	0.50	0.738	0.963	1.20	3.84
MSW < 1.1 + MSL	5	0.50	0.747	0.966	1.24	4.03
MSW < 1.1 + MSC	2	0.50	0.724	0.947	0.83	3.14
MSW < 1.1 + MSC	3	0.50	0.706	0.960	0.86	3.54
MSW < 1.1 + MSC	4	0.50	0.669	0.971	0.88	3.93
MSW < 1.1 + MSC	5	0.50	0.653	0.980	0.88	4.60
MSW < 1.1 + MSL < 1.2 + MSC	2	0.50	0.693	0.957	0.82	3.34
MSW < 1.1 + MSL < 1.2 + MSC	3	0.50	0.703	0.966	0.82	3.81
MSW < 1.1 + MSL < 1.2 + MSC	4	0.50	0.714	0.971	0.82	4.20
MSW < 1.1 + MSL < 1.2 + MSC	5	0.50	0.698	0.978	0.83	4.71

wird. Die Darstellungen beziehen sich auf Ereignisse, die von mindestens drei Teleskopen registriert wurden: $nTelS \geq 3$.

Die Zunahme von Q mit härteren Schnitten auf $nTelS$ ist trivial, da mit der Forderung nach einer höheren Anzahl getriggelter Teleskope des Systems die Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -induzierte Schauer steigt, die der Hadronen-induzierten dagegen sinkt. Interessant ist allerdings, dass die resultierenden besten Schnitte auf die Bildparameter nur schwach von der Anzahl der getriggerten Teleskope abhängen.

Die einfache Optimierung auf nur einen Bildparameter lieferte als besten Schnitzzatz: $MSWidth < 1.1$, $MSLength < 1.1$, $MSConc > 0.87$ (0.91).

Während bei dem $MSWidth$ -Schnitt die γ -Akzeptanz immer oberhalb von 80% lag und das Minimum-Limit ϵ_γ^{min} keinen Einfluss hatte, bewirkt eine Lockerung des γ -Effizienz-Limits auf 50% bei der Optimierung des $MSLength$ und des $MSConc$ -Schnittes eine geringe Veränderung der besten Schnitte. Der $MSLength$ -Schnitt sinkt dabei um 0.01, der $MSConc$ -Schnitt schwankt bei $\epsilon_\gamma^{min} = 0.50$ zwischen 0.90 bei mindestens 2 getriggerten Teleskopen ($nTelS \geq 2$) und 0.95 bei $nTelS \geq 5$, für eine geforderte γ -Akzeptanz von mindestens 80% liegt dieser Schnitt einheitlich bei 0.87.

Bei diesen Betrachtungen wurden der Einfluss anderer Bildparameter-Schnitte vernachlässigt, da aber auf denselben Daten-Satz zugegriffen wird, müssen die Effizienzen entsprechend korrigiert werden. Es ist also eine Optimierung unter Variation eines Bildparameter-Schnittes in Abhängigkeit von bereits gefundenen besten Schnitten der anderen skalierten Variablen notwendig.

Da $MSWidth$ das stärkste Separationspotential hat, wird zunächst auf diesen allein optimiert. Anschliessend wird $MSLength$ abhängig von dem optimalen Schnitt $MSWidth \leq 1.1$ variiert, entsprechend wird die Optimierung von $MSConc$ in Abhängigkeit des so gefundenen besten kombinierten Schnittes ($MSWidth \leq 1.1 + MSLength \leq 1.2$) vorgenommen. Da bei diesen stärkeren Schnitten die γ -Effizienz nicht über 75% steigt, kann die Bedingung $\epsilon_\gamma^{min} = 0.80$ nicht erfüllt werden, so dass hier nur $\epsilon_\gamma > 0.50$ gefordert wurde.

Optimierter Schnitt-Satz

Daraus resultiert mit einer γ -Akzeptanz von 70%, einer Hadronen-Akzeptanz von weniger als 4% und einem Qualitätsfaktor $Q = 3.81$ folgender bester Kombinations-Schnitt-Satz:

- (1) $MSWidth < 1.1$
- (2) $MSLength < 1.2$
- (3) $MSConc > 0.82$

Abbildung 6.12 zeigt die Verteilung der Bildparameter für vertikal einfallende simulierte γ - und Hadronen-induzierte Schauer, sowie den ermittelten optimierten Schnitt des entsprechenden Parameters.

Zur Erhöhung der γ -Ereigniss-Statistik wird neben dem optimierten Schnitt $MSWidth < 1.1$, der auch *tight cut*, also enger oder harter Schnitt genannt wird, auch der *loose cut*, der weitere oder weichere Schnitt, $MSWidth < 1.2$ verwendet. Da sich die Verteilungen der γ - und Untergrund-Ereignisse im Parameter-Raum überschneiden, wird durch einen *tight cut* zwar die Untergrund-Statistik verringert, aber auch die γ -Statistik beschnitten. Um einen Gewinn an γ -Ereignissen zu erreichen, wird bei einem *loose cut* eine Zunahme der Untergrund-Ereignisse hingenommen. Dies ist für die Suche von unbekanntem schwachen Quellen sinnvoll,

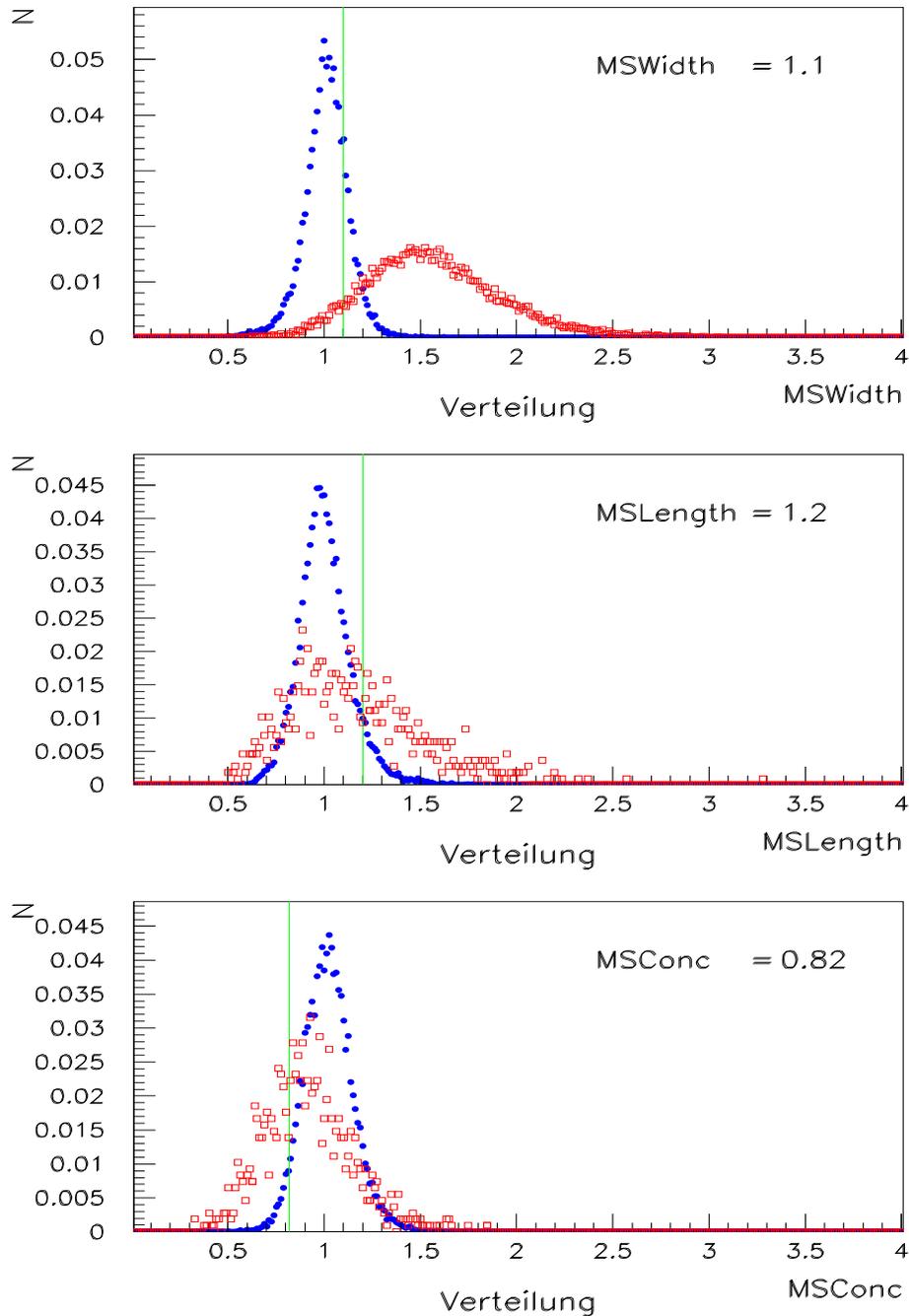


Abbildung 6.12: **Verteilung der optimierten Bildparameter** für simulierte γ - und Hadronen-induzierte Schauer mit einem Einfallswinkel von $ZA = 0^\circ$. Die γ -Ereignisse (gefüllte Kreise) separieren deutlich von den hadronischen Ereignissen (Quadrate), der optimale Schnitt ist jeweils durch die Vertikale gekennzeichnet. Die Verteilungen sind normiert und somit untereinander vergleichbar. Aufgrund der geringeren Statistik streuen die Hadronen-Ereignisse in der MSLength- und der MSConc-Verteilung stark, ein prinzipieller Verlauf ist aber erkennbar.

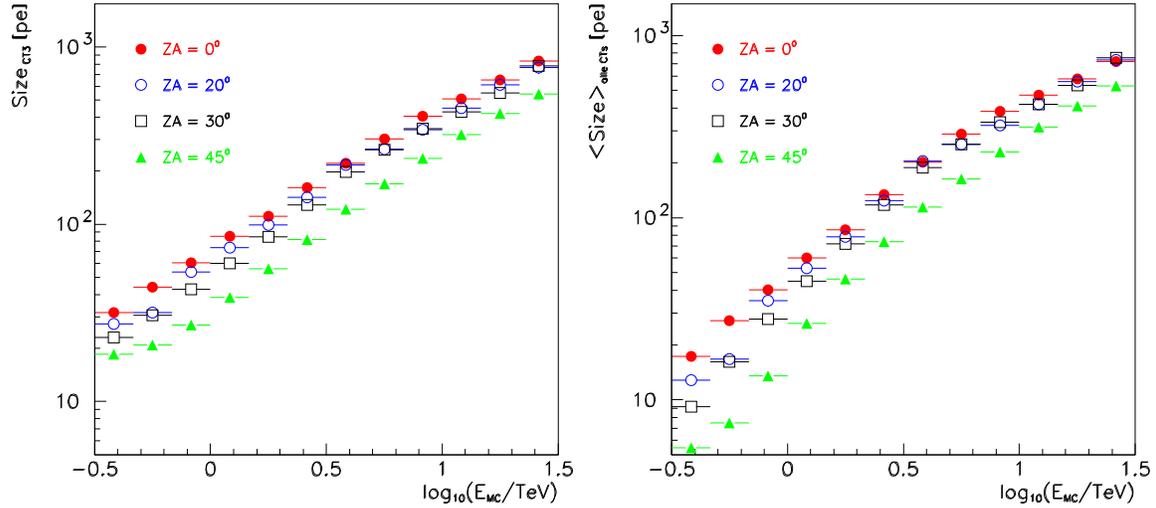


Abbildung 6.13: Die Gesamtlichtmenge $Size$ in Abhängigkeit von der Energie für verschiedene Zenitwinkel anhand von simulierten Daten. (*links*) für das zentrale Teleskop des HEGRA-CT-Systems CT3 betrachtet als Einzelteleskop, (*rechts*) für das HEGRA-CT-System von 5 Teleskopen.

um die Quelle zunächst einwandfrei zu detektieren, oder bei der Rekonstruktion des Energie-Spektrums notwendig, wo die Statistik über die Qualität des resultierenden Spektrums entscheidet. Aus diesem Grund, den Signal-Ereigniss-Raum nicht zu stark zu begrenzen, bleiben bei der Quellen-Suche die Schnitte auf $MSLength$ und $MSConc$ unberücksichtigt und es wird nur der $MSWidth$ -Schnitt angewendet. Etablierte, starke TeV- γ -Quellen können aufgrund sehr hoher Ereigniss-Statistik mit dem vollständigen Satz bester kombinierter Schnitte analysiert werden und so die optimale Qualität der Analyse-Resultate dieser Objekte erreichen. Im folgenden werden die starken Quellen (Crab, Mkn 421 und Mkn 501) unter Verwendung des vollständigen Schnitt-Satzes analysiert, die Objekte des zur Quellen-Suche erstellten AGN-Programms werden allein mit dem $MSWidth$ -Schnitt untersucht.

Finaler Schnitt der γ -Hadron-Separation sind aber nicht die optimierten Schnitte auf die skalierten Variablen der Bildparameter, sondern der Schnitt auf die Herkunftsrichtung der schauerinduzierenden Primärteilchen, der θ^2 -Schnitt (Kapitel 4.3.4). Dieser besitzt das höchste Separations-Potential (siehe Abbildung 4.21) und wird über Maximierung der Signifikanz des Signals anhand realer Daten des Krebs-Nebels und der beiden Markarian-Quellen Mkn 421 und Mkn 501 optimiert (Kapitel 8).

6.2.5 Charakteristische Detektor-Parameter

In diesem Abschnitt werden unter Verwendung der WUPSANA die charakteristischen Detektor-Parameter ermittelt, die zur Berechnung des γ -Teilchen-Flusses notwendig sind.

Die Bestimmung der Detektor-Akzeptanz setzt die genaue Kenntniss der Energie des Primärteilchens E , der Schauerkerndimension zum Zentralteleskop r und des Einfallswinkels voraus, unter dem das Primärteilchen in die Atmosphäre eintritt.

Der Einfallswinkel des Primärteilchens, der bei der Teleskopbeobachtung von Punktquellen dem Zenitwinkel ZA entspricht, ist für den Mess-Daten-Satz sehr genau bekannt, da dieser während der Datennahme sehr genau registriert und aufgezeichnet wird. Die anderen Parame-

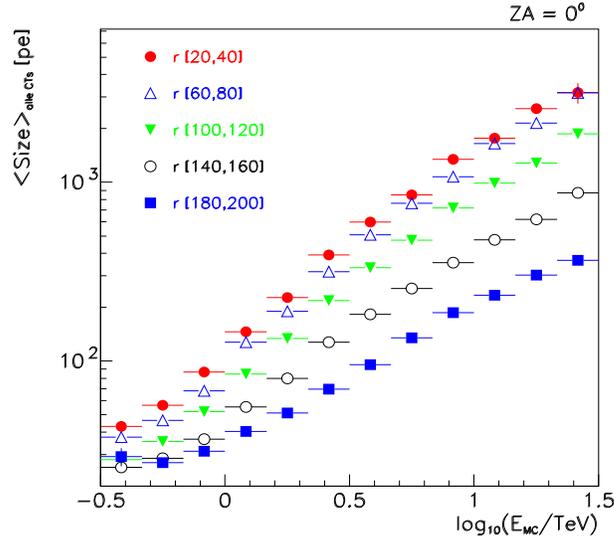


Abbildung 6.14: Die Gesamtlichtmenge $Size$ in Abhängigkeit von der Energie und der Schauerkerndistanz anhand von simulierten Daten für das HEGRA-CT-System von 5 Teleskopen bei vertikalem Einfall ($ZA = 0^\circ$).

ter werden aus den Observablen ermittelt. Während die Schauerkerndistanz durch geometrische Überlegung direkt berechnet werden kann, muss die Teilchenenergie über Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden. Dazu werden Schauer bestimmter Energie unter bestimmten Einfallswinkeln simuliert und das Verhalten von beobachtbaren Parametern untersucht.

Energie-Parameter $Size$

Zur Rekonstruktion der Schauerenergie wird die Observable $Size$ verwendet, die die gemessene Gesamtlichtmenge eines einzelnen Teleskops angibt und in erster Näherung proportional zur Primärenergie E_0 des einfallenden Teilchens ist:

$$Size \sim E_0 \quad (6.29)$$

Bei gegebener Energie hängt die registrierte Lichtmenge ausserdem ab von der Entfernung der Schauerachse zum Teleskop r und vom Zenitwinkel ZA , unter dem das Primärteilchen in die Atmosphäre eintritt:

$$Size = Size(E_0, r, ZA) \quad (6.30)$$

Die in einem Energiebereich von 0.3 - 30 TeV und für feste Zenitwinkel $ZA = 0^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ simulierten Daten zeigen in Abbildung 6.13 für ein Einzelteleskop (hier das zentrale System-Teleskop CT3) einen nahezu linearen Zusammenhang zwischen der Gesamtlichtmenge $Size$ und der simulierten Energie des Primärteilchens E_{MC} . Für ein gemeinsam betriebenes System von 5 Teleskopen ist die Linearität nicht mehr gegeben, da diese eine starke Abhängigkeit von der Schauerkerndistanz beinhaltet. Diese zeigt für grössere Entfernungen des Schauer-aufreffpunktes r eine deutliche geometrische Abschwächung des Signals (Abbildung 6.14).

Der logarithmische Energiebereich $\log(E_{MC}/\text{TeV}) = (-0.5) - (1.5)$ wurde hier in 12 gleich-grosse Bins unterteilt, diese werden damit im absoluten TeV-Bereich logarithmisch zunehmend je Bin um den Faktor 1.4 grösser. Der Abstand der Schauerkerndistanz vom Zentrum

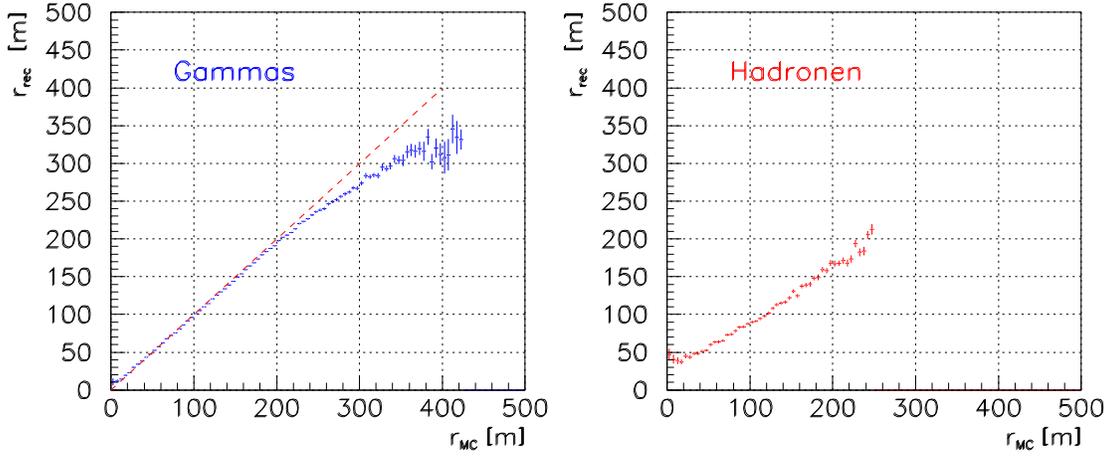


Abbildung 6.15: Verhältniss der rekonstruierten zur simulierten Schauerkerndistanz für Gamma-Photonen und Hadronen.

des CT-Systems wurde für den Bereich $r = 0 - 200$ m in 10 äquidistante Bins von je 20 m unterteilt. In Abbildung 6.14 wurden exemplarisch 5 Schauerkerndistanz-Intervalle angegeben $r = [20 \text{ m}, 40 \text{ m}]; [60 \text{ m}, 80 \text{ m}]; [100 \text{ m}, 120 \text{ m}]; [140 \text{ m}, 160 \text{ m}]; [180 \text{ m}, 200 \text{ m}]$.

Schauerkerndistanz

Die Güte der Energiebestimmung ist abhängig von der Genauigkeit der Bestimmung des Schauerkerndortes r .

Abbildung 6.15 demonstriert wie gut die simulierte Distanz der Schauerkerndistanz vom Zentrum des CT-Systems r_{MC} durch die Analyse rekonstruiert werden kann r_{rec} . Für Gamma-Teilchen ist ein einwandfreier linearer Zusammenhang mit Steigung 1 bis $r = 200$ m gegeben, für $r > 200$ m wird der Schauerkerndistanz in der Rekonstruktion unterschätzt. Für Hadronen ist ebenfalls eine Linearität gegeben, der Abstand wird allerdings stets zu niedrig rekonstruiert. Im Folgenden sollen die Hadronen nicht weiter untersucht werden, da diese in der vorliegenden Arbeit nur für die γ -Hadron-Separation verwendet werden, die im wesentlichen auf anderen nicht Schauerkerndistanz-abhängigen Parametern basiert. Der Abstand der Schauerkerndistanz zum Zentrum des CT-Systems berechnet sich aus der x- und y-Komponente in dem Teleskop-Koordinatensystem (siehe Kapitel 5.2.1), so dass die Beurteilung der Güte der Schauerkerndistanz-Rekonstruktion komponentenweise erfolgt. Dazu werden die Differenzen der rekonstruierten und simulierten Schauerkerndistanz aller Ereignisse innerhalb eines bestimmten Energie- und Schauerkerndistanz-Intervalls untersucht (Abbildung 6.16). Dafür wurde der Energiebereich $E = 0.5 \text{ TeV} - 30 \text{ TeV}$ in 6 mit zunehmender Energie grösser werdende Bins $E = [0.5 \text{ TeV} - 1 \text{ TeV}]; [1 \text{ TeV} - 2 \text{ TeV}]; [2 \text{ TeV} - 3 \text{ TeV}]; [3 \text{ TeV} - 5 \text{ TeV}]; [5 \text{ TeV} - 10 \text{ TeV}]; [10 \text{ TeV} - 30 \text{ TeV}]$, der Abstandsbereich der Schauerkerndistanz vom Zentrum des CT-Systems $r = 0 \text{ m} - 320 \text{ m}$ in 16 äquidistante Bins von je 20 m Breite unterteilt. Die Breite der Gaußverteilung gibt hier die Rekonstruktionsgüte an.

Das Auflösungsvermögen des Detektors für die Schauerkerndistanz ist dann gegeben durch den Mittelwert der Rekonstruktionsgüte für den gesamten Energiebereich (Abbildung 6.18). Dabei ist der Anstieg der Resolution für Schauerkerndistanzen $r > 120$ m durch das schlechte Auflösungsvermögen bei niedrigen Energien dominiert. Schauer hoher Energien $E >$

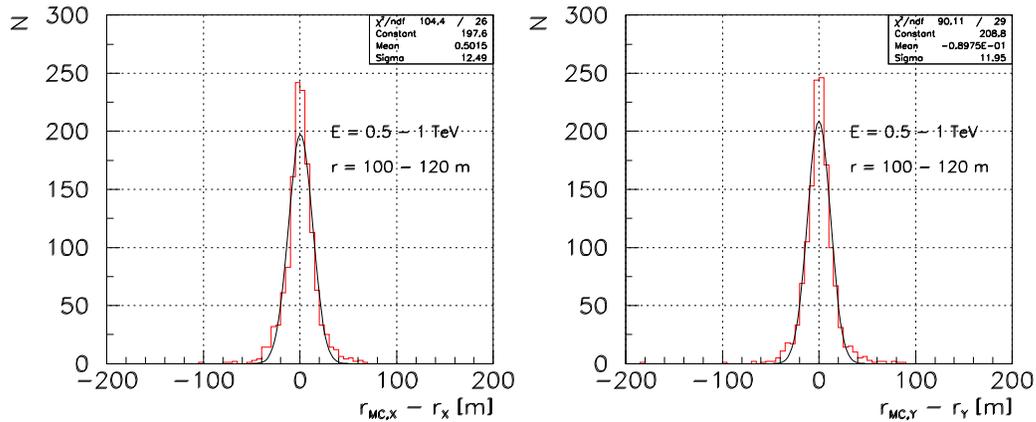


Abbildung 6.16: **Gaußverteilung der Differenzen der rekonstruierten r_{rec} von der simulierten Schauerkerndaten r_{MC}** hier exemplarisch für das Energieintervall $E = 0.5 - 1 \text{ TeV}$ und das Abstandsintervall $r = 100 - 120 \text{ m}$ dargestellt, (*links*) die Differenzen der x-Komponenten, (*rechts*) die Differenzen der y-Komponenten im Teleskop-Koordinatensystem.

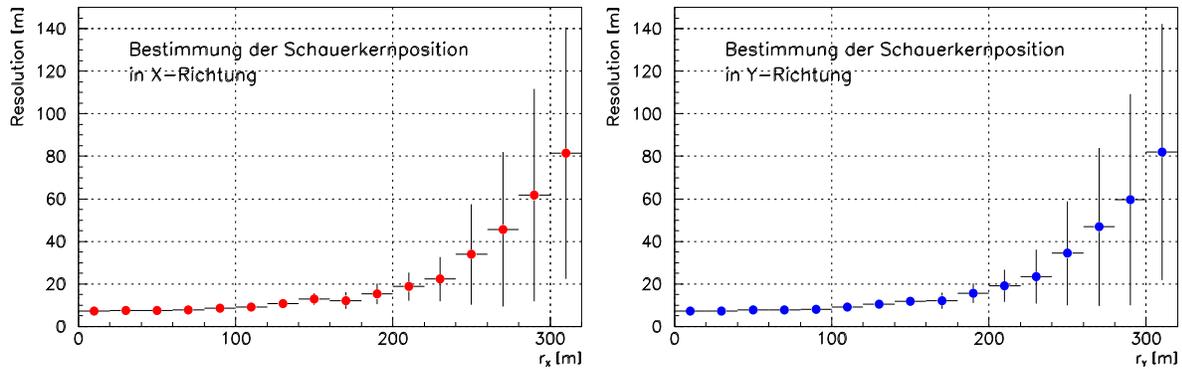


Abbildung 6.17: **Auflösungsvermögen der Schauerkerndaten** mit der Entfernung zum zentralen Teleskop des Systems (*links*) Auflösung der x-Komponente, (*rechts*) Auflösung der y-Komponenten im Teleskop-Koordinatensystem.

10 TeV werden mit einer Ungenauigkeit von etwa 25 m rekonstruiert. Die durch die verschiedenen Energiebereiche verursachte Abweichungen in der Schauerkerndaten-Rekonstruktion dient in Abbildung 6.17 als Schwankungsbreite für das Auflösungsvermögen in x- und y-Richtung.

Gut zu erkennen ist eine deutliche Zunahme des Fehlers in der Rekonstruktion der Schauerkerndaten für Anstände zum Zentralen Teleskop $r > 200 \text{ m}$, der dadurch den Bereich der γ -Akzeptanz des Detektors festlegt. Abbildung 6.19 zeigt diese Akzeptanz-Region des HEGRA-Systems der Cherenkov-Teleskope mit einem Radius von $r = 200 \text{ m}$ in der Verteilung der rekonstruierten Schauerkerndaten zum zentralen Teleskop CT3 im Teleskop-Koordinatensystem.

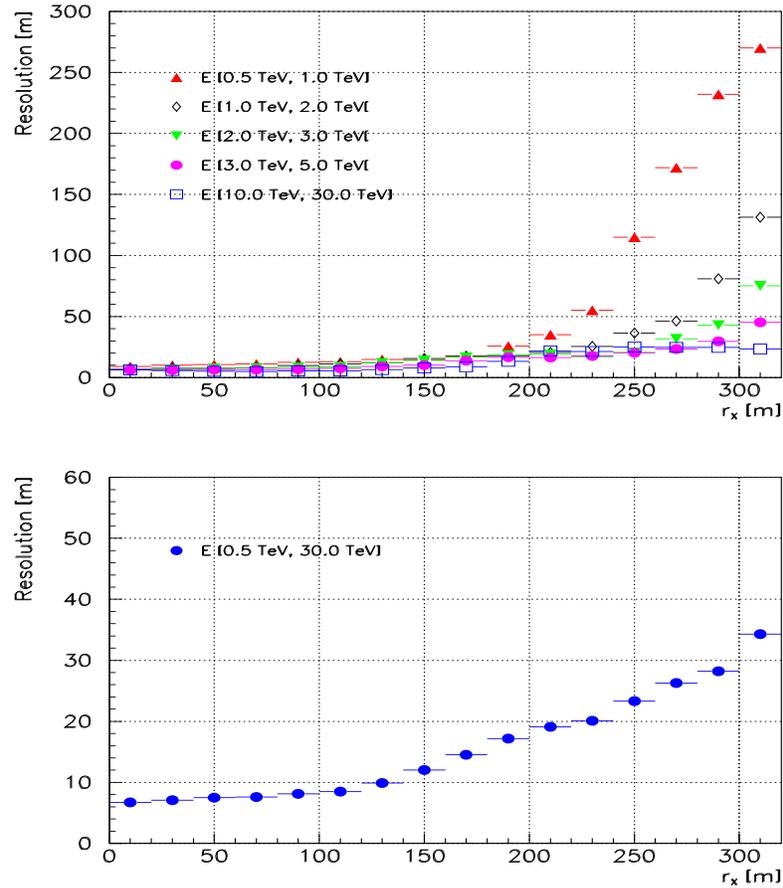


Abbildung 6.18: **Auflösungsvermögen der Schauerkerndaten** der x-Komponente in Abhängigkeit von der Schauerenergie.

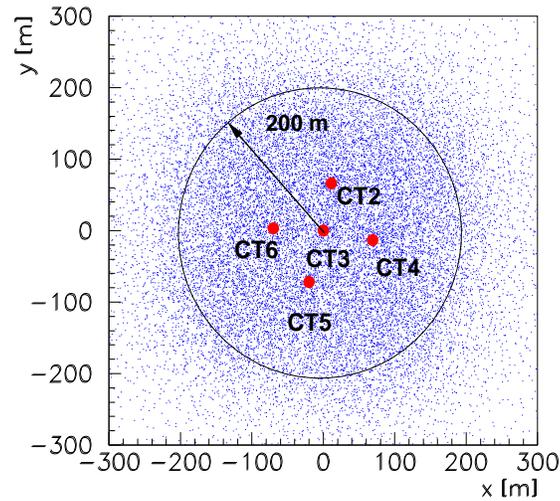


Abbildung 6.19: **Verteilung der rekonstruierten Schauerkerndaten** zum zentralen Teleskop CT3 in dem Array der System-Teleskope. Der Kreis zeigt die Akzeptanz-Region des CT-System mit einem Radius von $r = 200 \text{ m}$.

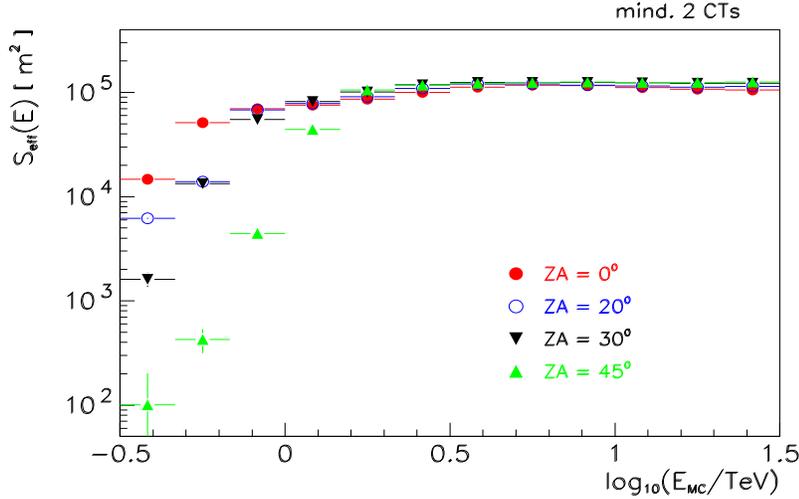


Abbildung 6.20: Die effektive Sammelfläche des CT-Systems in Abhängigkeit von der Primärteilchen-Energie für Ereignisse mit mindestens 2 getriggerten Teleskopen unter verschiedenen Einfallswinkeln ZA .

Effektive Nachweisfläche

Die Wahrscheinlichkeit P für einen γ -Schauer einer punktförmigen Quelle einen Teleskop-Trigger auszulösen ist abhängig von der Primärteilchenenergie E , von der Entfernung der Schauerachse zum Teleskop r und von dem Zenitwinkel ZA , unter dem das Primärteilchen in die Atmosphäre eintritt:

$$P = P(E, r, ZA) \quad (6.31)$$

Bei einem gegebenen differentiellen γ -Teilchen-Fluss der Quelle dF_γ/dE ist die erwartete Triggerrate $R_{trig,\gamma}$ gegeben durch:

$$R_{trig,\gamma} = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{dF_\gamma}{dE} P_\gamma(E, r, ZA) r dr dE \quad (6.32)$$

Die Detektor-Eigenschaften werden durch die energieabhängige effektive Sammelfläche S_{eff} charakterisiert:

$$S_{eff,\gamma}(E) = 2\pi \int_0^\infty P_\gamma(E, r, ZA) r dr \quad (6.33)$$

Diese ist in Abbildung 6.20 für das HEGRA-CT-System mit 5 Teleskopen in Abhängigkeit von der Primärteilchenenergie für die Zenitwinkel $ZA = 0^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ dargestellt. Als Bedingung war ein Systemtrigger von mindestens 2 CTs der 5 System-Teleskope (2/5 CTs) mit einem Signal in zwei benachbarten Pixeln $2/271\text{-NN} > 8$ pe gefordert. Der Akzeptanzbereich wurde auf Schauer mit einem Abstand zum Zentralteleskop von maximal 200 m begrenzt, die maximal erreichbare effektive Sammelfläche liegt somit bei $S_{eff,\gamma}^{max} \approx 125000 \text{ m}^2$.

Eine Studie der effektiven Nachweisfläche für verschiedene Zenitwinkel unter Auswirkung unterschiedlich strenger Systemtrigger-Bedingungen von 2/5 CTs bis hin zu 5/5 CTs zeigt Abbildung 6.21. Die Nachweisswahrscheinlichkeit steigt bei niedrigen Energien kontinuierlich an, dabei ist die Steigung der ansteigenden Flanke zenitwinkelabhängig und wird mit zunehmendem ZA steiler. Die Energie bei der die maximale Nachweisfläche $S_{eff,\gamma}^{max}$ erreicht wird

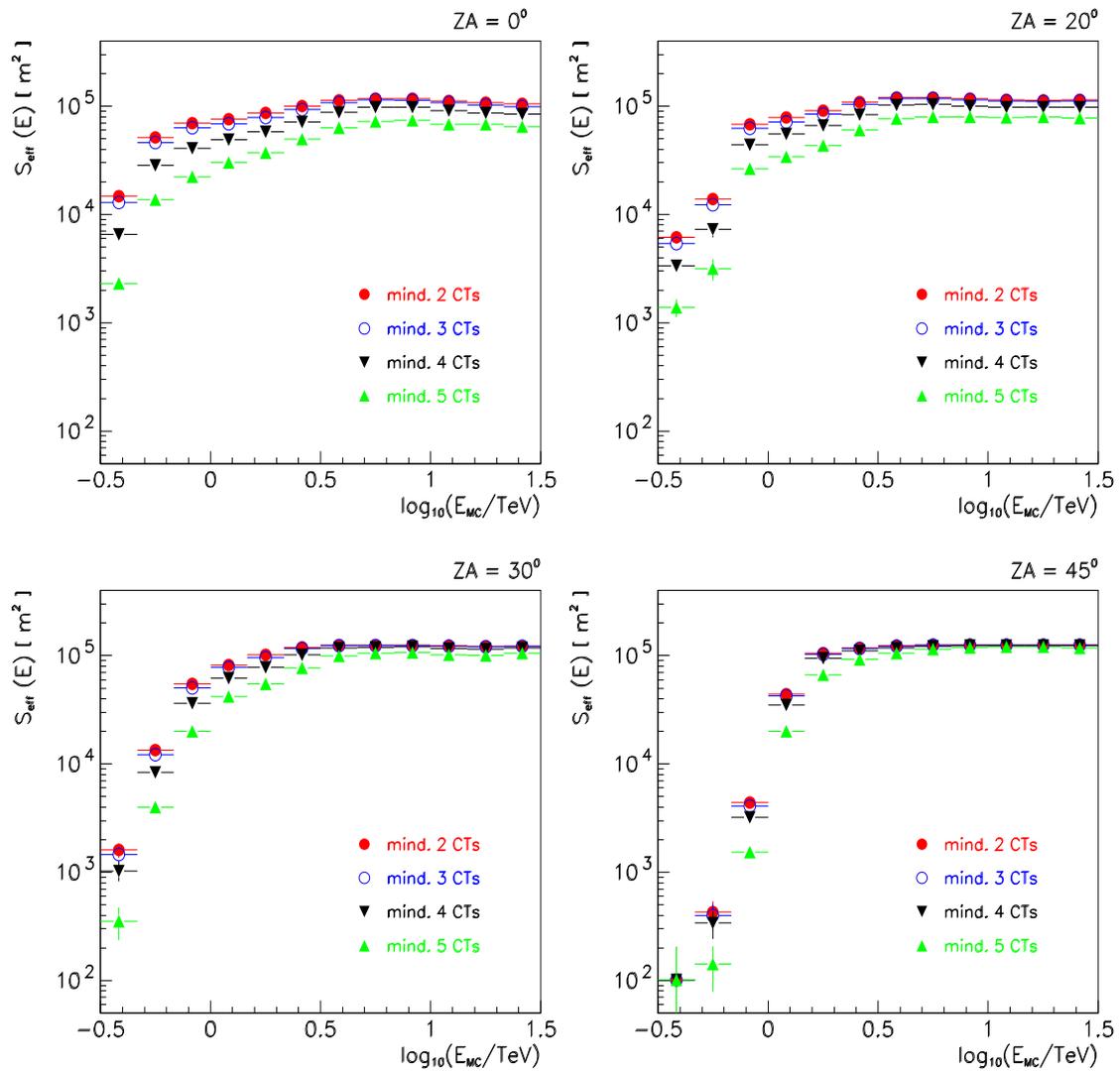


Abbildung 6.21: Die effektive Sammelfläche des CT-Systems in Abhängigkeit von der Primärteilchen-Energie für Ereignisse mit verschiedenen System-Triggern unter verschiedenen Einfallswinkeln ZA .

liegt für alle ZA-Bereiche bei etwa 1.7 TeV ($\log E \approx 0.25$). Für $ZA = 0^\circ$ wird aber schon bei 0.5 TeV ($\log E \approx -0.25$) etwa 90% von $S_{eff,\gamma}^{max}$ erreicht, für $ZA = 30^\circ$ bei etwa 1.0 TeV ($\log E \approx 0$), diese Energieposition wird mit zunehmendem ZA zu höheren Energien verschoben. Der Nachweiss des HEGRA-CT-Systems ist also für Schauer mit $0^\circ < ZA < 30^\circ$ und $E > 1$ TeV optimal. Die Strenge der System-Trigger-Bedingung hat nur geringen Einfluss auf den optimalen Detektionsbereich und reduziert mit zunehmender Strenge die Nachweiswahrscheinlichkeit um einige Prozent. Dieser Effekt wirkt sich für Schauer mit vertikalem Einfall stärker aus und hat bei grösseren ZA kaum Bedeutung.

Erwartete Raten

Die erwartete Rate lässt sich somit darstellen als Faltung der detektorabhängigen effektiven Sammelfläche und des quellenabhängigen differentiellen Teilchen-Flusses:

$$R_{trig,\gamma} = \int_0^\infty \frac{dF_\gamma}{dE} S_{eff,\gamma}(E) dE \quad (6.34)$$

Der differentielle γ -Teilchen Fluss einer typischen Quelle ist gegeben durch:

$$\frac{dF_\gamma}{dE}(E) = F_0(E_0 > 1 \text{ TeV}) \cdot (\alpha - 1) E^{-\alpha} \quad (6.35)$$

mit einer Normierung des absoluten Flusses bei 1 TeV $F_0(E_0 > 1 \text{ TeV}) = 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und einem differentiellen spektralen Index α .

Mit Kenntniss des differentiellen spektralen Index α der beobachteten Quelle und der γ -Akzeptanz des Detektors kann somit die erwartete Rate an nachgewiesenen γ -Schauern für diese Quelle bestimmt werden.

$$R_{trig,\gamma} = \int_0^\infty \frac{dF_\gamma}{dE} S_{eff,\gamma}(E) \epsilon_\gamma dE \quad (6.36)$$

Die γ -Akzeptanz ergibt sich aus der Faltung der effektiven Nachweisfläche $S_{eff,\gamma}$, in die bereits die γ -Triggereffizienz miteingeht, und der Separations-Effizienz ϵ_γ , die die Effizienz der vollständigen Separations-Kriterien der verwendeten Analyse widerspiegelt. Abbildung 6.22 zeigt die Abhängigkeit der Separations-Effizienz ϵ_γ für einen 2/5-CT-System-Trigger und für einen 3/5-CT-System-Trigger von der Energie und dem Zenitwinkel. Im niederenergetischen Bereich wird die Statistik der simulierten Daten insbesondere für sehr grosse Zenitwinkel $ZA = 45^\circ$ sehr gering, welches zu grossen Ungenauigkeiten in diesem Bereich führt. Die zenitwinkelabhängige Aufspaltung in diesem Energiebereich ist durch die Nachweiss-Effizienz gegeben, da die Separations-Schnitte für Schauer mit vertikalem Einfall optimiert wurden. Für Schauer-Energien $E > 1$ TeV ($\log E = 0./\text{TeV}$) zeigt die Separations-Effizienz einen gleichmässigen Abfall für alle Zenitwinkel-Bereiche bis $ZA = 30^\circ$, für $ZA = 45^\circ$ erreicht ϵ_γ das Maximum erst bei $E \approx 2$ TeV ($\log E = 0.3/\text{TeV}$). Der strengere Systemtrigger 3/5-CTs verschiebt diese Schwellen für $ZA < 30^\circ$ auf $E \approx 1.2$ TeV und für $ZA = 45^\circ$ auf $E \approx 2.5$ TeV.

Der Fluss der beobachteten Quelle mit gegebenem α kann durch den Vergleich der experimentell bestimmten Rate $R_{exp,\gamma}$ zur theoretisch erwarteten Rate R_{trig} bestimmt werden:

$$F_\gamma(E > 1 \text{ TeV}) = \frac{R_{exp,\gamma}}{R_{trig,\gamma}} 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (6.37)$$

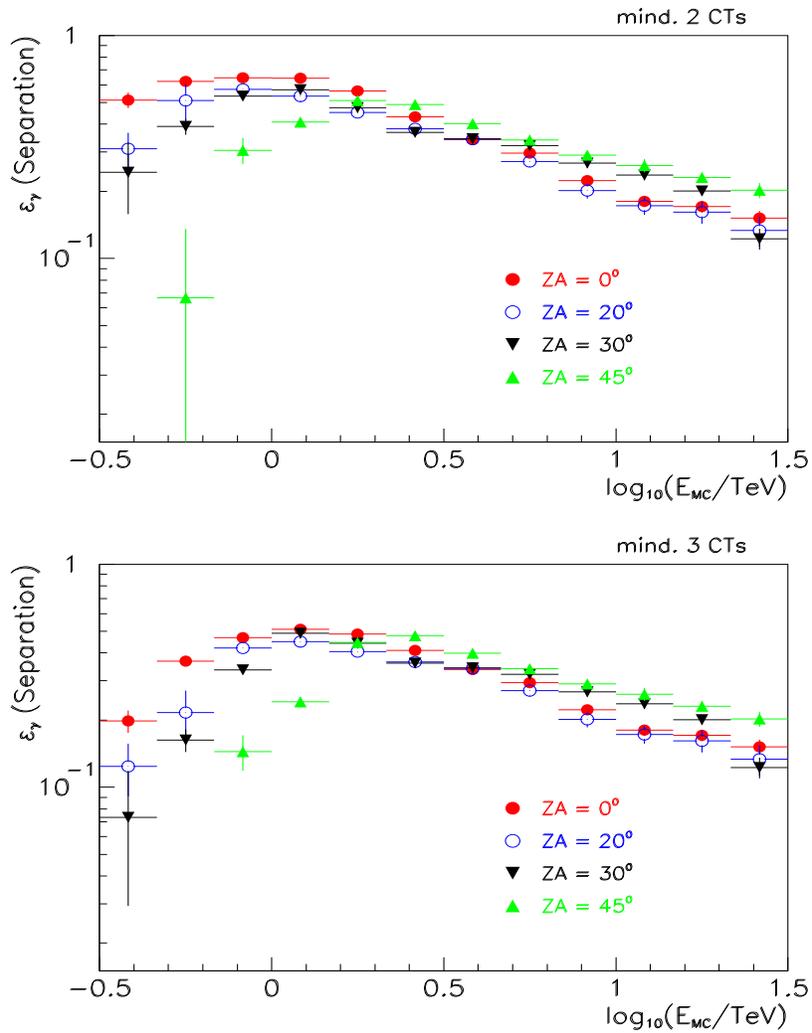


Abbildung 6.22: Die **Separations-Effizienz** in Abhängigkeit von der Primärteilchen-Energie für registrierte Ereignisse (*oben*) mit mindestens 2 getriggerten Teleskopen und (*unten*) mit mindestens 3 getriggerten Teleskopen des 5-Teleskop-Systems unter verschiedenen Einfallswinkeln ZA .

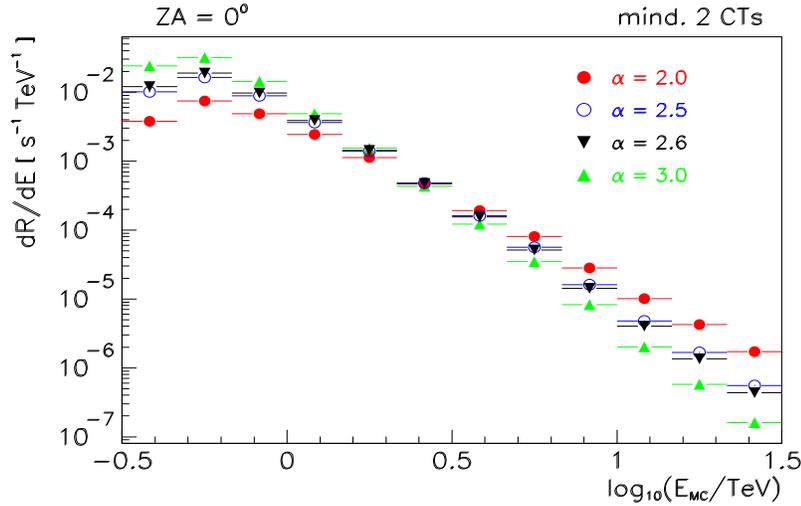


Abbildung 6.23: Die differentielle Rate für γ -Schauer nach der Separation in Abhängigkeit von der Primärteilchen-Energie für Ereignisse mit mindestens 2 getriggerten Teleskopen bei vertikalem Einfall ($ZA = 0^\circ$) für verschiedene Quell-Spektren mit unterschiedlichen differentiellen Indizes $\alpha = 2.0, 2.5, 2.6, 3.0$.

Die Abbildungen 6.23, 6.24 und 6.24 zeigen eine Studie der zu erwartenden differentiellen Rate:

$$\frac{R_{trig,\gamma}}{dE} = \frac{dF_\gamma}{dE}(E) \cdot S_{eff,\gamma}(E) \cdot \epsilon_\gamma(E) dE \quad (6.38)$$

Dazu wurde der Gesamt-Energiebereich von $E = 0.5 \text{ TeV} - 30 \text{ TeV}$ in 12 mit zunehmender Energie logarithmisch grösser werdende Bins unterteilt⁴ und das Verhalten untersucht für unterschiedliche Schauer-Einfallswinkel $ZA = 0^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ$, verschiedene System-Trigger-Bedingungen von 2/5-CT bis 5/5-CTs und γ -Quellen mit Spektren variierender Steigung: von flachen Spektren mit $\alpha = 2.0$ bis zu steilen Spektren mit $\alpha = 3.0$. Der mit dem HEGRA-CT-System gemessene spektrale Index des Crab-Energiespektrums ist $\alpha = 2.6$ [10].

Abbildung 6.23 zeigt den Einfluss der Steigung des Energie-Spektrums der Quelle auf die zu erwartende Rate. Die Position des Maximums der differentiellen Rate ändert sich mit dem spektralen Index nicht wesentlich. Wie zu erwarten fällt dR/dE zu höheren Energien ab mit dem dem spektralen Index des hineingefalteten Quell-Fluss-Spektrums.

Abbildung 6.24 zeigt die differentielle Rate für vertikal einfallende Schauer ($ZA = 0^\circ$) einer Crab-ähnlichen Quelle $\alpha = 2.6$ unter verschiedenen System-Triggerern von 2/5-CTs bis 5/5-CTs. Der System-Triggerer beeinflusst weder die Energieabhängigkeit der differentiellen Rate noch die Lage des Maximums wesentlich und macht sich nur in der geringeren Statistik bemerkbar, die bei niedrigen Energien zu grossen Unsicherheiten führt.

Im Gegensatz zu dem Energiespektrum der Quelle oder der Schärfe des Systemtriggers hat der Zenitwinkel ZA unter dem der Schauer beobachtet wird einen erheblichen Einfluss auf die differentielle Rate. Abbildung 6.25 zeigt diese Abhängigkeit für ein Crab-ähnliches Spektrum $\alpha = 2.6$. Die Position des Maximums $E_{R_{\gamma,max}}$ verschiebt sich mit zunehmendem ZA deutlich zu höheren Energien.

⁴[0.3 TeV - 0.46 TeV]; [0.46 TeV - 0.68 TeV]; [0.68 TeV - 1.0 TeV]; [1.0 TeV - 1.46 TeV]; [1.46 TeV - 2.2 TeV]; [2.2 TeV - 3.2 TeV]; [3.2 TeV - 4.6 TeV]; [4.6 TeV - 6.8 TeV]; [6.8 TeV - 10.0 TeV]; [10.0 TeV - 14.7 TeV]; [14.7 TeV - 21.5 TeV]; [21.5 TeV - 30.0 TeV]

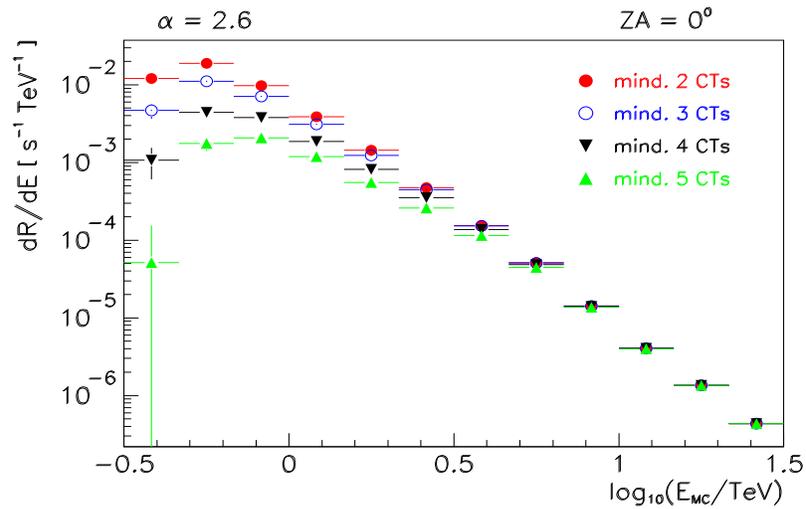


Abbildung 6.24: Die differentielle Rate für γ -Schauer nach der Separation in Abhängigkeit von der Primärteilchen-Energie bei $ZA = 0^\circ$ für ein Quell-Spektrum mit $\alpha = 2.6$ und verschiedenen System-Triggern.

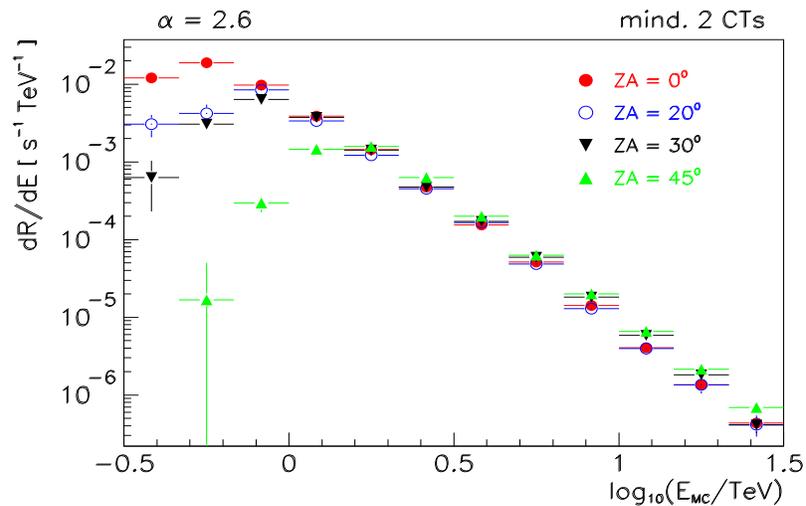


Abbildung 6.25: Die differentielle Rate für γ -Schauer nach der Separation in Abhängigkeit von der Primärteilchen-Energie für ein Quell-Spektrum mit $\alpha = 2.6$ und für Ereignisse mit mindestens 2 getriggerten Teleskopen unter verschiedenen Einfallswinkeln ZA .

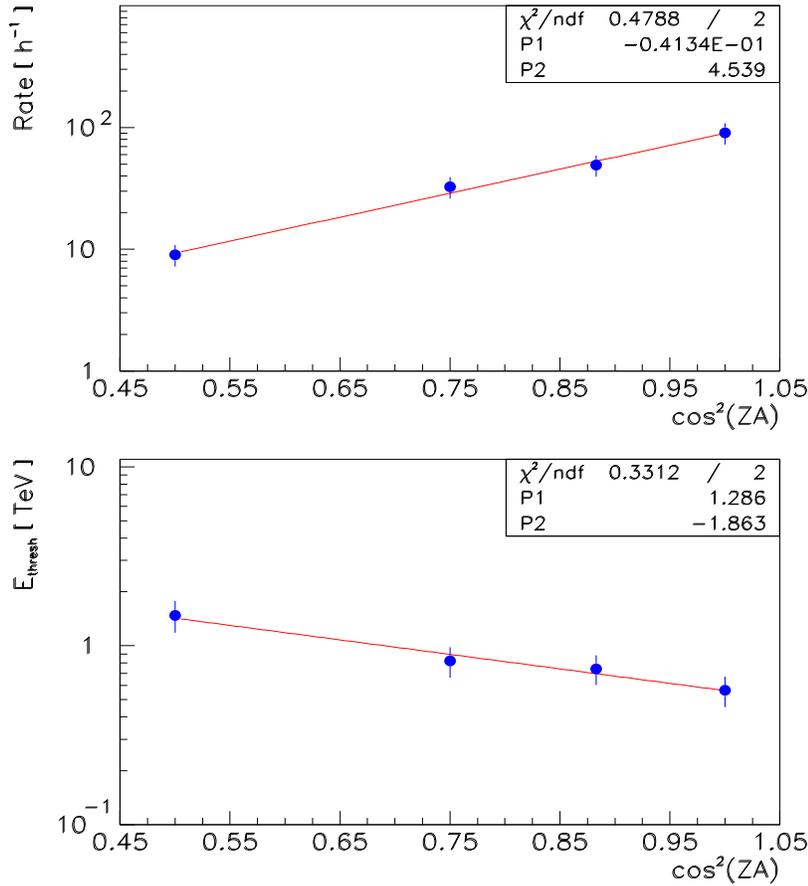


Abbildung 6.26: Die Abhängigkeit der zu erwartenden Rate (oben) und der Energieschwelle (unten) vom Beobachtungswinkel ZA (hier von $\cos^2(ZA)$).

Das Integral der differentiellen Rate $\frac{dR}{dE}$ oberhalb von E_{Rmax} gibt die zu erwartende Gesamt-Nachweisrate $R_\gamma(E > E_{R\gamma,max})$ an, diese erhält ihren grössten Beitrag im Maximum von $\frac{dR}{dE}$. Im niederenergetischen Bereich vor dem Maximum schwankt die differentielle Rate aufgrund zu geringer Statistik stark und ihr Beitrag zur erwartenden Gesamt-Nachweisrate wird wiederum sehr ungenau. Oberhalb des Maximums ist $\frac{dR}{dE}$ stabil und fällt mit dem erwarteten, zuvor hineingefalteten Quell-Spektrum ab.

Die zu erwartenden Raten für die vier Zenitwinkel $0^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ wurde mit einer oberen Integrationsgrenze $E = 30$ TeV bestimmt und schliessen somit die höchsten bisher von AGN beobachteten Energien von 25 TeV mit ein. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 6.4 angegeben.

Die Daten zeigen eine in halblogarithmischer Darstellung nahezu lineare Abhängigkeit zu $\cos^2(ZA)$ (Abbildung 6.2.5), und können somit durch eine exponentielle Funktion angepasst werden mit $\chi^2_{\text{reduziert}} = 0.166$:

$$R_\gamma [h^{-1}] = \exp\left((-0.041 \pm 0.397_{stat}) + (4.539 \pm 0.491_{stat}) \cdot \cos^2(ZA)\right). \quad (6.39)$$

Tabelle 6.4: **Die Energieschwelle und die erwartete Rate** in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel ZA. Die Schwankungen der Energieschwelle E_{thresh} ergeben sich aus der Breite der Energieintervalle, die Fehler der erwartete Rate R_γ ergibt sich direkt aus der Genauigkeit mit der die Position des Maximums bestimmt werden kann und wurde mit 20% abgeschätzt.

Beobachtungswinkel ZA	Energieschwelle E_{thresh} [TeV]		erwartete Rate R_γ [h ⁻¹]	
0°	0.56	± 0.11	90.5	± 18.1
20°	0.75	± 0.14	49.3	± 9.9
30°	0.82	± 0.16	32.6	± 6.5
45°	1.48	± 0.30	9.0	± 1.8

6.2.6 Energieschwelle des Detektors

Als die Energieschwelle eines Detektors wird die Energie bezeichnet, bei der eine signifikante Anzahl aller zu detektierenden Teilchen von Detektor registriert werden können. Eine Definitionsmöglichkeit zur Festlegung der Energieschwelle ist die Energie, bei der die γ -Triggereffizienz mindestens 50% beträgt. Die so definierte Energieschwelle des simulierten Hardwaretriggers wurde bei $E_{thresh}^{hard} = 0.5$ TeV ermittelt [131]. Im niederenergetischen Bereich treten hier aufgrund zu geringer Statistik grosse Schwankungen auf und die Bestimmung einer Energieschwelle nach obiger Definition wird sehr ungenau.

In der vorliegenden Arbeit wurde daher ein anderer Ansatz gewählt und als Energieschwelle des HEGRA-CT-Systems E_{thresh} das Maximum der differentiellen erwarteten Rate $\frac{dR}{dE}$ definiert: $E_{thresh} = E_{R_\gamma, max}$.

Die Position des Maximums wird von dem Quell-Spektrum nur geringfügig beeinflusst (Abbildung 6.23), weist aber eine starke Abhängigkeit von dem Schauereinfallswinkel auf.

Mit zunehmendem Zenitwinkel verschiebt sich die Energieschwelle zu höheren Energien. Abbildung 6.24 demonstriert dies exemplarisch für eine Crab-ähnliche Quelle mit einem spektralen Index von $\alpha = 2.6$, Tabelle 6.4 gibt die zugehörigen Werte an.

Wie die Gesamtnachweisrate R zeigt auch die Energieschwelle E_{thresh} in halblogarithmischer Darstellung eine nahezu lineare Abhängigkeit zu $\cos^2(ZA)$ (Abbildung 6.26). Folgende exponentielle Funktion mit $\chi_{reduziert}^2 = 0.239$ zeigt die beste Anpassung an die Daten:

$$E_{thresh} [TeV] = exp((1.286 \pm 0.450_{stat}) + (-1.863 \pm 0.556_{stat}) \cdot \cos^2(ZA)). \quad (6.40)$$

6.3 WARGUS-Daten-Filter

Neben der Analyse durch Hardware- und Software-Trigger und optimalen Schnitte auf die Bildparameter ist eine Vorauslese der Daten aufgrund sich stetig verändernder Beobachtungsbedingungen durch Schwankungen in der Detektor-Stabilität und Witterungsverhältnisse unerlässlich, da diese erheblichen Einfluss auf die Daten-Qualität haben.

6.3.1 Beobachtungssituation

Der Standort des HEGRA-Experiments auf dem Roque de los Muchachos auf La Palma bietet aufgrund seiner atmosphärischen und klimatischen Bedingungen sowie durch seine äquatoriale Lage das gesamte Jahr über hervorragende astronomische Beobachtungsmöglichkeiten.

Lichtemissionen

Die Beobachtungszeiten sind in der Regel auf mondlose Nachtstunden beschränkt, deren Jahressumme im Mittel etwa 900 Stunden beträgt. Aber auch helle Sterne im Blickfeld der Kamera sowie terrestrische Lichtquellen stören die Messung und werden so gering wie möglich gehalten. So ist auf La Palma die gewerbliche Leuchtreklame gesetzlich begrenzt und das Observatorium zum relativ unbewohnten Norden hin ausgerichtet. Der dicht besiedelte Süden wird durch die bergartige Caldera des Roque de los Muchachos abgeschirmt.

Gezielte Messungen bei erhöhter Lichtemission durch Mondlicht wurden mit dem CT1 der HEGRA-Kollaboration durchgeführt, um die Summe der Beobachtungszeit zu vergrößern. Dabei wird die Energieschwelle der PMTs entsprechend der Mondlichtemission angehoben und bei der Analyse berücksichtigt. Zur Detektion schwacher oder unbekannter potentieller TeV-Quellen sind diese Messzeiten aufgrund der höheren Energieschwelle weniger geeignet, sind aber von Vorteil, um aktive TeV-Emitter über einen längeren Zeitraum beobachten zu können und die zur Erstellung eines Energie-Spektrums notwendige Statistik zu erhöhen. Dank dieser Methode konnte eine nahezu lückenlosen Lichtkurve des Mkn 501 während seiner aktiven Periode 1997 erstellt werden (siehe Abbildung 2.7 in Kapitel 2.6). Nähere Erläuterungen zur den CT-Beobachtungen bei Mondlicht sind in [174] zu finden.

Besondere Wetterbedingungen

Die Selektion der Daten mit akzeptablen Beobachtungsbedingungen wird zunächst manuell vorgenommen. Dabei wird auf die subjektiven Beschreibungen des Wetters zurückgegriffen, die in den Protokollen der Nacht festgehalten sind, und die durch Messwerte einer elektronischen Wetterstation wie Temperatur, Luftfeuchtigkeit und Taupunkt unterstützt werden. Eine wetterbedingte Verschlechterung der Beobachtungssituation zeigt sich aber auch in der System-Rate, die bei höherer Teilchendichte in der Atmosphäre durch Staub oder Wassertropfchen drastisch sinkt. Fällt die System-Rate unter eine Schwelle von 8 Hz werden die Daten verworfen. Die durchschnittliche Untergrundrate beträgt etwa 5 Hz bis 6 Hz.

Calima Der sogenannte Calima ist ein ausschliesslich auf den Kanarischen Inseln auftretendes Phänomen: Feiner Sand aus der Sahara wird während eines Sandsturms in die höheren Luftschichten der Atmosphäre gebracht und dort mit den Luftströmungen Richtung Westen über den Atlantik und die Kanarischen Inseln getragen.

Für die Beobachtungen mit Cherenkov-Teleskopen ergeben sich daraus zwei Probleme: einerseits lagert sich der feine Sand als Staubschicht auf den Spiegeln der Teleskope ab und vermindert so ihre Refektivität, andererseits macht er sich als Staub in den höheren Luftschichten bemerkbar. Da die Entstehungsorte des Cherenkov-Lichts in etwa 8000 m Höhe liegen, wird das Cherenkov-Licht auf seinem Weg zur Erde an den Sahara-Sand-Partikeln gestreut. Die diffuse Aufweitung des Cherenkov-Kegels zusammen mit der verminderten Refektivität der Spiegel führt zu einer ungenauen, unscharfen Abbildung der Schauerellipse. Dadurch wird die γ -Hadron-Separation schwierig und die Rekonstruktion der Schauerrichtung ungenau. Je nach Staubbichte in der Atmosphäre müssen diese Daten-Runs besonders analysiert und gegebenenfalls verworfen werden.

Regen, Nebel, Schnee und Eis Ähnlich Auswirkungen wie der feine Sand-Staub des Calima haben Wasser- und Russ-Partikel auf die Beobachtungsbedingungen der Cherenkov-Teleskope.

Bei Regen und Nebel ist ein Betrieb der Teleskope nicht möglich. Die 100%igen Luftfeuchtigkeit schlägt sich auf die Spiegel nieder und vermindert deren Reflektivität. Ausserdem

kann das Cherenkovlicht an den Wasserpartikeln in der Atmosphäre gestreut werden und die Beobachtung wie oben schon beschrieben beeinträchtigen.

Während des Winters von Ende November bis in den frühen März hinein kann es ausserdem auf dem Roque de los Muchachos aufgrund der Höhe von mehr als 2000 m zu extremen Kälteeinbrüchen mit Schneefall und Eisbildung kommen. Schnee und Eis auf den Reflektoren behindern aus oben genannten Gründen ebenfalls die Messungen und können zusätzlich die Mechanik der Teleskope einschränken, so dass die Beobachtungen dann ganz eingestellt werden müssen. Sind die Reflektoren und Steuereinheiten eis- und schneefrei wird die Qualität der Beobachtung lediglich durch eine Zunahme des von der Schneedecke diffus reflektierten Streulichts limitiert, das dann in der Analyse als erhöhter Hintergrund berücksichtigt werden muss.

Feuer Ebenso wie an Sand-Staub-Partikeln kann das Cherenkovlicht auch an Rusparkteilchen gestreut werden, die aufgrund von nahen Feuern, in der Atmosphäre über dem HEGRA-Beobachtungsgelände gelangen. Da dieses Areal sich in dem Naturpark *Caldera de Taburiente* befindet, sind solche Feuer einkalkuliert. Sie kommen statistisch einmal in 24 Monaten vor und beeinträchtigen den Beobachtungsbetrieb etwa 2-3 Tage.

Aufgrund dieser aussergewöhnlichen Naturbedingungen ist mit einem Beobachtungsausfall von etwa 10 - 20% pro Jahr zu rechnen. Die ist aber gegenüber der ansonsten hervorragenden astronomischen Beobachtungsbedingungen dieses Standortes akzeptabel.

Detektor-Verhalten

Das System aus fünf Cherenkov-Teleskop befand sich innerhalb der hier relevanten Zeitraums von Juni 1997 bis Dezember 2000 in einem stetigen Wandel und wurde in ständig wechselnder Konfiguration betrieben.

Detektor-Stabilität Änderungen in der Stabilität der Detektorfunktion wurden verursacht durch übliche Alterung der elektronischen Bauteile oder durch äussere Einflüsse wie Feuer- oder Eisschäden. Schwankungen in der Datennahme-Elektronik werden durch die Absolut-Kalibration aufgefangen und drücken sich in den Schwankungen der Photoelektronen-Konversionsfaktoren aus. Die einwandfreie Funktion der Teleskop-Steuerungen werden durch die stetige Überprüfung des Pointings eines jeden Einzelteleskops gewährleistet. In der Regel konnten Störungen innerhalb eines Tages behoben werden, in seltenen Fällen hatte es die Abschaltung des beschädigten Einzelteleskops zur Folge, was damit die Anordnung des CT-Systems beeinflusste.

CT-Konfiguration Bedingt durch die Anordnung der Teleskope mit einer Seitenlänge der quadratischen Grundfläche von 90 m - 100 m und einem mittleren Abstand zum zentralen Teleskop von ~ 70 m und (Kapitel 5.2.1) wird ein TeV- γ -Schauer, der eine kreisförmige Cherenkovlicht-Verteilung mit einem Durchmesser von 80 m - 120 m in der Beobachtungsebene erzeugt (Kapitel 4.2.3), und der genau senkrecht über dem zentralen Teleskop niedergeht, alle 5 Teleskope erreichen. Im allgemeinen ist das aber nicht der Fall und der Schauer geht dezentral in einem Winkel auf das Teleskop-Array nieder, so dass typisch 3 CTs von der kreisförmigen Cherenkovlicht-Verteilung des Luftschauers ausgeleuchtet werden. Da das CT3 als zentrales Teleskop immer Teil der angesprochenen Teleskope ist, ist sein aktiver Betrieb während der Datennahme Voraussetzung.

6.3.2 Gesamtbild des Daten-Filters

Insgesamt ergibt sich nach allen Analyse-Schritten unter Berücksichtigung sämtlicher relevanter Faktoren ein Daten-Filter zur Steigerung der Daten-Qualität, der folgende Punkte

umfasst:

- ◇ Beachtung der CT-Konfiguration
CT3 muss an der Datennahme teilgenommen haben.
⇒ CT3 ist Teil des CT-Systems
- ◇ Auswahl der Daten mit guten Wetterbedingungen
⇒ keine Wolken, kein Staub, kein Nebel
⇒ Humidität $< 85\%$,
⇒ System-Rate > 8 Hz
- ◇ Überprüfung des Pointings
Ausschluss von Ereignissen mit einer Abweichung in der Nachführung von 3 oder mehr Drehpulsgeber-Einheiten, das entspricht 0.06° , unter Berücksichtigung der Pointing-Korrektur (Kapitel 5.2.2).
⇒ Nachführungsfehler $< 0.06^\circ$
- ◇ Kalibration (Kapitel 6.1)
⇒ Ausschluss defekter Pixel
⇒ Reduktion des Rauschens und der Entfernung unvollständiger Ereigniss-Signale
- ◇ Hardware-Trigger (Kapitel 5.2.2)
 - (a) Lokaler Teleskop-Trigger:
Ein Signal muss innerhalb von 12 ns in 2 benachbarten Bildpixel der 271 Pixel der Teleskop-Kamera registriert werden (*2/271-NN-Trigger*), dabei müssen diese Signale jeweils oberhalb der *Einzel-Pixel-Trigger*schwelle von 6 Photoelektronen liegen.
⇒ $2/271\text{-NN} > 6$ pe innerhalb 12 ns
 - (b) Globaler System-Trigger:
Mindestens 2 der CTs des Systems (im Idealfall $2/5$ CTs) müssen innerhalb eines Zeitintervalls von 70 ns den Teleskop-Trigger erfüllt haben.
⇒ $2/5$ CTs triggern lokal innerhalb 70 ns
- ◇ Software-Trigger: Toplogischer Tailcut TTC (Kapitel 4.3.3)
Das Ereigniss muss nach dem TTC mindestens 2 Pixel, davon mindestens ein Core-Pixel, aufweisen.
⇒ Core-Pixel > 6 pe und Surrounding-Pixel > 3 pe
⇒ mindestens 2 Pixel haben TTC passiert, davon mindestens 1 Core Pixel
- ◇ Ausschluss aller Daten mit einem Zenitwinkel ZA oberhalb von 45° , da der verwendete Satz simulierter Daten nur bis $ZA = 45^\circ$ vorliegt (Tabelle 6.1)
⇒ $ZA \leq 45^\circ$
- ◇ Ausschluss aller Daten mit einem Impaktparameter r oberhalb des Akzeptanz-Radius des Detektors von 200 m (Kapitel 6.2.5)
⇒ $r \leq 200$ m
- ◇ statische Bildparameter-Schnitte
 - (a) Distance-Schnitt (Kapitel 4.3.4)
⇒ $Dist \leq 1.7$
 - (b) Size-Schnitt (Kapitel 4.3.4)
⇒ $40 \text{ pe} \leq Size \leq 10^5 \text{ pe}$

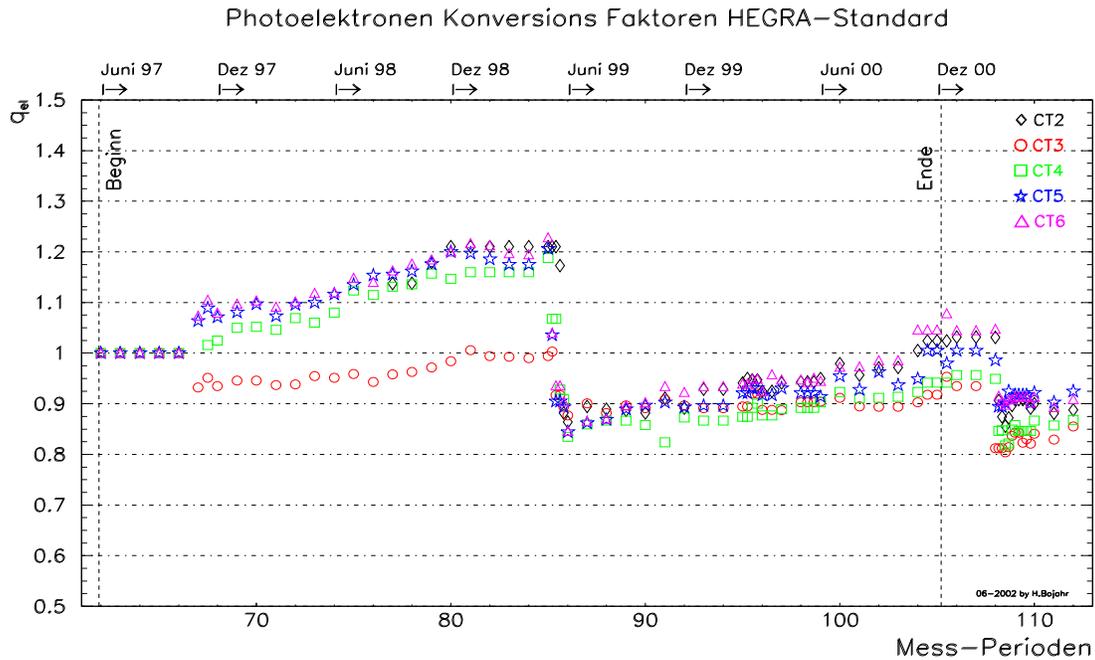


Abbildung 6.27: Die **Photoelektronen-Konversionsfaktoren der HEGRA-Standard-Analyse** in ihrer zeitlichen Entwicklung für alle Teleskop im Vergleich. Die untere Abszisse gibt die Mess-Perioden an, deren zeitliches Äquivalent ist durch die obere Zeitskala gegeben. Die Zeit-Begrenzungen geben den Beginn und das Ende des HEGRA-AGN-Beobachtungsprogramms an.

- ◇ Schnitt auf dynamische Bildparameter-Schnitte (Kapitel 4.3.4 und 6.2.4)
Der komplette optimierte Schnittsatz fand nur Anwendung für die starken, bereits etablierten TeV- γ -Quellen, für die Quellen-Suche wird lediglich der *MSWidth*-Schnitt benutzt.
 - $\Rightarrow MSWidth < 1.1$
 - $\Rightarrow MSLength < 1.2$
 - $\Rightarrow MSConc > 0.82$

- ◇ Schnitt auf die Herkunftsrichtung des Primärteilchens (Kapitel 4.3.4 und 6.2.4)
Der optimale Schnitt dieses Parameters wird anhand der Analyse der starken TeV-Quellen (Crab, Mkn 421 und Mkn 501) bestimmt (Kapitel 8.4).
 - $\Rightarrow \theta^2 \leq 0.045 \text{ deg}^2$

6.4 Vergleich WARGUS und HEGRA-Standard-Analyse

Zur Beurteilung der verschiedenen Resultate, die mit den verschiedenen CT-System-Analysen der HEGRA-Kollaboration erzielt wurden, wird zunächst ein Vergleich der Kalibrationen und anschließend ein direkter Vergleich der Daten-Analyse anhand eines ausgewählten Crab-Daten-Satzes vorgenommen.

6.4.1 Kalibration

Die Unterschiede in den Kalibrationen der WARGUS und der HEGRA-Standard-Analyse zeigen sich in den resultierenden Faktoren bei der Konversion von Photonen zu Photoelektronen. Diese Photoelektronen-Konversionsfaktoren hängen ab von der Beschaffenheit des Detektors: von der Reflektivität der Spiegel, der Transmissionseffizienz und der Quanteneffizienz der PMTs, und werden sowohl in der WARGUS als auch in der HEGRA-Standard-Analyse über die Auswertung definierter Laserpulse (Laser-Runs) bestimmt (Kapitel 6.1.2). Da hierfür die gleichen Laser-Daten-Sätze zur Verfügung standen, sind Unterschiede in den Photoelektronen-Konversionsfaktoren durch die unterschiedlichen Kalibrations-Methoden bedingt. Ein Vergleich dieser Parameter zeigt die relativen Unterschiede in der Signalbewertung auf.

Die zeitliche Entwicklung der Photoelektronen-Konversionsfaktoren q_{el} der HEGRA-Standard-Analyse (Abbildung 6.27) ist der Entwicklung der mit der WARGUS bestimmten Konversionsfaktoren sehr ähnlich (Abbildung 6.6). Dieser Zusammenhang ist einerseits trivial, da hier ein-und-derselbe Detektor und dieselben Daten-Sätze verwendet wurden. Andererseits zeigt aber diese Übereinstimmung eine grundsätzliche Verträglichkeit beider Kalibrations-Methoden untereinander.

Besonders deutlich wird die Übereinstimmung beider Sätze von q_{el} -Werten in Abbildung 6.28, in der die Photoelektronen-Konversionsfaktoren der HEGRA-Standard-Analyse gegen die Photoelektronen-Konversionsfaktoren der WARGUS aufgetragen sind und einen klaren linearen Zusammenhang zeigen.

Da in der HEGRA-Standard-Analyse bis einschliesslich zur Mess-Periode p66 ein konstanter Konversionsfaktor $q_{el} = 1$ für alle im Betrieb befindlichen Teleskope gewählt wurde [234], sind einige stärkere Abweichungen von der Geraden im Bereich von $q_{el} - HEGRA - Standard = 1$ zu sehen. Zusätzlich gibt es einige stark streuende Werte, die zum einen aus den Mess-Perioden p84 und p107 stammen, in denen der Abgleich aller Hochspannungs-Verstärkungsfaktoren aller Pixel in allen Teleskopkameras vorgenommen wurde, zum anderen aus den Mess-Perioden p91 bis p95 im Winter 1999/2000, in denen es technische Schwierigkeiten mit dem Detektor gab. Während dieser Zeitspannen war die Kontinuität der Detektor-Funktion nur in kleineren Zeitabschnitten innerhalb dieser Mess-Perioden gewährleistet, so dass für diese kleineren Zeitintervalle separate Konversionsfaktoren berechnet wurden. Abhängig von der Stabilität des Detektors und der statistisch geringen Anzahl der Laser-Daten für diese kleinen Zeitintervalle schwanken die hier ermittelten Werte für q_{el} somit erheblich. Einfache Regressions-Analysen bestätigen aber den hohen Linearitätsgrad: $a_{CT2} = 0.927$, $a_{CT3} = 0.339$, $a_{CT4} = 1.164$, $a_{CT5} = 0.961$, $a_{CT6} = 0.960$, $b_{CT2} = 0.061$, $b_{CT3} = 0.601$, $b_{CT4} = -0.160$, $b_{CT5} = 0.031$, $b_{CT6} = 0.039$. Dabei gibt a den Regressions-Koeffizienten und b den y -Achsen-Abschnitte der zu erwartenden Regressionsgeraden an. Abweichungen zeigen hier nur das CT4, das kurzzeitig technisch instabil war, und das CT3, dessen Photoelektronen- Konversionsfaktoren über den gesamten Zeitraum von 3 1/2 Jahren sehr stabil blieben ($q_{el} = [0.8, 1.0]$) und deshalb eine Punktwolke anstelle einer Geraden zeigt, obwohl die Streuung der CT3-Werte-Paare um die Gerade vergleichbar mit denen anderer Teleskope ist. Da die q_{el} -HEGRA-Standard-Daten aber ohne Fehlerangaben vorlagen, konnte eine genauere analytische Untersuchung zur Abschätzung der Schwankungsbreite nicht durchgeführt werden.

Abbildung 6.29 zeigt das Verhältnis der Photoelektronen- Konversionsfaktoren der WAR-

Photoelekt.Konv.Faktoren WARGUS vs. HEGRA-Standard

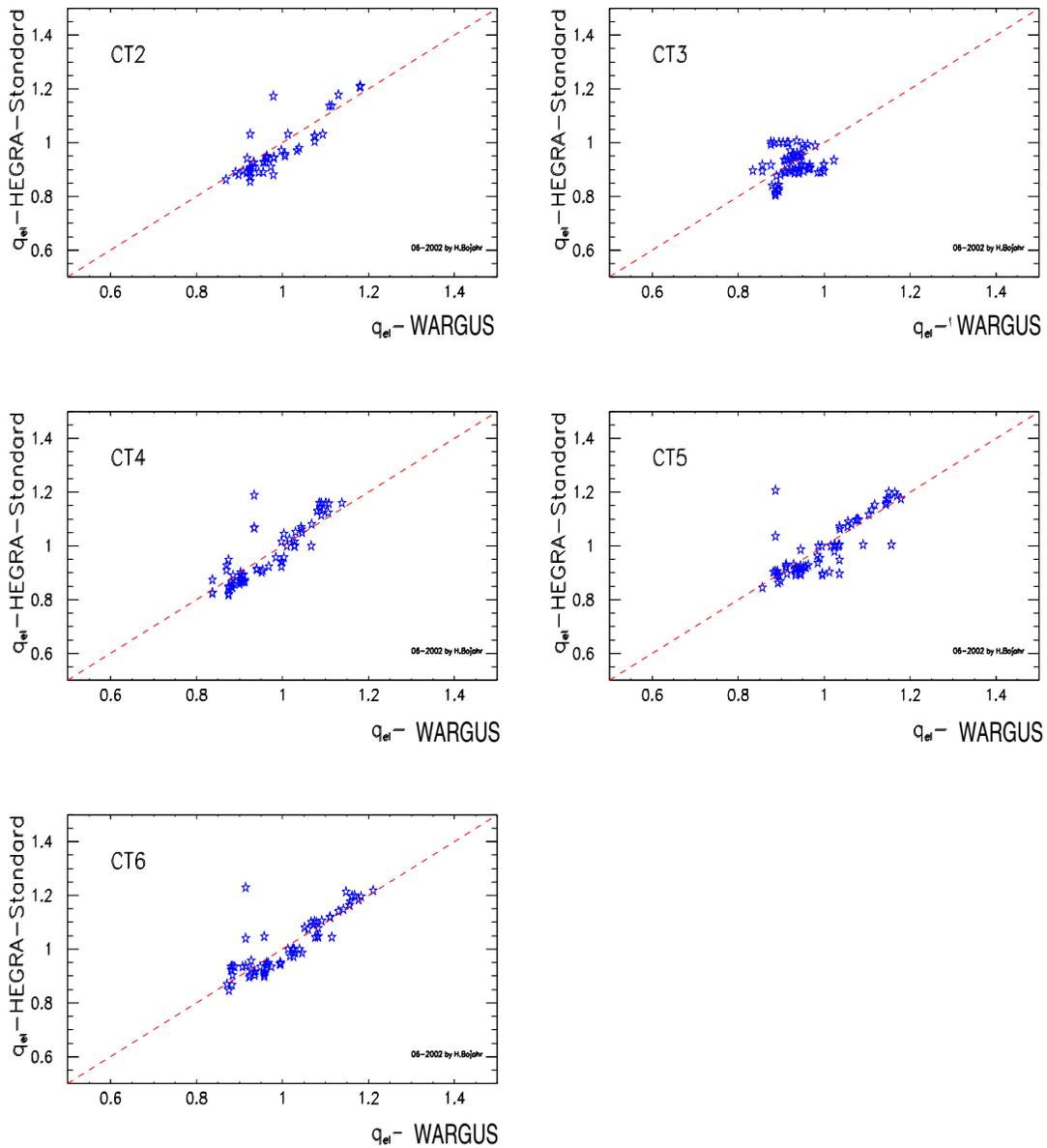


Abbildung 6.28: Vergleich der Photoelektronen-Konversionsfaktoren bestimmt einerseits über die WARGUS und andererseits über die HEGRA-Standard-Analyse. Die Geraden mit $q_{el}\text{-HEGRA-Standard} = q_{el}\text{-WARGUS}$, geben die ideale Lage der Werte-Paare an.

Ratio Photoelekt.Konv.Faktoren WARGUS vs. HEGRA-Standard

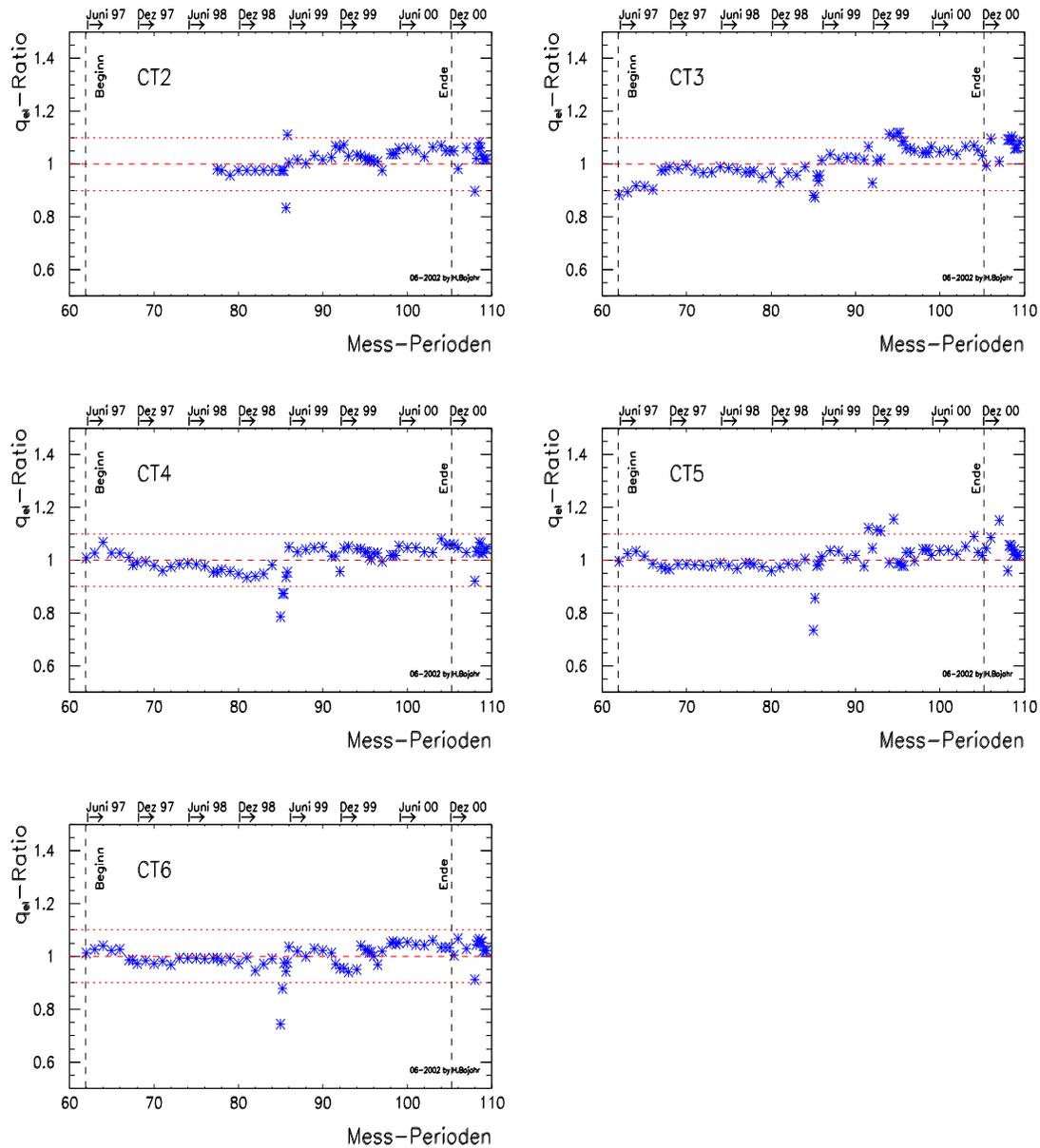


Abbildung 6.29: **Verhältniss der Photoelektronen-Konversionsfaktoren** aus der WARGUS und der HEGRA-Standard-Analyse als Funktion der Zeit. Die mittlere gestrichelte Linie gibt das Verhältniss an, während die beiden äusseren Linien die 15%-Streuumgebung begrenzen.

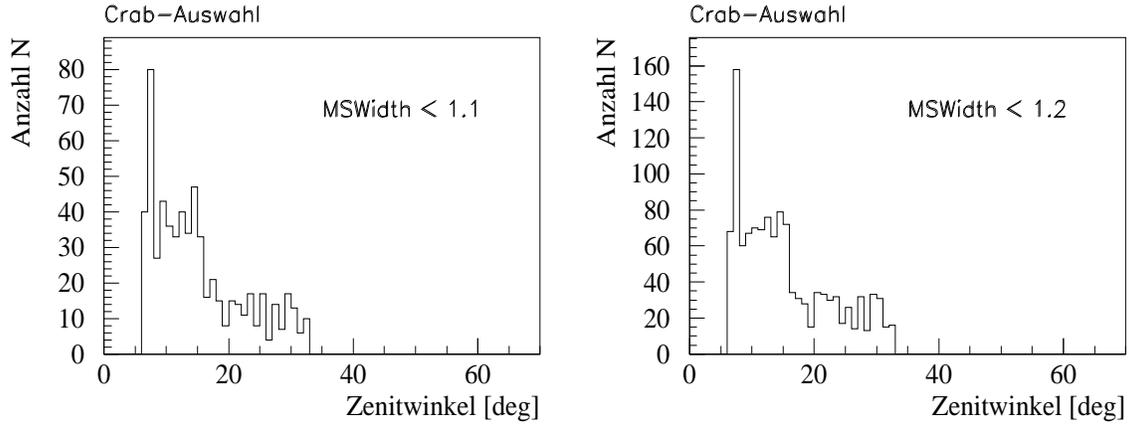


Abbildung 6.30: **Zenitwinkelverteilung der Crab-Daten-Auswahl** nach Daten-Filter und Schnitten der WARGUS: (*links*) wurde ein Schnitt auf $MSWidth < 1.1$, (*rechts*) ein Schnitt auf $MSWidth < 1.2$ vorgenommen. Bei diesem weicheren Schnitt verbleiben mehr Ereignisse im Datensatz, die Struktur der Verteilung ist für beide Schnitte gleich.

GUS und der HEGRA-Standard-Analyse als Funktion der Zeit

$$q_{el} - Ratio = \frac{q_{el} - WARGUS}{q_{el} - HEGRA - Standard} \quad (6.41)$$

Bis auf wenige Punkte, die in die oben genannte Zeiträume des Hochspannungs-Abgleichs oder der technischen Instabilität fallen, schwankt das Verhältnis innerhalb eines maximalen Varianz-Bereiches von 15%.

Die Abweichungen der Photoelektronen-Konversionsfaktoren liegen damit bei maximal 15%. Da diese die Absolutkalibration der Kamera, also den Umrechnungsfaktor der ADC-Signalamplituden in primär ausgelöste Photoelektronen der PMT angeben, werden die Anzahl der primär einfallenden Cherenkov-Photonen zu hoch eingeschätzt, wenn die Photoelektronen-Konversionsfaktoren zu hoch berechnet werden.

Aufgrund der unterschiedlichen Kalibration können also die Signal-Berechnungen und Analyse-Ergebnisse der WARGUS und der HEGRA-Standard-Analyse um 15% voneinander abweichen.

6.4.2 Analyse der Crab-Daten-Auswahl

Ein Vergleich der Wuppertaler Analyse (WUP) und der Analysen aus Heidelberg (HD) und Hamburg (HH), die beide das standardisierte DST-Format der HEGRA-Standard-Analyse benutzen, wurde anhand einer Crab-Daten-Auswahl von 10 Runs angestellt (Run-Nummern: 20680-20682, 20699-20705). Diese Daten wurden am 3. und 4. Oktober 2000 aufgezeichnet und umspannen einen Zenitwinkelbereich von $ZA = 8.1^\circ$ bis $ZA = 33.1^\circ$ (Abbildung 6.30).

In der Untersuchung wurde von allen drei Instituten vergleichbare Schnitte auf die Filter- und auf die Bild-Parameter angewendet, die in Tabelle 6.5 zusammengefasst sind.

Dabei verwendeten HD und WUP einen statischen Schnitt auf den *Distance*-Parameter von $Dist < 1.7^\circ$ unter Annahme einer kreisförmigen Kamerageometrie, während HH einen Schnitt verwendete, der bei 80% des Abstandes zwischen Kamera-Rand und Kamera-Zentrum d_{Z-R}

Tabelle 6.5: **Analyse-Vergleich: Filter und Schnitte für die Analyse der Crab-Daten-Auswahl.** Nähere Erläuterungen zu den Parametern siehe Text.

Schnitt-Parameter	HD-Schnitt			HH-Schnitt	WUP-Schnitt
	1	2	3		
i/5 CTs	2	2	2	2	2
<i>Size</i>	> 40 pe	> 40 pe	> 40 pe	> 40 pe	> 40 pe
<i>Distance</i>	< 1.7°	< 1.7°	keinen	$d_{ZR} < 80\%$	< 1.7°
Impaktparameter r	< 1000 m	< 1000 m	< 1000 m	< 1000 m	< 1000 m
Pointingkorrektur	ja	ja	ja	ja	ja
<i>MSWidth</i>	0.4 < 1.1	-	< 1.1	0.5 < 1.1	< 1.1
	0.4 < 1.2	< 1.2	< 1.2	0.5 < 1.2	< 1.2
θ^2 in [deg ²]	< 0.02	< 0.02	(a) < 0.01125 (b) < 0.0135	(a) < 0.014 (b) < 0.02	(a) < 0.015 (b) < 0.020 (c) < 0.045

Tabelle 6.6: **Resultate des Analyse-Vergleichs anhand der Crab-Daten-Auswahl.** Nähere Erläuterungen zu den Parametern siehe Text.

Gruppe	<i>MSWidth</i> -Schnitt	θ^2 -Schnitt [deg ²]	N_{on}	N_{off}	N_{off}^{LiMa}	α_{LiMa}	N_{excess}	S_{prim}	S_{LiMa}
HH (a)	< 1.1	< 0.014	179	34	33.1	0.07	145	9.9	19.0
HH (b)	< 1.2	< 0.02	228	73	-	1	155	8.9	-
HD1	0.4 < 1.1	< 0.02	140	31	-	1	109	8.3	-
HD1	0.4 < 1.2	< 0.02	200	51	-	1	149	9.4	-
HD2	< 1.2	< 0.02	218	57	-	1	162	9.7	-
HD3 (a)	0.5 < 1.1	< 0.01125	90	-	12.7	1/7	-	-	12.3
HD3 (b)	0.5 < 1.1	< 0.0135	94	-	15.0	1/7	-	-	12.0
HD3 (a)	0.5 < 1.2	< 0.01125	122	-	28.8	1/7	-	-	11.5
HD3 (b)	0.5 < 1.2	< 0.0135	135	-	33.5	1/7	-	-	11.8
WUP (a)	< 1.1	< 0.015	112	8	13.5	0.15	104	9.5	14.3
WUP (b)	< 1.1	< 0.02	126	15	18.0	0.2	111	9.3	13.8
WUP (c)	< 1.1	< 0.045	178	41	40.5	0.45	137	9.3	11.9
WUP (a)	< 1.2	< 0.015	178	29	29.1	0.15	149	10.4	16.3
WUP (b)	< 1.2	< 0.02	202	45	38.8	0.2	157	10.0	15.7
WUP (c)	< 1.2	< 0.045	297	96	87.3	0.45	201	10.1	13.4

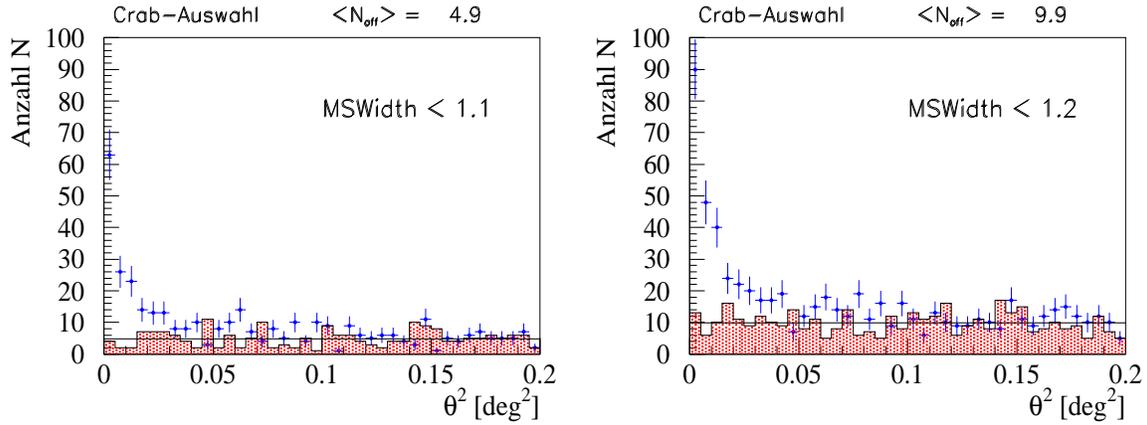


Abbildung 6.31: **Resultate der WARGUS-Analyse der Crab-Daten-Auswahl** als Funktion des quadratischen Winkelabstands von der nominellen Quell-Position θ^2 . Während die N_{on} (Punkte) einen deutlichen Überschuss in der Signalregion zeigen, sind die N_{off} (schraffiertes Histogramm) nahezu unverändert. Die Horizontale gibt den Mittelwert der N_{off} an. (*links*) wurde ein Schnitt auf $MSWidth < 1.1$, (*rechts*) ein Schnitt auf $MSWidth < 1.2$ vorgenommen.

lag und damit die reelle sechseckige Geometrie der Pixelanordnung in der Kamera berücksichtigt. Die Differenz der Analyse-Ergebnisse aufgrund der Unterschiedlichkeit dieses Schnittes ist vernachlässigbar gering. Der Schnitt auf den $MSWidth$ -Parameter wurde sowohl mit dem optimierten Wert von $MSWidth < 1.1$, dem *tight cut*, angewendet als auch mit dem *loose cut* $MSWidth < 1.2$, da dies mehr Information für den Analysen-Vergleich liefert.

Die Ergebnisse der verschiedenen Analysen sind in Tabelle 6.6 gegenübergestellt. Nach den in Tabelle 6.5 genannten Schnitten verblieben dabei in der Signalregion unterhalb des θ^2 -Schnittes N_{on} Ereignisse aus Richtung der Quell-Region und N_{off} Ereignisse aus der Untergrund-Region. N_{excess} gibt die nach Gleichung 6.18 berechneten Excess-Ereignisse an, und S_{prim} die daraus mit Gleichung 6.20 resultierende primitive Signifikanz. N_{off}^{LiMa} und α_{LiMa} geben die Parameter der erweiterten Untergrund-Region an, die nach Gleichung 6.21 zur Berechnung der Signifikanz nach Li&Ma S_{LiMa} notwendig sind. Diese wurde hier nur von den Gruppen HH und WUP durchgeführt.

Die aus der WARGUS resultierende Verteilung der N_{on} und der N_{off} als Funktion des quadratischen Winkelabstands von der nominellen Quell-Position θ^2 zeigt Abbildung 6.31 sowohl für $MSWidth < 1.1$ als auch für $MSWidth < 1.2$. Gut zu erkennen ist der Ereigniss-Überschuss in der Signalregion $\theta^2 < 0.045 \text{ deg}^2$. Die Horizontale gibt den gemittelten Untergrund an. Die Verteilungen der anderen Analysen stimmen in ihrem Verlauf mit der hier dargestellten überein, leider können diese aus urheberrechtlichen Gründen hier nicht präsentiert werden.

Anhand dieses Vergleichs konnte gezeigt werden, dass die Analysen zu nahezu gleichen Ergebnissen kommen. Es kann somit von einem soliden Aufbau beider Softwarecodes ausgegangen werden.

Die Abweichungen liegen innerhalb einer Toleranz-Umgebung von 10% bis 15% und sind neben den gering differierenden Schnitten auf die unterschiedlichen Kalibrations-Methoden zurückzuführen. Diese Schwankung entspricht der Differenz der in WARGUS ermittelten Photoelektronen-Konversionsfaktoren q_{el} zu denen der HEGRA-Standard-Kalibration.

Kapitel 7

Gesamt-Datensatz

Das HEGRA-AGN-Beobachtungsprogramm umfasst 54 Aktive Galaxien inklusive der beiden prominenten TeV- γ -Emitter Mkn 421 und Mkn 501. Die Beobachtungen im Rahmen des Programms erstreckten sich über 3 1/2 Jahre von Juni 1997 (Mess-Periode 62) bis in den Dezember 2000 (Mess-Periode 105). In diesem Zeitraum konnten aufgrund zeitlicher Überschneidungen mit anderen Observations-Kampagnen eine Vielzahl von den ursprünglich beantragten 54 AGN nicht beobachtet werden.

Insgesamt wurden 40 Objekte des AGN-Programms observiert. Die beiden bekannten TeV-Quellen Mkn 421 und Mkn 501 bekamen in dieser Zeit aufgrund Perioden starker TeV-Emissionen überproportional viel Beobachtungszeit: $T_{obs}(\text{Mkn 421}) = 361.7$ Std und $T_{obs}(\text{Mkn 501}) = 391.7$ Std, zusammen insgesamt mehr als 750 Stunden.

Ohne Berücksichtigung dieser starken Quellen Mkn 421 und Mkn 501 wurden über 694 Stunden Beobachtungszeit auf das AGN-Programm verwendet.

Neben diesen AGN wurde die TeV-Standardkerze, der Krebsnebel (= Crab), während dieser Kampagne etwa 340 Stunden beobachtet. Die Crab-Daten sind zur Eichung des Teleskop-Systems und zur Überprüfung des Detektorstatus sehr wichtig und werden deshalb regelmässig aufgezeichnet und analysiert.

Während der Laufzeit des AGN-Programms wurden insgesamt etwa 1788 Stunden Beobachtungszeit auf die oben genannten Objekte verbracht. Das entspricht etwa 1.4 Terabyte Rohdaten, die mit der WARGUS kalibriert und analysiert wurden. Tabelle 7.1 gibt eine Übersicht über die Verteilung der Beobachtungszeiten dieser vier für das AGN-Programm relevanten Beobachtungs-Datensätze des Crab, Mkn 421, Mkn 501 und der AGN-Objekte, die

Tabelle 7.1: **Beobachtungszeiten des Gesamt-Daten-Satzes** des AGN-Programms und des Crab von Juni 1997 bis Dezember 2000.

Objekte	Gesamt-Beobachtungszeit T [Std]	Anteil an der Gesamtsumme [%]
Crab	340.0	19.1
Mkn 421	361.7	20.2
Mkn 501	391.7	21.9
AGN-Objekte	694.4	38.8
Gesamtsumme	1787.8	100.0

Tabelle 7.2: Die Beobachtungszeiten der Objekte des AGN-Programms.

Nr.	Name	Objekt	T_{obs} [Std.]	Nr.	Name	Objekt	T_{obs} [Std.]
1	NGC 0315	0055+300	15.8	31	3C 273	1226+023	13.0
2	4C +31.04	0116+319	7.3	32	1ES 1239+069	1239+069	0.0
3	1ES 0120+340	0120+340	17.3	33	1ES 1255+244	1255+244	8.3
4	1ES 0145+138	0145+138	5.7	34	IRAS 13451+1232	1345+125	0.0
5	UGC 01651	0206+355	15.7	35	MKN 0668	1404+286	0.0
6	1ES 0229+200	0229+200	5.3	36	PG 1418+546	1418+546	21.0
7	S4 0309+411	0309+411	0.0	37	1ES 1426+428	1426+428	59.0
8	V Zw 331	0313+411	4.3	38	1ES 1440+122	1440+122	13.0
9	NGC 1275	0316+413	93.3	39	TXS 1514+004	1514+004	0.0
10	HB89 0317+185	0317+183	3.0	40	RX J16247+3726	1625+373	0.0
11	1ES 0323+022	0323+022	15.7	41	MKN 501	1652+398	391.7
12	4C +37.11	0402+379	8.0	42	V71 1721-026	1721-026	0.0
13	3C 120.0	0430+052	25.3	43	1H 1720+117	1722+119	12.3
14	4C +01.13	0513+015	8.0	44	IZw 187	1727+502	19.0
15	EXO 0706.1+5913	0706+591	33.7	45	1ES 1741+196	1741+196	11.7
16	S4 0733+597	0733+597	8.3	46	NGC 6454	1743+557	0.0
17	HB89 0736+017	0736+017	0.3	47	EXO 1811+3143	1812+314	0.0
18	3C 197.1	0818+472	19.0	48	BLLAC	2200+420	35.7
19	HB89 0829+046	0829+046	22.6	49	HB89 2201+044	2201+044	19.3
20	1ES 0927+500	0927+500	15.8	50	HB89 2254+074	2254+074	21.2
21	1ES 1011+496	1013+498	3.3	51	1ES 2321+419	2321+419	38.7
22	MS 1019.0+5139	1019+514	18.0	52	S4 2323+435	2323+435	0.0
23	MKN 421	1101+384	361.7	53	PKS 2324-02	2324-023	0.0
24	EXO 1118+4228	1118+423	4.0	54	1ES 2344+514	2344+513	63.5
25	NGC 3894	1146+596	0.0	55	Crab	0534+220	340.0
26	1ES 1212+078	1212+078	3.3				
27	MS 1214.3+3811	1214+381	0.0				
28	1H 1219+301	1219+301	4.3				
29	W COMAE	1219+285	1.0				
30	NGC 4374	1222+131	0.0				

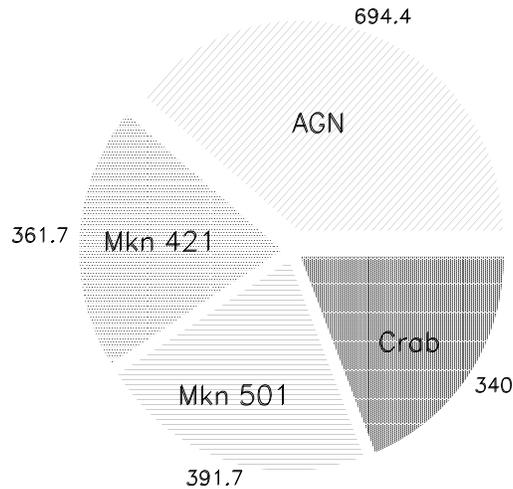


Abbildung 7.1: **Verteilung der Gesamt-Beobachtungszeiten in Stunden** der für das AGN-Programm relevanten Beobachtungen in der Zeit von Juni 1997 bis Dezember 2000.

die einzelnen Datensätze der 38 beobachteten Objekte des AGN-Programms zusammenfasst. Abbildung 7.1 veranschaulicht die Verteilung der Gesamt-Beobachtungszeit. Während auf die AGN-Objekte etwa 1/3 der Gesamt-Beobachtungszeit verwendet wurde, wurden die starken Quellen wie der Crab, Mkn 421 und Mkn 501 gemessen an der verbleibenden Gesamt-Zeit zu etwa gleichen Teilen beobachtet.

Die akkumulierten Beobachtungszeiten der AGN-Objekte sind in Tabelle 7.2 aufgeführt. Abbildung 7.2 zeigt die Verteilung der Beobachtungszeiten. In Abbildung 7.3 werden die verbrachten Beobachtungszeiten der einzelnen Objekte miteinander verglichen, die Objekte sind hier identifiziert anhand ihrer Rektaszension RA.

Auffällig ist eine grosse Anzahl von Objekten, die die geforderten 10 Stunden Beobachtungszeit nicht erreicht haben und eine ebensogrosse Anzahl von nicht beobachteten Objekten mit $T_{obs} = 0$ Std. Diese kollidierten zu ihren optimalen Beobachtungszeiten, $ZA < 45^\circ$ vom Beobachtungsstandort La Palma aus, mit anderen Beobachtungsvorschlägen der HEGRA-Kollaboration, mit den organisierten zeitgleichen Multiwellenlängen-Beobachtungen ausgesuchter Objekte mit anderen Experimenten oder mit den nichtplanbaren Ausbrüchen von prominenten TeV-Quellen, denen Vorrang eingeräumt wurde.

Von den ursprünglich 54 Objekten des AGN-Programms inklusive Mkn 421 und Mkn 501, für die CT-System-Beobachtungszeit beantragt wurde, konnten 14 Objekte nicht beobachtet werden ($T_{obs} = 0$ Std), das Objekt HB89 0736+017 erhielt mit $T_{obs} = 0.3$ Std zu wenig Beobachtungszeit für eine sinnvolle Analyse. Insgesamt wurden 37 Objekte beobachtet mit überwiegend bis zu 20 Std Beobachtungszeit, einige wenige AGN konnten mehr als 30 Stunden akkumulieren, da sie als mögliche TeV-Quellen gelten (1ES 2344+514, BLLac), oder zusätzlich Mitglied einer anderen Beobachtungskampagne waren (NGC 1275), oder in der Preanalyse vielversprechende Ergebnisse lieferten, die eine Verlängerung der Beobachtungszeit rechtfertigten (1ES 1426+428, 1ES 2321+419).

Die zeitliche Entwicklung der kumulativen Beobachtungszeiten aller AGN-Objekte und aller starken Quellen sind in Abbildung 7.4, 7.5 und 7.6 dargestellt für den Gesamtzeitraum

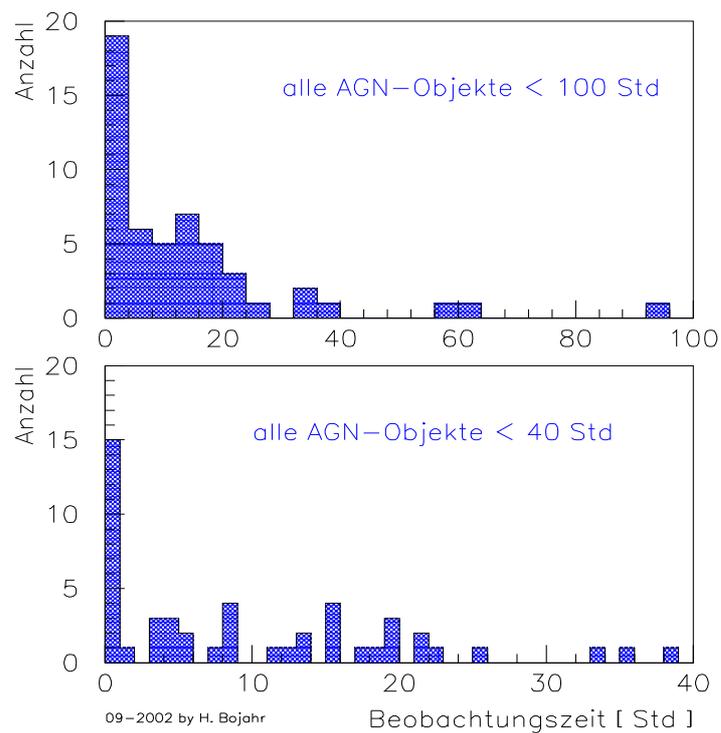


Abbildung 7.2: Die Verteilung der Beobachtungszeiten der Objekte des AGN-Programms.

von 3 1/2 Jahre von Juni 1997 bis Dezember 2000 bzw. von Beobachtungsperiode p62 bis p105. Dabei sind verschiedene Objekte in ein Diagramm zusammengefasst, die Zeiten der starken Quellen sind im unteren Diagramm der Abbildung 7.6 zu sehen. Eine detaillierte Aufstellung der Beobachtungszeiten der einzelnen Objekte unter Berücksichtigung der zum Datennahmezeitpunkt aktuellen Konfiguration des CT-Systems ist im Anhang in Tabelle F.1 zu finden.

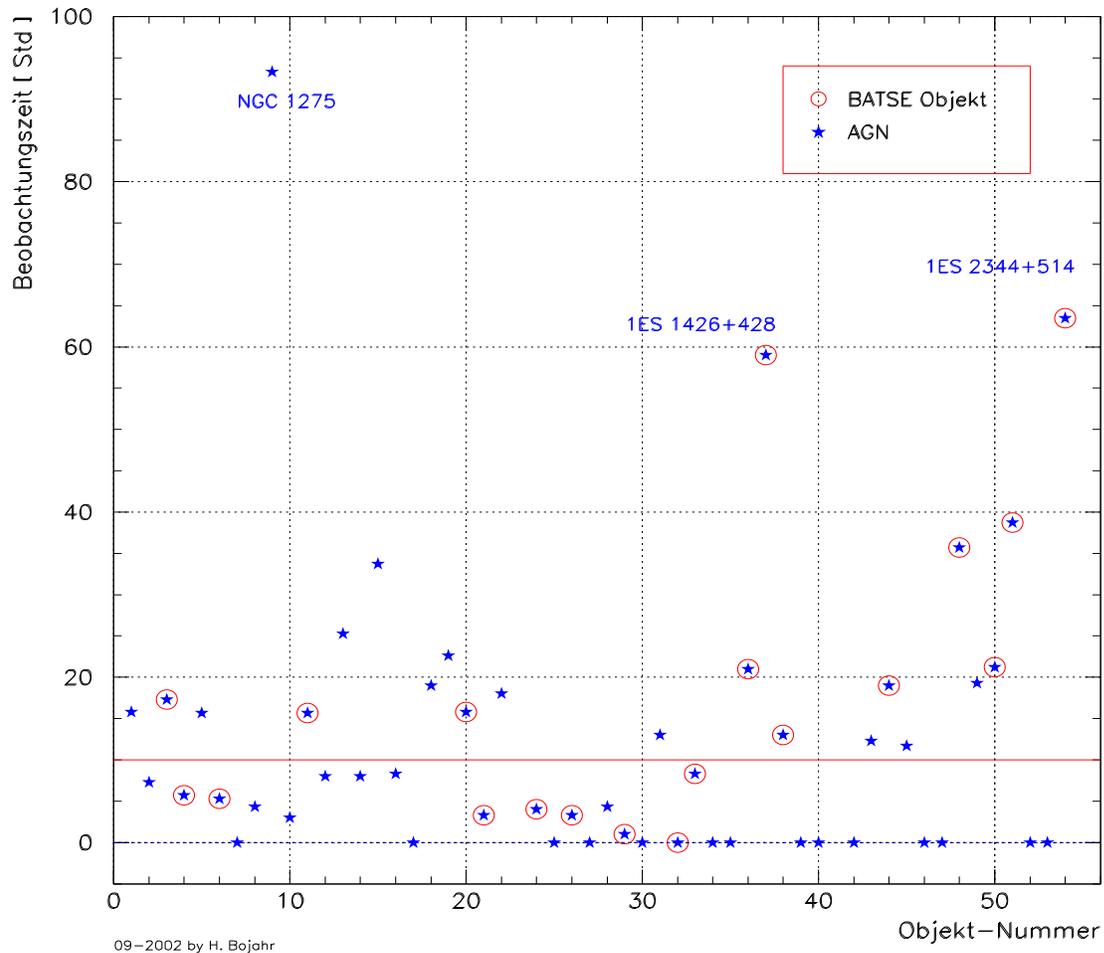


Abbildung 7.3: Die Gesamt-Beobachtungszeiten der einzelnen Objekte des AGN-Programms sind hier pro Objekt dargestellt. Den Objekten wurden zur Identifizierung Nummern zugeordnet (Tabelle 7.2), die in dem BATSE-Katalog vertretenen Objekte sind zusätzlich durch Kreise gekennzeichnet, die Objekte Mkn 421, Mkn 501 und Crab sind aufgrund der hohen Beobachtungszeiten nicht mit eingezeichnet. Die durchgezogene Linie markiert das angestrebte Minimum von 10 Beobachtungsstunden.

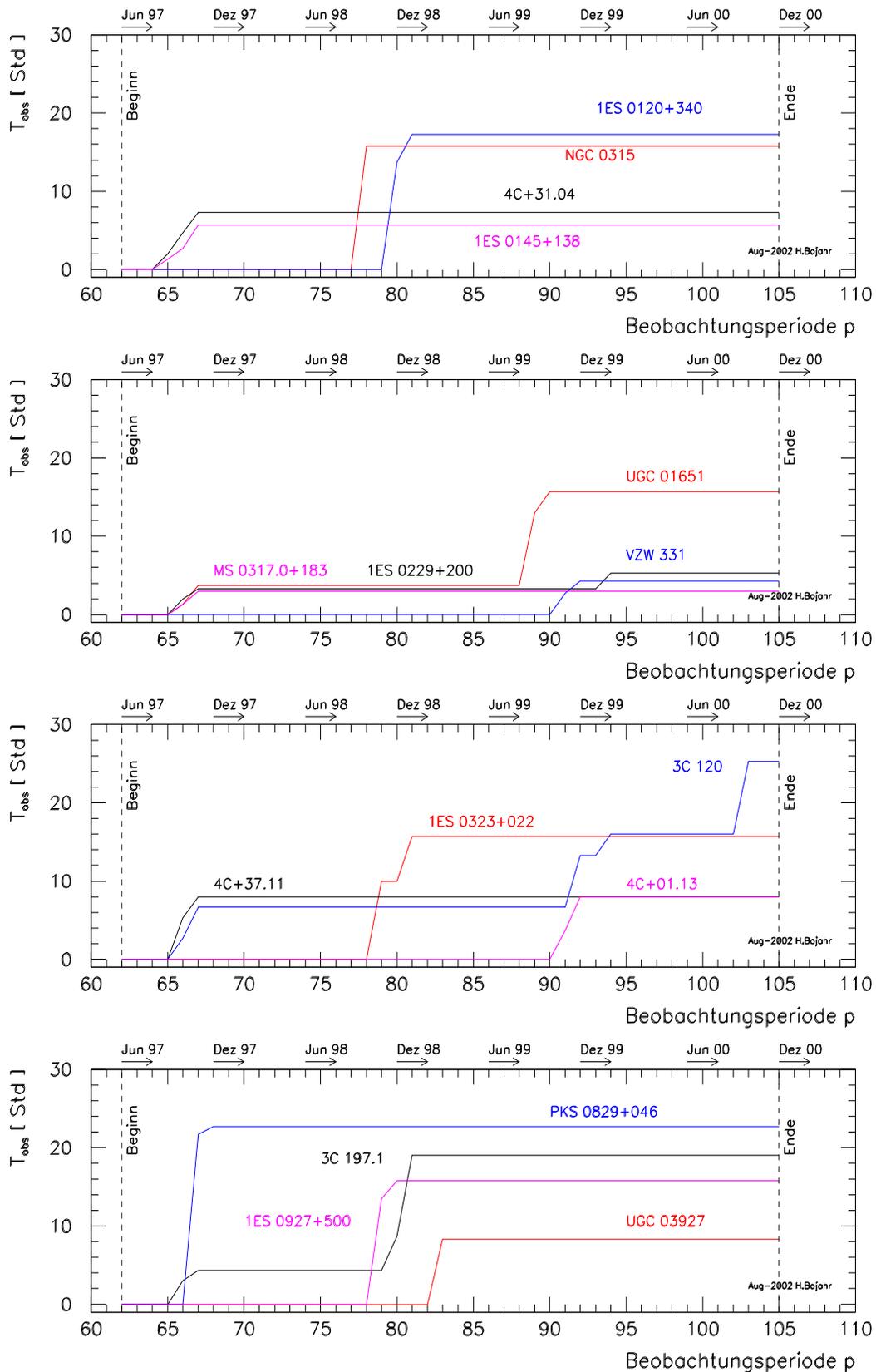


Abbildung 7.4: Die kumulativen Beobachtungszeiten der Objekte des AGN-Programms (a).

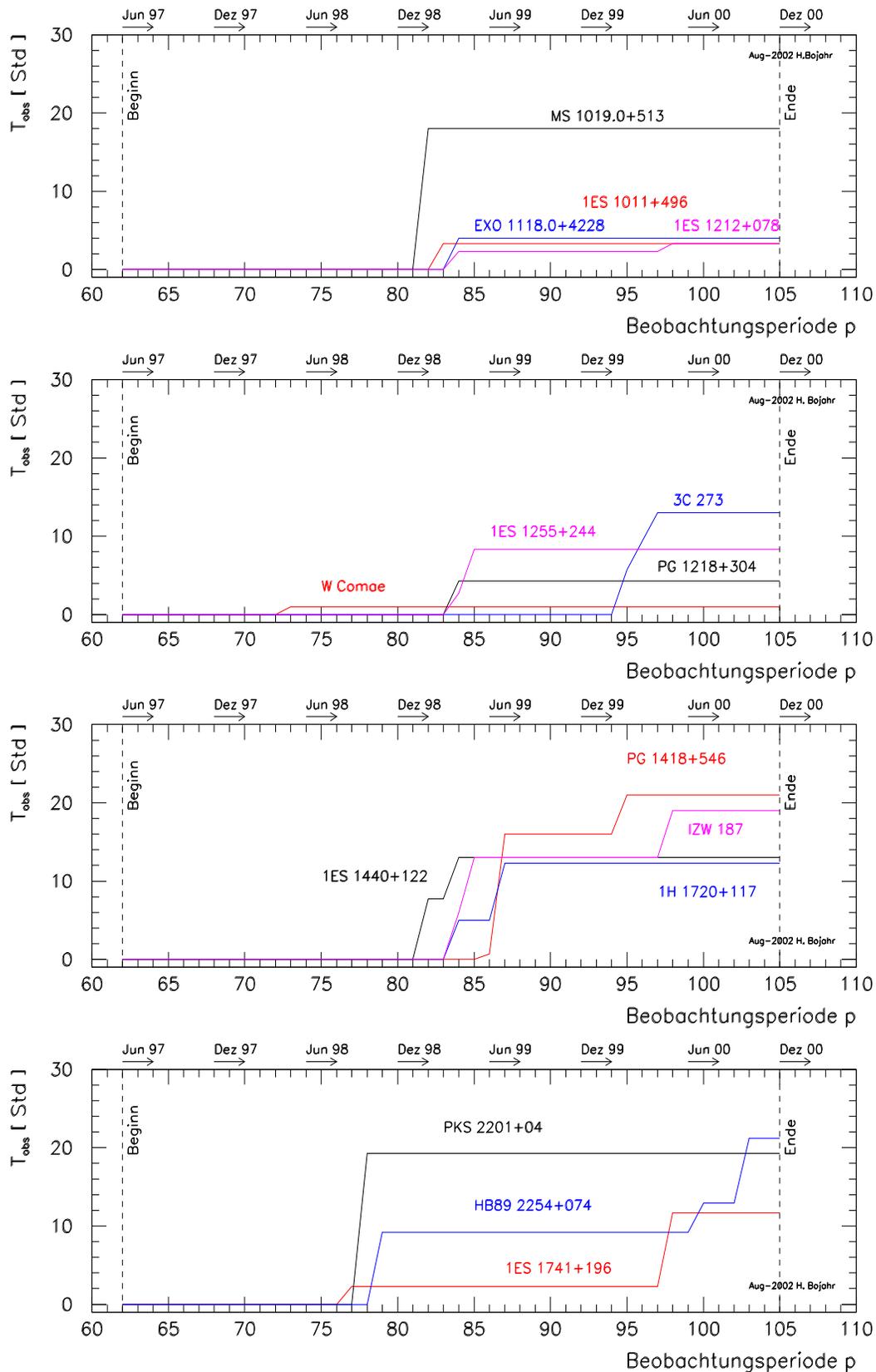


Abbildung 7.5: Die kumulativen Beobachtungszeiten der Objekte des AGN-Programms (b).

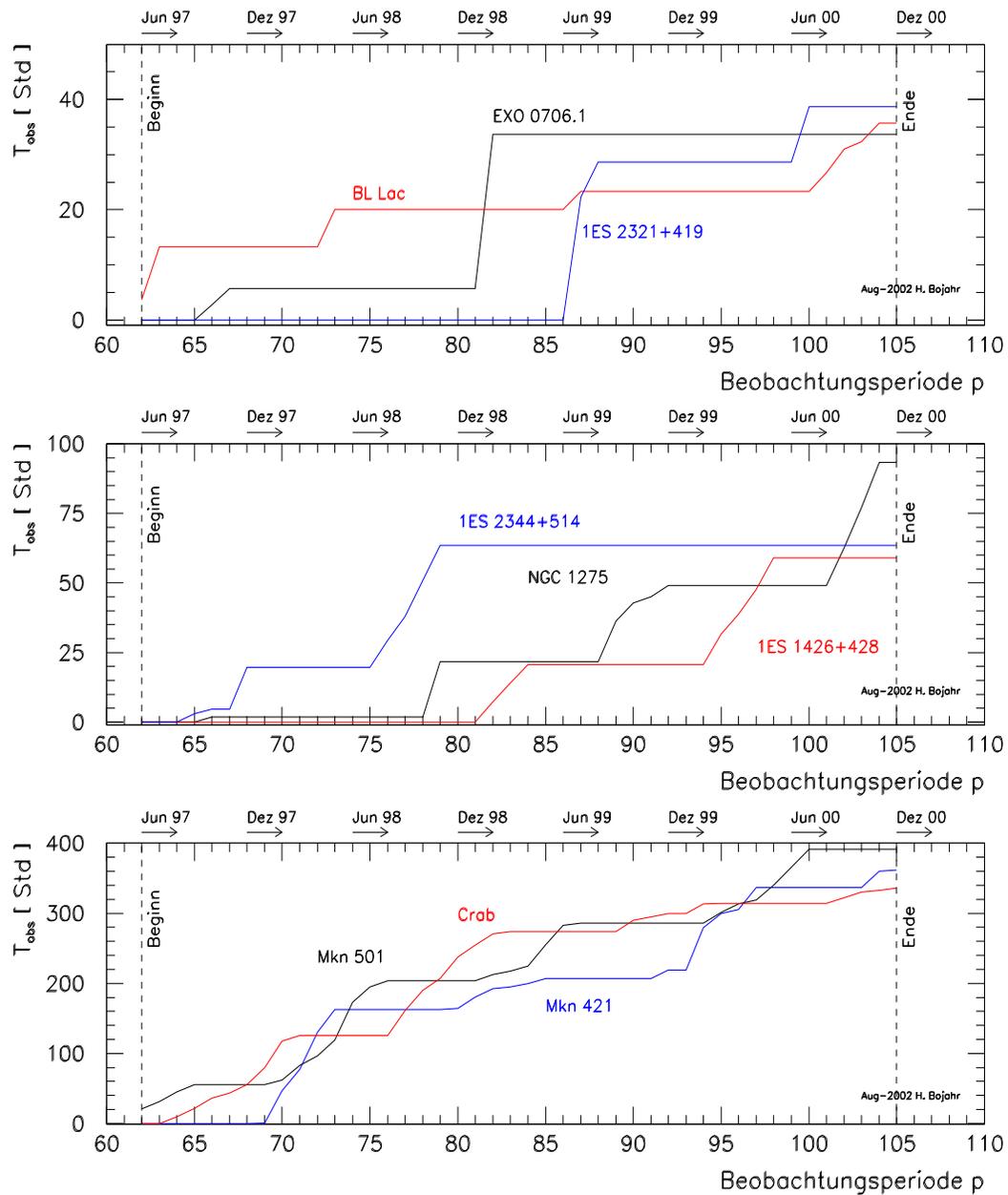


Abbildung 7.6: Die kumulativen Beobachtungszeiten der Objekte des AGN-Programms (c).

Kapitel 8

Auswertung der Daten der starken TeV- γ -Quellen

Die Funktionalität der WARGUS wird zunächst an den etablierten TeV- γ -Emittlern demonstriert. Zu diesen starken Quellen zählen hier als Eichquelle der TeV- γ -Astronomie der Krebs-Nebel *Crab*, sowie die beiden bekannten Blazare *Mkn 421* und *Mkn 501*.

In dem folgenden Abschnitt werden anhand der Daten-Analyse dieser bekannten Quellen die einzelnen Schritte vorgestellt, die zur entgeltigen Analyse-Prozedur der Daten des AGN-Programms führen. Ausserdem wird ein funktionaler Zusammenhang zur Beschreibung des Hintergrundes und zur Beschreibung der Signal-Region ermittelt, sowie der optimale Schnitt auf die Herkunftsrichtung der Primärteilchen (θ^2 -Schnitt) gefunden. Diese Untersuchungen sind zunächst an den Crab-Daten durchgeführt worden, die Analysen der Mkn 421- und Mkn 501-Daten dienen der Bestätigung.

Zur Analyse der Daten wurde der unter Kapitel 6.3.2 beschriebene Datenfilter und der unter Kapitel 6.2.4 gefundene optimale Schnitt-Satz der Bild-Parameter verwendet. Neben diesem *tight cut* wird als zweite Variante der *loose cut* benutzt, der als einzigen Bild-Parameter-Schnitt $MSWidth < 1.2$ verwendet und von $MSLength$ - und $MSConc$ -Schnitten absieht. Dieser *loose cut* wird aufgrund des in der höheren Statistik begründeten höheren Informationsgehaltes für die TeV- γ -Quellen-Suche in der AGN-Daten-Analyse verwendet. Im Folgenden wird der *tight cut* mit “ $MSWidth < 1.1$ ” gekennzeichnet, während der *loose cut* mit “ $MSWidth < 1.2$ ” korrekt bezeichnet wird. Tabelle 8.1 zeigt die hier angewendeten Schnitte.

Tabelle 8.1: Verwendete Bild-Parameter-Schnitt-Sätze für die Daten-Analyse

Bezeichnung	Bild-Parameter-Schnitt-Satz
tight cut: “ $MSWidth < 1.1$ ”	$MSWidth < 1.1$ $MSLength < 1.2$ $MSConc > 0.82$
loose cut: “ $MSWidth < 1.2$ ”	$MSWidth < 1.2$ kein $MSLength$ -Schnitt kein $MSConc$ -Schnitt

Zur Ermittlung der Signal-Güte wurde neben der Signifikanz-Bestimmung basierend auf der Methode des Maximum-Likelihood-Verhältnisses zur Berechnung von S_{LiMa} (Gleichung 6.21) auch die primitive Signifikanz-Berechnung für S_{prim} (Gleichung 6.20) herangezogen.

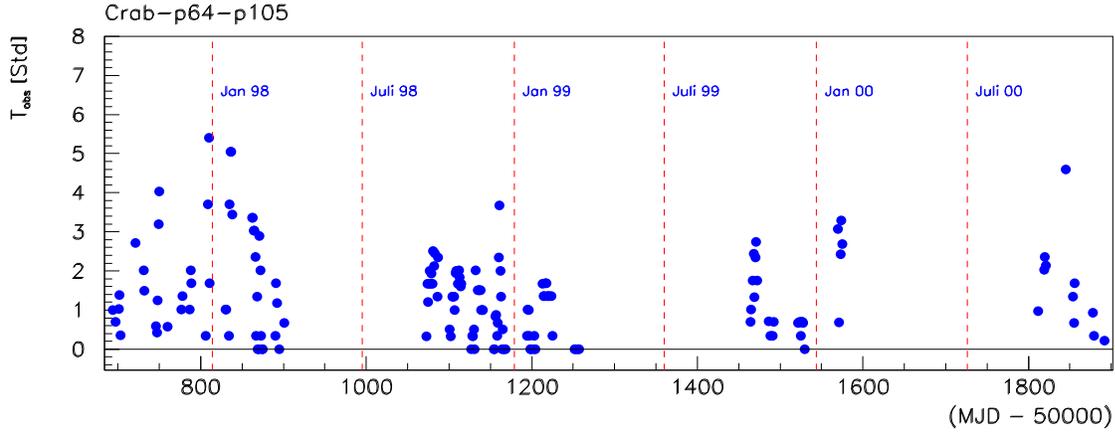


Abbildung 8.1: Verteilung der Beobachtungszeiten des Crab-Daten-Satzes.

Tabelle 8.2: Beobachtungszeiten des Crab-Daten-Satzes in der Zeit der AGN-Beobertungskampagne von Juni 1997 bis Dezember 2000.

Crab							
Mess-Periode	Zeitraum	Daten-Runs	Zenitwinkel ZA			T_{obs} [Std]	T_{eff} [Std]
			Min	Max	Mittel		
p64 - p71	03. Sep. 1997 - 30. März 1998	7663 - 9624	6.0	44.9	18.9	125.7	87.33
p77 - p83	17. Sep. 1998 - 21. März 1999	12092 - 14236	6.3	45.0	17.3	148.3	87.12
p90 - p94	13. Okt. 1999 - 02. Feb. 2000	16906 - 17788	6.2	31.1	14.1	40.3	32.95
p102 - p105	25. Sep. 2000 - 15. Dez. 2000	20457 - 21587	6.2	44.4	17.5	25.7	17.47
p64 - p105	03. Sep. 1997 - 15. Dez. 2000	7663 - 21587	6.0	45.0	17.6	340.0	224.87

Letztere erlaubt eine einfachere Vorstellung von der Qualität des Signals aus dem Verhältniss der Anzahl der Quell-Ereignisse N_{on} gegenüber den Untergründereignissen N_{off} und der aus ihrer Differenz resultierenden Anzahl an Überschuss-Ereignissen N_{excess} .

Die Signifikanz-Berechnung nach Li&Ma S_{LiMa} beinhaltet ein differentes Grössenverhältniss der Datensätze von beobachteter Quellen-Region zu Untergrund-Region, das durch den Parameter $\alpha_{LiMa} = \frac{\alpha_{ON}}{\alpha_{OFF}}$ beschrieben wird. Als beobachtete Untergrund-Region wurde für die folgenden Berechnungen $\theta^2 < 0.1 \text{ deg}^2$ verwendet. Für Schnitte auf die Herkunftsrichtung des Primärteilchens $\theta^2 < 0.1 \text{ deg}^2$ ist α_{LiMa} entsprechend < 1 , für alle Analyse-Schnitte $\theta^2 \geq 0.1 \text{ deg}^2$ ist $\alpha_{LiMa} = 1$. Die dazugehörige angegebene Anzahl der Untergründereignisse N_{off}^{LiMa} resultiert aus der Gesamt-Ereignissanzahl der beobachteten Untergrund-Region skaliert auf die kleinere Quellregion und ist daher nicht ganzzahlig.

8.1 Crab

Aufgrund des konstanten γ -Teilchen-Flusses des Krebs-Nebels sind die Crab-Daten zur Eichung des Teleskop-Systems und zur Überprüfung des Detektorstatus sehr wichtig und werden

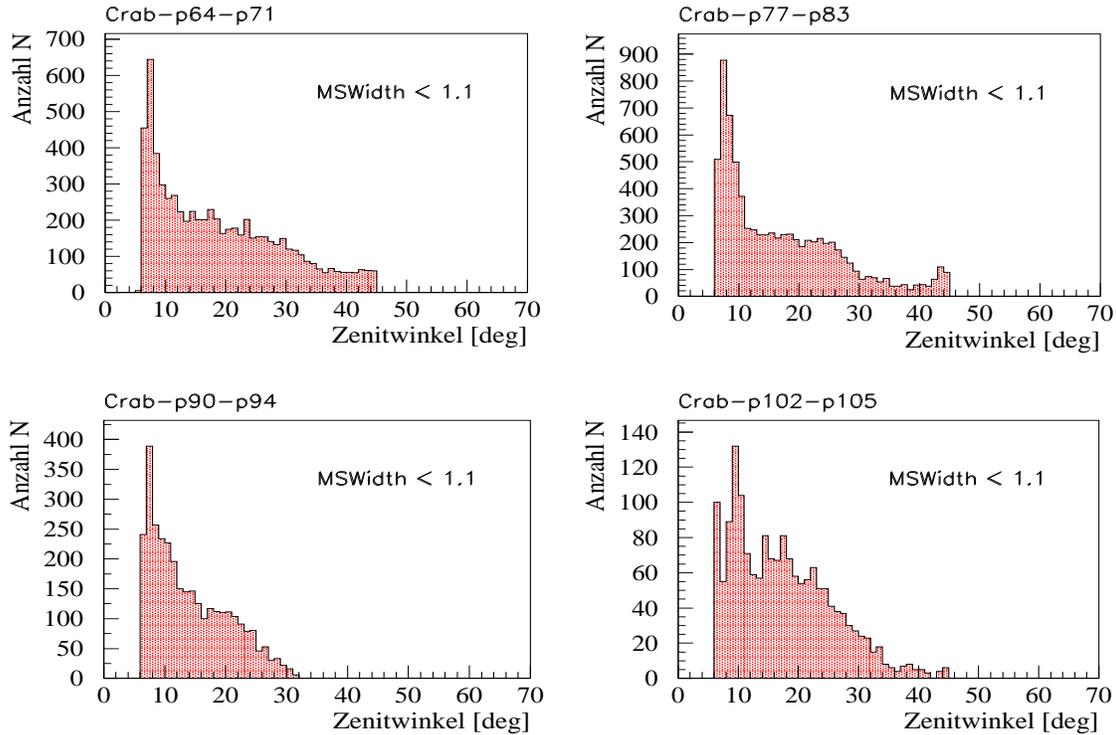


Abbildung 8.2: Die Zenitwinkel-Verteilungen des Crab-Daten-Satzes.

deshalb regelmässig aufgezeichnet und analysiert. Neben der Kontrollfunktion ist die Analyse der Crab-Daten für die vorliegende Arbeit essentiell, da die Analyse der AGN-Daten auf die Crab-Daten-Analyse gestützt und die Resultate der AGN-Teilchen-Flüsse im Verhältnis zu dem Teilchen-Fluss des Krebs-Nebels gesetzt werden. Die AGN-Teilchen-Flüsse werden dann in sogenannten Crab-Einheiten angegeben.

8.1.1 Daten-Satz

Während der 3 1/2 -jährigen Beobachtungs-Kampagne des AGN-Programms von Juni 1997 bis Dezember 2000 wurde der Krebs-Nebel begleitend beobachtet mit einer nominellen Quell-Position RA: $05^h 34^m 32.0^s$, DEC: $+22^\circ 00' 52''$. Dabei wurden vom 03. September 1997 bis 15. Dezember 2000 über 340 Stunden Beobachtungszeit akkumuliert. Diese resultierten nach allen Filtern in eine effektive Beobachtungszeit von $T_{eff} = 224.87$ Std in einem Zenitwinkelbereich von $6.0^\circ < ZA < 45.0^\circ$. Die zur Analyse verwendeten Daten-Runs sind in Tabelle F.3 im Anhang Kapitel F einzusehen.

Wegen der ausschliesslichen Verwendung der im Wobble-Modus aufgezeichneten Daten, liegt ein gleichgrosser ON- wie OFF-Daten-Satz mit deckungsgleicher Zenitwinkelverteilung vor. Da der Crab von dem Detektor-Standort La Palma aus nur zwischen August/September bis April innerhalb eines Zenitwinkelbereichs unterhalb 45° beobachtbar ist, gliedert sich die Gesamt-Beobachtungszeit des Crab in vier Beobachtungs-Daten-Sätze. Diese sind in Tabelle 8.2 detailliert aufgeführt.

Abbildung 8.1 zeigt die Verteilung der Crab-Beobachtungszeiten über den gesamten AGN-Beobachtungszeitraum von Juni 1997 bis einschliesslich Dezember 2000. Dabei wurde die in

Tabelle 8.3: Analyse-Resultate der Crab-Daten (binweise).

Crab (binweise)							
primitive Signifikanz							
Mess- Periode	Parameter- Schnittsatz	θ^2 -Schnitt [deg ²]	N_{on}	N_{off}	N_{excess}	α_{LiMa}	S_{prim} [σ]
p64-p71	MSWidth < 1.1	0.050	2520.0	463.0	2057.0	1.0	37.662
p77-p83	MSWidth < 1.1	0.055	3131.0	553.0	2578.0	1.0	42.474
p90-p94	MSWidth < 1.1	0.040	1159.0	159.0	1000.0	1.0	27.545
p102-p105	MSWidth < 1.1	0.065	780.0	146.0	634.0	1.0	20.835
p64-p105	MSWidth < 1.1	0.050	7507.0	1304.0	6203.0	1.0	66.083
Li&Ma-Signifikanz							
Mess- Periode	Parameter- Schnittsatz	θ^2 -Schnitt [deg ²]	N_{on}	N_{off}	N_{excess}	α_{LiMa}	S_{LiMa} [σ]
p64-p71	MSWidth < 1.1	0.015	1479.0	136.2	1318.0	0.15	55.747
p77-p83	MSWidth < 1.1	0.015	1836.0	150.6	1678.0	0.15	63.799
p90-p94	MSWidth < 1.1	0.020	877.0	85.4	793.0	0.20	40.611
p102-p105	MSWidth < 1.1	0.020	477.0	44.2	434.0	0.20	30.305
p64-p105	MSWidth < 1.1	0.015	4476.0	384.0	4074.0	0.15	98.611

der Astronomie und Astrophysik übliche Zeitabgabe des *Mittleren Julianischen Tages* (Mean-Julian-Day (= MJD)) verwendet.

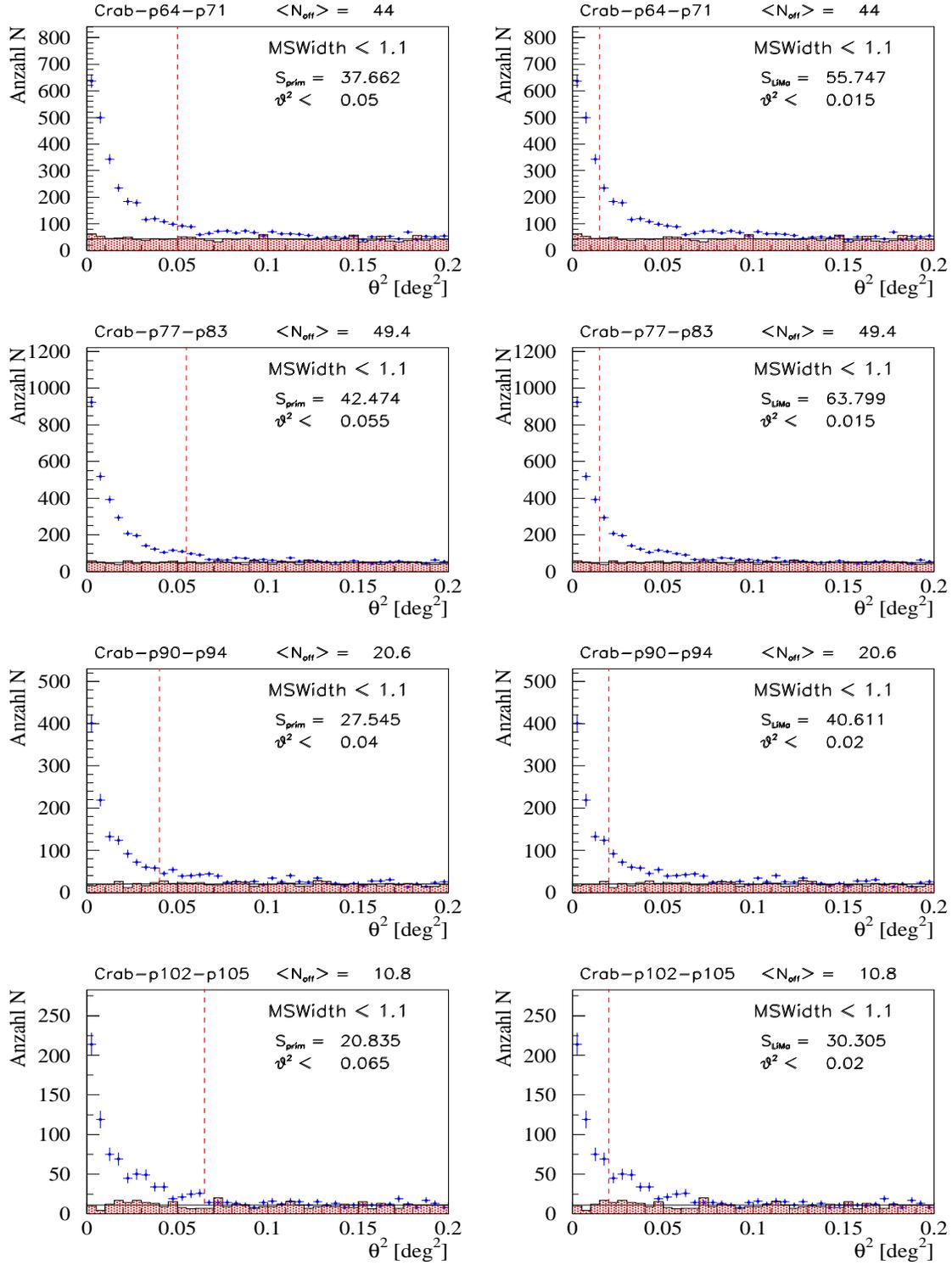


Abbildung 8.3: Die Signalverteilungen der einzelnen Beobachtungsperioden des Crab-Daten-Satzes. Angegeben sind sowohl links die primitiven Signifikanzen S_{prim} als auch rechts die Li&Ma-Signifikanzen S_{LiMa} des Signals unter Verwendung des *tight cut* $\text{MSWidth} < 1.1$ und des besten θ^2 -Schnitts. Die Berechnungen erfolgten binweise.

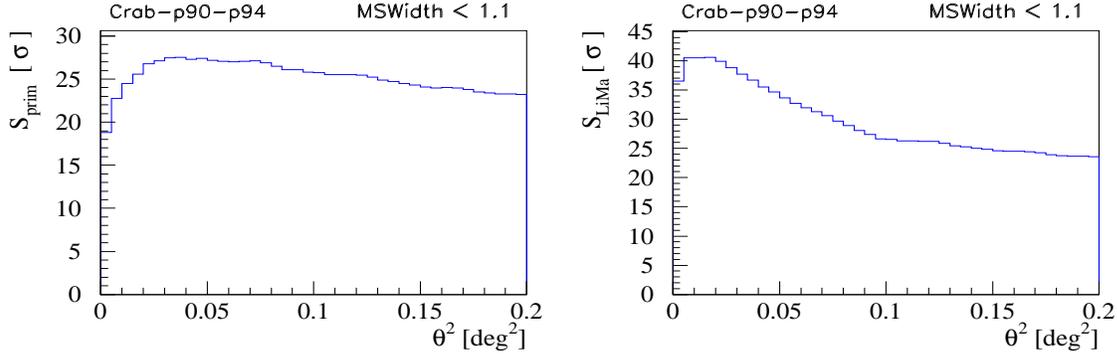


Abbildung 8.4: Die Signifikanzverteilung für S_{prim} und S_{LiMa} unter Verwendung des *tight cut* $MSWidth < 1.1$ am Beispiel der Periode p90-p94. Die Berechnungen erfolgten binweise.

8.1.2 Resultate der binweisen Analyse

Die Analyse der Crab-Daten wurde zunächst an jedem Daten-Satz der einzelnen vier Beobachtungsperioden durchgeführt und anschliessend eine Betrachtung der gesamten 3 1/2-jährigen Beobachtungsphase vorgenommen.

Dabei wurde nach allen Filtern als Parameter-Schnitt der *tight cut* $MSWidth < 1.1$ angewendet. Die Li&Ma-Signifikanzen S_{LiMa} und die primitiven Signifikanzen S_{prim} des Signals wurden zunächst auf bin-per-bin-Basis berechnet und für den Schnitt auf die Herkunftsrichtung des schauerauslösenden Primärteilchens der *beste* θ^2 -Schnitt gewählt. Dieser definiert sich als der Schnitt, der in eine maximale Signifikanz resultiert.

Abbildung 8.3 zeigt die Signalverteilungen der einzelnen Beobachtungsperioden. Die dazugehörige Signifikanzverteilung für S_{prim} und S_{LiMa} in Abhängigkeit von dem θ^2 -Schnitt zeigt Abbildung 8.4 am Beispiel der Periode p90-p94. Die Verteilungen der Zenitwinkel sind in Abbildung 8.2 dargestellt. Die entsprechenden Resultate für alle Zeitperioden sind in Tabelle 8.3 aufgeführt.

Insgesamt ist die S_{LiMa} -Verteilung gegenüber der S_{prim} -Verteilung in den Werten höher und fällt steiler ab, was sich durch die der Berechnung von S_{LiMa} zugrundegelegte grössere Untergrundregion erklärt. Dies resultiert in einer deutlicheren Ausbildung des Maximums und in kleineren θ^2 -Schnitten für die Signifikanzberechnung via Li&Ma. Da dadurch die Signalregion enger begrenzt wird, ist die Anzahl der Ereignisse N_{on} , N_{off} , N_{excess} ebenfalls deutlich geringer. Bei Vergleichen von Analyse-Resultaten muss daher auf identische Schnitte der Bild-Parameter und der Herkunftsrichtung geachtet werden.

8.1.3 Resultate der Analyse mit statistisch gemitteltem Untergrund

Die Methode der binweisen Signifikanzbestimmung birgt bei der Bestimmung der Signale-Güte schwacher TeV-Quellen das Risiko hohe Fehler durch statistische Schwankungen in den einzelnen Bins zu erhalten. Die Erhöhung der Statistik durch Vergrößerung des Daten-Satzes ist aufgrund der begrenzten zur Verfügung stehenden Teleskop-Beobachtungszeit nicht immer möglich. Unter der Annahme eines flachen Hintergrundes kann die statistische Schwankung aber für den Untergrund durch Mittelung desselben minimiert werden.

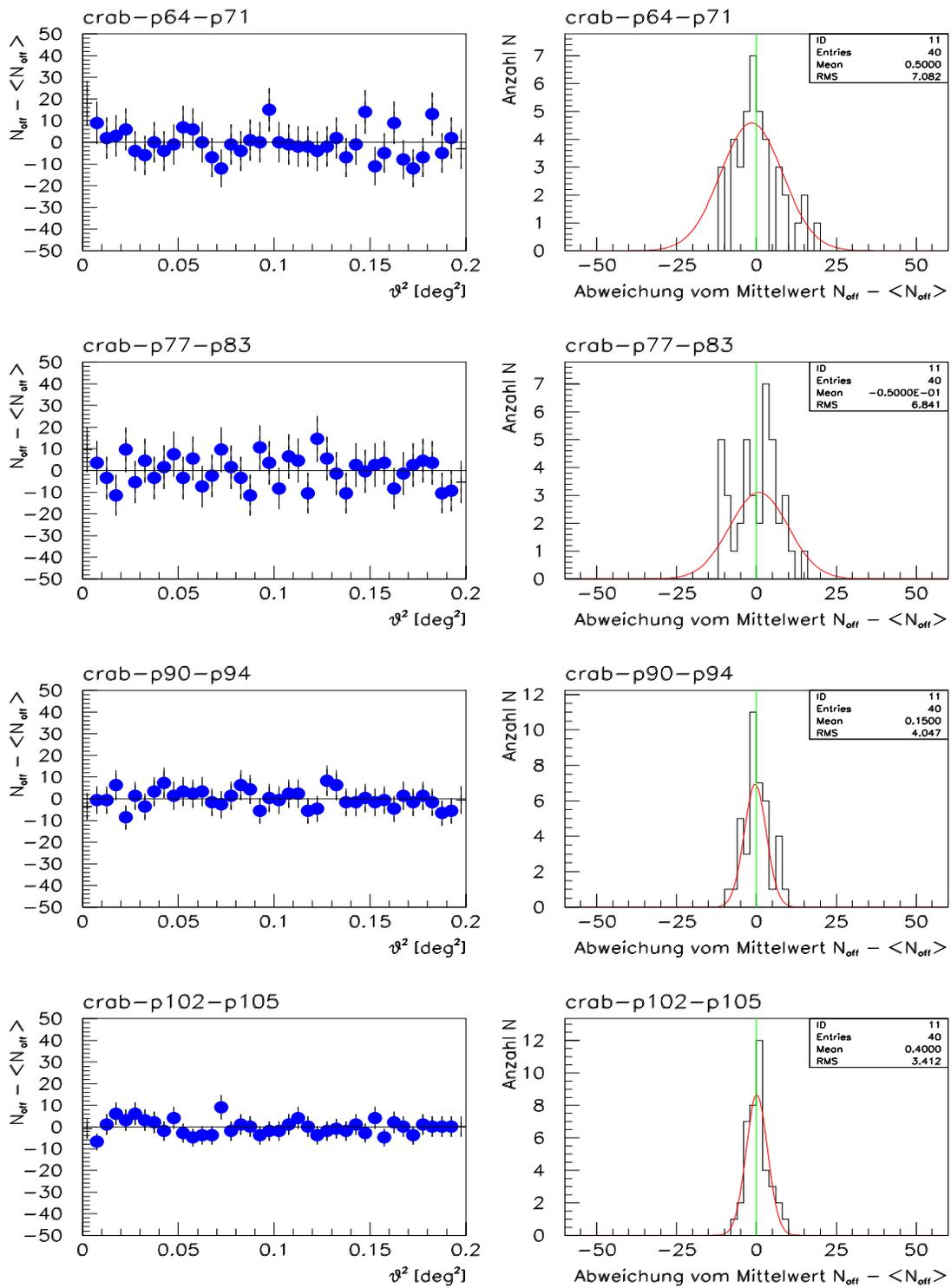


Abbildung 8.5: **Untergrund-Analyse** anhand der 4 einzelnen Beobachtungsperioden des gesamten Crab-Daten-Satzes: p64-p71, p77-p83, p90-p94, p102-p105.

Untergrund-Verhalten

Die gemessenen Untergrund-Daten (OFF-Source-Daten) beinhalten in der Regel kein Signal¹. Die Verteilungen der Herkunftsrichtung (θ^2 -Verteilung) der Untergrund-Ereignisse sollten deshalb über den gesamten Bereich auch nahe der nominellen Quell-Position (für sehr kleine θ^2) flach sein und keinen Excess aufweisen.

$\langle N_{off} \rangle$ gibt den Mittelwert aller Untergrundereignisse an, die aus der Herkunftsrichtung des gesamten hier betrachteten Bereichs mit $\theta^2 \leq 0.2 \text{ deg}^2$ stammen.

Die Streuung der Untergrundereignisse der einzelnen θ^2 -Bins um ihrem Mittelwert $\langle N_{off} \rangle$ ist ein Mass für die Gleichverteilung des Untergrundes. Abbildung 8.5 zeigt die Streuung der Untergrundereignisse für die einzelnen Perioden des Crab-Daten-Satzes. Die Gaussverteilungen bestätigen mit dem Schwerpunkt der Verteilung um Null und einer Varianz-Breite in der Grössenordnung von 10 Ereignissen die Annahme eines flachen Untergrundes.

Weitere Untergrundstudien anhand der Mkn 421- und Mkn 501-Datensätze sowie anhand der Gesamt-Datensätze der starken TeV-Quellen sind im Anhang in Abbildungen C.2, C.3 und C.1 zu sehen.

Bisher wurde der Untergrund durch die Summe der Einträge in den Einzelintervallen bis zum geforderten θ^2 -Schnitt bestimmt:

$$N_{off} = \sum_{i=0}^t N_{off}^i \quad \text{mit } t = \text{letzter Bin des } \theta^2 - \text{Schnittes} \quad (8.1)$$

Durch die Bestätigung eines flachen Untergrundes kann nun in den folgenden Analysen der Mittelwert aller Untergrund-Ereignisse in dem betrachteten θ^2 -Bereich $\theta^2 \leq 0.2 \text{ deg}^2$ verwendet werden:

$$\langle N_{off} \rangle = \frac{1}{m} \sum_{i=0}^m N_{off}^i \quad \text{mit } m = \text{letzter Bin des gesamten } \theta^2 - \text{Bereiches} \quad (8.2)$$

Dadurch werden Einflüsse statistischer Schwankungen der Einzelbineinträge verhindert. Das ist besonders bei der Analyse der AGN-Daten von Vorteil, die überwiegend eine sehr geringe Ereignis-Statistik aufweisen.

Ergebnisse der Analyse

Unter der Annahme eines flachen Untergrundes wurde die Analyse nochmals durchgeführt. Dazu wurde der Untergrund über die gesamte untersuchte Beobachtungsregion $\theta^2 < 0.2$ gemittelt und die Anzahl der Untergrundereignisse $\langle N_{off} \rangle$ anteilig für die resultierende, durch den θ^2 -Schnitt begrenzte Signalregion berechnet. Die Ergebnisse dieser Analyse sind mit *meanoff* gekennzeichnet und in Tabelle 8.4 aufgeführt. Abbildung 8.7 zeigt die Signalverteilungen.

Die Resultate der Daten des Krebsnebels verändern sich aufgrund seines starken γ -Flusses durch die Annahme eines gleichmässigen, flachen Untergrundes nur unwesentlich. Die Unterdrückung statistischer Schwankungen der Einzelbineinträge wirkt sich auf die Signifikanzverteilung aus, deren Verlauf gleichmässiger wird, wie Abbildung 8.6 zeigt. Allerdings ist hier durch den nahezu konstanten γ -Fluss eine Glättung der Verteilung marginal, für variable Quellen wie Mkn 421 und Mkn 501 zeigt die Mittelung des Untergrundes einen stärkeren

¹Im Fall von TeV J2032+4131 wurde diese neue TeV-Quelle in dem grossen Untergrundbereich während einer Beobachtung auf ein anderes Objekt detektiert (siehe Kapitel 1.3.4).

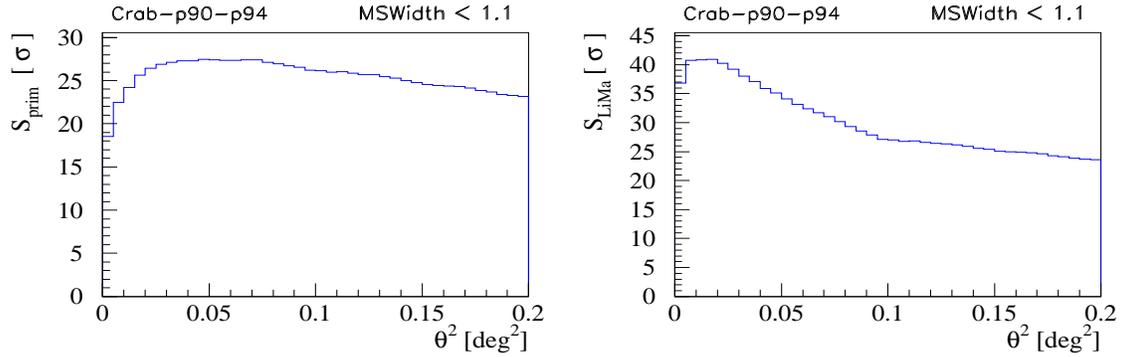


Abbildung 8.6: Die Signifikanzverteilung für S_{prim} und S_{LiMa} unter Verwendung des *tight cut* $MSWidth < 1.1$ am Beispiel der Periode p90-p94. Die Berechnung erfolgte unter der Annahme eines flachen Untergrundes (meanoff).

Effekt: wie Abbildung 8.8 am Beispiel der Periode p104-p105 der Mkn 421-Beobachtungen verdeutlicht und Abbildung 8.9 dies am Beispiel der Periode p70-p76 für den Mkn 501 zeigt. Die Bestimmung des Maximums von S_{prim} und S_{LiMa} zur Ermittlung des optimalen θ^2 -Schnitts wird somit zuverlässiger. Gerade schwache TeV-Quellen profitieren aufgrund der niedrigen Ereigniss-Statistik von dieser Methode.

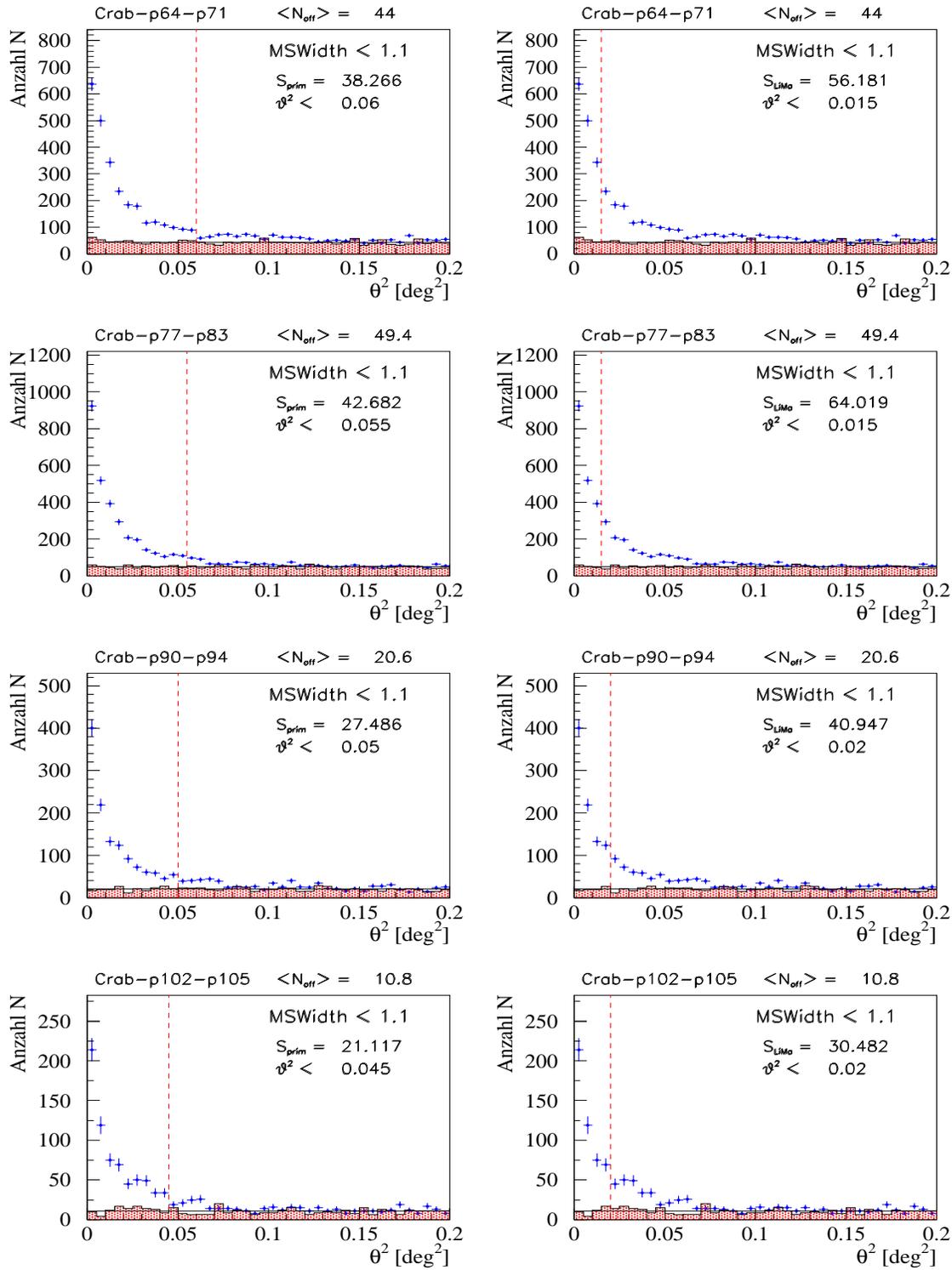


Abbildung 8.7: Die Signalverteilungen der einzelnen Beobachtungsperioden des Crab-Daten-Satzes. Angegeben sind sowohl (*links*) die primitiven Signifikanzen S_{prim} , als auch (*rechts*) die Li&Ma-Signifikanzen S_{LiMa} des Signals unter Verwendung des *thight cut* MSWidth < 1.1 und des besten θ^2 -Schnittes. Die Berechnungen erfolgten mit statistisch gemitteltem Untergrund (meanoff).

Tabelle 8.4: Analyse-Resultate der Crab-Daten (meanoff).

Crab							
primitive Signifikanz							
Mess-Periode	Parameter-Schnittsatz	θ^2 -Schnitt [deg^2]	N_{on}	$\langle N_{off} \rangle$	N_{excess}	α_{LiMa}	S_{prim} [σ]
p64-p71	MSWidth < 1.1	0.060	2702.0	527.4	2174.6	1.0	38.266
p77-p83	MSWidth < 1.1	0.055	3131.0	543.7	2587.3	1.0	42.682
p90-p94	MSWidth < 1.1	0.050	1258.0	206.2	1051.8	1.0	27.486
p102-p105	MSWidth < 1.1	0.045	689.0	97.0	592.0	1.0	21.117
p64-p105	MSWidth < 1.1	0.055	7769.0	1372.5	6396.5	1.0	66.901
Li&Ma-Signifikanz							
Mess-Periode	Parameter-Schnittsatz	θ^2 -Schnitt [deg^2]	N_{on}	$\langle N_{off} \rangle$	N_{excess}	α_{LiMa}	S_{LiMa} [σ]
p64-p71	MSWidth < 1.1	0.015	1479.0	131.9	1347.1	0.15	56.181
p77-p83	MSWidth < 1.1	0.015	1836.0	148.3	1687.7	0.15	64.019
p90-p94	MSWidth < 1.1	0.020	877.0	82.5	794.5	0.20	40.947
p102-p105	MSWidth < 1.1	0.020	477.0	43.1	433.9	0.20	30.482
p64-p105	MSWidth < 1.1	0.020	5198.0	499.1	4698.9	0.20	99.204

8.2 Mkn 421

Der Markarian 421 wurde als erster bestätigter TeV-Blazar von Anfang an mit den bereits in Betrieb genommenen Cherenkov-Teleskopen des HEGRA-Experiments observiert. Die Beobachtungen während der AGN-Beobachtungs-Kampagne konnte bereits mit einem System aus 4 CTs später 5 CTs vorgenommen werden, dabei wurden vom 22. Januar 1997 bis zum 28. Dezember 2000 in einem Zenitwinkelbereich von $8.9^\circ < ZA < 44.98^\circ$ 361.7 Stunden Beobachtungszeit auf die nominelle Quellposition des Mkn 421 RA: $11^h 04^m 27.3^s$, DEC: $+38^\circ 12' 32''$ verbracht. Der Mkn 421 kann vom ORM auf La Palma aus von November bis Juni unterhalb von $ZA = 45^\circ$ beobachtet werden. Die Gesamt-Beobachtungszeit gliedert sich somit in 4 Perioden, die in Tabelle 8.5 detailliert aufgeführt sind. Abbildung 8.10 zeigt die Verteilung der täglichen Beobachtungszeiten. Die zur Analyse verwendeten Daten-Runs sind in Tabelle F.4 im Anhang aufgeführt.

Abbildung 8.13 zeigt die Flüsse des Mkn 421 in den verschiedenen Beobachtungsperioden. Der Mkn 421 zeigte verglichen mit dem Mkn 501 eher schwache Ausbrüche, der Fluss in der zweiten Beobachtungsperiode p80 - p85 hielt stetig ein sehr niedriges Niveau, bevor er sein Vorjahresniveau von 1997 wieder erreichte.

Insgesamt bestätigen die Ergebnisse der WARGUS-Analyse des Mkn 421 die Resultate der HEGRA-Standard-Analyse, die in zahlreichen Publikationen zu finden sind und in Kapitel 1.3.6 dargelegt wurden.

Die Ergebnisse der WARGUS-Analyse unter Verwendung des *tight cuts* und des gemittelten Untergrundes (meanoff) sind in Tabelle 8.6 zusammengefasst, in Abbildung 8.12 sind die dazugehörigen Signalverteilungen dargestellt, Abbildung 8.11 zeigt die Zenitwinkelverteilung des Mkn 421-Daten-Satzes.

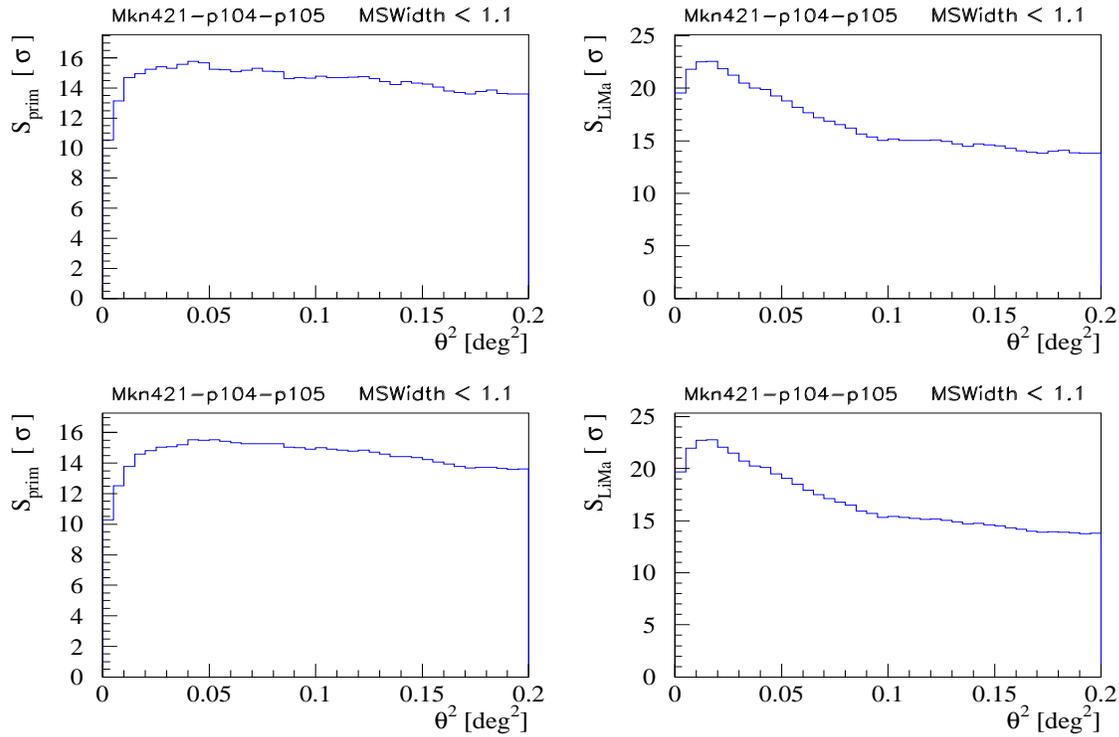


Abbildung 8.8: Die Signifikanzverteilung für S_{prim} und S_{LiMa} der Mkn 421-Daten unter Verwendung des *tight cut* $MSWidth < 1.1$ am Beispiel der Periode p104-p105. Die Berechnungen (*oben*) erfolgten binweise, die (*unten*) unter der Annahme eines flachen Untergrundes (meanoff).

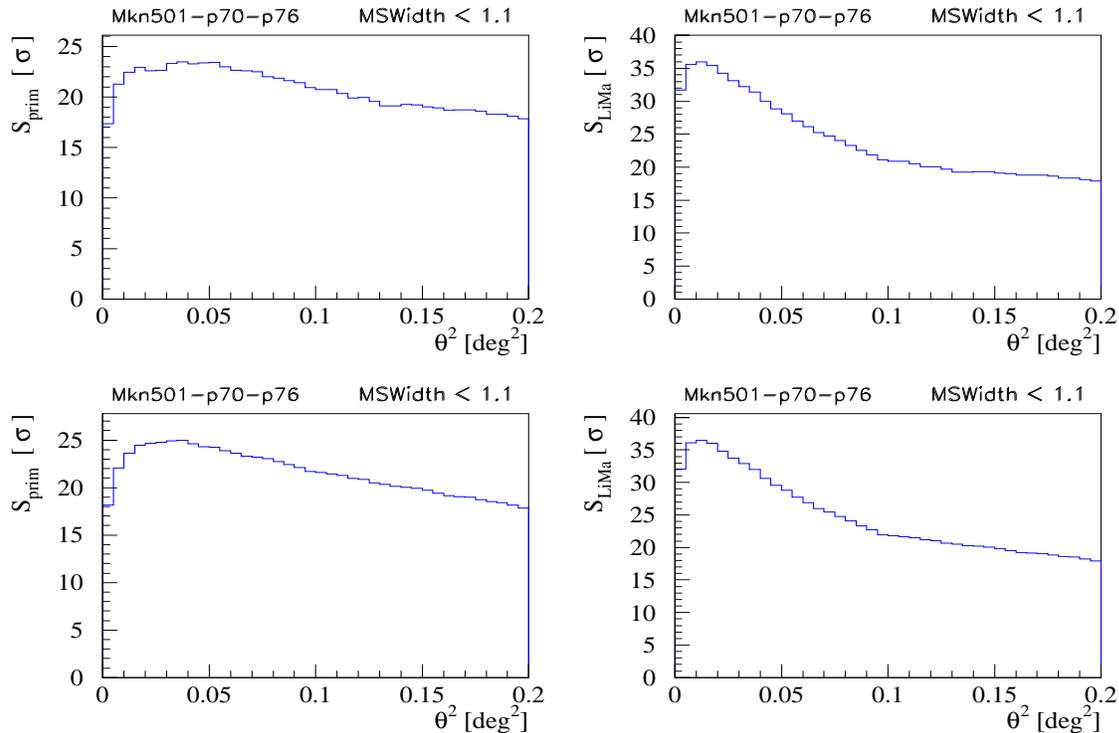


Abbildung 8.9: Die Signifikanzverteilung für S_{prim} und S_{LiMa} der Mkn 501-Daten unter Verwendung des *tight cut* $MSWidth < 1.1$ am Beispiel der Periode p70-p76. Die Berechnungen (*oben*) erfolgten binweise, die (*unten*) unter der Annahme eines flachen Untergrundes (meanoff).

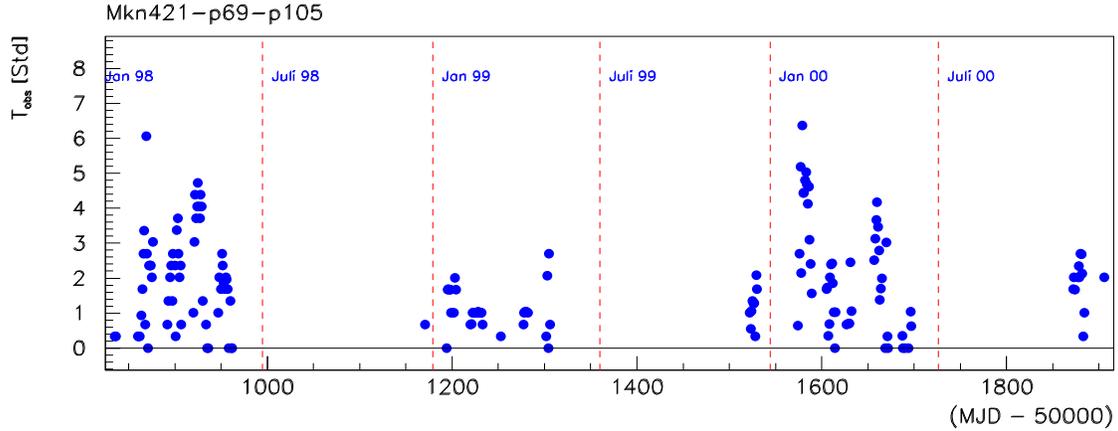


Abbildung 8.10: Verteilung der Beobachtungszeiten des Mkn 421-Daten-Satzes.

Tabelle 8.5: Beobachtungszeiten des Mkn 421-Daten-Satzes in der Zeit der AGN-Beobachtungskampagne von Juni 1997 bis Dezember 2000.

Mkn 421							
Mess- Periode	Zeitraum	Daten-Runs	Zenitwinkel ZA			T_{obs} [h]	T_{eff} [h]
			Min	Max	Mittel		
p62 - p73	22. Jan 1997 - 29. May 1998	9010 - 10280	8.95	44.98	19.84	163.0	119.49
p80 - p85	24. Dez 1998 - 08. Mai 1999	13383 - 14705	8.9	40.0	15.98	44.0	35.15
p92 - p98	10. Dez 1999 - 02. Juni 2000	17490 - 19165	8.9	44.9	18.04	130.0	125.72
p104 - p105	24. Nov. 2000 - 28. Dez. 2000	21328 - 21650	9.7	44.9	27.23	24.7	22.65
p62 - p105	22. Jan 1997 - 28. Dez. 2000	9010 - 21650	8.95	44.98	19.20	361.7	303.01

8.3 Mkn 501

Der Markarian 501 hatte 1997 einen enorm hohen Ausbruch in TeV-Bereich und wird seitdem verstärkt in allen Wellenlängenbereichen observiert. Die Beobachtungen während der AGN-Beobachtungs-Kampagne wurde mit einem System aus 4 später 5 CTs vorgenommen. Vom 24. Juni 1997 bis zum 24. September 2000 wurden 391.7 Stunden Beobachtungszeit in einem Zenitwinkelbereich von $10.5^\circ < ZA < 44.9^\circ$ auf die nominelle Quellposition des Mkn 501 RA: $16^h 53^m 52.2^s$, DEC: $+39^\circ 45' 37''$ verbracht. Der Mkn 501 ist vom Beobachtungsstandort auf La Palma aus von Februar bis Oktober unterhalb von $ZA = 45^\circ$ beobachtbar. Die Gesamtbeobachtungszeit gliedert sich in 4 Perioden, die in Tabelle 8.7 detailliert aufgeführt sind. Abbildung 8.14 zeigt die Verteilung der täglichen Beobachtungszeiten.

Die unter Verwendung der WARGUS-Analyseschritte, des *tight cuts* und des gemittelten Untergrundes (meanoff) ermittelten Ergebnisse für den Mkn 501-Daten-Satz sind in Tabelle 8.8 aufgeführt. Abbildung 8.16 zeigt die dazugehörigen Signalverteilungen, Abbildung 8.15 die Zenitwinkelverteilung des Daten-Satzes. Tabelle F.5 im Anhang gibt die zur Analyse verwendeten Daten-Runs an.

Abbildung 8.17 zeigt die Flüsse des Mkn 501 in den verschiedenen Beobachtungsperioden.

Tabelle 8.6: Analyse-Resultate der Mkn 421-Daten (meanoff).

Mkn 421							
primitive Signifikanz							
Mess-Periode	Parameter-Schnittsatz	θ^2 -Schnitt [deg^2]	N_{on}	$\langle N_{off} \rangle$	N_{excess}	α_{LiMa}	S_{prim} [σ]
p69-p73	MSWidth < 1.1	0.045	1598.0	448.9	1149.1	1.0	25.399
p80-p85	MSWidth < 1.1	0.015	124.0	52.4	71.6	1.0	5.395
p92-p98	MSWidth < 1.1	0.040	2890.0	509.8	2380.2	1.0	40.821
p104-p105	MSWidth < 1.1	0.055	475.0	101.8	373.2	1.0	15.542
p69-p105	MSWidth < 1.1	0.045	5290.0	1262.7	4027.3	1.0	49.751
Li&Ma-Signifikanz							
Mess-Periode	Parameter-Schnittsatz	θ^2 -Schnitt [deg^2]	N_{on}	$\langle N_{off} \rangle$	N_{excess}	α_{LiMa}	S_{LiMa} [σ]
p69-p73	MSWidth < 1.1	0.020	1030.0	199.5	830.5	0.20	35.278
p80-p85	MSWidth < 1.1	0.015	124.0	52.4	71.6	0.15	7.646
p92-p98	MSWidth < 1.1	0.020	2126.0	254.9	1871.1	0.20	59.872
p104-p105	MSWidth < 1.1	0.020	308.0	37.0	271.0	0.20	22.776
p69-p105	MSWidth < 1.1	0.020	3605.0	561.2	3043.8	0.20	71.792

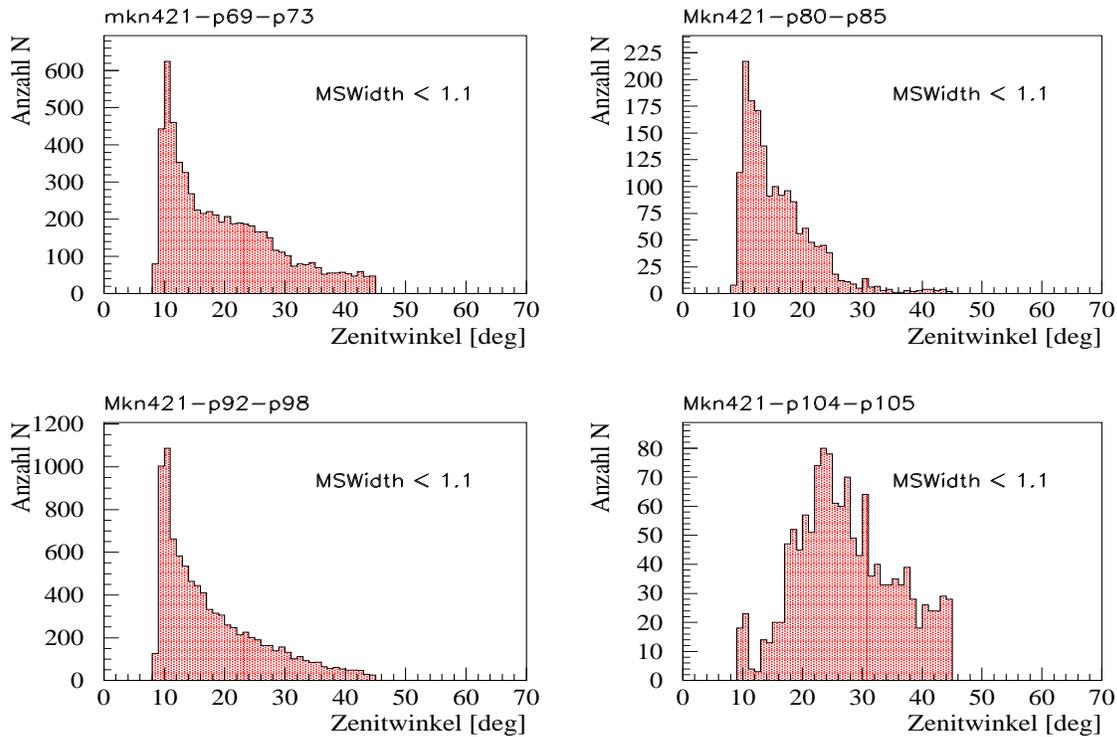


Abbildung 8.11: Die Zenitwinkel-Verteilungen des Mkn 421-Daten-Satzes.

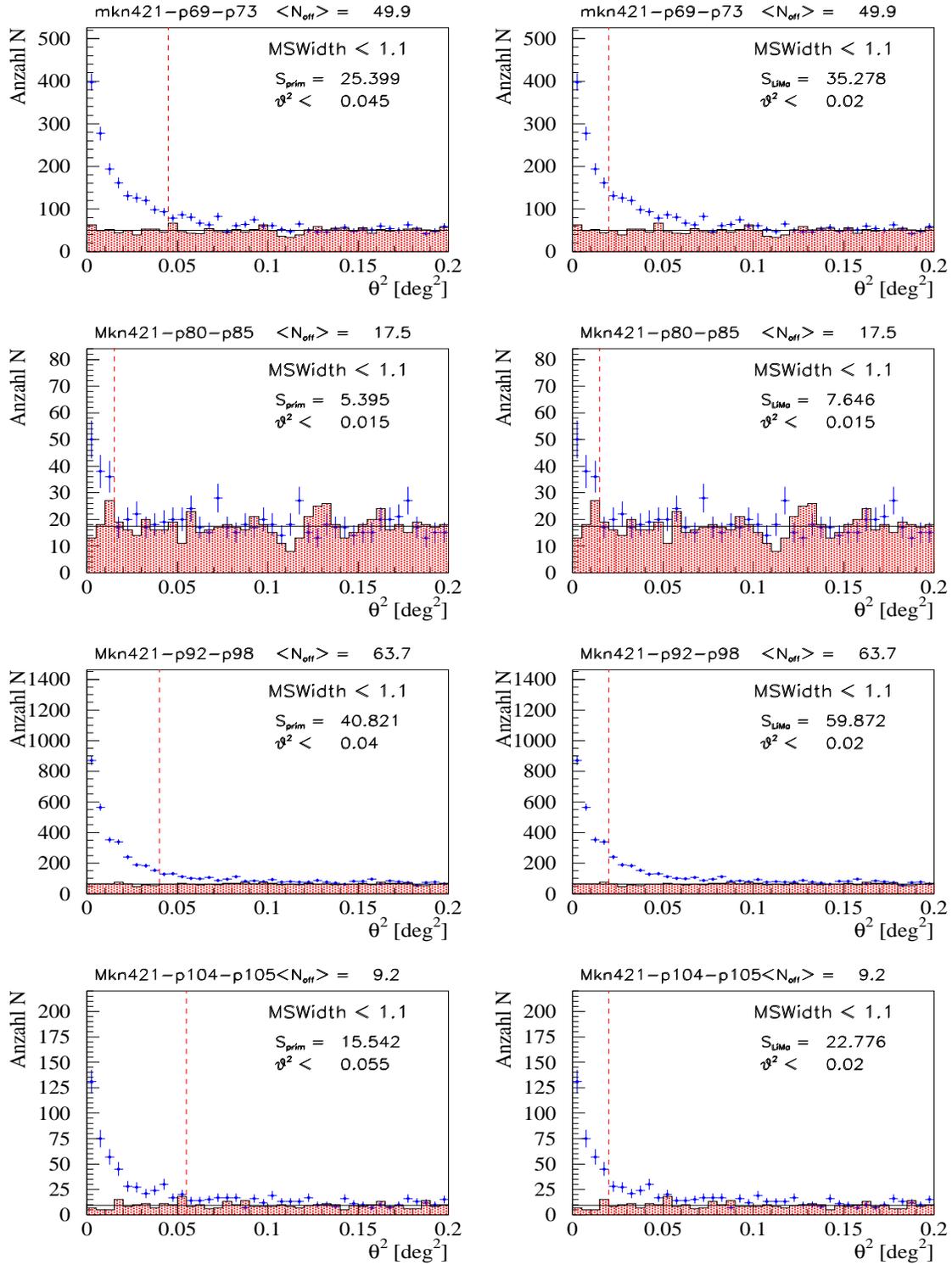


Abbildung 8.12: Die Signalverteilungen der einzelnen Beobachtungsperioden des Mkn 421-Daten-Satzes. Angegeben sind sowohl (*links*) die primitiven Signifikanzen S_{prim} , als auch (*rechts*) die Li&Ma-Signifikanzen S_{LiMa} des Signals unter Verwendung des *thight cut* MSWidth < 1.1 und des besten θ^2 -Schnittes. Die Berechnungen erfolgten mit statistisch gemitteltem Untergrund (meanoff).

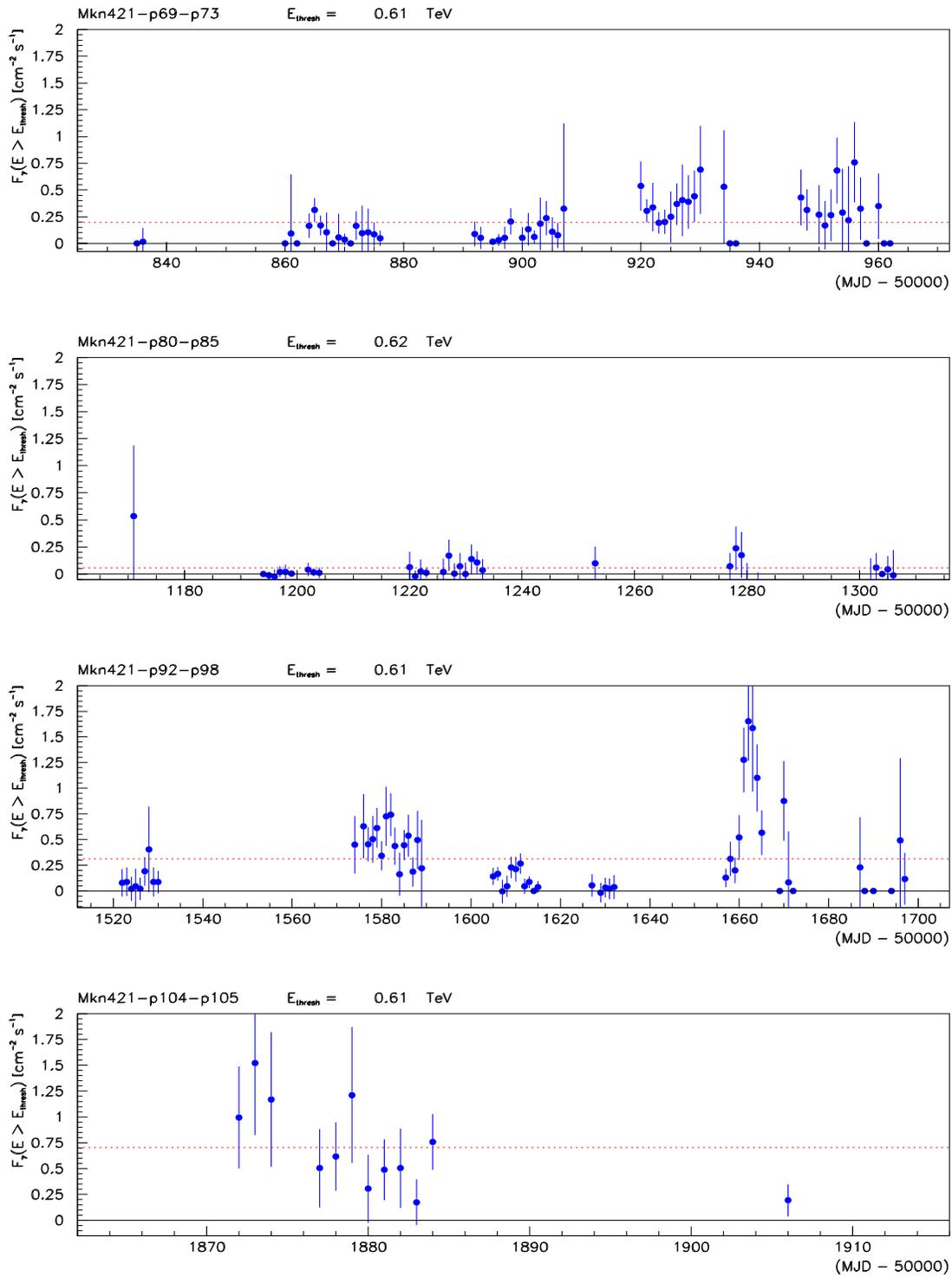


Abbildung 8.13: Der γ -Fluss des Mkn 421 in $10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ der verschiedenen Beobachtungsperioden.

Tabelle 8.7: Die Beobachtungszeiten des Mkn 501-Daten-Satzes in der Zeit der AGN-Beobertungskampagne von Juni 1997 bis Dezember 2000.

Mkn 501							
Mess-Periode	Zeitraum	Daten-Runs	Zenitwinkel ZA			T_{obs} [h]	T_{eff} [h]
			Min	Max	Mittel		
p62 - p65	24. Juni 1997 - 02. Okt. 1997	6891 - 7965	10.5	44.9	21.6	55.3	30.03
p70 - p76	28. Feb. 1998 - 25. Aug. 1998	9378 - 11132	10.5	44.8	17.8	148.4	124.60
p82 - p87	19. Feb. 1999 - 07. Juli 1999	13989 - 15613	10.5	42.3	19.0	82.0	75.91
p94 - p102	04. Feb. 2000 - 24. Sep. 2000	17894 - 20439	10.5	44.9	18.5	106.0	99.90
p62 - p102	24. Juni 1997 - 24. Sep. 2000	6891 - 20439	10.5	44.9	18.63	391.7	330.43

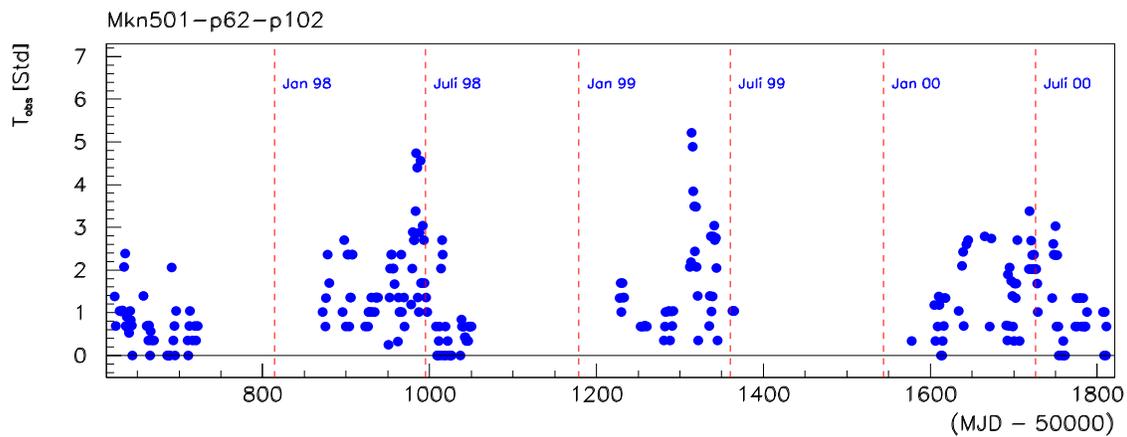


Abbildung 8.14: Die Verteilung der Beobachtungszeiten des Mkn 501-Daten-Satzes.

Gut zu sehen ist der Ausbruch in der Mess-Periode p62-p65 im Juni 1997, als der Mkn 501 das 35-fache des Crab-Flusses aufwies. Für alle Perioden wurde zur besseren Vergleichbarkeit die gleiche Fluss-Skala gewählt, ausser in der Periode des starken TeV-Ausbruchs p62-p65, dort ist entsprechend die Fluss-Skala angepasst.

Die WARGUS-Analyse des Mkn 501 erhält vergleichbare Resultate wie die HEGRA-Standard-Analyse, siehe dazu die Ausführungen in Kapitel 1.3.6 und die darin angegebenen Referenzen.

Tabelle 8.8: Analyse-Resultate der Mkn 501-Daten (meanoff).

Mkn 501							
primitive Signifikanz							
Mess-Periode	Parameter-Schnittsatz	θ^2 -Schnitt [deg^2]	N_{on}	$\langle N_{off} \rangle$	N_{excess}	α_{LiMa}	S_{prim} [σ]
p62-p65	MSWidth < 1.1	0.080	2319.0	266.8	2052.2	1.0	40.357
p70-p76	MSWidth < 1.1	0.040	1706.0	525.0	1181.0	1.0	25.003
p82-p87	MSWidth < 1.1	0.045	922.0	414.2	507.8	1.0	13.891
p94-p102	MSWidth < 1.1	0.025	943.0	245.8	697.2	1.0	20.223
p62-p102	MSWidth < 1.1	0.040	5642.0	1419.8	4222.2	1.0	50.244
Li&Ma-Signifikanz							
Mess-Periode	Parameter-Schnittsatz	θ^2 -Schnitt [deg^2]	N_{on}	$\langle N_{off} \rangle$	N_{excess}	α_{LiMa}	S_{LiMa} [σ]
p62-p65	MSWidth < 1.1	0.015	1276.0	50.0	1226.0	0.15	60.406
p70-p76	MSWidth < 1.1	0.015	1023.0	196.9	826.1	0.15	36.505
p82-p87	MSWidth < 1.1	0.015	466.0	138.1	327.9	0.15	19.630
p94-p102	MSWidth < 1.1	0.020	839.0	196.6	642.4	0.20	29.165
p62-p102	MSWidth < 1.1	0.015	3464.0	532.4	2931.6	0.15	73.362

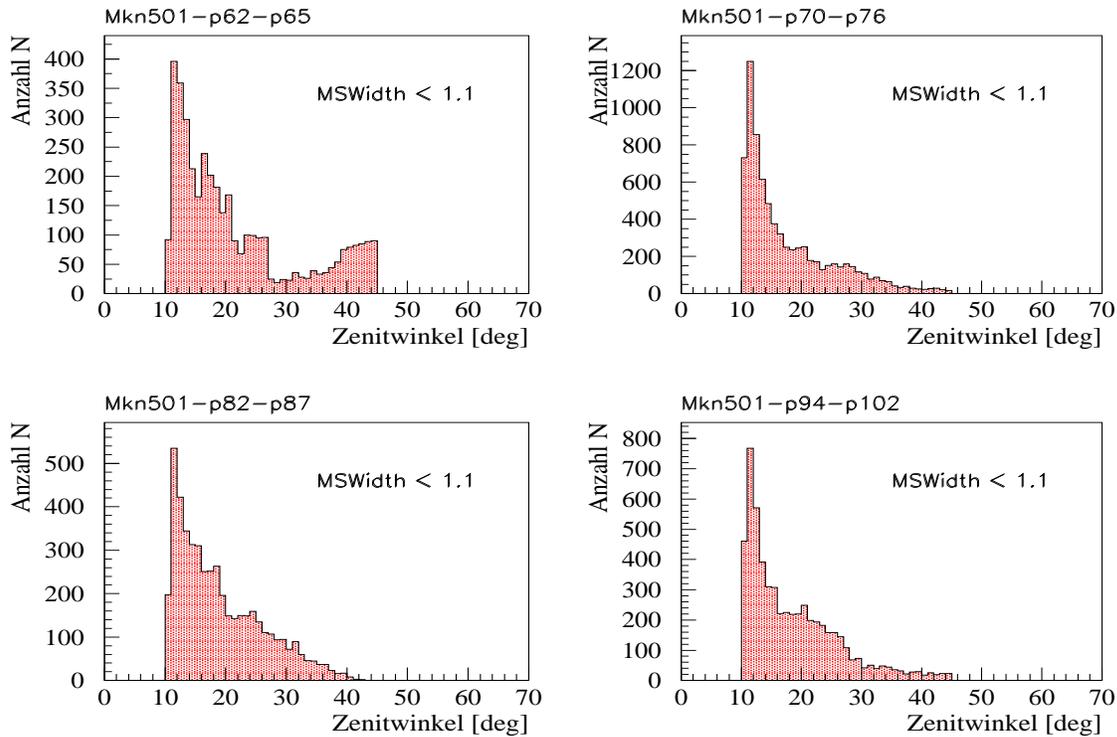


Abbildung 8.15: Die Zenitwinkel-Verteilungen des Mkn 501-Daten-Satzes.

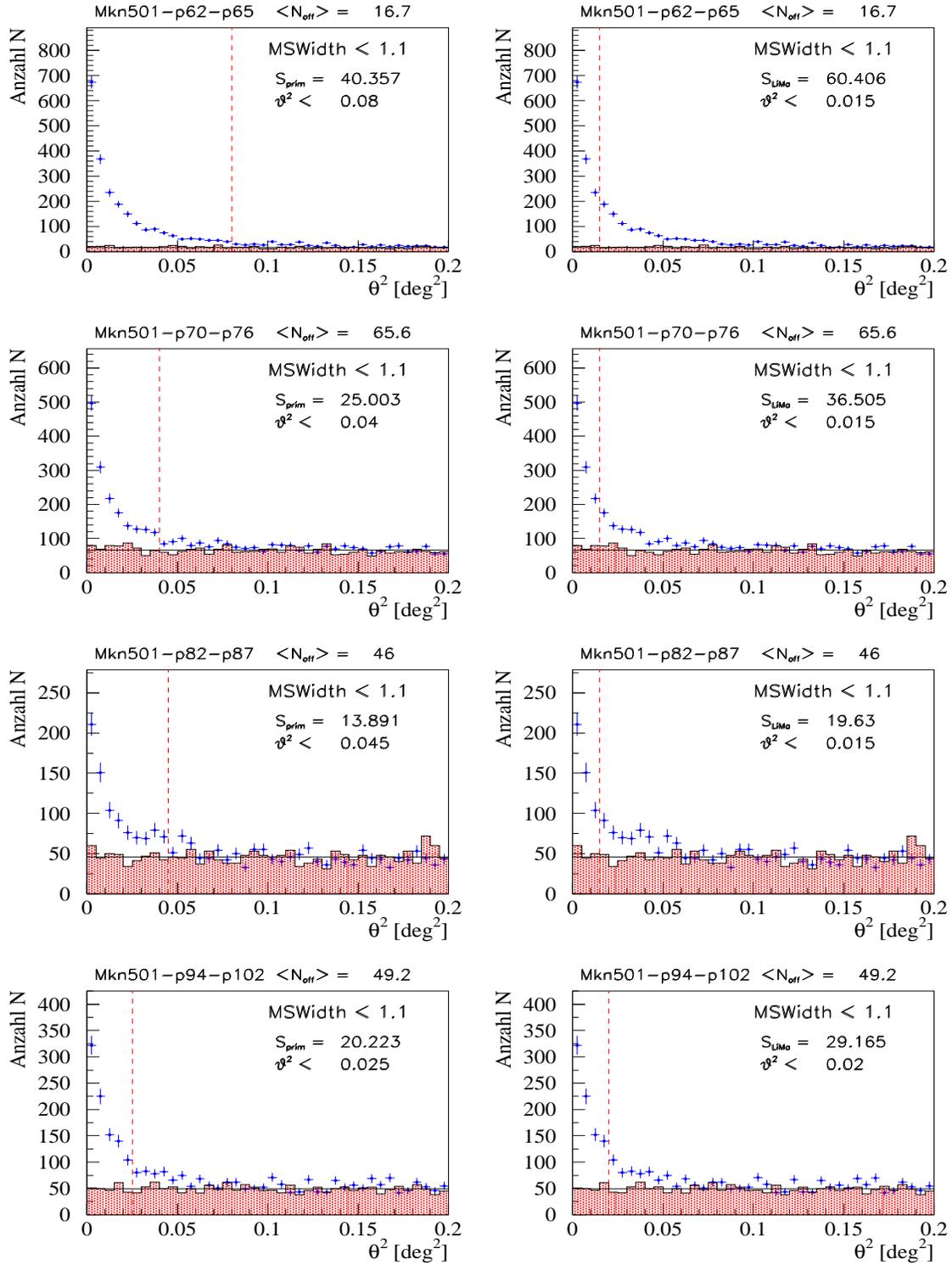


Abbildung 8.16: Die Signalverteilungen der einzelnen Beobachtungsperioden des Mkn 501-Daten-Satzes. Angegeben sind sowohl (*links*) die primitiven Signifikanzen S_{prim} , als auch (*rechts*) die Li&Ma-Signifikanzen S_{LiMa} des Signals unter Verwendung des *thight cut* MSWidth < 1.1 und des besten θ^2 -Schnittes. Die Berechnungen erfolgten mit statistisch gemitteltem Untergrund (meanoff).

8.4 Signalregion

Die Ergebnisse der einzelnen AGN-Analysen müssen untereinander vergleichbar sein, daher müssen alle AGN-Daten nach dem gleichen Analyse-Verfahren und der gleichen γ -Hadron-Separations-Methode analysiert werden. Das setzt auch die Verwendung eines Schnittes auf die Herkunftsrichtung (θ^2 -Schnitt) für alle AGN-Daten voraus.

Zur Bestimmung eines optimalen θ^2 -Schnittes für die zu erwartend überwiegend schwachen TeV- γ -Quellen werden die Signale der etablierten TeV- γ -Emitter (Crab, Mkn 421, Mkn 501) untersucht, um die typische Grösse der Signalregion einer Punktquelle abzuschätzen. Die Daten der TeV-Emitter durchlaufen die gesamte WARGUS-Analyse mit dem besten Bild-Parameter-Schnittsatz, zur optimalen Bestimmung des Signals. Die Abbildungen 8.7, 8.12 und 8.16 zeigen die Signalverteilungen der bereits im vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Ergebnisse dieser Analysen mit den besten θ^2 -Schnitten für eine maximale Signifikanz.

Die S_{LiMa} -Berechnung zeigen überwiegend einen sehr engen optimalen θ^2 -Schnitt mit $0.015 \text{ deg}^2 < \theta^2 < 0.02 \text{ deg}^2$, die Berechnungen für die primitiven Signifikanzen des Signals S_{prim} finden dagegen je nach Ereignisstatistik einen sehr engen optimalen θ^2 -Schnitt ($\theta^2 < 0.015 \text{ deg}^2$) oder einen sehr weiten θ^2 -Schnitt mit $\theta^2 < 0.08 \text{ deg}^2$.

Abgesehen von dem auf Basis der maximalen Signifikanz gefundenen optimalen θ^2 -Schnitt, kann die Begrenzung der Signalregion durch Bestimmung der Signalfunktion ermittelt werden, die innerhalb der Begrenzung das Signal beschreibt und ausserhalb der Signalregion den Wert Null annimmt. Am Rand der Signalregion fällt die Signalfunktion also auf nahe Null ab.

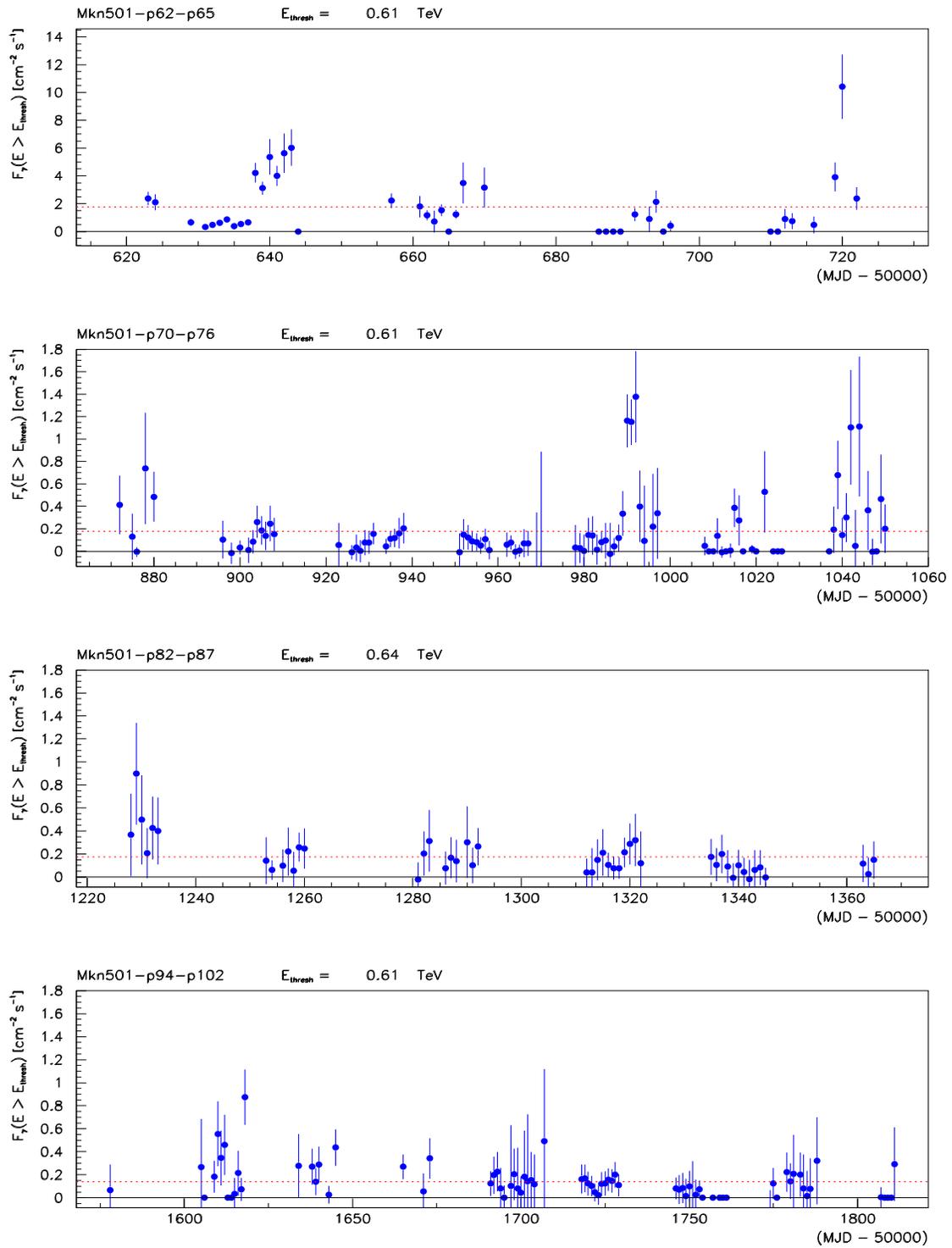
Das Signal der aus der Quellregion stammenden Excess-Ereignisse (N_{excess}) kann in der θ^2 -Verteilung nahe der nominellen Quellposition für kleine θ^2 durch eine Exponential-Funktion beschrieben werden:

$$f_{signal} = p_1 \cdot \exp(p_2 \cdot x) \quad (8.3)$$

Durch Variation der Parameter p_1 und p_2 wird eine bestmögliche Exponential-Funktion an die Signalregionen verschiedener Datensätze angepasst (exponentielle Fits). Diese Untersuchung wurde an Crab-Daten, Mkn-421-Daten und Mkn-501-Daten jeweils für die je vier Beobachtungsperioden der einzelnen Quellen durchgeführt, deren Ergebnisse sind in den Abbildungen 8.18, 8.19 und 8.20 dargestellt.

Die exponentiellen Signalfit-Funktionen erreichen einen Funktionswert nahe Null, der hier auf $\approx 5\%$ des maximalen Anzahl der Excess-Ereignisse N_{excess} definiert wurde, für $\theta^2 = 0.045 \text{ deg}^2$. Damit ist ein optimaler θ^2 -Schnitt für die AGN-Daten-Analyse gefunden: $\theta^2 < 0.045 \text{ deg}^2$.

Der Vollständigkeit halber gibt Tabelle 8.9 die Analyse-Resultate für die Crab-, Mkn-421- und Mkn-501-Daten unter Verwendung des festen θ^2 -Schnittes $\theta^2 < 0.045 \text{ deg}^2$ an. Die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse (N_{on}, N_{off}) variiert hier wegen der festgelegten Signalregion nicht, so dass eine Differenzierung von S_{LiMa} - und S_{prim} -Kalkulation nicht notwendig ist. α_{LiMa} bezieht sich hier auf die Berechnung von S_{LiMa} .



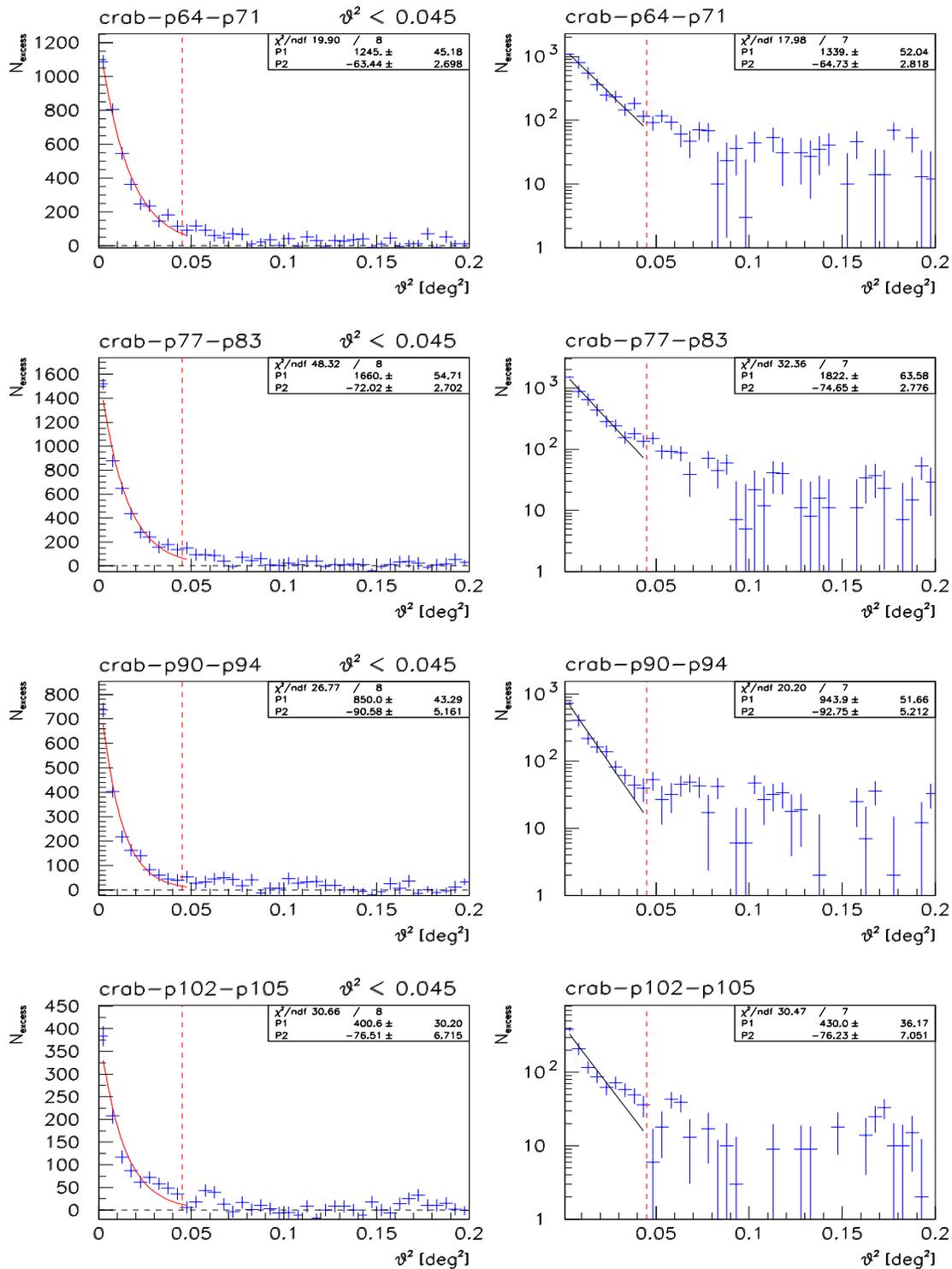


Abbildung 8.18: Fit einer exponentiellen Funktion an die Signalregion der Crab-Daten.

Tabelle 8.9: Resultate des Analyse der Daten des Crab, Mkn 421 und Mkn 501 (fester θ^2 -Schnitt, meanoff).

Mess- Periode	Parameter- Schnittsatz	θ^2 -Schnitt [deg ²]	N_{on}	N_{off}	N_{excess}	α_{LiMa}	S_{prim} [σ]	S_{LiMa} [σ]
Crab								
p64-p71	MSWidth < 1.1	0.045	2421.0	395.6	2025.5	0.45	38.165	49.933
p77-p83	MSWidth < 1.1	0.045	2904.0	444.8	2459.2	0.45	42.496	55.849
p90-p94	MSWidth < 1.1	0.045	1204.0	185.6	1018.4	0.45	27.319	35.887
p102-p105	MSWidth < 1.1	0.045	689.0	97.0	592.0	0.45	21.117	27.915
p64-p105	MSWidth < 1.1	0.045	7218.0	1123.0	6095.0	0.45	66.737	87.613
Mkn 421								
p69-p73	MSWidth < 1.1	0.045	1598.0	448.9	1149.1	0.45	25.399	31.983
p80-p85	MSWidth < 1.1	0.045	237.0	157.0	80.0	0.45	4.028	4.810
p92-p98	MSWidth < 1.1	0.045	3017.0	573.5	2443.5	0.45	40.778	52.786
p104-p105	MSWidth < 1.1	0.045	438.0	83.2	354.8	0.45	15.538	20.114
p69-p105	MSWidth < 1.1	0.045	5290.0	1262.7	4027.3	0.45	49.751	63.370
Mkn 501								
p62-p65	MSWidth < 1.1	0.045	1976.0	150.1	1825.9	0.45	39.600	54.451
p70-p76	MSWidth < 1.1	0.045	1791.0	590.6	1200.4	0.45	24.597	30.631
p82-p87	MSWidth < 1.1	0.045	922.0	414.2	507.8	0.45	13.891	16.953
p94-p102	MSWidth < 1.1	0.045	1266.0	442.3	823.6	0.45	19.928	24.719
p62-p102	MSWidth < 1.1	0.045	5955.0	1597.3	4357.7	0.45	50.144	63.346

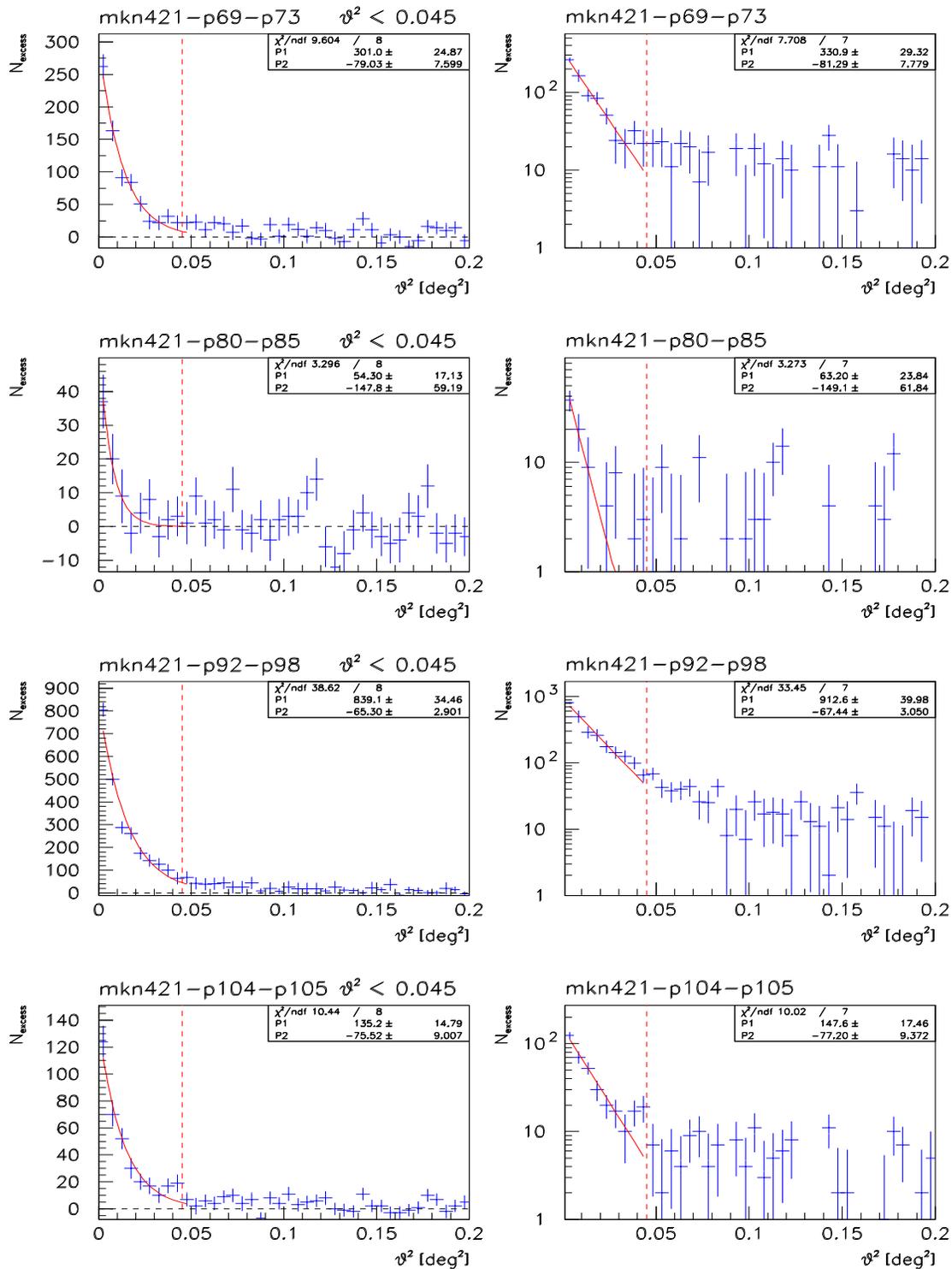


Abbildung 8.19: Fit einer exponentiellen Funktion an die Signalregion der Mkn 421-Daten.

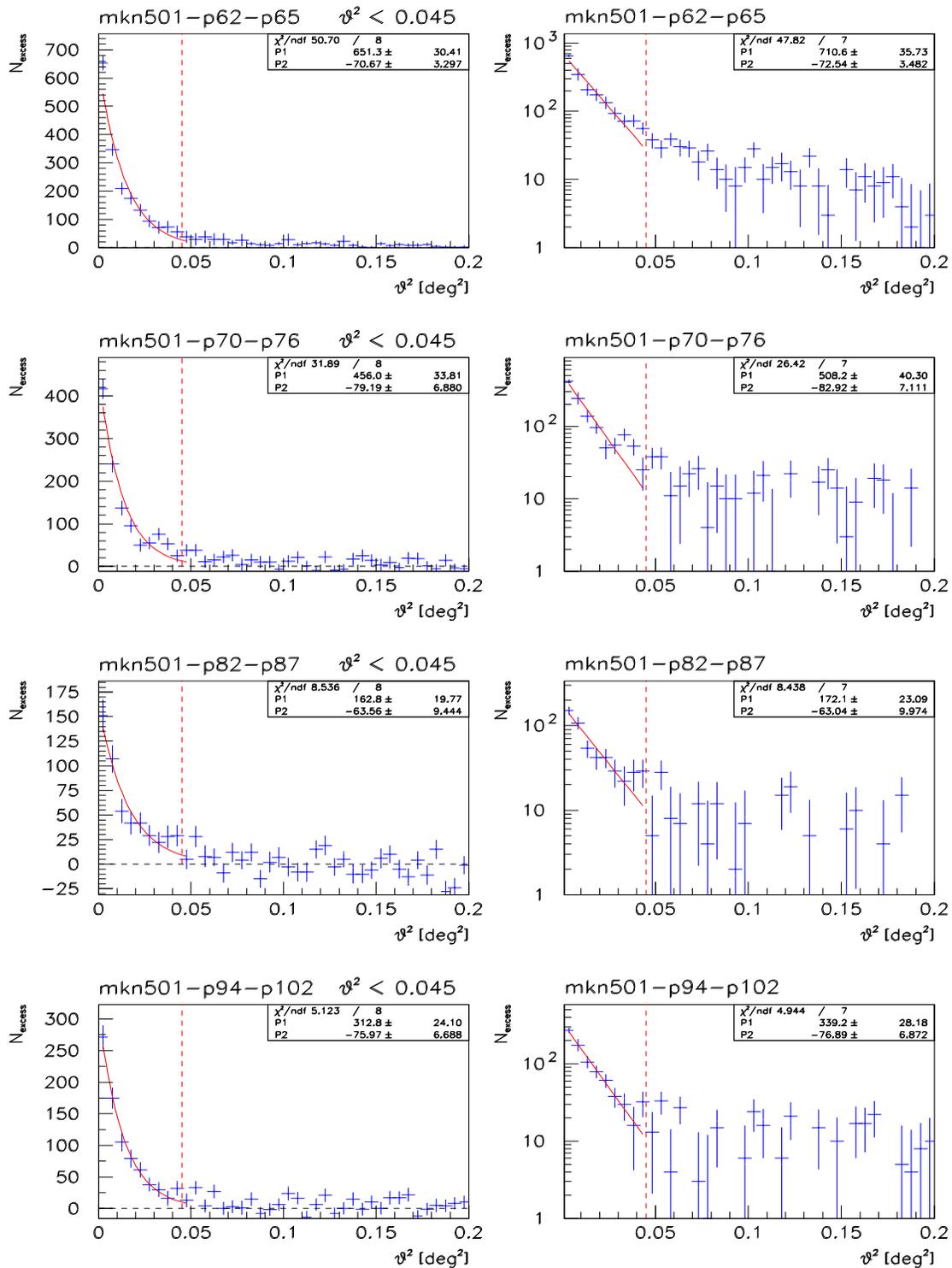


Abbildung 8.20: Fit einer exponentiellen Funktion an die Signalregion der Mkn 501-Daten.

Kapitel 9

Auswertung der Daten des AGN-Programms

In dem folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der WARGUS-Analyse der Daten aller beobachteten Objekte des AGN-Programms diskutiert. Die beiden prominenten TeV-Quellen Mkn 421 und Mkn 501 sind schon in den Abschnitten 8.2 und 8.3 untersucht worden und werden hier nicht weiter betrachtet. Die Erkenntnisse der Analyse ihrer Daten werden aber in der folgenden Auswertung verwendet.

9.1 AGN-Daten-Satz

Von den 54 Objekten des AGN-Programms konnten 37 AGN in den 3 1/2 Jahren von Juni 1997 bis Dezember 2000 beobachtet werden. Dabei wurden insgesamt 694.4 Stunden Beobachtungszeit auf das AGN-Programm verbracht. Tabelle 9.1 gibt eine Übersicht über die Beobachtungszeiten der einzelnen Objekte. Die Zenitwinkelverteilungen der AGN sind im Anhang Kapitel E einzusehen. Auf die Selektionsgründe sowie auf die Verteilung der Beobachtungszeiten ist bereits in Kapitel 7 eingegangen worden. Die für die Analyse zur Verfügung stehenden Daten-Runs sind im Anhang Kapitel F in den Tabellen F.6 aufgeführt.

9.2 Resultate der WARGUS-Analyse

Zur Auswertung mit der WARGUS-Analyse wurde der unter Kapitel 6.3.2 angegebene allgemeine Datenfilter verwendet, sowie zur Steigerung des Informationsgehaltes für die Quellsuche der *loose cut* $MSWidth < 1.2$ verwendet (siehe Tabelle 8.1).

Durch die ausschliessliche Nutzung des Wobble-Beobachtungsmodus (Kapitel 5.3.1) wurden Untergrund-Daten in gleichen Umfang aufgenommen und ebenfalls die gleiche Zenitwinkel-Verteilung im ON- und OFF-Daten-Satz erreicht, so dass auf eine Zenitwinkel-Korrektur bei der Berechnung der Signifikanz des Signals verzichtet werden kann. Für die Berechnungen von S_{prim} und S_{LiMa} wurden die Gleichungen 6.20 und 6.21 benutzt.

9.2.1 Signal- und Signifikanzbestimmung

Die Analyse wurde zunächst unter Bestimmung der maximalen Signifikanzen durchgeführt. Dabei wurde für jede Quelle ein anderer *bester θ^2 -Schnitt* gefunden, entsprechend variieren diese θ_{best}^2 -Schnitte sowohl für die Berechnung von S_{prim} , als auch für die von S_{LiMa} . Die

Tabelle 9.1: Beobachtungszeiten des AGN-Daten-Satzes.

AGN-Objekte							
Mess- Periode	Zeitraum	Daten-Runs	Zenitwinkel ZA			T_{obs} [Std]	T_{eff} [Std]
			Min	Max	Mittel		
0055+300	14. Okt. 1998 - 29. Okt. 1998	12421 - 12703	2.1	35.4	22.32	15.8	15.64
0116+319	10. Okt. 1997 - 25. Nov. 1997	7981 - 8445	2.8	18.9	8.92	7.3	5.78
0120+340	09. Dez. 1998 - 18. Jan. 1999	13086 - 13527	14.6	35.1	22.53	17.3	15.65
0145+138	30. Sep. 1997 - 29. Nov. 1997	7934 - 8517	15.6	31.0	21.35	5.7	2.97
0206+355	04. Nov. 1997 - 08. Okt. 1999	8298 - 16846	6.5	27.2	13.56	15.7	14.41
0229+200	27. Okt. 1997 - 03. Feb. 2000	8149 - 17815	8.2	33.5	19.17	5.3	5.21
0313+411	09. Nov. 1999 - 14. Dez. 1999	17263 - 17584	12.4	22.6	18.72	4.3	3.18
0316+413	30. Okt. 1997 - 02. Dez. 2000	8228 - 21488	12.2	31.9	17.20	93.3	90.70
0317+183	06. Nov. 1997 - 30. Nov. 1997	8305 - 8548	10.5	23.2	15.04	3.0	2.72
0323+022	19. Nov. 1998 - 20. Jan. 1999	12868 - 13600	25.9	34.2	27.74	15.7	14.25
0402+379	30. Okt. 1997 - 06. Dez. 1997	8232 - 8696	9.2	25.6	15.00	8.0	7.93
0430+052	06. Nov. 1997 - 05. Nov. 2000	8309 - 21098	22.9	28.0	24.40	25.3	24.85
0513+015	06. Nov. 1999 - 16. Dez. 1999	17207 - 17626	26.4	31.4	28.57	8.0	7.55
0706+591	06. Nov. 1997 - 21. Feb. 1999	8313 - 14016	29.9	37.1	31.80	33.7	33.63
0733+597	05. Mar. 1999 - 18. Mar. 1999	14076 - 14174	30.4	32.0	31.78	8.7	7.72
0818+427	08. Nov. 1997 - 21. Jan. 1999	8337 - 13641	18.0	36.4	24.00	19.0	18.90
0829+046	29. Nov. 1997 - 29. Dez. 1997	8530 - 8924	23.8	40.3	27.17	22.6	21.84
0927+500	19. Nov. 1998 - 27. Dez. 1998	12879 - 13400	20.7	29.0	24.03	15.8	15.56
1013+498	07. Mar. 1999 - 16. Mar. 1999	14094 - 14115	25.1	31.0	27.26	3.3	2.83
1019+514	11. Feb. 1999 - 22. Feb. 1999	13813 - 14038	22.1	26.7	23.89	18.0	17.97
1118+423	05. Apr. 1999 - 07. Apr. 1999	14301 - 14321	15.9	30.5	25.07	4.0	3.69
1212+078	18. Apr. 1999 - 29. Mai 2000	14543 - 19082	20.7	32.4	25.07	3.3	2.39
1219+285	30. Mai 1998 - 30. Mai 1998	10294 - 10296	39.0	42.0	39.91	1.0	1.00
1219+301	08. Apr. 1999 - 14. Apr. 1999	14334 - 14458	3.3	26.1	17.75	4.3	4.08
1226+023	01. Mar. 2000 - 23. Apr. 2000	18211 - 18798	26.2	43.7	32.82	13.0	11.09
1255+244	17. Apr. 1999 - 15. Mai 1999	14522 - 14883	4.1	44.8	25.63	8.3	7.41
1418+546	07. Jun. 1999 - 05. Mar. 2000	15246 - 18341	25.9	43.7	33.97	21.0	18.72
1426+428	13. Feb. 1999 - 06. Jun. 2000	13862 - 19240	13.4	37.8	19.36	59.0	57.88
1440+122	15. Feb. 1999 - 23 Apr 1999	13904 - 14629	16.3	33.0	22.34	13.0	12.94
1722+119	14. Apr. 1999 - 12. Jul. 1999	14471 - 15728	16.4	26.4	18.85	12.3	12.09
1727+502	18. Apr. 1999 - 31. Mai 2000	14556 - 19127	21.0	39.1	24.03	19.0	18.00
1741+196	23. Sep. 1998 - 06. Jun. 2000	12209 - 19247	8.7	44.3	23.94	11.7	10.71
2200+420	04. Jul. 1997 - 29. Nov. 2000	7024 - 21396	13.0	44.5	25.81	35.7	33.74
2201+044	11. Okt. 1998 - 24. Okt. 1998	12390 - 12614	23.6	32.8	25.51	19.3	18.31
2254+074	10. Nov. 1998 - 31. Okt. 2000	12717 - 20973	20.5	26.3	22.44	21.2	20.34
2321+419	10. Jul. 1999 - 09. Aug. 2000	15685 - 19947	12.9	33.6	20.31	38.7	33.41
2344+514	26. Sep. 1997 - 22. Nov. 1998	7895 - 12934	22.4	44.6	26.26	63.5	63.18

Tabelle 9.2: Resultate der Objekte des AGN-Programms: bester θ^2 -Schnitt.

Quelle	θ^2 -Schnitt S_{prim} [deg ²]	N_{on}	N_{off}	N_{Ex}	S_{prim} [σ]	θ^2 -Schnitt S_{LiMa} [deg ²]	N_{on}	N_{off}	α_{LiMa}	S_{LiMa} [σ]
0055+300	0.075	636.0	605.2	30.8	0.873	0.050	427.0	403.5	0.50	0.943
0116+319	0.010	29.0	25.6	3.4	0.460	0.050	110.0	128.0	0.50	1.342
0120+340	0.050	287.0	282.0	5.0	0.210	0.005	21.0	28.2	0.05	1.389
0145+138	0.095	139.0	134.9	4.1	0.248	0.015	15.0	21.3	0.15	1.354
0206+355	0.150	1288.0	1205.2	82.8	1.657	0.025	229.0	200.9	0.25	1.728
0229+200	0.095	237.0	218.5	18.5	0.867	0.095	237.0	218.5	0.95	0.878
0313+411	0.080	105.0	93.2	11.8	0.838	0.020	18.0	23.3	0.20	1.051
0316+413	0.030	1483.0	1447.5	35.5	0.656	0.170	8033.0	4825.0	1.00	1.330
0317+183	0.025	25.0	18.4	6.6	1.006	0.025	25.0	18.4	0.25	1.295
0323+022	0.045	388.0	340.0	48.0	1.780	0.045	388.0	340.0	0.45	2.100
0402+379	0.015	55.0	50.8	4.2	0.411	0.175	542.0	338.5	1.00	1.496
0430+052	0.095	1295.0	1279.6	15.4	0.303	0.020	258.0	269.4	0.20	0.639
0513+015	0.065	221.0	223.6	-2.6	-0.123	0.150	463.0	344.0	1.00	1.694
0706+591	0.030	353.0	340.5	12.5	0.475	0.105	1162.0	1135.0	1.00	0.613
0733+597	0.020	57.0	48.4	8.6	0.838	0.020	57.0	48.4	0.20	1.092
0818+427	0.005	38.0	33.5	4.5	0.532	0.135	859.0	670.0	1.00	1.084
0829+046	0.045	420.0	386.6	33.4	1.178	0.045	420.0	386.5	0.45	1.387
0927+500	0.110	877.0	770.6	106.4	2.623	0.110	877.0	700.5	1.00	2.624
1013+498	0.045	40.0	33.8	6.2	0.728	0.005	2.0	3.8	0.05	0.973
1019+514	0.010	80.0	78.8	1.2	0.095	0.065	492.0	512.2	0.65	0.701
1118+423	0.065	97.0	82.9	14.1	1.053	0.035	55.0	44.6	0.35	1.277
1212+078	0.195	299.0	250.6	48.4	2.066	0.195	299.0	128.5	1.00	2.067
1219+285	0.160	65.0	49.6	15.4	1.439	0.025	13.0	7.8	0.25	1.506
1219+301	0.115	262.0	254.7	7.3	0.320	0.045	83.0	99.7	0.45	1.442
1226+023	0.005	34.0	29.6	4.4	0.552	0.005	34.0	29.6	0.05	0.770
1255+244	0.070	243.0	216.7	26.3	1.229	0.035	125.0	108.3	0.35	1.337
1418+546	0.135	870.0	832.9	37.0	0.898	0.135	870.0	617.0	1.00	0.898
1426+428	0.020	682.0	524.4	157.6	4.537	0.020	682.0	524.4	0.20	5.955
1440+122	0.010	98.0	72.6	25.4	1.949	0.010	98.0	72.6	0.10	2.689
1722+119	0.020	160.0	154.2	5.8	0.327	0.140	943.0	771.0	1.00	3.034
1727+502	0.015	158.0	137.3	20.7	1.203	0.015	158.0	137.3	0.15	1.601
1741+196	0.010	72.0	57.0	15.0	1.316	0.010	72.0	57.0	0.10	1.806
2200+420	0.200	4692.0	4450.0	242.0	2.531	0.055	1344.0	1223.8	0.55	2.702
2201+044	0.010	129.0	114.8	14.2	0.906	0.010	129.0	114.8	0.10	1.232
2254+074	0.015	194.0	165.5	28.5	1.502	0.015	194.0	165.5	0.15	2.001
2321+419	0.080	1307.0	1223.2	83.8	1.666	0.080	1307.0	1223.2	0.80	1.757
2344+514	0.060	1993.0	1770.6	222.4	3.625	0.060	1993.0	1770.6	0.60	4.064

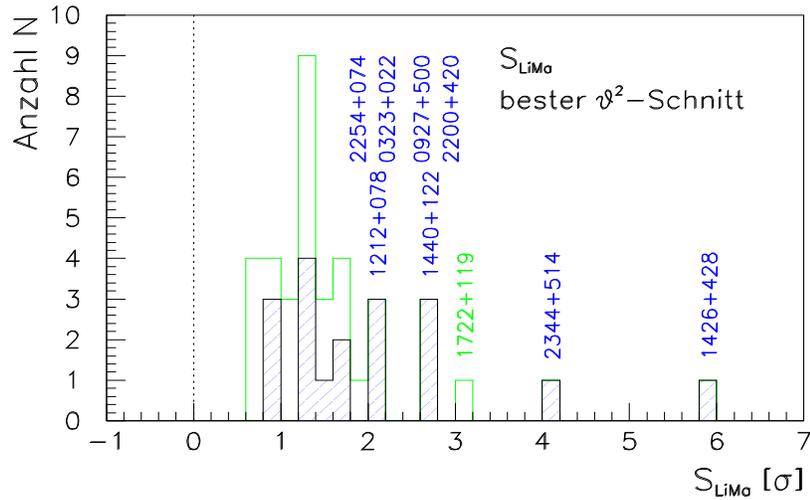


Abbildung 9.1: **Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN-Analyse mit festem θ_{best}^2 -Schnitt.** Die schraffierten Einträge kennzeichnen die Kandidaten des BATSE-Katalogs, das nicht schraffierte Histogramm zeigt die Gesamt-Verteilung aller Objekte des AGN-Programms ohne Mkn 421 und Mkn 501.

Resultate dieser Analyse (ohne Mkn 421 und Mkn 501) sind in der Tabelle 9.2 aufgeführt, die Signalverteilungen für die einzelnen AGN sind aufgrund des Umfangs im Anhang Kapitel D zu finden.

Von den 37 beobachteten AGN-Objekten weisen einige eine erhöhte Signifikanz $> 2\sigma$ auf. Die Verteilung der S_{LiMa} -Signifikanzen in Abbildung 9.1 zeigt zwei eindeutige TeV-Kandidaten ($S_{LiMa} > 4\sigma$): die Objekte 1426+428 und 2344+514, sowie sieben mögliche TeV-Kandidaten ($2\sigma < S_{LiMa} < 4\sigma$): 1722+119, 2200+420, 1440+122, 0927+500, 0323+022, 1212+078, 2254+074.

Wie hoch die Signalgüte tatsächlich ist, wird deutlich beim Blick auf die θ_{best}^2 -Schnitte: kleine θ_{best}^2 -Schnitte deuten auf ein tatsächliches Signal hin, während grosse θ_{best}^2 -Schnitte die Signalregion so gross wählen, dass statistische Fluktuationen ein künstliches Signal erzeugen. Demnach sind die hier gefundenen möglichen TeV-Signale für die Objekte 1722+119, 0927+500 und 1212+078 fragwürdig.

Unter Verwendung des über die Analyse der starken TeV-Emitter Crab, Mkn 421 und Mkn 501 gefundenen einheitlichen, festen Schnittes $\theta_{fixed}^2 < 0.045^\circ$ bleiben nur vier der neun möglichen neuen TeV-Kandidaten erhalten: 1426+428, 2344+514, 2200+420 und 0323+022. Dabei konnte der 1ES 1426+428 mit $S_{prim} \approx 4.2\sigma$ und $S_{LiMa} \approx 6.0\sigma$ als neue TeV-Quelle gefunden werden! Der 1ES 2344+514 weist dagegen mit $S_{prim} \approx 3.6\sigma$ und $S_{LiMa} \approx 4.1\sigma$ hohe Evidenzen für eine Emission im TeV- γ -Bereich auf. Abbildung 9.2 zeigt die S_{LiMa} -Signifikanzverteilung dieser Analyse mit festem θ_{fixed}^2 -Schnitt, die detaillierten Ergebnisse sind in Tabelle 9.3 aufgeführt. Die Verteilung der Signifikanzen in Abhängigkeit von der entfernungsäquivalenten Rotverschiebung z der Objekte zeigt Abbildung 9.3.

Einige Objekte zeigen hier eine “negative” Signifikanz S_{prim} . Bedingt durch zu geringe Ereignisstatistik treten sehr hohe Schwankungen in den Einzelbineinträgen der N_{on} auf, die in der S_{prim} -Berechnung nach Gleichung 6.20 zu negativen Werten führen können. Die S_{LiMa} (Gleichung 6.21) kann dagegen höchstens ein Minimum von Null annehmen, wie Abbildung 9.4 anhand von festen Werten für $\alpha_{LiMa} = 0.20, 0.45$ und $N_{off} = 20, 50, 100$ und unter

Tabelle 9.3: Resultate der Objekte des AGN-Programms: fester θ^2 -Schnitt.

Quelle	θ^2 -Schnitt [deg ²]	N_{on}	N_{off}	N_{Ex}	S_{prim} [σ]	α_{LiMa}	S_{LiMa} [σ]
0055+300	0.045	372.0	363.1	8.9	0.326	0.45	0.384
0116+319	0.045	99.0	115.2	-16.2	-1.107	0.45	1.294
0120+340	0.045	249.0	253.8	-4.8	-0.214	0.45	0.251
0145+138	0.045	56.0	63.9	-7.9	-0.721	0.45	0.844
0206+355	0.045	393.0	361.6	31.4	1.144	0.45	1.347
0229+200	0.045	106.0	103.5	2.5	0.173	0.45	0.203
0313+411	0.045	48.0	52.4	-4.4	-0.442	0.45	0.517
0316+413	0.045	2172.0	2171.2	0.8	0.011	0.45	0.037
0317+183	0.045	35.0	33.1	1.9	0.233	0.45	0.275
0323+022	0.045	388.0	340.0	48.0	1.780	0.45	2.100
0402+379	0.045	143.0	152.3	-9.3	-0.543	0.45	0.636
0430+052	0.045	604.0	606.1	-2.1	-0.062	0.45	0.073
0513+015	0.045	141.0	154.8	-13.8	-0.802	0.45	0.940
0706+591	0.045	511.0	510.8	0.2	0.008	0.45	0.008
0733+597	0.045	106.0	108.9	-2.9	-0.198	0.45	0.232
0818+427	0.045	289.0	301.5	-12.5	-0.514	0.45	0.603
0829+046	0.045	420.0	386.5	33.4	1.178	0.45	1.387
0927+500	0.045	334.0	315.2	18.8	0.737	0.45	0.867
1013+498	0.045	40.0	33.8	6.2	0.728	0.45	0.860
1019+514	0.045	341.0	354.6	-13.6	-0.516	0.45	0.605
1118+423	0.045	67.0	57.4	9.6	0.863	0.45	1.019
1212+078	0.045	56.0	57.8	-1.8	-0.171	0.45	0.201
1219+285	0.045	17.0	13.9	3.1	0.548	0.45	0.648
1219+301	0.045	83.0	99.7	-16.7	-1.234	0.45	1.442
1226+023	0.045	276.0	266.4	9.6	0.412	0.45	0.485
1255+244	0.045	156.0	139.3	16.7	0.973	0.45	1.148
1418+546	0.045	276.0	277.6	-1.7	-0.070	0.45	0.083
1426+428	0.045	1359.0	1179.9	179.1	3.554	0.45	4.195
1440+122	0.045	342.0	326.5	15.5	0.600	0.45	0.706
1722+119	0.045	322.0	346.9	-24.9	-0.965	0.45	1.130
1727+502	0.045	414.0	412.0	2.0	0.070	0.45	0.083
1741+196	0.045	271.0	256.7	14.3	0.621	0.45	0.731
2200+420	0.045	1106.0	1001.2	104.8	2.282	0.45	2.689
2201+044	0.045	528.0	516.8	11.2	0.346	0.45	0.407
2254+074	0.045	513.0	496.6	16.4	0.517	0.45	0.608
2321+419	0.045	701.0	688.0	13.0	0.347	0.45	0.408
2344+514	0.045	1488.0	1327.9	160.0	3.016	0.45	3.556

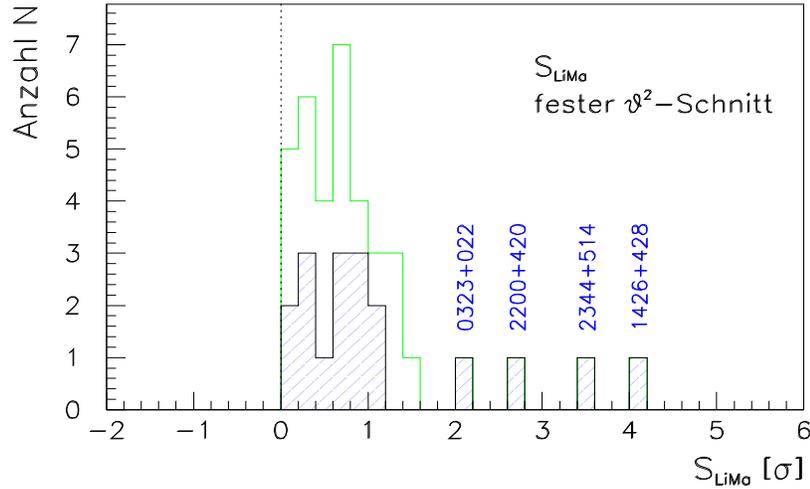


Abbildung 9.2: **Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN-Analyse mit festem θ_{fixed}^2 -Schnitt.** Die schraffierten Einträge kennzeichnen die Kandidaten des BATSE-Katalogs, das nicht schraffierte Histogramm zeigt die Gesamt-Verteilung aller Objekte des AGN-Programms ohne Mkn 421 und Mkn 501.

Variation von $N_{on} = 0 \dots 140$ demonstriert.

Nutzt man die primitiven Signifikanzen S_{prim} bei festem θ_{fixed}^2 -Schnitt zur Darstellung der Signifikanzverteilung (Abbildung 9.5), so kann aufgrund der negativen Werte an die Verteilung eine Gaußkurve angepasst werden. Die $S_{prim}-\theta_{fixed}^2$ -Verteilung ist normalverteilt ($\chi_{reduziert}^2 = 0.51$). Die Verschiebung ins Positive (Mittelwert = 0.5) wird durch die Mitglieder des BATSE-Katalogs geprägt, die überwiegend positive Signifikanzen S_{prim} aufweisen. Hier heben sich ebenfalls die bereits oben genannten vier TeV-Kandidaten von der Allgemeinheit ab.

Insgesamt auffallend ist die hohe Präsenz der Objekte des BATSE-Katalogs mit erhöhten Signifikanzen bei allen Signifikanzberechnungen. Die vier neuen TeV-Kandidaten sind alle Mitglieder des BATSE-Katalogs (Kapitel 3.3.3).

9.2.2 Bestimmung der oberen Flussgrenzen

Zur Berechnung der oberen Flussgrenzen (*upper limits*) wurden die Ergebnisse der Analyse zur Bestimmung von S_{prim} mit festen θ^2 -Schnitt $\theta_{fixed}^2 < 0.045^\circ$ herangezogen. Die upper limits werden zunächst auf den Fluss des Crab bezogen und in sogenannten *Crab-Einheiten* angegeben. Anschliessend werden diese mit Kenntniss des Crab-Spektrums in absolute Flüsse umgerechnet.

Unter Verwendung der Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktion der Excess-Ereignisse wurde ein oberes Limit für die maximale Quell-Ereigniss-Anzahl $N_{ex,\gamma}^{max}$ innerhalb der Beobachtungszeit der AGN-Objekte $T_{eff,\gamma}$ auf einem 95% Konfidenz-Niveau (95% CL¹) bestimmt [130]. Nach der gleichen Methode wurde ein unteres Limit für die Anzahl der Excess-Ereignisse des Crab $N_{ex,Crab}^{min}$ innerhalb der Crab-Beobachtungszeit $T_{eff,Crab}$ bestimmt. Dabei wurden für die Crab-Daten das gleiche Zenitwinkelintervall gewählt wie der des vorliegenden AGN-Daten-

¹confidence level

Tabelle 9.4: Obere Flussgrenzen des AGN-Daten-Satzes.

Objekt	$\langle ZA \rangle$	E_{thresh} [TeV]	N_{ex}	S_{prim}	T_{eff} [Std]	R_{max}^γ [Std ⁻¹]	R_{min}^{Crab} [Std ⁻¹]	$UL_{95\%}^{Crab}$	$F_{95\%}(E > E_{thresh})$ $10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
0055+300	22.32	0.74	8.9	0.326	15.64	1.39	41.41	0.034	0.091
0116+319	8.92	0.59	-16.2	-1.107	5.78	3.96	36.84	0.108	0.415
0120+340	22.53	0.74	-4.8	-0.214	15.65	0.98	41.41	0.024	0.064
0145+138	21.35	0.72	-7.9	-0.721	2.97	4.36	33.65	0.130	0.363
0206+355	13.56	0.62	31.4	1.144	14.41	3.05	38.28	0.080	0.284
0229+200	19.17	0.69	2.5	0.173	5.21	1.78	36.70	0.049	0.147
0313+411	18.72	0.68	-4.4	-0.442	3.18	2.84	35.03	0.081	0.248
0316+413	17.20	0.66	0.8	0.011	90.70	0.39	38.33	0.010	0.032
0317+183	15.04	0.64	1.9	0.233	2.72	2.11	33.65	0.063	0.213
0323+022	27.74	0.84	48.0	1.780	14.25	4.22	33.17	0.127	0.277
0402+379	15.00	0.64	-9.3	-0.543	7.93	2.12	33.65	0.063	0.213
0430+052	24.40	0.77	-2.1	-0.062	24.85	0.73	38.33	0.019	0.048
0513+015	28.57	0.86	-13.8	-0.802	7.55	2.88	35.67	0.081	0.170
0706+591	31.80	0.94	0.2	0.008	33.63	0.36	27.35	0.013	0.024
0733+597	31.78	0.94	-2.9	-0.198	7.72	1.27	33.17	0.038	0.069
0818+427	24.00	0.76	-12.5	-0.514	18.90	1.25	37.53	0.033	0.085
0829+046	27.17	0.83	33.4	1.178	21.84	2.12	21.52	0.099	0.220
0927+500	24.03	0.77	18.8	0.737	15.56	1.96	41.41	0.047	0.118
1013+498	27.26	0.83	6.2	0.728	2.83	3.58	33.17	0.108	0.240
1019+514	23.89	0.76	-13.6	-0.516	17.97	1.44	41.41	0.035	0.090
1118+423	25.07	0.79	9.6	0.863	3.69	3.99	33.17	0.120	0.289
1212+078	25.07	0.79	-1.8	-0.171	2.39	2.83	34.42	0.082	0.197
1219+285	39.91	1.21	3.1	0.548	1.00	5.73	11.39	0.503	0.612
1219+301	17.75	0.67	-16.7	-1.234	4.08	5.60	41.41	0.135	0.423
1226+023	32.82	0.97	9.6	0.412	11.09	1.85	35.67	0.052	0.090
1255+244	25.63	0.80	16.7	0.973	7.41	3.32	33.17	0.100	0.236
1418+546	33.97	1.01	-1.7	-0.070	18.72	0.71	35.67	0.020	0.033
1426+428	19.36	0.69	179.1	3.554	57.88	3.49	38.22	0.091	0.272
1440+122	22.34	0.74	15.5	0.600	12.94	2.12	41.41	0.051	0.136
1722+119	18.85	0.68	-24.9	-0.965	12.09	3.04	41.41	0.073	0.223
1727+502	24.03	0.77	2.0	0.070	18.00	0.43	38.22	0.011	0.028
1741+196	23.94	0.76	14.3	0.621	10.71	2.35	38.22	0.062	0.159
2200+420	25.81	0.80	104.8	2.282	33.74	3.72	28.35	0.131	0.309
2201+044	25.51	0.79	11.2	0.346	18.31	1.44	33.17	0.043	0.104
2254+074	22.44	0.74	16.4	0.517	20.34	1.53	39.89	0.038	0.102
2321+419	20.31	0.70	13.0	0.347	33.41	0.91	39.13	0.023	0.067
2344+514	26.26	0.81	160.0	3.016	63.18	2.91	27.35	0.106	0.245

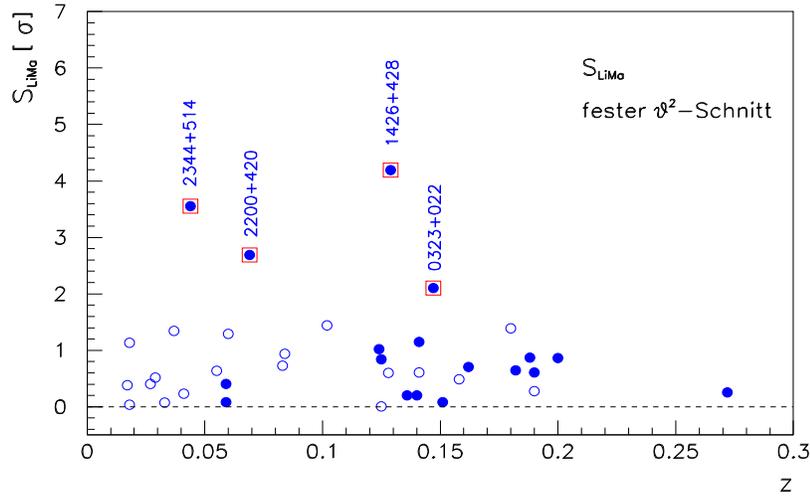


Abbildung 9.3: **z-Verteilung der AGN-Ergebnisse mit festem θ_{fixed}^2 -Schnitt.** Die offenen Kreise kennzeichnen normale AGN, die gefüllten Kreise kennzeichnen die Kandidaten des BATSE-Katalogs. Die hochsignifikanten TeV-Kandidaten der Objekte des AGN-Programms (ohne Mkn 421 und Mkn 501) sind benannt und durch Quadrate markiert.

Satzes. Ausserdem wurde darauf geachtet, dass die einzelnen Datensätze der AGN und des Crab, die hier in Beziehung zueinander gebracht wurden, aus Mess-Zeiträumen mit einheitlichem Detektorzustand hervorgingen. Die oberen Flussgrenzen in Crab-Einheiten $UL_{95\%}^{Crab}$ berechnen sich dann zu:

$$UL_{95\%}^{Crab} = \frac{N_{ex,\gamma}^{max}}{T_{eff,\gamma}} \cdot \frac{N_{ex,Crab}^{min}}{T_{eff,Crab}} = \frac{R_{\gamma}^{max}}{R_{Crab}^{min}} \quad (9.1)$$

Dabei geben R_{γ}^{max} und R_{Crab}^{min} die erwartete maximalen bzw. minimalen Ereigniss-Raten der AGN-Objekte bzw. des Crab an.

Zur Umrechnung der upper-limits in Crab-Einheiten $UL_{95\%}^{Crab}$ in absolute Fluss-Einheiten $F(E > E_{thresh})$ wird die Kenntniss des gut vermessenen Crab-Spektrums ausgenutzt. Die Steigung des differentiellen Fluss-Spektrums ist $\frac{dF}{dE} \propto E^{-2.6}$, der absolute integrale Fluss des Crab oberhalb 0.5 TeV ist $F(E > 0.5 \text{ TeV}) = 5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [10]. Daraus ergibt sich eine Umrechnungsformel für die absoluten oberen Flussgrenzen:

$$F_{UL95\%}(E > E_{thresh}) = UL_{95\%}^{Crab} \cdot 1.6517 \cdot E_{thresh}^{-1.6} \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (9.2)$$

Die Energieschwelle E_{thresh} wurden nach Gleichung 6.40 berechnet. Tabelle 9.4 fasst diese Ergebnisse zusammen.

9.2.3 Signifikante TeV-Kandidaten

1440+122 und 2254+074

Der 1ES 1440+122 und der 1ES 2254+074 wurden nur an vereinzelten Tagen beobachtet (Abbildungen 9.8 und 9.9). Ihre Daten weisen in der Analyse mit bestem θ_{best}^2 -Schnitt eine maximale Signifikanz $S_{LiMa} > 2\sigma$ auf: $S_{LiMa}(1440+122) = 2.689\sigma$ mit $\theta_{best}^2 < 0.010 \text{ deg}^2$

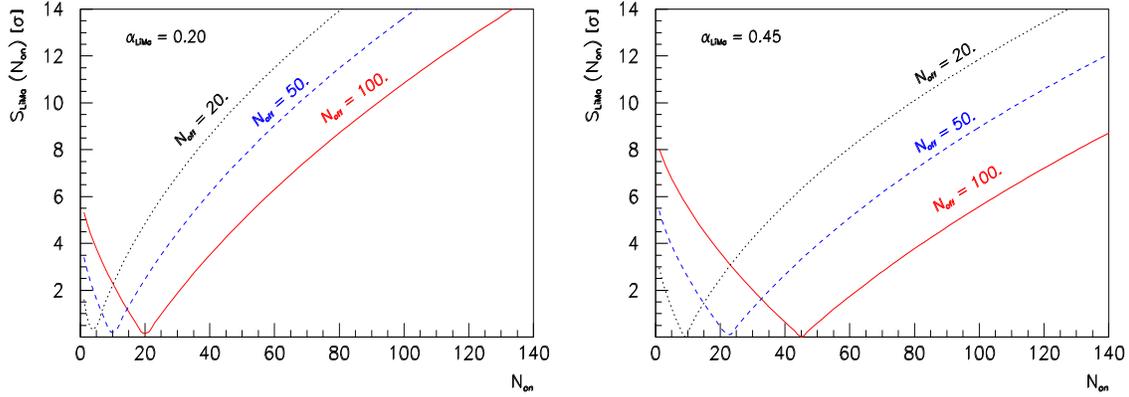


Abbildung 9.4: **Der Verlauf der S_{LiMa} -Funktion** für feste Werte von $N_{off} = 20, 50, 100$ und (oben) $\alpha_{LiMa} = 0.20$ bzw. (unten) $\alpha_{LiMa} = 0.45$ in Abhängigkeit von N_{on} . $S_{LiMa}(N_{on})$ wird nicht negativ und hat ein Minimum bei $N_{on} = \alpha_{LiMa} N_{off}$.

und $S_{LiMa}(2254+074) = 2.001\sigma$ mit $\theta_{best}^2 < 0.015 \text{ deg}^2$. Da diese Signale aus einer sehr eng begrenzten Signalregion kommen, ist die Existenz eines echten Signals, das nicht durch Fluktuationen erzeugt wurde, hoch wahrscheinlich. Die Vergrößerung der Signalregion durch Erhöhung des θ^2 -Schnitts auf $\theta_{fixed}^2 < 0.045 \text{ deg}^2$, verursacht eine starke Zunahme des Untergrundes und lässt die Signale nahezu unbedeutend werden. Es konnten hier nur obere Grenzen an den TeV- γ -Fluss gesetzt werden:

$$F(E > 0.74 \text{ TeV})(1ES 1440 + 122) < 1.36 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$F(E > 0.74 \text{ TeV})(1ES 2254 + 074) < 1.02 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Auf eine Darstellung der zeitlichen Fluss-Kurven wurde daher hier verzichtet.

Die Signalverteilungen dieser beiden Objekte in Abbildung 9.6 und 9.7 veranschaulichen den Ereigniss-Überschuss innerhalb der engen Signalregion. Die entsprechenden S_{LiMa} -Signifikanzverteilungen zeigen eine gleichmässig stetige Abnahme, wie dies für reale Signale üblich ist (vergleiche Abbildungen 8.8 und 8.9). Aufgrund dessen werden die AGN-Objekte 1ES 1440+122 und 1ES 2254+074 als mögliche TeV-Emitter in Betracht gezogen. Beide AGN sind auch im BATSE-Katalog enthalten mit $S_B(1440+122) = 2.23\sigma$ und $S_B(2254+074) = 1.77\sigma$. Weitere tiefere Beobachtungen sind vielversprechend.

Bei den grossen Distanzen dieser Objekte von $z(1440+122) = 0.162$ und $z(2254+074) = 0.190$ ist eine Absorption der von dort emittierten γ -Strahlung nach den aktuellen Modellen des kosmischen Infrarot-Hintergrundes nicht auszuschliessen [126]. Ein Nachweis eines dieser Objekte im TeV-Bereich würde einen erheblichen Beitrag zur Bestimmung des kosmischen Infrarot-Hintergrundes leisten.

0323+022

Der 1ES 0323+022 wurde in der vorliegenden Analyse mit einer erhöhten Signifikanz von $S_{LiMa}(0323+022) = 2.1\sigma$ mit $\theta_{best}^2 < 0.045 \text{ deg}^2$ beobachtet (Abbildung 9.10). Abbildung 9.11 zeigt die auf wenige Tag verteilten Beobachtungszeiten, Abbildung 9.12 den zeitlichen Flussverlauf. Das upper limit liegt bei

$$F(E > 0.84 \text{ TeV})(1ES 0323 + 022) < 2.77 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

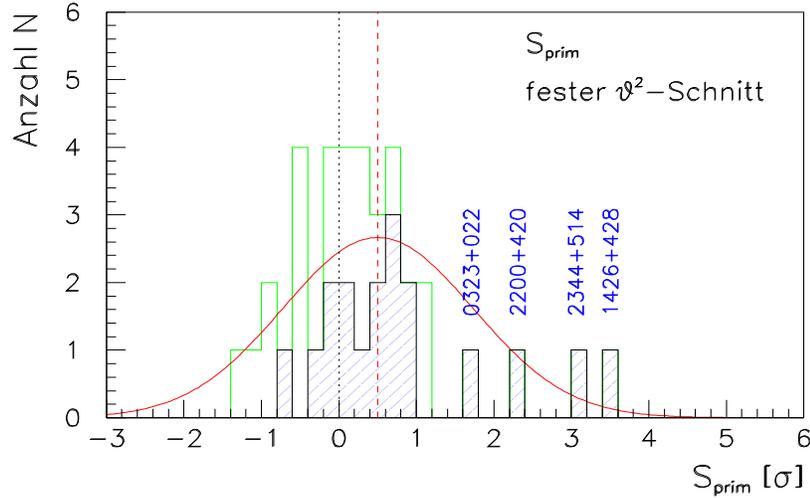


Abbildung 9.5: **Signifikanzverteilung S_{prim} der AGN-Analyse mit festem θ_{fixed}^2 -Schnitt.** Schraffiert sind die Kandidaten des BATSE-Katalogs gekennzeichnet, das nicht schraffierte Histogramm zeigt die Gesamt-Verteilung aller Objekte des AGN-Programms ohne Mkn 421 und Mkn 501.

2200+420

Der BL Lac (2200+420) wurde in September 1998 von der GT48-Crimeam-Gruppe mit einer Signalgüte von 7.2σ als Quelle hochenergetischer γ -Strahlung > 1 TeV entdeckt [210].

In 35.7 Stunden Beobachtungszeit (Abbildung 9.14) wurde in der vorliegenden Arbeit ein Signal mit $S_{LiMa} = 2.7\sigma$ bei $\theta_{best}^2 < 0.055 \text{ deg}^2$ beobachtet (Abbildung 9.13). Die Flusskurve in Abbildung 9.15 zeigt keine kurzzeitigen Variabilitäten. Die ermittelte obere Flussgrenze liegt bei

$$F(E > 0.01 \text{ TeV})(BL \text{ Lac}) < 3.09 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

2344+514

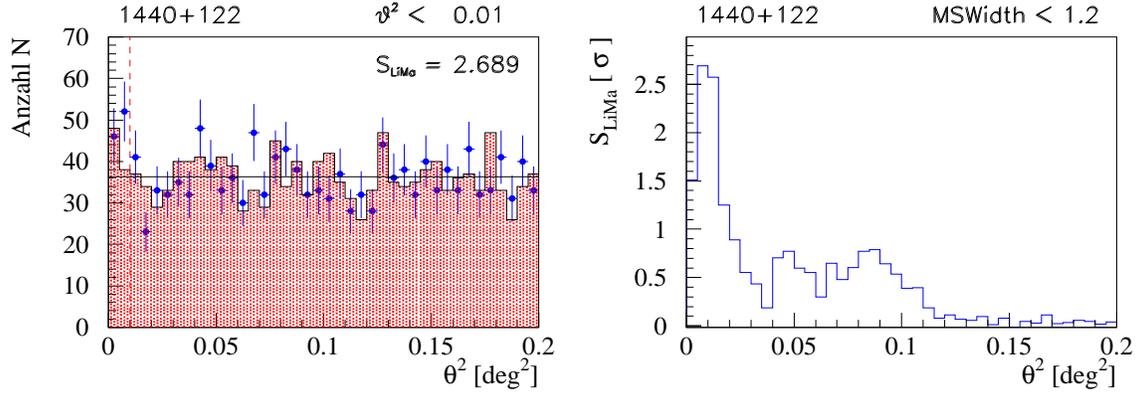
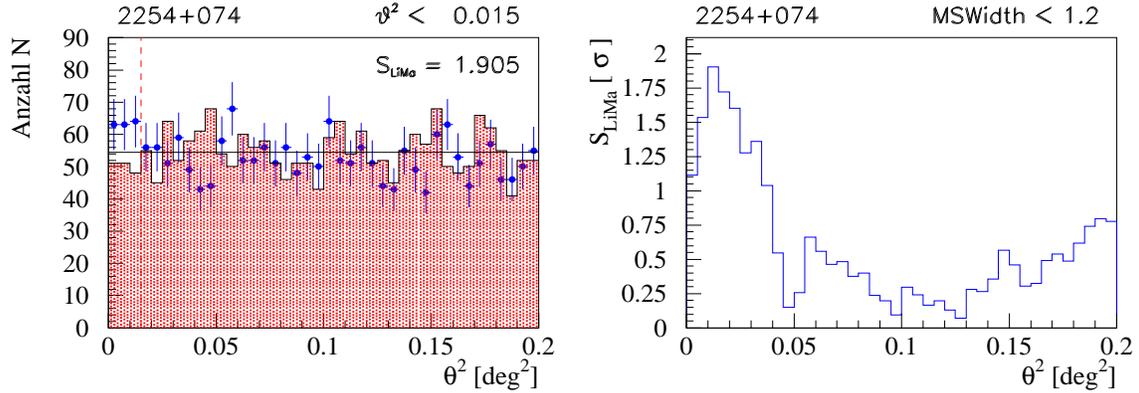
Der 1ES 2344+514 wurde 1995 von der Whipple Gruppe auf einem 6σ -Niveau mit einem durchschnittlichen Fluss von $F(E > 350 \text{ GeV}) = (6.6 \pm 1.9) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ als TeV- γ -Quelle identifiziert [62, 63].

Zur Bestätigung dieses Signals wurde der 1ES 2344+514 in dem AGN-Programm mit 63.5 Stunden beobachtet (Abbildung 9.17). Obwohl eine erhöhte Signifikanz mit $S_{LiMa} = 4.065\sigma$ mit $\theta_{best}^2 < 0.060 \text{ deg}^2$ vorlag (Abbildung 9.16), konnte das TeV-Signal nicht bestätigt werden. Eine obere Flussgrenze mit einem 95% Konfidenz-Niveau wurde berechnet:

$$F(E > 0.81 \text{ TeV})(1ES \text{ 2344} + 514) < 2.45 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

1426+428

Die Beobachtungen des 1ES 1426+428 wurden aufgrund eines schwachen Signals in der Pre-Analyse auf etwa 59.0 Stunden ausgedehnt. Ein Überblick über die Verteilung der Beobachtungszeiten geben Abbildungen 9.2.3 und 9.19, wegen des grösseren Datensatzes wurden die Perioden des Jahres 1999 und 2000 getrennt dargestellt.

Abbildung 9.6: Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 1440+122.Abbildung 9.7: Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 2254+074.

Die Lichtkurven in den Abbildungen 9.19 und 9.20 zeigt eine Zunahme der TeV-Aktivität im Jahr 2000. Insgesamt konnte ein TeV-Signal mit einer Signifikanz von $S_{LiMa} = 6\sigma$ gefunden werden, bei einem Schnitt auf die Herkunftsrichtung von $\theta_{best}^2 < 0.02 \text{ deg}^2$. Die Signalverteilung mit dem entsprechenden Signifikanzverlauf zeigt Abbildung 9.21.

Damit konnte der 1ES 1426+428 erstmalig als TeV- γ -Quelle identifiziert werden!

Aus einem Ereignisüberschuss von $N_{ex} = 157.6$ in einer effektiven Beobachtungszeit von 57,88 Std ergibt sich eine effektive Rate von 2.72 TeV- γ -Photonen pro Stunde. Mit einem mittleren Zenitwinkel $\langle ZA \rangle = 19.36^\circ$ resultiert das unter der Annahme eines Crab-ähnlichen Spektrums in einen absoluten Fluss von

$$F(E > 0.69 \text{ TeV})(1ES1426 + 428) = (5.0 \pm 1.1) 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Aufgrund dieser Beobachtung wurde der 1ES 1426+428 in den folgenden Jahren 2001 und 2002 verstärkt mit dem HEGRA-CT-System observiert. In den 217.5 Stunden Beobachtungszeit dieser Observationen konnte der 1ES 1426+428 als TeV-Quelle mit 5.3σ bestätigt werden [21]. Aus politischen Gründen wird die Quelle dort H 1426+428 genannt. Mit den zusätzlichen Daten konnte ein Energie-Spektrum des 1ES 1426+428 ermittelt werden Abbildung (9.22).

Zwischenzeitlich wurde der 1ES 1426+428 von anderen Experimenten bestätigt [143, 94].

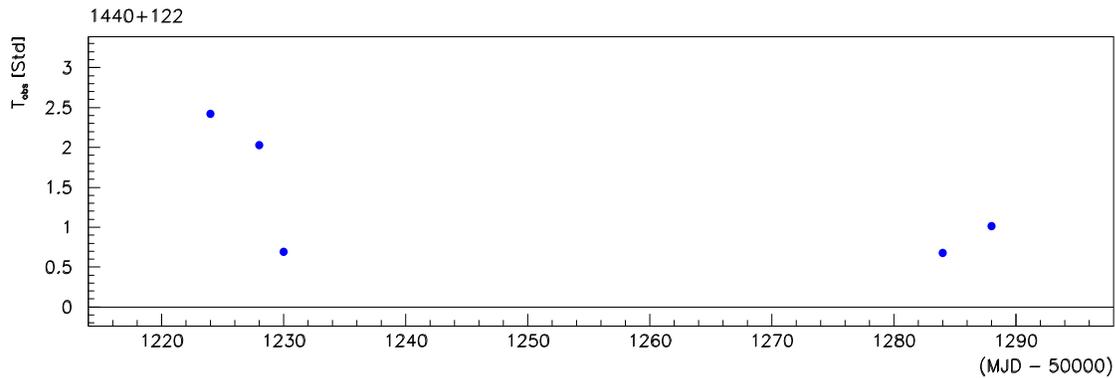


Abbildung 9.8: Verteilung der Beobachtungszeiten des 1440+122.

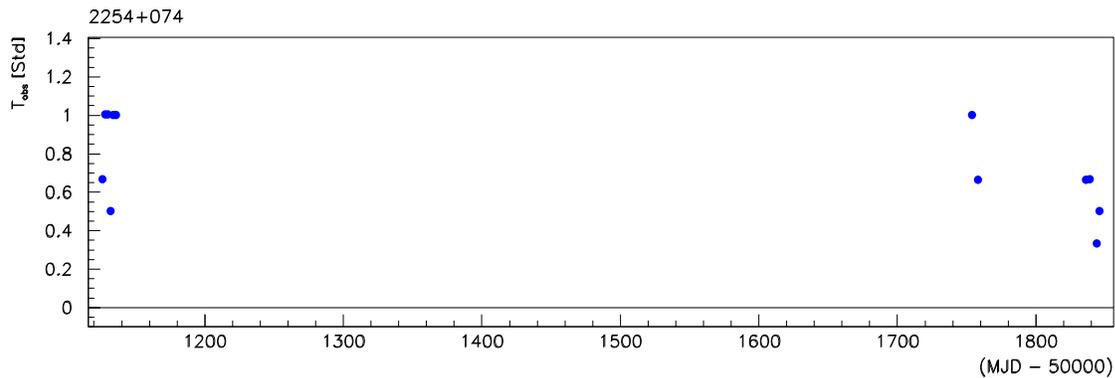


Abbildung 9.9: Verteilung der Beobachtungszeiten des 2254+074.

Aufgrund seiner grossen Distanz $z = 0.129$ setzt die TeV- γ -Emission dieser Quelle neue Limits an den kosmischen Infrarot-Hintergrund, die in einer Vielzahl von Publikationen diskutiert werden [15, 3, 226, 82].

9.3 Untersuchung der Charakteristiken

Die hier gefundenen neuen TeV-Quellen sind alle BL Lac-Objekte und Teil des BATSE-Katalogs. Im Folgenden werden einzelne charakteristische Untergruppen des AGN-Programms untersucht.

Dazu wird die Stacking Methode verwendet, die in der Astronomie allgemeine Anwendung findet. Die verschiedenen Beobachtungen mehrerer Objekte einer Objektklasse werden übereinandergelagert und ihre Intensitäten addiert, man erhält ein kumulatives Signal dieser Klasse. Diese Methode ist sinnvoll, um Informationen über eine Klasse von Objekten zu erhalten, die aufgrund ihrer geringen Luminosität eine lange Beobachtungszeit benötigen. Dabei sollte die Auswahl der Objekte möglichst Klassen-rein und vollständig sein.

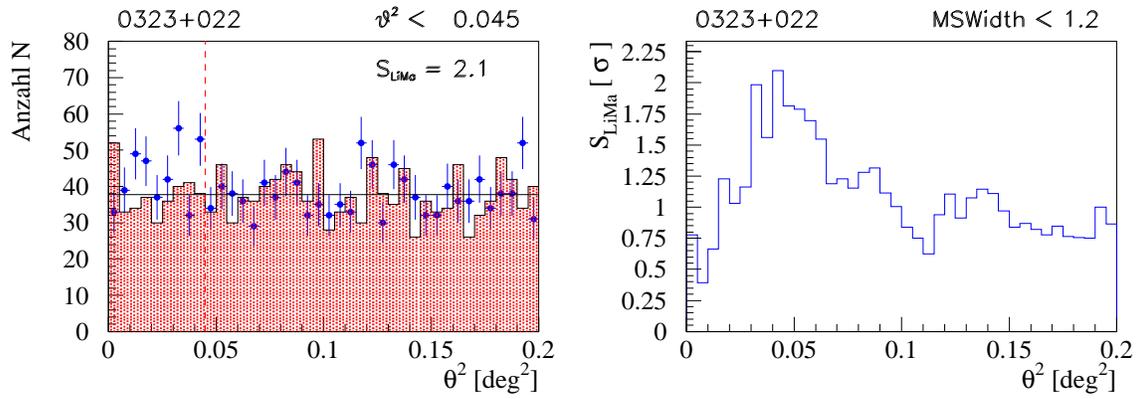


Abbildung 9.10: Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 0323+022.

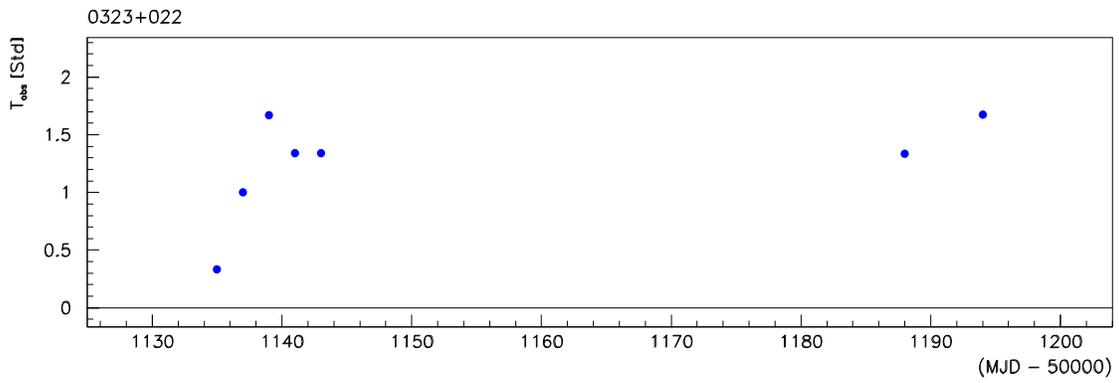


Abbildung 9.11: Verteilung der Beobachtungszeiten des 0323+022.

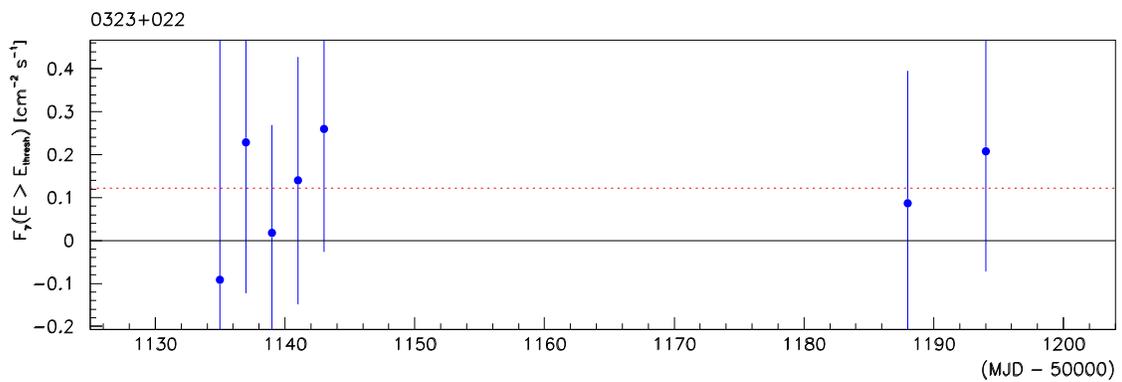


Abbildung 9.12: Lichtkurve des 0323+022 mit γ -Flüssen in $10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

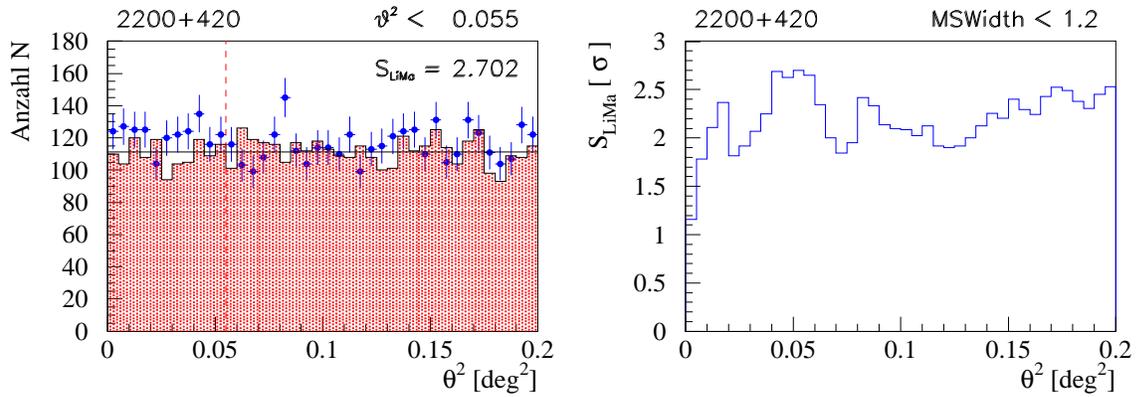
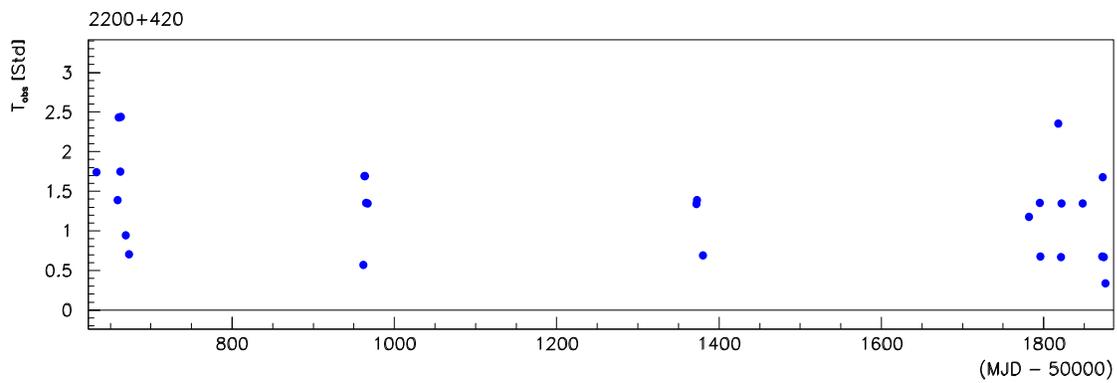
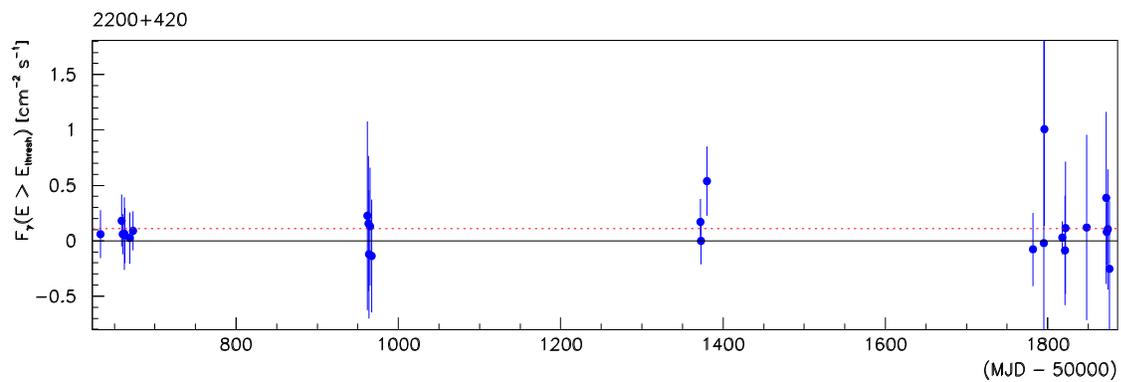
Abbildung 9.13: Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 2200+420.

Abbildung 9.14: Verteilung der Beobachtungszeiten des 2200+420.

Abbildung 9.15: Lichtkurve des 2200+420 mit γ -Flüssen in $10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

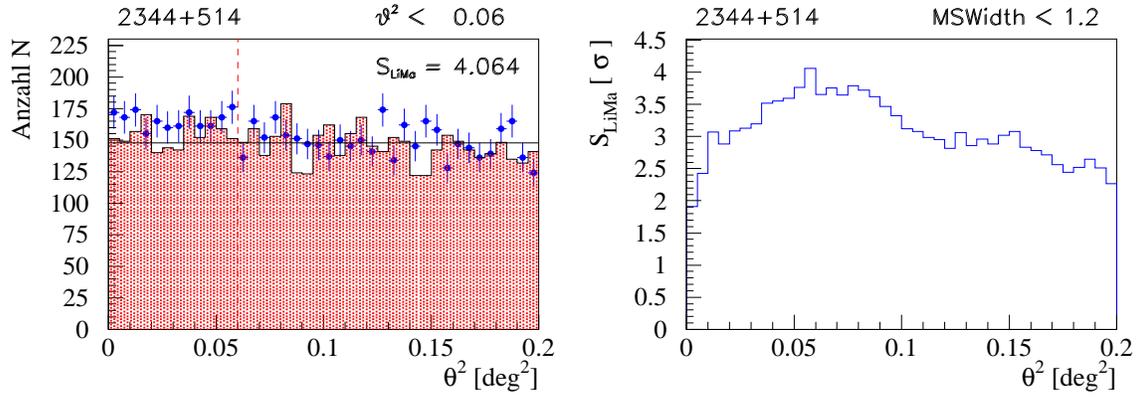


Abbildung 9.16: Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 2344+514.

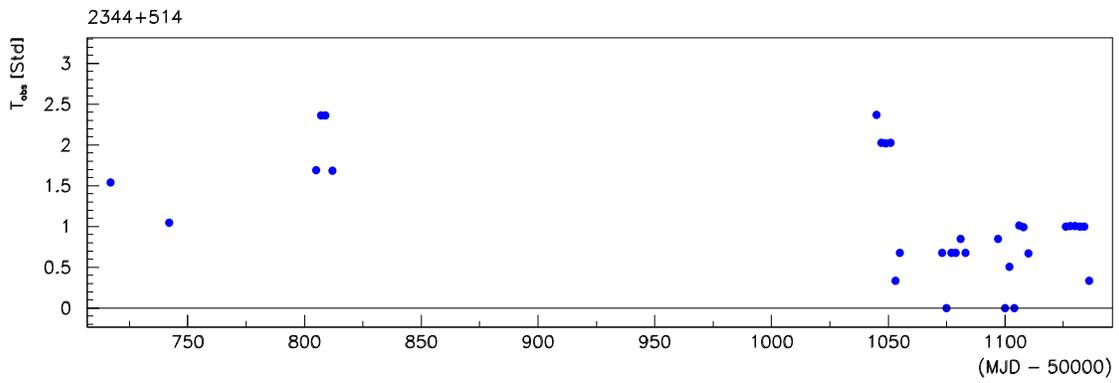


Abbildung 9.17: Verteilung der Beobachtungszeiten des 2344+514.

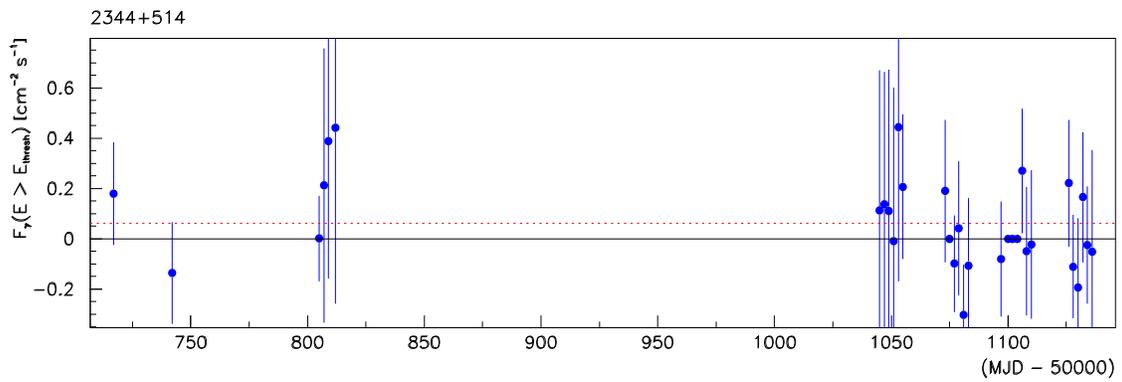


Abbildung 9.18: Lichtkurve des 2344+514 mit γ -Flüssen in $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

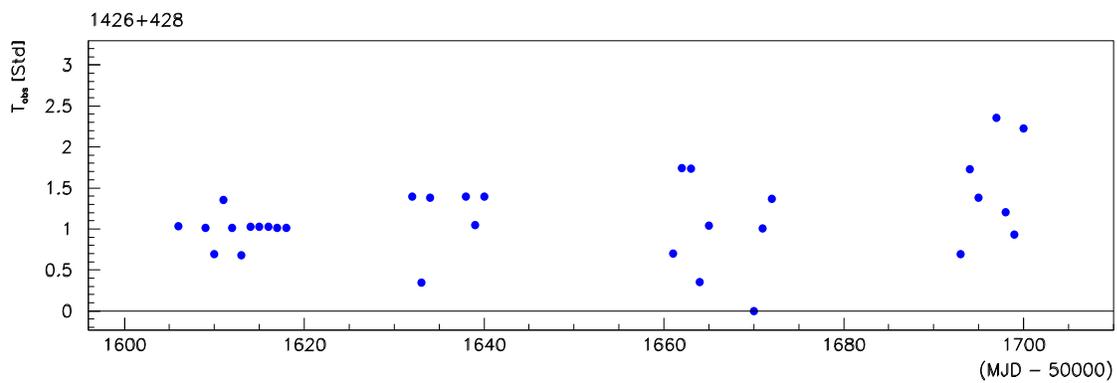
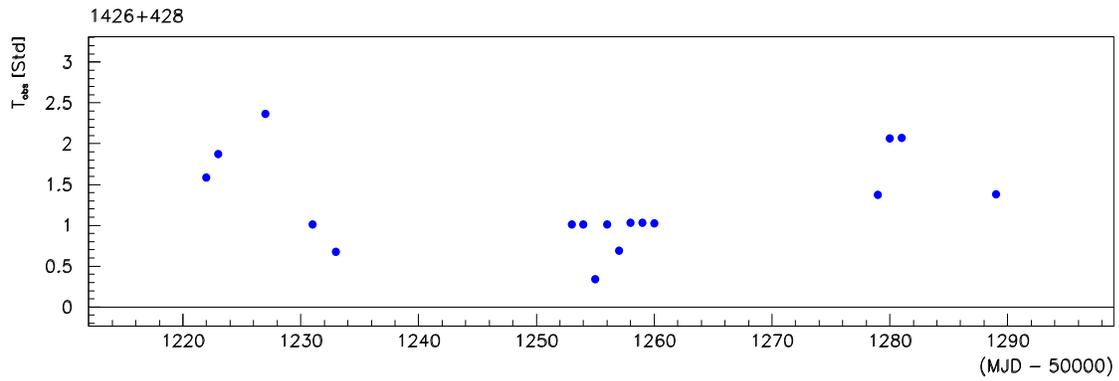
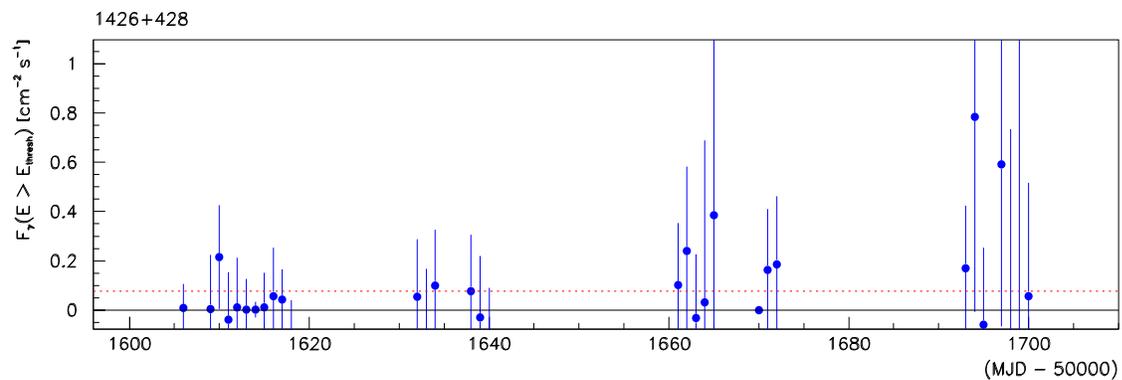
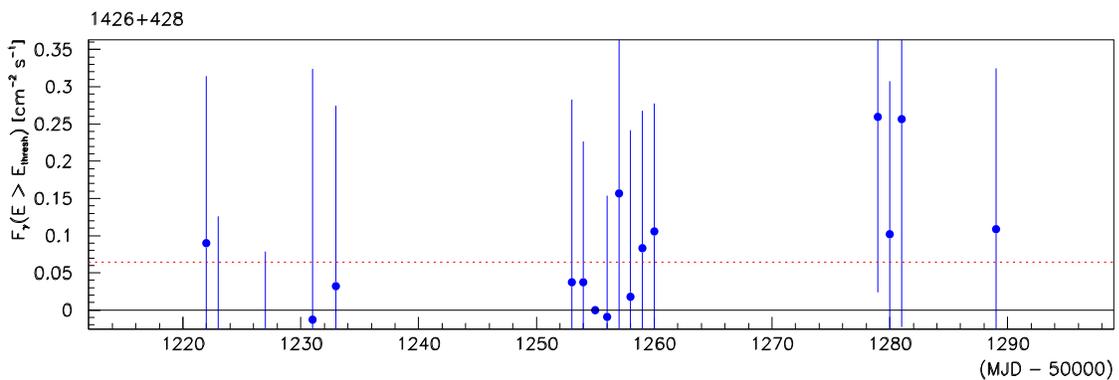
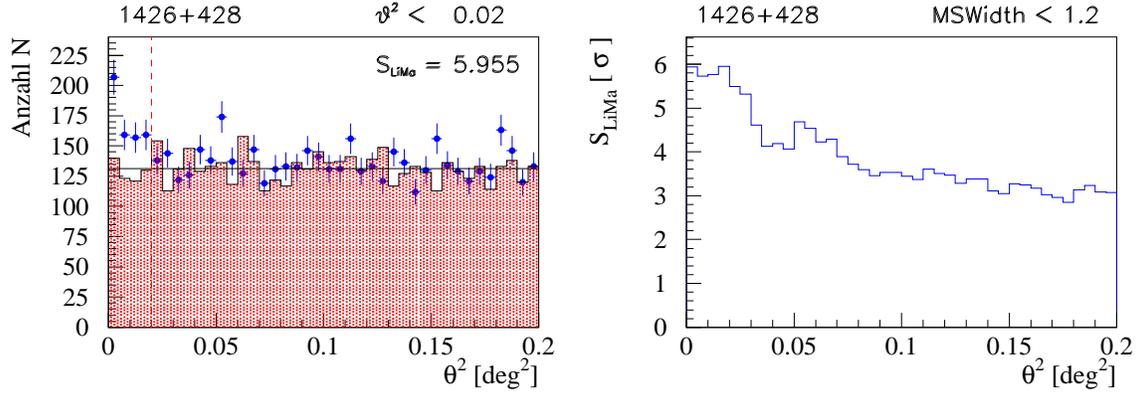


Abbildung 9.19: Verteilung der Beobachtungszeiten des 1426+428.

Abbildung 9.20: Lichtkurve des 1426+428 mit γ -Flüssen in $10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Abbildung 9.21: Signalverteilung und Signifikanzverteilung S_{LiMa} der AGN 1426+428.

9.3.1 BL Lacs und FSRQ

Hier wurden die beiden, das AGN-Programm bestimmenden Objekt-Klassen, der BL Lac-Objekte (BLLacs) und der Flach-Spektrum-Radio-Quasare (FSRQ) (Kapitel 3.2) untersucht.

Die ursprünglich beantragten 54 Objekte des AGN-Programms (Kapitel 3.2) verteilten sich in drei Objekt-Klassen: 31 BL Lac-Objekte (BLLacs), 20 Flach-Spektrum-Radio-Quasare (FSRQ) und 3 Seyfert-Galaxien. Von den FSRQ wurden 9 beobachtet, von den BL Lacs 28, inklusive der beiden Markarians 421 und 501, von den Seyfert-Galaxien wurde eine nicht beobachtet (1214+381), während die beiden verbleibenden auch den anderen Objekt-Klassen zugeordnet werden können: eine der BL Lac-Klasse (2201+044) und eine der FSRQ-Klasse (0430+052). Dem folgend wurden hier die beiden Objekt-Klassen: die 27 BL Lacs und die 10 FSRQ untersucht. Die beiden prominenten TeV-Emitter Mkn 421 und Mkn 501 wurden selbstverständlich von dieser Untersuchung ausgeschlossen.

Ebenso wurde das Stacking in zwei Versionen durchgeführt: (i) zum einen *ohne* die beiden hoch-signifikanten Objekte der WARGUS-Analyse 2344+514 und 1426+428, die beide zu den BL Lac-Objekten gehören (BLLacs) und (ii) zum anderen *inklusive* der beiden Objekte 2344+514 und 1426+428 (BLLacs+2).

Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in den Tabellen 9.5 und 9.6 aufgeführt.

Das Stacking der FSRQ zeigte keine Evidenz für eine mögliche TeV-Emission dieser Objekt-Klasse. Mit einem besten θ^2 -Schnitt von $\theta^2 < 0.195 \text{ deg}^2$ wurde eine viel zu grosse Signalregion gewählt, und damit nur eine marginale Signifikanz von $S_{LiMa} = 1.123\sigma$ erreicht. Kleine θ^2 -Schnitte führten zu Signifikanzwerten, die verträglich mit Null sind.

Die Klasse der BL Lacs dagegen zeigte unter sehr kleinen θ_{best}^2 -Schnitten von $\theta^2 < 0.015 \text{ deg}^2$ eine nicht zu vernachlässigende Signalgüte von $S_{LiMa} = 3.02\sigma$. Unter Einbezug der beiden Objekte 2344+514 und 1426+428 konnte ein signifikantes Signal von $S_{LiMa} = 5.83\sigma$ gefunden werden. Die Signalverteilungen dieser Untersuchung zeigt Abbildung 9.23 für die FSRQ-Objekte und Abbildung 9.25 für die BL Lac-Objekte. Abbildungen 9.24 und 9.26 stellen die dazugehörigen Zenitwinkelverteilungen dar.

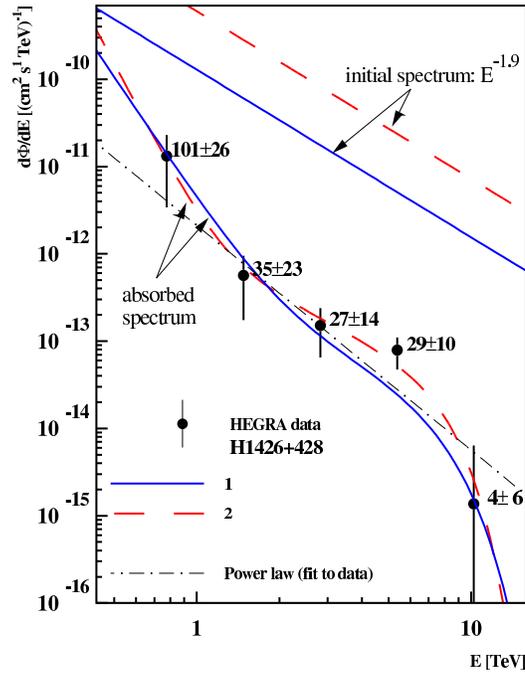


Abbildung 9.22: Energie-Spektrum des 1ES 1426+428. (aus [15])

9.3.2 BATSE-Objekte

Die Bestimmung eines kumulativen Signals aller 16 BATSE-Kandidaten² resultierte in einer hohen Evidenz für ein TeV- γ -Signal dieser Objekt-Klasse unter Maximierung der Signifikanz von $S_{LiMa} = 3.9 \sigma$. Dabei wurde diese Signalgüte in einer sehr eng begrenzten Signalregion $\theta_{best}^2 < 0.02 \text{ deg}^2$ ermittelt. Unter Einbezug der beiden hochsignifikanten Objekte 2344+514 und 1426+428 wurde ein Signal mit einer Güte von $S_{LiMa} = 6.83\sigma$ bestimmt, die durch das Signal des 1ES 1426+428 dominiert ist.

Unter Ausschluss dieser beiden Objekte kann aus dem kumulierten Signal ein mittleres Signal aller BATSE-Objekte bestimmt werden. Die Differenz von $N_{on} = 9486$ und $N_{off} = 9021.0$ ergibt $N_{ex} = 464.9$ in insgesamt $T_{eff} = 208.1$ Std effektive Beobachtungszeit bei einem mittleren Zenitwinkel von $\langle ZA \rangle = 24.5^\circ$ und einer primitiven Signalgüte von $S_{prim} = 3.418\sigma$. Das resultiert in eine obere Flussgrenze von 11.7% des Crab oder in ein entsprechendes upper limit des absoluten Flusses von $F(E > 0.77 \text{ TeV}) = 0.293 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Der Zusammenhang zwischen der Zugehörigkeit zu dem signifikanten Anteil des BATSE-Katalogs und der Evidenz für eine TeV- γ -Emission ist ein deutlicher Hinweis auf eine Korrelation der Aktivität eines Objekts in dem BATSE-Energiebereich $E_{BATSE} = 20 \text{ keV} - 200 \text{ keV}$ und dem TeV- γ -Bereich.

Der zur Verfügung stehende BATSE-Katalog aus den Jahren 1991 bis 1993 bietet einen zu geringen Informationsgehalt für umfassende Korrelationsanalysen. Eine die gesamte Messzeit des BATSE-Satelliten von etwa 7 Jahren umfassende Kompilation aller von BATSE detektierten Quellen wäre interessant. Eine zeitliche Aufsplitung könnte zudem Informationen über Variabilitäten der einzelnen Objekte im Röntgenbereich liefern und Vergleiche mit dem variablen Verhalten im TeV-Bereich zulassen. In der zur Zeit vorliegenden Form ist

²Alle Objekte des BATSE-Katalogs: 0120+340, 0145+138, 0229+200, 0323+022, 0927+500, 1013+498, 1118+423, 1212+078, 1219+285, 1255+244, 1418+546, 1440+122, 1727+502, 2200+420, 2254+074, 2321+419.

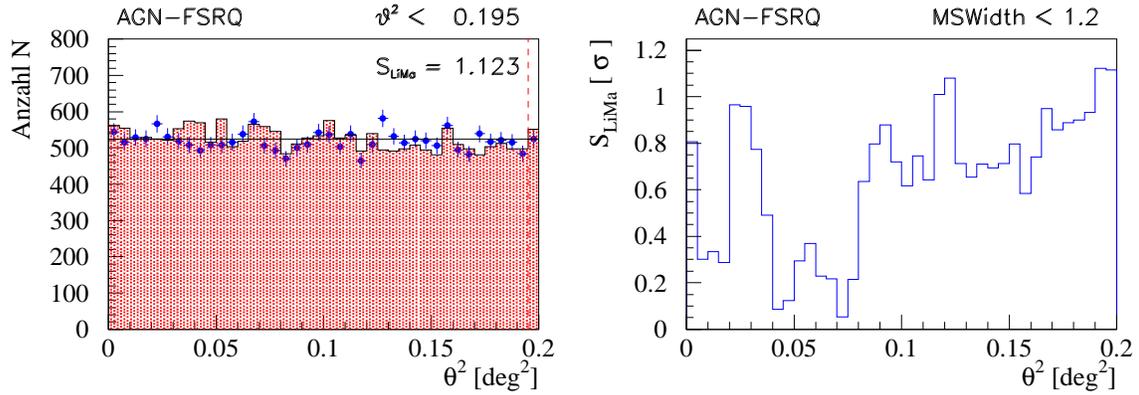


Abbildung 9.23: Signalverteilung des Stackings der FSRQ-Objekte.

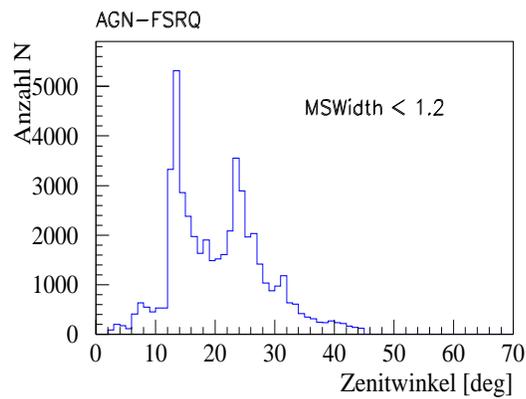


Abbildung 9.24: Zenitwinkelverteilung des Stackings der FSRQ-Objekte.

der BATSE-Katalog durch signifikante Röntgenflüsse einiger Objekte aber zumindest ein Lieferant für potentielle TeV-Quellen, bei denen eine tiefere Beobachtungszeit sinnvoll und erfolgversprechend wäre.

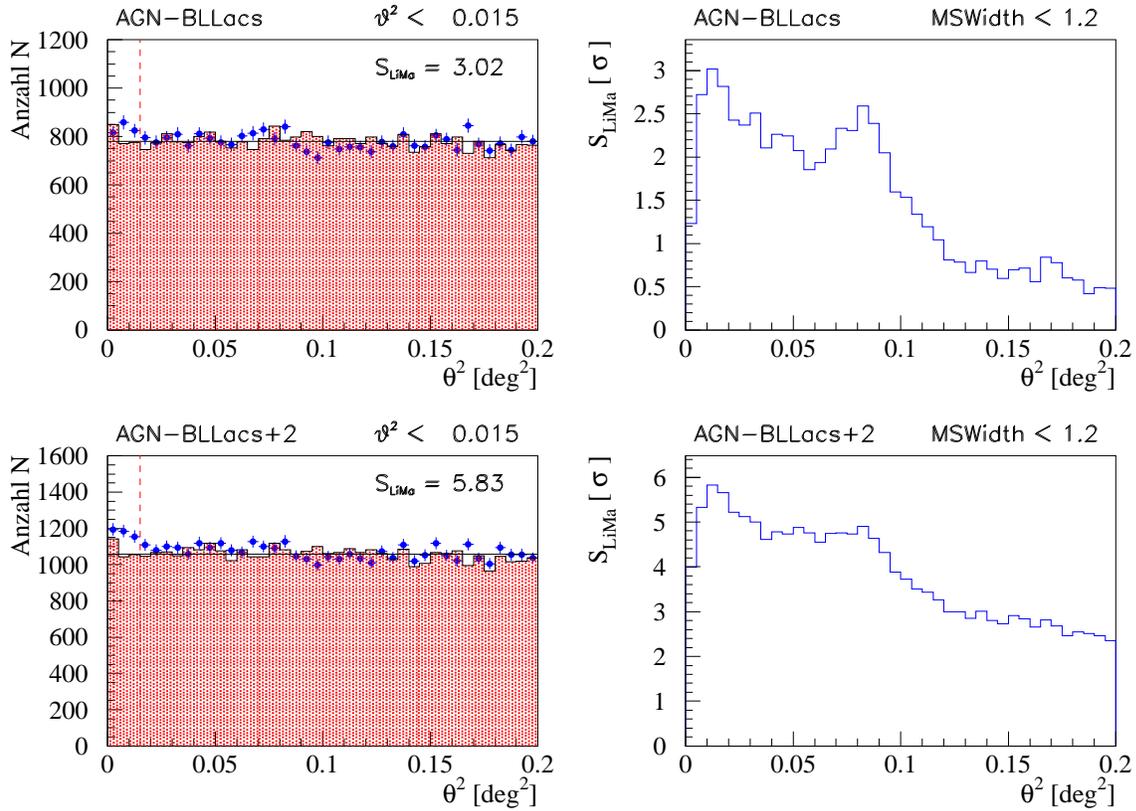


Abbildung 9.25: **Signalverteilung des Stackings der BL Lac-Objekte.** (*oben*) ohne die hochsignifikanten Objekte der WARGUS-Analyse 2344+514 und 1426+428, (*unten*) inklusive der beiden Objekte.

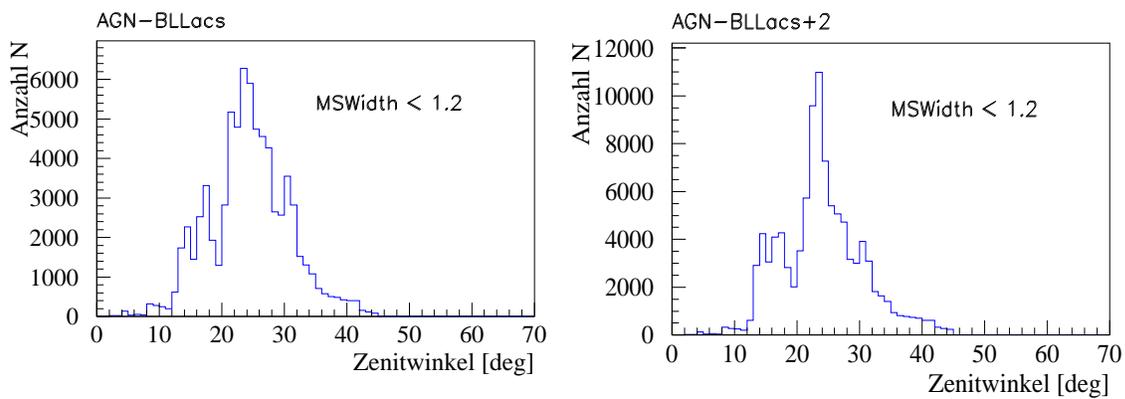


Abbildung 9.26: **Zenitwinkelverteilung des Stackings der BL Lac-Objekte.**

Tabelle 9.5: Analyse-Resultate der Objektklassen des AGN-Programms: bester θ^2 -Schnitt.

Quelle	θ^2 -Schnitt S_{prim} [deg ²]	N_{on}	N_{off}	N_{Ex}	S_{prim} [σ]	θ^2 -Schnitt S_{LiMa} [deg ²]	N_{on}	N_{off}	α_{LiMa}	S_{LiMa} [σ]
FSRQ	0.030	3211.0	3149.4	61.6	0.772	0.195	20244.0	10498.0	1.00	1.123
BLLacs	0.085	13660.0	13251.1	408.9	2.493	0.015	2497.0	2338.4	0.15	3.020
BLLacs+2	0.085	18893.0	17988.2	904.8	4.711	0.015	3534.0	3174.4	0.15	5.830
BATSE	0.085	9486.0	9021.0	464.9	3.418	0.020	2323.0	2122.6	0.20	3.901
BATSE+2	0.085	14719.0	13758.1	960.9	5.694	0.020	3674.0	3237.2	0.20	6.834

Tabelle 9.6: Analyse-Resultate der Objektklassen des AGN-Programms: fester θ^2 -Schnitt.

Quelle	θ^2 -Schnitt [deg ²]	N_{on}	N_{off}	N_{Ex}	S_{prim} [σ]	α_{LiMa}	S_{LiMa} [σ]
FSRQ	0.045	4730.0	4724.1	5.9	0.061	0.45	0.085
BLLacs	0.045	7245.0	7015.3	229.7	1.924	0.45	2.262
BLLacs+2	0.045	10092.0	9523.2	568.8	4.061	0.45	4.779
BATSE	0.045	5026.0	4775.8	250.1	2.527	0.45	2.973
BATSE+2	0.045	7873.0	7283.7	589.3	4.787	0.45	5.636

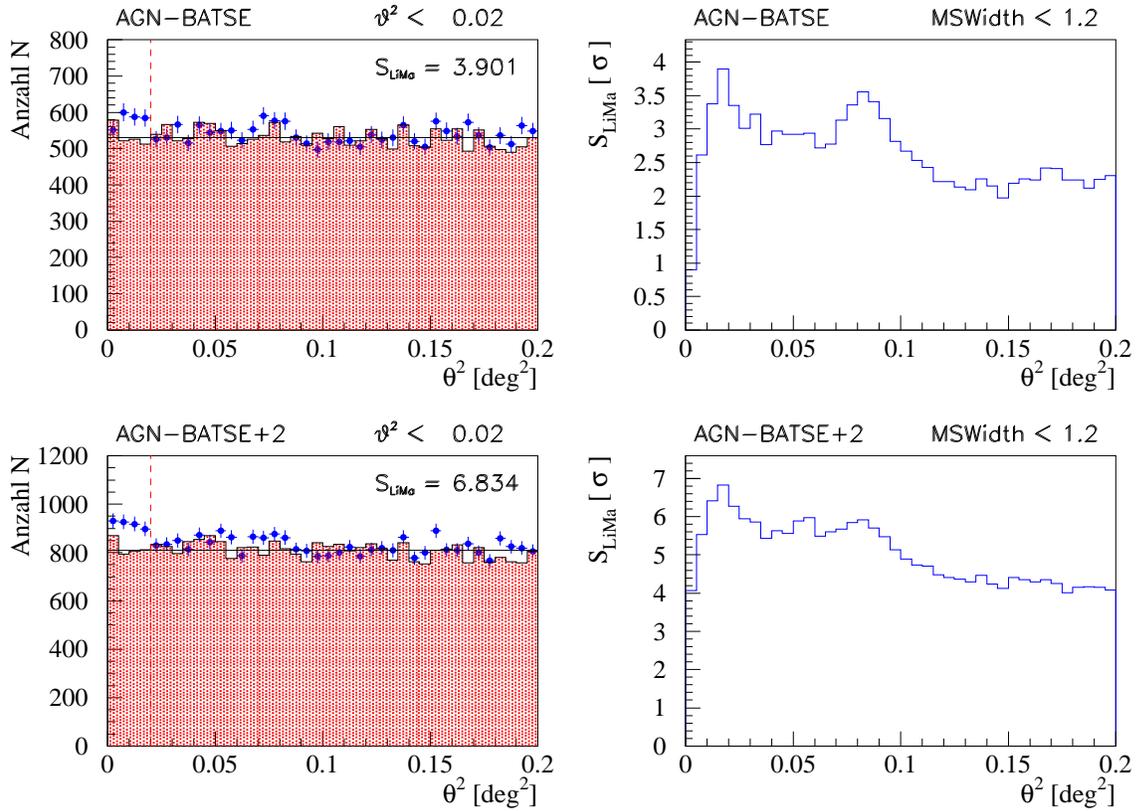


Abbildung 9.27: **Signalverteilung des Stackings der BATSE-Objekte.** (*oben*) ohne die hochsignifikanten Objekte der WARGUS-Analyse 2344+514 und 1426+428, (*unten*) inklusive der beiden Objekte.

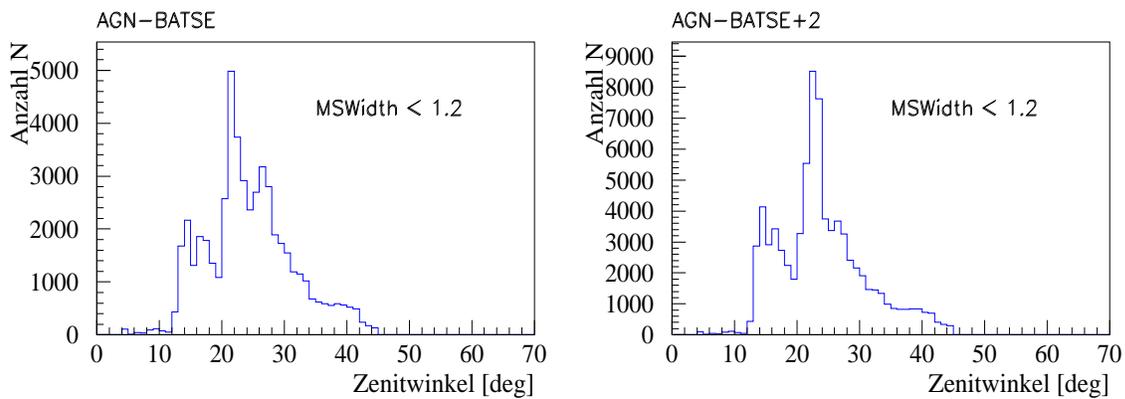


Abbildung 9.28: **Zenitwinkelverteilung des Stackings der BATSE-Objekte.**

Kapitel 10

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Katalog mit 54 AGN-Objekten aufgestellt, der radio-laute Flachspektrumsquellen ($\alpha \leq +0.5$ mit $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$), der Objekt-Klassen BL Lac und FSRQ, mit Entfernungen $z < 0.2$ umfasst, die von dem Beobachtungsstandort La Palma aus unter einem Zenitwinkel $ZA < 45^\circ$ beobachtbar sind. Dieser Katalog beinhaltet auch die beiden prominenten TeV-Emitter Mkn 421 und Mkn 501.

In den 3 1/2 Jahren von Juni 1997 bis Dezember 2000, in denen das AGN-Beobachtungsprogramm durchgeführt wurde, konnten von diesen 54 AGN-Objekten 37 AGN mit insgesamt nahezu 700 Stunden beobachtet werden. Ausserdem wurden der Mkn 421 etwa 362 Std und der Mkn 501 etwa 392 Std observiert.

Zur Analyse der Daten wurde WARGUS verwendet. Das ist ein für die vorliegende Arbeit an der Universität Wuppertal neu entwickeltes Analyse-Softwarepaket zur Untersuchung von Cherenkov-Teleskop-System-Daten. WARGUS basiert auf einer eigenständigen Kalibration der Rohdaten und wurde unabhängig von der innerhalb der HEGRA-Kollaboration verwendeten HEGRA-Standard-Analyse aufgebaut.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die von J. Budischewski und C. Iserlohe entwickelten Module des Softwarepakets zusammengefügt und einem Detektor-System von 5 Teleskopen angepasst. Anhand der Untersuchung von Monte-Carlo-Daten konnte die Funktionsweise der WARGUS nachgewiesen und optimale Parameter-Schnitte gefunden werden. Ein Vergleich der WARGUS und der HEGRA-Standard-Analyse wurde durchgeführt, basierend auf charakteristische Kalibrationsparameter und auf Analyse-Ergebnisse, die anhand einer Crab-Daten-Auswahl gewonnen wurden. Die Resultate beider Analyse-Programm-Pakete stimmen bis auf Abweichungen im Bereich von 10% überein und bestätigen eine solide Grundlage beider Analyse-Ketten.

Die Solidität der WARGUS-Daten-Analyse wurde zunächst an einem 340 Stunden umfassenden Crab-Datensatz demonstriert, der während der 3 1/2 Jahre des AGN-Programms aufgezeichnet wurde, sowie an den Daten der bekannten TeV-Emitter Mkn 421 und Mkn 501. Zur Abgrenzung der Signalregion wurde hier als allgemein geeigneter Schnitt $\theta_{fixed}^2 < 0.045 \text{ deg}^2$ ermittelt. Dieser feste θ^2 -Schnitt wurde zur Analyse der AGN-Daten verwendet, da zur Vergleichbarkeit der Analyse-Resultate ein identischer Parameter-Schnittsatz notwendig ist. Daneben wurde aber auch der die Signifikanz des Signals maximierende, beste θ_{best}^2 -Schnitt benutzt.

Die Analyse der AGN-Daten zeigte Evidenzen für ein TeV-Signal bei vier AGN-Objekten.

Der 1ES 1426+428 wurde erstmalig mit $S_{LiMa}(\theta_{best}^2 < 0.2 \text{ deg}^2) = 6.0\sigma$ als TeV-Quelle nachgewiesen. Über die Bestimmung der erwarteten Rate konnte somit ein absoluter Fluss von $F(E > 0.69 \text{ TeV}) = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ermittelt werden. Die TeV-Beobachtung wurde

zwischenzeitlich durch die Whipple- und durch die CAT-Gruppe bestätigt.

Der 1ES 1426+428 mit $z(1426+428) = 0.129$ ist damit die bisher am weitesten entfernte bekannte TeV- γ -Quelle. Aufgrund dieser Beobachtung wurden bereits verschiedene Arbeiten zur Bestimmung des Spektrums des 1ES 1426+428 und zu Aussagen über den Infrarot-Hintergrund publiziert.

Der 1ES 2344+514 zeigt eine hohe Signifikanz von $S_{LiMa}(\theta_{best}^2 < 0.6 \text{ deg}^2) = 4.1\sigma$, seine obere Flussgrenze wurde zu $F(E > 0.81 \text{ TeV}) < 2.45 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt.

Ebenso konnte für den BL Lac (2200+420) mit $S_{LiMa}(\theta_{best}^2 < 0.055 \text{ deg}^2) = 2.7\sigma$ nur eine obere Flussgrenze $F(E > 0.80 \text{ TeV}) < 3.09 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ermittelt werden.

Die Feststellung einer erhöhten Signifikanz $S_{LiMa}(\theta_{best}^2 < 0.045 \text{ deg}^2) = 2.1\sigma$ für den 1ES 0323+022 mit einer oberen Flussgrenze von $F(E > 0.84 \text{ TeV}) < 2.77 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ist aufgrund der Distanz dieses Objekts mit $z(0323+022) = 0.147$ von Bedeutung. Könnte sich in zukünftigen Beobachtungen diese AGN als TeV-Emitter erweisen, wäre diese die weit entfernteste TeV-Quelle und würde neue Begrenzungen an den kosmischen Infrarot-Hintergrund stellen.

Zwei weitere AGN wurden mit einer leicht erhöhten Signifikanz innerhalb einer eng begrenzten Signalregion detektiert: der 1ES 1440+122 mit $S_{LiMa}(\theta_{best}^2 < 0.01 \text{ deg}^2) = 2.7\sigma$ und der 1ES 2254+074 mit $S_{LiMa}(\theta_{best}^2 < 0.015 \text{ deg}^2) = 2.0\sigma$. Ihre oberen Flussgrenzen wurden zu $F(E > 0.74 \text{ TeV}) < 1.36 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für den 1ES 1440+122 und zu $F(E > 0.74 \text{ TeV}) < 1.02 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für den 1ES 2254+074 bestimmt. Aufgrund der Ähnlichkeiten ihrer Signifikanz-Verteilungsfunktionen mit denen etablierter TeV-Emitter, ist eine Echtheit der Signale nicht auszuschliessen. Weitere Beobachtungen dieser beiden Objekte werden empfohlen.

Neben der Entdeckung einer neuen TeV- γ -Quelle 1ES 1426+428 konnten fünf weitere hochinteressante TeV-Kandidaten ermittelt werden. Während BL Lac und 1ES 2344+514 bereits vorher von anderen Experimenten im TeV-Bereich detektiert wurden, wurden die Blazare 1ES 0323+022, 1ES 1440+122, 1ES 2254+074 als neue mögliche TeV-Quellen identifiziert.

Alle hochsignifikanten Objekte wurden auch mit dem BATSE-Röntgen-Experiment zwischen 20 keV und 200 keV als signifikant registriert. Die S_{prim} -Signifikanzverteilung der Analyse aller Objekte des AGN-Katalogs zeigt eine ins Positive verschobene Normalverteilung, die von den positiven Beiträgen der BATSE-Objekte dominiert wird. Dies ist ein Hinweis auf die Korrelation der Röntgen-Emission im 100 keV-Bereich und der TeV- γ -Emission von Blazaren. Ein signifikanter Exzess im Röntgen-Bereich kann somit als Indikator zur TeV-Beobachtung dienen.

Mit der klassischen Stacking Methode wurde das kummulative Gesamt-Signal der beiden AGN-Klassen: der FSRQ und der BL Lac-Objekte untersucht. Während die 11 FSRQ keine Evidenz für ein TeV-Signal dieser Objekt-Klasse zeigten, konnten für die 30 BL Lac-Objekte ein signifikanter Excess mit $S_{LiMa}(\theta_{best}^2 < 0.015 \text{ deg}^2) = 3.02\sigma$ nachgewiesen werden.

Das kummulative Gesamt-Signal aller 16 BATSE-Objekte zeigte ein positives Signal mit $S_{LiMa}(\theta_{best}^2 < 0.02 \text{ deg}^2) = 3.9\sigma$. Die aus dem Gesamtsignal ermittelte obere Flussgrenze für die BATSE-Objekte liegt bei etwa 12% des Crab-Flusses, das entspricht in absoluten Flusseinheiten $F(E > 0.77 \text{ TeV}) < 2.9 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Von den BATSE-Objekten kann somit bei ausreichender Beobachtungszeit ein durchschnittlicher Fluss von mindestens 10% des Crab-Flusses erwartet werden.

Die hier gefundene Korrelation TeV- γ -Emission und Emissionen im 100-keV-Röntgen-Bereich von Blazaren, kann für zukünftige TeV- γ -Beobachtungen ausgenutzt werden, indem die Beobachtungen im Energiebereich $E = 10 \text{ keV} - 200 \text{ keV}$ als Indikator verwendet werden.

Positive Evidenzen für Signale in diesem Bereich deuten auf erhöhte Synchrotron-Emission hin, die in zeitlich kurzen Abständen eine Emission im TeV-Bereich erwarten lassen. Eine Korrelation dieser beiden Energiebereiche deutet auf die BL Lac-Klasse der HBL (High Frequency Peaked BLLac) hin, deren Synchrotron-Maximum im Röntgen-Bereich liegt.

Ist die Differenzierung der BL Lac-Klassen in LBL und HBL intrinsischen Ursprungs, müssten alle HBLs mögliche TeV-Emitter sein. Ein Ansatz zur Erstellung eines neuen Katalogs wäre die Klassifizierung der Objekt-Auswahl in HBL und LBL, sowie die Indikation durch positive Beobachtungen von Experimenten im 100-keV-Röntgen-Bereich, wie es das BATSE-Experiment war.

Die Möglichkeiten der Experimente neuerer Generation wie HESS, MAGIC und VERITAS sind vielfältig. Durch die niedrigeren Energieschwellen und die höheren Sensitivitäten liegt die Beobachtungszeit zur Detektion des Crab bei wenigen Minuten. Objekte mit Flüssen im 10%-Bereich des Crab müssten in wenigen Stunden detektiert sein. Dadurch kann eine grössere Anzahl und damit ein breiteres Spektrum an möglichen TeV- γ -Quellen untersucht werden. Beobachtungsvorschläge zu sechs vielversprechenden Objekten: 1ES 1426+428, 1ES 2344+514, BL Lac, 1ES 0323+022, 1ES 1440+122, 1ES 2254+074 sind durch diese Arbeit vorgelegt worden.

Anhang A

Energiebereiche

Tabelle A.1: **Die Energiebereiche** der elektromagnetischen Strahlung. Die Umrechnungen in die verschiedenen Einheiten ergeben sich aus $E = h\nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$.

Strahlungs-Energie	Kürzel	Energie in eV	Frequenz in Hz	Wellenlänge in m
Radio		$1.24 \cdot 10^{-8} - 1.24 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^{10}$ 3 MHz – 30 GHz	100 – 0.01 m
Millimeter		$1.24 \cdot 10^{-4} - 0.0124$ eV	$3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{12}$ 30 GHz – 3 000 GHz	10 – 0.1 mm
Infrarot	IR	0.0124 – 1.24 eV	$3 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{14}$	100 – 1 μm
Optisch	Vis	1 – 4 eV	$3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15}$	1 – 0.3 μm
Ultra-Violett	UV	4 – 125 eV	$3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}$	300 – 10 nm
Röntgen	X-Ray	0.125 – 125 keV	$3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{19}$	10 – 0.01 nm
Gamma				
niedrige Energien (low energy)	LE	0.1 – 10 MeV	$> 3 \cdot 10^{19}$	> 0.01 nm
mittlere Energien (medium energy)	ME	0.01 – 1 GeV		
hohe Energien (high energy)	HE	1.0 – 100 GeV		
sehr hohe Energien (very high energy)	VHE	0.1 - 100 TeV		
ultra hohe Energien (ultra high energy)	UHE	> 100 TeV		

Anhang B

Berechnung der Hillas Parameter

In diesem Kapitel wird die Berechnung der Bildparameter SIZE, LENGTH, WIDTH, DISTANCE, MISS, ALPHA und CONC beschrieben. Da Hillas als erster diese Methode der Parametrisierung einer sich in einer Kamera eines abbildenden Teleskops darstellenden Schauerellipse anwendete, werden diese Bildparameter auch *Hillas-Parameter* genannt. Eine nähere Beschreibung der Technik der abbildenden Cherenkov-Teleskope und die Anwendung der Hillas-Parametrisierung und ihre Bedeutung ist in Kapitel 4.3.2 zu finden.

Gegeben sei eine Kamera mit n Pixeln gleicher Empfindlichkeit. Über das Gesichtsfeld der Kamera wird ein kartesisches Koordinatensystem gelegt, so dass der Ursprung des Koordinatensystems mit der vermuteten Position der beobachteten Quelle uebereinstimmt B.1. Bei einzel betriebenen Teleskopen ist dies das Kamerazentrum, bei den HEGRA-System-Teleskopen angewendetem Wobble-Mode (siehe 5.3.1) wird der Koordinatenursprung aus der Kameramitte verschoben und wird für die Bestimmung der Hillas-Parameter entsprechend auf die vermutete Quellposition gelegt. Die Koordinaten des Mittelpunktes des i -ten Pixels sind dann (x_i, y_i) , das kalibrierte Signal in Photoelektronen dieses Pixels nach dem Topologischen Tailcut (siehe Kapitel 4.3.3) entsprechend s_i ($i = 1 \dots n$).

Zunächst werden der Parameter SIZE, der die Gesamt-Lichtmenge in der Schauerbild-ellipse angibt, und die verschiedenen Momente der Signal-Verteilung berechnet:

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

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

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

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad , \quad \sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2 \quad (\text{B.4})$$

$$\sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \quad (\text{B.5})$$

Dann wird das grösste Signal im Schauerbild p_{max} sowie das zweitgrösste Signal im Schauerbild $p_{max,2}$ bestimmt:

$$\begin{aligned} p_{max} &= \max\{p_i\} \\ p_{max,2} &= \max\{p_j\} \quad (j = 1 \dots n; j \neq i) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

und einige Hilfsgrössen eingeführt:

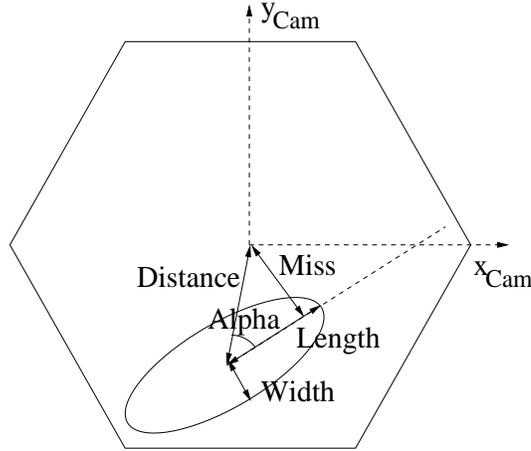


Abbildung B.1: **Die Definition der Hillas-Parameter.** Der Ursprung des Koordinatensystems sollte mit der vermuteten Position der beobachteten Quelle übereinstimmen, die hier im Kamerazentrum liegt. Bei den HEGRA-System-Teleskopen wird der Wobble-Mode (siehe 5.3.1) verwendet, dabei wird der Koordinatenursprung aus dem Zentrum verschoben, dieses muss bei der Berechnung berücksichtigt werden.

$$\begin{aligned}
 d &= \sigma_y^2 - \sigma_x^2 \\
 a &= \frac{d + \sqrt{d^2 + 4\sigma_{xy}^2}}{2\sigma_{xy}} \\
 b &= \langle y \rangle - a \langle x \rangle
 \end{aligned} \tag{B.7}$$

Die weiteren Hillas-Parameter sind dann wie folgt definiert:

$$\text{LENGTH} = \sqrt{\frac{\sigma_x^2 + 2a\sigma_{xy} + a^2\sigma_y^2}{1 + a^2}} \tag{B.8}$$

$$\text{WIDTH} = \sqrt{\frac{a^2\sigma_x^2 - 2a\sigma_{xy} + \sigma_y^2}{1 + a^2}} \tag{B.9}$$

$$\text{DISTANCE} = \sqrt{\langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2} \tag{B.10}$$

$$\text{MISS} = \frac{|b|}{\sqrt{1 + a^2}} \tag{B.11}$$

$$\text{ALPHA} = \arcsin\left(\frac{\text{MISS}}{\text{DISTANCE}}\right) \tag{B.12}$$

$$\text{CONC} = \frac{s_{max} + s_{max,2}}{\text{SIZE}} \tag{B.13}$$

Dabei ist $y = ax + b$ die Geradengleichung der grossen Hauptachse der Ellipse. Alpha ist nur definiert wenn $\text{DISTANCE} > 0^\circ$. Im Spezialfall $\sigma_{xy} = 0$ ist die Hilfsgrösse a undefiniert und die Hauptachse liegt parallel zur x - oder y -Achse. In diesem Fall wird das Koordinatensystem um 45° gedreht. Dann gilt:

$$\begin{aligned}\text{LENGTH} &= \min(\sigma_x, \sigma_y) \\ \text{WIDTH} &= \max(\sigma_x, \sigma_y) \\ \text{MISS} &= \begin{cases} \langle x \rangle & \text{für } \sigma_x < \sigma_y \\ \langle y \rangle & \text{für } \sigma_x > \sigma_y \end{cases}\end{aligned}\tag{B.14}$$

Anhang C

Untergrundbestimmung

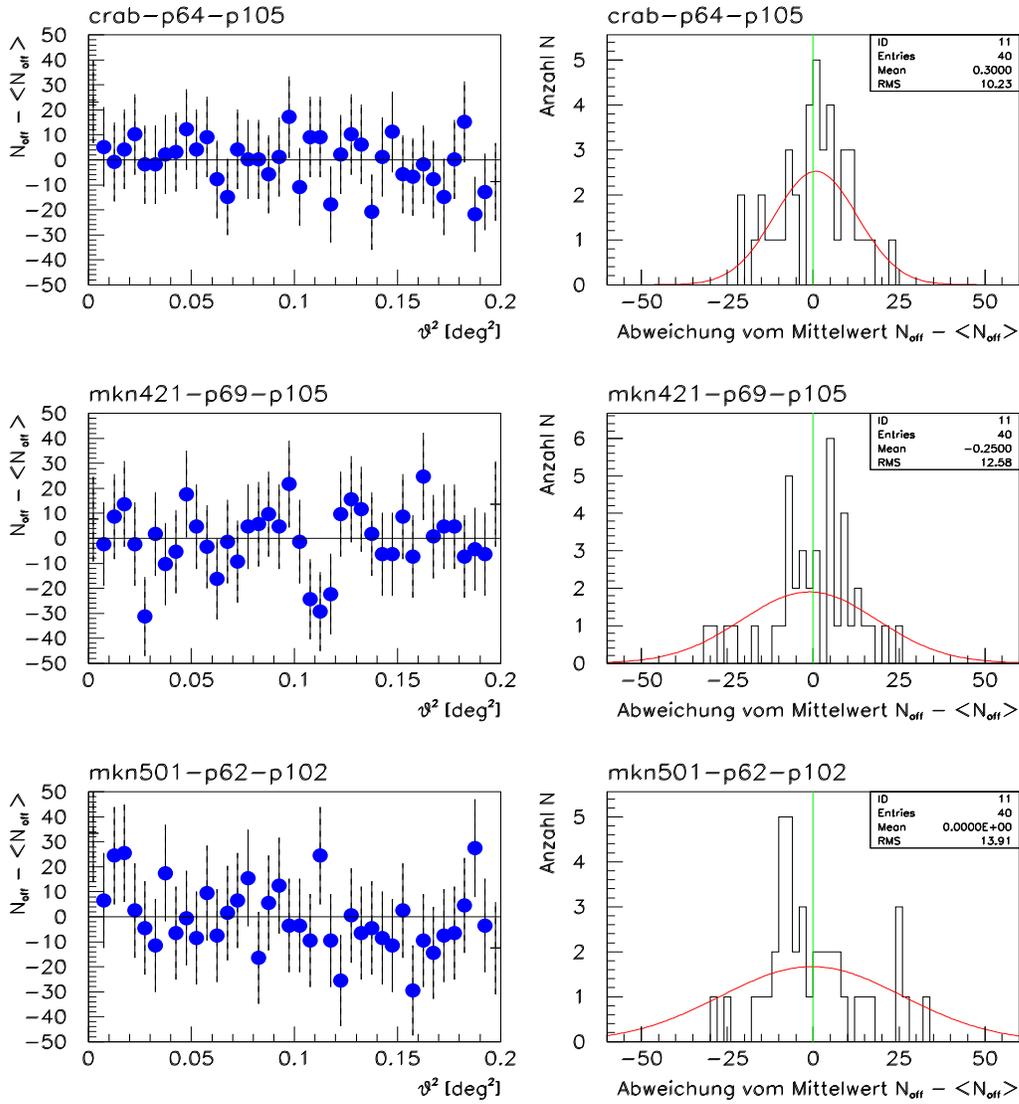


Abbildung C.1: Untergrund-Analyse anhand des gesamten Crab-, Mkn 421- und Mkn 501-Datensatzes.

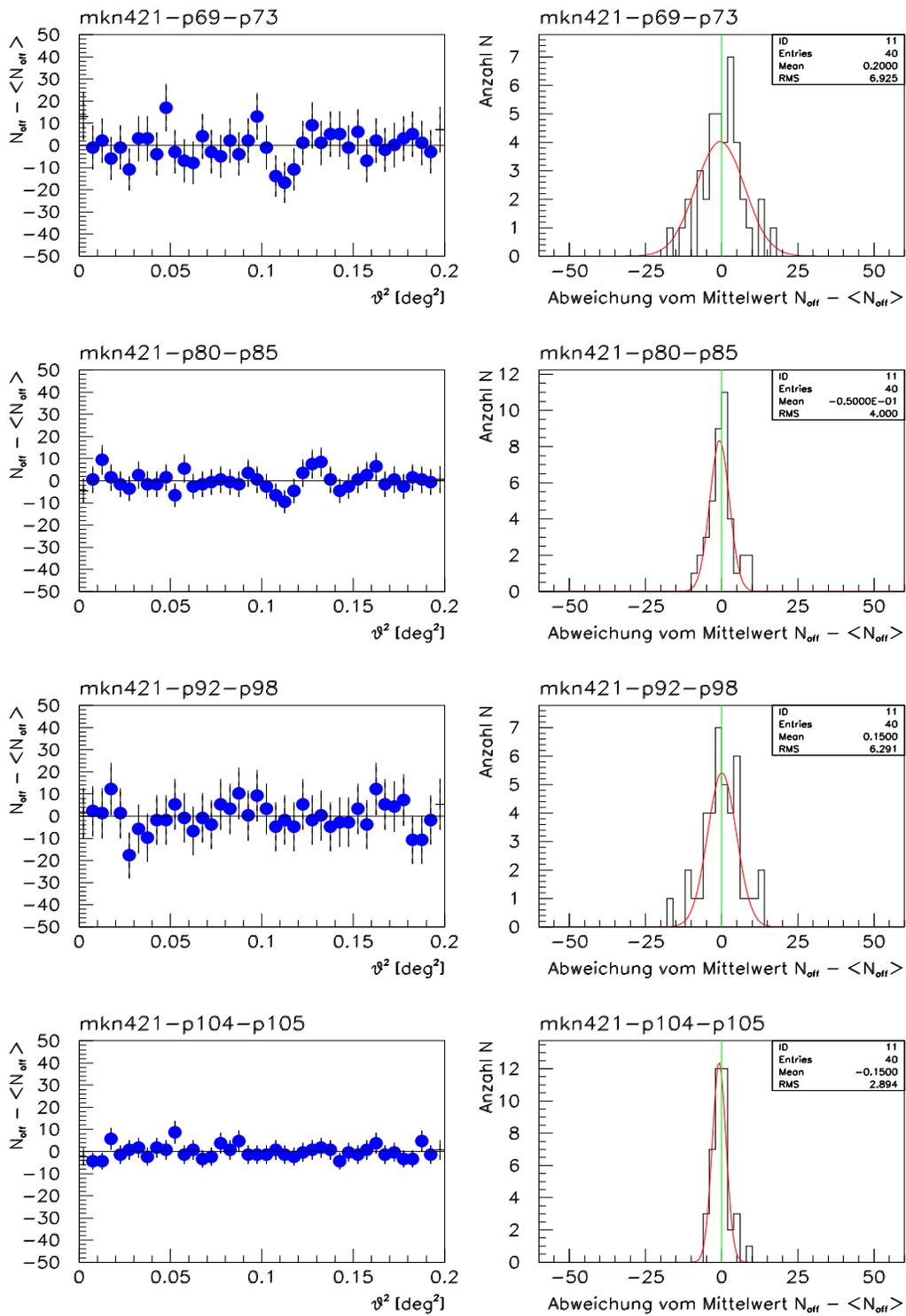


Abbildung C.2: **Untergrund-Analyse** anhand der 4 einzelnen Beobachtungsperioden des gesamten Mkn 421-Datensatzes: p69-p73, p80-p85, p92-p98, p104-p105.

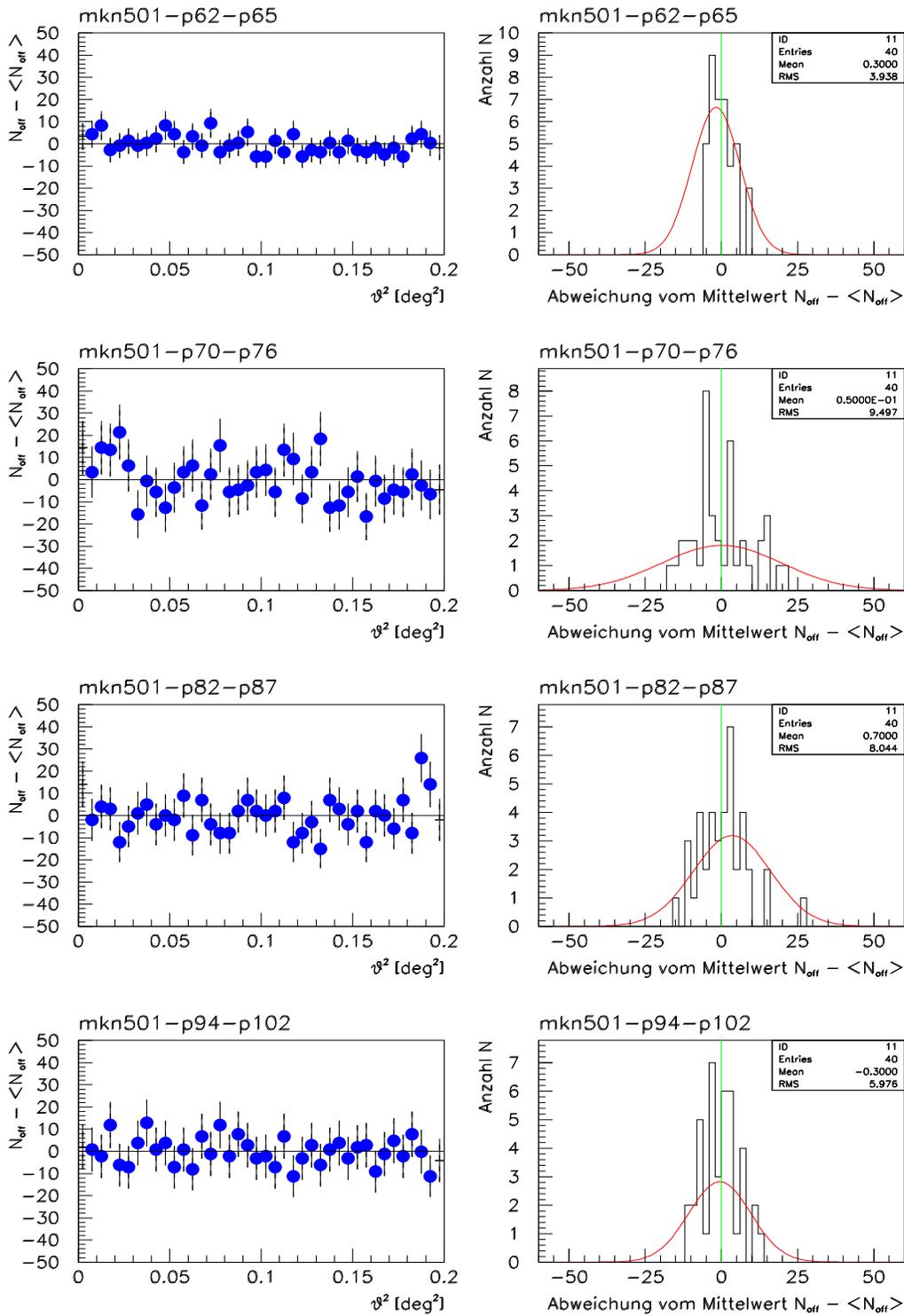


Abbildung C.3: **Untergrund-Analyse** anhand der 4 einzelnen Beobachtungsperioden des gesamten Mkn 501-Datensatzes: p61-p65, p70-p76, p82-p87, p94-p102.

Anhang D

Signalverteilungen der AGN-Analyse

Im Folgenden sind die resultierenden Signalverteilungen (θ^2 -Plots) der WARGUS-Analyse der AGN-Daten für jedes einzelne beobachtete Objekt des HEGRA-AGN-Programms dargestellt.

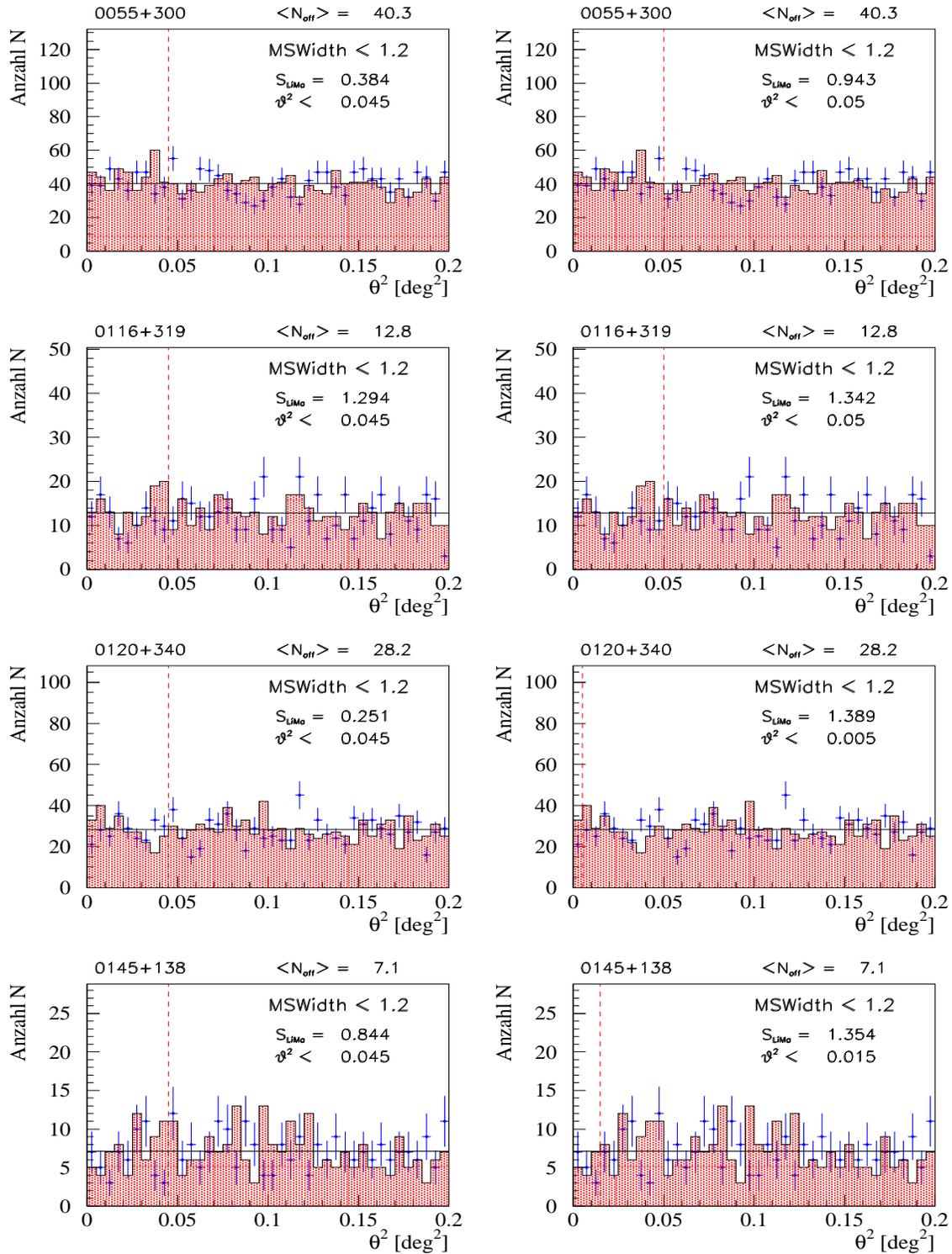


Abbildung D.1: Signalverteilungen der AGN: 0055+300, 0116+319, 0120+340, 0145+138.

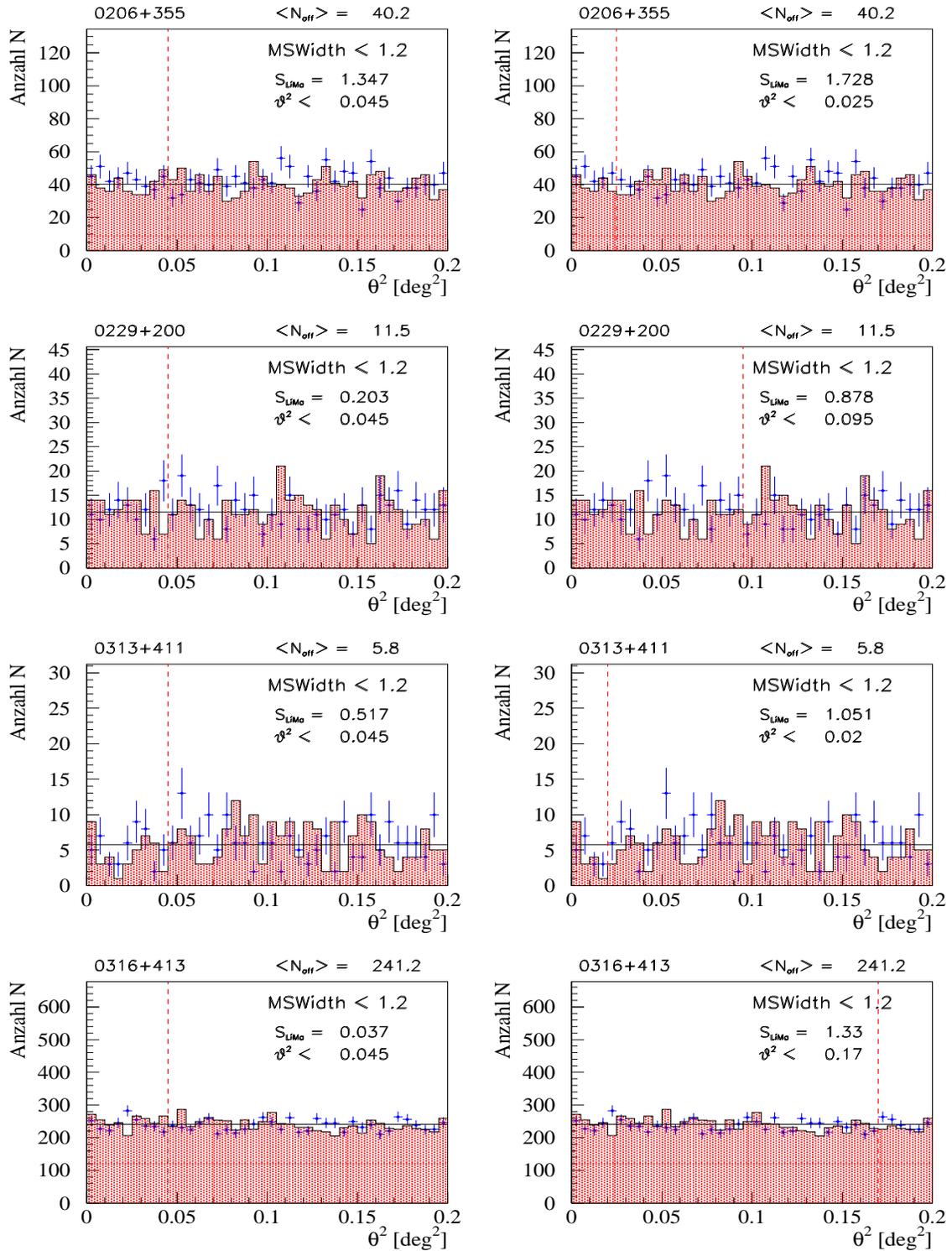


Abbildung D.2: Signalverteilungen der AGN: 0206+355, 0229+200, 0313+411, 0316+413.

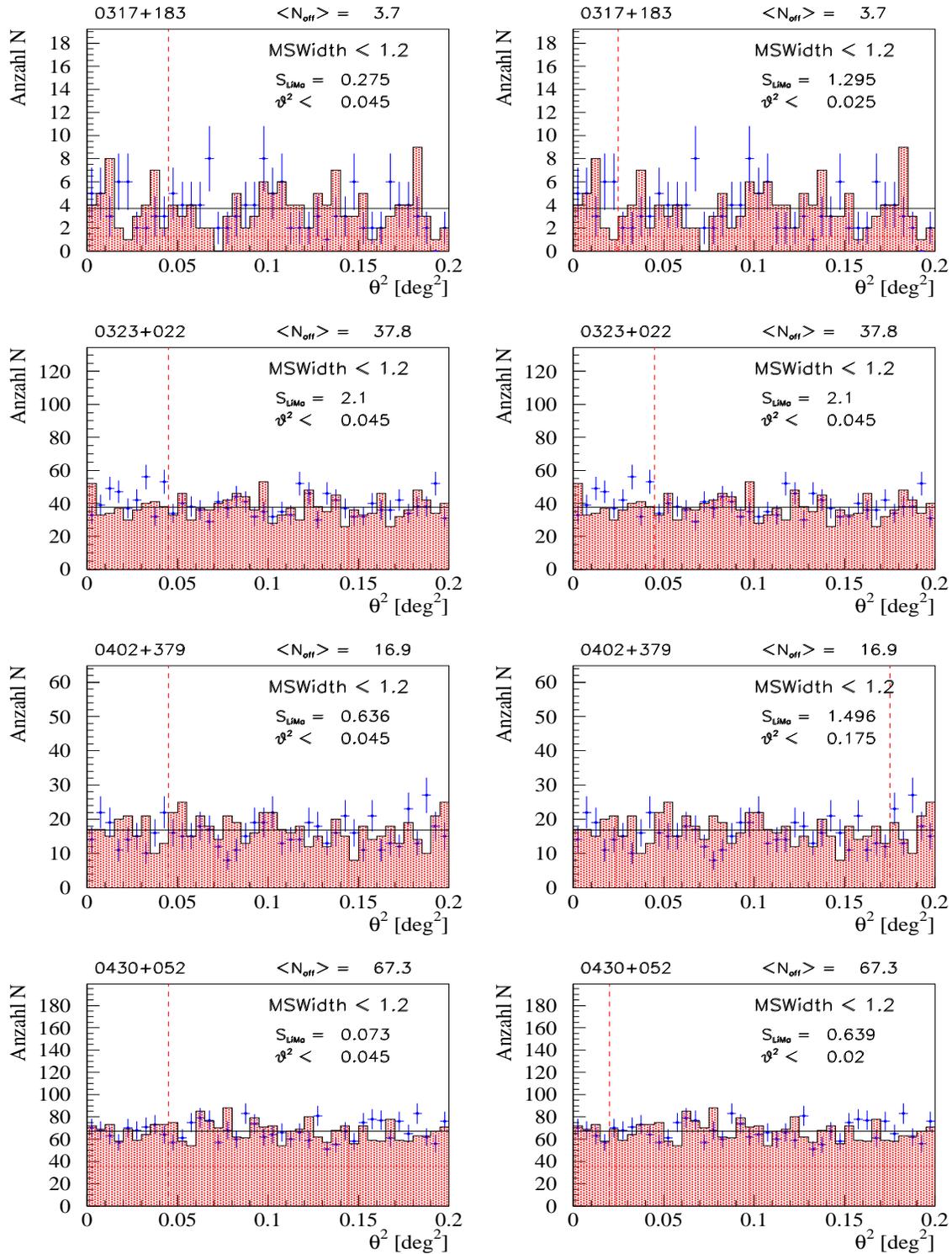


Abbildung D.3: Signalverteilungen der AGN: 0317+183, 0323+022, 0402+379, 0430+052.

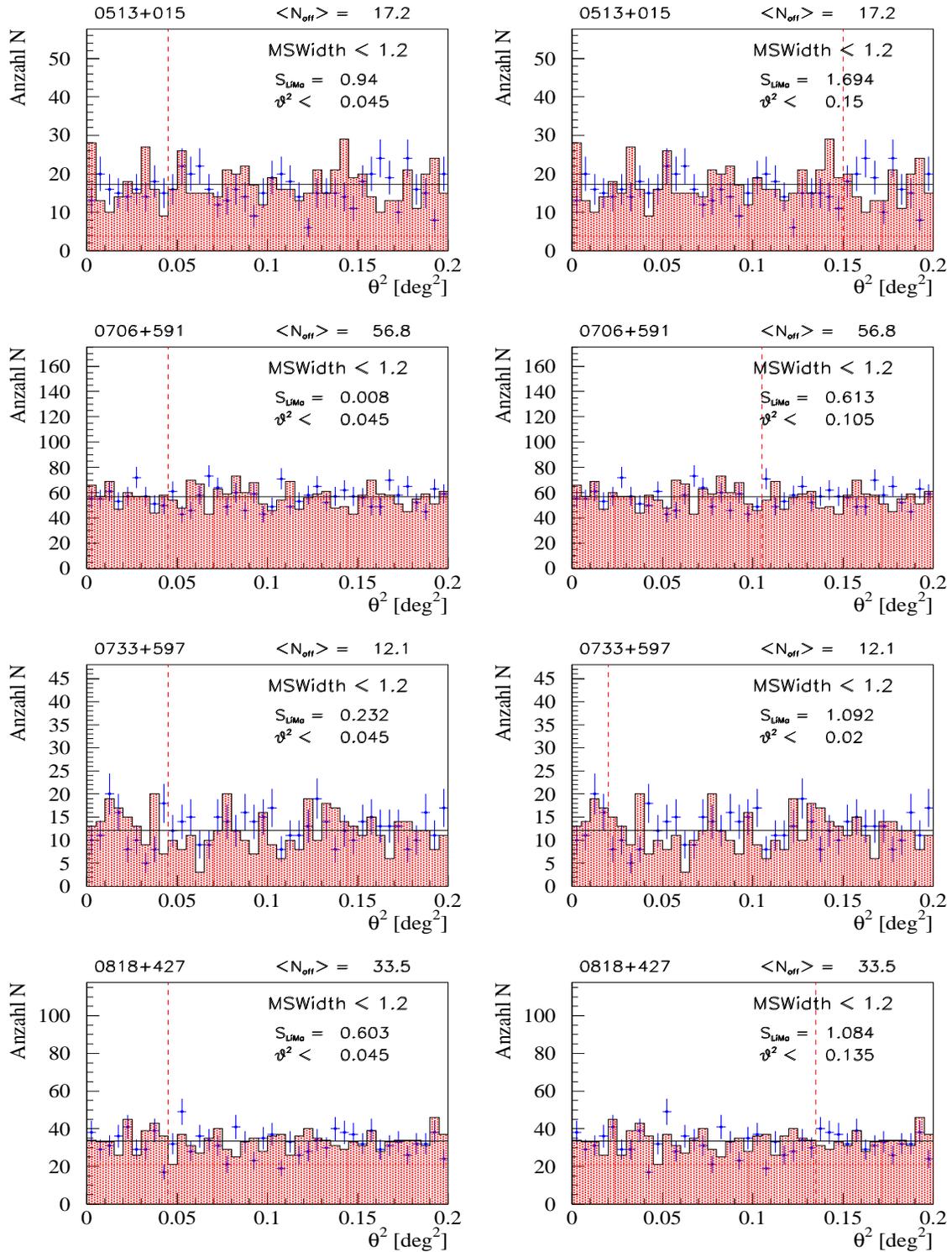


Abbildung D.4: Signalverteilungen der AGN: 0513+015, 0706+591, 0733+597, 0818+427.

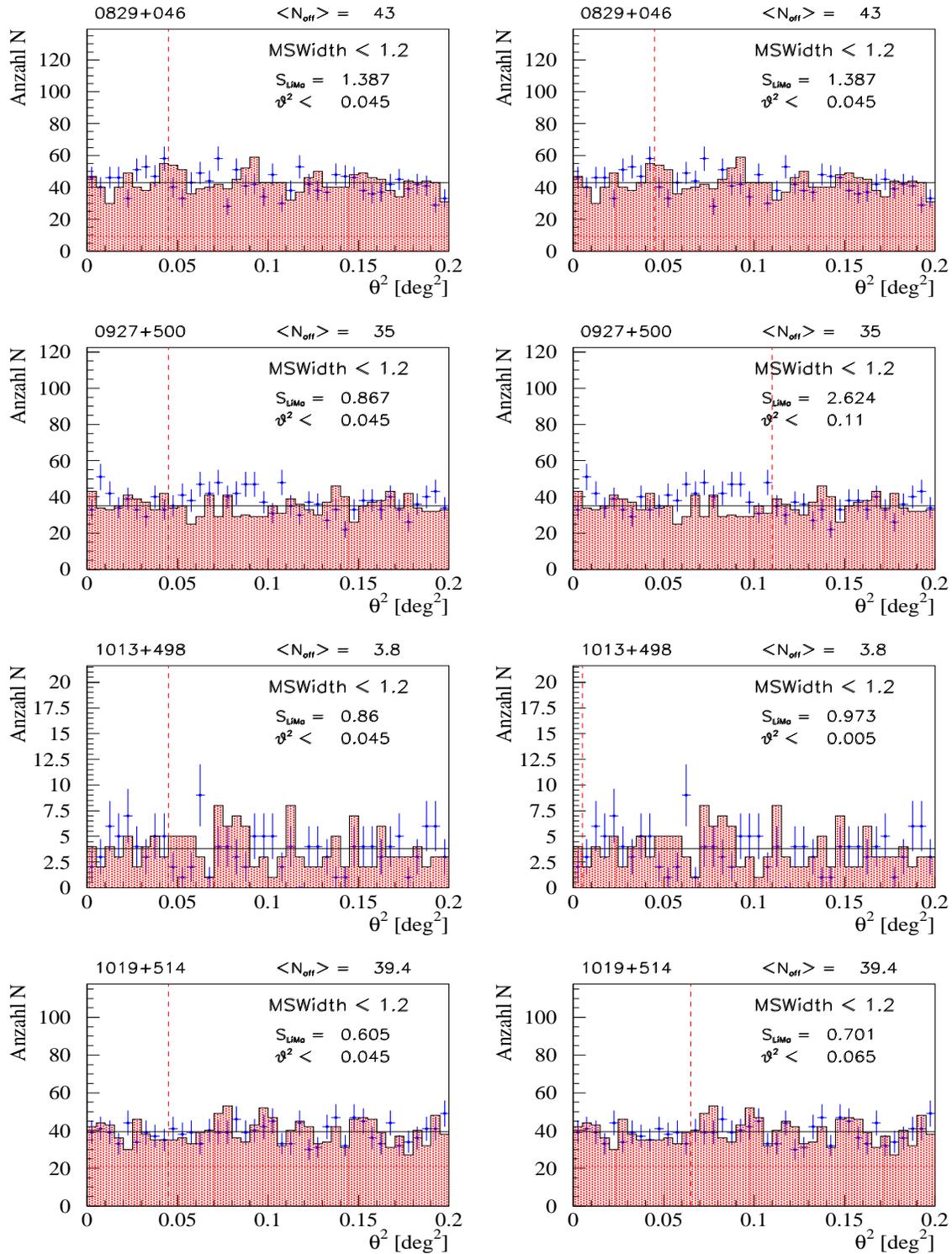


Abbildung D.5: Signalverteilungen der AGN: 0829+046, 0927+500, 1013+498, 1019+514.

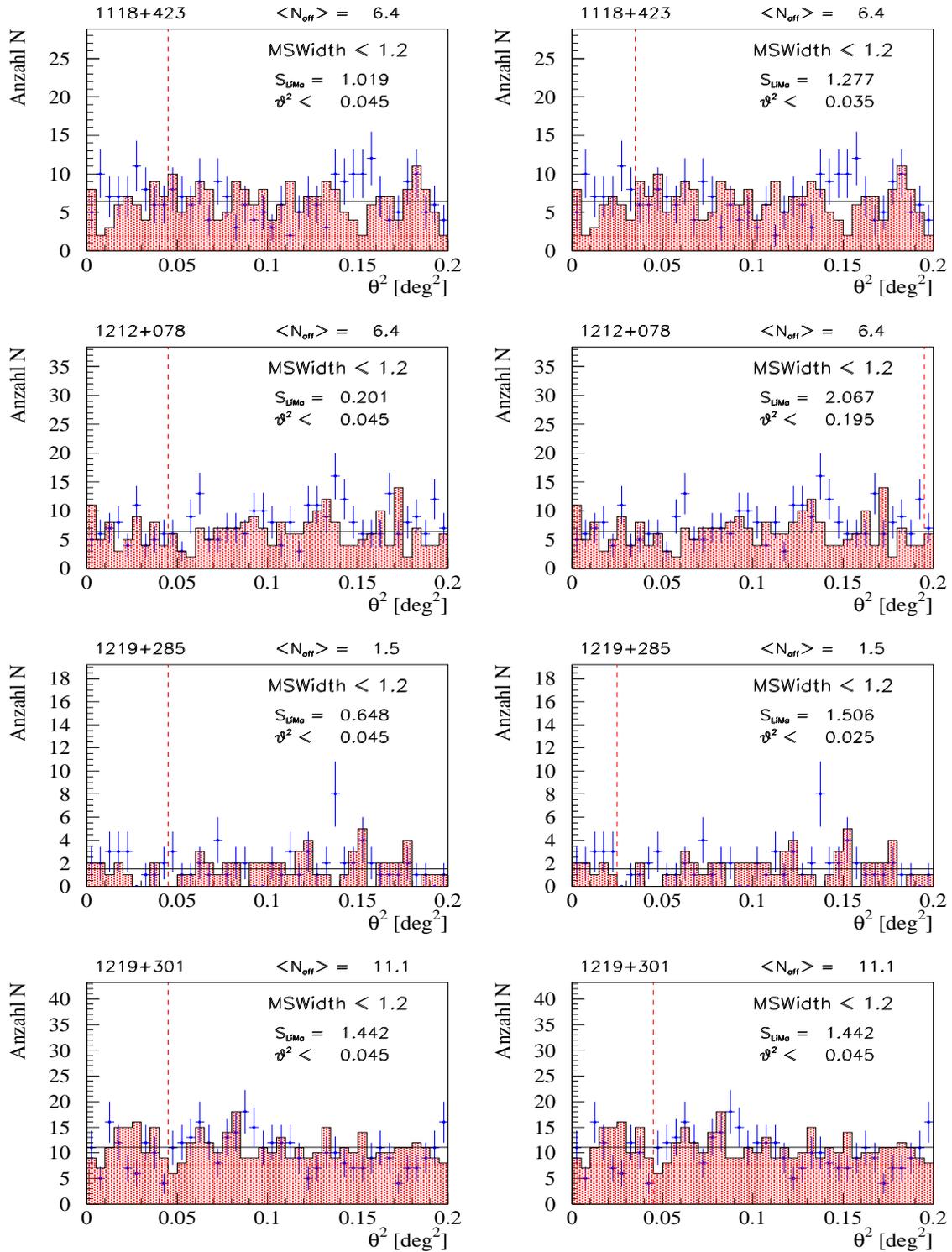


Abbildung D.6: Signalverteilungen der AGN: 1118+423, 1212+078, 1219+285, 1219+301.

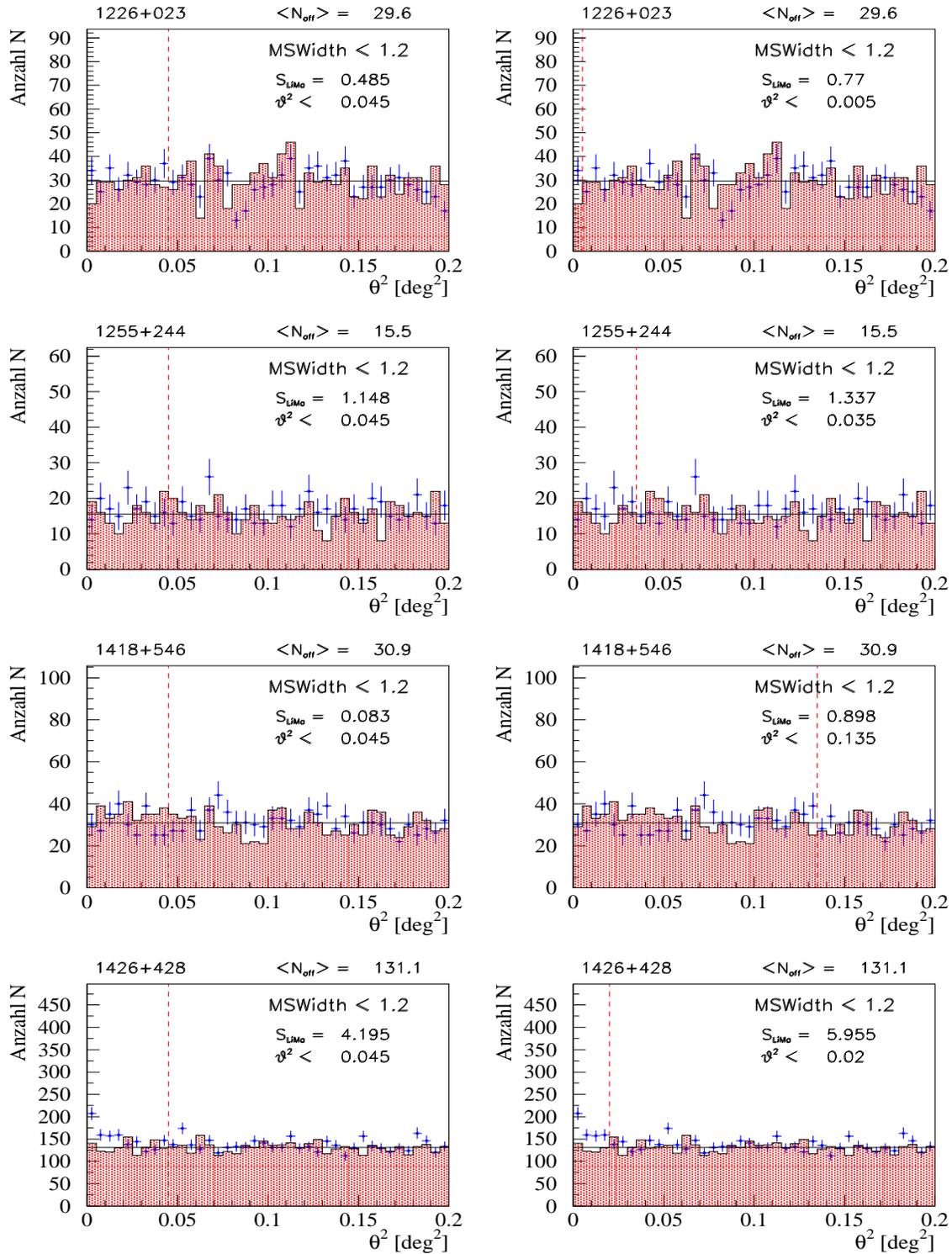


Abbildung D.7: Signalverteilungen der AGN: 1226+023, 1255+244, 1418+546, 1426+428.

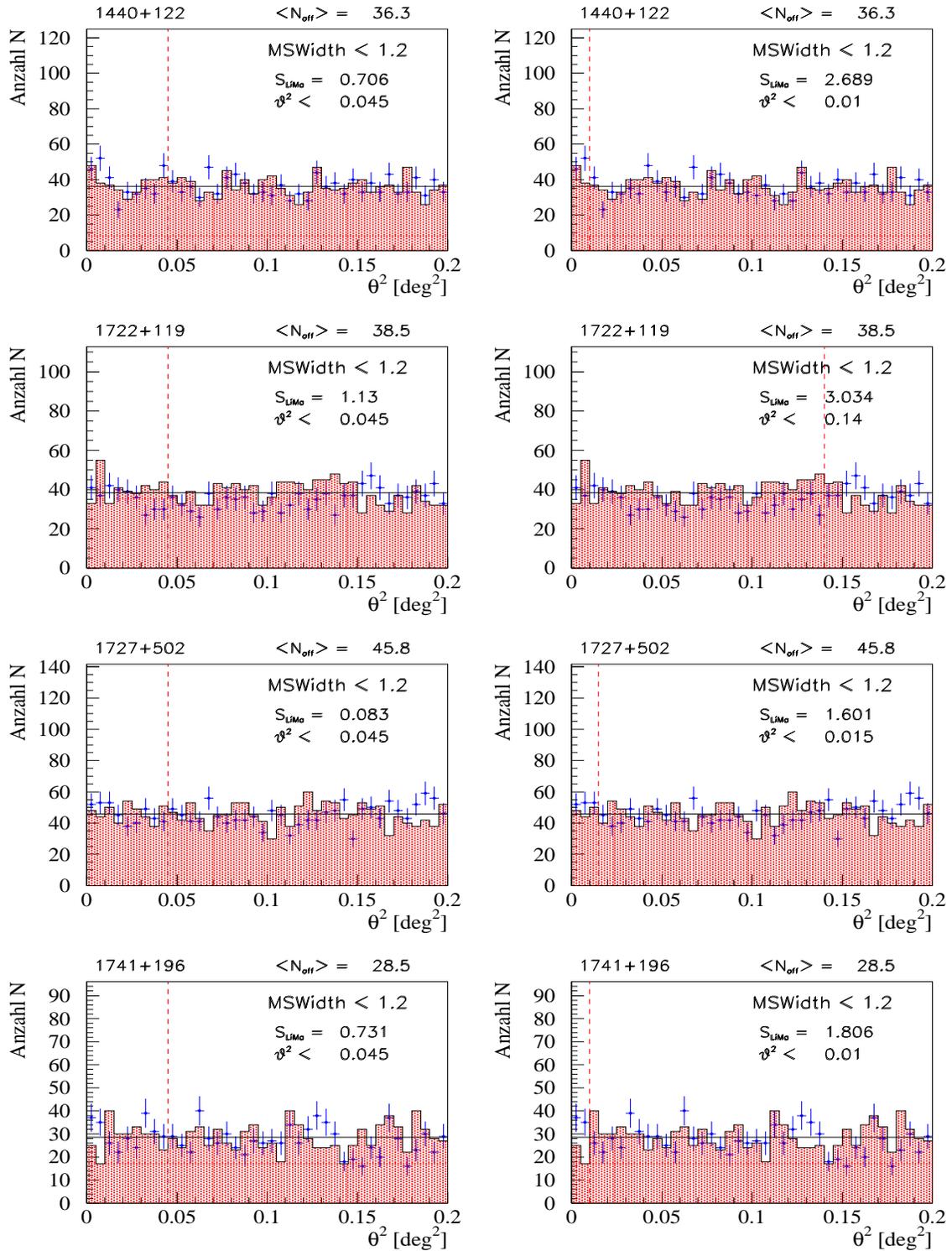


Abbildung D.8: Signalverteilungen der AGN: 1440+122, 1722+119, 1727+502, 1741+196.

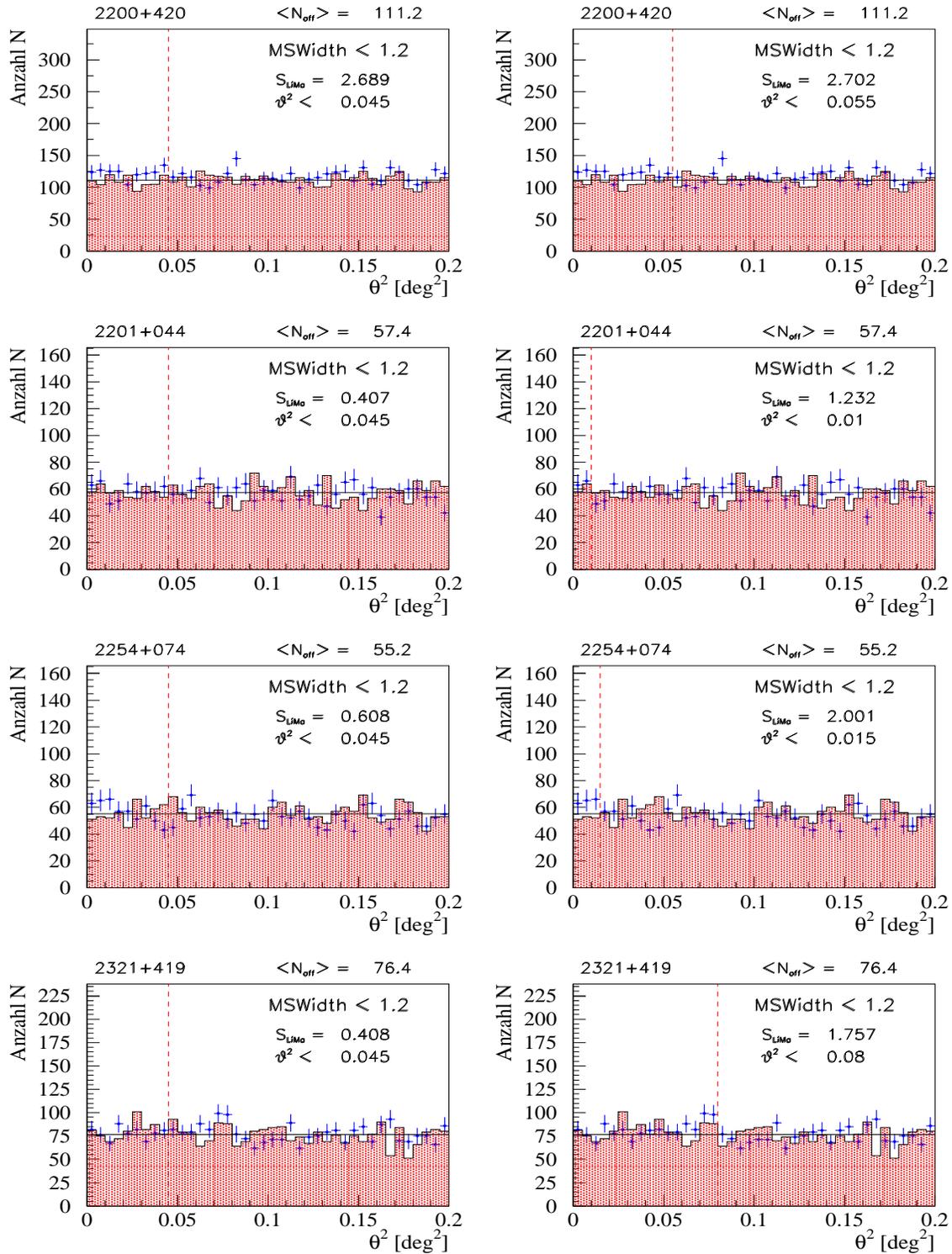


Abbildung D.9: Signalverteilungen der AGN: 2200+420, 2201+044, 2254+074, 2321+419.

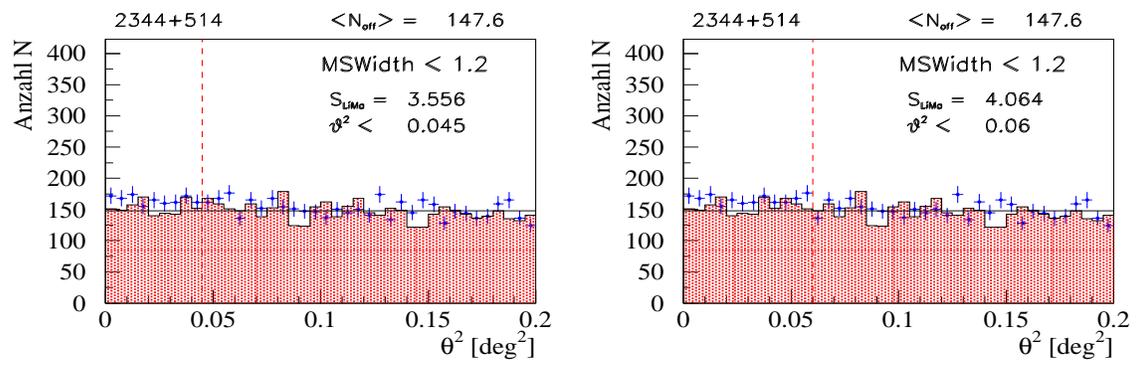


Abbildung D.10: Signalverteilung der AGN: 2344+514.

Anhang E

Zenitwinkelverteilungen der AGN-Analyse

In diesem Abschnitt sind die resultierenden Zenitwinkelverteilungen der Signale für jedes einzelne beobachtete Objekt des HEGRA-AGN-Katalogs dargestellt.

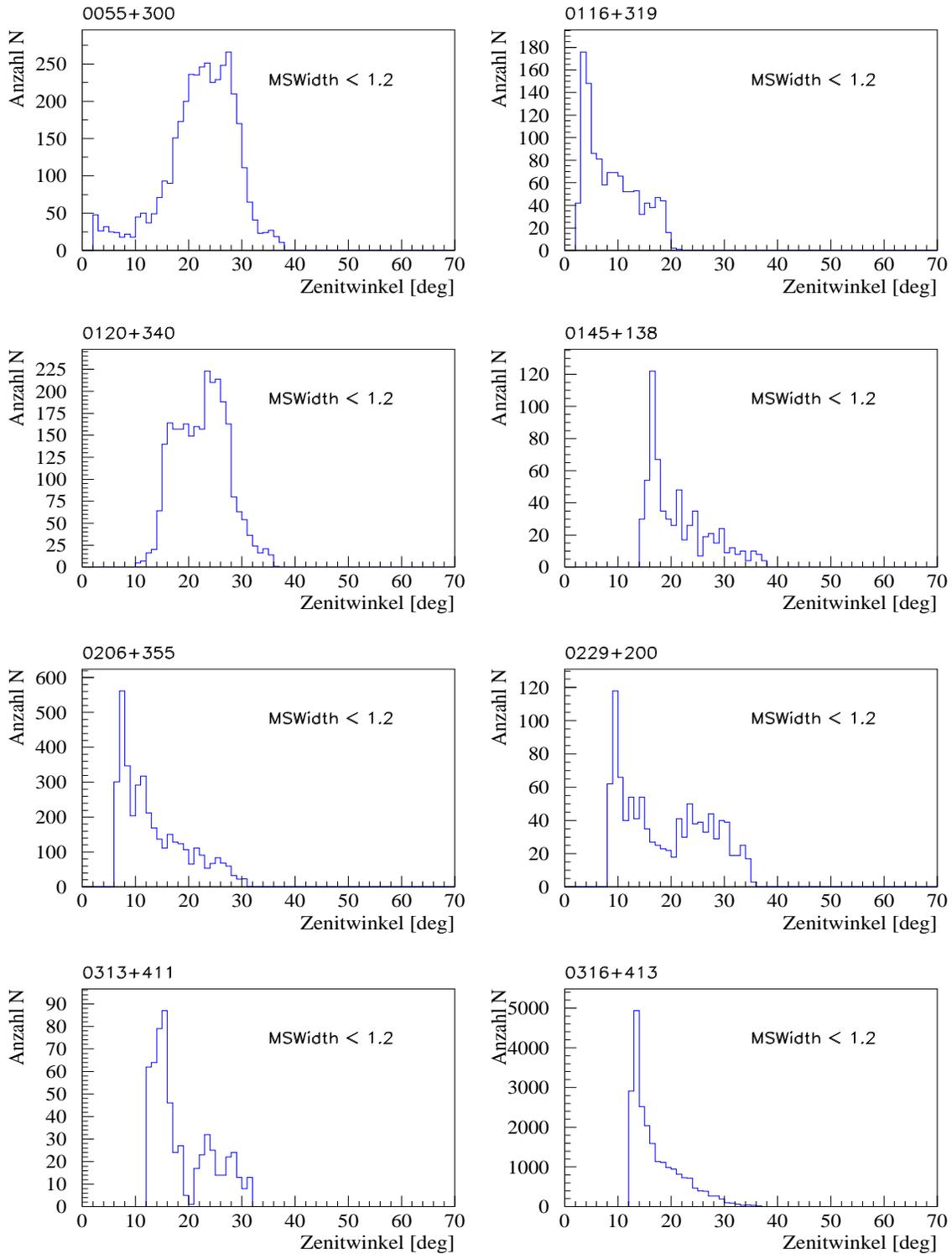


Abbildung E.1: Zenitwinkelverteilungen der AGN-Objekte: 0055+300, 0116+319, 0120+340, 0145+138, 0206+355, 0229+200, 0313+411, 0316+413.

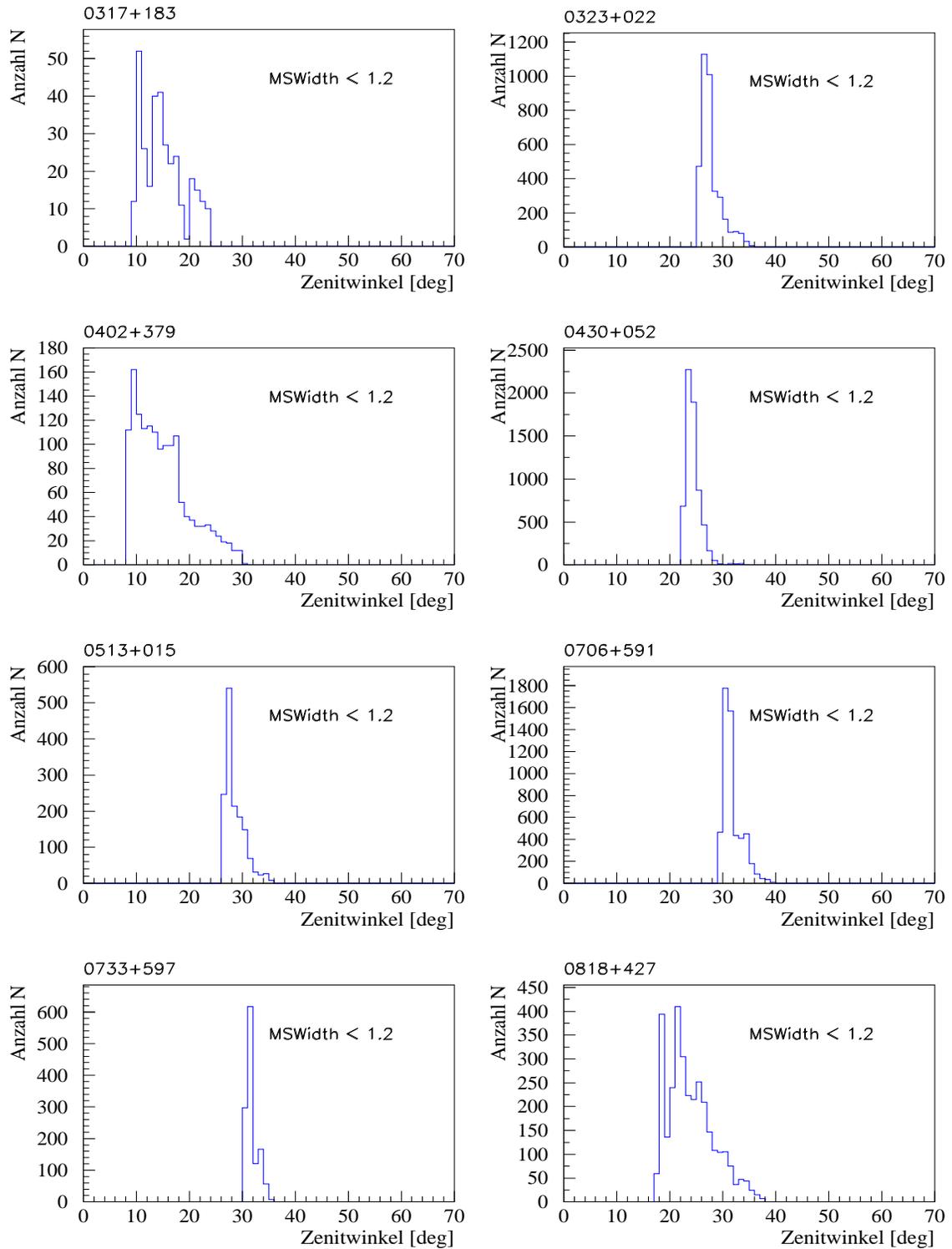


Abbildung E.2: Zenitwinkelverteilungen der AGN-Objekte: 0317+183, 0323+022, 0402+379+, 430+052, 0513+015, 0706+591, 0733+597, 0818+427.

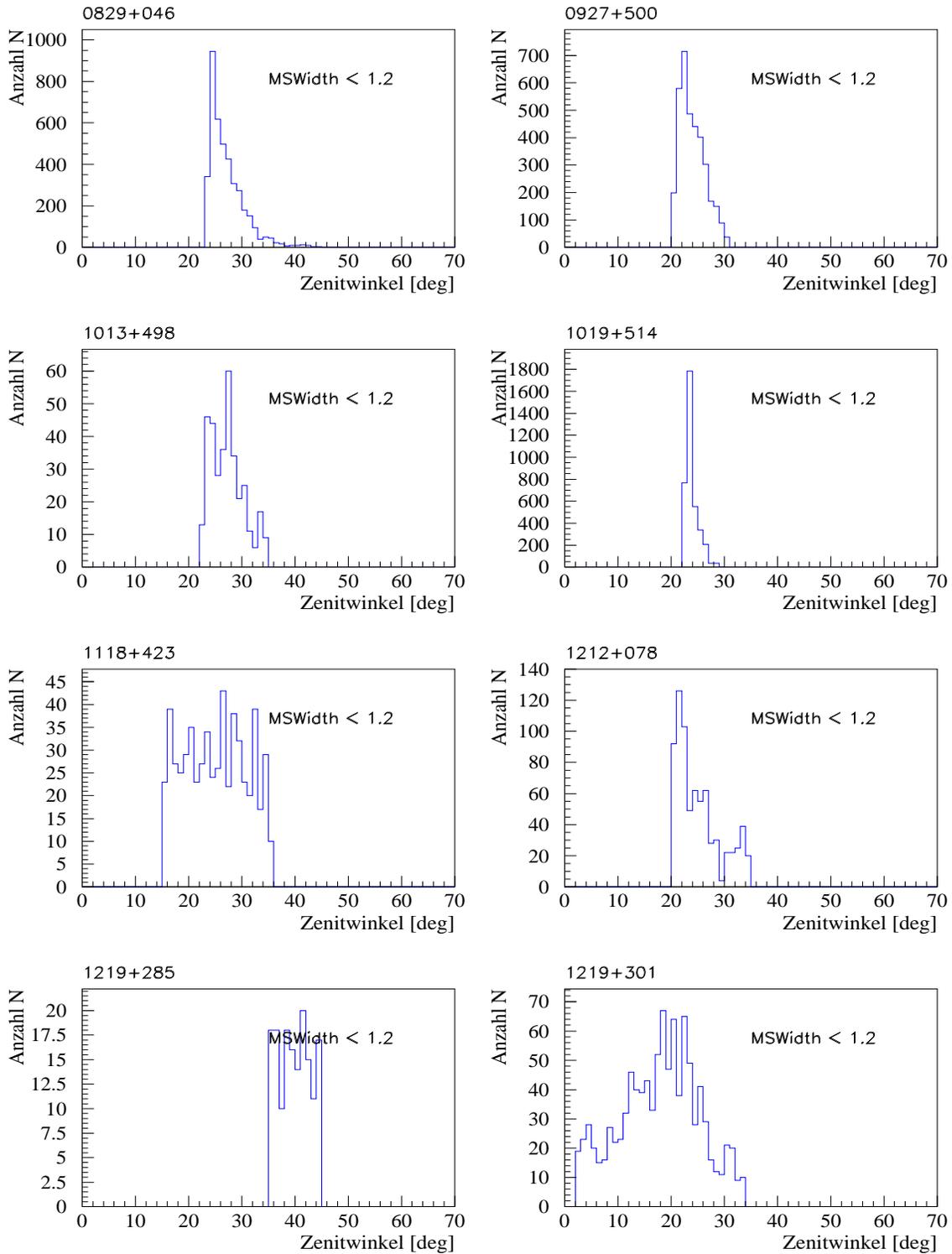


Abbildung E.3: Zenitwinkelverteilungen der AGN-Objekte: 0829+046, 0927+500, 1013+498, 1019+514, 1118+423, 1212+078, 1219+285, 1219+301.

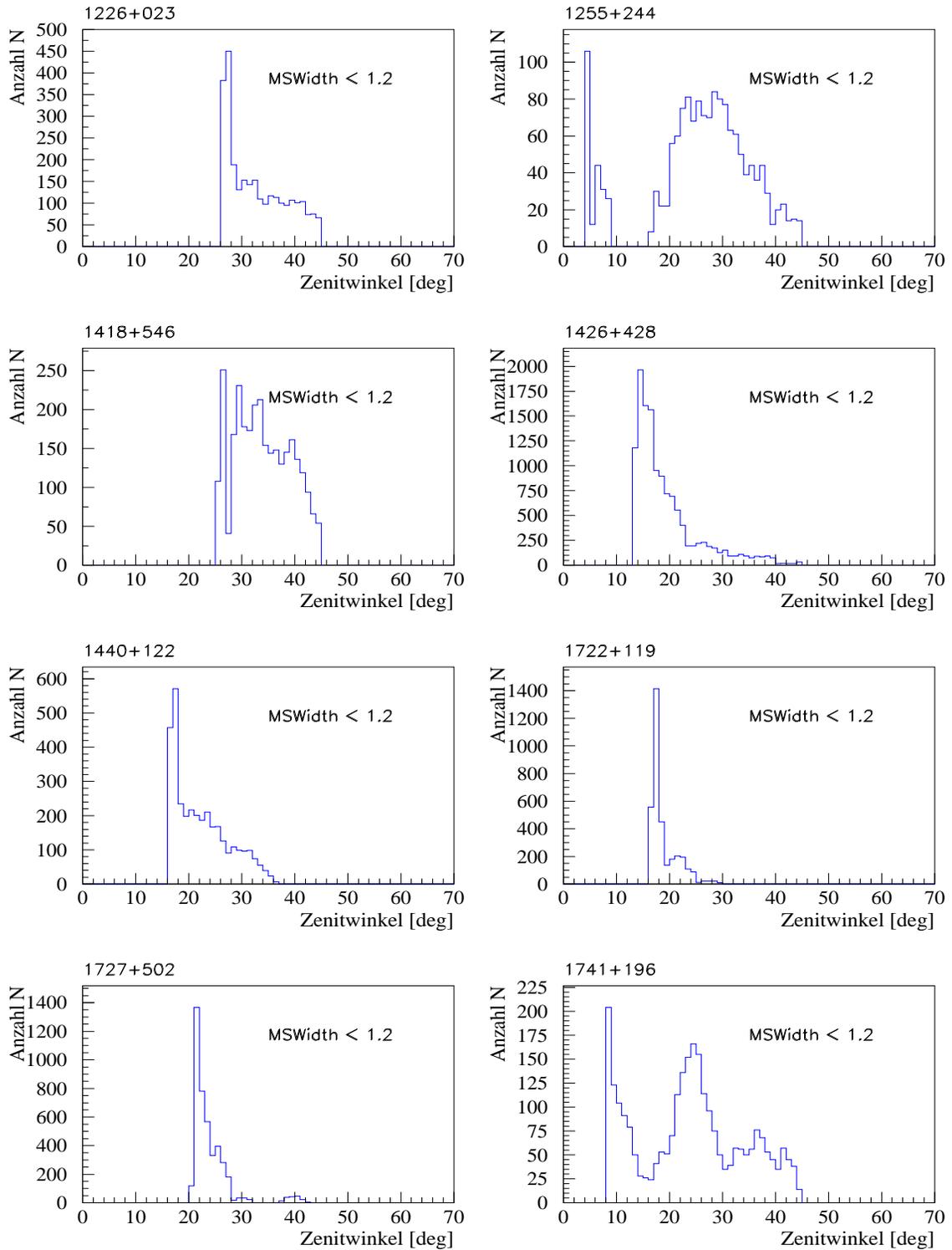


Abbildung E.4: Zenitwinkelverteilungen der AGN-Objekte: 1226+023, 1255+244, 1418+546, 1426+428, 1440+122, 1722+119, 1727+502, 1741+196.

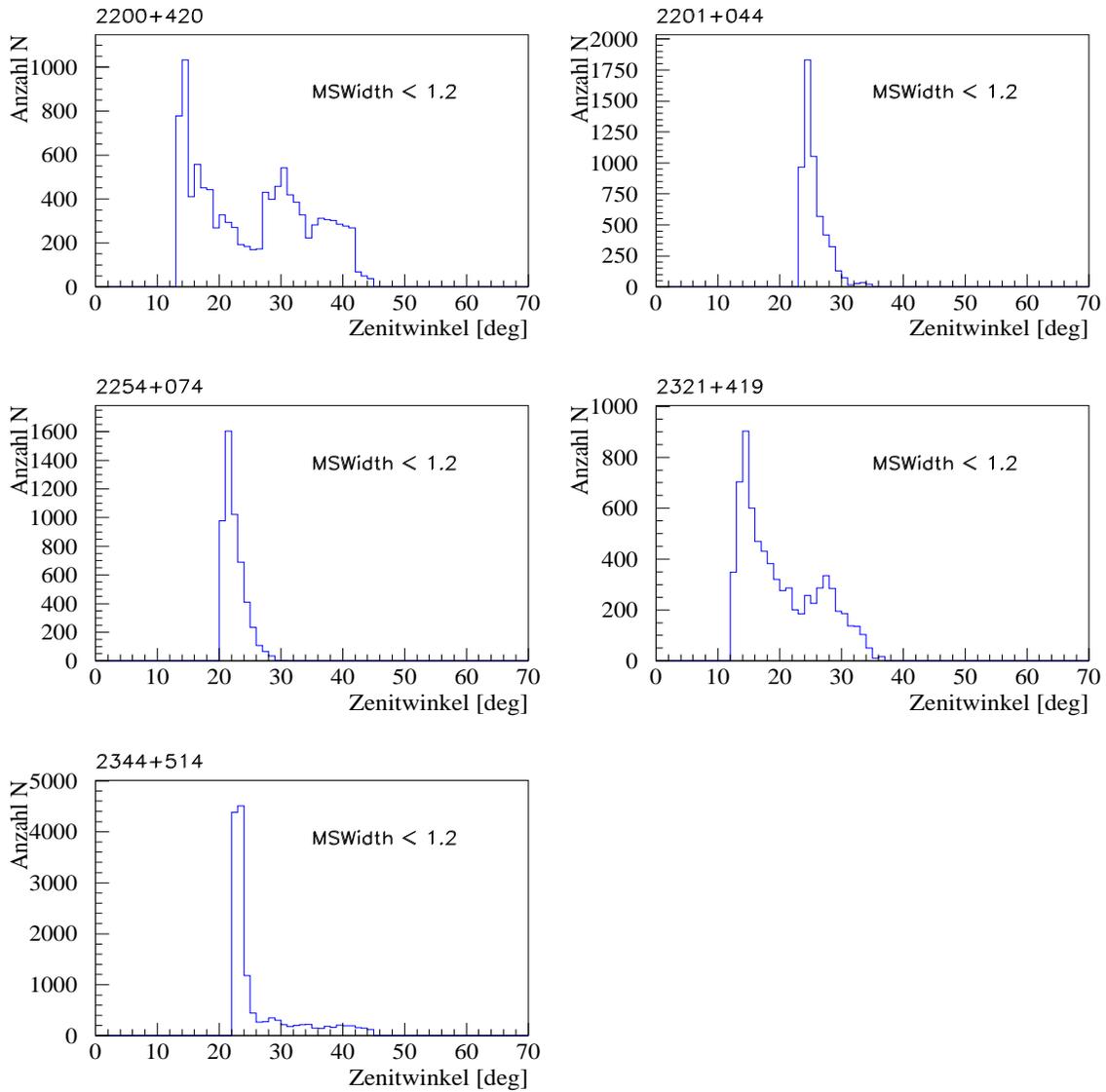


Abbildung E.5: Zenitwinkelverteilungen der AGN-Objekte: 2200+420, 2201+044, 2254+074, 2321+419, 2344+514.

Anhang F

Daten-Runs

Tabelle F.1: **Die CT-System-Konfiguration** während der Beobachtung des AGN-Samples. Angegeben sind hier die an der Messung beteiligten CTs, sowie die Anzahl der in dieser Konfiguration aufgezeichneten Datennahme-Intervalle (Runs) für jedes Objekt. Die letzte Spalte gibt die gesamte Beobachtungszeit für das jeweilige Objekt in Stunden an.

Name	Quelle	Beobachtungszeit										
		5 CTs (23456)	4 CTs (3456)	4 CTs (2356)	4 CTs (2346)	4 CTs (2345)	3 CTs (356)	3 CTs (345)	3 CTs (ohne CT3)	2 CTs (beliebig)	gesamt	
		Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Stunden
NGC 0315	0055+300	29	2	-	-	4	-	-	-	-	35	15.8
4C +31.04	0116+319	-	5	-	-	-	17	-	-	-	22	7.3
1ES 0120+340	0120+340	40	8	-	-	-	-	4	-	-	52	17.3
1ES 0145+138	0145+138	-	4	-	-	-	9	-	-	4	17	5.7
UGC 01651	0206+355	9	26	-	-	-	12	-	-	-	47	15.7
1ES 0229+200	0229+200	3	6	3	-	-	5	-	-	-	17	5.3
S4 0309+411	0309+411	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
V Zw 331	0313+411	13	-	-	-	-	-	-	-	-	13	4.3
NGC 1275	0316+413	266	-	-	-	-	6	-	-	-	272	93.3
HB89 0317+185	0317+183	-	-	-	-	-	9	-	-	-	9	3.0
1ES 0323+022	0323+022	30	13	-	-	-	-	8	-	-	51	15.7
4C +37.11	0402+379	-	4	-	-	-	21	-	-	-	25	8.0
3C 120.0	0430+052	49	-	8	-	-	19	-	-	6	82	25.3
4C +01.13	0513+015	23	-	-	-	-	-	-	-	-	23	8.0
EXO 0706.1+5913	0706+591	-	88	-	-	-	18	-	-	-	106	33.7
S4 0733+597	0733+597	-	15	-	-	-	11	-	-	-	26	8.7
HB89 0736+017	0736+017	1	-	-	-	-	-	-	-	-	1	0.3
3C 197.1	0818+472	13	21	-	-	-	13	15	-	-	62	19.0
HB89 0829+046	0829+046	-	22	-	-	-	49	-	-	5	76	22.6
1ES 0927+500	0927+500	45	-	-	-	-	-	-	-	-	45	15.8
1ES 1011+496	1013+498	-	6	-	-	-	4	-	-	-	10	3.3
MS 1019.0+5139	1019+514	-	54	-	-	-	-	-	-	-	54	18.0
MRK 421	1101+384	345	579	167	7	-	39	-	-	-	1137	361.7
EXO 1118+4228	1118+423	-	12	-	-	-	-	-	-	-	12	4.0
NGC 3894	1146+596	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Tabelle F.1: Die CT-System-Konfiguration (Fortsetzung).

Name	Quelle	Beobachtungszeit										gesamt	
		5 CTs (23456)	4 CTs (3456)	4 CTs (2356)	4 CTs (2346)	4 CTs (2345)	3 CTs (356)	3 CTs (345)	3 CTs (ohne CT3)	2 CTs (beliebig)			
		Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Runs	Stunden
IES 1212+078	1212+078	1	9	-	-	-	-	-	-	-	-	10	3.3
MS 1214.3+3811	1214+381	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
PG 1219+301	1219+301	-	14	-	-	-	-	-	-	-	-	14	4.3
WCOMAE	1219+285	-	3	-	-	-	-	-	-	-	-	3	1.0
NGC 4374	1222+131	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
3C 273	1226+023	34	-	-	5	-	-	-	-	-	-	39	13.0
1ES 1239+069	1239+069	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
1ES 1255+244	1255+244	-	20	-	-	-	-	-	13	-	-	33	8.3
IRAS 13451+1232	1345+125	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
MKN 0668	1404+286	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
PG 1418+546	1418+546	61	-	-	1	-	-	-	-	-	-	62	21.0
1ES 1426+428	1426+428	94	54	11	-	4	13	-	-	-	-	179	59.0
1ES 1440+122	1440+122	-	40	-	-	-	-	-	-	-	-	40	13.0
TXS 1514+004	1514+004	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
RXJ16247+3726	1625+373	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
MRK501	1652+398	428	746	9	15	-	26	-	-	-	-	1224	391.7
V71-1721-026	1721-026	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
1H1720+117	1722+119	22	16	-	-	-	-	-	3	-	-	41	12.3
IZw 187	1727+502	13	37	5	-	-	-	-	10	-	-	65	19.0
1ES 1741+196	1741+196	29	7	2	-	-	-	-	-	-	-	38	11.7
NGC 6454	1743+557	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
EXO 1811+3143	1812+314	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
BL LAC	2200+420	43	54	-	-	-	-	-	4	-	-	101	35.7
HB89 2201+044	2201+044	42	4	-	-	10	-	-	-	-	-	56	19.3
HB89 2254+074	2254+074	58	-	-	-	-	-	-	-	-	-	58	21.2
1ES 2321+419	2321+419	121	-	-	-	-	-	-	-	-	-	121	38.7
S4 2323+435	2323+435	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
PKS 2324-02	2324-023	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
1ES 2344+514	2344+513	55	111	-	-	4	5	-	-	-	-	175	63.5
Crab	0534+220	412	557	-	1	19	20	11	-	-	-	1020	340.0

Tabelle F.2: Korrespondenz: Perioden-Zeitintervalle-Datenruns

Perioden	Zeitintervall	Daten-Runs
62	Juni/Juli 1997	6858-7218
63	Juli/August 1997	7219-7523
64	August/September 1997	7524-7850
65	September/Okttober 1997	7851-8018
66	Okttober/November 1997	8019-8382
67	November/Dezember 1997	8383-8759
68	Dezember 1997	8760-8931
69	Januar/Februar 1998	8932-9104
70	Februar/März 1998	9105-9493
71	März/April 1998	9494-9755
72	April/Mai 1998	9756-10078
73	Mai/Juni 1998	10079-10370
74	Juni/Juli 1998	10371-10634
75	Juli/August 1998	10635-10938
76	August/September 1998	10939-11223
77	September/Okttober 1998	12000-12367
78	Okttober 1998	12368-12710
79	November 1998	12711-13053
80	Dezember 1998	13054-13417
81	Januar 1999	13418-13719
82	Februar 1999	13720-14072
83	März 1999	14073-14298
84	April 1999	14299-14649
85	Mai 1999	14650-15199
86	Juni 1999	15200-15562
87	Juli 1999	15563-15943
88	August 1999	15944-16315
89	August/September 1999	16316-16658
90	September/Okttober 1999	16659-17057
91	Okttober/November 1999	17058-17382
92	November/Dezember 1999	17383-17661
93	Januar 2000	17662-17689
94	Januar/Februar 2000	17690-18152
95	Februar/März 2000	18153-18560
96	März/April 2000	18561-18783
97	April/Mai 2000	18784-18990
98	Mai/Juni 2000	18991-19320
99	Juni/Juli 2000	19321-19620
100	Juli/August 2000	19621-19954
101	August/September 2000	19955-20352
102	September/Okttober 2000	20353-20787
103	Okttober/November 2000	20788-21140
104	November/Dezember 2000	21141-21562
105	Dezember 2000	21563-21650

Crab (Fortsetzung Seite 4)		
crab_17032at.rds.ct2345_good crab_17033at.rds.ct2345_good crab_17034at.rds.ct2345_good crab_17041at.rds.ct23456_good crab_17042at.rds.ct23456_good crab_17043at.rds.ct23456_good crab_17045at.rds.ct23456_good crab_17046at.rds.ct23456_good crab_17047at.rds.ct23456_good crab_17048at.rds.ct23456_good crab_17049at.rds.ct23456_good crab_17052at.rds.ct23456_good crab_17053at.rds.ct23456_good crab_17054at.rds.ct23456_good crab_17055at.rds.ct23456_good crab_17056at.rds.ct23456_good crab_17057at.rds.ct23456_good crab_17177at.rds.ct23456_good crab_17178at.rds.ct23456_good crab_17205at.rds.ct23456_clouds crab_17206at.rds.ct23456_clouds crab_17261at.rds.ct23456_good crab_17262at.rds.ct23456_good crab_17293at.rds.ct23456_good crab_17294at.rds.ct23456_good crab_17323at.rds.ct23456_good_hum89 crab_17324at.rds.ct23456_good_hum89 crab_17483at.rds.ct23456_good crab_17484at.rds.ct23456_good crab_17514at.rds.ct23456_good crab_17515at.rds.ct23456_good crab_17516at.rds.ct23456_good crab_17517at.rds.ct23456_good crab_17543at.rds.ct23456_good crab_17544at.rds.ct23456_good crab_17568at.rds.ct23456_goodwind crab_17569at.rds.ct23456_goodwind crab_17590at.rds.ct23456_gooddusty crab_17591at.rds.ct23456_gooddusty crab_17610at.rds.ct23456_hiclouds crab_17611at.rds.ct23456_hiclouds crab_17627at.rds.ct23456_good crab_17628at.rds.ct23456_good crab_17656at.rds.ct23456_goodwind crab_17695at.rds.ct23456_good_hum89 crab_17696at.rds.ct23456_good_hum89 crab_17700at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17701at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17702at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17703at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17704at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17705at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17706at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17707at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17708at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17709at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17710at.rds.ct23456_good_hum87	crab_17720at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17721at.rds.ct23456_good_hum87 crab_17722at.rds.ct23456_fog_hum87 crab_17723at.rds.ct23456_fog_hum87 crab_17726at.rds.ct23456_clouds_hum87 crab_17727at.rds.ct23456_clouds_hum87 crab_17728at.rds.ct23456_clouds_hum87 crab_17729at.rds.ct23456_clouds_hum87 crab_17730at.rds.ct23456_clouds_hum87 crab_17731at.rds.ct23456_clouds_hum87 crab_17732at.rds.ct23456_clouds_hum87 crab_17733at.rds.ct23456_clouds_hum87 crab_17734at.rds.ct23456_clouds_hum87 crab_17746at.rds.ct23456_hum crab_17747at.rds.ct23456_hum crab_17748at.rds.ct23456_hum crab_17749at.rds.ct23456_hum crab_17750at.rds.ct23456_hum crab_17751at.rds.ct23456_hum crab_17752at.rds.ct23456_hum crab_17753at.rds.ct23456_hum crab_17754at.rds.ct23456_hum crab_17755at.rds.ct23456_hum crab_17781at.rds.ct23456_good crab_17782at.rds.ct23456_good crab_17783at.rds.ct23456_good crab_17784at.rds.ct23456_good crab_17785at.rds.ct23456_good crab_17786at.rds.ct23456_good crab_17787at.rds.ct23456_good crab_17788at.rds.ct23456_good crab_20457at.rds.ct23456_good crab_20458at.rds.ct23456_good crab_20459at.rds.ct23456_good crab_20653at.rds.ct23456_good crab_20654at.rds.ct23456_good crab_20655at.rds.ct23456_good crab_20656at.rds.ct23456_good crab_20657at.rds.ct23456_good crab_20658at.rds.ct23456_good crab_20676at.rds.ct23456_good crab_20677at.rds.ct23456_good crab_20678at.rds.ct23456_good crab_20679at.rds.ct23456_good crab_20680at.rds.ct23456_good crab_20681at.rds.ct23456_good crab_20682at.rds.ct23456_good crab_20699at.rds.ct23456_good crab_20700at.rds.ct23456_good crab_20701at.rds.ct23456_good crab_20702at.rds.ct23456_good crab_20703at.rds.ct23456_good crab_20704at.rds.ct23456_good crab_20705at.rds.ct23456_good crab_20891at.rds.ct23456_hum80 crab_20892at.rds.ct23456_hum80 crab_20893at.rds.ct23456_hum80	crab_20894at.rds.ct23456_hum80 crab_20895at.rds.ct23456_hum80 crab_20896at.rds.ct23456_good crab_20897at.rds.ct23456_good crab_20898at.rds.ct23456_good crab_20899at.rds.ct23456_good crab_20900at.rds.ct23456_good crab_20901at.rds.ct23456_good crab_20902at.rds.ct23456_good crab_20903at.rds.ct23456_good crab_20904at.rds.ct23456_good crab_21109at.rds.ct23456_good crab_21110at.rds.ct23456_good crab_21111at.rds.ct23456_good crab_21112at.rds.ct23456_good crab_21124at.rds.ct23456_highclouds crab_21125at.rds.ct23456_highclouds crab_21136at.rds.ct23456_highclouds crab_21137at.rds.ct23456_highclouds crab_21138at.rds.ct23456_highclouds crab_21139at.rds.ct23456_highclouds crab_21140at.rds.ct23456_highclouds crab_21461at.rds.ct23456_good crab_21467at.rds.ct23456_good crab_21468at.rds.ct23456_good crab_21469at.rds.ct23456_good crab_21470at.rds.ct23456_good crab_21547at.rds.ct23456_clouds crab_21548at.rds.ct23456_clouds crab_21549at.rds.ct23456_clouds crab_21568at.rds.ct345_good crab_21569at.rds.ct345_good crab_21570at.rds.ct345_good crab_21580at.rds.ct23456_good crab_21581at.rds.ct23456_good crab_21582at.rds.ct23456_good crab_21583at.rds.ct23456_good crab_21584at.rds.ct23456_good crab_21585at.rds.ct23456_good crab_21586at.rds.ct23456_good crab_21587at.rds.ct23456_good

Tabelle F.6: **Die AGN-Runlisten.** Aufgeführt sind alle Daten-Runs, die zur Analyse verwendet wurden. Dabei ist die Run-Bezeichnung wie folgt zusammengesetzt: Name des Objekts, Nummer des Runs, CT-System-Konfiguration, Wettereinschätzung.

NGC 0315		
ngc0315_12421at.rds.ct23456_good ngc0315_12422at.rds.ct23456_good ngc0315_12423at.rds.ct23456_good ngc0315_12424at.rds.ct23456_good ngc0315_12440at.rds.ct23456_clouds ngc0315_12441at.rds.ct23456_clouds ngc0315_12458at.rds.ct23456_good ngc0315_12459at.rds.ct23456_good ngc0315_12486at.rds.ct23456_good ngc0315_12487at.rds.ct23456_good ngc0315_12509at.rds.ct23456_good ngc0315_12510at.rds.ct23456_good	ngc0315_12532at.rds.ct3456_good ngc0315_12533at.rds.ct3456_good ngc0315_12556at.rds.ct23456_good ngc0315_12557at.rds.ct23456_good ngc0315_12578at.rds.ct23456_clouds ngc0315_12579at.rds.ct23456_clouds ngc0315_12600at.rds.ct23456_good ngc0315_12601at.rds.ct23456_good ngc0315_12602at.rds.ct23456_good ngc0315_12623at.rds.ct23456_good ngc0315_12624at.rds.ct23456_good ngc0315_12641at.rds.ct23456_good	ngc0315_12642at.rds.ct23456_good ngc0315_12659at.rds.ct23456_good ngc0315_12660at.rds.ct23456_good ngc0315_12675at.rds.ct23456_good ngc0315_12676at.rds.ct23456_good ngc0315_12677at.rds.ct23456_good ngc0315_12689at.rds.ct23456_good ngc0315_12690at.rds.ct23456_good ngc0315_12691at.rds.ct23456_good ngc0315_12702at.rds.ct23456_good ngc0315_12703at.rds.ct23456_good
4C +31.04		
ms0116_7981at.rds.ct3456_good ms0116_7982at.rds.ct3456_good ms0116_7983at.rds.ct3456_good ms0116_7984at.rds.ct3456_good ms0116_7985at.rds.ct3456_good ms0116_8223at.rds.ct356_clouds ms0116_8224at.rds.ct356_clouds ms0116_8225at.rds.ct356_clouds	ms0116_8226at.rds.ct356_clouds ms0116_8254at.rds.ct356_good ms0116_8255at.rds.ct356_good ms0116_8256at.rds.ct356_good ms0116_8257at.rds.ct356_good ms0116_8418at.rds.ct356_good ms0116_8419at.rds.ct356_good ms0116_8420at.rds.ct356_good	ms0116_8421at.rds.ct356_good ms0116_8422at.rds.ct356_good ms0116_8442at.rds.ct356_good ms0116_8443at.rds.ct356_good ms0116_8444at.rds.ct356_good ms0116_8445at.rds.ct356_good
1ES 0120+340		
0120+340_13086at.rds.ct23456_good 0120+340_13087at.rds.ct23456_good 0120+340_13097at.rds.ct23456_good 0120+340_13098at.rds.ct23456_good 0120+340_13112at.rds.ct23456_good 0120+340_13113at.rds.ct23456_good 0120+340_13114at.rds.ct23456_good 0120+340_13140at.rds.ct23456_good 0120+340_13141at.rds.ct23456_good 0120+340_13161at.rds.ct23456_good 0120+340_13162at.rds.ct23456_good 0120+340_13181at.rds.ct23456_good 0120+340_13182at.rds.ct23456_good 0120+340_13208at.rds.ct23456_good 0120+340_13209at.rds.ct23456_good 0120+340_13239at.rds.ct23456_good 0120+340_13240at.rds.ct23456_good 0120+340_13263at.rds.ct23456_good	0120+340_13264at.rds.ct23456_good 0120+340_13265at.rds.ct23456_good 0120+340_13266at.rds.ct23456_good 0120+340_13292at.rds.ct23456_good 0120+340_13293at.rds.ct23456_good 0120+340_13320at.rds.ct23456_good 0120+340_13321at.rds.ct23456_good 0120+340_13322at.rds.ct23456_good 0120+340_13323at.rds.ct23456_good 0120+340_13324at.rds.ct23456_good 0120+340_13342at.rds.ct23456_good 0120+340_13343at.rds.ct23456_good 0120+340_13344at.rds.ct23456_good 0120+340_13345at.rds.ct23456_clouds 0120+340_13346at.rds.ct23456_clouds 0120+340_13353at.rds.ct23456_clouds 0120+340_13354at.rds.ct23456_clouds 0120+340_13355at.rds.ct23456_clouds	0120+340_13370at.rds.ct23456_clouds 0120+340_13371at.rds.ct23456_clouds 0120+340_13372at.rds.ct23456_clouds 0120+340_13373at.rds.ct23456_clouds 0120+340_13432at.rds.ct345_good 0120+340_13433at.rds.ct345_good 0120+340_13434at.rds.ct345_good 0120+340_13451at.rds.ct345_clouds 0120+340_13468at.rds.ct3456_good 0120+340_13491at.rds.ct3456_good 0120+340_13492at.rds.ct3456_good 0120+340_13493at.rds.ct3456_good 0120+340_13494at.rds.ct3456_good 0120+340_13525at.rds.ct3456_good 0120+340_13526at.rds.ct3456_good 0120+340_13527at.rds.ct3456_good
1ES 0145+138		
es0145_7934at.rds.ct3456_clouds es0145_7935at.rds.ct3456_clouds es0145_7936at.rds.ct3456_clouds es0145_7937at.rds.ct3456_clouds es0145_8318at.rds.ct356_fog es0145_8319at.rds.ct356_fog	es0145_8320at.rds.ct356_fog es0145_8321at.rds.ct356_fog es0145_8322at.rds.ct356_fog es0145_8477at.rds.ct36_good es0145_8478at.rds.ct36_good es0145_8479at.rds.ct36_good	es0145_8480at.rds.ct36_good es0145_8513at.rds.ct356_good es0145_8515at.rds.ct356_good es0145_8516at.rds.ct356_good es0145_8517at.rds.ct356_good
UGC 01651		
ugc01651_8298at.rds.ct356_clouds ugc01651_8299at.rds.ct356_clouds ugc01651_8300at.rds.ct356_clouds ugc01651_8301at.rds.ct356_clouds ugc01651_8541at.rds.ct356_clouds ugc01651_8542at.rds.ct356_clouds ugc01651_8543at.rds.ct356_clouds ugc01651_8544at.rds.ct356_clouds ugc01651_8563at.rds.ct356_clouds ugc01651_16617at.rds.ct23456_good ugc01651_16618at.rds.ct23456_good ugc01651_16621at.rds.ct3456_good ugc01651_16622at.rds.ct3456_good ugc01651_16623at.rds.ct3456_good ugc01651_16624at.rds.ct3456_good	ugc01651_16625at.rds.ct3456_good ugc01651_16632at.rds.ct3456_good ugc01651_16633at.rds.ct3456_good ugc01651_16634at.rds.ct3456_good ugc01651_16635at.rds.ct3456_good ugc01651_16636at.rds.ct3456_good ugc01651_16637at.rds.ct3456_good ugc01651_16638at.rds.ct3456_good ugc01651_16639at.rds.ct3456_good ugc01651_16640at.rds.ct3456_good ugc01651_16644at.rds.ct3456_good ugc01651_16645at.rds.ct3456_good ugc01651_16646at.rds.ct3456_good ugc01651_16647at.rds.ct3456_good ugc01651_16648at.rds.ct3456_good	ugc01651_16649at.rds.ct3456_good ugc01651_16650at.rds.ct3456_good ugc01651_16654at.rds.ct3456_good ugc01651_16655at.rds.ct3456_good ugc01651_16656at.rds.ct3456_good ugc01651_16657at.rds.ct3456_good ugc01651_16658at.rds.ct3456_good ugc01651_16818at.rds.ct23456_good ugc01651_16819at.rds.ct23456_good ugc01651_16820at.rds.ct23456_good ugc01651_16822at.rds.ct23456_good ugc01651_16823at.rds.ct23456_good ugc01651_16845at.rds.ct23456_good_hum ugc01651_16846at.rds.ct23456_good_hum

MS 1019.0+5139

ms1019_13813at.rds.ct3456_good ms1019_13814at.rds.ct3456_good ms1019_13815at.rds.ct3456_good ms1019_13835at.rds.ct3456_good ms1019_13836at.rds.ct3456_good ms1019_13837at.rds.ct3456_good ms1019_13853at.rds.ct3456_good ms1019_13854at.rds.ct3456_good ms1019_13855at.rds.ct3456_good ms1019_13856at.rds.ct3456_good ms1019_13857at.rds.ct3456_good ms1019_13858at.rds.ct3456_good ms1019_13880at.rds.ct3456_windy ms1019_13881at.rds.ct3456_windy ms1019_13882at.rds.ct3456_windy ms1019_13883at.rds.ct3456_windy ms1019_13884at.rds.ct3456_windy ms1019_13885at.rds.ct3456_windy	ms1019_13897at.rds.ct3456_windy_hum100 ms1019_13898at.rds.ct3456_windy_hum100 ms1019_13899at.rds.ct3456_windy_hum100 ms1019_13900at.rds.ct3456_windy_hum100 ms1019_13929at.rds.ct3456_good ms1019_13930at.rds.ct3456_good ms1019_13931at.rds.ct3456_good ms1019_13932at.rds.ct3456_good ms1019_13933at.rds.ct3456_good ms1019_13934at.rds.ct3456_good ms1019_13953at.rds.ct3456_good ms1019_13954at.rds.ct3456_good ms1019_13955at.rds.ct3456_good ms1019_13956at.rds.ct3456_good ms1019_13957at.rds.ct3456_good ms1019_13958at.rds.ct3456_good ms1019_13978at.rds.ct3456_good ms1019_13979at.rds.ct3456_good	ms1019_13980at.rds.ct3456_good ms1019_13981at.rds.ct3456_good ms1019_13982at.rds.ct3456_good ms1019_13983at.rds.ct3456_good ms1019_13998at.rds.ct3456_good ms1019_13999at.rds.ct3456_good ms1019_14000at.rds.ct3456_good ms1019_14001at.rds.ct3456_good ms1019_14002at.rds.ct3456_good ms1019_14003at.rds.ct3456_good ms1019_14018at.rds.ct3456_good ms1019_14019at.rds.ct3456_good ms1019_14020at.rds.ct3456_good ms1019_14021at.rds.ct3456_good ms1019_14035at.rds.ct3456_good ms1019_14036at.rds.ct3456_good ms1019_14037at.rds.ct3456_good ms1019_14038at.rds.ct3456_good
--	--	--

EXO 1118+4228

es1118_14301at.rds.ct3456_good es1118_14302at.rds.ct3456_good es1118_14303at.rds.ct3456_good es1118_14304at.rds.ct3456_good	es1118_14305at.rds.ct3456_good es1118_14306at.rds.ct3456_good_instop es1118_14309at.rds.ct3456_good_dusty es1118_14310at.rds.ct3456_good_dusty	es1118_14311at.rds.ct3456_good_dusty es1118_14319at.rds.ct3456_good_dusty es1118_14320at.rds.ct3456_good_dusty es1118_14321at.rds.ct3456_good_dusty
--	---	--

1ES 1212+078

bl1212_14543at.rds.ct3456_good bl1212_14544at.rds.ct3456_good bl1212_14545at.rds.ct3456_good bl1212_14546at.rds.ct3456_good	bl1212_14547at.rds.ct3456_good bl1212_14548at.rds.ct3456_good bl1212_14585at.rds.ct3456_good bl1212_19058at.rds.ct3456_good	bl1212_19081at.rds.ct3456_good bl1212_19082at.rds.ct3456_good
--	--	--

PG 1219+301

qso1218_14334at.rds.ct3456_good qso1218_14335at.rds.ct3456_good qso1218_14336at.rds.ct3456_good qso1218_14338at.rds.ct3456_good qso1218_14374at.rds.ct3456_good_dusty	qso1218_14375at.rds.ct3456_good_dusty qso1218_14376at.rds.ct3456_good_dusty qso1218_14377at.rds.ct3456_good_dusty qso1218_14378at.rds.ct3456_good_dusty qso1218_14379at.rds.ct3456_good_dusty	qso1218_14380at.rds.ct3456_good_dusty qso1218_14456at.rds.ct3456_good qso1218_14457at.rds.ct3456_good qso1218_14458at.rds.ct3456_good
---	---	--

W COMAE (ON 231)

wcomae_10294at.rds.ct3456_good_hum86 wcomae_10295at.rds.ct3456_good_hum86 wcomae_10296at.rds.ct3456_good_hum86		
--	--	--

3C 273

3c273_18189at.rds.ct2346_clouds_hum88 3c273_18190at.rds.ct2346_clouds_hum88 3c273_18191at.rds.ct2346_clouds_hum88 3c273_18192at.rds.ct2346_clouds_hum88 3c273_18193at.rds.ct2346_clouds_hum88 3c273_18211at.rds.ct23456_good 3c273_18212at.rds.ct23456_good 3c273_18213at.rds.ct23456_good 3c273_18214at.rds.ct23456_good 3c273_18215at.rds.ct23456_good 3c273_18216at.rds.ct23456_good 3c273_18217at.rds.ct23456_good 3c273_18218at.rds.ct23456_good	3c273_18219at.rds.ct23456_good 3c273_18220at.rds.ct23456_good 3c273_18221at.rds.ct23456_good 3c273_18222at.rds.ct23456_good 3c273_18596at.rds.ct23456_clouds 3c273_18597at.rds.ct23456_clouds 3c273_18732at.rds.ct23456_good_hum 3c273_18733at.rds.ct23456_good_hum 3c273_18734at.rds.ct23456_good_hum 3c273_18735at.rds.ct23456_good_hum 3c273_18736at.rds.ct23456_good_hum 3c273_18737at.rds.ct23456_good_hum 3c273_18738at.rds.ct23456_good_hum	3c273_18764at.rds.ct23456_good 3c273_18765at.rds.ct23456_good 3c273_18786at.rds.ct23456_good 3c273_18787at.rds.ct23456_good 3c273_18788at.rds.ct23456_good 3c273_18789at.rds.ct23456_good 3c273_18792at.rds.ct23456_good 3c273_18793at.rds.ct23456_good 3c273_18794at.rds.ct23456_good 3c273_18795at.rds.ct23456_good 3c273_18796at.rds.ct23456_good 3c273_18797at.rds.ct23456_good 3c273_18798at.rds.ct23456_good
---	--	--

1ES 1255+244

bl1255_14522at.rds.ct3456_good bl1255_14523at.rds.ct3456_good bl1255_14549at.rds.ct3456_good bl1255_14550at.rds.ct3456_good bl1255_14551at.rds.ct3456_good bl1255_14570at.rds.ct3456_good bl1255_14571at.rds.ct3456_good bl1255_14572at.rds.ct3456_good bl1255_14718at.rds.ct3456_good bl1255_14719at.rds.ct3456_good bl1255_14720at.rds.ct3456_good	bl1255_14721at.rds.ct456_good bl1255_14735at.rds.ct456_good bl1255_14736at.rds.ct456_good bl1255_14737at.rds.ct456_good bl1255_14760at.rds.ct3456_good bl1255_14761at.rds.ct3456_good bl1255_14762at.rds.ct3456_good bl1255_14763at.rds.ct3456_good bl1255_14792at.rds.ct456_good bl1255_14793at.rds.ct456_good bl1255_14794at.rds.ct456_good	bl1255_14795at.rds.ct456_clouds bl1255_14796at.rds.ct456_clouds bl1255_14824at.rds.ct3456_good bl1255_14828at.rds.ct3456_good bl1255_14829at.rds.ct456_good bl1255_14830at.rds.ct456_good bl1255_14831at.rds.ct456_good bl1255_14882at.rds.ct3456_clouds bl1255_14883at.rds.ct3456_clouds bl1255_14884at.rds.ct3456_clouds bl1255_14888at.rds.ct3456_clouds
--	---	---

Anhang G

Experimente

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über alle in der vorliegenden Arbeit erwähnten Experimente zur Erforschung der hochenergetischen kosmischen Strahlung, dabei wird unterschieden nach Art des nachzuweisenden Primärteilchens: Hadronen und Elektronen, Photonen, Neutrinos. Charakteristische Informationen über den experimentellen Aufbau und den Energiebereich sowie den Standort, den Betriebszeitraum und Kollaborations-Beteiligungen werden geliefert. Es wird kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben.

G.1 Nachweis von γ -Photonen

G.1.1 Cherenkov-Teleskop-Experimente

- **CANGAROO**

Collaboration of Australia and Nippon for a Gamma Ray Observatory in the Outback
Internet-Präsenz: <http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp>

Beteiligung: Australien, Japan

Standort: Woomera, 500 km nördlich von Adelaide, Süd-Australien

Lage: 31° 06' S, 136° 47' E, 160 m ü. Msp.

CANGAROO I [124]:

Energiebereich: > 2 TeV

Betriebszeitraum: April 1992 bis 1999

Aufbau: Einzel-Teleskop, parabolischer 3.8 m - Spiegel, Fokallänge 3.8 m

Kamera: 256 PMTs, quadratische 16 x 16 Matrix, 0.18° PMT-Durchmesser, FOV 2.9°

CANGAROO II [267]:

Energiebereich: > 500 GeV

Betriebszeitraum: seit März 1999

Aufbau: 7 m Einzel-Teleskop, 60 spärliche Spiegel mit 0.8 m Durchmesser, seit 2000 10 m Spiegelfläche, 114 spärliche Spiegel, 0.8 m Durchmesser, Fokallänge 8 m

Kamera: 512 PMTs, 0.115° PMT-Durchmesser, FOV 3°

CANGAROO III [102]:

Energiebereich: > 100 GeV

Betriebszeitraum: geplant 2004

Aufbau: 4 X 10 m Teleskope, 114 spärliche Spiegel mit 0.8 m Durchmesser, 57m² effektive Reflektor-Fläche, Fokallänge 8 m

Kamera: 552 PMTs, 0.115° PMT-Durchmesser, FOV 4°.

- **CAT** Cherenkov Array at Themis [40, 92]

Beteiligung: Frankreich, Irland, Italien, Schweiz, Tschechische Republik, USA
Standort: Themis, Pyrenäen, Frankreich
Lage: 42.5° N, 2.0° W, 1650 m ü. Msp.
Energiebereich: > 250 GeV
Betriebszeitraum: seit September 1996
Aufbau: 17.7 m² in 90 Einzelspiegeln mit je 50 cm Durchmesser, Fokallänge 6 m, alt-azimutal Montierung
Kamera: innen: 546 PMTs, 0.12° Durchmesser, FOV 3.1°
 ausen: 54 PMTs, 28.5 mm Durchmesser, FOV 4.8°.

- **GT-48-Telekop** CrAO Crimean Astronomical Observatory [210]

Internet-Präsenz: <http://www.crao.crimea.ua>
Beteiligung: Ukraine
Standort: Crimean Astronomical Observatory, Ukraine
Lage: 45° N, 34° W, 600 m ü. Msp.
Energiebereich: > 1 TeV
Betriebszeitraum: seit 1989
Aufbau: 6 parallele Teleskope, 4 x 1.2 m Spiegel, Fokallänge 5 m, 2 x 3.2 m Spiegel für UV-Beobachtungen von 200-300 nm.
Kamera: je Teleskop 37 PMTs, FOV 2.6°.

- **HEGRA** High Energy Gamma Ray Astronomy [201, 238, 86]

Internet-Präsenz: <http://www-hegra.desy.de/hegra/>
Beteiligung: Armenien, Deutschland, Spanien
Standort: La Palma, Kanarische Inseln, Spanien
Lage: 28.75° N, 17.89° W, 2200 m ü. Msp.
Energiebereich: IACT-System: > 500 GeV
 CT 1: > 700 GeV
 CT 2: > 1000 GeV

Betriebszeitraum: IACT-System: 1995 - 2002
 CT 1: seit 1992
 CT 2: 1993 - 1997

Aufbau: ein System mit 5 Teleskopen und ein unabhängiges Einzelteleskop.

- ◊ **HEGRA-IACT-System (CT2 - CT6)**

System von 5 Teleskopen auf einem 200 m x 200 m Areal quadratisch angeordnet mit einem zentralen Teleskop in der Mitte des Quadrats.
Kamera: hexagonale Anordnung, 271 PMTs, 0.25° Durchmesser, FOV 4.3°
Montierung: alt-azimutal
Reflektor: 4.5 m in 30 sphärischen, runden Einzel-Glasspiegeln mit 60 cm Durchmesser, Fokallänge 5 m, 8.5 m² totale Spiegelfläche.

- ◊ **Einzelteleskop HEGRA-CT1**

Kamera: hexagonale Anordnung

vor 1995: 37 PMTs, 0.43° Durchmesser, FOV 3.0°

nach 1995: 127 PMTs, 0.25° Durchmesser, FOV 3.25°

Montierung: äquatorial

Reflektor:

vor 1998: 5 m^2 in 18 sphärischen, runden Einzel-Glasspiegeln
mit je 60 cm Durchmesser, Fokallänge 5 m

nach 1998: 10 m^2 in 33 sphärischen Einzel-Aluminiumspiegeln hexagonaler Form
mit 0.31 m^2 Einzelspiegelfläche, Fokallänge 5 m.

◇ **Einzelteleskop HEGRA-CT2**

seit 1998 in das CT-System integriert, im Einzelbetrieb folgender Aufbau:

Kamera: hexagonale Anordnung, 61 PMTs, 0.43° Durchmesser, FOV 3.6°

Montierung: alt-azimutal

Reflektor: 4.5 m - Spiegel segmentiert, 30 sphärische, runde Einzel-Glasspiegel mit
je 60 cm Durchmesser, Fokallänge 5 m, 8.5 m^2 totale Spiegelfläche.

• **H.E.S.S.** High Energy Stereoscopic System [140]

Internet-Präsenz: <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS>

Beteiligung: Armenien, Deutschland, Frankreich, Grossbritannien, Irland, Namibia, Republik Süd Afrika, Tschechische Republik

Standort: Gamsberg, nahe Windhoek, Namibia

Lage: 1800 m ü. Msp.

Energiebereich: $> 50 \text{ GeV}$

Betriebszeitraum: seit 2002, voller Betrieb ab 2004

Aufbau: System von 16 Teleskopen im quadratischen 4×4 Array angeordnet, Seitenlänge
zwischen den CTs 120 m

Kamera: hexagonale Anordnung, 960 PMTs, 0.16° Durchmesser, FOV 5°

Montierung: alt-azimutal

Reflektor: 10 m in 382 sphärischen Einzelspiegeln mit 60 cm Durchmesser, Fokallänge
15 m, 108 m^2 totale Spiegelfläche.

• **MAGIC** Major Atmospheric Gamma Imaging Telescope [191, 192, 81]

Internet-Präsenz: <http://hegra1.mppmu.mpg.de/MAGICWeb>

Beteiligung: Deutschland, Italien, Spanien

Standort: La Palma, Kanarische Inseln, Spanien

Lage: 2200 m ü. Msp.

Energiebereich: $> 15 \text{ GeV}$

Betriebszeitraum: seit 2003, First Light 8. März 2003

Aufbau: 17 m Einzelteleskop

Kamera: hexagonale Anordnung, 600 PMTs, 0.1° Durchmesser, FOV 4°

Montierung: alt-azimutal

Reflektor: hexagonale Einzelspiegel aus Aluminium, 234 m^2 totale Spiegelfläche, Fo-
kallänge 17 m.

• **Mark Telescopes** of the University of Durham [71, 27]

Internet-Präsenz: <http://www.dur.ac.uk>

Beteiligung: Grossbritannien

Standort: Mark 1 - 2: Dugway, Utah, USA
Mark 3 - 6: Narrabri, Australien

Lage: Mark 1 - 2: 40.3° N, 113.0° W, 1600 m ü. Msp.
Mark 3 - 6: 30.5° S, 149.8° W, 200 m ü. Msp.

Energiebereich: > 150 GeV (Mark 6 Teleskope)

Betriebszeitraum: 1986 - 2000 (Durham Mark Telescopes)
Juli 1995 - 2000 (Mark 6 Teleskope)

Aufbau: 3 parabolische Fluss-Detektoren mit je 7 m Durchmesser, Fokallänge 1.0 m, alt-azmutal-Montierung auf einer einzigen Plattform,

Kamera: 109 zentrale Pixel mit 0.25° Durchmesser und 19 Aussenringpixel mit 0.5° Durchmesser.

- **PACT** Pachmarhi Array of Cherenkov Teleskopes [1, 2, 37, 38]

Internet-Präsenz: <http://tifrc1.tifr.res.in/~pnbhat/vhe.html>

Beteiligung: Indien

Standort: Pachmarhi, Indien

Lage: 22.47° N, 78.43° E, 1075 m Höhe

Energiebereich: > 400 GeV

Betriebszeitraum: seit 1992

Aufbau: 25 Teleskope in 5 x 5 Matrix auf einer Fläche von 80 m x 100 m angeordnet, jedes Teleskop einzeln steuerbar, äquatoriale Montierung, bestehend aus 7 parabolischen Reflektoren mit 0.9 m Durchmesser ($f/d \sim 1$) und 4.45m^2 Spiegelfläche, jeder Spiegel besitzt einen Photomultiplier mit 3° FOV.

- **7TA** Utah Seven Telescope Array [269]

Beteiligung: Australien, Japan, USA

Standort: Dugway, Utah, USA

Prototyp der CTs: einer in Utah, USA
einer in Akeno, Japan

Lage: 40.33° N, 113.02° W, 1600 m ü. Msp.

Energiebereich: > 600 GeV

Betriebszeitraum: seit 1996

Aufbau: 7 Teleskope hexagonal angeordnet, Abstand zwischen den einzelnen Teleskopen 70 m. Jedes Teleskop mit 19 hexagonalen Spiegelsegmenten, totaler Spiegelfläche von 6m^2 mit 3 m Durchmesser, FOV 18° *Kamera:* je Teleskop mit 256 PMTs, 0.25° Durchmesser.

- **VERITAS** Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System [291, 185, 184]

Internet-Präsenz: <http://veritas.sao.arizona.edu>

Beteiligung: Grossbritannien, Irland, Kanada, USA

Standort: nahe Fred Lawrence Whipple Observatory in Southern Arizona, USA

Lage: 1300 m ü. Msp.

Energiebereich: > 50 GeV

Betriebszeitraum: ab Okt. 2003, voller Betrieb ab 2005

Aufbau: Array von 7 Teleskopen mit je 10 m Reflektor-Durchmesser in hexagonaler Struktur angeordnet, Seitenlänge ~ 85 m, $7 \times 74 \text{ m}^2$ totale Spiegelfläche, FOV 3.5° .

- **WHIPPLE** Gamma-Ray Telescope [239, 106, 203]

Beteiligung: Grossbritannien, Irland, USA

Standort: Fred Lawrence Whipple Observatory am Mt. Hopkins, Arizona, USA

Lage: 31.4° N, 110.5° W, 2300 m ü. Msp.

Energiebereich: > 300 GeV

Betriebszeitraum: seit 1968

Aufbau: 10 m Einzelteleskop

Kamera: 1995 - 1996: 109 PMTs hexagonal angeordnet: 91 innere Pixel, 18 äussere Pixel, mit 0.25° PMT-Durchmesser, FOV 2.8°

Winter 1997: 42 zusätzliche PMTs, FOV 3.4°

Sommer 1997 -2001: neue Kamera mit 331 Pixel, FOV 4.8°

seit 2001: Erweiterung auf 490 Pixel

Reflektor: 248 sphärische Spiegel, 7.3 m Fokallänge, 74 m^2 totale Spiegelfläche.

G.1.2 Andere Cherenkov-Experimente

- **CLUE** Cherenkov Light Ultraviolet Experiment [41]

Internet-Präsenz: <http://www.pi.infn.it/clue>

Beteiligung: Italien

Standort: La Palma, Kanarische Inseln, Spanien

Lage: 2200 m ü. Msp.

Energiebereich: > 1 TeV

Betriebszeitraum: seit 1996

Aufbau: quadratisches 3×3 Array von 8 Teleskopen (durch Containern-Aufbau geschützt) zur Messung des Cherenkov-Lichts im UV-Bereich, je Teleskop Einzelspiegel mit 1.8 m Durchmesser, Fokallänge 1.8 m.

- **MILAGRO** [253, 30]

Internet-Präsenz: <http://www.lanl.gov/milagro>

Beteiligung: USA

Standort: Jemez Mountain, New Mexico, USA

Lage: 2650 m ü. Msp.

Energiebereich: > 200 GeV

Betriebszeitraum: Milagrito-Prototyp: Februar 1997 bis April 1998

MILAGRO: seit Januar 2000

Aufbau: $60 \text{ m} \times 80 \text{ m} \times 8 \text{ m}$ grosses Wasserbecken, Lichtdicht abgedeckt, 450 PMTs in 1.5 m Wassertiefe, 273 PMTs in 6 m Wassertiefe, insgesamt 723 PTMs auf dem Beckenboden gleichmässig in 2 Schichten verteilt, Abstand zueinander 3m, resultierende Gesamtfläche 5000 m^2 .

G.1.3 Solar-Anlagen-Experimente

Solar-Anlagen-Experimente nutzen ein bereits bestehendes Feld an Sonnenlicht-Kollektoren, das tagsüber zur Energiegewinnung genutzt wird, zum Nachweis von in Luftschauern erzeugtem Cherenkovlicht. Das Cherenkovlicht wird dazu von den Kollektor-Spiegelflächen in eine hoch über dem Refektorfeld befindliche Kamera reflektiert, und erzeugt dort ein Abbild der Flächendichteverteilung des Cherenkovlichts. Zur Zeit gibt es vier Experimente, die diese Technik ausnutzen.

- **CELESTE** Cerenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment [254]
Internet-Präsenz: <http://www.cenbg.in2p3.fr/extra/Astroparticule/celeste/e-index.html>
Beteiligung: Frankreich, Tschechei, USA
Standort: Themis, Pyrenäen, Frankreich
Energiebereich: 50 bis 300 GeV
Betriebszeitraum: seit 1998
Reflektor: 40 Heliostat-Spiegel in 5 Trigger-Gruppen aufgeteilt.
- **GRAAL** Gamma-Ray Astronomy at Almeria [28, 91]
Internet-Präsenz: <http://rplaga.tripod.com/almeria/index.html>
Beteiligung: Deutschland, Spanien
Standort: Tabernas, Almeria, Spanien
Energiebereich: > 250 GeV
Betriebszeitraum: 1999 - 2001
Aufbau: 63 Heliostats, je 39.7 m² Spiegelfläche, sphärisch, 4 einzelne offene Cherenkovzähler mit 10° Öffnungswinkel.
- **STACEE** Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment [214, 85, 78]
Internet-Präsenz: <http://hep.uchicago.edu/~stacee>
Beteiligung: Kanada, USA
Standort: Sandia National Laboratories, Albuquerque, USA, 1700 m ü.N.N.
Energiebereich: 20 bis 300 GeV
Betriebszeitraum: seit November 1998
Aufbau: 40 m² in 220 Heliostat-Spiegel je äquivalent mit 7 m Spiegelteleskop, zweiter sphärischer Kollektor-Spiegel mit segmentierter Spiegelfläche, hexagonale Spiegel.
- **Solar Two Observatory** [305]
Beteiligung: USA
Standort: Solar Two Einrichtung, Kalifornien, USA
Energiebereich: > 20 GeV
Betriebszeitraum: Solar One: 1980 -1994, Solar Two: ab 2002
Aufbau: 1800 Heliostats, zweiter sphärischer Kollektor-Spiegel 3 m Durchmesser (segmentiert, sphärische Spiegel) fokussiert das Licht der Heliostat-Spiegel auf die Kamera mit den PMTs.

G.1.4 Satelliten-Experimente

- **AGILE** Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero [268, 219]
Internet-Präsenz: <http://www.ts.infn.it/experiments/agile>
Beteiligung: Italien
Energiebereich: 10 keV - 40 keV und 30 MeV - 50 GeV
Betriebszeitraum: Start geplant 2004 [219]
 All-Sky Monitor und Quellen-Sucher im Röntgen-Bereich. Erstes Teleskop mit kombinierter Beobachtungsmöglichkeit des γ - und des harten Röntgen-Bereichs, ausgelegt für 2 Jahre Betriebszeit.

- **Andromeda**
Internet-Präsenz: <http://www.srl.caltech.edu/andromeda>
Beteiligung: USA
Energiebereich: 10 keV - 200 keV
Betriebszeitraum: in Planung
 Gamma-Ray-Burst-Sucher im Röntgen-Bereich.

- **ASCA** Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics (ASTRO-D) [264]
Internet-Präsenz: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/asca/asca2.html>
Beteiligung: Japan, USA
Energiebereich: 0.4 keV - 12 keV
Betriebszeitraum: 20. Februar 1993 - 02. März 2001
 beherbergt 4 Röntgenteleskope mit Solid-state Imaging Spectrometer (SIS) und Gas Imaging Spectrometer (GIS) im Fokus von jeweils 2 Teleskopen, fungiert als All-Sky-Monitor und Quellen-Sucher.

- **Chandra** X-ray Observatory (AXAF)
Internet-Präsenz: <http://chandra.harvard.edu>
Beteiligung: USA
Energiebereich: 0.08 keV - 10 keV
Betriebszeitraum: seit Juli 1999
 vorher bekannt als AXAF: Advanced X-ray Astrophysics Facility, ist Nachfolger vom *Einstein Observatory*, das Röntgen-Teleskop mit High Resolution Camera (HRC), Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS) High Energy Transmission Grating Spectrometer (HETGS) (0.4 bis 10 keV) und Low Energy Transmission Grating Spectrometer (LETGS) (0.08 bis 2 keV) fungiert als All-Sky-Monitor und Quellen-Sucher.

- **CGRO** Compton Gamma-Ray Observatory
Internet-Präsenz: <http://cossc.gsfc.nasa.gov>
Beteiligung: USA
Energiebereich: 30 keV - 30 GeV
Betriebszeitraum: 05. April 1991 - 04. Juni 2000
 Satellit beherbergte vier Experimente zur Untersuchung der Kosmischen Strahlung
 BATSE, OSSE, COMPTEL, EGRET:

- ◇ **BATSE** Burst And Transient Source Experiment
Energiebereich: 10 keV - mehr als 5 MeV
fungierte als Quellen-Detektor und All-Sky-Monitor.

- ◇ **OSSE** Oriented Scintillation Spectrometer Experiment
Energiebereich: 0.05 MeV - 10 MeV
Quellen-Detektor und solare Flare-Studien.

- ◇ **COMPTEL** Imaging Compton Telescope [246]
Energiebereich: 100 keV - 10 MeV
All-Sky-Monitor mit 1 sr Öffnungswinkel.

- ◇ **EGRET** Energetic Gamma Ray Experiment Telescope [153, 270]
Energiebereich: 20 MeV - mehr als 30 GeV
fungierte als Quellen-Detektor.

- **COS-B**
Energiebereich: > 100 MeV
Betriebszeitraum: 1975-1981
Nachfolger von SAS II, Funkenkammer als Gammaphotonen-Detektor.

- **GLAST** Gamma-Ray Large Area Space Telescope [162]
Beteiligung: USA, Frankreich, Italien, Japan, Schweden
Energiebereich: 20 MeV - 300 GeV
Betriebszeitraum: Start geplant März 2006
als Nachfolger von EGRET geplant: Quellen-Detektor, GRB-Monitor, All-Sky-Monitor.

- **INCA:** Ionization - Neutron Calorimeter [22]
Internet-Präsenz: <http://www.lebedev.ru/pages/inca/>
Beteiligung: Grossbritannien, Japan, Kazachstan, Russland
Energiebereich: 0.01 TeV - 1 TeV
Betriebszeitraum: in Planung
All-Sky Monitor.

- **INTEGRAL** International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory [297]
Internet-Präsenz: <http://sci.esa.int/home/integral/>
Beteiligung: Belgien, Dänemark, Deutschland, England, Finnland, Frankreich, Irland, Israel, Italien, Kanada, Niederlande, Norwegen, Österreich, Portugal, Russland, Schweiz, Schweden, Spanien, Türkei, Ungarn und USA
Energiebereich: 15 keV - 10 MeV
Betriebszeitraum: seit 17. Oktober 2002
Spektroskopie und Quellen-Beobachtung, gleichzeitige Beobachtung im Röntgen-Bereich (3 - 35 keV) und im optischen Bereich (V-Band, 550 nm) möglich.

- **MEGA:** Medium Energy Gamma-Ray Astronomy [154]
Internet-Präsenz: <http://www.gamma.mpe-garching.mpg.de/MEGA/mega.html>
Beteiligung: Deutschland, Frankreich, Italien, Spanien, USA
Energiebereich: 0.4 MeV - 50 MeV
Betriebszeitraum: Start geplant 2006
All-Sky Monitor und Quellensucher. Nachfolger von COMPTEL.
- **OSO-III** Orbiting Solar Observatory
Energiebereich: > 30 MeV
Betriebszeitraum: 1967 - 1968
erstes γ -Experiment im All, 30 cm Durchmesser, Auflösung 20°.
- **ROSAT** Röntgen Satellite
Internet-Präsenz: <http://wave.xray.mpe.mpg.de/rosat>
Beteiligung: Deutschland, Grossbritannien, USA
Energiebereich: 0.1 keV - 2 keV
Betriebszeitraum: 01. Juni 1990 - 12. Februar 1999
All-Sky Monitor und Röntgen-Quellen-Sucher.
- **RXTE** Rossi X-Ray Timing Explorer
Internet-Präsenz: <http://xte.mit.edu>
Beteiligung: USA
Energiebereich: 2 keV - 250 keV
Betriebszeitraum: seit 30. Dezember 1995
All-Sky Monitor, PCA (Proportional Counter Array) folgt der Himmelsspur von 350 Objekten im Energiebereich von 2 keV - 20 keV.
- **SAS-II** Small Astronomical Satellite
Energiebereich: > 30 MeV
Betriebszeitraum: 1972
Nachfolger von OSO-II, erste Funkenkammer als Detektor für Gammateilchen, sphärisches Antikoinzidenz-Schild, Cherenkov-Zähler, Szintillator-Zähler.
- **SWIFT**
Internet-Präsenz: <http://swift.gsfc.nasa.gov/>
Beteiligung: Dänemark, Grossbritannien, Italien, USA
Energiebereich: 0.2 keV - 150 keV
Betriebszeitraum: Start geplant Dezember 2003
All-Sky Monitor und Gamma-Ray-Burst-Sucher im Röntgen-Bereich mit simultaner UV-optischer Beobachtung zur Multiwavelength-Beobachtung der GRB-Afterglows. Nachfolger von BATSE.
- **XMM-Newton** X-ray Multi-Mirror
Internet-Präsenz: <http://sci.esa.int/home/xmm-newton>

Beteiligung: European Space Agency

Energiebereich: 0.5 keV - 10 keV

Betriebszeitraum: seit 10. Dezember 1999

3 hochentwickelte Röntgen-Teleskope aus jeweils 58 hochpräzisen Spiegeln, Detektoren: Reflection Grating Spectrometer (RGS) (50 - 350 nm), Optical/UV Monitor (OM), European Photon Imaging Cameras (EPIC). Fungiert als Quellen-Sucher.

G.2 Nachweis von Hadronen und Elektronen

G.2.1 Ausgedehnte Luftschauer-Experimente

- **AGASA** Akeno Giant Air Shower Array

Internet-Präsenz: <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA>

Beteiligung: Japan

Standort: Kofu, Japan

Fläche: 100 km²

Lage: 900 m ü. Msp.

Energiebereich: > 100 · 10¹⁵ eV

Betriebszeitraum: seit 1993

Aufbau: Weiterentwicklung von Akeno.

Das Akeno-Array wie oben beschrieben plus zusätzlich 111 x (2.2 m²) Szintillations-Zähler und 14 x (2.8 - 10 m²) Myonen-Zähler.

- **Akeno**

Beteiligung: Japan

Standort: Kofu, Japan

Fläche: 1 km², später 20 km²

Lage: 900 m ü. Msp.

Energiebereich: (0.3 - 1000) · 10¹⁵ eV

Betriebszeitraum: 1984 - 1993

Aufbau: 1 km² Array: 156 x (1 m²) Szintillations-Zähler und 8 x (25 m²) Myonen-Zähler; Ausbau 20 km² Array: zusätzlich 19 x (2.2 m²) und 4 x (1 m²) Szintillations-Zähler.

- **PAO:** Pierre **AUGER** Observatory [42, 186]

Internet-Präsenz: <http://www.auger.org>

Beteiligung: Argentinien, Armenien, Australien, Bolivien, Brasilien, China, Deutschland, Frankreich, Griechenland, Grossbritannien, Italien, Japan, Mexiko, Polen, Russland, Slovenien, Tschechische Republik, USA und Vietnam

Standort: Pampa Amarilla, Patagonia, Argentinien

Fläche: 3000 km²

Lage: 1400 m ü. Msp.

Energiebereich: > 10¹⁹ eV

Betriebszeitraum: seit 2001, Fertigstellung des Gesamtprojekts 2004

Aufbau: insgesamt 1600 Einzelstationen, 12 m² Wasser-Cherenkov-Tanks.

- **Fly's Eye Project**
Beteiligung: USA
Standort: Dugway, Utah, USA
Lage: 1500 m ü. Msp.
Energiebereich: $(100 - 10000) \cdot 10^{15}$ eV
Betriebszeitraum: Fly's Eye (FE) I 1981 - 1993, FE II seit 1986
Aufbau: Detektion von Stickstoff-Floureszenz-Licht in stereoskopischer Beobachtung mit 2 Detektoren. FE I: 67 sphärische Spiegel (je 1.5 m Durchmesser) mit jeweils 12 - 14 PMTs, insgesamt 880 PMTs; FE II: von FE I 13.4 km entfernt 36 sphärische Spiegel (baugleich mit FE I).
- **Haverah Park [34]**
Beteiligung: Grossbritannien
Standort: North Yorkshire Moors, Grossbritannien
Fläche: 12 km^2
Lage: 220 m ü. Msp.
Energiebereich: $> 400 \cdot 10^{15}$ eV
Betriebszeitraum: 1962 - 1987
Aufbau: Wasser-Cherenkov-Zähler zur Bestimmung der geladenen Komponente der Kosmischen Strahlung.
- **Tibet Air Shower Array [25]**
Internet-Präsenz: <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/em>
Beteiligung: China, Japan
Standort: Yangbajing, Tibet, China
Fläche: 5175 m^2
Lage: $30.11^\circ \text{ N}, 90.52^\circ \text{ E}$, 4300 m ü. Msp.
Energiebereich: $> 3 \text{ TeV}$
Betriebszeitraum: seit 1996
Aufbau: $109 \times 0.5 \text{ m}^2$ Szintillator-Zähler, in quadratischer Matrix angeordnet, die sich nach innen verdichtet. Abstand der einzelnen Zähler zueinander 7.5 m.
- **HiRes: High Resolution Fly's Eye Project**
Internet-Präsenz: <http://hires.physics.utah.edu>
Beteiligung: USA
Standort: Dugway, Utah, USA
Lage: 1500 m ü. Msp.
Energiebereich: $> 100 \cdot 10^{15}$ eV
Betriebszeitraum: 1993 - 1999
Aufbau: Weiterentwicklung von Fly's Eye. Detektion von Stickstoff-Floureszenz-Licht in stereoskopischer Beobachtung mit 2 Detektoren in 13 km Entfernung. FE I: 67 sphärische Spiegel mit jeweils 12 - 14 Photomultiplier; FE II: von FE I 13.4 km entfernt 36 sphärische Spiegel.
- **KASCADE Karlsruhe Shower Core and Array Detector [95]**
Internet-Präsenz: <http://ik1au1.fzk.de/KASCADE>

Beteiligung: Armenien, Deutschland, Polen, Rumänien

Standort: Karlsruhe, Deutschland

Fläche: 200 x 200 m²

Lage: 110 m ü. Msp.

Energiebereich: (0.3 - 50) · 10¹⁵ eV

Betriebszeitraum: seit 1996

Aufbau: 252 Szintillations-Stationen, 620 m² Myonen-Zähler und 20 x 16 m² Hadronen-Kalorimeter.

- **TA Telescope Array** [269, 244]

Internet-Präsenz: <http://www-ta.icrr.u-tokyo.ac.jp>

Beteiligung: Australien, Japan, USA

Standort: Dugway, Utah, USA

Fläche: 30 000 km²

Lage: 40.33° N, 113.02° W, 1600 m ü. Msp.

Energiebereich: < 10²⁰ eV

Betriebszeitraum: geplant ab 2006

Aufbau: Weiterentwicklung von AGASA.

10 Observations-Stationen im Abstand von (30-40) km hexagonal angeordnet zur Detektion von Stickstoff-Floureszenz-Licht, jede Station bestehend aus 40 Teleskopen. Jedes Teleskop mit 7 Spiegelsegmenten, Spiegelfläche von 3.3 m Durchmesser, FOV 18°. Je Teleskop eine Kamera mit 256 PMTs, 1° Durchmesser.

In Zentrum 80 x 3 m - Cherenkov-Teleskope mit je einer 1024 PMTs-Kamera, 0.25° PMT-Durchmesser.

- **Volcano Ranch**

Beteiligung: USA

Standort: Volcano Ranch (nahe Albuquerque), New Mexico, USA

Fläche: 8 km²

Energiebereich: 10¹⁵ eV

Betriebszeitraum: 1958 - 1976 (nur Testbetrieb)

Aufbau: 3 Prototypen für Fly's Eye zur Detektion von Stickstoff-Floureszenz-Licht mit je einem sphärische Spiegel mit 1.8 m Durchmesser und jeweils 14 PMTs in der Fokalebene.

- **Yakutsk EAS Array** [99]

Beteiligung: Russland

Standort: Yakutsk, Sibirien, Russland

Fläche: 18 km²

Lage: 100 m ü. Msp.

Energiebereich: > 10¹⁶ eV

Betriebszeitraum: 1989

Aufbau: 69 x (4 m²) und 15 x (0.25 m²) Szintillator-Stationen, 6 x (20 m²) Myonen-Detektoren, 53 Cherenkov Zähler, 7 Cherenkov Pulsform-Detektoren, 10 x 32 MHz Radio-Antennen.

G.2.2 Satelliten-Experimente

- **ACCESS:** Advanced Cosmic ray Composition Experiment for the Space Station
Internet-Präsenz: <http://www.atlc.umd.edu/access.html> und
<http://hep.uchicago.edu/swordy/access.html>
Beteiligung: USA
Energiebereich: $< 10^{16}$ eV
Betriebszeitraum: geplant ab 2005
 Stationierung geplant auf der ISS (International Space Station).

- **EUSO** Extreme Universe Space Observatory
Internet-Präsenz: <http://www.euso-mission.org>
Beteiligung: Frankreich, Italien, Japan, Portugal, USA
Energiebereich: $> 5 \cdot 10^{19}$ eV
Betriebszeitraum: in Planung
 Messung von extensiven Luftschauern durch das an Stickstoff-Molekülen der Luft erzeugte UV-Floureszenzlicht. Stationierung geplant auf der ISS (International Space Station).

- **INCA:** Ionization - Neutron Calorimeter [22]
Internet-Präsenz: <http://www.lebedev.ru/pages/inca/>
Beteiligung: Grossbritannien, Japan, Kazachstan, Russland
Energiebereich: $< 10^{16}$ eV
Betriebszeitraum: in Planung

- **OWL** Orbiting Wide-angle Light-collectors [180]
Internet-Präsenz: <http://owl.gsfc.nasa.gov/>
Beteiligung: USA
Energiebereich: $> 10^{19}$ eV
Betriebszeitraum: in Planung
Aufbau: Beobachtung von Atmosphärischem Szintillations Licht aus dem Orbit, Effektive Fläche $10^5 \text{ km}^2 \text{ sr}$, erwartet 100 Ereignisse pro Jahr mit $E > 2 \cdot 10^{20} \text{ eV}$
 Detektion des 300 nm - 400 nm UV-Floureszenzlichts.

G.3 Nachweis von extragalaktischen Neutrinos

G.3.1 Neutrino-Experimente in Wasser und Eis

- **AMANDA** Antarctic Muon and Neutrino Detector Array [231]
Internet-Präsenz: <http://amanda.berkeley.edu/amanda>
Beteiligung: Deutschland, USA
Standort: Antarktis, Süd Pol
Energiebereich: $> 1 \text{ TeV} - 1 \text{ PeV}$
Betriebszeitraum: AMANDA-A: (Prototyp) seit 1993/94
 AMANDA-B4: seit 1995/96
 AMANDA-B10: seit 1996/1997

AMANDA-B13: seit 1997

AMANDA-B19/AMANDA-II: seit 1999/2000

Aufbau: gleichartige optischen Module (OM) mit integrierten Photomultipliern werden an einem Strang, in dem die Spannungsversorgung und die Signal-Datenleitungen integriert sind, in äquidistanten Abständen befestigt und in das Eis eingelassen.

AMANDA-A: 80 PMTs an 4 Strings in 810-1000 m Tiefe, je 20 OMs pro String, Felddurchmesser 60 m,

AMANDA-B4: neues Feld: 86 PMTs (8" Durchmesser) an 4 Strings in 1520-2010 m Tiefe, je 20 OMs pro String, ein String hat zusätzlich 6 OMs in grösserer Tiefe, vertikaler Abstand der OMs 20 m, Felddurchmesser 60 m,

AMANDA-B10: 302 PMTs (8" Durchmesser), zusätzlich 6 Strings in 1520-1950 m Tiefe, je 36 OMs pro String, vertikaler Abstand der OMs 10 m, Felddurchmesser 120 m,

AMANDA-B13: 428 PMTs (8" Durchmesser), zusätzlich 3 Strings in 1150-2350 m Tiefe, je 42 OMs pro String, vertikaler Abstand der OMs 20 m, ausser die obersten und die untersten Schichten, Felddurchmesser 120 m,

AMANDA-B19/AMANDA-II: 680 PMTs 19 Strings in 1150 - 2400 m Tiefe, Felddurchmesser 200 m. Zusätzlich 6 Strings in 1520-1950 m Tiefe, je 42 OMs pro String, vertikaler Abstand der OMs 12 m, Felddurchmesser 200 m.

- **ANTARES**

Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss Environmental Research [45]

Internet-Präsenz: <http://antares.in2p3.fr>

Beteiligung: Deutschland, Frankreich, Grossbritannien, Italien, Niederlande, Russland, Spanien

Standort: Küste nahe La-Seyne sur Mer, Frankreich

Energiebereich: > 1 TeV

Betriebszeitraum: Prototyp seit 1999

Aufbau: 350 m lange Strings mit je 16 Optischen Modulen, in 2300 m Tiefe.

- **Baikal** [256]

Internet-Präsenz: <http://www.ifh.de/baikal/baikalhome.html>

Beteiligung: Deutschland, Russland

Standort: Baikalsee, Sibirien, Russland

Energiebereich: > 1 TeV

Betriebszeitraum: seit April 1993

Aufbau: 8 Strings mit 192 optischen Modulen in 100 m Tiefe.

- **DUMAND** Deep Undersea Muon and Neutrino Detector [56]

Beteiligung: USA

Standort: Küste vor Hawaii, USA

Energiebereich: TeV-Bereich

Betriebszeitraum: bis 1996

Aufbau: Finanzielle Förderung wurde eingestellt.

- **ICECUBE** [122]

Internet-Präsenz: <http://icecube.wisc.edu>

Beteiligung: Deutschland, USA

Standort: Antarktis

Energiebereich: 1 TeV - 100 TeV

Betriebszeitraum: geplant ab 2004

Aufbau: 4800 PMTs an 80 vertikalen Strings ins Eis eingelassen auf einer Fläche von 1 km^2 . Abstand zwischen den Strings 125 m, Abstand der PMTs an einen String 16 m.

- **NESTOR**

Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research [204]

Internet-Präsenz: <http://www.nestor.org.gr>

Beteiligung: Deutschland, Griechenland, Russland, Schweiz, USA

Standort: Küste vor Pylos (36° 37.5' N, 21° 34.5' E), Griechenland

Energiebereich: > 1 TeV

Betriebszeitraum: Prototyp seit 1996

Aufbau: ein Turm bestehend aus 12 hexagonalen Ebenen von 16 m Durchmesser, der insgesamt 168 optische Module trägt, bis in 5000 m Tiefe.

Literaturverzeichnis

- [1] B.S. Acharya et al., *Another TeV gamma-ray burst from the Crab pulsar*, A&A 258, 412A, 1992
- [2] B.S. Acharya et al., *Ground-based Very High Energy Gamma-Ray Astronomy at Pachmarhi*, Bulletin of the Astronomical Society of India 24, 743, 1996
- [3] F.A. Aharonian, *TeV Blazars and Cosmic Infrared Background Radiation*, Highlight Talk, 27th ICRC, Hamburg, August 2001, Preprint astro-ph/0112314
- [4] F. Aharonian, A.M. Atoyan, *Nonthermal Radiation of the Crab Nebula*, Neutron Stars and Pulsars, Eds. S. Shibata, M. Sato, Universal Academy Press, Tokyo, 1998, Preprint astro-ph/980391
- [5] F.A. Aharonian, W. Hofmann, A.K. Konopelko, A.V. Plyasheshnikov, M. Ulrich, *On the accuracy of determination of fluxes and energy spectra of primary gamma-rays by a single imaging atmospheric Cherenkov telescope*, J. Phys. G: Nucl. Phys. 21, 419-428, 1995
- [6] F. Aharonian et al. (HEGRA Kollaboration), *The temporal characteristics of the TeV gamma-radiation from Mkn 501 in 1997 - Part I: Data from the stereoscopic imaging atmospheric Cherenkov telescope system of HEGRA*, A&A 342, 69-86, 1999
- [7] F. Aharonian et al. (HEGRA Kollaboration), *The time averaged TeV energy spectrum of Mkn 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA*, A&A 349, 11-28, 1999
- [8] F. Aharonian et al. (HEGRA Kollaboration), *The temporal characteristics of the TeV Gamma emission from Mkn 501 in 1997 - Part II: Results from HEGRA CT1 and CT2*, A&A 349, 29-44, 1999
- [9] F.A. Aharonian et al. (HEGRA Kollaboration), *Observations of Mkn 421 during 1997 and 1998 in the energy range above 500 GeV with the HEGRA stereoscopic Cherenkov telescope system*, A&A 350, 757-764, 1999, astro-ph/995032
- [10] F. Aharonian et al. (HEGRA Kollaboration), *The Energy Spectrum of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes*, Astrophysical Journal, 539, 1, 317-324, 2000
- [11] A. Kohnle, D. Horns, H. Krawczynski et al. (HEGRA Kollaboration), *Observations of Markarian 421 and Markarian 501 in 2000 and 2001 with the HEGRA Stereoscopic IACT System*, Talk, ICRC Hamburg, 2001 Mkn 421 2000 mwlc
- [12] H. Krawczynski, R. Sambruna, A. Kohnle, P.S. Coppi et al. (HEGRA Kollaboration), *Simultaneous X-Ray and TeV Gamma-Ray Observation of the TeV Blazar Markarian 421 during 2000 February and May*, Astrophysical Journal, 559, 1, 187-195, 2001
- [13] F.A. Aharonian et al. (HEGRA Kollaboration), *Reanalysis of the high energy cutoff of the 1997 Mkn 501 TeV energy spectrum*, A&A 366, 62, 2001
- [14] F. Aharonian et al. (HEGRA-Kollaboration), *Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A*, A&A, 370, 112-120, 2001
- [15] F. Aharonian et al. (HEGRA Kollaboration), *TeV gamma rays from the blazar H 1426+428 and the diffuse extragalactic background radiation*, A&A 384, L23-L26, 2002, astro-ph/0202072

- [16] F.A. Aharonian et al. (HEGRA Kollaboration), *Variations of the TeV energy spectrum at different flux levels of Mkn 421 observed with the HEGRA system of Cherenkov telescopes*, akzeptiert von A&A , astro-ph/0205499
- [17] F. Aharonian et al. (HEGRA-Kollaboration), *Evidence for fan unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2*, eingereicht bei A&A, 2002
- [18] F. Aharonian et al. (HEGRA-Kollaboration), *Is the Giant Radio Galaxy M 87 a TeV Gamma-Ray Emitter?*, A&A, 403, L1-L5, 2003
- [19] F. Aharonian et al. (HEGRA-Kollaboration), *Detection of TeV Gamma-Rays from the BL Lac 1ES 1959+650 in its low states and during a major outburst in 2002*, eingereicht bei A&A, 2003
- [20] N. Götting et al., Proc. of 27. ICRC, OG 2.3.199, Vol.7, 2669, Hamburg, 2001
- [21] F. Aharonian et al. (HEGRA Kollaboration), *Observations of H1426+428 with HEGRA. Observations in 2002 and reanalysis of 1999&2000 data*, A&A, 403, 523-528, 2003
- [22] K.V. Aleksandrov, V.V. Ammosov, V.A. Chechin et al., *The INCA Collaboration: Present Status and Outlook*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 113, 344-351, 2002
- [23] J. Alvarez-Muniz, R. Engel, T. Stanev, *UHECR propagation in the Galaxy: clustering versus isotropy*, Preprint astro-ph/0112227
- [24] M. Amenomori et al., *Observation of Multi-TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Tibet Air Shower Array* Astrophysical Journal, 525, 2, L93-L96, 1999
- [25] M. Amenomori et al., *Search for Multi-TeV Gamma-Ray Emission from Nearby SNRs with the Tibet Air Shower Array*, Proc. TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999, Melville, Eds. B.L. Dingus, M.H. Salamon, D.B. Kieda, AIP Conf. Proc. 515, 459, 2000
- [26] M. Amenomori, S. Ayabe et al., *Detection of Multi-TeV Gamma Rays from Markarian 501 during an Unforeseen Flaring State in 1997 with the Tibet Air Shower Array*, Astrophysical Journal, 532, 1, 302-307, 2000
- [27] P. Armstrong, P.M. Chadwick, P.J. Cottle et al., *The University of Durham Mark 6 Gamma Ray Telescope*, Experimental Astronomy, 9, Issue 2, 51-80, 1999
- [28] F. Arqueros et. al., *The GRAAL project*, Proc. 26. ICRC, Salt Lake City, Utah, Vol. 5, 215, 1999
- [29] F. Arqueros, J. Ballestrin, M. Berenguel, D.M. Borque, E.F. Camacho, M. Diaz, H.-J. Gebauer, R. Enriquez, R. Plaga (GRAAL Kollaboration), *Very high-energy gamma-ray observations of the Crab nebula and other potential sources with the GRAAL experiment*, akzeptiert von Astroparticle Physics 2002
- [30] R. Atkins et al. (Milagro Collaboration), *Status of the Milagro Gamma Ray Observatory*, Proc. 27. ICRC Hamburg, 2001, Preprint astro-ph/0110513
- [31] A.M. Atoyan, K.-M. Aye, P.M. Chadwick et al., *Very high energy gamma-rays from Centaurus X-3: Indications and implications*, A&A, 383, 864-880, 2002
- [32] A.M. Atoyan, F.A. Aharonian, *On the mechanisms of gamma radiation in the Crab Nebula*, MNRAS, 278, 525A, 1996
- [33] A.M. Atoyan, F.A. Aharonian, R.J. Tuffs, H.J. Völk, *On the gamma-ray fluxes expected from Cassiopeia A*, A&A, 355, 211-220, 2000, Preprint astro-ph/0001186
- [34] M. Ave, R.A. Vazquez, E. Zas, J.A. Hinton, A.A. Watson, *Near Horizontal Showers detected with the Haverah Park Array*, Session HE.2.3.04, Proc. 26. ICRC Salt Lake City, Utah, 1999
- [35] N. Bade, V. Beckmann et al., *On the evolutionary behaviour of BL Lac objects* A&A 334, 459-472, 1998

- [36] V. Beckmann, *Evolutionary behaviour of AGN: Investigations on BL Lac objects and Seyfert III galaxies*, Dissertation, Universität Hamburg, 2000
- [37] P.N. Bhat et al., *Pachmarhi Array of Cerenkov Telescopes*, Proc. 5. Compton Symposium, Portsmouth, USA, 1999, Melville, Eds. M.L. McConnell and J.M. Ryan, AIP Conf. Proc., 510, 646, 2000
- [38] P.N. Bhat et al., *Pachmarhi array of Cerenkov telescopes*, Bulletin of the Astronomical Society of India 28, 455-457, 2000
- [39] A. Barrau et al., *Detection of VHE Gamma-Rays from Mrk 501 with the CAT Imaging Telescope*, Proc. 25. ICRC Durban, 1997, astro-ph/9705249
- [40] A. Barrau et al., *Observation of the Crab Nebular Gamma Ray Emission above 220 GeV by the CAT Cherenkov Imaging Telescope*, Proc. 25. ICRC Durban, 1997, Preprint astro-ph/9705248
- [41] D. Bastieri et al., *The CLUE Experiment Running on 8 Telescopes: Observations of Gamma Sources ans Runs in Moon*, Proc. TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999, Melville, Eds. B.L. Dingus, M.H. Salamon, D.B. Kieda, AIP Conf. Proc. 515, 436, 2000
- [42] J.J. Beatty et al. (Pierre Auger Collaboration), *The Auger Project: an Observatory for the Highest Energy Cosmic Rays*, HEAD meeting, Bulletin of the American Astronomical Society, 31, 723, 1999
- [43] J. Bechtold et al., *Chandra Survey of Radio-quiet, High-redshift Quasars*, akzeptiert von Astrophysical Journal, astro-ph/0204462
- [44] K. Bernlöhr, *Low Threshold Particle Arrays*, Space science Reviews, 75, 185-197, 1996
- [45] V. Bertin, *Status of the Antares Project*, Proc. 32. Moriond Workshop Les Arc, 271-276, 1997
- [46] G.V. Bicknell, M.C. Begelman, *Understanding the Kiloparsec-Scale Structure of M87*, Astrophysical Journal, 467, 597, 1996
- [47] P.L. Biermann, *The origin of cosmic rays*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 43, 221-228, 1995
- [48] Quellen der kosmischen Strahlung:
T. Stanev, P.L. Biermann, T.K. Gaisser, A&A 274, 902-908, 1993
J. Rachen, P.L. Biermann, A&A 272, 161-175, 1993
J. Rachen, T. Stanev, P.L. Biermann, A&A 273, 377-382, 1993
B. Wiebel-Sooth, P.L. Biermann, H. Meyer, Proc. 24. ICRC Rom, vol.2, 656-659, 1995
B. Wiebel-Sooth, P.L. Biermann, H. Meyer, Proc. 24. ICRC Rom, vol.3, 45-47, 1995
B. Wiebel-Sooth, P.L. Biermann, H. Meyer, A&A 330, 389-398, 1998
- [49] P.L. Biermann, G. Sigl, *Introduction to Cosmic Rays*, 2002, astro-ph/0202425
- [50] D.J. Bird et al., Astrophysical Journal 441, 14, 1995
- [51] R.D. Blandford, M.J. Rees, *Pittsburgh conference on BL Lac Objects*, ed. A.M. Wolfe, p. 328, Pittsburgh, 1978
- [52] R.D. Blandford, R.L. Znajek, *Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes*, MNRAS 179, 433-456, 1977
- [53] H. Bojahr, *AGN-Beobachtungen mit dem HEGRA-IACT-System* Vortrag auf der Frühjahrs-Tagung der Deutsch Physikalischen Gesellschaft in Dresden, 2000
- [54] H. Bojahr, N. Götzting, A. Konopelko, F. Lucarelli, G. Pühlhofer, J. Robrade, M. Tluczykont; *Results of the low redshift AGN-Observation-Program with the HEGRA-System of IACTs*, 27. ICRC Hamburg, OG 2.3 189, 2001
- [55] C.C.G. Bowden et al, *350 GeV gamma rays from AE AQR*, Astrophysical Journal 1, 1, 47-60, 1992

- [56] P.C. Bosetti, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 48, 466, 1996
- [57] S.M. Bradbury, T. Deckers, D. Petry, A. Konopelko, et al. (HEGRA Kollaboration), *Detection of gamma-rays above 1.5 TeV from Mkn 501*, A&A 320, L5-L8, 1997
- [58] S. Brandt, *Datenanalyse*, 3. Auflage, BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim 1992
- [59] J. Budischewski, *Beobachtung des Krebsnebels mit dem Cherenkovteleskop CT 3 der HEGRA-Kollaboration*, Diplomarbeit WU-D 99-06, Universität Wuppertal, 1999
- [60] N. Bulian, Astroparticle Physics, 8, 223, 1998
- [61] G. Burbidge & A.Hewitt, *An updated list of BL Lac objects, and their relation to galaxies and quasistellar objects*, Astronomical Journal 93, 1-5, 1987
- [62] M. Cantanese, Astrophysical Journal, 487, L143, 1997
- [63] M. Cantanese, Astrophysical Journal, 501, 616, 1998
- [64] M. Cantanese et al., 26. ICRC Salt Lake City, 3, 305, 1999
- [65] M. Catanese, T.C. Weekes, *Very High Energy Gamma-Ray Astronomy*, PASP 111, 764, 1193-1222, 1999
- [66] J. Capdevielle et al., Kernforschungszentrum Karlsruhe, Report KfK 4998, 1992
- [67] N. Carangelo, R. Falomo, J. Kotilainen, A. Treves und M.-H. Ulrich, *Spectroscopy of BL Lac Objects: new redshifts and mis-identified sources*, Konferenz Beitrag *High Energy Blazar Astronomy*, Tuorla Observatory, Finland, June 2002 astro-ph02100116
- [68] R. Carballo, R. S. Warwick et al., *The ROSAT UK Medium Sensitivity Survey: optical identification and relation to X-ray spectral properties*, MNRAS 277, 1312, 1995
- [69] B.W. Carroll, D.A. Ostlie, *An introduction to modern astrophysics*, Addison-Wesley Publishing Company, 1996
- [70] P.M. Chadwick, M. Dickinson et al., *A burst of pulsed VHE gamma rays from AE Aquarii*, Astroparticle Physics, 4, 2, 99-111, 1995
- [71] P.M. Chadwick, J.E. Dickinson et al., *The University of Durham Mark 6 low energy threshold ground-based gamma-ray telescope*, A&A Supplement, 120, 657-660, 1996
- [72] P.M. Chadwick, M. Dickinson et al., *VHE Gamma Rays from PSR 1706-44*, Astroparticle Physics, 9, 131-136, 1998
- [73] P.M. Chadwick et al., *Centaurus X-3: A Source of High-Energy Gamma Rays* Astrophysical Journal, 503, 391C, 1998
- [74] P.M. Chadwick, K. Lyons et al., *PKS 2155-304 - a source of VHE gamma-rays*, Astroparticle Physics, 11, 145, 1999
- [75] P.M. Chadwick et al., *Very High Energy Gamma Rays from PKS 2155-304*, ApJ, 513, 161, 1999
- [76] P.M. Chadwick, K. Lyons et al., *Observations of TeV gamma rays from Markarian 501 at large zenith angles*, J.Phys.G: Nucl. Part. Phys, 25, 1749-1753, 1999
- [77] P.M. Chadwick et al., *Flux Limits for TeV Emission from AGNs*, Proc. 26. ICRC Salt Lake City, Vol. 4, 72, 1999
- [78] M.C. Chantell et al, *Prototype Test Results of the Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment (STACEE)*, Nucl. Instr. Meth., A 408, 468, 1998
- [79] N.N. Chugai, *Monte Carlo Simulations of Supernova Light Curves and the Hypernova SN1998bw*, Astronomy Letters 26, 797-801, 2000

- [80] V. Connaughton, M. McCollough, C. R. Robinson, S. Laurent-Muehleisen, *BATSE Observations of BL Lac objects*, Workshop *The BL Lac Phenomenon*, Turku, Finland, 209, 1998
- [81] J. Cortina, *Status of MAGIC and expected capabilities* Proc. 36. Moriond Workshop Les Arc, 17-26, 2001
- [82] L. Costamante, F. Aharonian, G. Ghisellini, D. Horns, *The SED of the TeV BLLac 1ES 1426+428 after correction for the TeV-IR absorption*, astro-ph/0301211, 2003
- [83] L. Costamante, G. Ghisellini, *TeV candidate BL Lac objects*, A&A, 384, 56-71, 2002
- [84] L. Costamante, G. Ghisellini, P. Giommi et al., *Extreme synchrotron BL Lac objects. Stretching the blazar sequence*, A&A, 371, 512-526, 2001
- [85] C.E. Covault et al., *STACEE: Instrument Performance and Future Plans*, Proc. TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999, Melville, Eds. B.L. Dingus, M.H. Salamon, D.B. Kieda, AIP Conf. Proc. 515, 411, 2000
- [86] A. Daum et al. (HEGRA Kollaboration), *First results on the performance of the HEGRA IACT array*, Astroparticle Physics, 8, 1-11, 1997
- [87] J.M. Davies, E.S. Cotton, *Journal of Solar Energy*, 1, 16-22, 1957
- [88] T. Deckers, Proc. 24. ICRC Rome, 2, 319, 1995
- [89] O.C. De Jager, A.K. Harding, et al., *Gamma-Ray Observations of the Crab Nebula: A Study of the Synchro-Compton Spectrum* Astrophysical Journal, 457, 253, 1996
- [90] V. D'Elia, P. Padovani, H. Landt, *The Disc-Jet Relation in Strong-Lined Blazars*, akzeptiert von MNRAS
- [91] M. Diaz, *Collecting heat during the day, observing the sky at night: the use of a heliostat field near Almeria to search for cosmic gamma rays*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2002
- [92] A. Djannati-Atai, F. Piron, et al., *Very High Energy Gamma-ray spectral properties of Mrk 501 from CAT Cerenkov Telescope observations in 1997*, A&A 350, 17-24, 1999
- [93] A. Djannati-Atai, *Search results for very high energy emission of nearby BL Lacs by the CAT Telescope*, Proc. 27. ICRC Hamburg, 2592, 2001
- [94] A. Djannati-Atai, B. Khelifi, S. Vorobiov, et al., *Detection of the BL Lac object 1ES1426+428 in the Very High Energy gamma-ray band by the CAT Telescope from 1998-2000* A&A 391, L25-28, 2002
- [95] KASKADE: P. Doll et al., *The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASKADE*, KfK Report 4686, 1990 H.O. Klages et al, Proc. 24th ICRC Rom, Vol. 1, 946-949, 1995 H.O. Klages et al, Proc. 25th ICRC Durban, Vol. 6, 141-144, 1997
- [96] A.-C. Donea, R.J. Protheroe, *Radiation fields of disk, BLR and torus in quasars and blazars: implications for γ -ray absorption*, Astroparticle Physics, Volume 18, Issue 4, p. 377-393, 2003
- [97] J.N. Douglas et al., *The TEXAS Survey of Radio Sources covering $-35.5\text{deg} < \delta < 71.5\text{deg}$ at 365 MHz*, *Astronomical Journal*, 111, 1945, 1996
- [98] J.L.E. Dreyer, *New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars*, Mon.Not.R.Astr.Soc. 49, 1-237, 1888 Sky Publishing Cooperation and Cambridge University Press, 1988
- [99] N.N. Efimov, T.A. Egorov, A.V. Glushkov et al., in *Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays*, p.20-33, Hrsg. M. Nagano und F. Takahara, World Scientific, 1991
- [100] L. Elterman, 1968, Preprint AFC RL-68-153, Air Force Cambridge Res. Lab.
- [101] M. Elvis, D. Plummer, J. Schachter, G. Fabbiano, *The Einstein Slew Survey* ApJS, 80, 257E, 1992

- [102] R. Enomoto, S. Hara, et al., *Design Study of CANGAROO-III, Stereoscopic Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes for sub-TeV Gamma-ray*, *Astroparticle Physics*, 16, 235-244, 2002
- [103] B.L. Fanaroff & J.M. Riley, *MNRAS* 167, 31P, 1974
- [104] E. Fermi, *Galactic magnetic fields and the origin of cosmic radiation*, *Astrophysical Journal* 119, 1, 1954
- [105] C.E. Fichtel et al., *The first energetic gamma-ray experiment telescope (EGRET) source catalog*, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 94, 2, 551-581, 1994
- [106] V.P. Fomin et al., *New methods of atmospheric Cherenkov imaging for gamma-ray astronomy. II. The Differential Position method*, *Astropart. Phys.* 2, 151, 1994
- [107] J.A. Gaidos et al., *Nature* 383, 319, 1996
- [108] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, University Press, Cambridge, 1990
- [109] T. J. Galama et al., *An unusual supernova in the error box of the gamma-ray burst of 25 April 1998*, *Nature*, 395, 670-672, 1998
- [110] G. Ghisellini, A. Celotti, L. Costamante, *Low power BL Lacertae objects and the blazar sequence. Clues on the particle acceleration process*, *A&A*, 386, 833-842, 2002
- [111] G. Ghisellini, A. Celotti, *The dividing line between FR I and FR II radio-galaxies*, *A&A*, 379, L1-L4, 2001
- [112] I.M. Gioia et al., *Einstein Medium Sensitivity Survey (EMSS)*, *Astrophysical Journal Suppl. Ser.* 72, 567, 1990
- [113] P. Giommi et al., *The EXOSAT high galactic latitude survey*, *Astrophysical Journal*, 378, 77-92, 1991
- [114] R. Glasstetter et al. (KASKADE Kollaboration), *durch die instantan zerfallenden neutralen Pionen* Proc. 26. ICRC Salt Lake City, 1, 222, 1999
- [115] N. Götting, private Mitteilung 2002
- [116] PG-Katalog:
R.F. Green, *A discovery program for bright quasars - Preliminary results* *Astronomical Society of the Pacific*, 88, 665-668, 1976
M. Schmidt, R.F. Green, *Quasar evolution derived from the Palomar bright quasar survey and other complete quasar surveys* *Astrophysical Journal*, 269, 352-374, 1983
- [117] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 16, 17, 748, 1966
- [118] R.E. Griffiths et al., *MNRAS*, 240, 33, 1989
- [119] J.F.R. Grower, P.F. Scott, D. Wills, *4th Cambridge Survey of Radio Sources*, *MNRAS*, 71, 49, 1967
- [120] C. Grupen, *Astroteilchenphysik*, Vieweg Verlag, Braunschweig/Wiesbaden, 2000
- [121] Hrsg. D. Haidt, P.M. Zerwas, *Review of Particle Physics*, *European Physical Journal C* 3, 1-794, Springer-Verlag, 1998
- [122] F. Halzen, *ICECUBE: The Future of Neutrino Astronomy*, *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 30, 910, 1998
- [123] F. Halzen, D. Hooper, *High-energy Neutrino Astronomy: The Cosmic Ray Connection*, eingereicht bei Reports on Progress in Physics, Preprint astro-ph/0204527, 2002
- [124] T. Hara et al., *Nucl. Inst. Meth.*, A332, 300, 1993

- [125] R.C. Hartman, D.L. Bertsch, S.D. Bloom et al., *The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*, Astrophysical Journal Supplement Series, 123, 79-202, 1999
- [126] M.G. Hauser, E. Dwek, *The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications*, Annual Reviews of A&A, 39, 2001
- [127] N. Hayashida et al., Phys. Rev. Lett. 73, 3491, 1994
- [128] N. Hayashida, et al., *Observations of TeV Gamma Ray Flares from Markarian 501 with the Telescope Array Prototype*, Astrophysical Journal, 504, L71, 1998
- [129] W. Heitler, *The quantum theory of radiation*, Oxford University Press, London, 1948
- [130] O. Helene, *Upper limit peak Area*, Nucl. Instr. Meth. 212, 319, 1983
- [131] M. Hemberger, *Untersuchung der primären geladenen kosmischen Strahlung oberhalb 1 TeV mit den Methoden der abbildenden atmosphärischen Cerenkov-Technik*, Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1998
- [132] G. Hermann, *Entwicklung einer hochauflösenden Kamera für Abbildende Tscherenkov-Teleskope und Nachweis von TeV-Gamma-Strahlung aus Richtung des Krebsnebels*, Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1996
- [133] M. Heß, *Untersuchung der Struktur von Luftschauern und Suche nach TeV-Gamma-Strahlung von Supernova-Überresten*, Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1998
- [134] M. Heß, K. Bernlöhr, A. Daum et al. (HEGRA Kollaboration), *The time structure of Cherenkov images generated by TeV gamma-rays and by cosmic rays*, Astroparticle Physics, Vol. 11, 363-377, 1999
- [135] V. F. Hess, *Observation of Penetrating Radiation of seven Ballon Flights*, Physikalische Zeitschrift, 13, 1084-1091, 1912
- [136] A. Hewitt, G. Burbidge, *The first addition to the new optical catalog of quasi-stellar objects*, Astrophysical Journal Supplement Series, 69, 1-63, 1989
- [137] A.M. Hillas, Proc.19. ICRC La Jolla, 3, 445, 1985
- [138] A.M. Hillas, Space Science Reviews, 75, 17, 1996
- [139] R. Hillier, *Gamma ray astronomy*, Oxford University Press, New York, 1984
- [140] W. Hofmann *The High Energy Stereoscopic System (HESS) Project*, Proc. of TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999, Melville, Eds. B.L. Dingus, M.H. Salamon, D.B. Kieda, AIP Conf. Proc. 515, 500, 2000
- [141] J. Holder et al., *Detection of TeV Gamma Rays from the BL Lacertae Object 1ES 1959+650 with the Whipple 10 Meter Telescope*, Astrophysical Journal, 583, L9-L12, 2003
- [142] D. Horan, J.P. Finley, *Observations of 1H1426+428 with the Whipple 10 m ...*, Proc. 27. ICRC Hamburg, 2622, 2001
- [143] D. Horan et al. (VERITAS Kollaboration), *Detection of the BL Lac Object 1H1426+428 at TeV Gamma Ray Energies*, Astrophysical Journal, 571, 753, 2002, astro-ph/0202185
- [144] D. Horns and A. Konopelko et al. (HEGRA Kollaboration), *1ES 1959+650*, IAUC No. 7907, 22.05.2002
- [145] VZw-Katalog:
J. Huchra, M. Davis et al., *Survey of galaxy redshifts. IV. The data.*, Astrophysical Journal Suppl. Ser., 52, 89-119, 1983
E.E. Falco, M.J. Kurtz M.J., M.J. Geller et al., *The updated Zwicky catalog (UZC)*, Publ. Astron. Soc. Pac. 111, 438, 1999

- [146] P.A. Hughes (Hrsg.), *Beams and Jets in Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1991
- [147] Joint IRAS Science Working Group, *Infrared Astronomical Satellite Catalogs, 1988. The Point Source Catalog, version 2.0, NASA RP-1190* IRAS Point Source Catalog, 1988
- [148] C. Iserlohe, *Beobachtung des Krebs-Nebels und der aktiven Galaxie Mkn 501 mit dem Cherenkov-Teleskop-System der HEGRA-Kollaboration*, Diplomarbeit WU-D 99-14, Universität Wuppertal, 1999
- [149] C. Itoh, R. Enomoto, S. Yanagita, T. Yoshida et al., *Detection of diffuse TeV gamma-ray emission from the nearby starburst galaxy NGC 253* A&A 396, L1-L4, 2002
- [150] K. Iwamoto et al., *A hypernova model for the supernova associated with the gamma-ray burst of 25 April 1998*, Nature, 395, 672-674, 1998
- [151] J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, 2. Auflage, de Gryter, New York, 1982
- [152] F. Kajino et al., 26. ICRC Salt Lake City, 3, 370, 1999
- [153] G. Kanbach, D.L. Bertsch; C.E. Fichtel et al., *The project EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) on NASA's Gamma-Ray Observatory (GRO)*, Meeting on Problems of Gamma-Ray Astronomy and Planned Experiments, Odessa, Ukrainian SSR, 1987, Space Science Reviews 49, 1-2, 69-84, 1988
- [154] G. Kanbach, R. Andritschke, P.F. Bloser, F. Schopper, V. Schönfelder, A. Zoglauer, *Concept study for the next generation medium energy gamma-ray astronomy mission - MEGA*, Astronomical Telescopes and Instrumentation, SPIE, Hawaii 2002
- [155] K.-H. Kampert, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Symposium on Fundamental Issues in Elementary Matter, Bad Honnef, 2000, Preprint astro-ph/0101331
- [156] K.-H. Kampert, T. Antoni, et. al. *Cosmic Rays in the Energy Range of the Knee*, submitted to ISMD World Scientific, Okt 2001, Preprint astro-ph/0102266
- [157] A. Karle, M. Merck, R. Plaga, et al., *Design and performance of an angle integrating Cherenkov array AIROBICC*, Astroparticle Physics, 3, 321 - 347, 1995
- [158] J. Kataoka, J.R. Mattox, et al., *A Study of High Energy Emission from the TeV blazar Mrk 501 during Multiwavelength Observations in 1996*, Advances in Space Research, 25, 3-4, 737-740, 2000
- [159] T. Kifune; N. Hayashida et al., IAU Circular No. 5905, 1993
- [160] T. Kifune et al., *Very high energy gamma rays from PSR 1706-44*, Astrophysical Journal, 438, L91, 1995
- [161] R.M. Kippen et al., *On the Association of Gamma-Ray Bursts with Supernovae*, Astrophysical Journal, 506, L27-L30, 1998
- [162] D.A. Kniffen, D.L. Bertsch, N. Gehrels, *The Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST)*, Proc. TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999, Melville, Eds. B.L. Dingus, M.H. Salamon, D.B. Kieda, AIP Conf. Proc. 515, 492, 2000
- [163] C. Köhler, G. Hermann, W. Hofmann, A. Konopelko, A.V. Plyasheshnikov, *Trigger conditions and effective areas of imaging air Cherenkov telescopes*, Astroparticle Physics, 6, 77-85, 1996
- [164] C. Köhler, *Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der Energie kosmischer TeV-Gamma-Quanten mit den Tscherenkow-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration - Das Energiespektrum der aktiven Galaxie Mrk501*, Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1998
- [165] W. Kohlhörster, Physikal. Zeitschrift., 14, 1153, 1913
- [166] A. Kohnle et al., *Stereoscopic imaging of air showers with the first two HEGRA Cherenkov telescopes*, APh 5, 119-131, 1996

- [167] A. Konopelko, *On the γ/p separation power by the system of imaging air Cherenkov telescopes*, Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV, Padova, 373 - 377, 1995
- [168] A. Konopelko et al., *Detection of gamma rays above 1 TeV from the Crab Nebula by the second HEGRA imaging atmospheric Cherenkov telescope at La Palma*, APh 4, 199-215, 1996
- [169] A. Konopelko, F. Aharonian, M. Hemberger et al., *Effectiveness of TeV Gamma-Ray Observations at Large Zenith Angles with a Stereoscopic System of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes*, J.Phys. G25, 1989-2000, 1999
- [170] A. Konopelko, M. Hemberger et al. (HEGRA Kollaboration), *Performance of the stereoscopic system of the HEGRA imaging air Cherenkov telescopes: Monte Carlo simulations and observations*, Astroparticle Physics, 10, 275-289, 1999
- [171] A.K. Konopelko, A.V. Plyaheshnikov, *ALTAI: Computational code for the simulations of TEV air showers as observed with the ground-based imaging atmospheric Cherenkov telescopes*, Nucl. Instrum. Meth. A450, 419-429, 2000, astro-ph/0001541
- [172] A.K. Konopelko, A. Mastichiadis, J.G. Kirk, O.C. de Jager, F.W. Stecker, *Modelling the TeV gamma-ray spectra of two low redshift AGNs: Mkn 501 and Mkn 421*, accepted for publication in The Astrophysical Journal, 2003, astro-ph/0302049
- [173] J. Kormendy, K. Gebhardt, astro-ph/0105230, 2001
- [174] D. Kranich, R. Mirzoyan, D. Petry, B.C. Raubenheimer et al. (HEGRA Kollaboration), *TeV gamma-ray observations of the Crab and MKN 501 during moonshine and twilight*, Astroparticle Physics 12, 65-74, 1999
- [175] D. Kranich, *Temporal and spectral characteristics of the active galactic nucleus Mkn 501 during a phase of high activity in the TeV range*, Dissertation, MPI für Physik, München, 2002
- [176] H. Krawczynski et al. (HEGRA Kollaboration), *Recent Mkn 501 and Mkn 421 results from the Stereoscopic Cherenkov Telescope System of HEGRA*, 27. ICRC, Hamburg, 2001
- [177] H. Krawczynski, J. Prah, F. Arqueros, et al. (HEGRA Kollaboration), Nucl. Instr. Meth., A 383, 431 - 440, 1996
- [178] F. Krennrich, *Beobachtung von TeV-Photonen aus der Richtung des Krebsnebels mit dem 5m²-Tcherenkovteleskop des HEGRA-Detektors*, Dissertation Ludwig-Maximilians-Universität, München, 1996
- [179] F. Krennrich et al., *Cutoff in the TeV Energy Spektrum of Markarian 421 during strong Flares in 2001*, Astrophysical Journal 560L, 45-48, 2001
- [180] J. Krizmanic et al., *Simulated Performance of the Orbiting Wide-angle Light-Collectors (OWL) Experiment*, 27. ICRC, Hamburg, 861, 2001
- [181] H. Kühr, A. Witzel, I.I.K. Pauliny-Toth, U. Nauber, *A catalogue of extragalactic radio sources having flux densities greater than 1 Jy at 5 GHz*, A&A Suppl. Series 45, 367-430, 1981
- [182] H. Lampeitl, *Untersuchung der ausgedehnten galaktischen Region im Längenbereich zwischen 37° und 43° auf diffuse Gamma-Strahlung und Punktquellen oberhalb 1 TeV mit dem HEGRA-Tscherenkov-Teleskopsystem*, Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 2000
- [183] S. LeBohec et al., Proc. of 27. ICRC, OG 2.3.191, Vol.7, 2643, Hamburg, 2001
- [184] S. LeBohec et al., VERITAS, American Astronomical Society Meeting 200, 21.03, 2002
- [185] R.W. Lessard, *VERITAS: The Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*, Astroparticle Physics, 11, 243-246, 1999
- [186] A. Letessier-Selvon et al., *Highest Energy Cosmic Rays and the Auger Observatory*, 7. Taipei Astrophysics Workshop on Cosmic Rays in the Universe, ASP Conference Proceedings, Vol. 241, 27, Ed. Ko. Chung-Ming, San Francisco, 2001

- [187] A.M. Levine et al., *The HEAO1 A-4 catalog of high-energy X-ray sources*, Astrophysical Journal Suppl. Ser., 54, 581-617, 1984
- [188] T.-P. Li, Y.-Q. Ma, *Analysis methods for results in gamma-ray astronomy* Astrophysical Journal, 272, 317-324, 1983
- [189] M.S. Longair, *High energy astrophysics*, Vol. 1, 2. Auflage, University Press, Cambridge, 1992
- [190] M.S. Longair, *High energy astrophysics*, Vol. 2, 2. Auflage, University Press, Cambridge, 1994
- [191] E. Lorenz, *The 17m MAGIC Telescope for gamma-ray astronomy above 15 to 30 GeV*, Proc. of TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999, Melville, Eds. B.L. Dingus, M.H. Salamon, D.B. Kieda, AIP Conf. Proc. 515, 510, 2000
- [192] N. Magnussen, *The Physics Potential of Ground-Based Gamma-Ray Astronomy below 50 GeV*, Proc. of TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999, Melville, Eds. B.L. Dingus, M.H. Salamon, D.B. Kieda, AIP Conf. Proc. 515, 431, 2000
- [193] J. Magorrian et al., AJ, 115, 2285, 1998
- [194] K. Mannheim, S. Westerhoff, H. Meyer, H.-H. Fink, *Beacons at the gamma ray horizon*, A&A, 315, 77-85, 1996
- [195] K. Mannheim, *AGN Models: High-Energy Emission*, Proc. 32. Moriond Workshop Les Arc, 17-26, 1997
- [196] K. Mannheim, *Possible Production of High Energy Gamma Rays from Proton Acceleration in the Extragalactic Radio Source Markarian 501*, Science, 279, 684-686, 1998
- [197] M.J.M. Marcha et al., MNRAS 281, 425, 1996
- [198] B.E. Markarian et al., *Catalogue of Markarian Galaxies*, Astrofis, 3 - 13, 1967 - 1977
- [199] P.D. Mauskopf et al., *A Determination of the Hubble Constant Using Measurement of X-Ray Emission and the Sunyaev-Zeldovic Effect at Millimeter Wavelength in the Cluster Abell 1835*, Astrophysical Journal, 538, 505-516, 2000
- [200] P.M. Meintjes et al., *Simultaneous optical and TeV gamma-ray observations of the cataclysmic variable AE Aquarii*, Astrophysical Journal, 434, 292, 1994
- [201] R. Mirzoyan et al. (HEGRA Kollaboration), *The first telescope of the HEGRA air Cherenkov imaging telescope array*, Nucl. Instr. Meth. A351, 513, 1994
- [202] R. Mirzoyan & E. Lorenz, *Measurement of the Night Sky Light Background at La Palma*, Preprint MPI-PhE/94-35, MPI für Physik, München, 1994
- [203] G. Mohanty et al., *Measurement of TeV Gamma-ray Spectra with the Cherenkov Imaging Technique*, Astropart. Phys. 9, 15, 1998
- [204] B. Monteleoni, *Status of the NESTOR Projekt*, Vortrag NEUTRINO 96 Conference, Helsinki, 1996
- [205] H. Muraisi et al., , Proc. 26. ICRC Salt Lake City, 3, 500, 1999
- [206] A. Mücke, R.J. Protheroe, *A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501*, Astroparticle Physics, 15, 1, 121-136, 2001
- [207] A. Mücke, R.J. Protheroe, J. Rachen, T. Stanev, *BL Lac objects in the synchrotron proton blazar model*, Astroparticle Physics, 18, 6, 593-613, 2003
- [208] M. de Naurois, 16. European Cosmic Ray Conference, Madrid, 1998
- [209] Yu.I. Neshpor et al., *3C66A: Another Extragalactic Source of Ultra-High Energy Gamma Ray Photons*, Astron. Lett., 24, 134, 1998

- [210] Yu.I. Neshpor, *BL Lac: A New Ultrahigh-Energy Gamma-Ray Source*, Astron. Rep. 45, 249-254, 2001
- [211] UGC-Katalog:
P. Nilson, *Uppsala general catalogue of galaxies*, Uppsala Astronomiska Observatoriums Annaler, Uppsala: Astronomiska Observatorium, 1973
W.D. Cotton, J.J. Condon, E.Arbizzani, *Arcsecond Positions of UGC Galaxies*, Astrophysical Journal Supplement Series, 125, 2, 409-412, 1999
- [212] T. Nishiyama et al., *Detection of a new TeV gamma-ray source of BL Lac object 1ES 1959+650*, 26. ICRC Salt Lake City, 3, 370-372, 1999
- [213] K. Okumura et al., *Observation of gamma-rays greater than 10 TeV from Markarian 421* Astrophysical Journal, 579, L9-L12, 2002
- [214] R. Ong, *Results from STACEE*, Proc. TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999, Melville, Eds. B.L. Dingus, M.H. Salamon, D.B. Kieda, AIP Conf. Proc. 515, 401, 2000
- [215] S. Oser et al, *Observations of the Crab Nebula and Pulsar With the STACEE Detector*, Proc. 26. ICRC, Salt Lake City, Utah, 1999
- [216] D.E. Osterbrock, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books, Mill Valley, California, 1989
- [217] C.M. Urry, P. Padovani, *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, v.107, p.803, 1995
- [218] P. Padovani & P. Giommi, *A Sample-oriented catalogue of BL Lacertae objects* MNRAS, 277, 1477, 1995
- [219] A. Pellizzoni, A. Chen, M. Conti et al., *Prospects for High Energy Studies of Pulsars with the AGILE Gamma-Ray Telescope*, Adv. Sp. Res., Proceedings of the 34. COSPAR Scientific Assembly, E1.4, *High Energy Studies of Supernova Remnants and Neutron Stars*, 2002, Preprint astro-ph/0212202
- [220] A.A. Penzias, R.W. Wilson, *Astrophysical Journal*, 142, 419 - 420, 1965
- [221] E.S. Perlman, P. Padovani, P. Giommi, R. Sambruna, L.R. Jones, A. Tzioumis, J. Reynolds, *The Deep X-Ray Radio Blazar Survey. I. Methods and First Results*, *Astronomical Journal*, 115, Issue 4, 1253-1294, 1998
- [222] B.M. Peterson, *An introduction to active galactic nuclei*, University Press, Cambridge, 1997
- [223] D. Petry, *Beobachtung hochenergetischer γ -Strahlung ($E \gtrsim 1$ TeV) aus Richtung der aktiven Galaxien Mkn 421 und Mkn 501*, Dissertation TU München, 1997
- [224] D. Petry, S.M. Bradbury, A. Konopelko, J. Fernandez et al. (HEGRA Kollaboration), *Detection of VHE gamma-rays from Mkn 421 with the HEGRA Cherenkov Telescopes*, *A&A* 311, L13-L16, 1996
- [225] D. Petry, M. Böttcher et al. (HEGRA Kollaboration), *Multiwavelength Observations of Markarian 501 during the 1997 High State*, *Astrophysical Journal*, 536, 742-755, 2000
- [226] D. Petry et al. (VERITAS Kollaboration), *The TeV Spectrum of H1426+428*, *Astrophysical Journal* 580, 104-109, 2002
- [227] J.D.H. Pilkington, P.F. Scott, *3rd Cambridge Survey of Radio Sources*, MNRAS 69, 183, 1965
- [228] F. Piron, A. Djannati-Atai et al., *Temporal and spectral gamma-ray properties of Mkn 421 above 250 GeV from CAT observations between 1996 and 2000*, akzeptiert *A&A*, 2001, astro-ph/0106196
- [229] R.W. Pogge, *The circumnuclear environment of nearby, noninteracting Seyfert galaxies*, *Astrophysical Journal*, 345, 730, 1989
- [230] J. Prah, *Suchen nach kosmischen γ -Punktquellen oberhalb von 20 TeV mit den HEGRA-Detektorfeldern*, Dissertation II. Institut für Experimental Physik, Hamburg, 1999

- [231] P.B. Price, *Last Results of the AMANDA Experiment*, Proc. 32. Moriond Workshop Les Arc, 255-260, 1997
- [232] R.J. Protheroe, A.-C. Donea, A. Reimer, *TeV gamma rays and cosmic rays from the nucleus of M87, a mis-aligned BL Lac object*, accepted for publication in *Astroparticle Physics* 2003, astro-ph/0210249
- [233] G. Pühlhofer et al. (HEGRA Kollaboration), *Locating TeV-Gamma-Ray Sources with Sub-Arcminute Precision: The Pointing Calibration of the HEGRA System of Imaging Cherenkov Telescopes*, *Astroparticle Physics*, 8, 1-2, 101, 1997
- [234] G. Pühlhofer, *TeV-Gamma-Emission des Supernova-berrestes Cassiopeia A: Erster Nachweis mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System*, Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 2001
- [235] M. Punch, *Nature*, 358, 477, 1992
- [236] J. Quinn et al., *Astrophysical Journal Letters*, 456, L83, 1996
- [237] J. Quinn et al., *The Flux Variability of Markarian 501 in Very High Energy Gamma Rays*, *Astrophysical Journal*, 518, 2, 693-698, 1999
- [238] G. Rauterberg et al. (HEGRA Kollaboration), Proc. 24. ICRC Rom, 3, 460, 1995
- [239] P.T. Reynolds et al., *Survey of candidate gamma-ray sources at TeV energies using a high-resolution Cerenkov imaging system - 1988-1991*, *Astrophysical Journal* 404, 206, 1994
- [240] W. Rhode, K.H. Becker, K. Daum, et al., *Nucl. Instr. Meth.* A378, 399 - 409, 1996
- [241] G.E. Romero, D.F. Torres, *Signatures of hadronic cosmic rays in starbursts? High-energy photons and neutrinos from NGC 253* *Astrophysical Journal*, 586, L33-36, 2003
- [242] G.P. Rowell, D. Horns et al. (HEGRA-Kollaboration), *Evidence for fan unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2*, Moriond, 2002
- [243] T. Sako, Y. Matsubara, T. Muraki, P.V. Ramanamurthy et al., *Very High Energy Gamma-Ray Observations of PSR B1509-58 with the CANGAROO 3.8 Meter Telescope*, *Astrophysical Journal*, 537, 1, 422-428, 2000
- [244] M. Sasaki, *The Telescope Array Project* Proceedings International Workshop Extremely High Energy Cosmic Rays, Kashiwa, 2001
- [245] ON-Katalog:
D.J. Scheer, J.D. Kraus, *A High-Sensitivity Survey of the North Polar Galactic Region at 1415 MHz*, *Astron. J.*, 72, 536-543, 1967
C.P. Rinsland, R.S. Dixon, J.D. Kraus, *Ohio Survey supplement 2*, *Astron. J.*, 80, 759-770, 1975
- [246] V. Schönfelder et al., *ApJ Suppl.* **86**, 657, 1993
- [247] N. Schmitz, *Neutrino-Physik*, Teubner-Verlag, Stuttgart, 1996
- [248] F. Schröder, *Simulation und Beobachtung von Luftschauern unter grossen Zenitwinkeln*, Dissertation WUP-DIS 01-17, Universität Wuppertal, 2001
- [249] R. Sambruna, M. Eracleous, R. Mushotzky, *Constraining the central engine of radio-loud AGNs*, *New Astronomy Reviews*, 46, 2-7, 215-220, 2002
- [250] R. Sambruna, L.L. Chou, C.M. Urry, *Testing the Blazar Paradigm: ASCA Observations of Flat-Spectrum Radio Quasars with Steep Soft X-Ray Spectra*, *The Astrophysical Journal*, Volume 533, Issue 2, pp. 650-657, 2000
- [251] R. Sambruna, *Blazars: Clues to Jet Physics*, Proceedings of IAU Symposium 194, held 17-21 Aug. 1998, in Yerevan, Armenia, San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 113, 1999

- [252] R. Sambruna, *Understanding Blazar Jets Through Their Multifrequency Emission*, GeV-TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999 AIP Conference Proceedings, 515, 19, 2000
- [253] A.J. Smith et al. (Milagro Collaboration), *Results from the Milagrito Experiment*, Proc. TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999, Melville, Eds. B.L. Dingus, M.H. Salamon, D.B. Kieda, AIP Conf. Proc. 515, 441, 2000
- [254] D.A. Smith, M. de Naurois, *First Observations with CELESTE*, Proc. TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999, Melville, Eds. B.L. Dingus, M.H. Salamon, D.B. Kieda, AIP Conf. Proc. 515, 416, 2000
- [255] R.C. Smith(Hrsg.), *Observational Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995
- [256] I. Sokalski, *Last Results of the Baikal Experiment*, Proc. 32. Moriond Workshop Les Arc, 261-266, 1997
- [257] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Frontiers in Physics, Vol.76, Addison-Wesley Publishing Company, 1989
- [258] P. Sommes, *Air Sower Experiments and Results at $E > 10^{12}$ eV*, Rapporteur-Talk, 27. ICRC Hamburg, 2001
- [259] T. Stanev, P Biermann et al., Phys. Rev. Lett. 75, 3056-3059, 1995
- [260] M. Stickel, J.W. Fried, H. Kühr, *The complete sample of 1 Jy BL Lac objects. II - Observational data* A&A Supplement Series, 98, 3, 393-442, 1993
- [261] M. Stickel & H. Kühr, *An update of the optical identification status of the S₄ radio source catalogue*, A&AS 103, 349, 1994
- [262] M. Stickel, K. Meisenheimer, H. Kuehr, *The optical identification status of the 1 Jy radio source catalogue*, A&AS 105, 211, 1994
- [263] M. Takeda et al., Talk and Proc. 27. ICRC Hamburg, 341, 2001
- [264] Y. Tanaka, H. Inoue, S.S. Holt, *The X-ray Astronomy Satellite ASCA*, Publ. Astron. Soc. Japan, 46, L37, 1994
- [265] T. Tanimori et al., ApJ 429, L61, 1994
- [266] T. Tanimori et al., IAUC No. 6706, 1997
- [267] T.Tanimori et al., *Construction of New 7m Imaging Air Cerenkov Telescope of CANGAROO*, Proc. 26. ICRC Salt Lake City, Utah, USA, OG 4.3.04, 1999
- [268] M. Tavani et al., *AGILE: The Next High-Energy Gamma-Ray Mission*, American Astronomical Society, HEAD meeting 35, 22.04, 2003
- [269] M. Teshima, *Telescope Array Project*, Proc. 32. Moriond Workshop Les Arc, 217, 1997
- [270] D.J. Thompson et al., *Calibration of the Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET) for the Compton Gamma Ray Observatory*, Astrophysical Journal Supplement Series, 86, 629-656, 1993
- [271] P.G. Tinyakov, I.I. Tkachev, *BL Lacertae are sources of the observed ultra-high energy cosmic rays*, Preprint astro-ph/0102476v2, 30 Okt. 2001
- [272] P.G. Tinyakov, I.I. Tkachev, *Correlation function of ultra-high energy cosmic rays favors point sources*, Preprint astro-ph/0102101
- [273] Y. Uchihori, M. Nagano, M. Takeda et al., Astroparticle Phys. 13, 151-160, 2000

- [274] M. Ulrich, *Eine neue Bildanalysemethode für Abbildende Atmosphärische Cherenkov Teleskope und die zweidimensionale Richtungsrekonstruktion von TeV-Photonen des Krebs-Nebels*, Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1996
- [275] A. Unsöld, B. Baschek, *Der neue Kosmos*, 5. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1991
- [276] C.M. Urry et al., *Astrophysical Journal*, 532, 816, 2000
- [277] C.M. Urry, *BL Lac Objects and Blazars: Past, Present, and Future*, Invited talk at the Turku Conference on the BL Lac Phenomenon, ed. L. Takalo, ASP Conference Series, 1998
- [278] C. Megan Urry, *Multiwavelength Properties of Blazars*, Invited review talk at the 1996 COSPAR Scientific Assembly, Birmingham, 1997,
- [279] G. Vacanti et al., *Gamma-ray observations of the Crab Nebula at TeV energies*, *Astrophysical Journal*, 377, 467, 1991
- [280] R.C. Vermeulen et al., *ApJS* 452, L5, 1995
- [281] M.-P. Véron-Cetty, P. Véron, *Quasars and Active Galactic Nuclei (7th edition)*, ESO Scientific Report, 17, 1V, 1996
- [282] M.-P. Véron-Cetty, P. Véron, *Spectroscopic observations of sixteen BL Lacertae candidates*, *A&A Supplement Series*, 100, 3, 521-529, 1993
- [283] P.R. Vishwanath et al., *Very High Energy Gamma Ray Emission from Crab Nebula with the PACT Array*, Proc. 27. ICRC Hamburg, 2001, Preprint astro-ph/0108372
- [284] W. Voges et al., *The ROSAT all-sky survey bright source catalogue*, *Astron. Astrophys.*, 349, 389-405, 1999
- [285] P.M. Wallace, J.P. Halpern, A.M. Magalhaes and D.J. Thompson, *An AGN Identification for 3EG J2006-2321*, Preprint astro-ph/0131331, 10 April 2002, akzeptiert von *Astrophysical Journal*
- [286] A. Wandel, *Black Holes and Hosts of Active Galactic Nuclei: I. The Black Hole - Bulge Relation Revisited*, *Astrophysical Journal*, 2002 astro-ph/0108461
- [287] T.C. Weekes et al., *ApJ* 342, 379, 1989
- [288] T.C. Weekes, *Space Science Review* 59, 319, 1992
- [289] T.C. Weekes, *The Atmospheric Cherenkov Technique in Very High Energy Gamma-Ray Astronomy*, *Space Science Rev.* 75, 1, 1996
- [290] T.C. Weekes, *Status of VHE Astronomy c.2000* Internat. Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy, Heidelberg, 2000
- [291] T.C. Weekes et al., *VERITAS: Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*, *Astroparticle Physics*, 17, 221-243, 2002, Preprint astro-ph/0108478
- [292] T.C. Weekes und K. Kosack et al. (VERITAS Kollaboration), *1ES 1959+650*, IAUC No. 7903, 17.05.2002
- [293] S. Westerhoff, *Search for extragalactic gamma-ray point sources with the HEGRA air shower array*, Dissertation WUP-DIS 96-18, Universität Wuppertal, 1996
- [294] J.C. Wheeler, P. Hoefflich, L. Wang, *SN 1998bw/GRB 980425: Hypernova or Aspherical Explosion?*, *Bulletin of the American Astronomical Society* 30, 1311, 1998
- [295] B. Wiebel-Sooth, P.L. Biermann, *Chapter 7.6: Cosmic Rays*, Landolt-Börnstein, New Series, Vol. VI 3C, 37 - 90, 1998
- [296] B. Wiebel-Sooth, *Measurement of the allparticle energy spectrum and chemical composition of cosmic rays with the HEGRA detector*, Dissertation WUP-DIS 98-09, Universität Wuppertal, 1998

- [297] C. Winkler, *INTEGRAL - the current status*, Proc. 3rd INTEGRAL Workshop, Taormina 1998, Astrophys. Lett. & Comm. Vols. 38/39, 1999
- [298] J.A. Willick und P. Batra, *A Determination of the Hubble Constant from Cepheid distances and a Model of the Local Peculiar Velocity Field*, Astrophysical Journal, Volume 548, Issue 2, pp. 564-584, 2001
- [299] S.E. Woosley, R.G. Eastman, B.P. Schmidt, *Gamma-Ray Bursts and Type IC Supernova SN 1998BW*, Astrophysical Journal, 516, 788-796, 1999
- [300] A.E. Wright, R. Otrupcek, *Parkes Radio Sources Catalogue (PKSCAT90)*, Australia Telescope National Facility, Parkes, 1990
- [301] T. Yamamoto et al. (Utah Seven Telescope Array Collaboration), *Energy spectrum of TeV gamma rays from Mrk 501 obtained by stereoscopic analysis*, Astroparticle Physics, 11, 1-2, 141-144, 1999
- [302] T. Yoshikoshi, *Detection of VHE gamma rays from the direction of the Vela Pulsar*, PhD Thesis, Tokyo University of Technology, 1996
- [303] G.T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, JETPh Lett. 4, 78, 1966
- [304] C. Zier, P.L. Biermann, *Binary black holes and tori in AGN. II. Can stellar winds constitute a dusty torus?*, A&A 396, 91 - 108, 2002
- [305] J.A. Zweerink et al., *The Solar Two Gamma Ray Observatory: Astronomy between 20-300 GeV*, Proc. TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, Utah, 1999, Melville, Eds. B.L. Dingus, M.H. Salamon, D.B. Kieda, AIP Conf. Proc. 515, 426, 2000
- [306] F. Zwicky et al., *Catalogue of galaxies and Clusters of Galaxies*, California Institute of Technology, Pasadena, 1960
- [307] Homepage Astroteilchenphysik in Deutschland, <http://www.astroteilchenphysik.de>
- [308] Homepage Crimean Astrophysical Observatory (CrAO) Ukraine, <http://www.crao.crimea.ua/>
- [309] Homepage der Compton-Gamma-Ray-Observatory-Mission, <http://cosscc.gsfc.nasa.gov>
- [310] Homepage des EGRET-Experiments, <http://cosscc.gsfc.nasa.gov/egret>
- [311] Homepage IAC, <http://www.iac.es/gabinete/orm>
- [312] Homepage NASA Science, T. Phillips, *The Resurgent Sun*, <http://science.nasa.gov/headlines>
- [313] Homepage NASA Extragalactic Database (NED), <http://nedwww.ipac.caltech.edu>
- [314] Homepage SIMBAD Astronomical Database, <http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad>

Die in dieser Arbeit angegebenen Internet-Adressen waren zum Zeitpunkt des Abschlusses der vorliegenden Arbeit im Juni 2003 aktuell und führten auf die verwiesene Text- oder Bildquelle. Diese Adressen können vom Anbieter jederzeit geändert oder ihr Inhalt verändert werden.

Danksagung

Hiermit danke ich allen, die mir diese Arbeit ermöglichten und die mich in den letzten Jahren auf unterschiedliche Art und Weise unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. H. Meyer für die Möglichkeit diese Arbeit durchzuführen und für viele wertvolle Anregungen und interessante Gespräche bei der Anfertigung dieser Arbeit.

Ganz besonders danke ich Priv. Doz. Dr. Dr. W. Rhode für seine Unterstützung und für viele fachliche Anregungen und Diskussionen sowie für seinen Einsatz zum Erhalt der Astroteilchen-Physik in Wuppertal.

Prof. Dr. P. Biermann vom MPfR in Bonn danke ich für fachliche Gespräche und Inspirationen. Prof. Dr. K.-H. Kampert für die Weiterführung der Astroteilchen-Physik in Wuppertal.

Meinen beiden Mitstreitern Dr. U. Kleinevoß und Dr. F. Schröder danke ich für viele anregende Diskussionen und gegenseitige Unterstützung während unserer gemeinsamen Jahre.

Für eine angenehme Arbeitsatmosphäre bedanke ich mich bei allen aktiven und ehemaligen Mitgliedern der Forschungsgruppe der Astroteilchenphysik an der Universität Wuppertal: J. Becker, B. Benberouch, M. Böhmer, J. Budischewski, D. Chirkin, M. Deeg, P. Ekström, M. Elmechaouri, Dr. B. Funk, H. Geenen, K. Goldmann, A. Gross, L. Haroyan, S. Hartmann, H. Hohl, C. Iserlohe, Prof. B. Jacobi, Dr. N. Magnussen, T. Messarius, Dr. T. Odeh, S. Ommer, Dr. L. Perrone, Dr. D. Petry, Dr. M. Richter, K. Schinarakis, Dr. T. Schmidt, Dr. A. Schumacher, A. Silvestri, W. Wagner, R. Weyer, Dr. B. Wiebel-Sooth, Dr. Ch. Wiebusch.

K.-H. Becker und T. Harenberg danke ich für die stets vorhandene Hilfsbereitschaft und die Betreuung unseres Computerclusters, I. Schaarwächter für ihre Hilfe bei allen administrativen und organisatorischen Fragen.

Ferner danke ich den Mitgliedern der HEGRA-Kollaboration für die Datennahme und die Wartung der Cherenkov-Teleskope nebst ihrer Elektronik, sowie den an der Datenauswertung der CTs beteiligten Kollegen für ihre Hilfsbereitschaft und zahlreiche fachliche Diskussionen. Insbesondere danke ich Dr. A. Heusler für seinen unermüdlichen Einsatz im Bereitstellen der Rohdaten für die Wuppertaler Analysesoftware.

Bei A. Behrmann, K. Goldmann, D. Fregin, G. Jeremies, K. Jeremies, Prof. Dr. K.-H. Kampert, Dr. U. Kleinevoß, K. Schinarakis und W. Wagner bedanke ich mich für das Korrekturlesen der Arbeit.

Nicht zuletzt danke ich meinem Lebensgefährten D. Fregin für seine fortwährende Unterstützung sowie meinen Freunden und meiner Familie für ihre Begleitung auf meinem Weg.