

Beobachtung und Nachweis von
Aktiven Galaktischen Kernen
und Suche nach Galaktischen Objekten
im TeV-Energiebereich
mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen
sowie Modellierung eines Photonspektrums
durch den Zerfall neutraler Pionen aus
schockbeschleunigten Hadronen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Martin Tluczykont
aus Heide (Holstein)

Hamburg
2003

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. G. Heinzelmann Prof. Dr. W. Hofmann
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. G. Heinzelmann Prof. Dr. B. Naroska
Datum der Disputation:	14. July 2003
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Prof. Dr. F.-W. Büßer
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. R. Wiesendanger
Dekan des Fachbereichs Physik:	Prof. Dr. G. Huber

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Suche nach TeV-Gamma-Strahlung mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen aus der Richtung von Aktiven Galaktischen Kernen und jungen offenen Sternhaufen. Außerdem wird ein Energiespektrum von Photonen aus dem Zerfall neutraler Pionen, die aus der Wechselwirkung schockbeschleunigter Hadronen mit dem interstellaren Medium innerhalb von jungen offenen Sternhaufen entstehen können, modelliert. Es konnten obere Flußgrenzen auf den integralen Photonfluß von insgesamt 6 jungen offenen Sternhaufen gewonnen werden. Durch eine Anpassung der Vorhersagen aus der Modellierung an die in dieser Arbeit erzielten Resultate für den jungen offenen Sternhaufen Berkeley 87 und die Daten der mit Berkeley 87 assoziierten EGRET-Quelle 3EG J2021+3716 konnte der Parameterraum des verwendeten Modells eingeschränkt werden. Die Einführung von auf steile Photonspektren optimierten Schnitten führte in einem Datensatz mit geringer Statistik zur Entdeckung eines Überschusses mit einer Signifikanz von 4.0σ im Gesichtsfeld der Beobachtungen des Orion-Nebels M 42. Unter der Voraussetzung, daß der Überschuß einem echten Signal entspricht, stimmen die Beobachtungen mit einer potenzgesetzförmigen Emission ($dN/dE \sim E^{-\alpha}$) mit Spektralindex $\alpha \geq 4$ überein. Die Analyse eines 54 Aktive Galaktische Kerne umfassenden HEGRA-Datensatzes erbrachte Bestätigungen der etablierten TeV-Gamma-Quellen 1ES 1959+650 ($> 20\sigma$) und H 1426+428 (6.6σ). Für das BL-Lac-Objekt 1ES 2344+514 ergab sich gegenüber einer älteren Analyse durch Erweiterung der Beobachtungszeit und Verbesserung der Analyse eine Steigerung der Signifikanz auf 4.4σ . Weiterhin gelang im Rahmen dieser Arbeit mit der Detektion von M 87 (3.9σ) erstmals seit Einführung der abbildenden Cherenkov-Technik der Nachweis von TeV-Gamma-Strahlung aus der Richtung einer Radiogalaxie. Ein weiteres Objekt, BL-Lacertae, zeigt mit 3.0σ einen leichten Überschuß. Für alle anderen Objekte dieses Datensatzes wurden obere Grenzen auf den integralen Fluß berechnet.

Abstract

The topic of this work is the search for TeV gamma-rays from Active Galactic Nuclei and from Galactic Young Open Star Clusters with the HEGRA Cherenkov telescopes. Furthermore, model calculations for a prediction of an energy spectrum of photons from the decay of neutral pions produced in interactions of shock accelerated hadrons with the interstellar medium are applied and compared to the data. Upper limits on the integral photon flux from 6 Galactic Young Open Star Clusters were obtained. Applying a fit of the modelled spectra to the results of the star cluster Berkeley 87 and the associated EGRET source 3EG J2021+3716, model parameters were constrained. Special cuts optimized on steep photon spectra were developed and applied to the data, resulting in the serendipitous discovery of an excess on the 4σ level from a low statistics data set of the Orion-Nebula M42. Under the assumption of a power-law emission spectrum ($dN/dE \sim E^{-\alpha}$), the observed excess is compatible with a spectral index $\alpha \geq 4$. The analysis of a HEGRA data sample consisting of 54 Active Galactic Nuclei resulted in two clear detections of the established TeV gamma-ray emitters 1ES 1959+650 ($> 20\sigma$) and H 1426+428 (6.6σ). The analysis of the BL Lac Object 1ES 2344+514 (4.4σ) resulted in an improvement of the significance as compared to an earlier analysis. For the first time in TeV-Astronomy since the introduction of the imaging technique an Active Galactic Nucleus of the radio galaxy type was detected in this work (M87, 3.9σ). Another object (BL-Lacertae) shows weak evidence (3σ) for the emission of TeV gamma-rays. Upper limits on the integral photon flux for all other objects of this data sample were calculated.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Gamma-Astronomie	3
2.1	Das elektromagnetische Spektrum	3
2.2	Zielsetzungen der Gamma-Astronomie	4
2.3	Potentielle Quellen von TeV-Photonen	7
2.3.1	Galaktische Objekte	7
2.3.2	Extragalaktische Objekte	9
2.3.3	Exotische Objekte	10
2.4	Beobachtungsmethoden / Experimente	10
3	Cherenkov-Teleskope	13
3.1	Prinzip eines Cherenkov-Teleskopes	13
3.1.1	Die Kosmische Strahlung	13
3.1.2	Ausgedehnte Luftschauer	15
3.1.3	Luftschauerabbildung	18
3.2	Die HEGRA-Cherenkov-Teleskope	18
3.2.1	Aufbau	19
3.2.2	Prinzip der Datennahme	22
4	Stereoskopische Rekonstruktion und Analyse	25
4.1	Luftschauerrekonstruktion	25
4.1.1	Datenkalibration und Konversion	25
4.1.2	Prinzip der Bildanalyse	27
4.1.3	Richtungsrekonstruktion	29
4.1.4	Gamma-Hadron-Separation	31
4.1.5	Energierrekonstruktion	33
4.2	Datenanalyse	33
4.2.1	Datenbehandlung	34
4.2.2	Beobachtungsmodi	39
4.2.3	Methoden zur Untergrundabschätzung	40
4.2.4	Optimierung der Ereignisschnitte am Krebs-Nebel	42
4.2.5	Signifikanzberechnungen	49

4.2.6	Berechnung von oberen Flußgrenzen	55
4.2.7	Gitterfeldsuchen	56
5	Luftschauersimulation	61
5.1	Luftschauersimulation	61
5.2	Ergebnisse	62
5.2.1	Monte-Carlo-Datenbasis	62
5.2.2	Untersuchungen zum Schnitt auf die Bildamplitude	65
5.2.3	Energieschwelle einer Beobachtung	72
5.2.4	Winkelschnitt für ausgedehnte Emission	74
6	Galaktische Objekte	77
6.1	Junge Offene Sternhaufen	77
6.2	Der Datensatz	78
6.3	Analyseergebnisse	86
6.3.1	Berkeley 87	86
6.3.2	IC 1805 und CG135+1_QSO0241	89
6.3.3	Der Orion-Nebel: M42 und V785	93
6.3.4	Zusammenfassung der Ergebnisse der Galaktischen Objekte	102
6.4	Photonspektrum aus dem π^0 -Zerfall	103
6.4.1	Das Modell	103
6.4.2	Anpassung des Modells an die Daten	107
6.4.3	Junge Offene Sternhaufen als Kandidaten zur Beschleunigung der Galaktischen Kosmischen Strahlung	110
7	Extragalaktische Objekte	113
7.1	Aktive Galaktische Kerne	113
7.2	Erzeugungsmechanismen der TeV- γ -Strahlung	118
7.3	Der Datensatz	123
7.4	Ergebnisse	126
7.4.1	Überblick	126
7.4.2	1ES 1959+650	133
7.4.3	H 1426+428	138
7.4.4	1ES 2344+514	141
7.4.5	M 87	144
7.4.6	BL-Lacertae	148
7.4.7	Weitere Objekte: 3C 66A, NGC-1275 und PKS 2155-304	152
7.4.8	Schlußbemerkungen zu den AGN-Beobachtungen	153
7.5	Vergleich mit Modellvorhersagen	154
8	Die nächste Generation: das H·E·S·S Experiment	159
8.1	Die H·E·S·S Teleskope	159
8.2	Beobachtungsstrategie für variable Quellen	160

8.3 Beobachtungsziele	162
9 Zusammenfassung	167
A Gesamtsignifikanz unabhängiger Datensätze	I
B Der optimale Winkelschnitt	V

Häufig verwendete Begriffe und Abkürzungen:

AGN	:	<i>Active Galactic Nucleus</i> (Aktiver Galaktischer Kern) auch Plural: <i>Active Galactic Nuclei</i>
<i>Crab</i>	:	Auf den Krebs-Nebel-Fluß normierte Flußeinheit
$\Delta\theta^2$:	Quadrat des Winkels zwischen Beobachtungsrichtung und rekonstruierter Luftschauerrichtung
D_K	:	Abstand des rekonstruierten Kernortes vom Zentralteleskop
E_{thr}	:	Energieschwelle der Beobachtung
HII-Region	:	mit ionisiertem Wasserstoff gefüllte Region des Raumes
HWP	:	<i>Hardwareperiode</i> = Datenabschnitt mit konstanter Detektorkonfiguration
l_{Tel}	:	Anzahl der bei der Datennahme aktiven Teleskope (Triggermultiplizität)
M_{\odot}	:	Sonnenmasse
MC	:	Monte-Carlo
MJD	:	Modifiziertes Julianisches Datum
<i>mscw</i>	:	Mittlere skalierte Breite
N_{Tel}	:	Anzahl der in die Rekonstruktion eines Ereignisses eingehenden Teleskope (Teleskopmultiplizität)
Pixel	:	Bildpunkt oder Photomultiplier mitsamt Auslesekanal
Run	:	20-minütiges Datensegment
<i>size</i>	:	Bildamplitude eines Luftschauerabbildes
SSC	:	Synchrotron-Self-Compton
stellar	:	Programm zur Berechnung von Photonspektren aus dem Zerfall neutraler Pionen aus schockbeschleunigten Hadronen
Triggerrate	:	Teleskopsystemtriggerrate des hadronischen Untergrundes

Kapitel 1

Einleitung

„Zwei Dinge erfüllen das Gemüt mit immer neuer und zunehmender Bewunderung und Ehrfurcht, je öfter und anhaltender sich das Nachdenken damit beschäftigt: Der gestirnte Himmel über mir, und das moralische Gesetz in mir.“

Immanuel Kant (1724-1804), Kritik der Praktischen Vernunft, Beschluß.

Zu Zeiten Kants war noch nicht bekannt, daß der größte Teil des Universums „unsichtbar“ ist. Der mit dem bloßen Auge zugängliche, optische Frequenzbereich macht lediglich einen Bruchteil des gesamten elektromagnetischen Spektrums aus. In der klassischen Astronomie wird im wesentlichen im optischen Wellenlängenbereich beobachtet. Es finden jedoch Prozesse im Universum statt, die Strahlung in allen anderen Frequenzbereichen erzeugen. In den vergangenen Jahrzehnten führte die Entwicklung neuer Beobachtungstechniken in der Astronomie immer wieder zur Erweiterung des zugänglichen Wellenlängenbereiches durch die Eröffnung neuer Beobachtungsfenster. Unter der Bezeichnung Gamma-Astronomie wird der weite Energiebereich des elektromagnetischen Spektrums jenseits der Röntgenstrahlung, mit Frequenzen oberhalb von etwa $3 \cdot 10^{20}$ Hz ($\hat{=}$ 10^6 eV) zusammengefaßt. Im Vergleich dazu liegen typische optische Frequenzen im Bereich von $3 \cdot 10^{14}$ Hz ($\hat{=}$ 1 eV).

Die in diesem Energiebereich erzeugte Strahlung wird von den Prozessen der höchsten Energien im Universum verursacht. Da die Erdatmosphäre für Gamma-Strahlung weitgehend undurchsichtig ist, sind direkte Beobachtungen nur von der Umlaufbahn aus möglich. Bis zu Energien von derzeit etwa 30 GeV (1 Gigaelektronenvolt = 1 GeV = 10^9 eV) ist die Beobachtung von Gamma-Strahlung mit Satelliten möglich. Der Fluß der Photonen fällt jedoch mit steigender Energie stark ab, so daß wesentlich größere (und kostspieligere) Nachweisflächen nötig wären, um bei höheren Energien Beobachtungen durchführen zu können. Über den Umweg der Erdatmosphäre bietet sich jedoch mit der Luftschauertechnik die Möglichkeit, vom Erdboden aus mit großen Nachweisflächen ab einer Energie von derzeit etwa 300 GeV indirekte Beobachtungen durchzuführen: Trifft ein Photon auf die Erdatmosphäre, so entsteht aus den Wechselwirkungen des Photons mit den Kernen der Luftmoleküle ein ausgedehnter Luftschauer, dessen Eigenschaften mit Detektorstationen oder Teleskopen am Erdboden gemessen werden können. Die isotrop einfallende, primäre Kosmische Strahlung (die hauptsächlich aus

geladenen Hadronen besteht) löst ebenfalls ausgedehnte Luftschauer aus und verursacht somit einen starken Untergrund bei Beobachtungen von Gamma-Strahlung mit Hilfe der Luftschauertechnik. Bis 2002 betrieb die HEGRA-Kollaboration (High Energy Gamma Ray Astronomy) insgesamt sechs Cherenkov-Teleskope, mit denen über den Nachweis der Cherenkov-Strahlung (die von den Schauerteilchen emittiert wird) ausgedehnte Luftschauer abgebildet werden. Ein Ziel der Gamma-Astronomie ist neben der grundsätzlichen Erforschung der hochenergetischen Prozesse und der die Strahlung erzeugenden Objekte auch die Klärung des Ursprungs der geladenen Kosmischen Strahlung. Am Ort der Entstehung und Beschleunigung der Kosmischen Strahlung wird aufgrund der Wechselwirkungen der beschleunigten Teilchen mit dem interstellaren Medium auch die Emission von hochenergetischer Gamma-Strahlung erwartet. Somit bildet die geladene Kosmische Strahlung sowohl den Untergrund bei der Messung mit der Luftschauertechnik als auch ein Forschungsobjekt der Gamma-Astronomie!

Junge offene Sternhaufen, die helle Sterne mit Massen von bis zu 60 Sonnenmassen und Sternwinden mit Geschwindigkeiten von teilweise über 5000 km/s enthalten, gelten neben anderen Objekten als Kandidaten für die Beschleunigung der geladenen Kosmischen Strahlung in unserer Galaxis. Ein Teil der vorliegenden Arbeit befaßt sich mit der Suche nach TeV-Gamma-Strahlung von jungen offenen Sternhaufen sowie mit der Modellierung eines Energiespektrums für Photonen von diesen Objekten.

Neben der in unserer Galaxis erzeugten Strahlung erreichen uns auch Photonen im Gamma-Energiebereich von anderen Galaxien. Die wichtigste extragalaktische Objektklasse ist die Klasse der Aktiven Galaktischen Kerne, in deren Zentrum sich supermassive Schwarze Löcher befinden und als Energiequelle (Gravitationsenergie aus der Akkretion von Materie auf das Schwarze Loch) für die Erzeugung von Strahlung im gesamten elektromagnetischen Spektrum, bis in den TeV-Energiebereich hinein wirken. Bei einigen dieser Objekte bilden sich sogenannte *Jets* aus, deren Ausdehnung weitaus größer ist als die Größenskala unserer eigenen Galaxis, der Milchstraße. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein großer Datensatz aus Beobachtungen von Aktiven Galaktischen Kernen mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen untersucht. Bei einigen Objekten aus diesem Datensatz konnte die Emission von TeV-Gamma-Strahlung nachgewiesen werden.

In Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit wird ein Überblick über die Gamma-Astronomie gegeben. In Kapitel 3 werden das Prinzip eines Cherenkov-Teleskopes sowie die Cherenkov-Teleskope des HEGRA-Experimentes behandelt. Kapitel 4 befaßt sich mit der Rekonstruktion und der Analyse der Daten der HEGRA-Cherenkov-Teleskope. In Kapitel 5 werden Detektoreigenschaften anhand von Monte-Carlo-Simulationen untersucht. Kapitel 6 der vorliegenden Arbeit befaßt sich mit der Suche nach TeV-Gamma-Strahlung von jungen offenen Sternhaufen mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen, der Modellierung eines Energiespektrums von Photonen aus dem π^0 -Zerfall und dem Vergleich der Modellvorhersagen mit den Beobachtungen. Ein weiterer Teil dieser Arbeit (Kapitel 7) befaßt sich mit der Suche nach TeV-Gamma-Strahlung aus der Richtung von Aktiven Galaktischen Kernen in einem großen Datensatz der HEGRA-Cherenkov-Teleskope. Abschließend wird in Kapitel 8 auf das Nachfolgeexperiment H·E·S·S eingegangen.

Kapitel 2

Gamma-Astronomie

2.1 Das obere Ende des elektromagnetischen Spektrums

Bis in die Mitte des letzten Jahrhunderts hinein konnten astronomische Beobachtungen nur im schmalen optischen Spektralbereich, bei Wellenlängen zwischen 300 nm und 800 nm, durchgeführt werden. Seitdem hat sich der Wellenlängenbereich, in dem Astronomie betrieben werden kann, durch die Entwicklung neuer Beobachtungstechniken stark ausgedehnt. Die Eröffnung neuer Beobachtungsfenster begann mit der Entwicklung der Radioastronomie und setzte sich mit der Infrarot-, Ultraviolett-, Röntgen- und Gamma-Astronomie fort (Longair 1992, 1994). In Abbildung 2.1 ist das gesamte elektromagnetische Spektrum in Einheiten der Frequenz, der Wellenlänge und in den typischerweise in der Gamma-Astronomie verwendeten Einheiten abgebildet. Das obere Ende des elektromagnetischen Spektrums ist der Energiebereich der Gamma-Astronomie. Dieser Bereich erstreckt sich ab einer Photonenergie von etwa 1 MeV über den GeV- bis weit in den TeV-Energiebereich ($1 \text{ TeV} = 1 \text{ Terraelektronenvolt} = 10^{12} \text{ eV}$) hinein. Der Energiebereich der Gamma-Astronomie wird weiter in Unterbereiche aufgeteilt. Bis zu etwa 100 MeV handelt es sich um den Bereich *niederer* Energien. Von etwa 100 MeV bis in den GeV-Energiebereich hinein spricht man von *hohen* Energien (HE = *high energy*). Ab einer Energie von einigen hundert GeV bis in den TeV-Energiebereich hinein handelt es sich um den Bereich *sehr hoher* Energien (VHE = *very high energy*). Im Zusammenhang mit Gamma-Strahlung spricht man häufig von *nicht-thermischer Strahlung* oder auch vom *nicht-thermischen Universum*. Diese Bezeichnung deutet an, daß die beobachtete Strahlung nicht auf thermische Prozesse zurückzuführen ist und das Energiespektrum keine Schwarzkörperform aufweist.

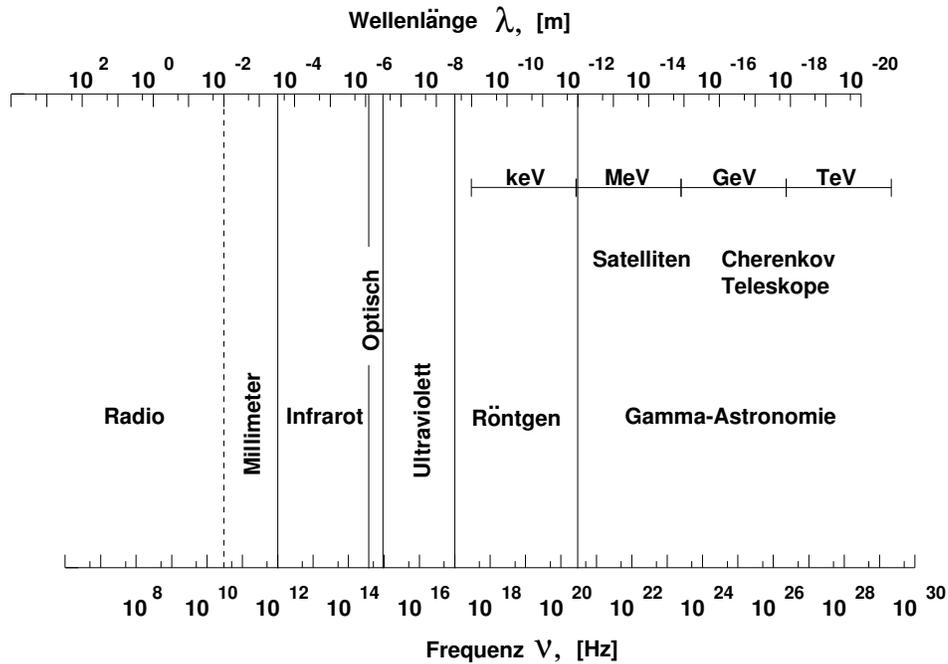


Abbildung 2.1: Das elektromagnetische Spektrum. Die Aufteilung in die einzelnen Energiebänder ist durch senkrechte Linien angedeutet. Die in Röntgen- und Gamma-Astronomie gebräuchlichen Einheiten sind ebenfalls eingezeichnet ($1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$). Bis auf den relativ schmalen optischen Bereich sind die Beobachtungstechniken für die einzelnen Energiebänder erst in der zweiten Hälfte des letzten Jahrhunderts entstanden.

2.2 Zielsetzungen der Gamma-Astronomie

Mit der Gamma-Astronomie ergibt sich grundsätzlich die Möglichkeit, astronomische Objekte im bislang höchsten, elektromagnetisch zugänglichen Energiebereich zu erforschen. Damit können Rückschlüsse auf die Physik der beobachteten Objekte (Erzeugungsprozesse der Gamma-Strahlung, physikalische Umgebungsbedingungen und Eigenschaften) in diesem Energiebereich gezogen werden. Die im Rahmen unterschiedlicher Modelle am häufigsten auftretenden Prozesse zur Erzeugung von Gamma-Strahlung sind der π_0 -Zerfall und die inverse Compton-Streuung (IC-Streuung)

$$\begin{aligned} \pi_0 &\longrightarrow \gamma\gamma \\ e^\pm\gamma &\longrightarrow e^\pm\gamma \end{aligned}$$

Neutrale Pionen können in Kernstößen der geladenen hadronischen Kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium entstehen. Bei der inversen Compton-Streuung handelt es sich um die bekannte Compton-Streuung von Photonen an Elektronen, wobei der Energieübertrag vom Elektron auf das Photon stattfindet. Durch die Beobachtung im Gamma-Energiebereich ergibt sich zusammen mit den Beobachtungen

in anderen Wellenlängen ein vollständigeres Bild der studierten Objekte und damit die Möglichkeit, die Zusammenhänge der Erzeugungsprozesse in den unterschiedlichen Energiebereichen zu erforschen.

Ein weiteres Ziel der Gamma-Astronomie, das historisch an erster Stelle zu nennen wäre, ist die Klärung des Ursprungs der geladenen Kosmischen Strahlung. Da die geladenen Teilchen der Kosmischen Strahlung auf dem Wege zu uns in Magnetfeldern abgelenkt werden, verlieren sie in einem weiten Energiebereich jegliche Richtungsinformation. Diese Tatsache macht die Identifizierung der Beschleuniger der Kosmischen Strahlung sehr schwierig. Bei der Beschleunigung der hauptsächlich aus geladenen Hadronen bestehenden Kosmischen Strahlung (vgl. Abschnitt 3.1.1) werden hadronische Wechselwirkungen der beschleunigten Teilchen mit dem interstellaren Medium erwartet. Die dabei entstehenden neutralen Pionen zerfallen in γ -Quanten. Da bei Photonen die Richtungsinformation erhalten bleibt, bietet sich damit die Möglichkeit der Identifizierung der Quellen der geladenen Kosmischen Strahlung. Die Beobachtung von Gamma-Strahlung mit einem Energiespektrum, das sich nur durch ein Modell erklären ließe, das auf π_0 -Produktion aus schockbeschleunigten Hadronen mit anschließendem Zerfall der Pionen beruht, wäre der Nachweis eines *Hadronenbeschleunigers*. Auf die als Kandidaten in Frage kommenden Objekte wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

Im Falle extragalaktischer Objekte bietet sich, neben der grundsätzlichen Frage nach den Beschleunigungsmechanismen dieser Objekte, auch eine Möglichkeit der indirekten Messung des extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL) (Hauser & Dwek 2001; Primack 2002). In Abbildung 2.2 ist die spektrale Energieverteilung der extragalaktischen Hintergrundstrahlung dargestellt. Eingezeichnet sind Messungen unterschiedlicher Experimente sowie eine spezielle Modellannahme (Mazine 2003). Die Hintergrundstrahlung ist von besonderem kosmologischem Interesse, da sie aus dem aufintegrierten Sternenlicht seit der Entstehung der ersten Sterne besteht. In dem Wellenlängenbereich von $0.1 \mu\text{m}$ bis etwa $10 \mu\text{m}$ geht man davon aus, daß die heute beobachtete Strahlung auf die direkte Abstrahlung der Sterne seit ihrer Entstehung zurückzuführen ist. Ein Teil dieser Strahlung wird von Staub absorbiert und bei höheren Wellenlängen reemittiert. Dadurch entsteht die in Abbildung 2.2 angedeutete Doppelstruktur in der spektralen Energieverteilung der Hintergrundstrahlung. Direkte Messungen sind im mittleren Bereich, von etwa $4 \mu\text{m}$ bis $60 \mu\text{m}$, sehr schwierig, da die Hintergrundstrahlung vom *Zodiakallicht*¹ überstrahlt wird. Gerade bei diesen Wellenlängen eröffnet sich mit der TeV-Gamma-Astronomie eine Möglichkeit zur indirekten Messung des Hintergrundlichtes. TeV-Photonen können über den Paarbildungsprozess,

$$\gamma_{\text{TeV}} \gamma_{\text{EHL}} \longrightarrow e^+e^-,$$

vom Hintergrundlicht absorbiert werden. Die Messung einer durch die Infrarot-Absorption verursachten Signatur in den beobachteten TeV-Spektren würde Einschrän-

¹Der Ursprung des Zodiakallichtes ist eine die Sonne umgebende Staubscheibe, an der das Sonnenlicht streut. Oberhalb von $3 \mu\text{m}$ bildet die thermische Emission der Staubkörner den Hauptbestandteil des Zodiakallichtes.

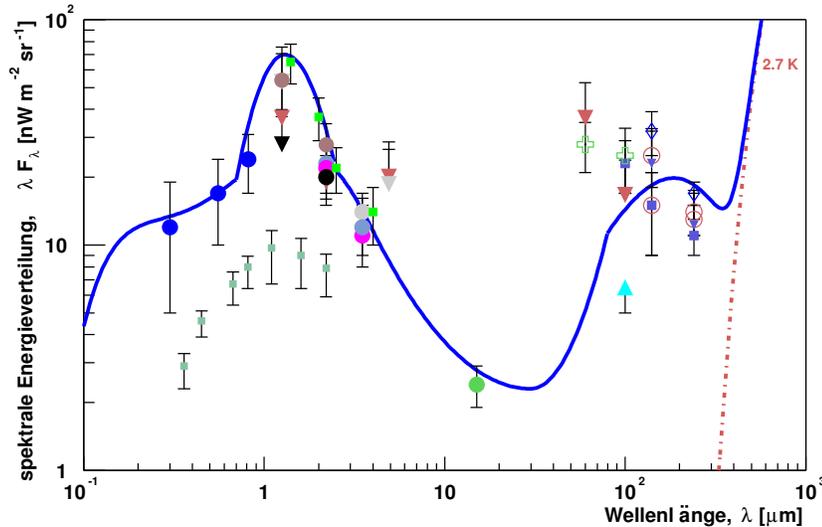


Abbildung 2.2: Spektrale Energieverteilung des extragalaktischen Hintergrundlichtes. Es ist die spektrale Energiedichte $\nu I(\nu)$ in Abhängigkeit der Wellenlänge λ abgebildet. Unterschiedliche Messungen von 17 Experimenten sind eingezeichnet. Die durchgezogene Linie stellt eine einfache Modellannahme dar. Oberhalb von $300 \mu\text{m}$ ist der Anstieg der kosmischen 2.7 K Hintergrundstrahlung eingezeichnet. Quelle: Mazine (2003).

kungen des infraroten Hintergrundes erlauben. Zu diesem Thema sei auch auf die Abschnitte 5.2.2 und 7.4.3 verwiesen.

Eine weitere Frage, die mit Hilfe der Gamma-Astronomie geklärt werden könnte, ist die Frage nach der Existenz der *dunklen Materie*. Zum Beispiel aus Messungen der Rotationskurven von Galaxien wird geschlossen, daß nicht genügend sichtbare Materie vorhanden ist, um das beobachtete Geschwindigkeitsverhalten zu erklären (siehe z.B. Klapdor-Kleingrothaus & Zuber (1997) und Verweise darin). Neben grundlegenden Veränderungen der physikalischen Gesetze wie eine Modifikation der Newtonschen Dynamik unterhalb einer kritischen Beschleunigung werden verschiedene Kandidaten für die fehlende dunkle Materie diskutiert. Ein Kandidat für die dunkle Materie sind schwach wechselwirkende, massive Teilchen, sogenannte WIMPs (*weakly interacting massive particles*). Solche Teilchen werden beispielsweise von Supersymmetrie-Theorien vorhergesagt. Hierbei ist der prominenteste Vertreter das *Neutralino*. Gamma-Quanten könnten über die Annihilation von Neutralinos entstehen (Schramm 1997). Man erwartet, daß sich durch gravitative Bindung in großen Massezentren (wie z.B. dem Zentrum unserer Milchstraße) WIMPs anhäufen, so daß aus den entsprechenden Richtungen eine Annihilationssignatur zu erwarten wäre.

2.3 Potentielle Quellen von TeV-Photonen

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die in Frage kommenden Kandidaten für die Emission von TeV-Gamma-Strahlung gegeben.

2.3.1 Galaktische Objekte

Supernova-Überreste des Schalentyps: Bei einer Supernova-Explosion wird mit der Energie aus dem Gravitationskollaps eines Sternes dessen äußere Gashülle mit einer Geschwindigkeit in der Größenordnung von 10000 km/s abgestoßen. Nach der Explosion bleibt meist ein Neutronenstern mit einer ihn umgebenden, expandierenden Gaswolke übrig. Supernova-Überreste werden als aussichtsreichste Kandidaten für die Beschleunigung der geladenen Kosmischen Strahlung gehandelt. Der hierbei diskutierte Beschleunigungsmechanismus ist die Beschleunigung in Schockfronten, oder auch Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung (Pohl 2002), die sich aus der Wechselwirkung der expandierenden Hülle mit dem interstellaren Medium ergeben. In Kernstößen der beschleunigten Teilchen mit dem interstellaren Medium entstehen neutrale Pionen, die in γ -Quanten zerfallen. Ein Objekt, das über diesen Prozess Photonen erzeugt, wird auch als *Hadronenbeschleuniger* bezeichnet (Drury *et al.* 1994).

Ein anderes Szenario für die Erzeugung von Gamma-Strahlung in Supernova-Überresten ist die inverse Compton-Streuung von relativistischen Elektronen an einem Teil der von ihnen emittierten Synchrotronphotonen. Dabei findet ein Energieübertrag von den Elektronen auf die Photonen statt, so daß das Photonspektrum zu höheren Energien, bis in den TeV-Energiebereich hinein verschoben wird. Im Falle eines solchen Beschleunigungsmechanismus spricht man von einem *Elektronenbeschleuniger*. Bisher sind Nachweise von Schalen-Supernova-Überresten im TeV-Energiebereich von drei Objekten gelungen: Cas-A in der nördlichen Hemisphäre (Aharonian *et al.* 2001) und SN 1006 sowie RX J1713.73946 in der südlichen Hemisphäre (Tanimori *et al.* 1998; Muraishi *et al.* 2000). Ob es sich bei diesen Objekten um Elektronenbeschleuniger oder Hadronenbeschleuniger handelt, ist bisher nicht eindeutig geklärt (zu Cas-A vgl. Atoyan *et al.* (2000); Berezhko *et al.* (2003) zu SN 1006 siehe Aharonian & Atoyan (1999); Dubner & Rovero (2001) und zu RX J1713.73946 vgl. Aharonian (2002); Enomoto *et al.* (2002); Reimer & Pohl (2002))

Pulsare: Pulsare sind Neutronensterne, die mit Perioden von 1.5 ms bis zu 4 s rotieren und ein sehr starkes Magnetfeld (im Bereich von 10^8 Tesla) besitzen. Sie entstehen vermutlich in Supernovaexplosionen aus dem kollabierten Rest des explodierten Sternes. Das eingefrorene Magnetfeld eines Pulsares ist nicht parallel zur Rotationsachse ausgerichtet und rotiert mit dem Stern mit. An den magnetischen Polen bilden sich dadurch eng kollimierte Radio-Strahlen, die dem Beobachter aufgrund der Rotation gepulst erscheinen. Die zur Erzeugung von Gamma-Strahlung diskutierten Modelle sind das *outer-gap*- und das *polar-cap*-Modell (siehe z.B. Chiang (1993)). Zahlreiche Pulsare wurden mit dem Satelliten-Experiment EGRET (siehe Abschnitt 2.4) im

MeV/GeV-Energiebereich entdeckt (Hartman *et al.* 1999). Im allgemeinen wird davon ausgegangen, daß die Energiespektren der Pulsare zu früh abfallen, um noch im TeV-Energiebereich mit den derzeitigen Instrumenten beobachtet werden zu können.

Plerione: Eine Unterklasse der Supernova-Überreste bilden die Plerione, deren prominentester Vertreter der Krebs-Nebel ist. Bei einem Plerion handelt es sich um einen Supernova-Überrest in dessen Zentrum sich ein junger Pulsar befindet, der das Innere der expandierenden Hülle mit einem Pulsarwind aus Elektronen und Positronen füllt. Die beobachtete, stark polarisierte Kontinuumsemission des Krebs-Nebels wurde erstmals von Shklovsky (1953) als Synchrotronstrahlung der schnellen Elektronen und Positronen im Magnetfeld des Pulsars interpretiert und wurde später durch Beobachtungen von Oort & Walraven (1956) bestätigt. Die Synchrotronstrahlung der Elektronen und Positronen im Magnetfeld des Pulsars ist durch zahlreiche Experimente im Röntgenbereich und im niederenergetischen γ -Strahlen-Bereich beobachtet worden. Die aus der Richtung des Krebs-Nebels beobachtete TeV-Gamma-Strahlung (Weekes 1989; Aharonian *et al.* 2000) kann mit Hilfe der inversen Compton-Streuung derselben Elektronen an den lokalen Strahlungsfeldern erklärt werden. Weitere Plerione, die im hochenergetischen γ -Bereich beobachtet wurden, sind der Vela-Pulsar (Yoshikoshi *et al.* 1997) und PSR 1706-44 (Chadwick *et al.* 1998b).

Röntgen-Binär Systeme / Mikroquasare: Röntgen-Binär-Systeme sind Doppelsystemen, in denen einer der Partner aus einem kompakten Objekt (Neutronenstern oder Schwarzes Loch) besteht. Es findet ein Materiefluß (*Akkretion*) vom Begleitstern zum kompakten Objekt statt, der zur Ausbildung einer *Akkretionsscheibe* führt. Durch die Wechselwirkung der Akkretionsscheibe mit dem Magnetfeld des Systems können Potentialdifferenzen erzeugt werden, in denen Hadronen auf hohe Energien beschleunigt werden könnten. Auch eine Beschleunigung der Hadronen in Schockfronten bilden ein mögliches Szenario für Röntgen-Binär-Systeme. In Kernstößen der beschleunigten Hadronen mit dem interstellaren Medium können dann neutrale Pionen (Moskalenko 1995) entstehen. Handelt es sich bei dem kompakten Objekt um ein Schwarzes Loch und bilden sich senkrecht zur Akkretionsscheibe relativistische Materieströme (*Jets*), so wird von einem *Mikroquasar*² gesprochen. Der Nachweis von TeV-Gamma-Strahlung aus der Richtung eines Röntgen-Binär-Systems gelang der Durham-Gruppe mit dem Nachweis von Cen X3 (Chadwick *et al.* 1998a).

Junge Sterne und offene Sternhaufen: Junge massive Sterne der Spektralklassen O und B besitzen starke Sternwinde (einige 1000 km/s), die in Wechselwirkung mit dem interstellaren Medium ebenfalls Schockfronten aufbauen, in denen geladene Teilchen beschleunigt werden könnten. Ansammlungen von einigen 100 solcher Sterne werden junge offene Sternhaufen oder auch OB-Assoziationen genannt. Junge, massive Sterne

²Die Namensgebung ist in Anlehnung an die zu den Quasaren ähnlichen morphologischen Eigenschaften entstanden. Quasare gehören zur AGN-Klasse, die im folgenden Abschnitt behandelt wird.

findet man häufig in Sternentstehungsgebieten vor, die sich durch ein dichtes, teilweise von Molekülwolken bevölkertes, interstellares Medium auszeichnen. Die Molekülwolken sorgen für eine erhöhte Dichte des *Target*-Materials für die an den Schockfronten der Sternwinde beschleunigten Hadronen. Ein Teil der vorliegenden Arbeit beschäftigt sich mit der Beobachtung und Analyse der Daten aus der Richtung der jungen offenen Sternhaufen Berkeley 87 und IC 1805 sowie mit einer Modellrechnung zur Erzeugung von TeV-Gamma-Strahlung in jungen offenen Sternhaufen. Eine detailliertere Darstellung der Objektklasse und der behandelten Objekte findet sich in Kapitel 6.2. In Kapitel 6.3 werden die Ergebnisse vorgestellt und mit den Modellrechnungen in Kapitel 6.4 verglichen.

2.3.2 Extragalaktische Objekte

Aktive Galaktische Kerne: Die Objektklasse der Aktiven Galaktischen Kerne (kurz AGN von *Active Galactic Nuclei*) umfasst verschiedene Objekte, die dem Beobachter zunächst sehr unterschiedlich erscheinen. Im allgemeinen versteht man unter einem AGN eine Galaxie, deren Zentrum in einem sehr kleinen räumlichen Bereich eine hohe *Luminosität*³ aufweist. Die emittierte Strahlung ist dabei größtenteils nicht-thermischen Ursprungs. In einer vereinheitlichten Modellvorstellung werden diese unterschiedlichen Objekte in einer Klasse zusammengefaßt: Danach handelt es sich bei den Aktiven Galaktischen Kernen um Galaxienkerne mit einem zentralen, supermassiven Schwarzen Loch, das von einer Akkretionsscheibe umgeben ist (Rees 1984). Senkrecht zu dieser Akkretionsscheibe können sich relativistische Materieströme (*Jets*) ausbilden, deren Orientierung relativ zum Beobachter die scheinbaren Unterschiede der beobachteten Objekte erklären kann (Begelman *et al.* 1984). In den am weitesten verbreiteten Modellen beruht der Erzeugungsmechanismus der TeV-Gamma-Strahlung auf dem inversen Compton-Effekt (IC). Mit IC-Modellen lassen sich die Beobachtungsergebnisse der AGN Mrk-421 und Mrk-501 gut beschreiben (Sambruna *et al.* 2000; Konopelko *et al.* 2003). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die Daten von 54 AGN ausgewertet. In Abschnitt 7.1 findet sich eine genauere Einführung in diese Objektklasse und den (leider zahlreichen) unterschiedlichen Nomenklaturen. Auf die Mechanismen der Erzeugung der TeV- γ -Strahlung wird in Abschnitt 7.2 eingegangen. Die Ergebnisse der Analyse werden in Abschnitt 7.4 dargestellt und in Abschnitt 7.5 mit Modellrechnungen unterschiedlicher Autoren verglichen.

Starburstgalaxien: Unter *Starburst* versteht man die intensive Entstehung von massiven Sternen. In den sogenannten *Starburstgalaxien* findet vermehrt eine solche Sternentstehung statt. Zumeist befindet sich das Gebiet erhöhter Sternentstehungsrate nahe dem Zentrum der Wirtsgalaxie, so daß einige *Starburstgalaxien* auch als AGN klassifiziert werden. Ob ein tieferer Zusammenhang zwischen *Starburstgalaxien* und AGN besteht, ist noch unklar und Gegenstand aktueller Diskussionen. Abschätzungen

³Luminosität = Leuchtkraft

ergeben für einige Objekte dieser Art eine gegenüber der Milchstraße um den Faktor 100 erhöhte Teilchendichte der Kosmischen Strahlung. Eine Emission von γ -Strahlen wird von dem π^0 -Zerfall aus Kernstößen der dichten Kosmischen Strahlung mit dem galaktischen Medium erwartet (Völk *et al.* 1996). Die bisher einzige im TeV-Energieband nachgewiesene *Starburstgalaxie* ist NGC 0253 (Itoh *et al.* 2003).

Galaxienhaufen: Galaxienhaufen bestehen aus einer Ansammlung gravitativ gebundener Galaxien. Die von diesen Galaxien produzierte Kosmische Strahlung füllt das intergalaktische Medium innerhalb des Haufens und kann mit dem diffusen intergalaktischen Gas in Wechselwirkung treten. Auch in diesem Szenario ist der Produktionsmechanismus für Gamma-Strahlung der π^0 -Zerfall (Völk *et al.* 1996).

Gamma-Ray-Bursts: Ein bisher nicht endgültig geklärtes Phänomen stellen die *Gamma-Ray-Bursts* dar. Es handelt sich um kurze (0.1 s bis Minuten), heftige γ -Strahlungsausbrüche, die bisher nur im nieder- und mittlereenergetischen γ -Bereich beobachtet werden konnten. Der Erzeugungsmechanismus dieser Strahlungsausbrüche konnte bisher nicht endgültig geklärt werden. In jüngster Zeit hat sich jedoch erwiesen, daß die beobachtete Strahlung extragalaktischen Ursprungs ist. Ein Überblick über dieses Gebiet wird beispielsweise in (Mészáros 2001) gegeben.

2.3.3 Exotische Objekte

Neutralinos: Es wird erwartet, daß sich die bereits erwähnten Neutralinos durch gravitative Wechselwirkung in massereichen Gegenden häufen. Von solchen Massezentren, wie z.B. dem Zentrum unserer Galaxis oder (in größerer Entfernung) Galaxienhaufen, müsste dann ein Überschuss der Neutralino-Annihilations-Strahlung in Form einer mehr oder weniger gut definierten γ -Linie beobachtbar sein (Schramm 1997).

Topologische Defekte: Bei topologischen Defekten handelt es sich um Objekte, die mit einem spontanen Symmetriebruch verbunden sind. Dabei kann es sich z.B. um kosmische Strings oder Monopole handeln (Poletti 1995). Durch die Annihilation oder den Zerfall von topologischen Defekten könnten γ -Quanten entstehen.

2.4 Beobachtungsmethoden / Experimente

Astronomische Beobachtungen in einem so großen Energiebereich wie ihn die Gamma-Strahlung überdeckt, sind nur mit sehr unterschiedlichen Beobachtungstechniken möglich. Aufgrund der Undurchlässigkeit der Erdatmosphäre für Gamma-Strahlung sind direkte Beobachtungen vom Erdboden aus nicht durchführbar. Im niederenergetischen Bereich wird dieses Problem durch Verlassen der Erdatmosphäre mit Satelliten-Experimenten gelöst. Unter diesen Experimenten besonders hervorzuheben sind der

abbildenden Cherenkov-Technik hat das Whipple-Teleskop geleistet. Auf das Prinzip eines Cherenkov-Teleskopes und die von HEGRA eingeführte *stereoskopische* Technik soll im folgenden Kapitel eingegangen werden. Ab einer Energie von etwa 20 TeV können Detektorfelder aus Szintillationszählern und Cherenkovzählern eingesetzt werden (Bott-Bodenhausen 1991; Lindner 1997; Amenomori *et al.* 1992; Klages 1998).

Die bisher bestehende Lücke zwischen 10 GeV und 300 GeV soll von den Cherenkov-Teleskopen der nächsten Generation (H·E·S·S, MAGIC, CANGAROO, VERITAS) von oben teilweise geschlossen werden. So wird beispielsweise das H·E·S·S-Experiment (vgl. Kapitel 8) mit vier Teleskopen eine Energieschwelle von etwa 50 GeV aufweisen (Aharonian *et al.* 1997a). Die ersten zwei H·E·S·S-Teleskope sind bereits in Betrieb, weitere 2 Teleskope folgen im Laufe dieses Jahres. Mit dem Satelliten-Experiment GLAST (100 MeV - 300 GeV) soll diese Lücke ebenfalls geschlossen werden, allerdings ist der Start erst für 2006 geplant.

Für einen Überblick über Resultate und den derzeitigen Status von Experimenten in der Gamma-Astronomie sei auf Völk (2002) verwiesen.

Kapitel 3

Cherenkov-Teleskope

3.1 Prinzip eines Cherenkov-Teleskopes

Die erdgebundene, indirekte Beobachtung von TeV-Gamma-Strahlung mit Cherenkov-Teleskopen nutzt die Erdatmosphäre als Detektormedium aus. Trifft ein geladenes Teilchen der Kosmischen Strahlung oder ein γ -Quant auf den Kern eines Luftmoleküls, so werden elementare Prozesse ausgelöst, die zur Entwicklung von ausgedehnten Luftschauern führen. Dabei wird die gesamte Energie des Primärteilchens in der Atmosphäre deponiert. Bei einer Luftschauermessung wirkt die Atmosphäre somit als Kalorimeter. Mit Hilfe von Cherenkov-Teleskopen werden die Luftschauer im Lichte des von den Schauerteilchen emittierten Cherenkov-Lichtes abgebildet. In diesem Abschnitt soll auf die Kosmische Strahlung, ihre Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre sowie die Ausbildung von Luftschauern und deren Nachweis mit Hilfe von Cherenkov-Teleskopen eingegangen werden.

3.1.1 Die Kosmische Strahlung

Die Entdeckung der Kosmischen Strahlung geht auf Victor Hess zurück, der 1912 in Ballonflügen die Abhängigkeit der Ionisation der Luft von der Höhe über dem Erdboden gemessen hat (Hess 1912). Entgegen der Erwartung im Falle eines terrestrischen Ursprungs der ionisierenden Strahlung wurde ein Abfall der Ionisation der Luft mit zunehmendem Abstand zum Erdboden *nur* bis zu einer Höhe von etwa 1.5 km gemessen. Oberhalb 1.5 km stellte Hess dagegen einen Anstieg der Ionisation mit der Höhe fest. Dieses Verhalten deutete auf einen zusätzlichen Anteil der ionisierenden Strahlung hin, dessen Ursprung extraterrestrischer Natur sein mußte. Dieser Anteil wurde später *Kosmische Strahlung* genannt. Genau genommen muß unterschieden werden zwischen *primärer* Kosmischer Strahlung, deren genauer Ursprung ein bis heute ungelöstes Rätsel darstellt, und *sekundärer* Kosmischer Strahlung, die aus der Wechselwirkung der *primären* Kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre entsteht (vgl. Abschnitt 3.1.2). Abbildung 3.1 zeigt den Verlauf des Energiespektrums der primären Kosmischen Strahlung über einen weiten Energiebereich. In diesem Bereich kann das

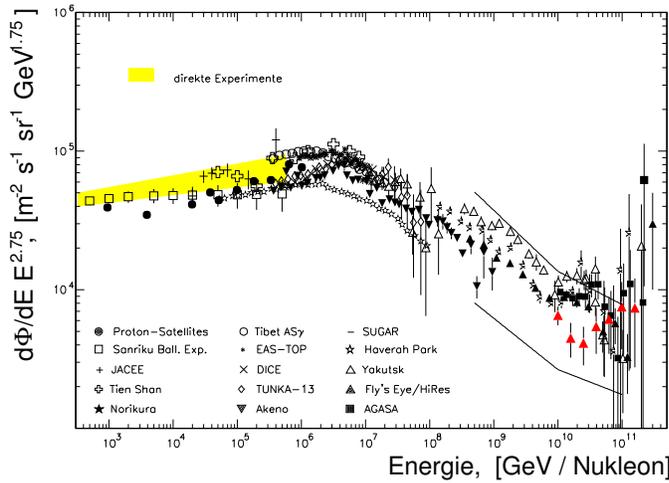


Abbildung 3.1: Das Energiespektrum der primären Kosmischen Strahlung. Kompilat verschiedener Experimente aus Wiebel-Sooth & Biermann (1998) Ergänzt durch Röhring (2000). Bei etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV ist ein Abknicken des Spektrums, das Knie, zu erkennen. Eine erneute Änderung des Spektralindex wird bei einer Energie von 10^{18} eV beobachtet (Knöchel).

Spektrum durch ein gebrochenes Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\alpha}$$

N = gemessene Teilchenzahl

E = Primärteilchenenergie

$$\alpha \approx \begin{cases} 2.7 & : E < 3 \cdot 10^{15} \text{ eV} \\ 3.0 & : 3 \cdot 10^{15} \text{ eV} < E < 10^{18} \text{ eV} \end{cases}$$

beschrieben werden. Aufgrund dieses von der spektralen Energieverteilung der Schwarzkörperstrahlung unterschiedlichen Verhaltens wird dieser Energiebereich auch als *nicht-thermisches Universum* bezeichnet. Der *Spektralindex* α ändert sich an zwei Stellen im Energiebereich zwischen 10^{11} und 10^{18} eV. Bis etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV läßt sich das Spektrum mit einem Spektralindex von $\alpha \approx 2.7$ beschreiben. Von dieser Stelle an ist das Energiespektrum mit $\alpha \approx 3.0$ steiler und wird bei 10^{18} eV wieder flacher. Der erste Knick im Energiespektrum wird das *Knie* genannt. Für die Ursache dieser Veränderung im spektralen Verlauf, die zuerst von Kulikov & Khristiansen (1958) berichtet wurde, gibt es unterschiedliche Erklärungsansätze. Eines der diskutierten Szenarien geht von dem Beitrag einer lokalen Supernova aus, der zu einer Veränderung der lokalen Intensität der Kosmischen Strahlung und letztlich zum Knie führen könnte (Erlykin & Wolfendale 1997). Der zweite Knick wird als *Knöchel* bezeichnet. Oberhalb des Knöchels bei einer Energie von ca. $5 \cdot 10^{19}$ eV können die hadronischen Teilchen der Kosmischen Strahlung mit Photonen der kosmischen 2.7 K Hintergrundstrahlung in Wechselwirkung treten. Die Endprodukte der Wechselwirkung trügen dann jeweils nur einen Teil der ursprünglichen Energie weiter. Dieser unabhängig von Zatsepin & Kuz'min (1966) und Greisen (1966) beschriebene Effekt hätte eine starke Reduzierung des beobachteten Flusses von Teilchen oberhalb des sogenannten *Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Cutoffs* (GZK-Cutoff) bei etwa 5×10^{20} eV zur Folge. Die Existenz des GZK-Cutoffs ist Gegenstand aktueller Diskussionen. Die Beobachtungen der Experimente in diesem

Energiebereich stehen teilweise im Widerspruch zueinander. Während die Ergebnisse der Experimente HiRes, Fly's Eye und Yakutsk mit dem vorhergesagten Flußabfall oberhalb des GZKs übereinstimmen, ergibt sich aus den AGASA-Beobachtungen ein Ereignisüberschuß oberhalb von 10^{20} eV, der im Widerspruch zum GZK-Cutoff steht (Halzen 2002; Bahcall & Waxman 2003). Eine endgültige Klärung dieser Frage erhofft man sich durch das im Aufbau befindliche Pierre-Auger-Experiment (Kleifges 2000).

Die Zusammensetzung der primären Kosmischen Strahlung ist im Energiebereich von einigen 10 GeV bis in den TeV-Energiebereich direkt durch Satelliten- und Ballonexperimente messbar (Swordy *et al.* 1982; Burnett *et al.* 1983). Die relative Elementhäufigkeit der Kosmischen Strahlung entspricht bis zu Energien von etwa 10 TeV im wesentlichen der solaren Häufigkeit, was auf einen stellaren Ursprung der Kosmischen Strahlung in diesem Energiebereich hindeutet (Wefel 1991). Es wird allerdings in der Kosmischen Strahlung gegenüber der solaren Häufigkeit ein Defizit an Protonen und Heliumkernen beobachtet. Diese Abweichung wird mit den hohen Ionisationsenergien dieser Elemente erklärt, die dazu führen, daß sich H und He leichter einer elektromagnetischen Beschleunigung entziehen können. Außerdem wird ein relativer Überschuss der Elemente Li, Be, B, Sc, Ti, V, Cr und Mn beobachtet. Dieser Überschuss wird dadurch erklärt, daß diese Elemente in der kosmischen Strahlung zusätzlich aus der Spallation von C, N und Fe entstehen.

Bis heute sind Entstehungsort und Beschleunigungsmechanismen der geladenen Kosmischen Strahlung noch ungeklärt. Das beobachtete Potenzgesetz der Kosmischen Strahlung wird von Modellen, die auf Schockfrontbeschleunigung beruhen (Fermi-Beschleunigung 1. und 2. Ordnung), wiedergegeben (Longair 1992). Ein Ziel der TeV- γ -Astronomie ist, wie bereits zuvor erwähnt, die Klärung der Frage nach dem Ursprung der geladenen Kosmischen Strahlung.

3.1.2 Wechselwirkungen mit der Erdatmosphäre: Ausgedehnte Luftschauer

Beim Eintritt in die Erdatmosphäre tritt ein Teilchen der primären Kosmischen Strahlung in Wechselwirkung mit den Kernen der Luftmoleküle. Dadurch werden Teilchenkaskaden ausgelöst, die je nach Primärteilchenspezies *elektromagnetische* oder *hadronische* Luftschauer genannt werden.

Elektromagnetische Luftschauer Bei der Entwicklung von elektromagnetischen Schauern sind drei Wechselwirkungsprozesse relevant: Paarbildung, Bremsstrahlung und Ionisation. Die Paarbildung eines e^+e^- -Paares kann stattfinden, wenn ein Photon mit einer Energie $E > 2m_e c^2$ in Wechselwirkung mit dem Coulomb-Feld eines Kernes tritt. Der Kern ist als Impulspartner nötig, da im Vakuum die Energie und der Impuls nicht gleichzeitig bei diesem Prozess erhalten bleiben können. Bremsstrahlung wird von Elektronen und Positronen, die im Kernfeld eine Beschleunigung erfahren, emittiert. In einem vereinfachten Modell läßt sich die Entstehung einer elektromagnetischen Kas-

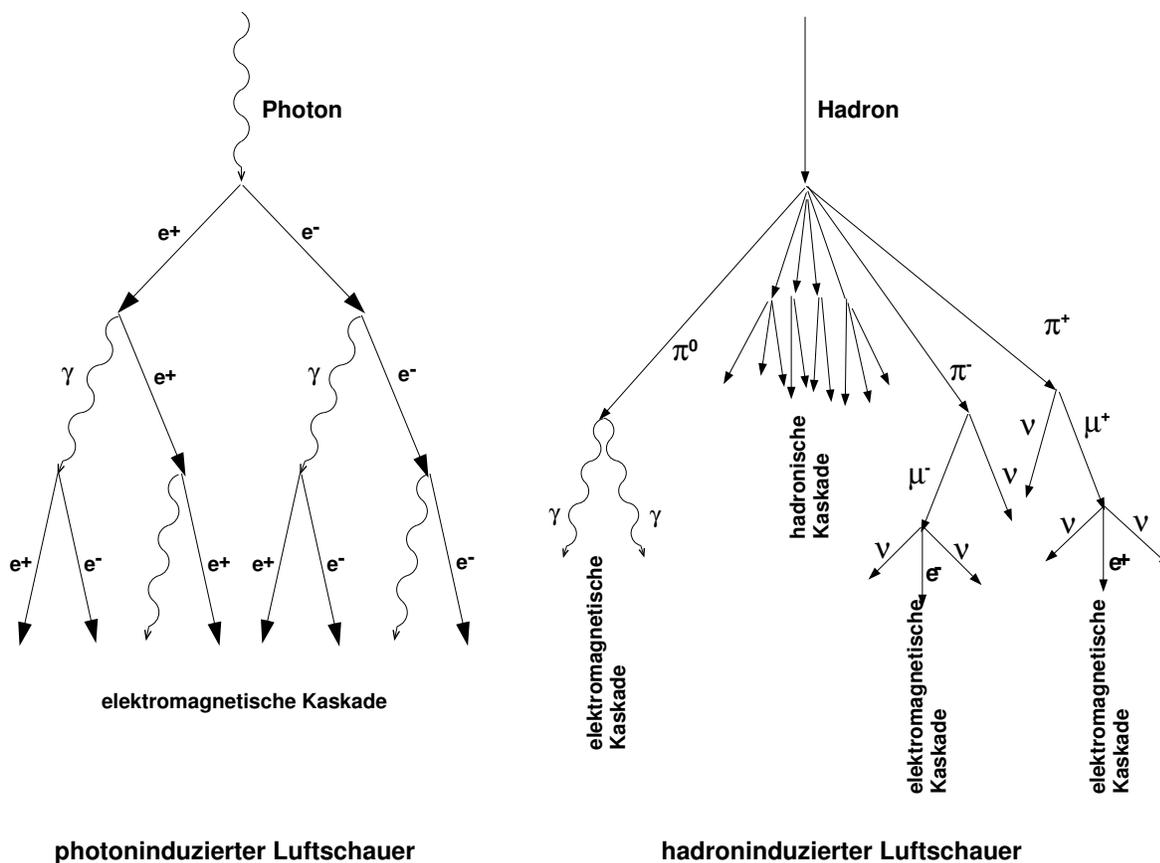
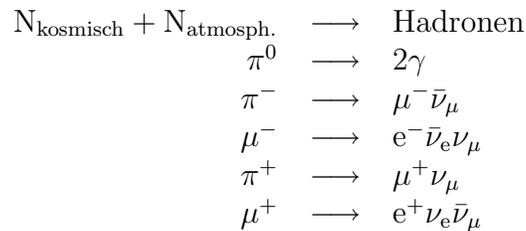


Abbildung 3.2: Entwicklung von Luftschauern. Links: Vereinfachtes Modell einer elektromagnetischen Kaskade. Rechts: Illustration eines hadronischen Luftschauers.

kade, wie in Abbildung 3.2 illustriert, erklären. Im ultrarelativistischen Grenzfall sind die mittlere freie Weglänge der Paarbildung und die Strahlungslänge der Bremsstrahlung in etwa gleich. Unter dieser Voraussetzung kann nach Longair (1992) das folgende, vereinfachte Modell für die Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade aufgestellt werden: Trifft ein hochenergetisches Photon der Energie E_0 auf die Erdatmosphäre, so findet im Mittel nach einer Strahlungslänge eine Paarbildung statt. Hierbei übernehmen das Elektron und das Positron jeweils die Energie $E_0/2$. Nach einer weiteren Strahlungslänge verlieren beide Leptonen durch Bremsstrahlung im Mittel die Hälfte ihrer Energie. Durch diese Prozeßabfolge wächst die Teilchenzahl so lange, bis die mittlere Teilchenenergie unterhalb der kritischen Energie E_c liegt, bei der der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation gegenüber dem Energieverlust durch Bremsstrahlung überwiegt. Zu diesem Zeitpunkt hat der Schauer seine maximale Teilchenzahl (2^n , mit der Anzahl n der durchquerten Strahlungslängen) und seine maximale Ausdehnung erreicht. Die ab diesem Zeitpunkt der Schauerentwicklung durch Ionisation entstandenen Elektronen erzeugen aufgrund ihrer sinkenden Energie immer weniger Bremsstrahlung, so daß die zur Ionisation aufgewendete Energie dem Schauer immer mehr

entzogen wird. Mit sinkender Photonenergie fällt auch der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung, dagegen nehmen Compton-Streuung sowie photoelektrische Absorption zu. Die Anzahl der Teilchen im Schauer nimmt dann wieder ab. Die Form des durch die Luftschauerteilchen durchquerten Raumes in der Atmosphäre ist annähernd die einer Zigarre. Die hier beschriebene Prozeßabfolge findet innerhalb von etwa 10 ns statt. Handelt es sich bei dem Primärteilchen um ein Elektron oder ein Positron, so entwickelt sich ebenfalls eine elektromagnetische Kaskade, analog zu dem soeben beschriebenen photoninduzierten Luftschauer.

Hadronische Luftschauer Ist das Primärteilchen hadronischer Natur, so findet eine Wechselwirkung der einzelnen Nukleonen des Primärteilchens mit den Nukleonen des Luftmoleküles statt. Dabei entstehen neutrale und geladene Pionen, sowie weitere Hadronen. Die Hadronen und Pionen setzen durch weitere Kernstöße eine hadronische Kaskade in Gang. Die Pionen können zudem auch zerfallen, und die letztendlich entstehenden Photonen, Elektronen und Positronen können elektromagnetische Subkaskaden auslösen. Auf der rechten Seite der Abbildung 3.2 findet sich die schematische Darstellung eines hadronischen Luftschauers. Die bei hadronischen Luftschauern hauptsächlich vorkommenden Prozesse sind:



Wobei mit N die Nukleonen der kosmischen und atmosphärischen Kerne gemeint sind. Die sich durch Kernstöße fortsetzende, rein hadronische Kaskade wächst an, bis die mittlere Energie pro Teilchen unterhalb etwa 1 GeV liegt (Schwellenenergie für Mehrfachproduktion von Pionen). In dieser Arbeit soll mit dem Begriff *hadronische* Kaskade der gesamte, durch ein hadronisches Teilchen ausgelöste Luftschauer gemeint sein. Die Schauerentwicklung einer hadroninduzierten Kaskade ist aufgrund der höheren Transversalimpulse der hadronischen Wechselwirkungen und aufgrund der elektromagnetischen Subkaskaden ausgedehnter und unregelmäßiger (diffuser) geformt als eine photoninduzierte Kaskade.

Cherenkov-Strahlung Während der Ausbreitung eines hadronischen oder elektromagnetischen Luftschauers ausreichender Energie in der Erdatmosphäre können sich die relativistischen Schauerteilchen mit einer Geschwindigkeit v , die größer ist, als die Lichtgeschwindigkeit c_0/n in der Luft bewegen. Dies führt zur Abstrahlung von Cherenkov-Licht (Cherenkov 1934). Die Schwelle E_{Ch} für die Emission von Cherenkov-Strahlung ergibt sich aus der Bedingung an die Schauerteilchen, daß ihre Geschwin-

digkeit die Lichtgeschwindigkeit im Medium übersteigt:

$$v > c_0/n \Rightarrow E_{\text{Ch}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - n^{-2}}}$$

v	Geschwindigkeit des Schauerteilchens
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit
n	Brechungsindex des Mediums
m_0	Ruhemasse des Schauerteilchens
E_{Ch}	Energieschwelle für Cherenkov-Emission

Das Cherenkov-Licht wird kegelförmig mit einem Öffnungswinkel von typischerweise einem Grad abgestrahlt. Durch Überlagerung der Cherenkovlichtkegel aller Schauerteilchen entsteht eine kegelförmige Cherenkov-Lichtfront, deren Ausdehnung aufgrund von Elektronenmehrfachstreuung aufgeweitet wird und auf der Beobachtungsebene der HEGRA-Cherenkov-Teleskope (2200 m ü. d. M.) bei senkrechter Einfallrichtung einen Kreis mit einem Radius von etwa 120 m ausleuchtet. Die Dauer eines Cherenkov-Lichtblitzes beträgt etwa 10 ns.

3.1.3 Luftschaugerabbildung

Das Cherenkov-Licht eines Luftschauers kann mit Hilfe von Cherenkov-Teleskopen abgebildet werden. Wie in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt, wird ein Luftschauger mit der Form einer Zigarre in der Fokalebene eines Teleskopes als elliptische Lichtverteilung abgebildet. Das elliptische Abbild eines Luftschauers kann dann zur Rekonstruktion der Schauereigenschaften verwendet werden. Der Aufbau und die Funktionsweise der HEGRA-Cherenkov-Teleskope werden im nun folgenden Abschnitt behandelt. Anschließend soll in Kapitel 4 auf die Rekonstruktion der Luftschaugerparameter und die Analyse der gewonnenen Daten eingegangen werden.

3.2 Die HEGRA-Cherenkov-Teleskope

Die HEGRA-Kollaboration betrieb bis Oktober 2002 Gamma-Astronomie im hochenergetischen Bereich auf der kanarischen Insel La Palma (17.90°W, 28.75°N) in einer Höhe von 2200 m über dem Meeresspiegel. HEGRA steht für *High Energy Gamma Ray Astronomy*. Das Experiment unterhielt verschiedene Detektorfelder, die auf einer Schaugerfrontmessung zum Studium der Kosmischen Strahlung beruhten. Zu diesen Teilen des Experimentes sei auf Bott-Bodenhausen (1991), Lindner (1997) und Prahl (1999) sowie auf die darin enthaltenen Referenzen verwiesen.

Zu den Schaugerfrontdetektoren kam 1991 das erste Cherenkov-Teleskop CT1 hinzu (Mirzoyan *et al.* 1994). In den folgenden Jahren wurden 5 weitere Teleskope aufgebaut, mit denen erstmals die stereoskopische Beobachtungstechnik eingeführt wurde (Daum

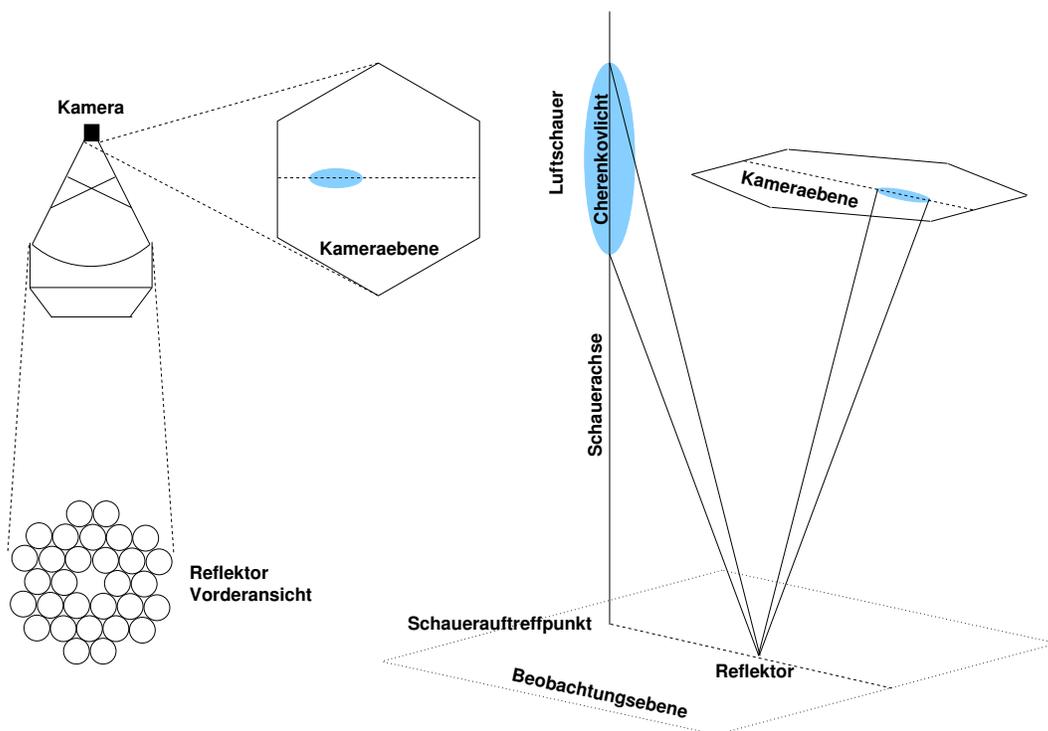


Abbildung 3.3: Projektion eines im Cherenkov-Licht leuchtenden Luftschauers auf die Fokalebene eines Cherenkov-Teleskops. Das elliptische Bild eines Luftschauers wird zur Bestimmung der Schauereigenschaften ausgewertet.

et al. 1997). Das Einzeltelskop CT1 wurde unabhängig von diesen 5 Teleskopen betrieben. Im Gegensatz zur Beobachtung mit nur einem Teleskop wird der Luftschauer bei Verwendung der stereoskopischen Technik aus unterschiedlichen Blickwinkeln beobachtet, so daß eine vollständige geometrische Rekonstruktion des Luftschauers möglich ist. Sämtliche im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Daten wurden mit dem stereoskopischen Cherenkov-Teleskop-System (*CT-System*) gewonnen. Im Folgenden soll immer, falls nicht explizit anders angegeben, auf das stereoskopische System aus 5 Cherenkov-Teleskopen Bezug genommen werden.

3.2.1 Aufbau

Die HEGRA-Cherenkov-Teleskope befinden sich auf einer Höhe von 2200 m über dem Meeresspiegel, auf dem Gelände des *Observatorio del Roque de Los Muchachos* des *Instituto de Astrofísica de Canarias*. Die 5 Teleskope des CT-Systems sind auf einer nahezu quadratischen Grundfläche mit einer Seitenlänge von etwa 80 m, mit jeweils einem Teleskop in jeder Ecke und einem Teleskop in der Mitte, angeordnet (Abbildung 3.4). In Abbildung 3.5 ist die Photographie eines der System-Teleskope zu sehen. Jedes Teleskop besteht aus einem aus Einzelspiegeln zusammengesetzten Spiegel (Konzentrator), der in einem Stahlträgergerüst zur Positionierung und Nachführung

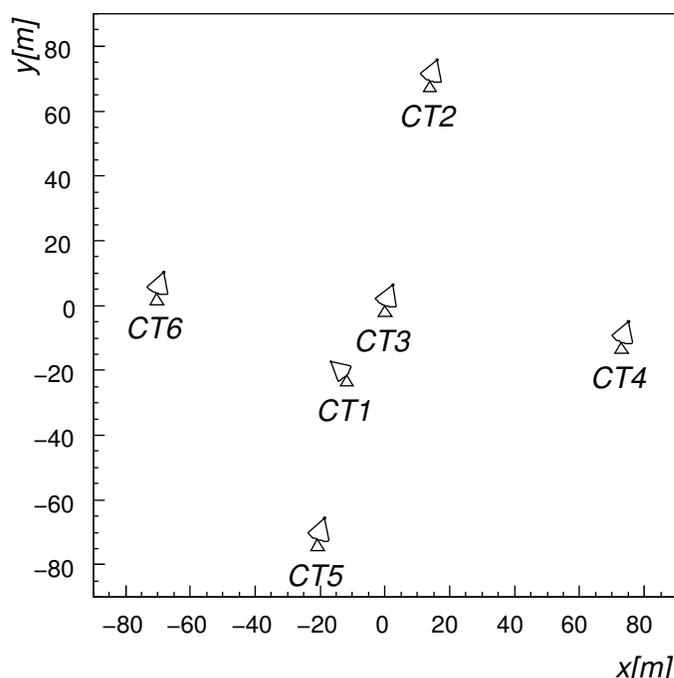


Abbildung 3.4: Anordnung der HEGRA-Cherenkov-Teleskope. Das CT-System besteht aus den 5 stereoskopisch arbeitenden Teleskopen CT2, -3, -4, -5 und -6. Ebenfalls eingezeichnet ist das einzeln betriebene Teleskop CT1. Aus: Horns (2001).

aufgehängt ist. In der Fokalebene des Konzentrators befindet sich eine hochauflösende Kamera aus 271 Photomultipliern zur Luftschauerabbildung.

Stahlträgergerüst: Der Spiegelträger der Systemteleskope ist in einem Stahlträger auf zwei mit Schrittmotoren betriebenen Achsen montiert. Die Achsen sind horizontal, zur Bewegung in der *Altitude*, und vertikal, zur Bewegung im *Azimuth* angebracht (*ALT/AZ*-Montierung). Über diese zwei Achsen werden die Teleskope auf eine Himmelsposition ausgerichtet und nachgefahren, um die scheinbare Bewegung des Sternenhimmels aufgrund der Erdrotation auszugleichen (*tracking*). Hierbei muß in beiden Achsen gleichzeitig nachgeführt werden. Der Winkel jeder Achse wird über zwei Winkelsensoren (*shaft-encoder*) ausgelesen. Die Positionierungs- und Nachführgenauigkeit ist durch die Auflösung der *shaft-encoder* bestimmt und beträgt 0.022° .

Spiegelkonzentrator Die sphärischen Spiegelträger sind nach dem Davies-Cotton-Prinzip (Davies *et al.* 1957) aufgebaut. Dieses Design ist ein Kompromiß zwischen Abbildungsqualität und Kosten. Es wurde für die kostengünstige Herstellung von Sonnenöfen entwickelt. Jeder Spiegelträger ist mit 30 Einzelspiegeln eines Durchmessers von 60 cm bestückt. Die Gesamtspiegelfläche des Konzentrators ergibt sich damit zu ca. 8.5 m^2 . Der Konzentrador bildet parallel einfallendes Licht mit einer Brennweite von 5 m ab. Um ein korrektes Abbildungsverhalten zu erreichen, muß jeder Einzelspiegel ausgerichtet werden. Die Justierung erfolgt über die Mechanik der Spiegelaufhängung. Jeder Spiegel ist an drei Punkten über Gewindestangen auf einem Sockel fixiert. Durch Verschiebung des Sockels längs der optischen Achse des Einzelspiegels wird der dem

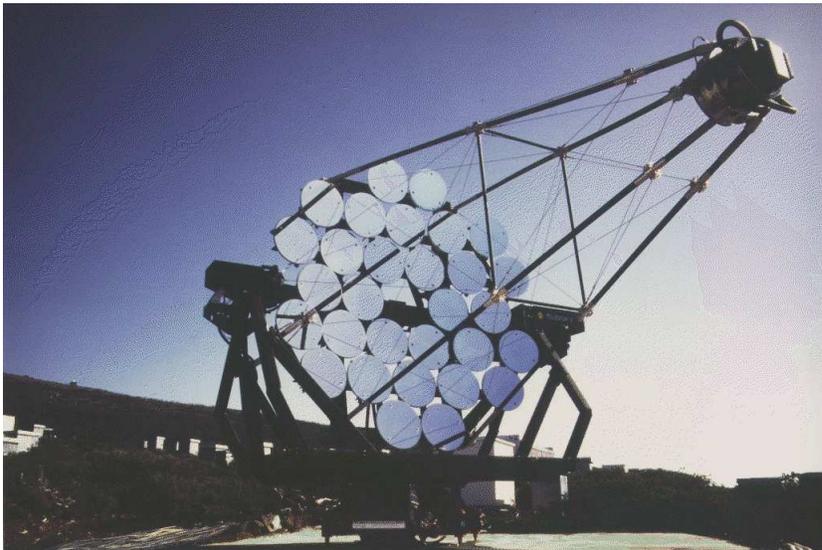


Abbildung 3.5: Das zentrale Teleskop des CT-Systems. Der Spiegelkonzentrator besteht aus 30 Einzelspiegeln mit einem Durchmesser von jeweils 60 cm. Insgesamt ergibt sich eine Spiegelfläche von 8.5 m^2 . Im Fokus des Konzentrators befindet sich eine Photomultiplierkamera mit 271 Pixeln zur Abbildung der Luftschauer.

Spiegelfokus entsprechende Abstand zur Fokalebene des Konzentrators eingestellt. Anhand der Gewindestangen kann jeder Spiegel korrekt ausgerichtet werden. Ein Konzentrator ist dann justiert, wenn alle Spiegel das Licht eines in 8 km Entfernung (entsprechend der typischen Entfernung des Schauermaximums) befindlichen Punktes in einen Punkt in der Fokalebene abbilden. Hierzu wird das Teleskop auf eine in 900 m Entfernung auf dem Gipfel des *Roque de los Muchachos* installierten Lampe (die sogenannte *Roque-Lampe*) gerichtet und nicht gefahren. Im Konzentratorfokus wird die Lampe auf eine diffus reflektierende Ebene abgebildet (Kameradeckel). Um die korrekte Fokussierung des Teleskopes auf einen Luftschauer in einer Höhe von etwa 8 km über dem Beobachtungsort zu erhalten, wird die Kamera vor der Justierung entlang der optischen Achse des Konzentrators verschoben (entsprechend dem Unterschied zwischen typischer Schauerhöhe bei 8 km und Entfernung zur *Roque-Lampe*).

Die Photomultiplier-Kamera Das Cherenkov-Licht eines Luftschauers wird in der Fokalebene auf eine *Photomultiplier-Kamera* abgebildet und von ihr detektiert. Die Kamera (Abbildung 3.6) besteht aus 271 *Photomultipliern* (*Pixel*), die in einem Bereich von 300 bis 600 nm mit einer mittleren Quantenausbeute von 14% sensitiv sind. Vor jedem Pixel sind konisch geformte, hexagonale Lichttrichter (*Winston-Cones*) angebracht, durch die eine Erhöhung der lichtempfindlichen Fläche von 47% auf 91% erreicht wird. Jedes Pixel wird mit einer individuellen Hochspannung versorgt und ist an der Basis mit einem Vorverstärker ausgerüstet. Vom Ausgang des Vorverstärkers wird das Signal in eine Elektronikhütte geleitet, wo der Teleskoptrigger gebildet wird und die Signaldigitalisierung sowie die Messung des Hintergrundlichtes erfolgt. Die Signaldigitalisierung erfolgt über 120 MHz *Flash Analog Digital Converter* (FADC-Module). Nähere Informationen zur Auslese und zur Kameraelektronik finden sich bei Hermann (1996), Bulian *et al.* (1998) und Heß (1998). Der Kameradeckel wird bei Beobachtungen per Luftdruck geöffnet und schließt durch eine Feder bei einem Systemversagen

automatisch. Durch die Granularität der Kamera werden Luftschauer in Form diskreter, 2-dimensionaler Amplitudenverteilungen abgebildet.

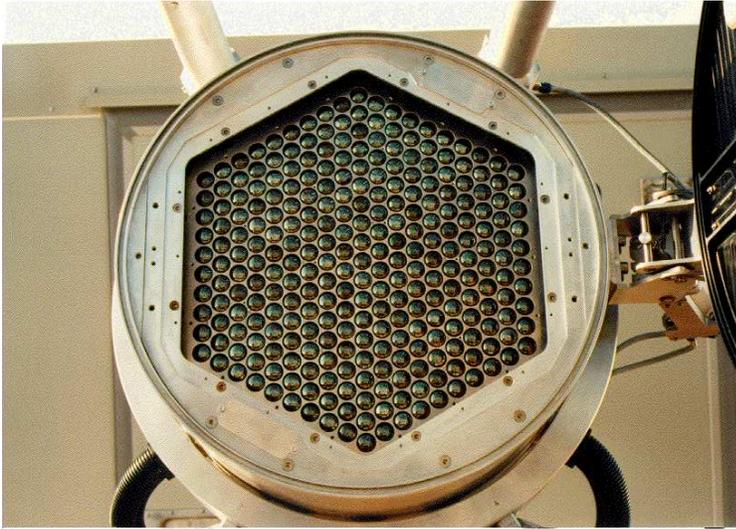


Abbildung 3.6: Kamera mit geöffnetem Deckel. Die Kameras der System-Teleskope bestehen aus 271 *Photomultipliern*. Jeder Photomultiplier ist während der Datennahme mit einem Lichttrichter (*Winston-Cones*) zur Maximierung der lichtsensitiven Fläche ausgerüstet (hier nicht eingebaut).

3.2.2 Prinzip der Datennahme

Bei der normalen Datennahme, also während der Beobachtung von Luftschauern aus einer bestimmten Richtung, besteht der Trigger (der die Datenauslese auslöst) aus einer lokalen und einer zentralen Stufe. Im Falle verschiedener technischer Messungen können andere Triggermodi Verwendung finden. In diesem Abschnitt soll nur auf den bei der Datennahme aktiven Triggermodus eingegangen werden.

Lokaler Trigger: Der lokale Trigger liefert die Entscheidung, ob ein *einzelnes Teleskop* getriggert hat. Innerhalb eines Koinzidenzfensters von 12 ns werden mindestens zwei direkt benachbarte Pixel mit einer Amplitude oberhalb von 8 ausgelösten Photoelektronen ($1 \text{ mV} \approx 1 \text{ Photoelektron}$) gefordert. Durch diese *Next-Neighbour-Trigger* genannte Triggerbedingung werden Zufallskoinzidenzen um einen Faktor 50 unterdrückt. Gleichzeitig wird die Triggereffizienz für hadroninduzierte Luftschauer gesenkt und die für gammainduzierte Schauer nur wenig beeinträchtigt (Köhler *et al.* 1996). Pixel, die durch das Licht eines Sternes hohe Ströme aufweisen, werden dynamisch ausgeschlossen, um künstliche Trigger zu vermeiden. Ist ein lokaler Trigger gegeben, so wird die Triggerinformation zur weiteren Verarbeitung über ein 10 Mbit Netzwerk an eine Zentralstation gesendet.

Zentraler Trigger: Treffen innerhalb eines Koinzidenzfensters von 60 ns mindestens zwei lokale Teleskoptrigger bei der Zentralstation ein, so werden *alle Teleskope* ausgelesen. Dabei werden alle Pixel mit einer Amplitude oberhalb 1 Photoelektron berücksichtigt. Die relativen Laufzeitunterschiede zwischen den Teleskopen werden entspre-

chend der Ausrichtung der Teleskope durch Verzögerungseinheiten korrigiert. Die Forderung nach einer Koinzidenz zweier Teleskope ergibt eine weitere Unterdrückung der Zufallskoinzidenzen der Einzelteleskope. Außerdem wird dadurch die Triggereffizienz für hadroninduzierte Schauer aufgrund ihrer diffuseren Struktur verringert (Aharonian 1993; Bulian *et al.* 1998). Ein Ereignis wird nur dann geschrieben, wenn ein zentraler Trigger gegeben ist. Die Beobachtung mit mehr als einem Teleskop in Verbindung mit einem zentralen Trigger und unter Verwendung der im nächsten Kapitel beschriebenen Rekonstruktionsmethoden wird als stereoskopische Methode bezeichnet.

Die Rohdaten: Jedes ausgelesene Ereignis wird mit den folgenden Informationen auf einem Massenspeichermedium abgespeichert: die den Zentraltrigger auslösenden Teleskope (das *Triggerpattern*), die in jedem Teleskop ausgelesenen Kanäle sowie deren Signalinformationen, die Ereigniszeit und die Ausrichtung der Teleskope.

Im folgenden Kapitel wird auf die Rekonstruktion der Luftschauereigenschaften aus den Rohdaten sowie die Analyse Der Luftschauerdaten eingegangen.

Kapitel 4

Stereoskopische Rekonstruktion und Analyse

4.1 Luftschauserrekonstruktion

In diesem Abschnitt wird die Datenverarbeitungskette zur Rekonstruktion der Luftschaureigenschaften aus den Rohdaten beschrieben. Das Ziel der Rekonstruktion ist die Bestimmung der folgenden, einen Luftschauser charakterisierenden Eigenschaften:

- Richtung der Schauserachse (= Einfallrichtung des Primärteilchens)
- Auftreffpunkt des Schauserkernes (Kernort, D_K)
- Energie des Primärteilchens
- Primärteilchenspezies

Die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Schritte sind in den Programmpaketen `read_laser` (Laserkalibration) und `read_dst` (Luftschauserrekonstruktion) implementiert.

4.1.1 Datenkalibration und Konversion

Nach einer erfolgreichen Datennahme liegen die Daten im Rohformat vor. Die Rohdaten müssen in das endgültige Datenformat, das von der Analysesoftware gelesen wird, konvertiert werden. Hierbei werden mögliche Fehler in den Daten korrigiert, die Informationen aus der Kalibration einbezogen, die Pulsformanalyse der Photomultipliersignale durchgeführt und die zur Analyse der Daten erforderlichen Parameter errechnet. In Abbildung 4.1 ist der Verlauf der Datenkonversion schematisch dargestellt. Zur Konvertierung der Rohdaten sind die folgenden Informationen erforderlich:

- **Hardwareprobleme:** Bei der Datennahme auftretende Fehler wie beispielsweise eine falsche Numerierung der Datensegmente (Runs) müssen korrigiert werden.

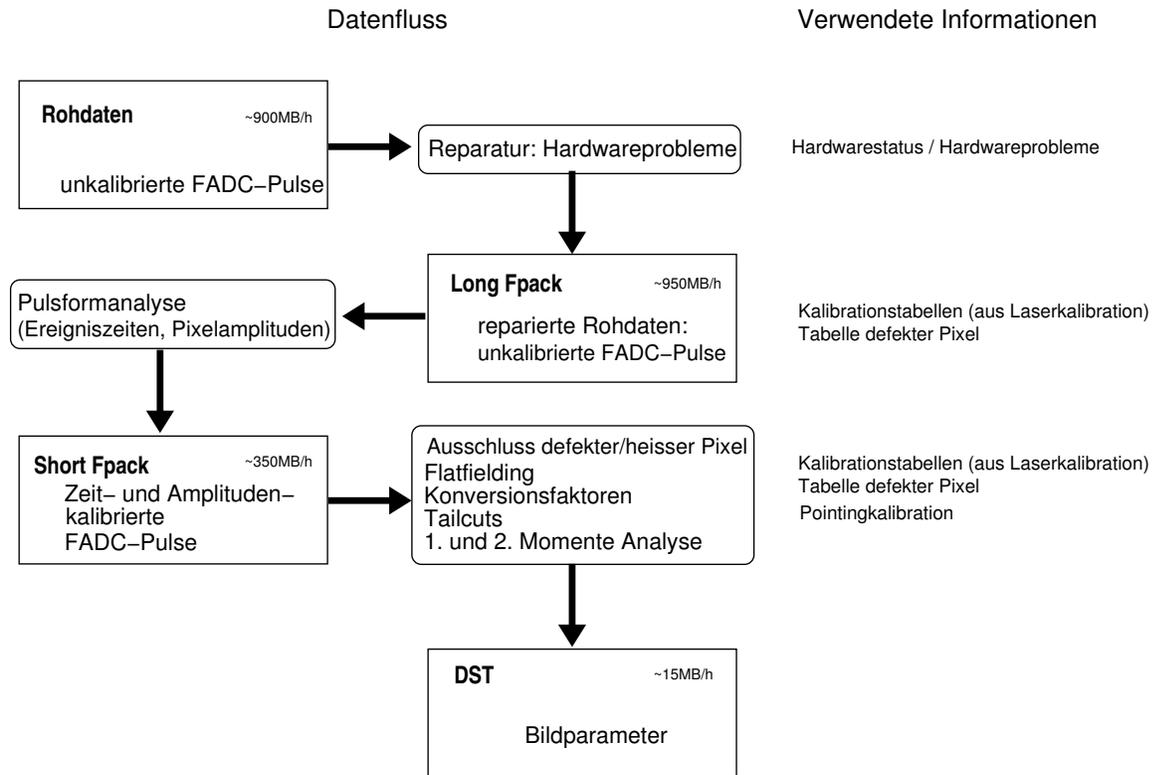


Abbildung 4.1: Verlauf der Datenkonversion. Auf der rechten Seite sind die im Text angesprochenen, jeweils benötigten Informationen aufgelistet.

- **relative Kanallaufzeiten (*Pixeltiming*):** Um ein zeitlich zusammenhängendes Bild eines Ereignisses zu haben, müssen die relativen Laufzeiten der einzelnen, den Kamerabildpunkten entsprechenden Kanäle (*Pixel*) bekannt sein.
- **defekte Pixel:** Defekte Pixel müssen bei der Ereignisrekonstruktion berücksichtigt werden.
- **Konversionsfaktoren:** Die Relation zwischen der Anzahl der detektierten Photoelektronen und der gemessenen Einträge des FADC-Kanals (*Flash Analog Digital Converter*) muß zur Rekonstruktion der Bildamplituden bekannt sein.
- **Ausrichtungskorrekturen (*Pointingkalibration*):** Zur Vermeidung systematischer Verschiebungen von Himmelspositionen in der Kamera, müssen Fehlweisungen (*mispointing*) der Teleskope korrigiert werden.

Bei der Datennahme auftretende Probleme müssen im Rahmen des täglich stattfindenden *Hardwarechecks* (der reihum von den beteiligten Instituten übernommen wurde) festgestellt werden. Sie werden am Ende einer Beobachtungsperiode in einem *html-Dokument (Hardwarelog)* zusammengefaßt. Die Bestimmung der relativen Kanallaufzeiten und der Konversionsfaktoren sowie die Ermittlung der defekten Pixel werden im

Rahmen der *Laserkalibration* bewerkstelligt. Seit Januar 1999 (Periode 81) ist die Hamburger HEGRA-Gruppe des Institutes für Experimentalphysik für die Laserkalibration verantwortlich. Davor war das Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg zuständig.

Grundlage der Laserkalibration sind die Laserruns. Bei einem Laserrun wird das Teleskopsystem auf eine Himmelsregion geführt und nachgefahren. Im Unterschied zu einer normalen Beobachtung wird jedes Teleskop im lokalen Triggermodus betrieben: Die Systemtriggerbedingung ist aufgehoben. Ein Teleskop triggert dann, wenn mindestens 100 Pixel die Schwelle (8 p.e.) übersteigen. Während eines Laserruns wird das Licht eines mit 3 Hz gepulsten Stickstofflasers über ein Glasfaserkabel zu einem Szintillator im Zentrum des Spiegelträgers geleitet. Der Szintillator erzeugt näherungsweise ein Cherenkov-Spektrum und strahlt die Lichtpulse isotrop ab. Das Licht erreicht dann praktisch zeitgleich und homogen die Kameraebene und wird in der Kamera registriert. Mit den so gewonnenen Laserrun-Daten können aufgrund des zeitgleich alle Pixel ausleuchtenden Signales die relativen Kanallaufzeiten bestimmt werden. Neben der grundsätzlichen Notwendigkeit, das relative *Pixeltiming* zu kennen, werden die relativen Kanallaufzeiten auch zur Bestimmung der Signalamplitude der Einzelpixel genutzt (Auslese der FADCs zum richtigen Zeitpunkt). Mit den so gewonnenen Informationen kann ein Sensitivitätsabgleich aller Pixel durch Variation ihrer individuellen Hochspannung durchgeführt werden (*Flatfielding*). Weiterhin wird aus den Laserruns einer Periode für jede Kamera der mittlere Elektronen-Konversionsfaktor bestimmt. Die Bestimmung des Konversionsfaktors beruht auf der Annahme, daß die Schwankungsbreite der Amplitudenverteilung eines Kanals im wesentlichen von der Photoelektronenstatistik abhängt. Die bei der Laserkalibration angewandten Verfahren werden bei Heß (1998) beschrieben. Nähere Studien zum Langzeitverhalten der Konversionsfaktoren finden sich bei Pühlhofer (2001); Pühlhofer *et al.* (2003).

Zur Korrektur der Teleskopausrichtung werden sogenannte *Pointruns* durchgeführt und ausgewertet. Bei einem Pointrun werden die Teleskope auf einen relativ hellen Stern gerichtet und so gefahren, daß die Bahn des Sternabbildes im Kameragesichtsfeld über ein Raster verläuft. Über die Messung des Stromes in den so abgerasterten Pixeln wird die Verschiebung zwischen erwarteter und gemessener Position bestimmt. Die Ursachen für diese Verschiebung sind im wesentlichen mechanischer Natur. Eine ausführliche Behandlung der Eichung der Teleskopausrichtung findet sich in Pühlhofer (2001). Die Verschiebung kann sowohl zum Zeitpunkt der Datenkonvertierung, als auch nachträglich durch das Einspielen von *Pointing*-Tabellen in die Analysesoftware korrigiert werden.

Nach der Kalibration der relativen Kanallaufzeiten und der Konversionsfaktoren, ist es nun möglich, eine konsistente Bildanalyse der Luftschauerabbilder durchzuführen.

4.1.2 Prinzip der Bildanalyse

Bei der Bildanalyse geht es grundsätzlich darum, eine Charakterisierung der Luftschauerbilder mit Hilfe von unterschiedlichen Parametern zu erstellen. Ein Luftschauer hat

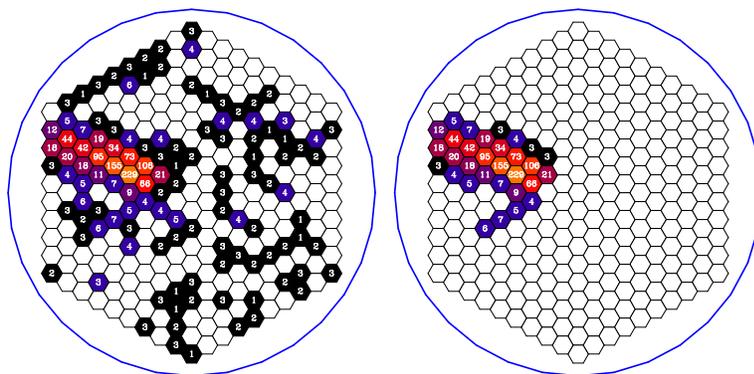


Abbildung 4.2: Abbild eines photoninduzierten Luftschauers (MC Simulation) vor Anwendung (links) und nach Anwendung (rechts) des *tailcuts*. Die Einträge in den Pixeln entsprechen der Anzahl der Photoelektronen im jeweiligen Bildpunkt. Aus Horns (2001).

in der Atmosphäre annähernd die Form einer Zigarre. Eine winkeltreue Abbildung auf die Kamera in der Fokalebene des Detektors ergibt ein elliptisches Bild. In der Kamera wird die Intensitätsverteilung des Cherenkov-Lichtes als Verteilung der Pixelamplituden gemessen. Das Abbild eines Luftschauers in einer kalibrierten Kamera muß vor der Bestimmung der Bildparameter von den durch Rauschen verursachten Pixeleinträgen befreit werden. Dies wird durch den sogenannten *Tailcut* verwirklicht: Alle Pixel mit einer Amplitude von weniger als 4 p.e. (Photoelektronen) werden verworfen, sofern sie kein benachbartes Pixel mit einer Amplitude oberhalb 6 p.e. haben. In Abbildung 4.2 sind die Amplituden der ausgelesenen Pixel in einer Kamera vor und nach Anwendung des *Tailcuts* dargestellt. Der *Tailcut* führt zu einer Bereinigung und einer Verbesserung der Lokalisierbarkeit des Luftschauerbildes.

Die Schauerabbilder werden in der Kameraebene durch die sogenannten *Hillas-Parameter*, die aus den ersten und zweiten Momenten der elliptischen Pixelverteilungen bestimmt werden, charakterisiert (Hillas 1985). Die so erhaltenen Bildparameter sind in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt.

- **size A:** Die Bildamplitude A ist die Summe der zum Bild beitragenden Pixelamplituden a_i . Sie wird auch *size* genannt.

$$A = \sum_i a_i$$

- **COG (*Center Of Gravity*):** Der Bildschwerpunkt einer elliptischen Pixelverteilung ergibt sich aus dem ersten Moment der zweidimensionalen Pixelamplitudenverteilung.

$$\text{COG} = \frac{1}{A} \sum_i a_i r_i$$

- **width und length:** Die Breite *width* und die Länge *length* werden aus den zweiten Momenten der Verteilung gewonnen.

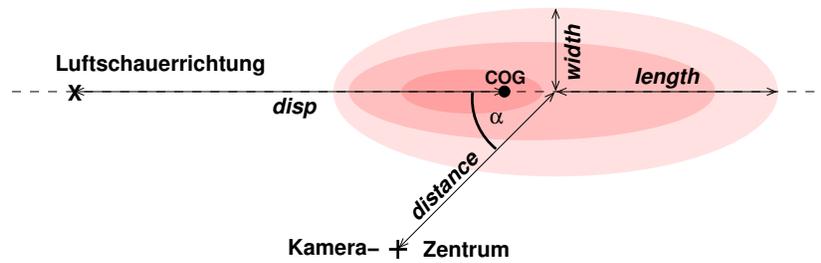


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der von Hillas (1985) eingeführten Bildparameter zur Beschreibung von Luftschauerbildern in der Fokalebene des Detektors. Die einzelnen Parameter sind im Text erläutert.

- **disp:** Entfernung der Einfallsrichtung (Luftschauerrichtung) vom Bildschwerpunkt.
- **distance:** Abstand zwischen Bildschwerpunkt und Kamerazentrum.
- **α -Winkel:** Der Winkel zwischen der Hauptachse und der Verbindungslinie von Bildschwerpunkt und Kamerazentrum wird α -Winkel genannt.

Ursprünglich sind die *Hillas*-Parameter für die Bildanalyse eines Einzelteleskopes eingeführt worden. Im Falle einer Signalsuche mit einem Einzelteleskop werden die Ereignisse anhand von optimierten Schnitten im *Hillas-Parameter*-Raum selektiert. In der α -Winkelverteilung der selektierten Ereignisse kommen, im Falle eines Ereignisüberschusses in Beobachtungsrichtung, häufiger kleine α -Winkel vor. Die Bestimmung einer Einfallsrichtung für einzelne Ereignisse ist mit einem einzigen Teleskop schwierig, da für ein gegebenes elliptisches Schauerbild zwei mögliche Einfallsrichtungen existieren. Diese Zweideutigkeit kann aber teilweise aufgehoben werden (siehe z.B. Lessard *et al.* (2001); Ripken (2001)).

In der stereoskopischen Analyse wird diese Zweideutigkeit durch die Beobachtung aus verschiedenen Blickwinkeln aufgehoben, so daß die Einfallsrichtung eindeutig für jedes Ereignis bestimmt werden kann. In den nun folgenden Abschnitten soll die stereoskopische Bildanalyse zur Bestimmung der zu Anfang dieses Kapitels aufgezählten Luftschauereigenschaften (Richtung, Spezies, Energie) diskutiert werden.

4.1.3 Richtungsrekonstruktion

Bei einer stereoskopischen Beobachtung stehen der Analyse mehr als ein Abbild des Luftschauers zur Verfügung. Jedes ausgelesene Teleskop liefert ein Bild, das aus einem individuellen Blickwinkel aufgenommen wurde. Die Einfallsrichtung des Luftschauers (und damit die Richtung des Primärteilchens) liegt auf der großen Halbachse des elliptischen Bildes. Zur Standardrekonstruktion der Richtung werden die Bilder aller ausgelesenen Teleskope in ein gemeinsames Koordinatensystem transformiert und überlagert. Für jedes Bildpaar wird ein Schnittpunkt ermittelt. Jeder Schnittpunkt wird

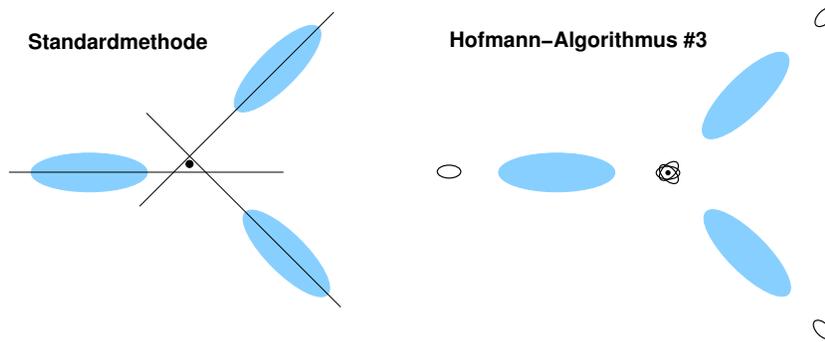


Abbildung 4.4: Die Standardmethode (links) sowie der verbesserte Algorithmus #3 aus Hofmann *et al.* (1999) (rechts). In der Standardmethode wird die Richtung anhand des gewichteten Mittelwertes der Schnittpunkte ermittelt. Der Hofmann-Algorithmus #3 berücksichtigt die einzelnen Bildinformationen, um zu jedem Kamerabild Fehlerellipsen für die Richtung zu bestimmen. Die Überlagerung der Fehlerellipsen ergibt die Richtung und dessen Fehler.

mit dem Sinus des Winkels, unter dem sich die beiden jeweiligen Hauptachsen schneiden, gewichtet. Der Mittelwert aller Schnittpunkte ergibt die Einfallsrichtung. Unter Berücksichtigung der Fehler der Bildanalyse und deren Fortpflanzung kann die Richtungsrekonstruktion verbessert werden. Unterschiedliche verbesserte Rekonstruktionsalgorithmen werden bei Hofmann *et al.* (1999) vorgestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Algorithmus #3 aus dieser Veröffentlichung verwendet, der neben der Standardmethode in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Bei diesem Verfahren werden für den *disp*-Parameter und dessen Fehler die empirischen Abschätzungen

$$disp = 1.4 - 1.25 \frac{width}{length}$$

$$\Delta disp = \max \left(\frac{2.5}{\sqrt{A}}, 0.15 \right)$$

verwendet, um zwei elliptische Regionen (Fehlerellipsen) auf beiden Seiten des Abbildes entlang der großen Halbachse zu bestimmen. Diese beiden Regionen stellen für jedes Kamerabild zwei Möglichkeiten für die Einfallsrichtung dar. Bei einem einzigen Teleskop besteht also eine Zweideutigkeit bezüglich der so rekonstruierten Richtung. Durch die Überlagerung der Fehlerellipsen aus unterschiedlichen Kameras im gemeinsamen Koordinatensystem wird die Zweideutigkeit bei einem stereoskopischen Teleskopsystem aufgehoben und schließlich die Einfallsrichtung und deren Fehler berechnet. Das Prinzip der Standardmethode sowie das des Algorithmus #3 sind in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt. Der Auftreffpunkt des Kernes eines Luftschauers (Kernort) wird in Analogie zu diesem Verfahren in der Beobachtungsebene rekonstruiert. Die Winkelauflösung des Cherenkov-Teleskop-Systems der HEGRA-Kollaboration beträgt typischerweise 0.1 Grad pro Ereignis. Die rekonstruierte Richtung wird meist in Form des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ zwischen Einfallsrichtung und Objektposition dargestellt. Eine

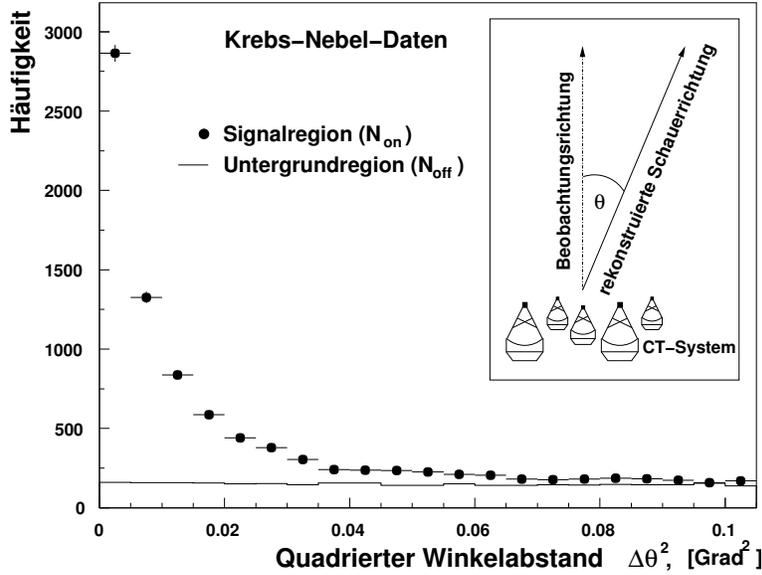


Abbildung 4.5: Verteilung des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ für Daten aus 266 Beobachtungsstunden des Krebs-Nebels. Die Datenpunkte stellen die Messung in der Signalregion dar. Die aus einer Vergleichsregion gewonnene Untergrundverteilung ist als durchgezogenes Histogramm eingezeichnet. Methoden zur Bestimmung des Untergrundes werden in Abschnitt 4.2.3 behandelt. Kleiner Kasten: Zur Definition des Winkels θ .

Verteilung von $\Delta\theta^2$ für Daten aus der Richtung des bekannten Krebsnebels ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Eine schematische Darstellung zur Erläuterung des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ ist dieser Abbildung beigelegt. In der quadrierten Darstellung der Ankunftsrichtung folgt der isotrop einfallende Untergrund (die Kosmische Strahlung) einer Gleichverteilung. Für größere Winkelabstände als hier dargestellt macht sich jedoch der radiale Akzeptanzabfall der Kamera bemerkbar. Der Ereignisüberschuß des Krebs-Nebels ist klar als Anhäufung zu kleinen Werten von $\Delta\theta^2$ zu sehen. Für ein optimales Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wird typischerweise $\Delta\theta^2 < 0.012 \text{ Grad}^2$ gefordert. Die in dieser Arbeit verwendete Optimierung dieses Schnittes wird in Abschnitt 4.2.4 vorgestellt. Falls der gemessene Überschuß photonischer Natur ist, bewirkt ein Schnitt auf $\Delta\theta^2$ bereits eine γ -Hadron-Separation: Durch die gute Winkelauflösung erreicht man eine Konzentration des Signales auf einen kleinen Bereich in $\Delta\theta^2$. Dadurch ist im Signal eine wesentlich geringere Anzahl von Untergrundereignissen enthalten, als bei einer Einzelteleskopanalyse.

4.1.4 Gamma-Hadron-Separation

Eine effektive Trennung von gammainduzierten und hadroninduzierten Luftschauerereignissen (γ -Hadron-Separation) ist in der Cherenkov-Astronomie wegen des geringen Anteils an Gamma-Strahlung gegenüber der Kosmischen Strahlung von entscheidender Bedeutung. Wie im vorangehenden Abschnitt beschrieben, erreicht man bereits durch die gute Winkelauflösung bei Punktquellen eine starke Reduzierung des isotropen Untergrundanteils in der Signalregion. Eine weitere Unterscheidung der Primärteilchenspezies innerhalb des engen Winkelbereiches der Signalregion kann mit den Parametern *width* und *length* erreicht werden. Beispielverteilungen der *width*- und *length*-Parameter

sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Verteilungen für die gammainduzierten Ereignisse wurden durch Subtraktion von Signal- und Vergleichsregionverteilung für Daten des bekannten Krebs-Nebels erzeugt (Differenzverteilungen). Mit einem stereoskopischen

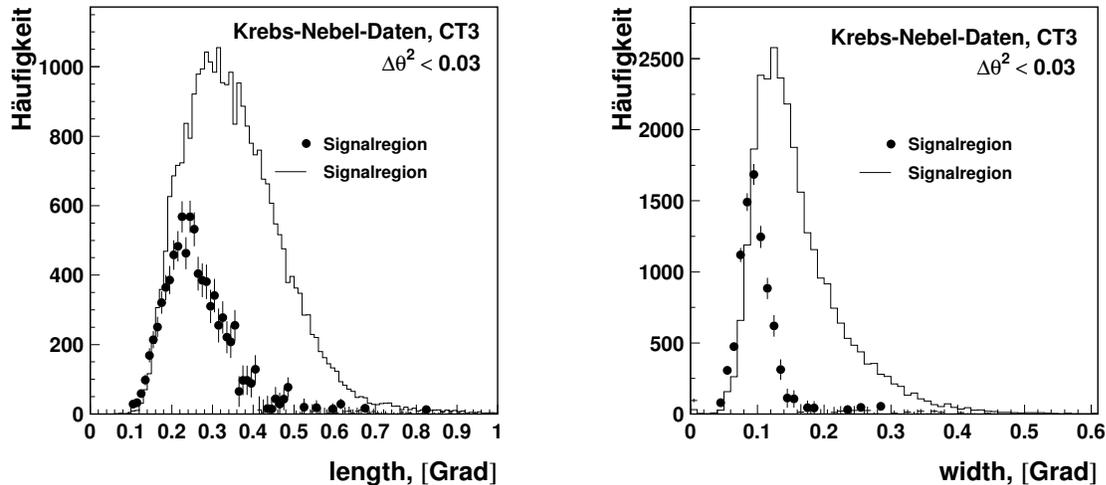


Abbildung 4.6: Verteilungen der Parameter *width* und *length* für gammainduzierte Ereignisse (Datenpunkte) und für hadroninduzierte Ereignisse (Histogramm). Die Verteilungen für gammainduzierte Ereignisse sind Differenzverteilungen aus einer Signalregion und einer Untergrundregion. Eine statistische Separation beider Primärteilchenspezies anhand dieser Parameter ist grundsätzlich möglich.

System läßt sich jedoch eine verbesserte Separation durch Einführung einer mittleren skalierten Bildbreite, der $mscw^1$, erreichen. Die Länge und Breite von Luftschauerbildern hängt von der Energie des Primärteilchens, dem Abstand des Auftreffpunktes vom Teleskop und dem Zenitwinkel der Beobachtung ab: Grundsätzlich steigt die Anzahl von Sekundärteilchen in einem Luftschauer sowie die Ausdehnung desselben mit der Energie des Primärteilchens. Damit wächst auch die Anzahl der emittierten Cherenkov-Photonen, und die integrale Bildamplitude A (*size*) aller ausgelesenen Pixel steigt bei konstanten Zenitwinkel und Kernort an. Aufgrund der größeren Ausdehnung ist dann das Bild eines Luftschauers bei höheren Energien auch breiter und länger. Bei einer gegebenen Energie wird ein Luftschauer in größerer Entfernung (Kernort D_K) ein Abbild mit geringerer Breite und Länge erzeugen. Mit steigendem Zenitwinkel steigt (aufgrund der höheren Luftschichtdicke in Beobachtungsrichtung) auch die Entfernung zwischen Luftschauer und Beobachtungsort, so daß eine höhere Absorption gegeben ist. Damit verkleinert sich das Bild, und die ankommende Lichtmenge, d.h. die *size*, verringert sich.

Da mit der stereoskopischen Beobachtung der Auftreffpunkt des Schauerkernelnes

¹ $mscw = \text{mean scaled width}$

analog zur Richtung für jedes Ereignis rekonstruiert werden kann, ist die Möglichkeit gegeben, die Kenntnis des Kernortes D_K zu berücksichtigen und die Parameter *width* und *length* entsprechend in Abhängigkeit der Energie, des Kernortes und des Zenitwinkels ϑ zu skalieren. Die Abhängigkeit von der Energie wird über den *size*-Parameter berücksichtigt. Der von den drei Parametern *size*, D_K und ϑ aufgespannte Parameterraum wird in diskrete Intervalle der drei Parameter aufgeteilt. Anhand von Monte-Carlo-Simulationen wird eine erwartete mittlere Breite $w_{MC} = w_{MC}(size, D_K, \vartheta)$ für jedes Intervall bestimmt. Die gemessene Breite *width* jedes Ereignisses wird dann in Abhängigkeit der Intervallparameter mit der erwarteten Breite w_{MC} skaliert. Der Mittelwert aller N_{Tel} skalierten Breiten jedes ausgelesenen Teleskopes ergibt die mittlere skalierte Breite *mscw*.

$$mscw = \frac{1}{N_{Tel}} \sum_{k=1}^{N_{Tel}} \frac{width}{w_{MC}}$$

Der so erhaltene *mscw*-Parameter eignet sich sehr gut zur Trennung der gammainduzierten von den hadroninduzierten Ereignissen. Die Häufigkeitsverteilung von Ereignissen des Krebs-Nebels im *mscw*-Raum ist in Abbildung 4.7 graphisch dargestellt.

4.1.5 Energierekonstruktion

Wie bereits erwähnt ist die integrale Bildamplitude A_i (*size*) eines Teleskopes (*i*) eine Funktion der Energie E des Primärteilchens, dem Kernort D_K des Luftschauers und dem Zenitwinkel ϑ der Beobachtung. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen wird eine erwartete Bildamplitude A_{MC} in Abhängigkeit von E , D_K und ϑ bestimmt: $A_{MC} = f(E, D_K, \vartheta)$. Durch eine Umkehr dieser Funktion und durch Einsetzen der gemessenen Größen für jedes der $i = 1$ bis N_{Tel} getriggerten Teleskope ergeben sich N_{Tel} Messungen für die Energien E_i zu: $E_i = g(A_i, D_{K,i}, \vartheta_i)$, wobei g die Umkehrfunktion von f bezeichnet. Der Mittelwert über alle N_{Tel} Werte E_i ergibt die Energie des Primärteilchens (Hofmann 1997). Die relative Energieauflösung des Teleskopsystems beträgt typischerweise $\Delta E/E \approx 20\%$. Diese Auflösung lässt sich durch die Berücksichtigung der Eindringtiefe und einer verbesserten Kernortrekonstruktion (durch Einschränkung der Primärteilchenrichtung) auf etwa 12% verbessern (Hofmann *et al.* 2000). Der systematische Fehler auf die absolute Energieskala liegt im Bereich von 15% bis 20%.

4.2 Datenanalyse

Die Daten der HEGRA-Cherenkov-Teleskope werden in Abschnitten einer Dauer von 20 Minuten auf ein elektronisches Massenspeichermedium geschrieben. Ein solcher Abschnitt wird englisch Run genannt und erhält eine fortlaufende Nummer. Zu jedem Run werden zusätzlich Informationen über Objektname, Anzahl der aktiven Teleskope, Zenitwinkel, tatsächliche Dauer, Beobachtungsmodus, Triggerrate u.v.m. in einer

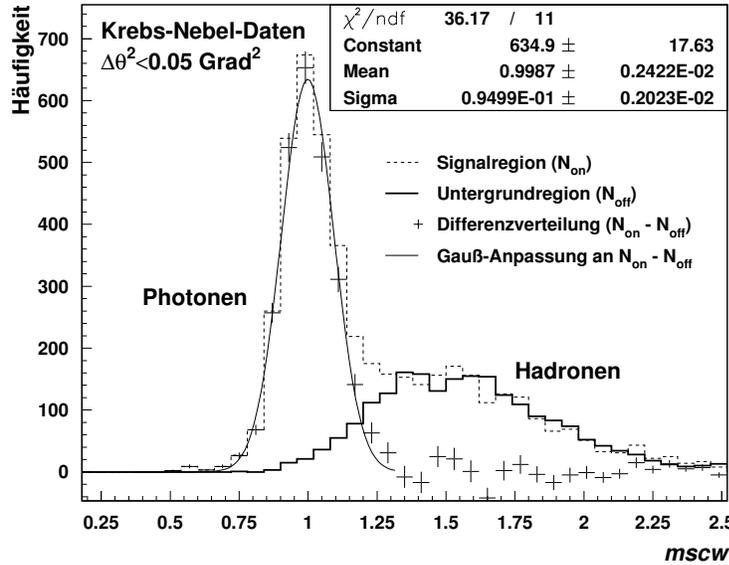


Abbildung 4.7: Ereignisverteilungen im *mscw*-Raum. Das durchgezogene Histogramm stellt die Verteilung aus einer Untergrundvergleichsregion dar. Dies ist die Verteilung der hadroninduzierten Ereignisse. Die Verteilung aus der Signalregion ist als gestricheltes Histogramm eingezeichnet. Die Verteilung der photoninduzierten Ereignisse ergibt sich aus der Differenzverteilung von Signalregion und Vergleichsregion. Die Differenzverteilung ist anhand der Datenpunkte mit Fehlern eingezeichnet. Die Anpassung einer Gauß-Funktion an die photonische Verteilung ist ebenfalls eingezeichnet. Alle Verteilungen wurden aus den Daten des Krebs-Nebels in einem engen Winkelbereich um die Objektposition bzw. der Vergleichsregion gewonnen.

mysql Datenbank gespeichert. Auf der Grundlage dieser Datenbank wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit das awk- und Shell-Skript basierte Programm analyzer entwickelt, das einen automatisierten Ablauf der Analyse von sehr großen Datenmengen ermöglicht und somit eine Bearbeitung in einem vernünftigen Zeitrahmen erlaubt. In diesem Abschnitt soll der Umfang der in dem Programm analyzer enthaltenen Datenbearbeitungsschritte und Analysemethoden vorgestellt und motiviert werden.

4.2.1 Datenbehandlung

In diesem Abschnitt wird auf die Schnitte zur Sicherung einer guten Datenqualität und Rekonstruktion eingegangen. Eine genaue Beschreibung der einzelnen Schnitte findet sich in den folgenden Unterabschnitten. Alle Selektionskriterien sind in Tabelle 4.2 (am Ende dieses Abschnittes) zusammenfassend aufgeführt.

Datenselektion

Jede konsistente Analyse erfordert eine gut verstandene Datenbasis. Neben den durch die Beobachtung selbst vorgegebenen (und bekannten) Parametern wie Zenitwinkel, Anzahl der aktiven Teleskope, Einstellungen der Hochspannung an den Photomultipliern, Zustand der Kameraelektronik, helle Sterne im Gesichtsfeld und Qualität der Auslese übt das Wetter einen starken Einfluß auf astronomische Beobachtungen aus. Der entscheidende Einfluß ist hierbei die optische Qualität der Erdatmosphäre, die durch Wolkenbildung oder feine Staubteilchen in der Luft beeinträchtigt werden kann. Besteht eine Kontamination der Datenmenge mit Daten schlechter Qualität, so kann ein potentiell Signal abgeschwächt oder zerstört werden. Liegt zwischen Entstehungsort der Cherenkov-Strahlung und Beobachtungsort eine Wolkenschicht, so findet eine starke Absorption des Cherenkov-Lichtes insbesondere im interessierenden, blauen Bereich statt. Dabei wird je nach Höhe und Dicke der Wolkenschicht das Bild des Luftschauers angeschnitten und verzerrt oder es geht ganz verloren. Die zweite Ursache der Beeinträchtigung der Wetterqualität ist Staubbildung über dem Beobachtungsstandort. Insbesondere in den Sommermonaten kommt es vor, daß feiner Sahara Staub in die Atmosphäre gelangt und in westlicher Richtung zu den kanarischen Inseln getragen wird. Diese auf den kanarischen Inseln unter *Calima* bekannte Wetterlage verursacht im Gegensatz zur Wolkenbildung eine nahezu homogene Absorption über den gesamten Höhenbereich des sich entwickelnden Luftschauers.

Da keine Informationen über die Höhe der Wolkenschichten oder die Dichte der Staubbildung vorliegen, muß als diskriminierendes Kriterium für die Qualität der Atmosphäre die Triggerrate R_0 des isotrop einfallenden, hadronischen Untergrundes des jeweiligen Runs während der Datennahme verwendet werden. Im Folgenden soll die Triggerrate des hadronischen Untergrundes abkürzend mit Triggerrate bezeichnet werden. Die Triggerrate hängt im wesentlichen vom Zenitwinkel der Beobachtung ϑ , von der Anzahl der aktiven Teleskope l_{Tel} sowie von der aktuellen Einstellung der Hochspannung an den Photomultipliern ab. Die Einstellungen der Hochspannung und die Anzahl der aktiven Teleskope bleibt in der Regel über einen längeren Zeitraum konstant. Ein solcher Zeitraum wird *Hardwareperiode HWP* genannt². In Tabelle 4.1 ist die Aufteilung aller HEGRA-Daten in die einzelnen Hardwareperioden aufgelistet. Für jede HWP sind der Bereich der Nummern der zugehörigen Runs, der zeitliche Abschnitt und die Triggermultiplizität l_{Tel} aufgelistet. Bis einschließlich Hardwareperiode 8 wurde das Teleskop CT2 aus technischen Gründen aus der Analyse ausgeschlossen. Die Triggermultiplizität l_{Tel} bezieht sich auf die Anzahl der in die Analyse einbezogenen Teleskope.

Um ein einheitliches Maß für die Triggerrate zu verwenden, wird die 5-Teleskop-Rate $R_5(\vartheta)$ herangezogen. Dies ist die Rate, welche unter den gleichen Beobachtungsbe-

²Innerhalb einer Hardwareperiode können jedoch zum einen mehrere Runs aufgrund technischer Schwierigkeiten in einer Nacht eine geringere Anzahl l_{Tel} aktiver Teleskope aufweisen, und zum anderen kann die Hochspannung an *einzelnen* Photomultiplier-Röhren aus technischen Gründen verändert worden sein.

Run#	Zeitraum	Hardwareperiode	Triggermultiplizität l_{Tel}
0 – 4979	Sep 1995 – Nov 1996	0	2/3
4980 – 6855	Nov 1996 – Jan 1997	1	4
6856 – 8078	Jun 1997 – Okt 1997	2	4
8079 – 8643	Okt 1997 – Dez 1997	3	4
8644 – 9091	Dez 1997 – Jan 1998	4	4
9092 – 11249	Jan 1998 – Sep 1998	5	4
11250 – 11996	Sep 1998 – Sep 1998	6	4
11997 – 13324	Sep 1998 – Dez 1998	7	4
13325 – 14769	Dez 1998 – Mai 1999	8	4
14770 – 17689	Mai 1999 – Jan 2000	9	5
17690 – 18990	Jan 2000 – Mai 2000	10	5
18991 – 23232	Mai 2000 – Mär 2001	11	5
23233 – 27736	Mär 2001 – Feb 2002	12	5
27737 – 29928	Feb 2002 – Sep 2002	13	5

Tabelle 4.1: Unterteilung der HEGRA Daten in Abschnitte konstanter technischer Bedingungen (*Hardwareperioden*). Angegeben sind der Run-Bereich, der Zeitraum und die Triggermultiplizität l_{Tel} .

dingungen von einem aus 5 Teleskopen bestehendem System beobachtet würde. Hierzu wird ein empirisch bestimmter Faktor $F(l_{\text{Tel}})$ verwendet, um die bei konstanten Wetterbedingungen gemessene Rate $R_0 = R_0(\vartheta, l_{\text{Tel}})$ entsprechend auf den für ein 5-Teleskop-System erwarteten Wert $R_5(\vartheta)$ zu skalieren:

$$F(l_{\text{Tel}}) = 0.86^{(l_{\text{Tel}}-5)}$$

$$R_5(\vartheta) = R_0(\vartheta, l_{\text{Tel}}) \cdot F(l_{\text{Tel}})$$

Der Einfachheit halber wird im Folgenden abkürzend die Schreibweise R_5 verwendet. Innerhalb einer Hardwareperiode kann von einer gleichbleibenden mittleren 5-Teleskop Triggerrate $\langle R_5 \rangle$ ausgegangen werden. Die einzige verbleibende Abhängigkeit ist der Zenitwinkel der Beobachtung. In Abbildung 4.8 ist der Mittelwert $\langle R_5 \rangle$ über alle Runs aus der Hardwareperiode 11 gegen die Altitude ($= 90^\circ - \vartheta$) aufgetragen³. Durch die Anpassung eines Polynomes dritten Grades erhält man eine Parametrisierung, die den Verlauf der Triggerrate in Abhängigkeit des Zenitwinkels wiedergibt. Um eine systematische Unterschätzung der zu erwartenden Rate zu minimieren, werden nur Runs mit einer Rate R_5 von mindestens 7 Hz für die Anpassung verwendet. Für jede Hardwareperiode wurde eine eigene Parametrisierung bestimmt. Aus dieser Parametrisierung wird für jeden Run in Abhängigkeit des Zenitwinkels ϑ des Runs eine erwartete Triggerrate $R_P = R_P(\vartheta)$ errechnet und mit der Rate R_5 verglichen. Runs mit einer Rate $R_5 < 7$ Hz werden in der Analyse grundsätzlich verworfen. Ist die Abweichung nach

³Es gibt ebenfalls eine leichte Abhängigkeit vom Azimutwinkel aufgrund der HEGRA-Systemgeometrie, die hier nicht berücksichtigt wurde.

unten der Rate R_5 von der Rate R_P größer als 20%, so wird der jeweilige Run ebenfalls verworfen.

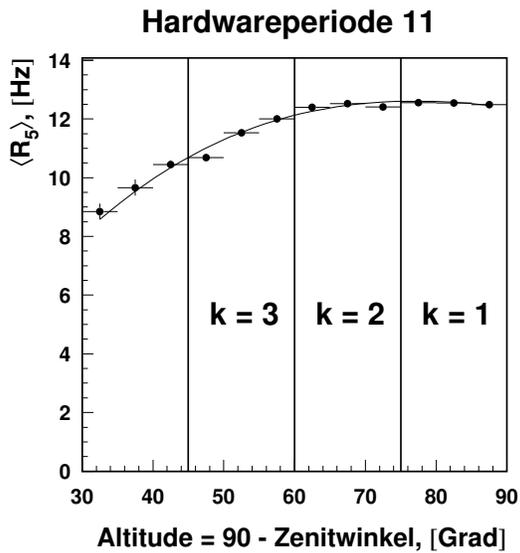


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der 5-Teleskop-Triggerrate R_5 von der Altitude der Beobachtung. Die Punkte entsprechen den Daten aus der Hardwareperiode 11. Die Anpassung eines Polynomes dritten Grades ist als Linie eingezeichnet. Aus der Anpassung wird eine Parametrisierung zur Errechnung der erwarteten Triggerrate R_P in Abhängigkeit des Zenitwinkels gewonnen. Die Indizes $k = 1, 2, 3$ beziehen sich auf eine Unterteilung in Zenitwinkelintervalle die in Abschnitt 4.2.4 verwendet wird.

Die Auslese der einzelnen System-Teleskope läuft über ein 10 Mbit Netzwerk zu einer Zentralstation, die in Verbindung mit dem Datennahmerechner steht. Es kommt häufig vor, daß Ereignisse abgespeichert werden, zu denen nicht die Informationen aller Teleskope vorliegen. Der Bruchteil aller Ereignisse, für die der komplette Informationsumfang vorliegt, wird englisch *fraction of golden events* (oder kurz *golden_frac*) genannt. Es wird gefordert, daß die *golden_frac* mindestens 88% beträgt. Außerdem darf die tatsächliche Dauer eines Runs nicht weniger als 5 Minuten betragen haben, damit aufgrund technischer Schwierigkeiten abgebrochene Runs ausgeschlossen werden.

Zusammenfassend werden somit die folgenden drei Schnitte auf die 20-minütigen Datensegmente angewandt:

$$\begin{aligned} \text{Triggerrate: } & R_5 > 7 \text{ Hz} \\ & |R_5 - R_P| / R_P < 20\% \\ \text{Auslese: } & \textit{golden_frac} > 88\% \\ \text{Rundauer: } & > 5 \text{ Min} \end{aligned}$$

Neben der Sicherstellung einer guten Datenqualität wird durch diese Bedingungen ebenfalls gewährleistet, daß der systematische Fehler auf die Bestimmung von Flüssen und oberen Flußgrenzen klein gehalten wird.

Bildselektion

In einem nächsten Schritt werden für jedes einzelne Teleskop die elliptischen Abbilder (vgl. Abschnitt 4.1.2) der Luftschauber auf ihre Tauglichkeit zur Ereignisrekonstruktion hin untersucht und selektiert. Um eine verlässliche Bestimmung der Bildparameter

zu gewährleisten wird eine Bildgröße (*size*) von mindestens 40 Photoelektronen verlangt. Da die *size* auch von der Energie des Primärteilchens abhängt, erwartet man bei Quellen mit einem steilen Energiespektrum (= weiches Spektrum) vermehrt kleine Werte des *size*-Parameters von photonischen Ereignissen. Wenn nach solchen Quellen gesucht wird, kann es daher sinnvoll sein, diesen Schnitt auch kleiner zu wählen (vgl. Abschnitt 5.2.2). Um zu verhindern, daß Gruppen defekter Photomultiplier (Pixel) die Kamerabilder beschneiden oder verzerren, wird gefordert, daß die Anzahl defekter Pixel in einer Kamera die Zahl 15 nicht überschreitet. Bilder, deren Schwerpunkt sich zu nahe am Kamerarand befindet, können von diesem beschnitten werden. Daher werden Bilder, deren Abstand D zwischen Schwerpunkt und Kamerarand mehr als 78 % des Kameraradius R beträgt, verworfen.

Zusammenfassend ergeben sich die folgenden Schnitte zur Bildselektion:

$$\begin{aligned} \text{Anzahl defekter Pixel:} &< 15 \\ \text{Bildamplitude:} &size > 40 \\ \text{Kamerarandschnitt:} &(R - D)/R < 0.78 \end{aligned}$$

Ereignisselektion

Mit den oben beschriebenen Daten- und Bildselektionskriterien wurde eine konsistente und verstandene Datenbasis geschaffen, auf dessen Grundlage die in Abschnitt 4.1 eingeführten Luftschauerparameter für jedes Ereignis errechnet werden können. Die in die Berechnung und Darstellung der Ergebnisse einfließenden Ereignisse werden anhand der folgenden Auswahlkriterien selektiert:

$$\begin{aligned} \text{Mittlere skalierte Breite:} &mscw < mscw_0 \\ \text{Kernortabstand:} &D_K < D_{K,0} \\ \text{quadratischer Winkelabstand:} &\Delta\theta^2 < \Delta\theta_0^2 \end{aligned}$$

Das Ergebnis einer Beobachtung besteht nach Anwendung dieser Schnitte aus zwei Zahlen:

$$\begin{aligned} N_{\text{on}} &\text{ Anzahl der Ereignisse aus der Signalregion} \\ N_{\text{off}} &\text{ Anzahl der Ereignisse aus der Untergrundregion} \end{aligned}$$

Die Signalregion ist die Himmelsregion mit Radius $R_0 = \sqrt{\Delta\theta_0^2}$ um das beobachtete Objekt herum. Die Untergrundregion ist eine Vergleichsregion, deren Form und Art vom gewählten Untergrundmodell abhängt (Abschnitt 4.2.3). Aus den Zahlen N_{on} und N_{off} können schließlich eine Signifikanz und ein Fluß oder eine obere Grenze auf den Fluß des Objektes berechnet werden. Die für die Signalsuche à priori am besten geeigneten Werte für die obigen Schnitte ($mscw_0$, $D_{K,0}$ und $\Delta\theta_0^2$) wurden aus der Maximierung der Signifikanz eines Krebs-Nebel-Signales bestimmt. Der Krebs-Nebel wird in der TeV-Astronomie häufig als Eichquelle verwendet. Diese Optimierung wird erst in Abschnitt 4.2.4 vorgestellt, und die verwendeten Methoden zur Berechnung der Signifikanz werden erst in Abschnitt 4.2.5 eingeführt, da zunächst verschiedene Grundbegriffe in den nun folgenden Abschnitten geklärt werden sollen.

Datenselektion	Rate	> 7 Hz
	Ratenabweichung	< 20 %
	<i>golden_frac</i>	> 88 %
	Mindestdauer	> 5 min
Bildselektion	# defekter Pixel	< 15
	<i>size</i>	> 40 p.e.
	(R - D) / R	> 0.22
Ereignisselektion	Teleskopmultiplizität	≥ 3
	<i>mscw</i>	< 1.1
	Kernortabstand	< $f_{D_K}(\vartheta)$
	$\Delta\theta^2$	< $f_{\Delta\theta^2}(N_{\text{Tel}}, \vartheta, \text{HWP})$

Tabelle 4.2: Zusammenfassung aller Selektionskriterien. Die einzelnen Schnitte werden im Text behandelt. Die optimalen Schnitte im Kernortabstand D_K und im Winkelabstand $\Delta\theta^2$ werden in Abhängigkeit des Zenitwinkels der Beobachtung ϑ bzw. der Teleskopmultiplizität N_{Tel} , dem Zenitwinkel und der *Hardwareperiode* (*HWP*) in Abschnitt 4.2.4 bestimmt.

4.2.2 Beobachtungsmodi

Grundsätzlich sind zwei Beobachtungsmodi zu unterscheiden: ON/OFF-Beobachtungen und *wobble*-Beobachtungen. Bei ON/OFF-Beobachtungen handelt es sich um die sukzessive Beobachtung des interessierenden Objektes im Zentrum des Gesichtsfeldes (ON-Beobachtung, ON-Run) und einer Vergleichsregion mit gleicher Rektaszension zur Bestimmung des Untergrundes (OFF-Beobachtung, OFF-Run). Eindeutiger Nachteil dieser Beobachtungsmethode ist die zusätzliche Meßzeit, die auf die OFF-Beobachtung verwendet werden muß und somit dem Studium des eigentlich interessierenden Objektes entzogen wird.

Dieser Nachteil ist bei Beobachtungen im *wobble*-Modus nicht gegeben. Die Teleskope werden hierbei so ausgerichtet und gefahren, daß sich die Objektposition nicht im Zentrum des Gesichtsfeldes befindet, sondern um einen Vektor \vec{r} in Deklination vom Zentrum verschoben (Abbildung 4.9). Der Betrag dieses Vektors wird *wobble radius* r genannt. Die Region mit einem Radius $\sqrt{\Delta\theta_0^2}$ um die Objektposition herum ist dann die Signalregion. Wie in Abbildung 4.10 anhand der radialen Verteilung der Untergrundereignisse dargestellt, folgt die Kameraakzeptanz einem radialen Verlauf. Zur Gewährleistung gleicher Akzeptanzen von Untergrund- und Signalregion müssen beide Regionen aus Bereichen mit identischer Akzeptanz gewählt werden. Dies wird dadurch erreicht, daß die Untergrundregion aus *demselben* Run in gleichem Abstand r zum Kamerazentrum wie die Signalregion gewählt wird. Um systematischen Fehlern vorzubeugen, wird für aufeinander folgende Runs das Vorzeichen von \vec{r} gewechselt. Der standardmäßig verwendete Wert für den *wobble radius* r beträgt 0.5 Grad. Durch die zeitgleiche Beobachtung entsteht mit dem *wobble*-Beobachtungsmodus kein Zeitverlust durch dedizierte Untergrundmessungen. In Abbildung 4.9 ist das Prinzip der *wobble*-Beobachtung dargestellt. Eine Möglichkeit zur Verwirklichung von Signal- und

Untergrundregion sowie der zeitliche Verlauf ihrer Positionen innerhalb der Kamera sind ebenfalls dargestellt. Als Folge der *ALT/AZ*-Montierung der Teleskope wandert

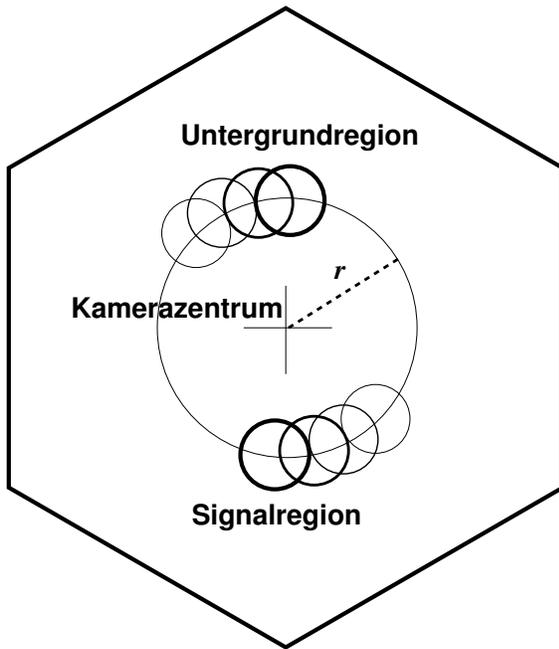


Abbildung 4.9: Prinzip des *wobble*-Beobachtungsmodus. Die Signalregion befindet sich im Abstand r zum Kamerazentrum. Zu diesem symmetrisch im gleichen Abstand befindet sich eine mögliche Untergrundregion. Durch die Bestimmung von Signal und Untergrund aus demselben Run entsteht kein Verlust an Messzeit. Die Rotation der Himmelspositionen mit der Zeit ist durch die unterschiedlich dicken, die Regionen darstellenden Kreise angedeutet.

eine feste Himmelsposition während der Datennahme mit der Zeit in der Kameraebene auf kamerakonzentrischen Kreissegmenten. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methoden zur Untergrundabschätzung werden im folgenden Abschnitt dargestellt.

4.2.3 Methoden zur Untergrundabschätzung

Untergrundabschätzung für *wobble*-Daten

Die einfachste Methode, den Untergrund bei *wobble*-Beobachtungen abzuschätzen, ist bereits im vorangehenden Abschnitt dargestellt worden (vgl. Abbildung 4.9). Mit diesem einfachen Modell ergibt sich das Verhältnis zwischen der Fläche der Signalregion und der Fläche der Untergrundregion zu $\alpha = A_{\text{on}}/A_{\text{off}} = 1$. Bei der Berechnung der Signifikanz (Abschnitt 4.2.5) ist dieser α -Faktor genannte Wert von entscheidender Bedeutung. Um den Fehler auf die Anzahl der Untergrundereignisse zu minimieren, muß die Fläche A_{off} (d.h. die statistische Basis) maximiert werden. Der α -Faktor muß daher bei einem gegebenen A_{on} möglichst klein sein. Eine einfache Vergrößerung der Ausdehnung der Untergrundregion ist aufgrund der radial abfallenden Kameraakzeptanz problematisch. Der Untergrund muß aus einem Bereich mit identischer Akzeptanz gewählt werden. Um dies zu verwirklichen, wird, wie in Abbildung 4.11 schematisch dargestellt, ein kamerakonzentrisches Ringsegment mit einem Öffnungswinkel η , einer Breite β und einem Abstand r (*wobble*-Radius) zum Kamerazentrum verwendet.

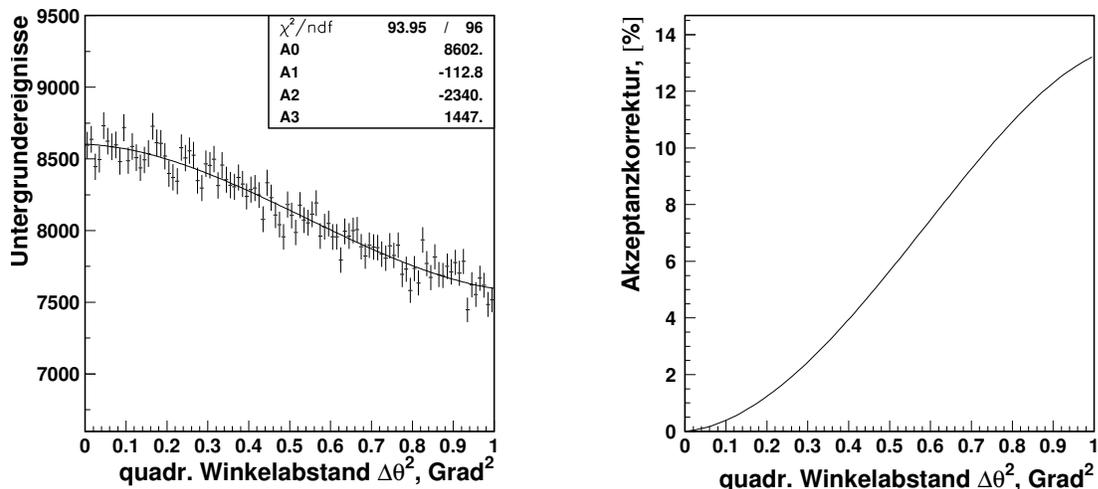


Abbildung 4.10: *Links:* Verlauf der Häufigkeit der Untergrundereignisse im inneren Gesichtsfeld der HEGRA-Teleskope als Funktion des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$. Die Verteilung gibt den Verlauf der radialen Kameraakzeptanz wider. Die Darstellung der Ordinate ist stark Null-unterdrückt. Bei der Abschätzung des Untergrundes muß darauf geachtet werden, daß die Akzeptanz für Signal- und Untergrundregion übereinstimmt. *Rechts:* Radialer Verlauf der Korrektur in Prozent auf die gemessene Anzahl von Untergrundereignissen bei ON-Beobachtungen.

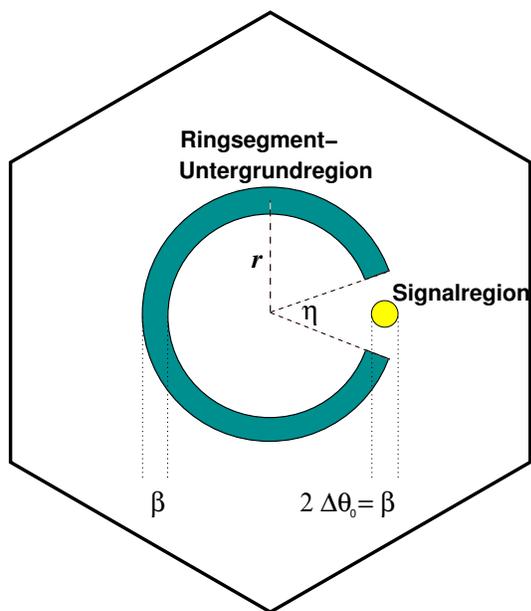


Abbildung 4.11: Darstellung zur Erklärung des Ringuntergrundmodells. Der Untergrund wird aus einer Region bestimmt, die durch ein der Signalregion gegenüberliegendes, kamerazentrisches Ringsegment mit einem Öffnungswinkel η definiert ist. Signalregion und Ringsegment befinden sich im selben Abstand r vom Kamerazentrum, so daß für beide Messungen gleiche Akzeptanz gewährleistet ist. Die Breite des Ringsegmentes ist mit der Ausdehnung $\beta = \Delta\theta_0^2$ der Signalregion identisch.

Untergrundabschätzung für ON-Daten

Liegen bei ON-Beobachtungen auch entsprechende OFF-Daten vor, so geschieht die Bestimmung des Untergrundes, wie bereits erwähnt, anhand der OFF-Daten analog zur

Bestimmung der Signalereignisse mit den ON-Daten. Der α -Faktor ergibt sich dann aus dem Verhältnis der Beobachtungszeiten: $\alpha = T_{\text{on}}/T_{\text{off}}$. Liegen keine dedizierten OFF-Daten vor, so kann die OFF-Region durch einen Kreisring um die ON-Region definiert werden. Da in diesem Fall die ON-Region im Kamerazentrum liegt und der Kreisring weiter aussen, unterscheiden sich die Akzeptanzen für beide Messungen. Dies kann durch einen empirisch bestimmten Korrekturfaktor, der den radialen Akzeptanzabfall beschreibt, berücksichtigt werden. Aus Abbildung 4.10 geht hervor, daß die Akzeptanzkorrektur im interessierenden Bereich bis $\Delta\theta^2 = 0.2$ unter 2% bleibt.

Alternative Untergrundabschätzung

Ein alternatives Modell, daß von der Kamerageometrie und der damit verknüpften Akzeptanzproblematik unabhängig ist, wurde von G. Rowell entwickelt (Rowell 2000, 2003). Diese als *Template*-Modell bezeichnete Methode schätzt den Untergrund nicht aus Vergleichsregionen im Gesichtsfeld ab, sondern macht sich die gute Trennung von photon- und hadroninduzierten Ereignissen mit Hilfe des *mscw*-Parameters zu Nutze. Für eine gegebene Position im Kameragesichtsfeld werden Signal- und Untergrundergebnisse aus demselben *räumlichen* (geometrischen) Bereich aber nicht aus demselben *mscw*-Bereich gezählt: In Abbildung 4.12 ist die Verteilung des *mscw*-Parameters für Ereignisse aus der Richtung der prominenten TeV-Quelle Mrk-421 (BL-Lac-Objekt) mit $\Delta\theta^2 < 0.01$ Grad² dargestellt. Alle Ereignisse im *mscw*-Intervall [1.3,1.6] werden zum Untergrund N_{off} gezählt. Die Signalereignisse N_{on} werden dem Bereich *mscw* < 1.1 entnommen. Der Quotient aus allen Signal- und Untergrundergebnissen im gesamten Gesichtsfeld ergibt den α -Faktor. Der Vorteil dieser Methode ist, daß sowohl Signal- als auch Untergrundergebnisse aus der gleichen Position am Himmel gesammelt werden. Das hat zur Folge, daß beide Datensätze mit fast gleicher Kameraakzeptanz aufgenommen werden. Allerdings folgen die Akzeptanzen für photonische (*mscw* < 1.1) und hadronische Ereignisse nicht exakt dem gleichen radialen Profil. Dieser Unterschied zwischen den Akzeptanzen beider *mscw*-Bereiche muß bei der Bestimmung der Zahl der Untergrundergebnisse berücksichtigt werden. Das *Template*-Untergrundmodell soll im Rahmen der vorliegenden Arbeit zur Erstellung von Signifikanzkarten im gesamten Gesichtsfeld herangezogen werden. Dies wird in Abschnitt 4.2.7 beschrieben. Bei der Analyse von Daten im gesamten Gesichtsfeld ist auch eine nicht-radiale Abhängigkeit zu berücksichtigen, die von dem Zenitwinkelgradienten über das Gesichtsfeld herrührt. Bei Rowell (2003) werden die angesprochenen Korrekturen ausführlich beschrieben.

4.2.4 Optimierung der Ereignisschnitte am Krebs-Nebel

Bei der Suche nach Signalen muß die Sensitivität des Detektors maximiert werden. Das bedeutet, daß ein Satz von Werten für die Schnittparameter gefunden werden muß, der ein optimales Verhältnis von Signal- zu Untergrundergebnissen bei Vorhandensein eines echten Überschusses ergibt. Dies wird anhand der Maximierung der Signifikanz von Daten des bekannten Krebs-Nebels verwirklicht. Der optimale Schnittwert für einen

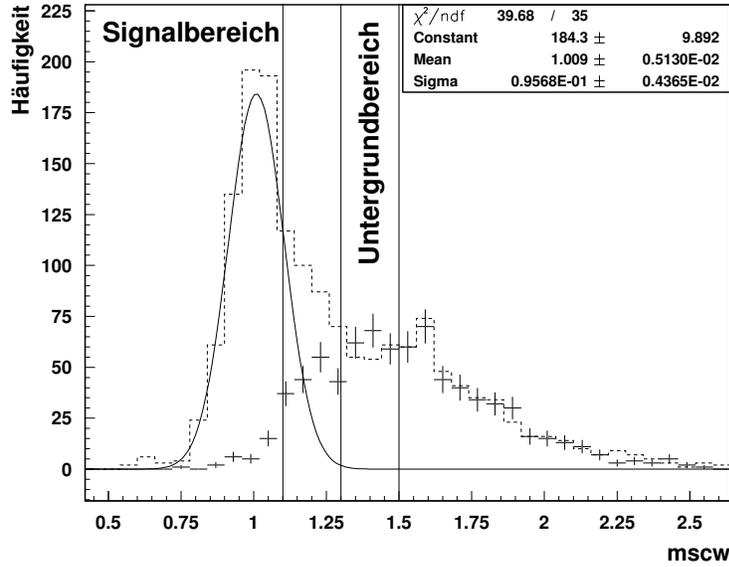


Abbildung 4.12: Separation von photon- und hadroninduzierten Ereignissen aus Daten von Mrk-421 ($\Delta\theta^2 < 0.05 \text{ Grad}^2$) im $mscw$ -Raum. Das gestrichelte Histogramm stellt die Ereignisverteilung aus der Signalregion dar. Die Verteilung aus der entsprechenden Untergrundregion nach dem *wobble*-Modell ist durch die Punkte mit Fehlerbalken dargestellt. Die Differenz beider Verteilungen ergibt die Verteilung der photoninduzierten Ereignisse, die hier zur besseren Übersicht anhand der Gauß-Funktion aus einer Anpassung dargestellt ist (durchgezogene Linie). Im *Template*-Modell werden alle Ereignisse *aus der Signalregion* mit $mscw$ -Werten zwischen $mscw = 1.3$ und $mscw = 1.6$ zum Untergrund gezählt. Die Signalereignisse werden im Bereich $mscw < 1.1$ gezählt.

bestimmten Schnitt ist dann derjenige Wert des Schnittparameters, bei dem die Signifikanz des Krebs-Nebel-Signales maximal ist. Dabei ist zu bedenken, daß die Resultate á priori nur für Objekte mit einem Krebs-Nebel-ähnlichen Energiespektrum gelten. Methoden zur Berechnung von Signifikanzen werden in Abschnitt 4.2.5 besprochen. Die bei einer Optimierung zu berücksichtigenden Schnittparameter sind die folgenden:

- quadratischer Winkelabstand $\Delta\theta^2$
- Kernortabstand D_K
- mittlere skalierte Bildbreite $mscw$

Die optimalen Werte für die obigen Schnittparameter hängen von den folgenden Bedingungen und Parametern der Beobachtung ab:

- Teleskopmultiplizität N_{Tel}
- Zenitwinkel ϑ
- Hardwareperiode HWP

Der Krebs-Nebel als Eich- und Optimierungsquelle

Aufgrund des konstanten Flusses des Krebs-Nebels im TeV-Energiebereich eignet dieser sich hervorragend als Eichquelle bei Flußmessungen. Im allgemeinen werden in der TeV-Astronomie Flüsse in Einheiten des Krebs-Nebel-Flusses angegeben. Der Fluß des Krebs-Nebels entspricht einem *Crab*. Es ist ebenfalls möglich, die Eigenschaften des Detektors bezüglich photoninduzierter Ereignisse anhand dieser Quelle zu studieren. Allerdings mit der Einschränkung, daß die aus dieser Studie gewonnenen Erkenntnisse à priori nur für Quellen mit ähnlichem Spektrum gelten. Da es sich bei dem Krebs-Nebel um eine zweifelsfrei etablierte TeV-Photonen-Quelle handelt, können die Schnitte für eine Signalsuche an den Daten des Krebs-Nebels optimiert werden, indem die Schnitte gesucht werden, bei denen die Signifikanz des Krebs-Nebels maximal wird. Zu beachten ist auch, daß bei einer Suche nach einem Signal, das schwächer als der Krebs-Nebel ist, ein härterer Schnitt in $\Delta\theta^2$ erforderlich sein kann. Dies hängt von der Art des gewählten Untergrundmodells ab. Je nach Untergrundmodell kann es somit erforderlich sein, an einem skalierten oder unskalierten Krebs-Nebel-Signal zu optimieren.

Bei der Schnittoptimierung wird das Maximum der kumulativen Signifikanzverteilung in Abhängigkeit des Schnittparameters (hier $\Delta\theta^2$) gesucht. Der α -Faktor ($\alpha = A_{\text{on}}/A_{\text{off}}$) einer Messung hat bei der Berechnung der Signifikanz einen großen Einfluß. Falls der α -Faktor vom Schnittparameter Abhängt, wird die Form, und damit auch die Position des Maximums, von dieser Abhängigkeit beeinflusst. Im Falle eines Untergrundmodells mit konstantem α -Faktor (d.h. α hängt nicht vom Schnittwert ab) kann analytisch gezeigt werden, daß sich der optimale Schnitt für schwächere Signale gegenüber dem vollen Krebs-Nebel-Signal kaum ändert (Ripken 2002). Dies ist für das *Template*-Modell gegeben. Daher kann der optimale Winkelschnitt für eine Signalsuche mit dem *Template*-Untergrundmodell anhand einer Optimierung an unskalierten Krebs-Nebel-Daten ermittelt werden. Die kumulative Signifikanzverteilung der Krebs-Nebel-Daten aus den Jahren 1996 bis 2002 unter Verwendung des *Template*-Untergrundmodells ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Signifikanz wird bei einem Wert von $\Delta\theta^2 = 0.016$ maximal.

Im Falle des Ring-Untergrundmodells ist der α -Faktor nicht konstant, sondern folgt einem Verlauf proportional zu $\sqrt{\Delta\theta^2}$, wie er in Abbildung 4.14 zu sehen ist. Um zu untersuchen, wie stark der optimale Winkelschnitt $\Delta\theta^2$ von der Stärke des Signales abhängt, wurde ein mit dem Faktor 1/10 skaliertes Krebs-Nebel-Signal $N_{S,0.1}$ bei gleichbleibender Untergrundrate erzeugt. Dies wurde mit der Vorschrift $N_{S,0.1} = (N_{\text{on}} - N_{\text{off}}) \times 0.1 + 0.9 \times N_{\text{off}} + F \times \sqrt{N_{\text{off}}}$ erreicht. Hierbei sind die Zahlen F um 0 zufällig normalverteilte Zahlen, die zur Berücksichtigung der statistischen Schwankungen des skalierten Signales addiert werden. Das unskalierte Signal ($N_{S,1.0}$) ist zusammen mit dem skalierten Signal ($N_{S,0.1}$) in Abbildung 4.15 dargestellt. Im unteren Teil derselben Abbildung sind die kumulativen Signifikanzverteilungen beider Signale in Abhängigkeit des verwendeten Winkelschnittes $\Delta\theta^2$ dargestellt. Der optimale Schnitt in $\Delta\theta^2$ liegt für das unskalierte Krebs-Nebel-Signal bei 0.016 Grad². Nach der Skalierung des Signales mit dem Faktor 0.1 ergibt sich ein optimaler Schnittwert von 0.012 Grad².

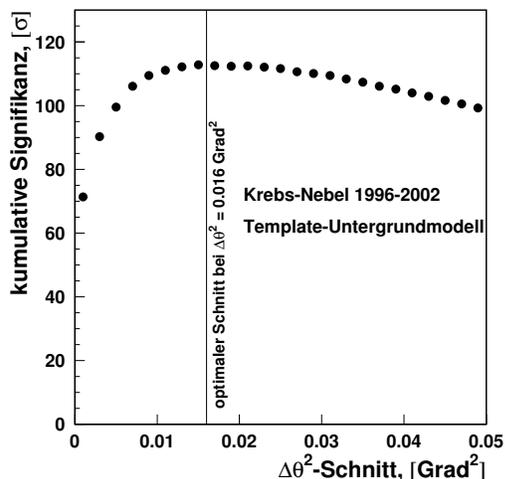


Abbildung 4.13: Kumulative Signifikanzverteilung für alle Daten aus der Richtung des Krebs-Nebels (1996 – 2002) unter Verwendung des *Template*-Modells zur Bestimmung des Untergrundes. Da der Krebs-Nebel eine zweifelsfrei etablierte Quelle von TeV-Gamma-Strahlung ist, kann die kumulative Signifikanzverteilung zur Schnittoptimierung verwendet werden. Der Optimale Schnittwert ergibt sich aus dem Maximum der Verteilung zu $\Delta\theta^2 = 0.016$.

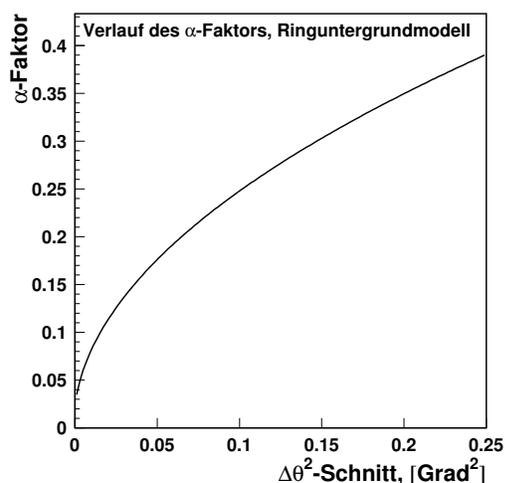


Abbildung 4.14: Verlauf des α -Faktors ($\alpha = A_{\text{on}}/A_{\text{off}}$) in Abhängigkeit des Winkelchnittes $\Delta\theta^2$ im Falle des Ringuntergrundmodells. Im Gegensatz zu Untergrundmodellen mit konstantem α -Faktor, kann hier eine Skalierung des Krebs-Nebel-Signales vor einer Optimierung erforderlich sein (siehe Abbildung 4.15).

für den Datensatz des Krebs-Nebels aus den Jahren 1996 bis 2002.

Schnittoptimierung

Nachdem das Prinzip der Schnittoptimierung bereits im vorangehenden Abschnitt am Beispiel des mittleren Winkelschnittes für Ring- und *Template*-Untergrundmodell demonstriert wurde, wird in diesem Abschnitt auf die Optimierungen des Kernortabstandes, der mittleren skalierten Breite und des Winkelchnittes in Abhängigkeit unterschiedlicher, relevanter Parameter eingegangen.

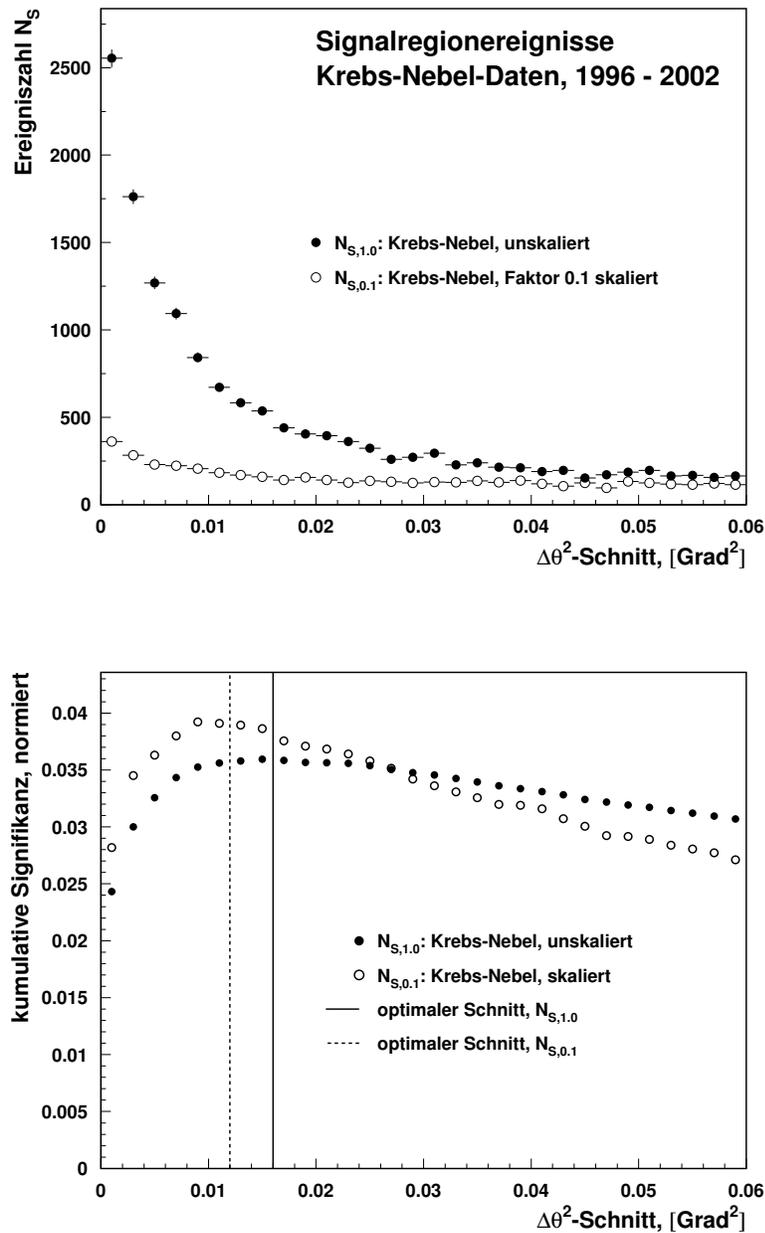


Abbildung 4.15: Oben: Skalierung des Krebs-Nebel-Signales auf ein Zehntel des vollen Flußwertes bei gleicher Untergrundrate. Die vollen Kreise stellen die Ereignisverteilung des unskalierten Signales ($N_{S,1.0}$) dar. Die offenen Kreise bilden die Verteilung des skalierten Signales ($N_{S,0.1}$). Die Fehler werden teilweise von den Symbolen überdeckt. Unten: kumulative Signifikanzverteilungen und optimale $\Delta\theta^2$ -Schnittwerte für $N_{S,1.0}$ und $N_{S,0.1}$. Der optimale Schnittwert für das skalierte Signal wurde ein Bin neben dem Maximalbin gewählt, um nicht zu nah am steilen Abfall der Signifikanz zu kleinen Werten von $\Delta\theta^2$ zu sein.

Kernortabstand D_K : Der optimale Kernortabstand D_K wird im wesentlichen vom Zenitwinkel der Beobachtung ϑ beeinflusst. Das Schauermaximum eines unter hohem ϑ beobachteten Luftschauers befindet sich im allgemeinen in einer größeren Entfernung vom Beobachtungsort als das Schauermaximum des gleichen Luftschauers bei Beobachtungen unter kleinem ϑ . Daher ist die Bildausdehnung eines Luftschauers bei großen Zenitwinkeln geringer, die Form des Schauerabbildes geht von der Ellipsenform zur Kreisform über und die Bilder liegen in der Kameraebene näher im Zentrum. Diese Eigenschaften erschweren die Rekonstruktion sowohl der Richtung als auch des Kernortabstandes (Konopelko *et al.* 1999a). Für Ereignisse mit hohen Zenitwinkeln ist daher ein weicherer Schnitt auf den Kernortabstand notwendig. Die beschriebene

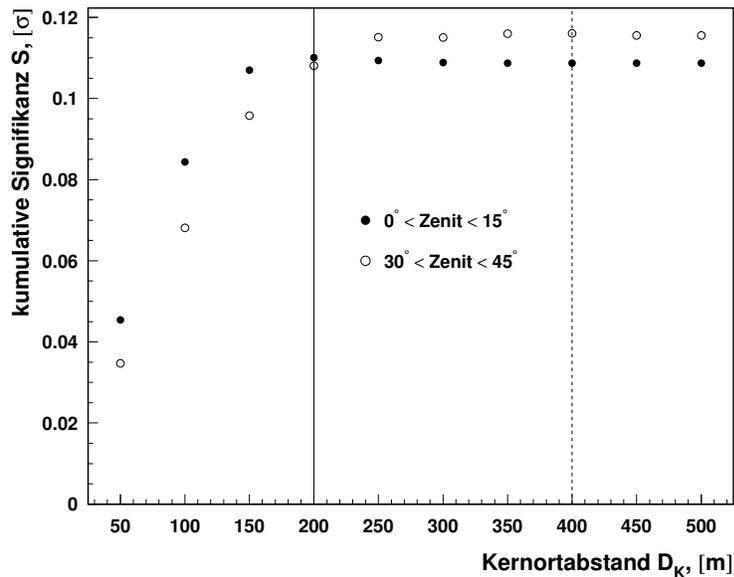


Abbildung 4.16: Verlauf der kumulativen Signifikanz in Abhängigkeit des gewählten Kernort-Schnittes D_K für Daten des Krebs-Nebels. Der besseren Übersicht wegen sind nur zwei Zenitwinkelintervalle dargestellt. Die optimalen Schnitte auf D_K ergeben sich aus dem jeweiligen Maximum der Verteilung und sind durch senkrechte Linien eingezeichnet. Da die Signifikanz oberhalb eines bestimmten, vom Zenitwinkel abhängigen Wert nahezu konstant bleibt, kann der Kernortschnitt auch in einem weiteren Bereich gewählt werden. Bei sehr geringen Ereigniszahlen bietet sich beispielsweise eine Aufweichung des Kernortschnittes an.

Abhängigkeit ist anhand der normierten kumulativen Signifikanzverteilungen für Daten des Krebs-Nebels in Abbildung 4.16 dokumentiert. Die Abhängigkeit ist oberhalb von 200 m nur sehr schwach. Unterhalb dieses Wertes macht sich durch den härteren Schnitt der Verlust an Ereignisstatistik bemerkbar. Aus den jeweiligen Maxima der kumulativen Signifikanzverteilungen ergeben sich für die drei Zenitwinkelintervalle 0° - 15° , 15° - 30° und 30° - 45° jeweils die Kernortschnitte 200 m, 300 m und 400 m. Wie aus

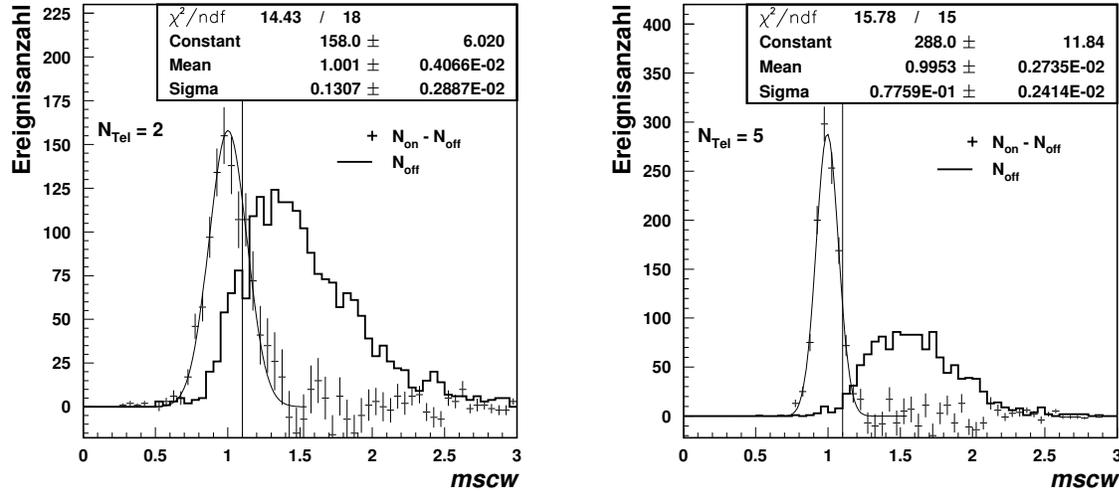


Abbildung 4.17: Verteilungen des *mscw*-Parameters für 2- und 5-Teleskopereignisse aus Daten des Krebs-Nebels. Die Datenkreuze mit Fehlern stellen die Verteilungen der photoninduzierten Ereignisse (Überschußereignisse $N_{\text{on}} - N_{\text{off}}$) dar. Die Histogramme sind die Verteilungen der hadronischen Ereignisse. Der optimale Schnitt zur γ -Hadron-Separation ist als senkrechte Linie bei $mscw = 1.1$ eingezeichnet. Anpassungen von Gauß-Funktionen an die Differenzverteilungen $N_{\text{on}} - N_{\text{off}}$ sind ebenfalls eingezeichnet.

Abbildung 4.16 hervorgeht, ist hier das Maximum der Signifikanz nicht sehr ausgeprägt und mit dem bloßen Auge nicht erkennbar. Ab einem bestimmten, vom Zenitwinkel abhängigen Wert bleibt die Signifikanz in einem weiten Bereich nahezu konstant.

Mittlere skalierte Breite *mscw*: Eine Optimierung des Schnittes auf die mittlere skalierte Breite *mscw* ergibt keine klare Abhängigkeit von den genannten Parametern. Die Bestimmung eines optimalen Schnittes in *mscw* wird von statistischen Fluktuationen dominiert. Eine Mittelung über diese Fluktuationen ergibt, unabhängig von Multiplizität N_{Tel} und Kernortabstand, einen optimalen Wert bei $mscw = 1.1$. Dem Einfluß von schlechtem Wetter auf die Bildbreiten der Luftschauer wird durch die in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Qualitätsschnitte entgegengewirkt. In Abbildung 4.17 sind die Verteilungen des *mscw*-Parameters für 2- und 5-Teleskopereignisse aus Daten des Krebs-Nebels dargestellt. Die Verteilungen sind für 2-Teleskopereignisse wesentlich breiter. Die Separation photoninduzierter von hadroninduzierten 2-Teleskopereignissen im *mscw*-Raum ist wesentlich schlechter als für 5-Teleskopereignisse. Der hadronische Untergrund ist also für $N_{\text{Tel}} = 2$ wesentlich größer als für $N_{\text{Tel}} = 5$. Der optimale Schnitt in *mscw* liegt jedoch unabhängig von der Teleskopmultiplizität bei $mscw = 1.1$ und ist als senkrechte Linie in Abbildung 4.17 eingezeichnet.

Quadrierter Winkelabstand $\Delta\theta^2$: Die Winkelauflösung, und damit der optimale $\Delta\theta^2$ -Schnitt, hängt in erster Linie von der Teleskopmultiplizität N_{Tel} des Ereignisses ab. In Abbildung 4.18 sind die Ankunftsrichtungsverteilungen ($\Delta\theta^2$) der photon-induzierten Ereignisse aus Daten des Krebs-Nebels für 2- und 5-Teleskopereignisse dargestellt. Der besseren Übersicht wegen wurde auf die Darstellung der $\Delta\theta^2$ -Verteilungen der 3- und 4-Teleskopereignisse verzichtet. Für Ereignisse höherer Teleskopmultiplizität verbessert sich die Winkelauflösung. Die kumulative Signifikanzkurve hat ihr Maximum bei kleinerem $\Delta\theta^2$. Daher muß mit steigendem N_{Tel} härter auf $\Delta\theta^2$ geschnitten werden. Aus Abbildung 4.18 wird deutlich, daß die Qualität der 2-Teleskopereignisse sehr schlecht ist. Aufgrund der schlechten Winkelauflösung wird mit dem daraus folgenden weichen Schnitt auf $\Delta\theta^2$ wesentlich mehr Untergrund “aufgesammelt”. Weitere Einflüsse auf die Winkelauflösung sind die Qualität der Spiegeljustierung und der Zustand der Kameraelektronik. Eine Verschlechterung (Verbesserung) der Spiegeljustierung führt naturgemäß zu einer Verschlechterung (Verbesserung) der Winkelauflösung. Die Kameraelektronik betreffend kann eine Kamera mit zum Teil defekten Pixeln, die eine Bildrekonstruktion erschweren, ebenfalls die Winkelauflösung negativ beeinflussen. Um Letzteres zu umgehen, wird von jedem Bild in einem Ereignis gefordert, daß die zugehörige Kamera nicht mehr als 15 defekte Pixel enthält (vgl. Abschnitt 4.2.1). Bei gegebener Hardwareperiode und Teleskopmultiplizität ist für sehr hohe Zenitwinkel (30 – 45 Grad) ebenfalls eine leichte Verschiebung der Winkelauflösung zu höheren Werten hin gegeben. Aufgrund der schlechten Qualität der 2-Teleskopereignisse bezüglich Winkelauflösung und γ -Hadron Separation, werden Ereignisse, bei denen nur zwei Teleskope in die Rekonstruktion eingehen, verworfen. Eine Optimierung des $\Delta\theta^2$ -Schnittes anhand von skalierten Daten des Krebs-Nebels, die alle hier genannten Effekte berücksichtigt, wird in Anhang B vorgestellt.

4.2.5 Methoden zur Berechnung der Signifikanz

Das Ergebnis einer Beobachtung ist die Anzahl der Signalereignisse N_{on} und die Anzahl der Untergründereignisse N_{off} . Wird bei einer endlichen Beobachtung ein positiver Überschuss an Signalereignissen gemessen, so wird die Bedeutungsschwere dieser Abweichung von der Untergründerwartung in Form der Signifikanz berechnet. Die Einheit der Signifikanz ist die Standardabweichung. In der γ -Astronomie wird ein Überschuss erst dann als Signaldetektion bezeichnet, wenn dessen Signifikanz größer oder gleich 5 Standardabweichungen, kurz: 5σ ist. Dies entspricht einer Signalwahrscheinlichkeit von mehr als 0.999997 oder einer Zufallswahrscheinlichkeit von weniger als $3 \cdot 10^{-6}$. Eine Quelle gilt erst dann als etabliert, wenn zwei unabhängige Messungen einen 5σ -Nachweis ergeben. Die Festlegung auf den Wert 5σ hat historische Gründe und wurde vor Einführung der abbildenden Cherenkov-Technik getroffen.

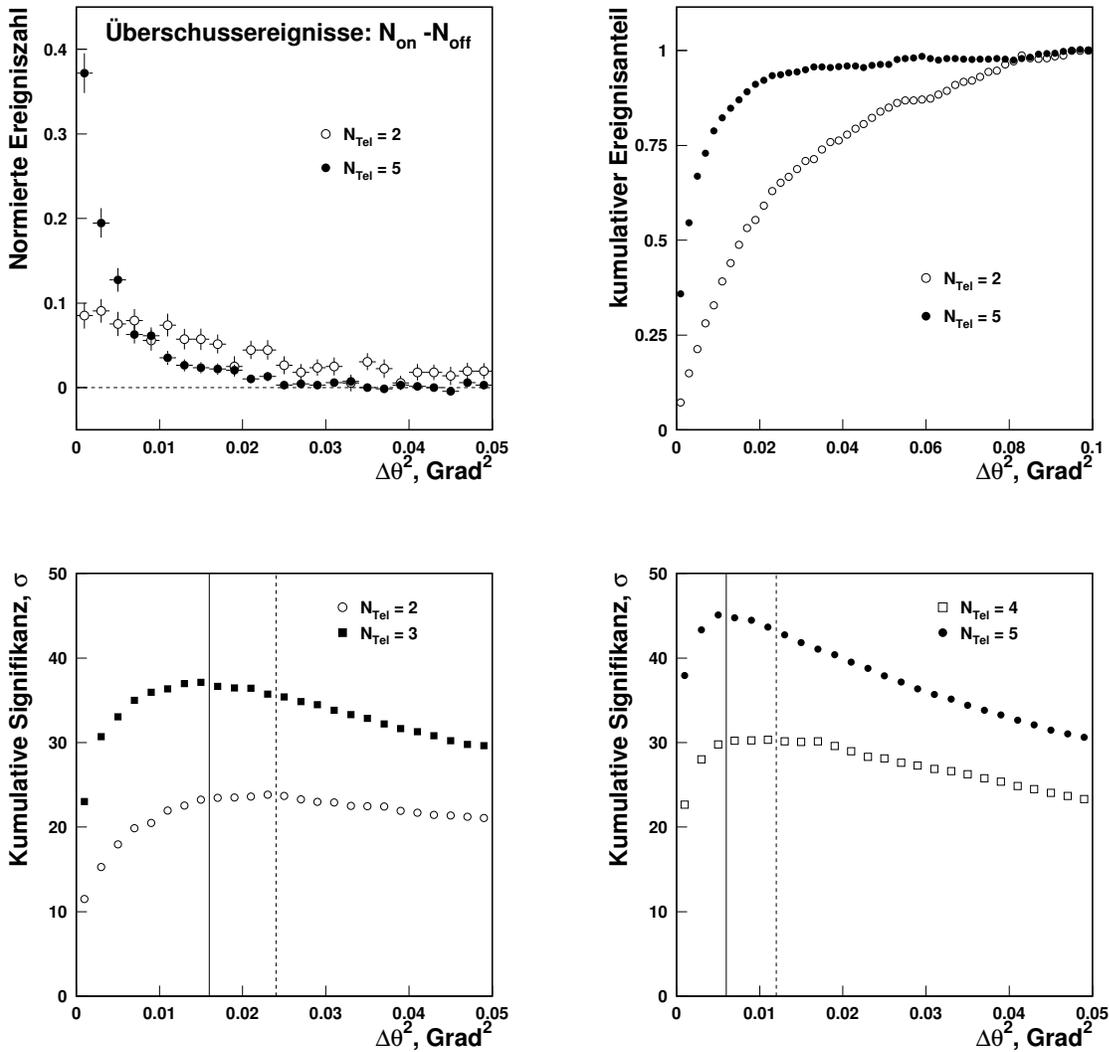


Abbildung 4.18: Oben links: Ankunftsrichtungsverteilungen der Überschussereignisse für 2- und 5-Teleskopereignisse aus Daten des Krebs-Nebels. Oben rechts: von 0 bis $\Delta\theta^2$ integrierter Ereignisanteil der Überschussereignisse gegen $\Delta\theta^2$. Unten: kumulative Signifikanzverteilungen. Aufgrund einer deutlich besseren Winkelauflösung der 5-Teleskopereignisse kann für diese der Schnitt in $\Delta\theta^2$ wesentlich enger gewählt werden. Die für den untersuchten Datensatz optimalen Winkelschnitte sind als senkrechte Linien eingezeichnet. Zur besseren Übersichtlichkeit wurde im oberen Teil auf die Darstellung von 3- und 4-Teleskopereignissen verzichtet.

Gesamtsignifikanz von Datensätzen mit unterschiedlichen α -Faktoren

Zur Berechnung der Signifikanz S wird im allgemeinen auf die Arbeit von Li & Ma (1983) verwiesen, in der eine Formel zur Berechnung der Signifikanz aus den Messungen von N_{on} Signalereignissen und N_{off} Untergrundereignissen hergeleitet wird. Das exakte

Ergebnis der Herleitung ist die folgende Formel aus Li & Ma (1983):

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_{\text{on}} \ln \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right] + N_{\text{off}} \ln \left[(1 + \alpha) \frac{N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right] \right\}^{1/2} \quad (4.1)$$

N_{on} : Anzahl der Ereignisse aus der Signalregion

N_{off} : Anzahl der Ereignisse aus der Untergrundregion

α : Verhältnis der statistischen Basis von Signal- zu Untergrundregion

Ein Problem mit der obigen Formel tritt auf, wenn der Datensatz aus statistisch voneinander unabhängigen Teildatensätzen besteht, die nicht gleiche α -Faktoren aufweisen. Dies ist gerade bei einer stereoskopischen Beobachtung der Fall, da beispielsweise die einzelnen Teleskopmultiplizitäten aufgrund unterschiedlicher Winkelauflösungen auch unterschiedliche Schnitte in $\Delta\theta^2$ erfordern (vgl. Abschnitt 4.2.4). Es ist dann mit Formel 4.1 nicht möglich, die Teildatensätze auf einfache Weise zu addieren. Aus diesem Grund wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit die verallgemeinerte Formel 4.2 zur Berechnung der Gesamtsignifikanz von n statistisch unabhängigen Datensätzen mit unterschiedlichen α -Faktoren α_i ($i = 1, \dots, n$) hergeleitet.

$$S = \sqrt{2} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} \ln \left[\frac{\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)}}{\sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{1+\alpha_i} (N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)})} \right] + \sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)} \ln \left[\frac{\sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{1+\alpha_i} (N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)})} \right] \right\}^{1/2} \quad (4.2)$$

$N_{\text{on}}^{(i)}$ Anzahl der Signalereignisse des i -ten Datensatzes

$N_{\text{off}}^{(i)}$ Anzahl der Untergrundergebnisse des i -ten Datensatzes

α_i α -Faktor des i -ten Datensatzes

n Anzahl der unabhängigen Datensätze

Für $n = 1$ geht diese Formel in Gleichung 4.1 über. Ihre Herleitung findet sich im Anhang, unter Kapitel A.

Zur Überprüfung der Formel 4.2 wurden 10000 Paare $(N_{\text{on}}, N_{\text{off}})$ unabhängiger, in $\Delta\theta^2$ Gleichverteilter Datensätze anhand eines Zufallszahlengenerators erzeugt. Jeder Datensatz ist unterteilt in unabhängige Teildatensätze mit unterschiedlichen Teleskopmultiplizitäten N_{Tel} und unterschiedlichen Zenitwinkeln ϑ . Für jeden Teildatensatz eines Paares wurden zur Ermittlung der Signal- und Untergrundergebnisse unterschiedliche, von N_{Tel} und ϑ abhängige Schnitte auf $\Delta\theta^2$ angewandt, um die Ereigniszahlen $(N_{\text{on}}^{(i)})_{\text{MC}}$ und $(N_{\text{off}}^{(i)})_{\text{MC}}$ (MC steht für *Monte Carlo*) zu bestimmen. Nach Gleichung 4.2 wurde dann für jeden Datensatz die Signifikanz S_{MC} berechnet. Die Verteilung der so erhaltenen Signifikanzen ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Da die zugrundeliegenden Verteilungen aus Zufallszahlen gewonnen wurden, erwartet man ein rein statistisches Verhalten der Signifikanzverteilung, das heißt, eine standardisierte Normalverteilung. Wie aus Abbildung 4.19 zu erkennen ist, entspricht die Verteilung der Signifikanzen sehr gut der Untergrunderwartung. Der gleiche Test ist auch mit realen Daten durchführbar. Dazu wurden Daten des Krebs-Nebels verwendet, wobei als Signalregion $(N_{\text{on}}^{(i)})$

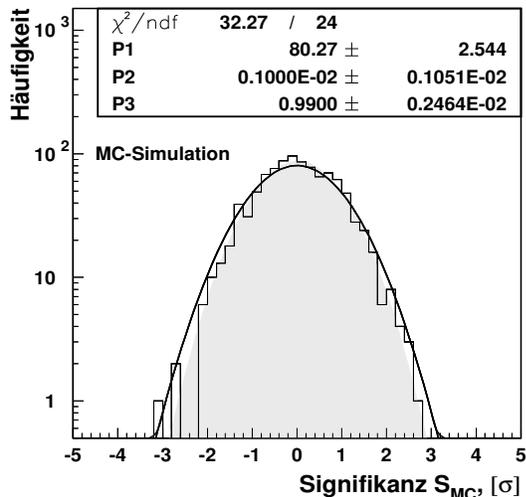


Abbildung 4.19: Verteilung der Signifikanzen S_{MC} der Untergrundsimulationen nach Gleichung 4.2 (Histogramm). Die Anpassung einer Gauß-Kurve mit eingeschränkten Parametern (Mittelwert bei 1.0 ± 0.001 , Breite bei 0.0 ± 0.01) ist als fette Linie eingezeichnet und ergibt einen guten χ^2 -Wert. Die Anpassungsparameter der eingeschränkten Anpassung sind als P1 (Konstante), P2 (Mittelwert) und P3 (Breite) aufgeführt. Eine freie Gauß-Kurvenanpassung ist als grau gefüllte Fläche dargestellt. Die Verteilung der Signifikanzen entspricht der Erwartung an eine Signifikanzformel im Falle reiner Untergrundfluktuationen.

nicht die Position des Krebs-Nebels gewählt wurde, sondern die in Kamerakoordinaten relativ zum Zentrum entgegengesetzte Position (Untergrundregion). Zur Bestimmung des Untergrundes $N_{off}^{(i)}$ wurde die Ringuntergrundmethode verwendet⁴ (Abschnitt 4.11). Da sich im Gesichtsfeld um den Krebs-Nebel herum keine weiteren TeV- γ -Quellen befinden, stellen die so gewonnenen Zahlen $(N_{on}^{(i)})_{CR}$ und $(\alpha_i N_{off}^{(i)})_{CR}$ (CR steht für *cosmic rays*) zwei unabhängige Untergrundmessungen dar. Aus insgesamt 100 Abschnitten des Krebs-Nebel-Datensatzes von jeweils 2.7 Stunden Länge wurden die Ereigniszahlen $(N_{on}^{(i)})_{CR}$ und $(\alpha_i N_{off}^{(i)})_{CR}$ gewonnen. Die Verteilung der Signifikanzen S_{CR} aller 100 Abschnitte nach Gleichung 4.2 ist in Abbildung 4.20 dargestellt.

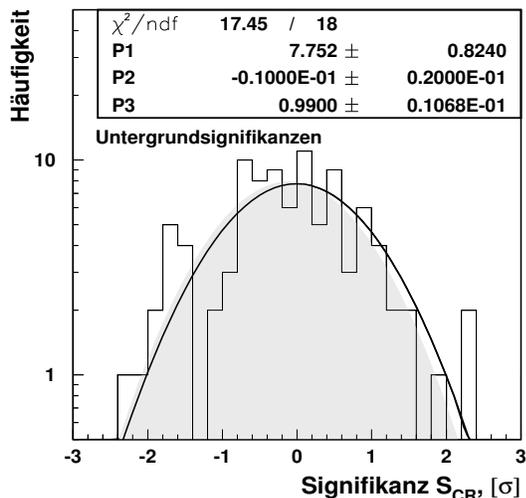


Abbildung 4.20: Verteilung der Signifikanzen S_{CR} der 100 Untergrund-Datensätze aus Krebs-Nebel Daten (Histogramm). Die Signifikanz wurde nach Gleichung 4.2 berechnet. Zwei Anpassungen sind eingezeichnet: eine Standard-Normalverteilung (eingeschränkte Parameter wie in Abbildung 4.19) als fette Linie und eine freie Gauß-Verteilung als grau gefüllte Fläche. Die Verteilung der Signifikanzen S_{CR} stimmt sehr gut mit der Untergrunderwartung überein.

⁴Mit dem Unterschied, daß hier nicht nur die gewählte Signalposition sondern auch die Position des Krebs-Nebels ausgespart wurde.

Geglättete Signifikanz

Bei der Suche nach Quellen im TeV-Energiebereich ist das Signal in der Regel sehr schwach, so daß die gemessenen kumulativen Signifikanzverteilungen von statistischen Schwankungen dominiert sind. Daher kann es vorkommen, daß durch eine statistische Fluktuation des Untergrundes oder des Signales an der Stelle des ermittelten optimalen Schnittes zu viele oder zu wenige Ereignisse gezählt werden. Dann wird die Signifikanz der Messung entweder über- oder unterschätzt. Um dies zu vermeiden, kann das im Folgenden beschriebene, einfache Verfahren zur Glättung der Signifikanz verwendet werden.

Die gegen statistische Fluktuationen empfindlichsten Parameter sind der quadratische Winkelabstand $\Delta\theta^2$ und die mittlere skalierte Breite $mscw$. Die kumulativen Signifikanzverteilungen in Abhängigkeit dieser beiden Schnittparameter sind in Abbildung 4.21 für Daten des BL-Lac-Objektes Mrk-421 dargestellt. Beide Verteilungen

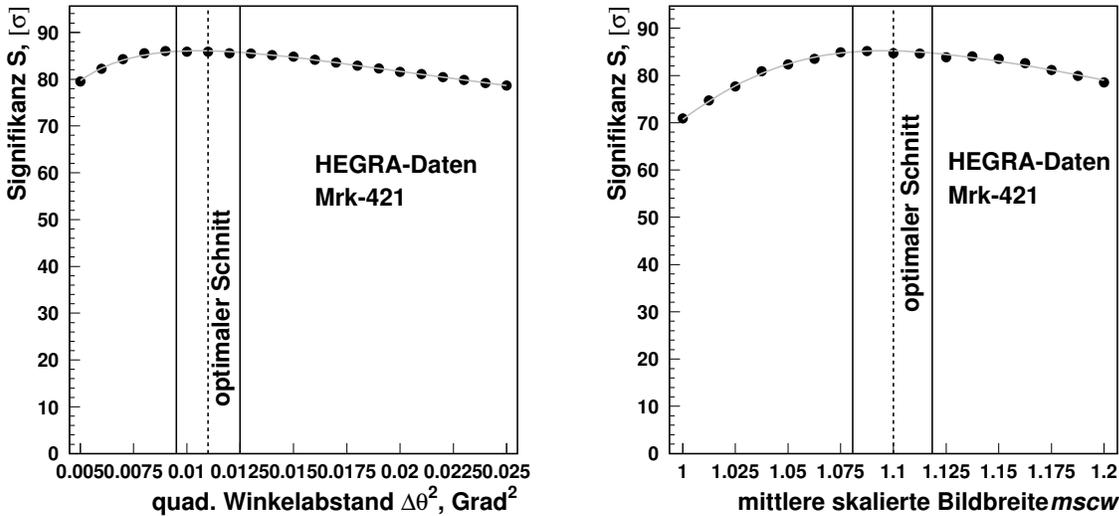


Abbildung 4.21: Verlauf der kumulativen Signifikanzverteilung (Datenpunkte) gegen $\Delta\theta^2$ (links) und $mscw$ (rechts). Anpassungen sind als graue Linien eingezeichnet. In beiden Fällen bildet sich ein Bereich nahezu konstanter Signifikanz aus (senkrechte, durchgezogene Linien). Der optimale Schnitt auf beide Parameter liegt in diesem Bereich und ist jeweils durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet. Eine Mittelung über den Bereich nahezu konstanter Signifikanz ergibt eine gegen statistische Fluktuationen robuste Schätzung der Signifikanz einer Messung (Gleichung 4.3).

weisen einen Bereich nahezu konstanter Signifikanz auf, in dessen Zentrum sich der jeweilige optimale Schnittwert befindet. Eine statistische Schwankung, die zu einer Über- oder Unterschätzung der Ereigniszahl (und damit der Signifikanz) führt, kann dadurch geglättet werden, daß an die kumulativen Signifikanzverteilungen der Daten Funktionen angepasst werden, aus deren Maximum die tatsächliche Signifikanz abgelesen werden könnte. Da die Signifikanzkurve im Bereich um die optimalen Schnitte

herum sehr flach verläuft und die statistischen Schwankungen wesentlich größer als die Variation der erwarteten Signifikanzkurve sind, kann das Maximum der Funktion in erster Näherung durch eine Mittelung über den Bereich nahezu konstanter Signifikanz ersetzt werden. In diesem Bereich ergeben sich in dieser Darstellung $i = 3$ Werte für $\Delta\theta^2$ und $j = 3$ für m_{scw} , und damit 9 Signifikanzwerte σ_{ij} , aus denen eine mittlere, geglättete Signifikanz $\langle S \rangle$ errechnet werden kann:

$$\langle S \rangle = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j \sigma_{ij} \quad (4.3)$$

Da der Funktionsverlauf der Signifikanz im Mittelungsbereich nicht völlig flach, sondern leicht konvex ist, muß der Wert $\langle S \rangle$ kleiner sein (falls $S > 0$) beziehungsweise größer sein (falls $S < 0$) als das Funktionsmaximum. Das heißt, der Absolutbetrag einer positiven Signifikanz wird umso stärker unterschätzt, je konvexer der theoretische Funktionsverlauf ist. Um zu überprüfen, ob die Größe $\langle S \rangle$ ein gutes Maß für die Signifikanz ist und wie stark sie von der tatsächlichen Signifikanz abweicht, kann die Verteilung der Werte $\langle S \rangle_{CR}$ für eine große Anzahl von Untergrundmessungen herangezogen werden. Diese Verteilung ist in Abbildung 4.22 dargestellt. Aus der Anpassung

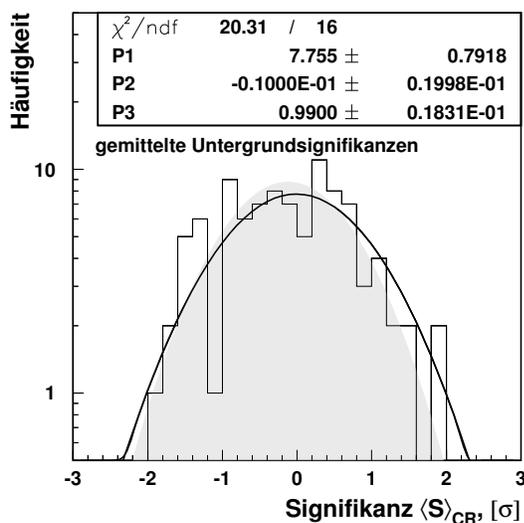


Abbildung 4.22: Verteilung der Größe $\langle S \rangle_{CR}$ für 100 unabhängige, reine Untergrundmessungen (vgl. Abbildung 4.20). Die Anpassung einer Gaußkurve mit eingeschränkten Parametern ist als dicke Linie eingezeichnet. Die Anpassungsparameter sind als P1 (Konstante), P2 (Mittelwert) und P2 (Breite) angegeben. Eine Anpassung mit freigelassenen Parametern ergibt einen Mittelwert bei etwa -0.1. (graue Fläche). Die Übereinstimmung der Verteilung mit der Untergrunderwartung ist gut. Daher kann geschlossen werden, daß die Größe $\langle S \rangle$ innerhalb der Fehler der Anpassung ein gutes Maß für die Signifikanz einer Messung ist.

einer Gaußkurve an die Verteilung ist innerhalb der Fehler keine systematische Verschiebung der Signifikanzen zu höheren oder niedrigeren Werten zu erkennen. Weiterhin kann aus der Anpassung gefolgert werden, daß durch die Mittelung der Absolutbetrag der Signifikanz höchstens um ein Zehntel einer Standardabweichung (σ) unterschätzt wird. Diese Abweichung ist jedoch wesentlich geringer, als die Abweichung, die durch statistische Fluktuationen entstehen kann.

Gleichung 4.3 ist daher eine gute und gegen statistische Fluktuationen robuste Methode zur Berechnung von Signifikanzen.

Berechnung einer Signifikanz für ausbruchartiges Verhalten

Um einen Datensatz auf die Frage hin zu untersuchen, ob ein Überschuß in kurzen Ausbrüchen und nicht über den Beobachtungszeitraum verstreut akkumuliert wurde, kann der sogenannte Kolmogorov-Test angewendet werden (siehe hierzu beispielsweise Brandt (1992)). Ein weiterer Test für die Hypothese ausbruchartigen Verhaltens liefert der von Prahl (1999) entwickelte Exponential-Test. Aus den Kolmogorov- und Prahl-Tests lassen sich Zufallswahrscheinlichkeiten errechnen, die in Signifikanzen S_{Kol} und S_{Prahl} für ausbruchartiges Verhalten konvertiert werden können (Prahl 1999).

4.2.6 Berechnung von oberen Flußgrenzen

Ein, bezüglich einer Signalsuche oder einer Flußmessung, nicht-konklusives Beobachtungsergebnis erlaubt dem Beobachter bei gegebener Sensitivität des Detektors nur eine Abschätzung einer oberen Grenze auf den Fluß aus der Beobachtungsrichtung. Die hier behandelten Flüsse sind integrale Flüsse oberhalb der Energieschwelle E_{thr} der Beobachtung. Der Berechnung von oberen Flußgrenzen liegt das bei Helene (1983) beschriebene Verfahren zugrunde. Bei gegebenen Ereigniszahlen N_{on} und N_{off} wird bei einem bestimmten Konfidenzniveau eine maximale, mit der Signalthypothese verträgliche Anzahl von Überschußereignissen M_S errechnet. M_S wird die obere Grenze des Signalbereichs (*upper limit of peak area*) genannt. Für das Konfidenzniveau wurde hier 99% gewählt. Aus einem Vergleichsdatsatz des bekannten Krebs-Nebels unter gleichen Zenitwinkeln wird die erwartete Anzahl photonischer Ereignisse M_C bei einer Flußstärke von einem *Crab* gewonnen. Die obere Grenze auf den integralen Fluß des beobachteten Objektes in Einheiten des Krebs-Nebel-Flusses ergibt sich dann zu:

$$F_{\text{OG}}^{99\%}(E > E_{\text{thr}}) = \frac{M_S}{M_C} \cdot \frac{t_C}{t_S} [\text{Crab}] \quad (4.4)$$

M_S : obere Grenze der Ereigniszahl im Signalbereich

M_C : Anzahl der Signalereignisse des Krebs-Nebel-Vergleichsdatsatzes

t_S : Beobachtungszeit des Objektes

t_C : Beobachtungszeit des Vergleichsdatsatzes

Zur Berechnung einer oberen Flußgrenze in Einheiten von [Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] wird der bei Aharonian *et al.* (2000) angegebene Fluß des Krebs-Nebels oberhalb von 0.5 TeV verwendet. Unter Berücksichtigung der Energieschwelle E_{thr} der Beobachtung und mit dem auf eine Energieschwelle von 1.0 TeV skalierten Fluß des Krebs-Nebels $\Phi_C = 1.7 \times 10^{-11}$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ergibt sich die obere Grenze auf den integralen Fluß des Objektes zu:

$$\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(E > E_{\text{thr}}) = \Phi_C \cdot E^{-1.6} \cdot F_{\text{OG}}^{99\%}(E > E_{\text{thr}}) [\text{Photonen cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \quad (4.5)$$

Φ_C : Fluß des Krebs-Nebels oberhalb 1.0 TeV

$F_{\text{OG}}^{99\%}(E > E_{\text{thr}})$: Obere Flußgrenze in *Crab*-Einheiten

E_{thr} : Energieschwelle der Beobachtung

4.2.7 Gitterfeldsuchen im Kameragesichtsfeld

Bei der Beobachtung eines bestimmten Objektes interessiert sich der Beobachter in erster Linie für die Messung des Überschusses an der Position des Objektes. Mit jeder Beobachtung stehen jedoch für jede Himmelsposition im Gesichtsfeld der Kamera Beobachtungsdaten zur Verfügung. Zur Auswertung dieser Daten kann eine Gitterfeldsuche im gesamten Gesichtsfeld der Teleskope durchgeführt werden. Wie in Abbildung 4.23 dargestellt, wird auf das Gesichtsfeld ein Punktgitter mit $i \times j$ Punkten und einem Winkelabstand d_P zwischen den Punkten gelegt. Um jeden Punkt (i, j) wird als Signalregion eine Kreisscheibe mit einem Radius $R_0 = \sqrt{\Delta\theta_0^2}$ definiert. Alle Ereignisse, die in diese Kreisscheibe fallen, werden zur Ereigniszahl $N_{\text{on}}(i, j)$ für die dem Punkt (i, j) entsprechende Himmelsposition gezählt. Das Punktgitter in Abbildung 4.23 ist so dimensioniert, daß $d_P = R_0$. Kreisförmige Signalregionen (Bins) gewährleisten eine optimale Anpassung an eine Punktquellensuche. Die daraus folgende Überlappung (*Oversampling*) führt zu statistisch abhängigen Bins. Der optimale Durchmesser R_0 muß abhängig vom verwendeten Untergrundmodell an Daten des Krebs-Nebels optimiert werden. Zur

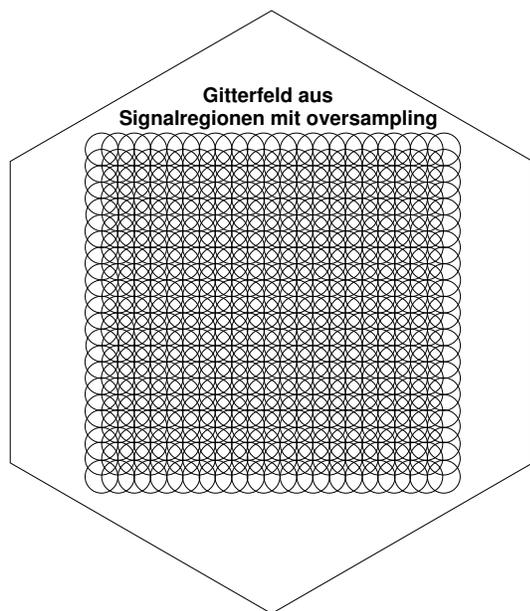


Abbildung 4.23: Prinzip der Gitterfeldsuche mit Oversampling. Das Gesichtsfeld wird in $i \times j$ Punkte unterteilt. Um jeden Punkt wird eine Signalregion mit einem Radius R_0 gelegt. Durch die Überlappung sind die einzelnen Bins statistisch abhängig.

Bestimmung des Untergrundes eignen sich die in Abschnitt 4.2.3 vorgestellten Modelle. Es wurde für die Gitterfeldsuchen darauf verzichtet, die Schnitte in Abhängigkeit der Teleskopmultiplizität, des Zenitwinkels oder der Hardwareperiode zu variieren. Statt dessen werden mittlere Schnittwerte aus den in Abschnitt 4.2.4 hergeleiteten Schnitten verwendet. Der optimale Winkelschnitt für das Ring-Untergrundmodell ergibt sich aus dem Maximum der kumulativen Signifikanzverteilung des auf 10% skalierten Krebs-Nebel-Signales in Abbildung 4.15 (Seite 46). Für das *Template*-Modell ergibt sich der optimale Winkelschnitt aus Abbildung 4.13 (Seite 45). Der Kernortschnitt wird auf einen mittleren Wert von 300 m gesetzt. In Tabelle 4.3 sind die bei den Gitterfeldsuchen verwendeten Schnitte zusammengefaßt. Bei der Beurteilung einer hohen Signifikanz aus

	Ring	Template
$\Delta\theta^2$	$< 0.012 \text{ Grad}^2$	$< 0.016 \text{ Grad}^2$
D_K	$< 300 \text{ m}$	
m_{scw}	< 1.1	

Tabelle 4.3: Verwendete Schnitte bei Punktquellensuchen im Gesichtsfeld anhand der Gitterfeldsuchen mit Ring- und Template-Untergrundmodell.

einer Gitterfeldsuche muß berücksichtigt werden, daß die Aufteilung des Gesichtsfeldes in N Gitterpunkte (Bins), auch N unternommenen *Versuchen* (oder *Trials*) entspricht. Dies kann mit der sogenannten *Post-Trial-Wahrscheinlichkeit* P_t , der eine *Post-Trial-Signifikanz* S_t entspricht, verwirklicht werden. Eine konservative Abschätzung von P_t , bei der das *Oversampling* nicht berücksichtigt wird, ist

$$P_t = 1 - (1 - P)^N.$$

Hierbei ist P die der gemessenen Signifikanz entsprechende Zufallswahrscheinlichkeit und N die Anzahl der *Trials*.

Gitterfeldsuche mit dem Template-Untergrundmodell Das *Template*-Modell eignet sich in besonderem Maße zur Herstellung von Signifikanzkarten im Kamera-gesichtsfeld. Da Signal- und Untergrundregion aus räumlich konsistenten Bereichen stammen (vgl. Abschnitt 4.2.3), haben *lokale* Einflüsse auf die Akzeptanz, wie defekte Pixelgruppen oder Sterne, die gleiche Auswirkung auf beide Ereigniszahlen N_{on} und N_{off} . Der optimale Durchmesser R_0 ergibt sich aus einer Optimierung des Winkelschnittes am gesamten Krebs-Nebel-Datensatz für das *Template*-Modell (siehe Abbildung 4.13, Seite 45). Das Gesichtsfeld wird auf einen Durchmesser von 3.0 Grad um das Kamerazentrum herum beschränkt, um systematische Effekte durch den Kamerarand zu umgehen. Abbildung 4.24 zeigt (vorgreifend zu Kapitel 7.4) die mit der Untergrunderwartung verträglichen, räumliche Verteilung und Häufigkeitsverteilung der Signifikanzen für eine Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld der Daten von NGC 1054 mit dem *Template*-Modell. Es wurde eine auf die Objektposition zentrierte Darstellung gewählt. Die Häufigkeitsverteilung der Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld entspricht der Untergrunderwartung. In Abbildung 4.25 ist das Ergebnis der Gitterfeldsuche mit dem *Template*-Modell in Daten des Krebs-Nebels dargestellt. An der durch einen weißen Kreis markierten Position des Krebs-Nebels ist ein deutlicher Überschuß zu erkennen. Im *Template*-Modell wird der α -Faktor aus dem Quotienten der Summen der Ereigniszahlen $\alpha = \sum N_{\text{on}} / \sum N_{\text{off}}$ bestimmt und ist somit über das ganze Gesichtsfeld konstant (Abschnitt 4.2.3). Da der photonische Überschuß aus der Richtung des Krebs-Nebels signifikant zur Summe $\sum N_{\text{on}}$ beiträgt, wird der α -Faktor leicht überschätzt und es ergibt sich eine Verschiebung der Signifikanzverteilung zu kleineren Werten hin. Dieser Effekt tritt immer dann auf, wenn im Gesichtsfeld eine starke Gamma-Quelle vorhanden ist.

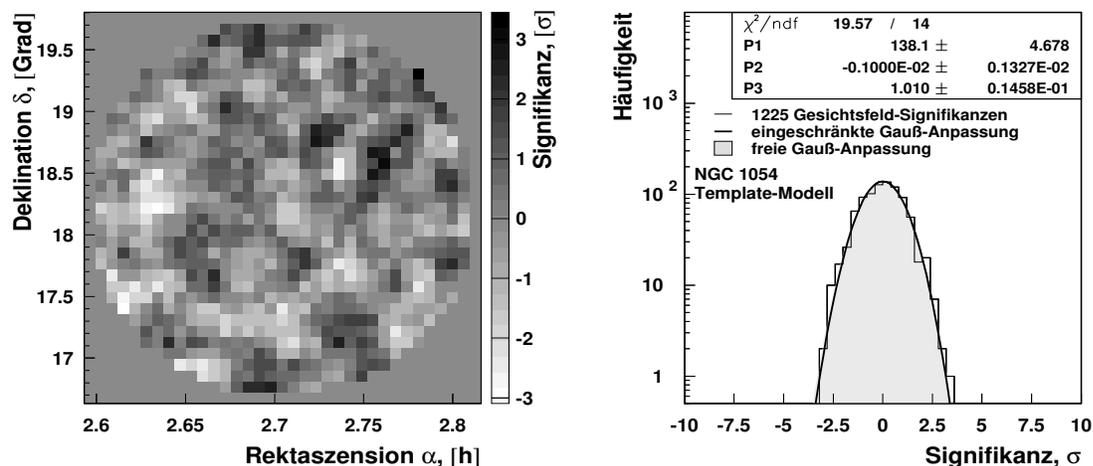


Abbildung 4.24: *Links:* Gitterfeldsuche mit dem *Template*-Modell im Gesichtsfeld von NGC 1054. *Rechts:* Verteilung aller Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld (Histogramm). Eine eingeschränkte Gauß-Kurvenanpassung mit $P2 = 0.000 \pm 0.001$ (Mittelwert) und $P3 = 1.00 \pm 0.01$ (Breite) ist als fette Linie eingezeichnet. Ebenfalls dargestellt ist eine freie Anpassung (graue Fläche). Die Verteilung der Signifikanzen entspricht im Rahmen der Anpassungsfehler der Erwartung bei einer reinen Untergrundmessung.

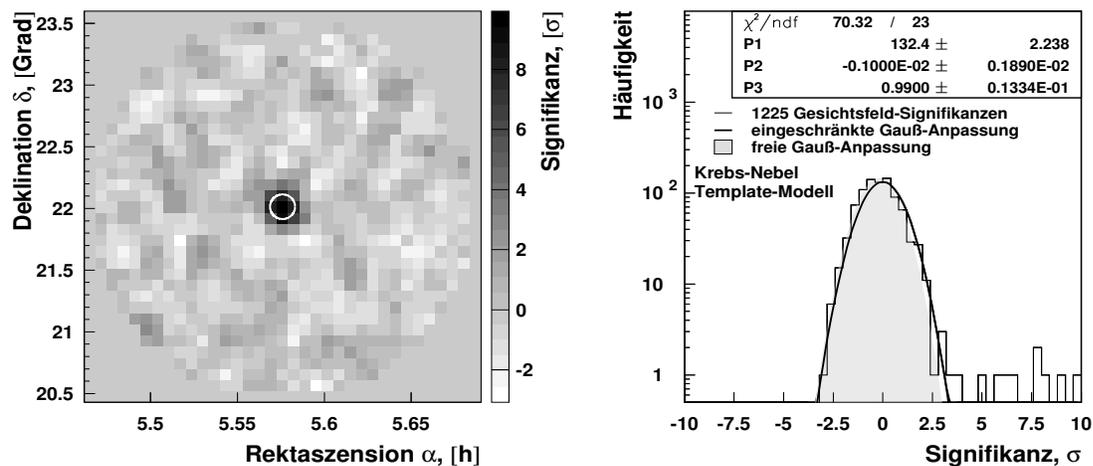


Abbildung 4.25: *Links:* Signifikanzkarte im Gesichtsfeld des Krebs-Nebels unter Verwendung des *Template*-Modells. Die Position des Krebs-Nebels ist als weißer Kreis mit einem Radius von 0.1 Grad (ereignisweise Winkelauflösung) gekennzeichnet. *Rechts:* Die Verteilung aller Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld. Die dargestellten Anpassungen (vgl. Abbildung 4.24) zeigen im Kern Standard-Normalform. Sämtliche Abweichungen von der Untergrunderwartung ($S > 3\sigma$) stammen aus der Region um die Krebs-Nebel-Position herum.

Gitterfeldsuche mit dem Ring-Untergrundmodell Auch das Ring-Untergrundmodell kann für eine Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld herangezogen werden. Hierbei wird die Untergrundregion für jede Position (i, j) definiert als das zum Kamerazentrum konzentrische Ringsegment mit dem Öffnungswinkel η , welches im gleichen Abstand zum Kamerazentrum wie der Punkt (i, j) liegt (vgl. Abschnitt 4.2.3, Abbildung 4.11, Seite 41). Für jede Position (i, j) wird nach Formel 4.1 die Signifikanz der TeV- γ -Emission errechnet. Die Daten müssen nach dem Vorzeichen des Versatzes der Quelle in Deklination (*wobble*-Radius, vgl. Abschnitt 4.2.2) getrennt werden, da für beide Datensätze die Kamerazentren nicht übereinstimmen. Im Gegensatz zur Gitterfeldsuche mit dem *Template*-Modell wurde für die Gitterfeldsuche mit dem Ring-Untergrundmodell keine Zenitwinkelkorrektur eingeführt. Sie dient daher nur der untergrundunabhängigen Überprüfung der *Template*-Gitterfeldsuche. Am Beispiel von NGC 1054 ist in Abbildung 4.26 das mit einer Untergrunderwartung verträgliche Ergebnis einer Gitterfeldsu-

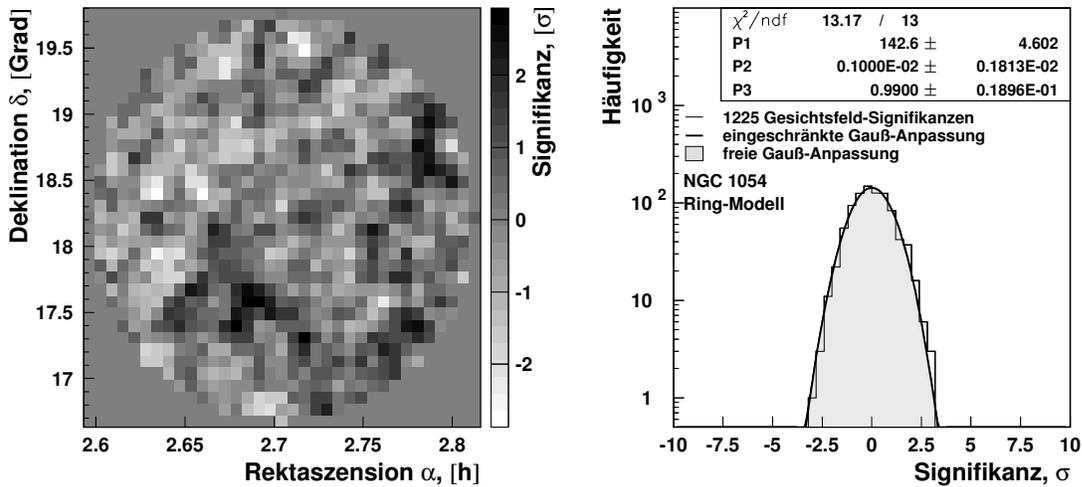


Abbildung 4.26: *Links:* Signifikanzkarte des Gesichtsfeldes der Beobachtungen von NGC 1054 unter Verwendung der Ring-Untergrundmethode. *Rechts:* Verteilung der Einträge aus der Signifikanzkarte. Im Falle einer reinen Untergrundmessung erwartet man eine Standard-Normalverteilung der Signifikanzen. Die Anpassung einer Gaußkurve mit festgehaltenen Parametern (vgl. Abbildung 4.24) ist als durchgezogene Linie eingezeichnet und resultiert in einem sehr guten χ^2 -Wert. Eine freie Anpassung ohne Einschränkung der Parameter (grau gefüllte Fläche) ergibt fast identische Werte. Wie im Falle der Gitterfeldsuche mit dem *Template*-Modell (Abbildung 4.24) stimmt das Ergebnis mit der Untergrunderwartung überein.

che unter Verwendung des Ring-Untergrundmodells dargestellt. Der abgebildete Himmelsausschnitt ist auf die Kameramitte zentriert. Die Verteilung der Signifikanzwerte aller Bins folgt einer Gauß-Verteilung mit einem Mittelwert von 0 und einer Breite 1. Dies entspricht der Erwartung bei einer reinen Untergrundmessung. In Abbildung 4.27 ist eine Gitterfeldsuche mit dem Ring-Untergrundmodell in 2.3 h Daten des Krebs-Nebels dargestellt. Die Position des Krebs-Nebels ist mit einem weißen Kreis mit Radius 0.1 Grad (Winkelauflösung des Detektors) gekennzeichnet. Die Verteilung der Signifikanzen im Gesichtsfeld folgen innerhalb der Fehler einer Standard-Normal-Form mit Ausnahme der Einträge an der Position des Krebs-Nebels. In Abbildung 4.28 ist

der Verlauf des α -Faktors im Kameragesichtsfeld für das Ringuntergrundmodell dargestellt. Zum Rand hin sinkt der α -Faktor, da hier die Untergrundregionen immer größer werden. Im zentralen Bin ist ein kamerakonzentrisches Ringsegment, mit gleicher Akzeptanz wie die Signalregion nicht mehr möglich. Hier muß statt dessen ein Ring um die Signalregion gewählt werden. Die abweichende Akzeptanz der Untergrundregion gegenüber der Signalregion muß gemäß der in Abbildung 4.10 (Seite 41) dargestellten radialen Abhängigkeit korrigiert werden.

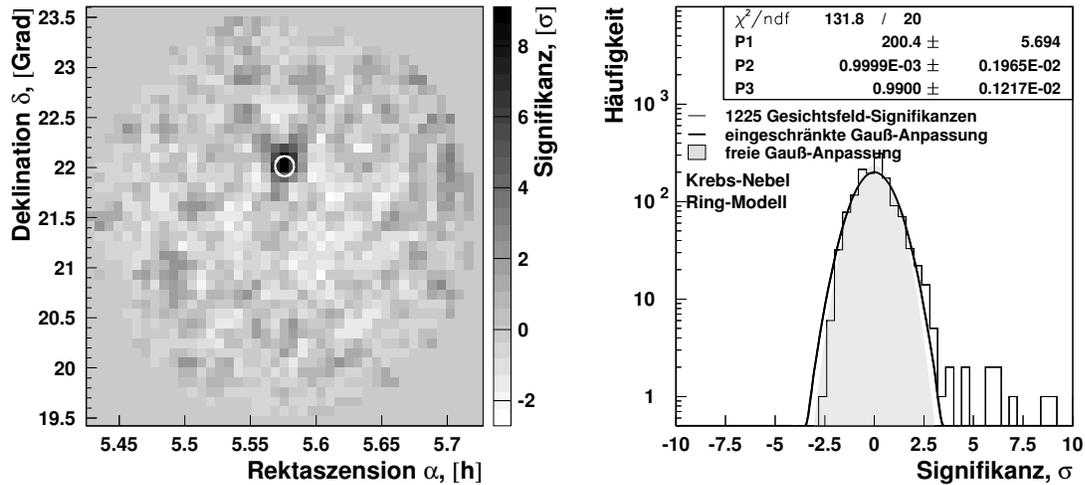


Abbildung 4.27: Links: Signifikanzkarte des Gesichtsfeldes aus Beobachtungen des Krebs-Nebels mit Hilfe des Ring-Untergrundmodells. Die Position des Krebs-Nebels ist als weißer Ring gekennzeichnet. Der Radius des Rings entspricht der Winkelauflösung der HEGRA-Teleskope. Rechts: Verteilung der Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld. Die Anpassung einer Gauß-Funktion mit der Forderung nach einem Mittelwert von 0.000 ± 0.0001 (P2) und einer Breite von 1.00 ± 0.01 ist als fette Linie eingezeichnet. Die Anpassung mit freien Parametern (grau schattierte Fläche) stimmt sehr gut mit der im Kern erwarteten Standard-Normalverteilung überein. Der Überschuß.

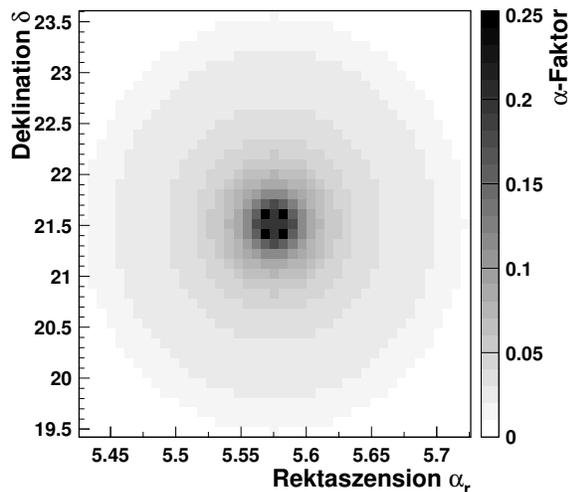


Abbildung 4.28: Verlaufsprofil des α -Faktors für die Ring-Untergrundmethode im Gesichtsfeld. Mit größer werdenden Untergrundregionen zum Rand hin verkleinert sich der Wert für den α -Faktor. Im Kamerazentrum kann kein Ring mit gleichem Abstand zum Zentrum wie die Signalregion gewählt werden. Hier muß zur Bestimmung des Untergrundes ein Ring um die Signalregion gelegt werden. Die Anzahl der Ereignisse muß hier mit dem radialen Akzeptanzabfall korrigiert werden.

Kapitel 5

Luftschauersimulation

In diesem Kapitel werden Simulationsrechnungen verwendet, um optimale Schnitte für den Nachweis von Quellen mit steilen Energiespektren sowie von Quellen mit ausgehnter Emission zu bestimmen. Weiterhin wird aus Simulationen eine Parametrisierung für die Energieschwelle der Beobachtung bei Anwendung der in dieser Arbeit verwendeten Schnitte ermittelt.

5.1 Simulation von Luftschauern mit **CORSIKA** und Detektorsimulation mit **sim_telarray**

Zur Simulation von ausgedehnten Luftschauern wurde das Programmpaket **CORSIKA** verwendet. **CORSIKA** ist ursprünglich für das Karlsruher Luftschauerexperiment **KASKADE** entwickelt worden und wurde von zahlreichen Experimenten im Bereich der Kosmischen Strahlung übernommen. Bei der Simulation eines ausgedehnten Luftschauers mit **CORSIKA** wird der aktuelle Wissensstand über die elementaren Wechselwirkungen sowie über die Propagation der Sekundärteilchen in der Erdatmosphäre berücksichtigt. Dabei stehen unterschiedliche Wechselwirkungsmodelle zur Verfügung. Das für die Entwicklung von elektromagnetischen Kaskaden relevante Paket ist das **EGS4**-Paket (*Electron Gamma shower program version 4*). Dieses Programmpaket behandelt e^+e^- -Annihilation, Bhabha-Streuung, Bremsstrahlung, Møller-Streuung, Vielfachstreuung, Compton-Streuung, Paarerzeugung, photoelektrische Reaktion sowie Photoproduktion. Die verwendeten Extrapolationen des Wirkungsquerschnittes für Photoproduktion zu höheren Energien stimmen mit Messungen der H1- und Zeus-Kollaborationen überein. Für jedes Teilchen im Luftschauer werden Ankunftsrichtung, Ankunftszeit, Erzeugungshöhe sowie Auftreffpunkt berechnet. Weiterhin wird die Emission des Cherenkov-Lichtes der geladenen Sekundärteilchen berechnet und gespeichert. Zur Begrenzung der Datenmenge werden nur diejenigen Cherenkov-Photonen abgespeichert, die auf der Beobachtungsebene 4 m durchmessende, den Teleskoppositionen entsprechende Sphären durchqueren. Jeder simulierte Luftschauer kann auf der Beobachtungsebene innerhalb einer kreisförmigen Fläche mehrfach eingestreut werden. Dadurch wird jeder simulier-

te Schauer mehrfach verwendet, so daß höhere Ereigniszahlen bei geringfügig höherer Rechenzeit erreicht werden. Eine detaillierte Beschreibung der Physik sowie der Benutzeroptionen in CORSIKA findet sich bei Heck *et al.* (1998).

Der Nachweis des im Luftschauder emittierten Cherenkov-Lichtes wird mit dem Programmpaket `sim_telarray` simuliert. Hierbei werden die wellenlängenabhängige Absorption des Cherenkov-Lichtes in der Atmosphäre, die Lichtführung im optischen System (Spiegel und Lichttrichter), die Eigenschaften der Pulse in den *Photomultipliern* und deren Digitalisierung, die Triggerlogik sowie die Auslese der Teleskope berücksichtigt.

5.2 Ergebnisse

5.2.1 Monte-Carlo-Datenbasis

Die in den folgenden Abschnitten vorgestellten Untersuchungen beziehen sich teilweise auf den Energiebereich in der Nähe der Schwelle des Detektors. Daher wurden die meisten Simulations-Datensätze im Bereich niedriger Primärteilchenenergien, zwischen 0.25 TeV und 5.00 TeV, erzeugt. Weiterhin wurden der Zenitwinkel der Beobachtung ($5^\circ \leq \vartheta \leq 60^\circ$) und die Ausdehnung sowie der Spektralindex der als Potenzgesetz angenommenen Emission variiert. In Tabelle 5.1 sind alle simulierten Monte-Carlo-Datensätze (MC-Datensätze) aufgelistet, die in die Untersuchungen dieser Arbeit eingingen. Im Folgenden sollen zur Überprüfung der Qualität die wichtigsten Eigenschaften der simulierten Photonen mit realen Daten aus der Richtung des Krebs-Nebels verglichen werden. Eine ausführliche Behandlung dieses Themas findet sich bei Horns (2001). Zum Vergleich der Simulation mit realen Daten wurden hier 160 Stunden Beobachtungsdaten aus der Richtung des bekannten Krebs-Nebels herangezogen. Die jeweils erzeugten Verteilungen der Überschußereignisse ergeben sich aus der Differenz der Signal- (N_{on}) und Untergrundverteilungen (N_{off}).

Die Winkelauflösung des Detektors läßt sich anhand der Verteilung der rekonstruierten quadrierten Winkelabstände $\Delta\theta^2$ der Überschußereignisse (Signalverteilung) bestimmen. In Abbildung 5.1 sind die Signalverteilungen für simulierte Photonen (Datensatz 372, $\vartheta = 15$ Grad) und 160 Stunden Daten aus der Richtung des Krebs-Nebels dargestellt. Hierbei wurde der Zenitwinkel der Krebs-Nebel-Daten auf Werte unter 20 Grad beschränkt (Mittelwert $\langle\vartheta\rangle = 15$ Grad). Zur Bestimmung der Winkelauflösung σ wird eine Funktion der Form $f(\Delta\theta^2) = \text{Konst} \cdot \exp[-\Delta\theta^2/(2\sigma^2)]$ an die Verteilung angepaßt¹. Es ist eine gute Übereinstimmung festzustellen.

Die Verteilungen der mittleren skalierten Bildbreiten (*mscw*) der simulierten Photonen und der Krebs-Nebel-Daten sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Anpassung einer Gaußkurve ergibt erwartungsgemäß einen Mittelwert bei 1.0 und eine Breite von 0.1. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten zu sehen.

Ein Vergleich der differentiellen Energieverteilungen von simulierten und realen Daten ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Auch hier ist die Übereinstimmung von Simulation und Daten gut.

¹Im allgemeinen wird die Winkelauflösung als Breite σ' der zweidimensionalen, gaußförmigen Signalverteilung verstanden. Es gilt $\sigma' = \sqrt{2} \sigma$

Datensatznummer	Primärenergie [TeV]	α	ϑ [Grad]	R [Grad]	Ereignisse
324	0.25–5.00	2.6	10	0	17000
325		2.6	15	0	17000
326		2.6	20	0	17000
327		2.6	25	0	17000
328		2.6	30	0	17000
329		2.6	35	0	17000
330		2.6	40	0	17000
331		2.6	45	0	17000
332		2.6	50	0	17000
333		2.6	55	0	17000
334		2.6	60	0	17000
340	0.35–10.0	2.6	35	0.1	2000
341		2.6	35	0.3	2000
342		2.6	35	0.5	2000
343		2.6	35	0.7	2000
350	0.25–5.00	2.0	10	0	1000
351		2.5	10	0	1610
352		3.0	10	0	2600
353		3.5	10	0	4190
354		4.0	10	0	6760
355		4.5	10	0	10900
356		5.0	10	0	17570
359		1.5	10	0	620
360		1.0	10	0	385
371		0.25–5.00	2.6	10	0
372	2.6		15	0	40000
373	2.6		20	0	40000
374	2.6		25	0	40000
375	2.6		30	0	40000
376	2.6		35	0	40000
377	2.6		40	0	40000
378	2.6		45	0	40000
379	2.6		50	0	40000
380	2.6		55	0	40000
381	2.6		60	0	40000

Tabelle 5.1: Liste der wichtigsten Parameter der simulierten MC–Runs. Neben der Runnummer sind der Energiebereich der Primärteilchenenergie, der Spektralindex α , der Zenitwinkel ϑ , die Quellausdehnung (Radius R) sowie die Anzahl der simulierten Ereignisse angegeben. Es wurden ausschließlich Photonen simuliert.

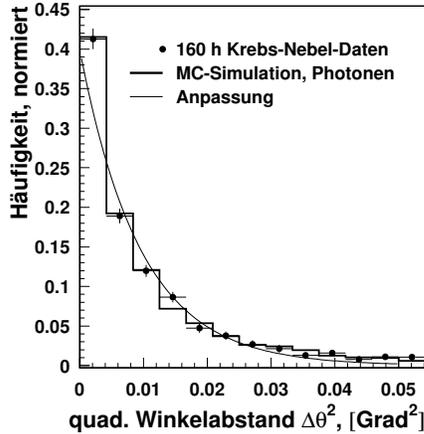


Abbildung 5.1: Winkelauflösung von simulierten Photonen und Überschußereignissen aus der Richtung des Krebs-Nebels. Dargestellt sind die normierten Verteilungen der rekonstruierten quadrierten Winkelabstände $\Delta\theta^2$ für simulierte Photonen (Histogramm) und für 160 Stunden Daten des Krebs-Nebels (Datenpunkte). Für Daten und Simulation wurden dieselben Schnitte verwendet ($m_{scw} < 1.1$, $\Delta\theta^2 < 0.012 \text{ Grad}^2$, $N_{\text{Tel}} \geq 3$). Beide Verteilungen stimmen gut überein. Die Anpassung einer Funktion der Form $f(\Delta\theta^2) \sim \exp(-\Delta\theta^2/2/\sigma^2)$ an die Daten ergibt eine Winkelauflösung für 3-Teleskopereignisse von 0.08 Grad (durchgezogene Linie).

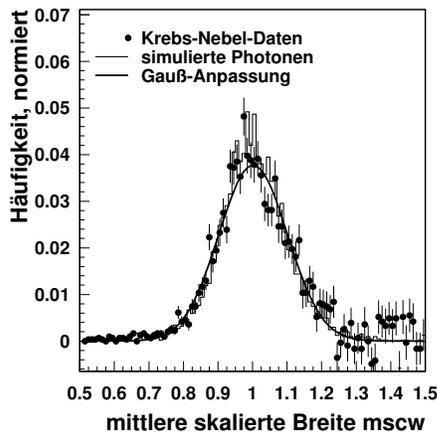


Abbildung 5.2: Die Verteilung der m_{scw} -Parameter von simulierten Photonen (Histogramm) mit einem Spektralindex $\alpha = 2.6$ folgt einer Gaußverteilung mit einem Mittelwert von 1 und einer Breite von 0.1 (Anpassung). Im Vergleich mit Daten des Krebs-Nebels (Datenpunkte) zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Bei der Rekonstruktion sowohl der simulierten als auch der realen Daten wurden dieselben Schnitte verwendet ($m_{scw} < 1.1$, $\Delta\theta^2 < 0.012 \text{ Grad}^2$, $N_{\text{Tel}} \geq 3$).

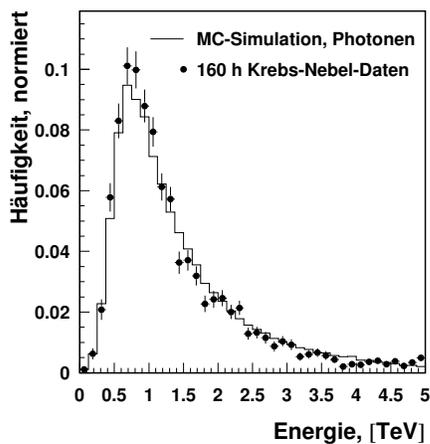


Abbildung 5.3: Vergleich der differentiellen Verteilung der rekonstruierten Energie für simulierte Photonen (Histogramm) und Krebs-Nebel-Daten (Datenpunkte). Die Photonen wurden mit einem dem Krebs-Nebel ähnlichem Spektralindex ($\alpha = 2.6$) simuliert. Wie in Abbildung 5.2 wurden für Daten und Monte-Carlo identische Schnitte verwendet. Die Form der Verteilung der Daten wird durch die Simulation gut wiedergegeben. Insbesondere stimmen die Positionen der Maxima der differentiellen Energieverteilungen, die als Energieschwelle definiert werden, überein.

5.2.2 Untersuchungen zum Schnitt auf die Bildamplitude

Bei der Rekonstruktion von Luftschauerereignissen werden standardmäßig nur Schauerbilder mit einer Amplitude (*size*) von mehr als 40 Photoelektronen (p.e.) berücksichtigt. Dieser Schnitt soll die Qualität der Bestimmung der ersten und zweiten Momente der elliptischen Bildverteilungen (Bildparameter) gewährleisten. Mit diesem Schnitt werden allerdings (für einen gegebenen Kernort) systematisch die kleinsten Primärteilchenenergien verworfen. Dies kann bei einer Signalsuche genau dann von Bedeutung sein, wenn die relative Häufigkeit der niederenergetischen Ereignisse so groß wird (steiles Spektrum), daß der Verlust der Ereigniszahl aufgrund des *size*-Schnittes ein stärkeres Gewicht erhält als die Qualität der Rekonstruktion. Eine solche Situation ist im Falle sehr steiler (weicher) Photonspektren gegeben. In den folgenden Paragraphen werden Monte-Carlo-Simulationen verwendet, um die optimalen Schnitte (*size*, *mscw*, $\Delta\theta^2$) im Falle eines steilen Quellspektrums zu bestimmen. Diese Schnitte sollen *S5-Schnitte* genannt werden.

Photonsignale mit unterschiedlichen Spektralindizes Um zu untersuchen, wie steil ein Spektrum sein muß, damit ein weicherer Schnitt auf den *size*-Parameter (Schnittwert < 40) eine Sensitivitätssteigerung erbringt, wurden unterschiedliche Photonspektren mit Spektralindizes von $\alpha = 1.0$ bis $\alpha = 5.0$ simuliert. Zur Berücksichtigung des hadronischen Untergrundes wurden reale Daten aus dem Gesichtsfeld des Aktiven Galaktischen Kerns NGC 1054 herangezogen. Der Datensatz der Beobachtung von NGC 1054 entspricht einer Untergrundbeobachtung, da kein Überschuß im Gesichtsfeld gemessen wurde (siehe Abbildung 4.24, Seite 58 und auch Tabelle 7.6, Seite 132). Der Zenitwinkelbereich dieser Daten wurde in Übereinstimmung mit dem Zenitwinkel der simulierten Photonen auf einen mittleren Wert von 10 Grad eingeschränkt. Der Untergrund-Datensatz und die simulierten Photon-Datensätze wurden zusammengefügt und ergeben so 9 vollständige Datensätze mit unterschiedlichen Photonspektren, anhand derer die Abhängigkeit des optimalen *size*-Schnittes vom Spektralindex untersucht werden kann. Das Signal- zu Untergrundverhältnis der so erhaltenen Datensätze entspricht einem Drittel des Krebs-Nebel-Flusses. Für den aus dem MC-Datensatz 354 und den Beobachtungen von NGC 1054 bestehenden Datensatz sind in Abbildung 5.4 exemplarisch die Signal- und Untergrundverteilungen für einen *size*-Schnitt von 40 dargestellt. Jeder Datensatz wurde für 11 verschiedene Werte des *size*-Schnittes zwischen 10 und 60 analysiert. Wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, kann die Winkelauflösung aus der Signalverteilung der Photonen (Überschußereignisse) bestimmt werden (vgl. Abbildung 5.1). In Abbildung 5.5 ist die Winkelauflösung in Abhängigkeit des *size*-Schnittes für unterschiedliche Photonspektren dargestellt. Es ist deutlich eine Abhängigkeit sowohl vom gewählten *size*-Schnitt, als auch vom simulierten Spektralindex zu erkennen. Dieser Verlauf läßt sich dadurch erklären, daß sich für höhere Werte des *size*-Parameters eine bessere Bestimmung der Bildparameter und somit der Richtungsrekonstruktion ergibt. Ein härterer Schnitt auf den *size*-Parameter erhöht somit die relative Häufigkeit der gut rekonstruierten Ereignisse. Weiterhin ist die relative Häufigkeit der gut rekonstruierten Ereignisse im Falle eines steilen Photonspektrums geringer (wenige hohe Amplituden), so daß sich mit weicher werdendem

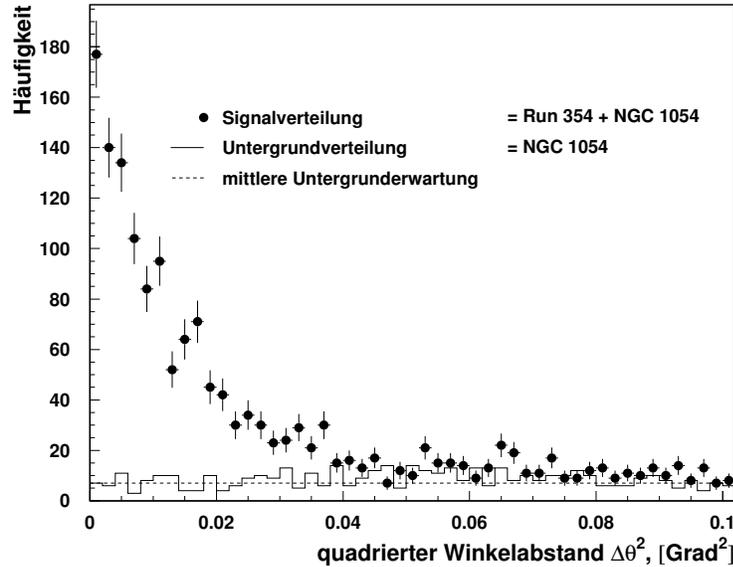


Abbildung 5.4: Signal- und Untergrundverteilungen als Funktion des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ für einen zusammengesetzten Datensatz. Die Signalverteilung (ON) ist aus den Verteilungen der Signalregion des Objektes NGC 1054 und der Signalregion aus MC-Datensatz 354 zusammengesetzt. Die Untergrundverteilung besteht aus der zugehörigen Untergrundverteilung von NGC 1054 (OFF). Da in den Daten von NGC 1054 kein Signal enthalten ist, wird auf diese Weise der Untergund in Signal- und Untergrundregion ohne zeit-aufwendige Simulation hadronisch induzierter Luftschauer (die über das gesamte Gesichtsfeld verteilt sind) berücksichtigt.

Spektrum die Winkelauflösung verschlechtert. Die Breite der *mscw*-Verteilung zeigt ebenfalls eine Abhängigkeit sowohl vom simulierten Spektralindex als auch vom gewählten *size*-Schnitt (Abbildung 5.6). Die Erklärung dieser Abhängigkeiten verläuft völlig analog zur Erklärung der Abhängigkeiten der Winkelauflösung von den genannten Parametern.

Schnittoptimierung Bei der Berechnung der Signifikanz der unterschiedlichen Datensätze müssen die beschriebenen Abhängigkeiten mit in Betracht gezogen werden. So erfordert eine verbesserte Winkelauflösung (im Falle eines harten Spektrums oder eines harten *size*-Schnittes) einen härteren Schnitt auf $\Delta\theta^2$. Um systematische Effekte im Zusammenhang mit diesen Abhängigkeiten zu umgehen, wurden daher zur Berechnung der Signifikanz sehr weiche Schnitte gewählt: $\Delta\theta^2 < 0.1$ und $mscw < 1.3$. Mit diesen Schnitten bleiben praktisch alle Photonen erhalten und es ist möglich, ausschließlich den Einfluß des *size*-Schnittes und des Spektralindex auf die Signifikanz zu untersuchen. In einem zweiten Schritt kann dann eine Optimierung der Schnitte auf

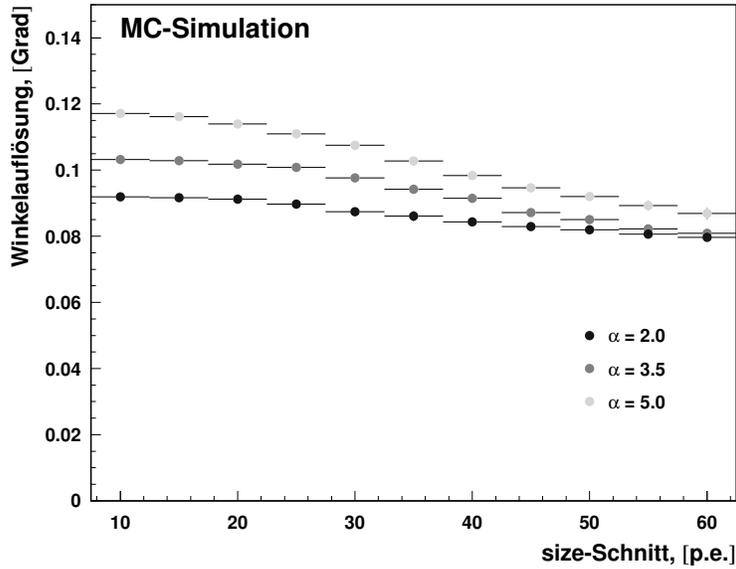


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Winkelauflösung vom angewendeten *size*-Schnitt für unterschiedliche, simulierte Spektralindizes.

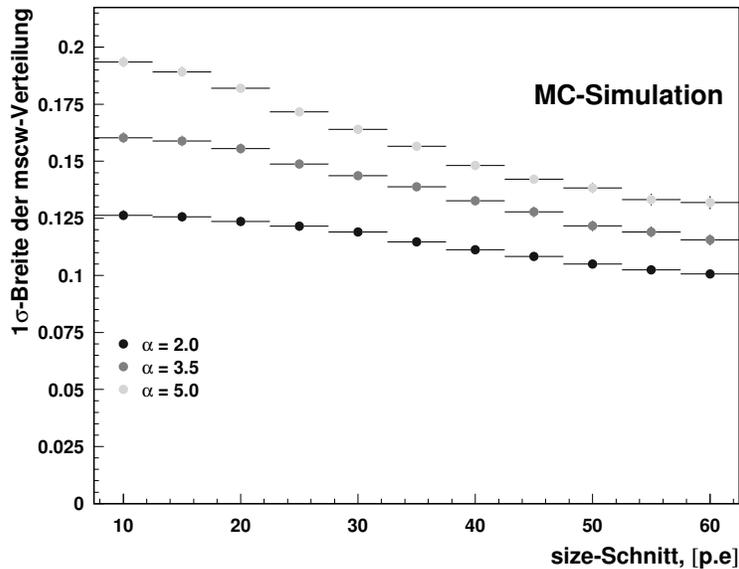


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Breite der *mscw*-Verteilung vom *size*-Schnitt für photonische Ereignisse mit unterschiedlichen, simulierten Spektralindizes.

$\Delta\theta^2$ und *mscw* erfolgen. In Abbildung 5.7 ist der Verlauf der so berechneten Signifikanz in Abhängigkeit vom *size*-Parameter für unterschiedliche Spektralindizes dargestellt. Es wird deutlich, daß eine Signifikanzsteigerung durch einen weichen Schnitt auf den *size*-Parameter bei sehr weichen Spektren möglich ist. So ergibt sich beispielsweise für einen Spektralindex von $\alpha = 5.0$ bei einem *size*-Schnitt von 15 p.e. eine um den Faktor 1.7 höhere Signifikanz verglichen mit der Signifikanz bei dem Standardwert von 40 p.e..

So kann geschlossen werden, daß die Sensitivität des Detektors für steile Photonspektren durch Herabsetzen des *size*-Schnittes deutlich gesteigert werden kann. Als Kon-

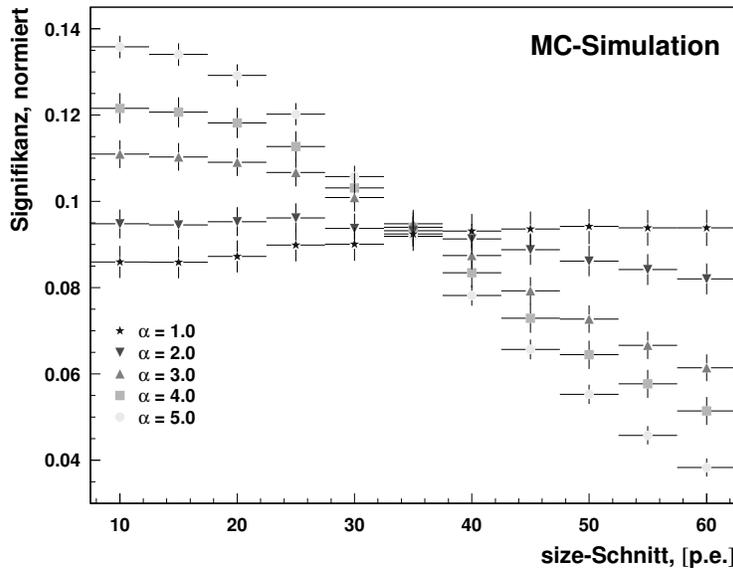


Abbildung 5.7: Verlauf der Signifikanz in Abhängigkeit vom *size*-Schnitt für unterschiedliche, simulierte Spektrallindizes. Die minimale Teleskopmultiplizität ist auf 2 gesetzt.

sequenz eines weicheren *size*-Schnittes müssen der Winkelschnitt $\Delta\theta^2$ und der Schnitt auf die mittlere skalierte Breite *mscw* neu bestimmt werden. Diese neuen Schnitte, zusammen mit dem Schnitt *size* > 15 p.e., werden im Folgenden *S5-Schnitte* genannt. Da hier die Energien in der Nähe der Schwelle im Vordergrund stehen, muß die minimale Teleskopmultiplizität N_{Tel} auf 2 gesetzt werden. Zur Bestimmung der optimalen S5-Schnitte in $\Delta\theta^2$ und dem *mscw*-Parameter kann die kumulative Signifikanzverteilung in Abhängigkeit des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ für unterschiedliche Werte des *mscw*-Schnittes betrachtet werden. Diese Verteilung ist für einen Spektralindex $\alpha = 5.0$ und einem *size*-Schnitt von 15 p.e. in Abbildung 5.8 dargestellt. Die Maxima der dargestellten Signifikanzverteilungen befinden sich bei etwa $\Delta\theta^2 = 0.03$ Grad². Die Gesamthöhe der Signifikanzverteilung ist für einen *mscw*-Wert bei 1.2 maximal. Hierbei wurde das Ring-Untergrundmodell zur Bestimmung des Untergrundes verwendet. Da im Falle des *Template*-Modelles die kumulative Signifikanzverteilung bei leicht höheren Winkelabständen ihr Maximum hat, muß der S5-Schnitt für das *Template*-Modell entsprechend skaliert werden, und es ergibt sich ein Wert bei $\Delta\theta^2 = 0.04$ Grad². Somit ergeben sich aus dieser Studie die in Tabelle 5.2 zusammengefaßten, optimalen *S5-Schnitte zur Signalsuche bei steilem Quellspektrum*. Beim Schnitt auf $\Delta\theta^2$ handelt es sich um einen über alle Teleskopmultiplizitäten gemittelten Schnitt. Das Aufweichen des Winkelschnittes muß daher noch auf die einzelnen Teleskopmultiplizitäten übertragen werden (vgl. Abschnitt 4.2.4).

Ein weicherer Schnitt auf den *size*-Parameter führt grundsätzlich zu einer Verschlechterung der Rekonstruktion der Luftschauer. Aufgrund der Tatsache, daß die

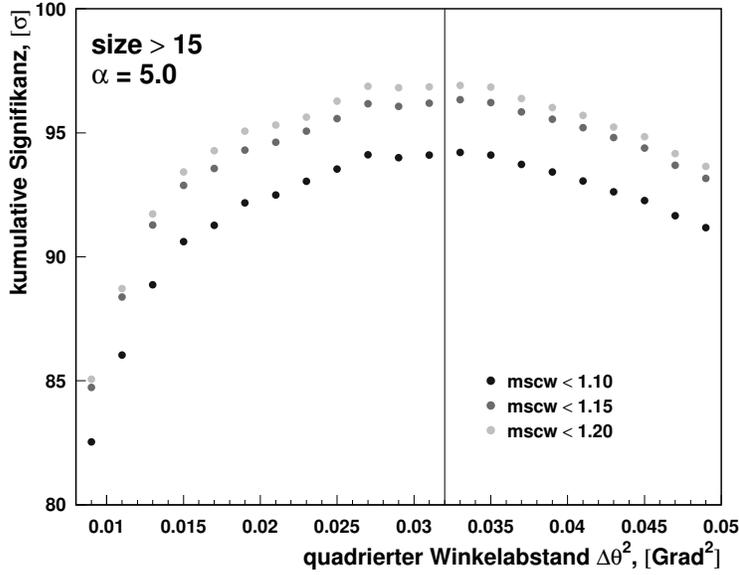


Abbildung 5.8: Kumulative Signifikanz gegen quadrierten Winkelabstand $\Delta\theta^2$ für unterschiedliche Schnitte in $mscw$ und für $size > 15$ p.e.. Es wurden simulierte Daten mit einem Spektralindex von $\alpha = 5.0$ verwendet. Der optimale Schnitt in $\Delta\theta^2$ ist als senkrechte Linie eingezeichnet. Die Gesamthöhe der Verteilung ist für den Schnitt $mscw < 1.2$ maximal.

Schnitt	Ring	Template
$\Delta\theta^2$	$<$	0.03 Grad ² / 0.04 Grad ²
N_{tel}	\geq	2
$size$	$>$	15
$mscw$	$<$	1.2

Tabelle 5.2: Optimale (S5)-Schnitte zur Signalsuche bei steilem Quellspektrum.

Tabellen zur Berechnung der mittleren skalierten Breite $mscw$ nur für Amplitudenwerte oberhalb von 40 p.e. gefüllt sind, ist bei Anwendung der S5-Schnitte eine Anhäufung zu kleinen $mscw$ -Werten hin zu erwarten. Zur Überprüfung der Robustheit der Analyse mit den S5-Schnitten wurden Gitterfeldsuchen mit Daten des Krebs-Nebels unter Verwendung der Standard-Schnitte und der S5-Schnitte durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Analysen sind in Abbildung 5.9 dargestellt. Die Einträge der Signifikanzen im Gesichtsfeld zeigen abgesehen von dem durch den Krebs-Nebel verursachten Überschuss weder bei Anwendung der Standard- noch der S5-Schnitte eine Abweichung von der Untergrunderwartung. Der Kern der Signifikanzverteilungen stimmt in beiden Fällen mit den erwarteten statistischen Schwankungen überein.

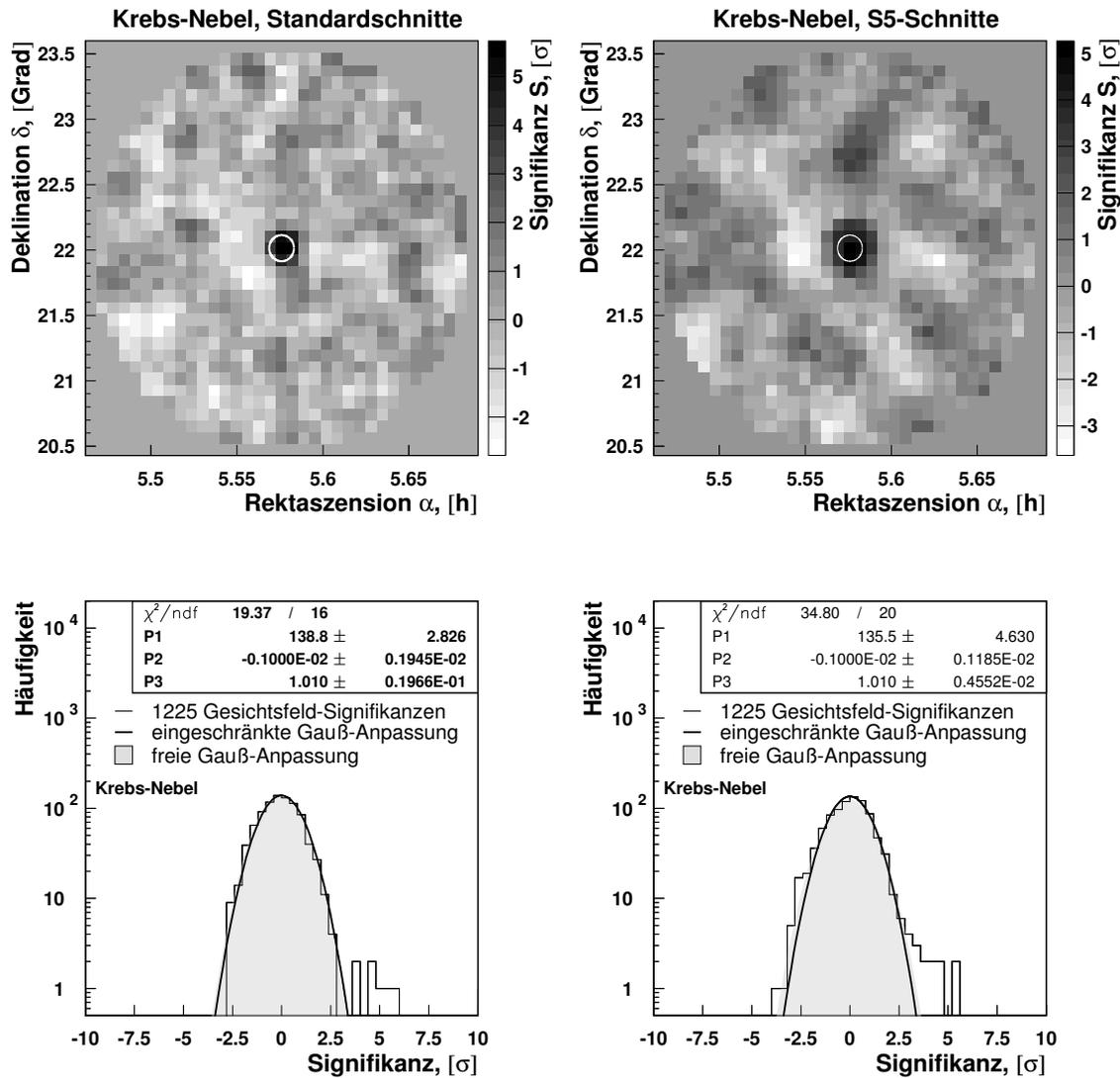


Abbildung 5.9: Zur Überprüfung der S5-Schnitte sind in dieser Abbildung die Gesichtsfelder eines Krebs-Nebel-Datensatzes (3 h) unter Verwendung der Standardschnitte (links) und der S5-Schnitte (rechts) dargestellt. Die Position des Krebs-Nebels ist mit einem weißen Kreis markiert. Im unteren Teil sind die entsprechenden Verteilungen der Signifikanzen dargestellt. Zur Bestimmung des Untergrundes wurde das *Template*-Modell verwendet. In beiden Fällen ist eine gute Übereinstimmung des Kerns der Verteilung mit der Untergrunderwartung zu sehen. Aufgrund des weicheren Schnittes in $\Delta\theta^2$ ergibt sich im Falle der S5-Schnitte ein höherer Überlapp der Einzelnen Bins, und es bilden sich Bereiche mit ähnlichen Signifikanzwerten im Gesichtsfeld aus (oben rechts).

Anwendungen der S5–Schnitte Bei der Frage nach der Anwendung der S5–Schnitte ergeben sich zwei Möglichkeiten:

- Im Rahmen unterschiedlicher Modelle zur Erzeugung von TeV-Gamma-Strahlung (Beispielsweise π^0 -Zerfall, Abschnitt 6.4) können steil abfallende Spektren im HEGRA-Energiebereich vorkommen.
- Mit steigender Rotverschiebung wird das beobachtete Spektrum von extragalaktischen Objekten steiler.

Zum ersten Punkt sei auf Abschnitt 6.4 verwiesen. Der zweite Punkt bezieht sich auf die Absorption von TeV- γ -Strahlung durch den Paarbildungsprozeß am extragalaktischen Hintergrundlicht (EHL): $\gamma_{\text{TeV}} \gamma_{\text{EHL}} \rightarrow e^+ e^-$. Ausgehend vom Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess und einer gegebenen Form der spektralen Energieverteilung des EHLs (Abbildung 2.2 auf Seite 6) lassen sich für unterschiedliche Rotverschiebungen entsprechende optische Tiefen τ in Abhängigkeit der Energie der primären γ -Strahlung ausrechnen. Für Rotverschiebungen zwischen $z = 0.1$ und $z = 0.7$ wurden die optischen Tiefen mit Hilfe eines Programmes, das von D. Mazine zur Verfügung gestellt wurde (Mazine 2003), ausgerechnet. Die daraus folgenden Absorptionskoeffizienten $e^{-\tau}$ sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Ausgehend von einem Quellspektrum der Form

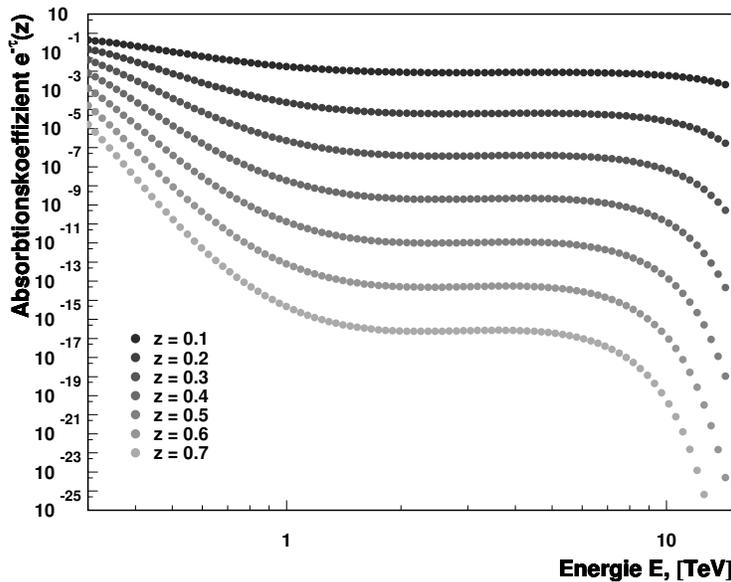


Abbildung 5.10: Absorptionskoeffizienten für TeV- γ -Strahlung aus dem Prozess $\gamma_{\text{TeV}} \gamma_{\text{EHL}} \rightarrow e^+ e^-$ für unterschiedliche Rotverschiebungen in Abhängigkeit der Energie der γ -Strahlung. Diese Ergebnisse wurden mit einem von Mazine (2003) entwickelten Programm erzielt.

$dN/dE = N \times (E/1 \text{ TeV})^{-2}$ im TeV-Energiebereich ergibt sich ein beobachtetes Spektrum der Form $dN/dE \times e^{-\tau}$, das in Abbildung 5.11 dargestellt ist. Aus dieser Abbildung wird deutlich, daß mit zunehmender Rotverschiebung das beobachtete Spektrum stärker von der Potenzgesetz-Form des Quellspektrums abweicht. Das beobachtete Spektrum läßt sich in drei Energiebereiche unterteilen, die jeweils mit einem Potenzgesetz beschrieben werden können. Die entsprechenden mittleren Spektralindizes

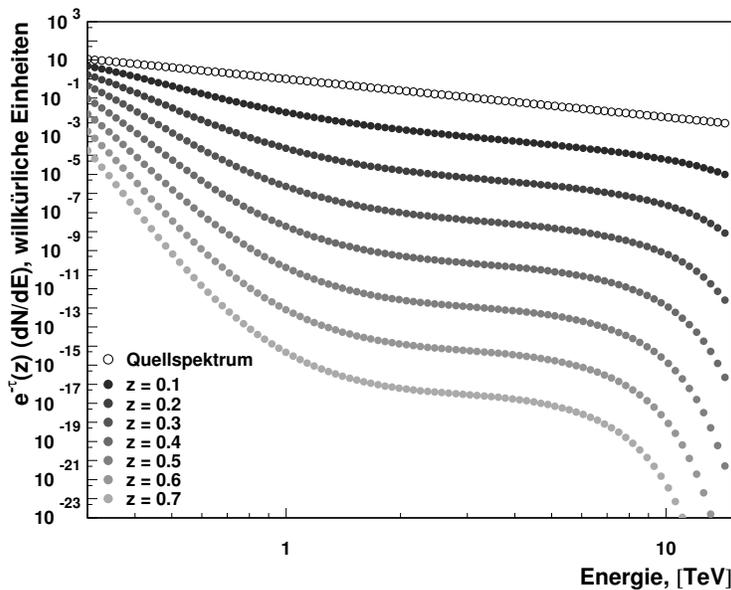


Abbildung 5.11: Beobachtetes Energiespektrum einer extragalaktischen TeV-Quelle, dessen Quellspektrum (unabsorbiert) einem Potenzgesetz mit Spektralindex $\alpha = 2$ folgt für unterschiedliche Rotverschiebungen.

$\langle \alpha \rangle$ in diesen Bereichen sind in Abbildung 5.12 für verschiedene Rotverschiebungen dargestellt. Es wird deutlich, daß nur im niederenergetischen Bereich zwischen 0.5 TeV und 1.0 TeV und im hochenergetischen Bereich zwischen 6.0 TeV und 14.0 TeV ein ausreichend großer Spektralindex zur Anwendung der S5-Schnitte überhaupt möglich ist. Der flache Verlauf des zu erwartenden Energiespektrums zwischen 1.0 TeV und 6.0 TeV verursacht einen hohen Anteil an großen *size*-Werten. Liegt die Energieschwelle der Beobachtung eines extragalaktischen Objektes in diesem Bereich, so ist eine Anwendung der S5-Schnitte nicht sinnvoll. Die Entscheidung, ob die S5-Schnitte für extragalaktische Objekte angewendet werden sollten, hängt somit auch von der Energieschwelle der Beobachtung ab. Weiterhin ist anzumerken, daß die Untersuchungen zum *size*-Schnitt unter der Annahme einer reinen Potenzgesetzform der emittierten Strahlung durchgeführt wurden. Die Veränderung des Spektralindex innerhalb der Teilbereiche wurde durch die Bestimmung eines mittleren Index $\langle \alpha \rangle$ vernachlässigt. Weiterhin gelten die hier gefundenen Ergebnisse nur unter der Annahme des in Abbildung 2.2 (Seite 6) dargestellten Verlaufes der extragalaktischen Hintergrundstrahlung.

5.2.3 Energieschwelle einer Beobachtung

Die Energieschwelle einer Beobachtung ist definiert als das Maximum der differentiellen Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Energien γ -artiger Ereignisse (Abbildung 5.3). Die so definierte Energieschwelle E_{thr} („thr“ steht für *threshold*) hängt (abgesehen vom Zenitwinkel der Beobachtung) von der spektralen Energieverteilung der Photonen ab. Für den Fall eines positiven Überschusses an γ -artigen Ereignissen ist es möglich, den Wert von E_{thr} aus dem Maximum der differentiellen Energieverteilung

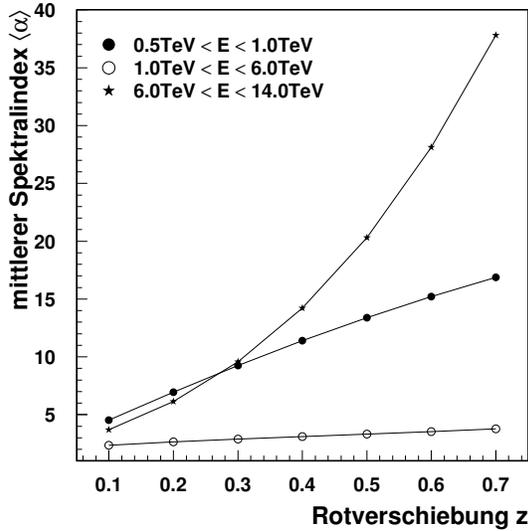


Abbildung 5.12: Mittlerer Spektralindex eines beobachteten Spektrums in den Teilbereichen 0.5 TeV bis 1.0 TeV, 1.0 TeV bis 6.0 TeV und 6.0 TeV bis 14.0 TeV in Abhängigkeit der Rotverschiebung. Hierbei wurde die in Abbildung 2.2 dargestellte spektrale Energieverteilung des extragalaktischen Hintergrundlichtes verwendet.

der beobachteten Überschüßereignisse zu bestimmen, so daß das Energiespektrum der beobachteten Quelle auf natürliche Weise berücksichtigt wird. Liegt jedoch kein Überschüß vor, so kann die Energieschwelle aus dem Zenitwinkel ϑ der Beobachtung mit Hilfe einer Parametrisierung der Abhängigkeit $E_{\text{thr}}(\vartheta)$ bestimmt werden. Diese Parametrisierung kann durch Simulation von Photonen unter verschiedenen Zenitwinkeln ermittelt werden. Dabei werden Photonen mit einer dem Krebs-Nebel entsprechenden spektralen Energieverteilung (Potenzgesetz, $\alpha = 2.6$) bei unterschiedlichen Zenitwinkeln simuliert. Für jeden simulierten Zenitwinkel ergibt sich dann die Energieschwelle aus dem Maximum der differentiellen Energieverteilung. In Abbildung 5.13 ist die so erhaltene Energieschwelle E_{thr} bei Verwendung der Standardschnitte gegen den Zenitwinkel ϑ aufgetragen. Der in der Simulation beobachtete Verlauf läßt sich gut durch

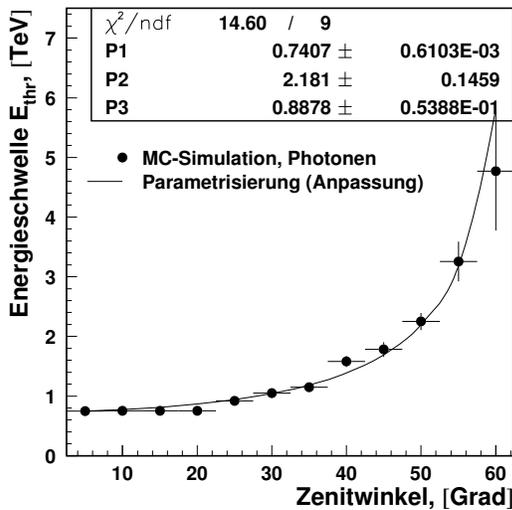


Abbildung 5.13: Energieschwelle E_{thr} gegen Zenitwinkel ϑ von simulierten Photonen. Das Energiespektrum der Photonen folgt einem Potenzgesetz mit Spektralindex $\alpha = 2.6$. Die geschlossenen Kreise entsprechen dem Maximum der differentiellen Energieverteilung unter Verwendung der Schnitte $N_{\text{Tel}} \geq 3$, $size > 40$ p.e., $mscw < 1.1$ und $\Delta\theta^2 < 0.012$ Grad². Eine Parametrisierung von $E_{\text{thr}}(\vartheta)$ ist als Linie eingezeichnet (siehe Text).

eine Funktion der Form

$$\begin{aligned}
 E_{\text{thr}}(\vartheta) &= \frac{a}{\cos(b \cdot \vartheta^c)} \\
 a &= 0.7407 \\
 b &= 2.1810 \frac{180}{\pi} \\
 c &= 0.8878
 \end{aligned}$$

parametrisieren. Daraus folgt für die in dieser Arbeit standardmäßig verwendeten Schnitte (insbesondere $N_{\text{Tel}} \geq 3$) eine Energieschwelle für senkrecht einfallende Photonen von etwa 0.74 TeV. Die im letzten Abschnitt eingeführten S5-Schnitte ($N_{\text{Tel}} \geq 2$) führen gegenüber den standardmäßig verwendeten Schnitten zu einer um 0.15 TeV niedrigeren Energieschwelle (0.59 TeV). Die Abweichung der hier gefundenen Energieschwelle (für $N_{\text{Tel}} \geq 2$) vom üblicherweise angenommenen Wert bei 0.5 TeV (Konopelko *et al.* 1999a) liegt innerhalb des systematischen Fehlers auf die absolute Energieskala (15-20%). Weiterhin ist zu bedenken, daß aufgrund der Verminderung der Spiegelreflektivität und der Konversionseffizienz der Photomultiplier ein leichter Anstieg der Energieschwelle mit der Zeit zu erwarten ist.

5.2.4 Winkelschnitt für ausgedehnte Emission

Bei der Beobachtung von Objekten, von denen eine ausgedehnte Emission erwartet wird, sind die für Punktquellen verwendeten Schnitte auf $\Delta\theta^2$ nicht optimal. Der potentiellen Ausdehnung der Quelle muß mit einer Aufweichung des Winkelschnittes Rechnung getragen werden. Zur Ermittlung des optimalen Schnittes bei ausgedehnter Emission wurden Photonen mit unterschiedlich großen, kreisförmigen Emissionsregionen simuliert. Die hierbei verwendeten Radien R der Emissionsregion sind $R = (0.1, 0.3, 0.5, 0.7)$ Grad. Es wurde angenommen, daß die Emissionsrate homogen über die Kreisfläche verteilt ist. Zum Vergleich wurde ebenfalls eine punktquellenartige Emission simuliert ($R = 0$ Grad). Für jede Ausdehnung wurde die gleiche Anzahl Photonen simuliert. Der Untergrund wurde, wie bereits in Abschnitt 5.2.2 erläutert, aus Daten des AGN NGC 1054 und unter Verwendung des *Template*-Untergrundmodells gewonnen. Für jede Ausdehnung (Radius R) wurde eine kumulative Signifikanzverteilung erzeugt, aus deren Maximum der jeweilige optimale Winkelschnitt $\Delta\theta^2$ folgt (Abbildung 5.14). Da eine Suche nach einer ausgedehnten Emissionsregion in dieser Arbeit nur auf die Daten des Orion-Nebels M 42 angewendet werden soll, wurden die Photonen für diese Studie den M 42-Daten entsprechend mit einem Zenitwinkel von 35 Grad simuliert. Aus Abbildung 5.15 geht hervor, daß der optimale Winkelschnitt sich mit zunehmender Ausdehnung der Emissionsregion dem Radius R annähert.

Aufgrund der unterschiedlichen Winkelschnitte ergeben sich von der Ausdehnung abhängige Nachweiswahrscheinlichkeiten. Daher muß bei Anwendung dieser Schnitte die jeweils zu erwartende Anzahl von Überschußereignissen einer Quelle der Stärke

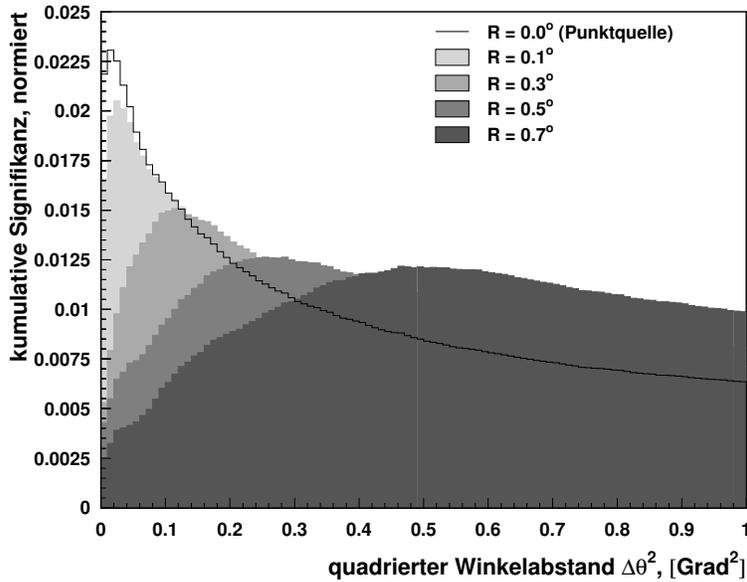


Abbildung 5.14: Kumulative Signifikanzverteilungen für unterschiedliche Ausdehnungen (Radius $R = 0.1, 0.3, 0.5$ und 0.7 Grad) der Emissionsregion. Zum Vergleich ist die kumulative Signifikanzverteilung einer simulierten Punktquelle ebenfalls eingezeichnet.

1 *Crab* ermittelt werden, um Flüsse oder obere Flußgrenzen angeben zu können. Bei steigender Ausdehnung der Emissionsregion muß zunehmend weicher geschnitten werden, und die Anzahl der Untergrundereignisse in Signal- und Untergrundregion steigt mit R^2 an. Gleichzeitig nähert sich die Anzahl der photonischen Ereignisse asymptotisch einer maximalen Anzahl an (alle getriggerten photonischen Ereignisse, ohne Winkelschnitt). Daher steigt die Anzahl der Überschußereignisse einer Quelle gegebener Flußstärke mit zunehmender Ausdehnung der Emission an, während die Signifikanz fällt. In Abbildung 5.16 ist der Quotient $C(R) = N_{Crab}^{(R)} / N_{Crab}$ der von einer homogenen, kreisförmigen Emission mit Radius R und Stärke 1 *Crab* zu erwartenden Überschußereigniszahl $N_{Crab}^{(R)}$ und dem von einer Punktquelle der Stärke 1 *Crab* zu erwartenden Überschuß N_{Crab} dargestellt.

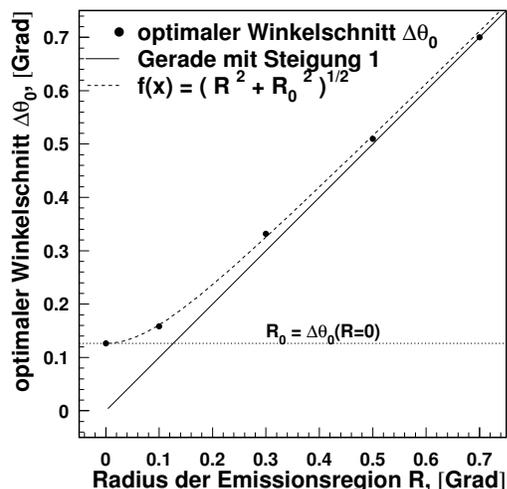


Abbildung 5.15: Abhängigkeit des optimalen Winkelschnittes vom Radius R der beobachteten Emission. Der Verlauf läßt sich gut durch die Funktion $\sqrt{R^2 + R_0^2}$ beschreiben, wobei R_0 der optimale Winkelschnitt bei punktuellenartiger Emission ist. Zum Vergleich ist eine Gerade mit Steigung 1 durch den Ursprung eingezeichnet. Für Ausdehnungen der Emissionsregion ab etwa $R = 0.5$ Grad nähert sich der optimale Winkelschnitt $\Delta\theta_0$ dem Radius R an.

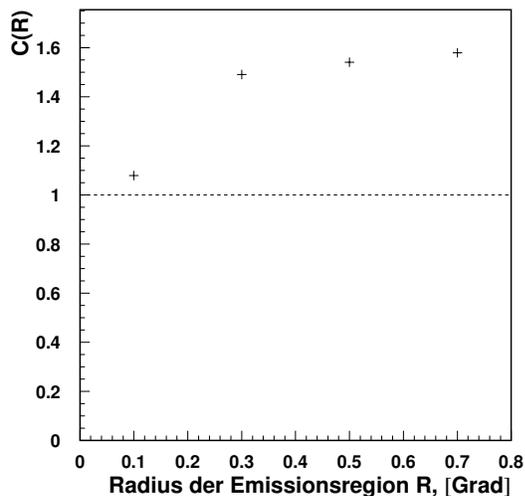


Abbildung 5.16: $C(R)$ ist die Abweichung der Überschußereigniszahl einer Quelle der Stärke eines *Crab* und mit Emissionsradius R von der Überschußereigniszahl einer Punktquelle derselben Stärke (typischerweise 20–40 γ/h). Mit der Größe $C(R)$ läßt sich aus den bekannten Überschußereigniszahlen des Krebs-Nebels direkt die Entsprechende Zahl für eine Quelle mit ausgedehnter Emission berechnen.

Kapitel 6

Galaktische Objekte

In diesem Kapitel wird zunächst die Objektklasse der jungen offenen Sternhaufen eingeführt (Abschnitt 6.1), um dann im einzelnen auf die in dieser Arbeit behandelten Vertreter dieser Klasse und deren Beobachtung mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen (Abschnitt 6.2), sowie den Ergebnissen der Analyse einzugehen (Abschnitt 6.3). Anschließend werden Modellvorhersagen für ein Photonspektrum durch den Zerfall neutraler Pionen aus schockbeschleunigten Hadronen aufgestellt und mit den in dieser Arbeit erzielten Ergebnissen verglichen (Abschnitt 6.4).

6.1 Junge Offene Sternhaufen

Im allgemeinen sind Sternhaufen Ansammlungen von Sternen mit einem gemeinsamen Entstehungsursprung. Alle Sterne eines Haufens entstehen in derselben Gaswolke aus einzelnen Gasverdichtungen. Der Impuls des Gesamtsystems bleibt erhalten, so daß sich die entstandenen Sterne in einem Haufen in etwa mit der gleichen Geschwindigkeit und in die gleiche Richtung bewegen. Offene Sternhaufen sind kompakte Ansammlungen von 50 bis über 100 Sternen. Das gebräuchliche Klassifikationsschema (Trumpler 1988) für offene Sternhaufen berücksichtigt die Konzentration (Abhebung vom Sternhintergrund und Verdichtung zum Mittelpunkt), die Helligkeitsverteilung und die Anzahl der enthaltenen Sterne:

- Konzentration:
 - I starke Abhebung
 - II mittlere Abhebung
 - II mittlere Abhebung
 - IV scheinbar zufällige Abhebung

}	Verdichtung zum Mittelpunkt
}	keine Verdichtung zum Mittelpunkt
- Helligkeitsverteilung:
 - 1 gleiche Helligkeit aller Sterne
 - 2 gleichmäßige Verteilung der Helligkeiten
 - 3 wenige helle, viele schwache Sterne
- Sternanzahl:
 - p *poor*, < 50 Sterne
 - m *moderate*, 50 – 100 Sterne
 - r *rich*, > 100 Sterne

Im Gegensatz zu Kugelsterhaufen sind offene Sternhaufen nur schwach gravitativ gebunden, und die Sterne bewegen sich mit der Zeit auseinander. Mit sinkender Sternkonzentration verliert ein Sternhaufen die für ihn typische Morphologie, und eine Zusammengehörigkeit der Mitglieder des Haufens ist nur noch anhand ihres gemeinsamen Geschwindigkeitsvektors festzustellen. Man bezeichnet einen Sternhaufen in dieser Phase seiner Entwicklung als Bewegungshaufen. Die Lebensdauer eines offenen Sternhaufens beträgt 100 bis 800 Millionen Jahre. Mit den offenen Sternhaufen verwandt sind die Sternassoziationen, die zum Zeitpunkt ihrer Entstehung noch schwächer gravitativ gebunden sind und dadurch einen wesentlich schnelleren Übergang in Bewegungshaufen erfahren (einige Millionen Jahre). Das interstellare Medium innerhalb eines Sternhaufens besitzt häufig eine relativ hohe Dichte, da es in der Regel Überreste der Urgaswolke enthält, aus der der Haufen entstanden ist. Oft findet man offene Sternhaufen auch eingebettet in größeren Sternentstehungsgebieten.

Von besonderem Interesse für die Gamma-Astronomie sind die jungen offenen Sternhaufen, welche viele junge, massive Sterne der Spektralklassen O und B enthalten. Solche Sterne weisen häufig starke Sternwinde von einigen 100 km/s bis zu einigen 1000 km/s auf. In Abbildung 6.1 findet sich die schematische Darstellung eines offenen Sternhaufens. An den Grenzen zwischen den Sternwinden des Haufens oder zwischen den Sternwinden und dem interstellaren Medium können sich Schockfronten ausbilden, in denen geladene Teilchen auf hohe Energien beschleunigt werden können (Fermi-Beschleunigung 1. Art). Bei der Wechselwirkung der beschleunigten hochenergetischen Hadronen mit dem interstellaren Medium entstehen neutrale Pionen, die mit einer Wahrscheinlichkeit von 98.8% in zwei Gamma-Quanten zerfallen (Hagiwara *et al.* 2002). Das Energiespektrum der Zerfallsphotonen kann dabei bis in den TeV-Energiebereich reichen. Ein Modell zur Berechnung von Flußvorhersagen wird in Abschnitt 6.4 beschrieben. Ein Überblick über den heutigen Kenntnisstand zu offenen Sternhaufen und der astrophysikalischen Bedeutung von offenen Sternhaufen ist bei Phelps (2002) zu finden.

6.2 Der Datensatz

Die jungen offenen Sternhaufen Berkeley 87 und IC 1805 wurden in den Jahren 1999, 2000 und 2001 mit dem CT-System der HEGRA-Kollaboration beobachtet. Weiterhin wurde die Region um den Orion-Nebel M 42 (Datensätze M 42 und V* V785 Ori), in der mehrere offene Sternhaufen enthalten sind, in den Jahren 2001 und 2002 beobachtet. Zusätzlich wurden Daten in die Analyse mit einbezogen, in deren Gesichtsfeld der junge offene Sternhaufen IC 1805 enthalten ist (CG135+1.QSO0241). In Tabelle 6.1 sind die in diesem Kapitel behandelten Datensätze jeweils mit Beobachtungszeit und -modus aufgelistet. Bei der Suche nach Informationen zu jungen offenen Sternhaufen war die in Mermilliod (1995) vorgestellte Datenbank WEBDA sehr hilfreich. In den folgenden Paragraphen wird auf einige Eigenschaften der in dieser Arbeit behandelten Galaktischen Objekte eingegangen und die Zeiträume der Beobachtungen mit den

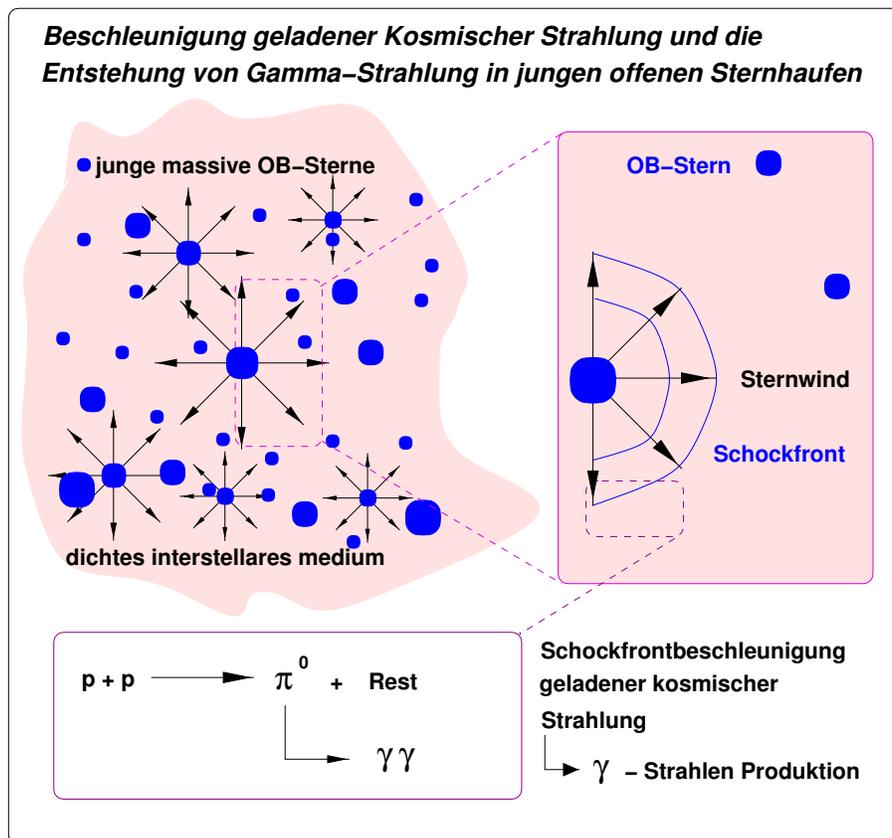


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung eines jungen offenen Sternhaufens und des Mechanismus zur Entstehung von Gamma-Strahlung.

HEGRA-Cherenkov-Teleskopen werden angegeben.

Berkeley 87: Der junge offene Sternhaufen Berkeley 87 (oder auch C 2019+372) $\alpha_r = 20\text{h}21\text{m}43.01\text{s}$, $\delta = +37^\circ22\text{m}13.8\text{s}$ befindet sich in einer Entfernung von 0.9 kpc^1 zu unserem Sonnensystem, was etwa 3000 Lichtjahren entspricht. Das Alter des Sternhaufens wird auf 2 bis 8 Millionen Jahre geschätzt (Turner & Forbes 1982; Manchanda *et al.* 1996). Es wird vermutet, daß ein räumlicher Zusammenhang zwischen dem Sternentstehungsgebiet ON2, der OB-Assoziation² Cyg OB1 und Berkeley 87 besteht (Odenwald & Schwartz 1993). Innerhalb des zentralen Bereichs von Berkeley 87 mit einem Durchmesser von 16 Bogenminuten (5 pc bei einer Entfernung von 0.9 kpc) sind etwa 100 Sterne enthalten, darunter zahlreiche massive junge Sterne der Spektralklassen O und B (Turner & Forbes 1982). Berkeley 87 enthält die kompakte HII-Region G 75.77+0.34, deren Teilchendichte mit 10^5 cm^{-3} angegeben wird (Matthews *et al.* 1973). Ein besonders hervorstechendes Mitglied des Sternhaufens ist der Wolf-

¹Parsec, $1 \text{ pc} = 3.2615638 \text{ Lichtjahre} = 3.0856776 \times 10^{16} \text{ m}$

²Eine OB-Assoziation ist eine Ansammlung von Sternen der Spektralklassen O und B.

Objekt	Beobachtungskampagnen	Σ	Σ'	Modus
Berkeley 87	8/1999 9/2000 10/2001			<i>wobble</i>
	8 h 2.7 h 1.7 h	12.4 h	10.3 h	
IC 1805	10-12/2000			<i>wobble</i>
	16 h	16 h	15.3 h	
CG135+1_QSO0241	10-11/1999 9-10/2000			<i>ON</i>
	23 h 11.3 h	34.3 h	29.2 h	
M 42	11/2001			<i>ON</i>
	2 h	2 h	0.7 h	
V* V785 Ori	10/2002			<i>wobble</i>
	1.3 h	1.3 h	1.0 h	

Tabelle 6.1: Beobachtungskampagnen der jungen offenen Sternhaufen Berkeley 87 und IC 1805 sowie der Beobachtung auf CG135+1_QSO0241, M 42 und V* V785 Ori. Die gesamte auf die Objekte verwendete Beobachtungszeit (Σ) sowie die nach Qualitätsschnitten verbleibende Beobachtungszeit (Σ') sind angegeben.

Rayet-Stern ST 3 = Sand 5 = WR 142 (Stephenson 1966; Sanduleak 1971; van der Hucht *et al.* 1981), der mit einer Massenverlustrate von $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot}/\text{Jahr}$ (Barlow 1991) und einem sehr schnellen Sternwind von 5200 km/s (entspricht einer Machzahl im Medium von 26) ein guter Kandidat für die Ausbildung von Schockfronten ist. Innerhalb des Sternhaufens kann an den Grenzen zwischen dem Sternwind von WR 142 und den Sternwinden der anderen Mitglieder des Haufens oder in Wechselwirkung der Sternwinde mit molekularen Gaswolken ein System von Schockfronten entstehen, in dem geladene Teilchen auf hohe Energien beschleunigt werden können. Die Beobachtung ungewöhnlicher, diffuser Linienemission um einige Mitglieder des Sternhaufens wird als Hinweis auf die Existenz von Schockfronten gedeutet (Polcaro *et al.* 1991). In den Daten des Röntgen-Satelliten-Experimentes EXOSAT ist eine diffuse Emission harter Röntgenstrahlung aus der Richtung von Berkeley 87 mit einer Signifikanz von 4σ beobachtet worden (Warwick *et al.* 1988). Diese Beobachtung wird von Polcaro *et al.* (1991) als weiterer Hinweis auf einen nicht-radiativen Aufheizungsprozeß des Mediums innerhalb des Sternhaufens durch ein System von Schockfronten interpretiert.

Die Positionen und 95 %-Fehlerellipsen der durch die Satellitenexperimente COS-B und EGRET beobachteten MeV/GeV- γ -Quellen 2CG 075+00 (Swanenburg *et al.* 1981), 2EG J2019+3719 und 3EG J2021+3716 (Hartman *et al.* 1999) sind zusammen mit der Ausdehnung des Sternhaufens, der Position des Wolf-Rayet-Sternes WR 142 und der Winkelauflösung der HEGRA-Teleskope in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Positionen der Quellen 2CG 075+00 und 2EG J2019+3719 stimmen innerhalb der Fehlerellipsen mit der Position des jungen offenen Sternhaufens Berkeley 87 überein. Aufgrund der Hinweise auf die Existenz von Schockfronten in Berkeley 87 und der räumlichen Kompatibilität wurde eine Assoziation von Berkeley 87 mit der EGRET-Quelle

2EG J2019+3719 vorgeschlagen (Polcaro *et al.* 1991). Die verbesserte Positionsangabe der Quelle 3EG J2021+3716 aus dem dritten EGRET-Katalog ergibt ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit Berkeley 87. Unter der Annahme, daß eine potentielle TeV-Emission im inneren Bereich des Sternhaufens um den Wolf-Rayet-Stern WR 142 herum zu erwarten wäre, kann Berkeley 87 als Punktquelle für die HEGRA-Cherenkov-Teleskope betrachtet werden. Motiviert durch die Flußvorhersagen der in Giovanelli

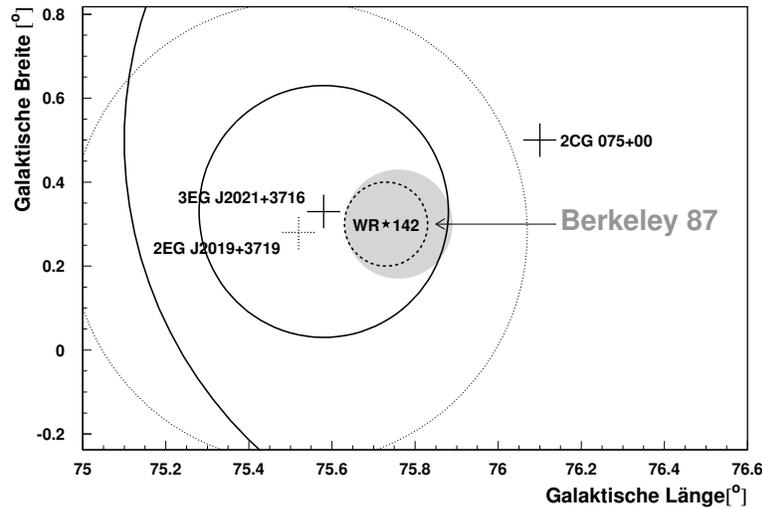


Abbildung 6.2: Gesichtsfeld ($1.5^\circ \times 1.0^\circ$) um den jungen offenen Sternhaufen Berkeley 87. Die HEGRA-Beobachtungen wurden zentriert auf die Position des Wolf-Rayet-Sternes WR 142 (mit einem Stern gekennzeichnet) durchgeführt. Position und Ausdehnung von Berkeley 87 ($16'$) sind als grau gefüllte Fläche dargestellt. Die Positionen und 95%-Fehlerellipsen der COS-B-Quelle CG 075+1 und der EGRET-Quellen 2EG J2019+3719 und 3EG J2021+3716 sind ebenfalls eingezeichnet (Kreuze und Kreise). Die ereignisweise Winkelauflösung der HEGRA-System-Teleskope ist durch einen gestrichelten Kreis dargestellt. Zusätzlich ist die Fehlerellipse der EGRET-Quelle aus dem zweiten EGRET-Katalog 2EG J2019+3719 als gepunktete Linie markiert.

et al. (1996) vorgestellten Modellrechnungen (siehe Abschnitt 6.4) wurde der junge offene Sternhaufen Berkeley 87 im Jahre 1999 zur Beobachtung mit dem System von Cherenkov-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration vorgeschlagen (Horns 1999). In den Jahren 1999, 2000 und 2001 wurden insgesamt 12.3 Stunden Beobachtungszeit im *wobble*-Modus auf Berkeley 87 akkumuliert. Vor den Beobachtungen mit den Cherenkov-Teleskopen wurden auch Beobachtungen von Berkeley 87 bei einer Energieschwelle von etwa 20 TeV mit dem HEGRA-AIROBICC-Detektor durchgeführt.

IC 1805 und CG 135+1_QSO0241 Der offene Sternhaufen IC 1805 ($\alpha_r = 02\text{h}32.7\text{m}$ $\delta = +61^\circ 27\text{m}$) befindet sich in einer Entfernung von 2.4 kpc (7830 Lichtjahre) zu unserem Sonnensystem und ist mit einem Alter von 0.6×10^6 Jahren und mit über 150 Mitgliedern ein sehr reicher junger offener Sternhaufen. IC 1805 gehört zur Sternassoziation Cas OB6, befindet sich in der HII-Region W4 und enthält die kompakte HII-Region G133.9+1.1, die eine große Ähnlichkeit zur HII-Region G 75.77+0.34 innerhalb von Berkeley 87 aufweist (Matthews *et al.* 1973). Wie Berkeley 87 enthält IC 1805 zahlreiche junge massive Sterne mit starken Sternwinden, darunter die Sterne HD 15558 und HD 15570 mit Massenverlustraten von jeweils $10^{-5} M_\odot/\text{Jahr}$ und $10^{-4} M_\odot/\text{Jahr}$ und einer Sternwindgeschwindigkeit von 3800 km/s in beiden Fällen (Manchanda *et al.* 1996). In Abbildung 6.3 sind die Ausdehnung von IC 1805, die Positionen der Sterne HD 15558 und HD 15570 sowie die 95 %-Fehlerellipsen der COS-B-Quelle 2CG 135+1 (Swanenburg *et al.* 1981) und der EGRET-Quellen 3EG 0241+6103 und 3EG 0229+6151 (Hartman *et al.* 1999) dargestellt. Die EGRET-Quelle 3EG 0229+6151 ist marginal kompatibel mit der Position des Sternhaufens. Ebenfalls dargestellt ist die Position der Quelle 4U 0241+61 aus dem vierten Katalog des UHURU-Röntgen-Satelliten (Forman *et al.* 1978), die mit dem Quasar QSO 0241+622 ($z = 0.044$) assoziiert wird. Beobachtungen von IC 1805 wurden zur Erweiterung des Datensatzes von jungen offenen Sternhaufen im Jahre 2000 vorgeschlagen (Tluczykont 2000a). Es ergaben sich insgesamt 16 Stunden Beobachtungszeit. Zudem wurden zwei Beobachtungskampagnen auf eine Himmelsposition in der Nähe von IC 1805 in den Jahren 1999 und 2000 mit einer gesamten Beobachtungszeit von 34.3 Stunden durchgeführt. Diese Beobachtungen waren auf einen Himmelspunkt auf der Mitte der Verbindungslinie zwischen der COS-B-Quelle 2CG 135+1 und der UHURU-Quelle 4U 0241+61 ausgerichtet und wurden mit der Motivation vorgeschlagen, gleichzeitig die Röntgen-Quelle 4U 0241+61 (der AGN QSO 0241+62) und die MeV-Gamma-Quelle 2CG 135+1 zu beobachten. Dieser Datensatz wird mit dem Namen CG135+1_QSO0241 bezeichnet. Der junge offene Sternhaufen IC 1805 ist im Gesichtsfeld dieser Beobachtungen enthalten. Daher wurden die CG135+1_QSO0241-Beobachtungen ebenfalls im Rahmen der vorliegenden Arbeit in der Analyse berücksichtigt.

Der Orion-Nebel M 42 / der Orion-Sternhaufen: Die HII-Region M 42 befindet sich in einer mittleren Entfernung zur Sonne von 400 pc und ist Teil der Riesenmolekularwolke Orion A. Der Orion-Nebel M 42 weist einen Durchmesser von etwa einem Grad auf. In Abbildung 6.4 findet sich eine Darstellung der Orion A und Orion B einschließenden Region im Lichte der dem Übergang $J = 1 \rightarrow 0$ entsprechenden CO-Linie (Abbildung nach Maddalena *et al.* (1986)). Große Teile der Orion-Gaswolken liegen innerhalb des sogenannten *Barnard's Loop*, einer ringsegmentförmigen Struktur, die wahrscheinlich der Überrest mehrerer vor einigen Millionen Jahren explodierter Supernovae ist. Innerhalb von M 42 befinden sich zahlreiche junge massive Sterne, die teilweise zum jungen offenen Sternhaufen NGC 1976, der bes-

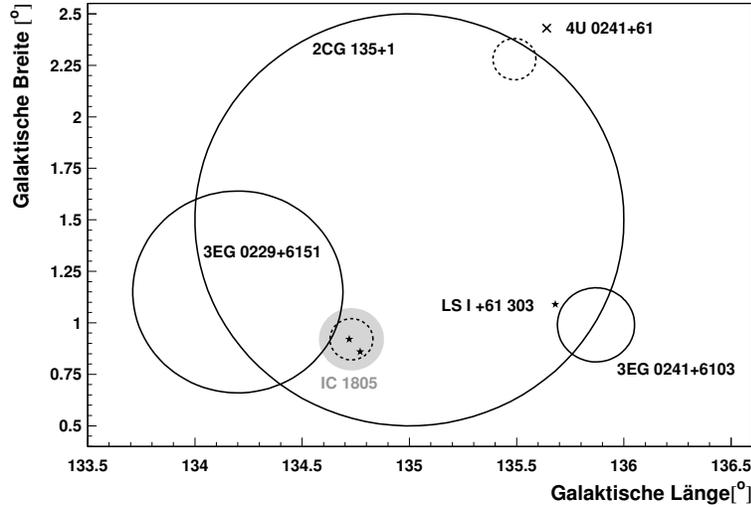


Abbildung 6.3: In dieser Himmelskarte sind die 95 %-Fehlerellipsen der EGRET-Quellen 3EG 0241+6103 und 3EG 0229+6151 und der COS-B-Quelle 2CG 135+1 (durchgezogene Kreise) sowie die Ausdehnung des jungen offenen Sternhaufens IC 1805 (graue gefüllte Fläche) dargestellt. Weiterhin sind die Positionen des Sternes LSI +61 303 und der Sterne HD 15570 und HD 15558 (innerhalb des Sternhaufens) mit Sternen gekennzeichnet. Die Position der Röntgen-Quelle 4U 0241+61 (= QSO 0241 = 1ES 0241+622) ist mit einem Kreuz gekennzeichnet. Die Ereignisweise Winkelauflösung der HEGRA-System-Teleskope ist an den Tracking-Positionen der beiden Beobachtungen jeweils als gestrichelter Kreis eingezeichnet.

ser unter dem Namen Orion-Sternhaufen bekannt ist, gehören. Beobachtungen des Orion-Sternhaufens mit dem Röntgen-Satelliten Chandra ergaben über 1000 Sterne, die im Röntgenbereich emittieren und deren Masse zwischen $0.05 M_{\odot}$ und $50 M_{\odot}$ liegt (Garmire *et al.* 2000). Neben dem prominenten Orion-Sternhaufen befinden sich in der Nähe von M42 die offenen Sternhaufen NGC 1977, NGC 1980 und NGC 1981. Die Orion-Gaswolken wurden mit dem Satelliten-Experiment EGRET im MeV/GeV-Energiebereich beobachtet. Für eine Energie $E > 100$ MeV wurde eine Emissivität von $(1.65 \pm 0.11) \times \text{Photonen } 10^{-26} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ gemessen. Die höchste Intensität wurde hierbei aus der Richtung von Orion B beobachtet. Die beobachtete Strahlung läßt sich durch ein einfaches Modell für diffuse Emission beschreiben (Digel *et al.* 1999). Eine Extrapolation dieses Modells in den TeV-Energiebereich unter der Annahme eines Potenzgesetz-Spektrums mit einem Spektralindex von $\alpha = 2.7$ ergibt eine Flußabschätzung von etwa 10^{-13} Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ oberhalb von 1 TeV (Pohl 2001). Ein Fluß dieser Größenordnung liegt bei realistischen Beobachtungszeiten außerhalb der Reichweite der Sensitivität des HEGRA-Experimentes. Eine andere Möglichkeit zur Erzeugung von TeV- γ -Strahlung besteht jedoch in der Ausbildung von Schockfronten an der Grenze zwischen den Sternwinden der jungen massiven Sterne und dem

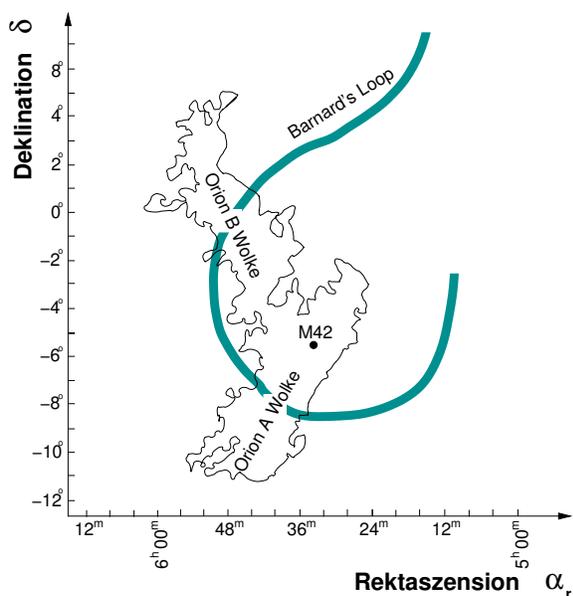


Abbildung 6.4: Der Orion-Gaswolken-Komplex. Abgebildet ist hier nur der größte, zusammenhängende Teil der Riesengaswolke. Dieser Abbildung liegt die vollständige Darstellung bei Maddalena *et al.* (1986) zugrunde. Der Supernova-Überrest *Barnard's Loop* ist ebenfalls eingezeichnet.

dichten Medium von M42 und der umliegenden Gaswolke. Mit zahlreichen massiven jungen Sternen in offenen Sternhaufen und einem dichten interstellaren Medium ist M42 ein guter Kandidat für die Entstehung von γ -Strahlung aus dem π^0 -Zerfall. Weiterhin macht die geringe Entfernung des Orion-Nebels zum Sonnensystem das Objekt zu einem interessanten Kandidaten für die Beobachtung im TeV-Energiebereich. Beobachtungen von M42 mit den HEGRA System-Teleskopen wurden im Jahre 2001 vorgeschlagen und durchgeführt (Tluczykont 2001a). In Abbildung 6.5 ist die Himmelsregion um M42 dargestellt. Die HII-Region M42 ist als graue Fläche dargestellt und die offenen Sternhaufen sowie das Blickfeld der HEGRA-Beobachtungen um M42 (ON-Region) sind als durchgezogene Kreise eingezeichnet. In der ON-Region befindet sich der helle Stern *Ori iota*. Solch ein heller Stern führt zu erhöhten Triggerraten der jeweils ausgeleuchteten Kamerapixel. Diese Kamerapixel werden daher während der Datennahme dynamisch aus dem Trigger genommen, um falsche Zwei-Pixel-Ereignisse zu vermeiden. Ein solcher *blinder Fleck* in der Kamera kann dazu führen, daß die Akzeptanz im Bereich um den Stern herum abfällt. Dieser Effekt macht sich jedoch erst bei großen Datensätzen mit langen Beobachtungszeiten bemerkbar. Zusammen mit den Beobachtungen von M42 wurden auch Beobachtungen einer Vergleichsregion (OFF-Region) vorgeschlagen. Diese Region ist ebenfalls in Abbildung 6.5 eingezeichnet und wurde so ausgewählt, daß sich im Blickfeld der OFF-Region an der gleichen Position wie im Blickfeld der ON-Region der Stern *Ori eta* befindet, der eine ähnliche Helligkeit wie *Ori iota* aufweist. Aufgrund schlechter Wetterverhältnisse während der Sichtbarkeitsperiode von M42 wurden lediglich 2 Stunden ON-Daten und 40 Minuten OFF-Daten aufgenommen. Ein Überschuss in den ON-Daten an der Position des variablen Sterns V* V785 Ori bei einer vorläufigen Analyse motivierte weitere, auf diesen Stern zentrierte Beobachtungen, die jedoch wiederum aufgrund schlechter Wetterverhältnisse lediglich 1.3 Stunden Beobachtungszeit erbrachten. Neben dem Ausfall eines Großteils

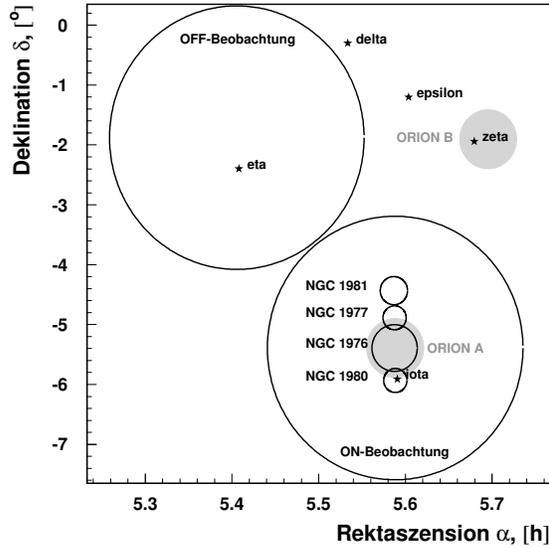


Abbildung 6.5: Die Gesichtsfelder der ON- und OFF-Beobachtungen auf den Orion-Nebel M42. Die im Gesichtsfeld enthaltenen jungen offenen Sternhaufen sowie die hellsten Sterne im Gesichtsfeld sind eingezeichnet.

der geplanten Beobachtungen erfüllen von den genommenen M42-Daten nur ein Drittel (2 Runs) die in Abschnitt 4.2.1 aufgestellten Qualitätskriterien. In Tabelle 6.2 sind die Runs des M42-Datensatzes zusammen mit ihrer Rate (System-Triggerrate) und der erwarteten Rate aufgelistet. Die Ergebnisse der Analyse des gesamten Datensatzes werden in Abschnitt 6.3.3 vorgestellt.

Run-Nummer	Dauer [min]	<i>golden fraction</i> [%]	gemessene Rate [Hz]	erwartete Rate [Hz]
M42				
26885	20	99.3	3.3	12.1
26887	20	99.8	3.3	12.4
26920	20	99.7	3.2	12.1
26921	20	99.6	3.2	12.3
26951	20	96.8	13.6	12.2
26952	20	96.6	13.7	12.3
V785				
29914	20	94.0	13.0	12.3
29926	20	94.5	13.8	11.9
29927	20	86.9	13.6	12.3
29928	20	70.1	10.8	12.8

Tabelle 6.2: System-Triggerraten der ON-Beobachtungen auf M42. Nach vorläufigen, positiven Analyseergebnissen an der Position des variablen Sterns V* V785 Ori in den M42-Daten wurde dieser Stern direkt beobachtet (V785-Datensatz).

6.3 Ergebnisse der Analyse der Galaktischen Objekte

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse wurden unter Verwendung der in Abschnitt 4.2 eingeführten Analysemethoden erzielt. Für jedes Objekt werden die Ereignisstatistik (Ereigniszahlen und Signifikanz) sowie die oberen Grenzen auf den integralen Fluß bei einem Vertrauensniveau von 99 % in Einheiten des Krebs-Nebel-Flusses ($F_{\text{OG}}^{99\%}(E > E_{\text{thr}})$) und in Einheiten von Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ($\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(E > E_{\text{thr}})$) angegeben. Bei den jeweils angeführten statistischen Fehlern handelt es sich um die der Signifikanz der Beobachtung entsprechenden Fehler. In einem 3 Grad durchmessenden Gesichtsfeld um das jeweilige Objekt herum wurde eine Gitterfeldsuche unter Verwendung des *Template*-Untergrundmodells durchgeführt. Hierbei wurden sowohl die Standard- als auch die in Abschnitt 5.2.2 eingeführten, auf steile Photonspektren optimierten S5-Schnitte verwendet. Die Anwendung der S5-Schnitte ist dadurch motiviert, daß im Rahmen von π^0 -Zerfallsmodellen steile Photonspektren erwartet werden können (vgl. hierzu Abschnitt 6.4 und Abbildung 6.18). Die Angabe eines einzigen α -Faktors ist im Falle der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Standardanalyse nicht möglich, da für jede Teleskopmultiplizität unterschiedliche Schnitte verwendet werden und somit auch unterschiedliche α -Faktoren vorliegen (vgl. Abschnitt 4.2.4). Der angegebene Wert αN_{off} bezieht sich im Falle der Standardanalyse auf die Summe $\sum_i \alpha_i N_{\text{off}}^{(i)}$. Hierbei liegen die Werte α_i typischerweise bei 0.08 bis 0.2. In den folgenden Unterabschnitten werden die Ergebnisse für die einzelnen beobachteten Objekte dargestellt. Bei den aus der Gitterfeldsuche (*Template*-Modell) erhaltenen Ereigniszahlen kann dagegen ein α -Faktor angegeben werden, da in diesem Fall keine dynamischen Schnitte verwendet werden (siehe Tabelle 4.3, Seite 57 sowie Tabelle 5.2, Seite 69). In Unterabschnitt 6.3.4 werden die Ergebnisse zusammengefaßt. Im Anschluß an diesen Abschnitt werden die Ergebnisse des jungen offenen Sternhaufens Berkeley 87 mit Modellvorhersagen verglichen (Abschnitt 6.4).

6.3.1 Berkeley 87

Die Verteilung der quadrierten Winkelabstände (vgl. Abbildung 4.5) aus der Richtung des jungen offenen Sternhaufens Berkeley 87 ist in Abbildung 6.6 für den 10.3 h umfassenden Datensatz dargestellt. Die Verteilung aus der Signalregion stimmt im Rahmen der statistischen Fehler mit der Untergrundverteilung aus der Vergleichsregion überein. Die Ereigniszahlen für Signal- und Untergrundregion ergeben sich zu $N_{\text{on}} = 22$ und $\alpha N_{\text{off}} = 28$, woraus sich eine Signifikanz von $S = -1.1 \sigma$ errechnet. Die gegen statistische Fluktuationen geglättete Signifikanz (Gleichung 4.3, Seite 54) beträgt $\langle S \rangle = 0.7 \sigma$. Bei einem mittleren Zenitwinkel von 22.8 Grad ergibt sich bei den verwendeten Schnitten eine Energieschwelle von 0.90 TeV (siehe Abschnitt 5.2.3). Die oberen Grenzen auf den integralen Fluß aus der Richtung von Berkeley 87 ergeben sich zu

$$F_{\text{OG}}^{99\%}(E > 0.90\text{TeV}) = 0.05 \text{ Crab}$$

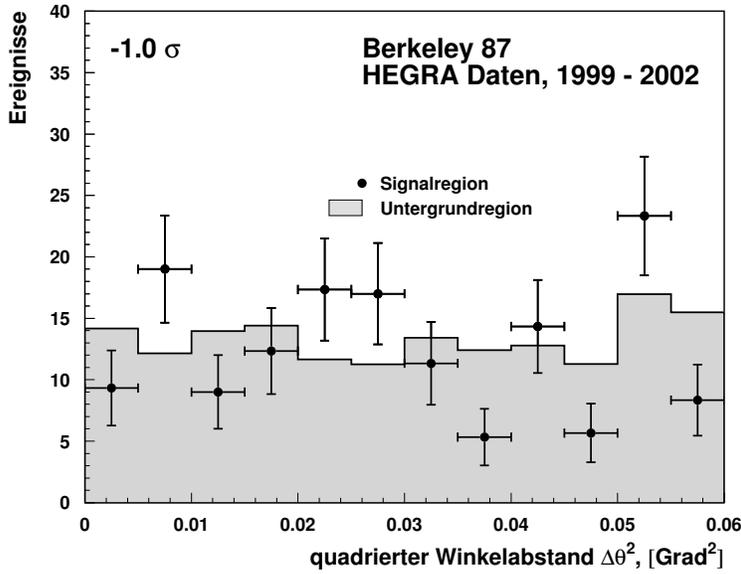


Abbildung 6.6: Verteilung der rekonstruierten quadrierten Winkelabstände $\Delta\theta^2$ für die Daten aus der Richtung des jungen offenen Sternhaufens Berkeley 87 (Datenpunkte) und der rekonstruierten Ereignisse aus der Vergleichsregion (graues Histogramm). Es ist kein Signal vorhanden. Aus den Beobachtungen kann eine obere Grenze auf den integralen Fluß des Objektes abgeleitet werden.

$$\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(E > 0.90\text{TeV}) = 0.98 \cdot 10^{-12} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Diese Ergebnisse sind in Anbetracht der verbesserten Analysemethode und der hinzugewonnenen Daten aus dem Jahr 2002 mit den früher veröffentlichten Ergebnissen kompatibel (Tluczykont 2000b, 2001b). Eine Anwendung der Kolmogorov- und Prahl-Tests auf ausbruchartiges Verhalten ergibt mit 0.3σ und -0.3σ keine Anzeichen für ausbruchartige Variabilität.

Eine Signalsuche im 3 Grad durchmessenden Gesichtsfeld mit den in Abschnitt 4.2.7 eingeführten Gitterfeldsuchen ergibt keinen signifikanten Überschuß. Eine Signifikanzkarte aus der Gitterfeldsuche mit dem *Template*-Untergrundmodell ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Ebenfalls dargestellt ist die Verteilung der Signifikanzen der 1225 Gitterfeldpunkte aus dem Gesichtsfeld. Die Anpassung einer Gauß-Kurve macht die sehr gute Übereinstimmung mit der Erwartung im Falle einer reinen Untergrundmessung deutlich. Aus der hier verwendeten Gitterfeldsuche mit dem unabhängigen *Template*-Untergrundmodell ergeben sich an der Position von Berkeley 87 die Ereigniszahlen $N_{\text{on}} = 33$ und $\alpha N_{\text{off}} = 38$ ($\alpha = 0.1570$, $S = -0.7\sigma$). Aufgrund des weicheren Winkelschnittes bei Verwendung des *Template*-Modelles zur Bestimmung des Untergrundes (Tabelle 4.3) ergeben sich aus der hier verwendeten Gitterfeldsuche im Vergleich zur Standardanalyse höhere Ereigniszahlen. Eine Untersuchung des Gesichtsfeldes unter Verwendung der auf steile Photonspektren optimierten S5-Schnitte (Abschnitt 5.2.2) zeigt ebensowenig einen signifikanten Überschuß. Das Gesichtsfeld sowie die Verteilung der Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld unter Verwendung der S5-Schnitte sind in Figur 6.7 auf der rechten Seite abgebildet.

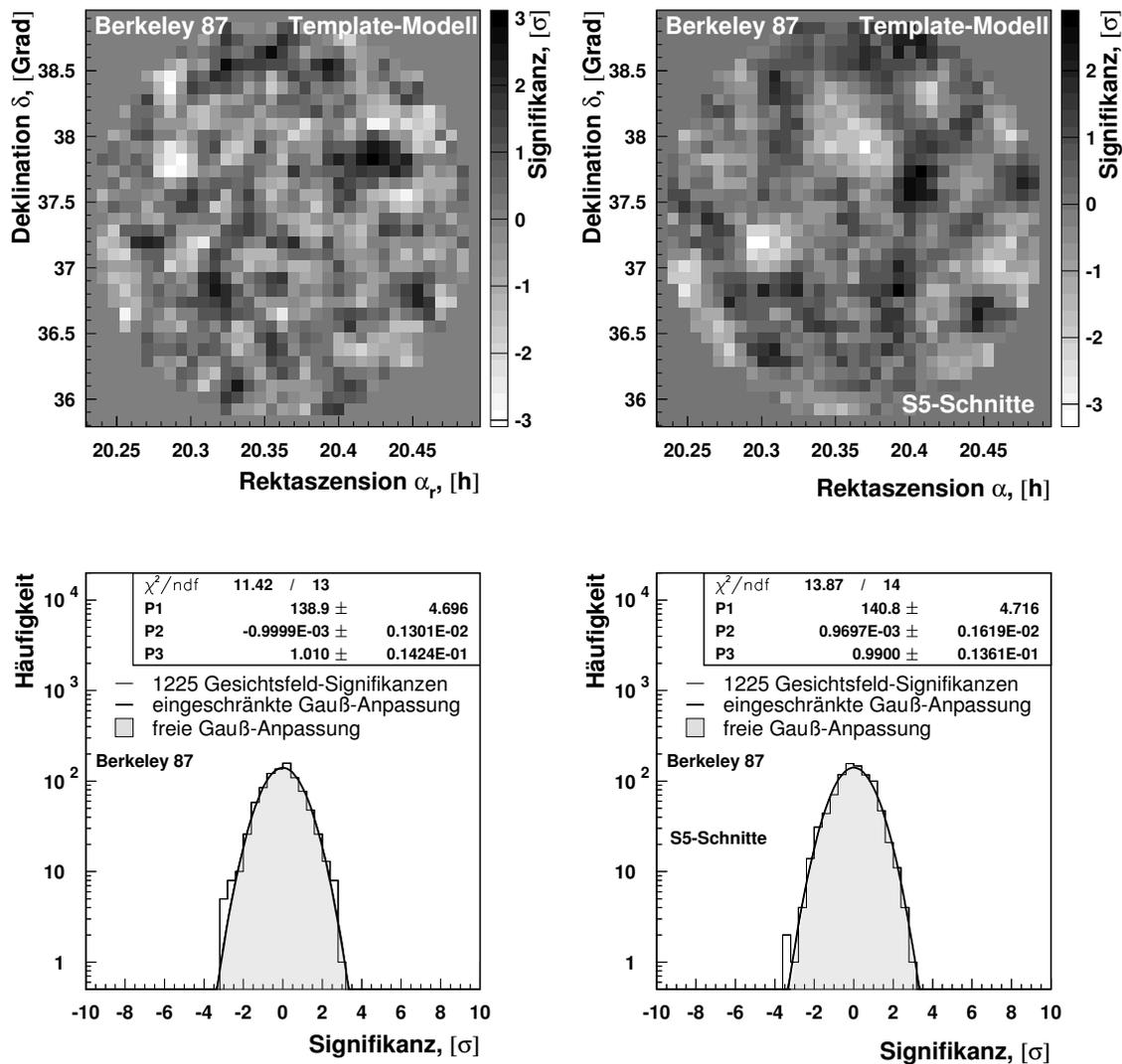


Abbildung 6.7: Gitterfeldsuchen im Gesichtsfeld (3 Grad Durchmesser) um Berkeley 87 für Standard- (links) und S5-Schnitte (rechts). Im oberen Teil dieser Abbildung sind die Signifikanzkarten des Gesichtsfeldes um Berkeley 87 dargestellt. Die Verteilungen der Signifikanzen aus den Gesichtsfeldern sind unten dargestellt. Es wurde das *Template-Modell* zur Bestimmung des Untergrundes verwendet. Die Verteilungen der Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld wurden mit einer Gauß-Kurve mit eingeschränkten Parametern (Mittelwert $P2 = 0.00 \pm 0.01$, Breite $P3 = 1.0 \pm 0.1$) angepaßt (fette Linie). Eine Gauß-Kurvenanpassung mit freien Parametern ist ebenfalls eingezeichnet (graue Fläche). Es ist keine Abweichung von der Untergrunderwartung zu beobachten.

6.3.2 IC 1805 und CG135+1_QSO0241

Aus den direkten Beobachtungen auf den jungen offenen Sternhaufen IC 1805 unter Verwendung der Standardschnitte ergeben sich die Ereigniszahlen $N_{\text{on}} = 27$ und $\alpha N_{\text{off}} = 39$, mit den Signifikanzen $S = \langle S \rangle = -2.0 \sigma$. Der mittlere Zenitwinkel der Beobachtung von 34.8 Grad entspricht einer Energieschwelle von 1.18 TeV. Die $\Delta\theta^2$ -Verteilung der rekonstruierten Ereignisse aus der Richtung von IC 1805 ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Bei einer gesamten Beobachtungszeit von 15.3 Stunden ergeben sich obere

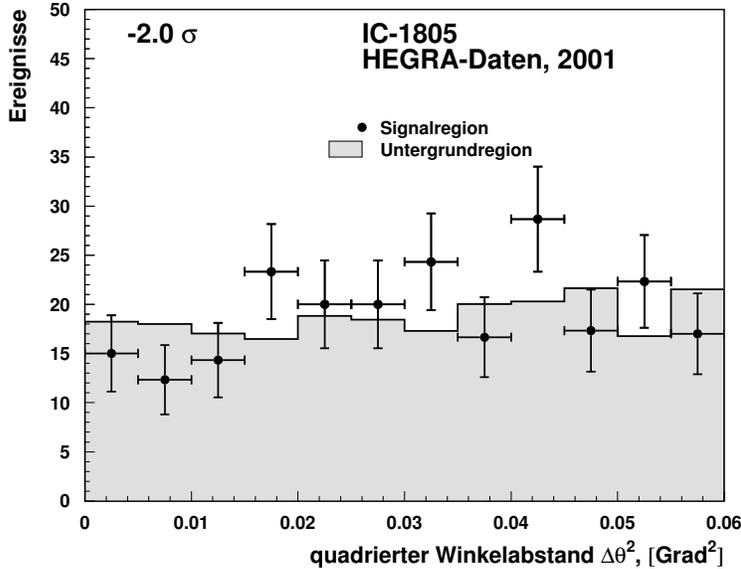


Abbildung 6.8: Winkelabstandshistogramm für die Daten aus der Richtung des jungen offenen Sternhaufens IC 1805. Die Daten aus der Signalregion (N_{on}) sind als Punkte mit Fehlerbalken dargestellt. Das graue Histogramm stellt die Verteilung aus der Vergleichsregion (N_{off}) dar.

Grenzen auf den integralen Fluß von

$$F_{\text{OG}}^{99\%}(E > 1.18\text{TeV}) = 0.06 \text{ Crab}$$

$$\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(E > 1.18\text{TeV}) = 0.79 \cdot 10^{-12} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Eine Anwendung der statistischen Tests auf ausbruchartiges Verhalten (Kolmogorov- und Prah-Tests) ergibt mit -0.3σ und 0.4σ keine Anzeichen für eine ausbruchartige Variabilität in den Daten.

In den Signifikanzkarten der Gesichtsfelder von IC 1805 (Abbildung 6.9) und von CG135+1_QSO0241 (Abbildung 6.10) sind weder an der Position von IC 1805 noch im übrigen Gesichtsfeld signifikante Überschüsse vorhanden. Die Häufigkeitsverteilungen der Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld stimmen mit der Nullhypothese überein. Um den Überlapp der 34.3 h (nach Qualitätsschnitten) umfassenden CG135+1_QSO0241-Beobachtung mit den Beobachtungen von IC 1805 auszunutzen, wurde hier das Gesichtsfeld von 3.0 auf 3.5 Grad Durchmesser erhöht, so daß der junge offene Sternhaufen IC 1805 im Gesichtsfeld enthalten ist. An der Position von IC 1805 ergeben sich

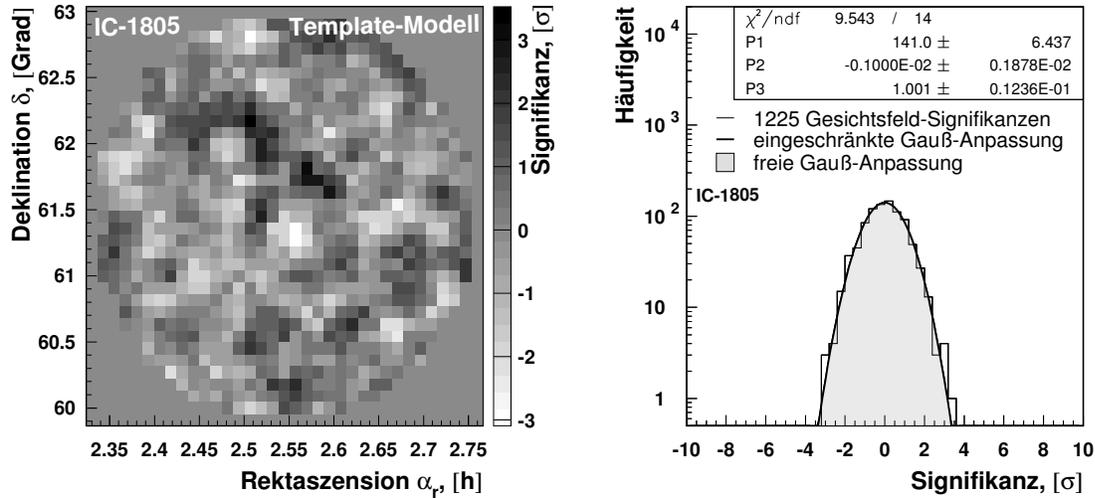


Abbildung 6.9: Links: Signifikanzkarte im Gesichtsfeld um IC 1805. Rechts: Verteilung der Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld. Es ist kein signifikant von den zu erwartenden statistischen Fluktuationen abweichender Überschuß zu sehen. Die Darstellung folgt derjenigen von Abbildung 6.7.

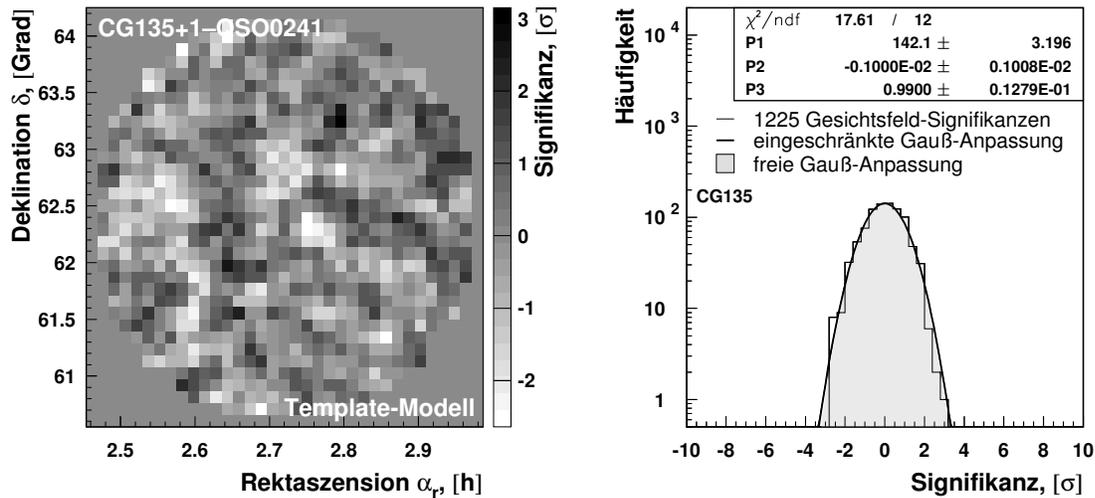


Abbildung 6.10: Untersuchung des Gesichtsfeldes der Beobachtung CG135+1_QSO241 unter Verwendung des *Template*-Modells zur Bestimmung des Untergrundes. Links ist eine Signifikanzkarte des Gesichtsfeldes der Beobachtung dargestellt. Rechts ist die Verteilung der Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld abgebildet. Es ist kein Überschuß vorhanden. Zu den Anpassungen vgl. Abbildung 6.7.

aus diesen Beobachtungen die Ereigniszahlen $N_{\text{on}} = 61$ und $\alpha N_{\text{off}} = 58$, was bei einem

α -Faktor von $\alpha = 0.1468$ einer Signifikanz von 0.3σ entspricht. Faßt man beide Datensätze zusammen, so ergibt sich eine Gesamtbeobachtungszeit von 49.6 h bei einem mittleren Zenitwinkel von 35.1 Grad ($E_{\text{thr}} = 1.19\text{ TeV}$). Die aus diesem Gesamtdatensatz berechneten oberen Grenzen auf den integralen Fluß liegen bei

$$F_{\text{OG}}^{99\%}(E > 1.19\text{ TeV}) = 0.05 \text{ Crab}$$

$$\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(E > 1.19\text{ TeV}) = 0.64 \cdot 10^{-12} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Eine Anwendung der S5-Schnitte auf die IC 1805- und CG135+1_QSO0241-Daten ergeben die in Abbildung 6.11 gezeigten Signifikanzkarten und -Verteilungen. Innerhalb der Gesichtsfelder ist kein signifikant von der Untergrunderwartung abweichender Überschuß zu beobachten. Im Gesichtsfeld der CG135+1_QSO0241-Daten beträgt die höchste Signifikanz in einem einzelnen Bin 4.1σ . Da dieses Bin ($\alpha_r \approx 2.91$ h $\delta \approx 63.1$ Grad) sich in einem größeren Bereich erhöhter Signifikanz (oberer rechter Rand des dargestellten Gesichtsfeldes) befindet und die Verteilung der Signifikanzen insgesamt leicht verbreitert erscheint, ist dieser Überschuß wahrscheinlich nicht auf ein reales Signal zurückzuführen.

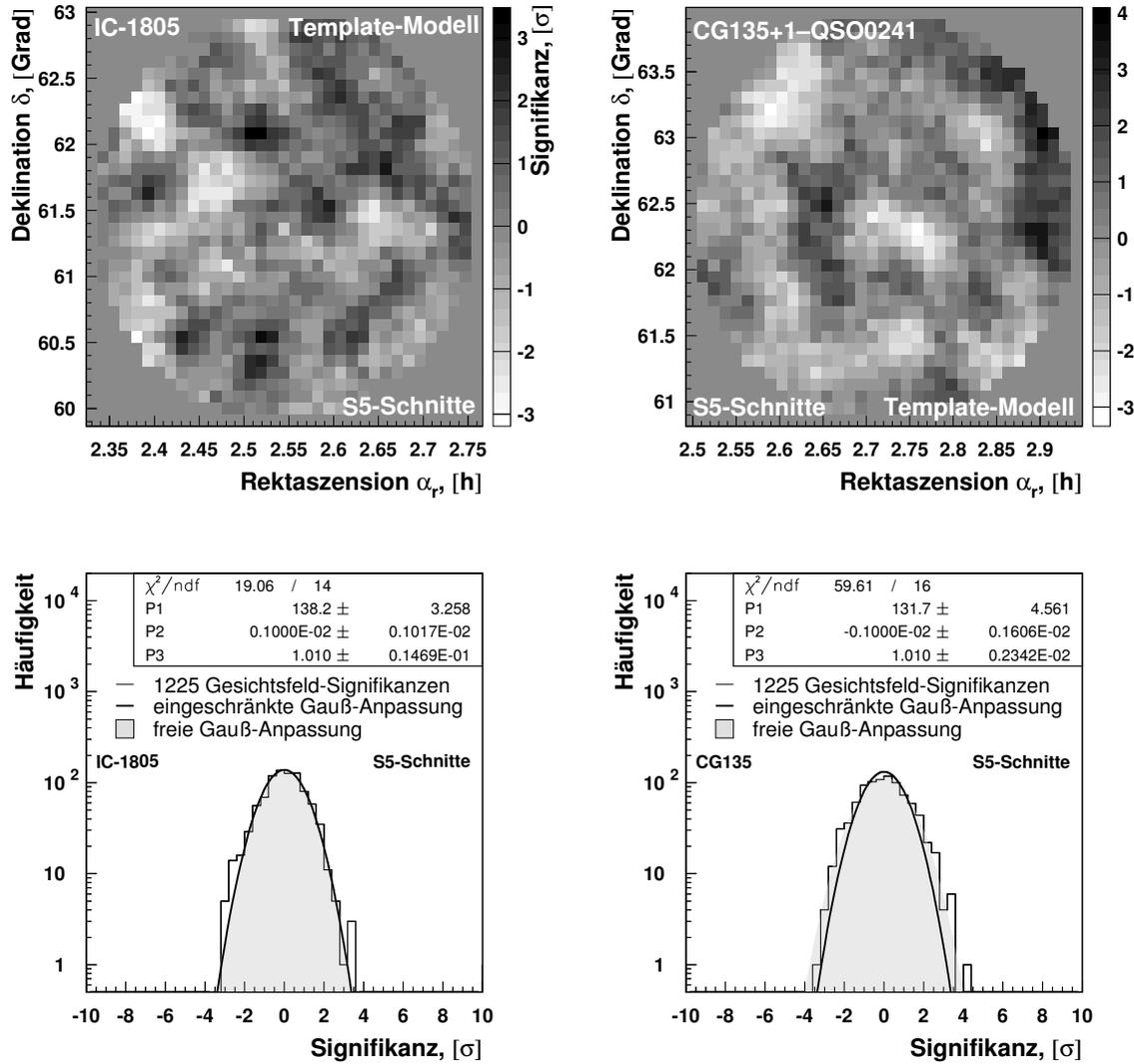


Abbildung 6.11: *Oben:* Signifikanzkarten aus der Gitterfeldsuche unter Verwendung der *Template*-Methode und der S5-Schnitte für IC 1805 (links) und CG135+1_QSO0241 (rechts). *Unten:* Verteilungen der Signifikanzen aus den Gesichtsfeldern. Auch nach Anwendung der S5-Schnitte ist kein signifikanter Überschuss zu beobachten. Das Gesichtsfeld der CG135+1_QSO0241-Beobachtungen erscheint insgesamt inhomogener und weist stärkere Fluktuationen auf. Die Verteilung der Signifikanzen ist gegenüber der Erwartung im Falle rein statistischer Fluktuationen etwas verbreitert.

6.3.3 Der Orion-Nebel: M 42 und V785

Die Beobachtungskampagne auf den Orion-Nebel M 42 wurde im ON/OFF-Beobachtungsmodus durchgeführt. Bei einem mittleren Zenitwinkel von $\langle \vartheta \rangle = 36.1$ Grad ergibt sich eine Energieschwelle von $E_{\text{thr}} = 1.07$ TeV. Wie bereits in Abschnitt 6.2 erwähnt, wurde in einer vorläufigen Analyse der M42-Daten an der Position des variablen Sterns V* V785 Ori ein Überschuß gemessen, der daraufhin die Beobachtung dieser Position im *wobble*-Modus motivierte (V785-Daten). Der mittlere Zenitwinkel der V785-Daten liegt bei $\langle \vartheta \rangle = 43.8$ Grad, woraus eine Energieschwelle $E_{\text{thr}} = 1.45$ TeV folgt. Die Energieschwellen sind in diesem Fall für Standard und S5-Analyse identisch, da bei der Standardanalyse für M 42 auch 2-Teleskopereignisse zugelassen werden (siehe weiter unten). Da innerhalb des Gesichtsfeldes mehrere Objekte für eine Analyse von Interesse sind, eignen sich die Gitterfeldsuchen am besten zur Darstellung der Ergebnisse. Zur Analyse der im Gesichtsfeld der Beobachtungen enthaltenen jungen offenen Sternhaufen werden je nach Ausdehnung des Objektes die aus Abbildung 5.15 (Seite 76) hervorgehenden Winkelschnitte verwendet.

Problempunkte der Analyse von M42 und V785: Die in der Standard-Analyse verwendeten Methoden erfordern eine ausreichende Anzahl von Ereigniszahlen. Da nur zwei Runs des M42-Datensatzes und 3 Runs des V785-Datensatzes die Qualitätskriterien erfüllen (Tabelle 6.2), liegt in beiden Fällen keine ausreichende Statistik vor. Um dennoch die Standardanalyse verwenden zu können, wurden zur Erhöhung der Ereigniszahlen die Zwei-Teleskopereignisse mitberücksichtigt und der Kernortschnitt von 300 m auf 600 m gesetzt. Die Aufweichung des Kernortschnittes ist in Bezug auf die Sensitivität unkritisch, da diese über einen weiten Bereich nahezu konstant mit dem Kernortschnitt verläuft (vgl. Abbildung 4.16, Seite 47). Durch die Mitberücksichtigung der Zwei-Teleskopereignisse ergibt sich in der Standardanalyse eine um 0.15 TeV niedrigere Energieschwelle. Der hellste Stern im Gesichtsfeld, *iota Ori*, verursachte bei der Beobachtung einen stark erhöhten Strom in ein bis drei Kamera-Pixeln. Diese Pixel werden während der Datennahme dynamisch aus dem Trigger ausgeschlossen. Dies hat einen „blinden“ Fleck im betroffenen Bereich zur Folge, was sich (wie bereits erwähnt) bei langen Beobachtungszeiten negativ auf die Akzeptanz rund um die Sternposition auswirkt. Im Falle der M42- und V785-Beobachtungen ist dies jedoch aufgrund der sehr kurzen Meßzeit unkritisch. Auch die optische Emission des gesamten Orion-Nebels führte während der Beobachtungen zu leicht erhöhten Strömen in den ausgeleuchteten Photomultipliern. In diesem Fall blieben die betroffenen Pixel jedoch im Trigger, da die Ströme für einen dynamischen Ausschluß zu niedrig waren, so daß leicht erhöhte Triggerraten im betroffenen Bereich vorlagen. Bei der Bestimmung des Untergrundes anhand des Ring-Untergrundmodells kann dies zur Unterschätzung der Untergrund-Ereigniszahl führen, da Signal- und Untergrundeignisse nicht im selben räumlichen Bereich gezählt werden. Im Falle der M42-Beobachtungen ist jedoch zu beachten, daß der vom Orion-Nebel ausgeleuchtete „heiße“ Bereich im Zentrum der Kamera liegt und in guter Näherung die Form einer homogen leuchtenden Kreisscheibe hat. Betrachtet

man eine Position innerhalb dieses Bereiches, so stellt man fest, daß die zugehörige Ring-Untergrundregion, die aus einem kamerakonzentrischen Ringsegment besteht (vgl. Abbildung 4.11), ebenfalls in diesem Bereich liegt. Das gleiche gilt analog für eine Position außerhalb des heißen Bereichs. Somit kann davon ausgegangen werden, daß das Ring-Untergrundmodell zur Bestimmung des Untergrundes trotz der erhöhten Triggerrate im Zentralbereich der Kamera für den M42-Datensatz bedingt geeignet ist. Im Falle der V785-Beobachtungen befindet sich der „heiße“ Bereich nicht im Kamerazentrum, so daß die Ring-Untergrundmethode für diesen Datensatz nicht geeignet ist. Im Gegensatz zum Ring-Untergrundmodell ist beim *Template*-Untergrundmodell die räumliche Übereinstimmung zwischen Signal- und Untergrundregion gegeben, so daß sich dieses Modell für die M42- und V785-Datensätze am besten eignet. Im Folgenden werden beide Modelle zur Analyse des Gesichtsfeldes der M42-Daten verwendet, während die V785-Daten nur mit dem *Template*-Untergrundmodell analysiert werden.

Ergebnisse der Standardanalyse des M42-Datensatzes: Die Ergebnisse der Gitterfeldsuchen mit Standardschnitten sind in Abbildung 6.12 dargestellt. Es ist kein signifikant von den erwarteten statistischen Fluktuationen abweichender Überschuß im Gesichtsfeld zu erkennen. Die Ergebnisse der Analyse (Ereignisstatistik und obere Flußgrenzen) an den Positionen der Sternhaufen NGC 1976 (=M 42), NGC 1977, NGC 1980 und NGC 1981 sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt. Zur Bestimmung der oberen Flußgrenzen in *Crab*-Einheiten wurden die zu erwartenden Überschußereigniszahlen einer Quelle der Stärke 1 *Crab* bei homogener, ausgedehnter Emission (Radius R) verwendet, wie in Abschnitt 5.2.4 dargestellt.

Objekt	α_r [h:min:s]	δ [°:min:s]	R [Grad]	N_{on} [#]	αN_{off} [#]	S [σ]	$F_{\text{OG}}^{99\%}$ [Crab]	$\Phi_{\text{OG}}^{99\%}$ [cm ⁻² s ⁻¹]
NGC 1976	05:35:17	-05:23:28	0.39	74.0	73.0	0.0	2.95	45.0
NGC 1977	05:35:15	-04:53:12s	<0.1	12.0	3.1	2.3	1.66	25.3
NGC 1980	05:35:18	-05:56:00	0.12	14.0	11.6	0.6	1.37	20.9
NGC 1981	05:35:12	-04:26:00	0.23	13.0	7.5	1.8	1.50	22.9

Tabelle 6.3: Ergebnisse der Analyse der im Gesichtsfeld der M42-Beobachtung enthaltenen Sternhaufen (vgl. Abbildung 6.5). Neben den Namen der Sternhaufen sind die J2000-Koordinaten und die Ausdehnung (Radius R) für jedes Objekt aufgeführt. In den Spalten 5 bis 9 sind die Ereigniszahlen N_{on} und N_{off} , die Signifikanz und die resultierenden oberen Grenzen auf den integralen Fluß oberhalb von 1.07 TeV angegeben. Zur Bestimmung des Untergrundes wurde das *Template*-Modell verwendet. Der α -Faktor der Beobachtung beträgt 0.1616. Die verwendeten Winkelschnitte richten sich nach dem Radius R, entsprechend der in Abschnitt 5.2.4 ermittelten Abhängigkeit.

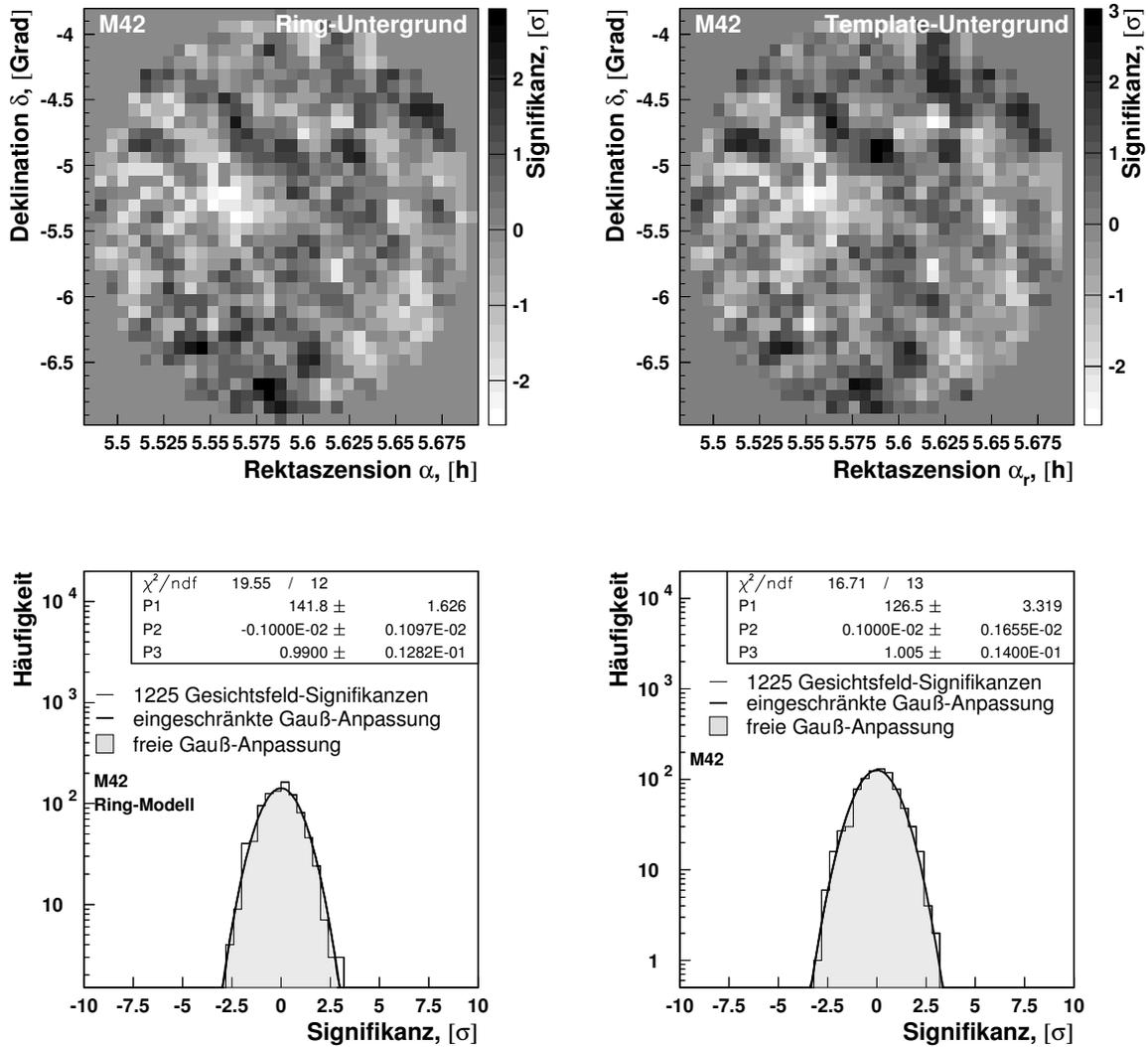


Abbildung 6.12: Signifikanzkarten im Gesichtsfeld der M42-Beobachtungen (oben) unter Verwendung des Ring-Untergrundmodells (links) und des *Template*-Modells (rechts). Die Verteilungen der Signifikanzen aus den Gesichtsfeldern sind ebenfalls dargestellt (unten). Die Gauß-Kurvenanpassungen sind wie in Abbildung 6.7 beschrieben. Es ist keine signifikante Abweichung von der Untergrunderwartung zu sehen.

Hinweis auf TeV–Gamma-Emission mit steilem Energiespektrum in den M42-Daten: Nach Anwendung der auf steile Photonspektren optimierten Schnitte (S5-Schnitte) verändert sich das Bild grundlegend. In Abbildung 6.13 sind die Signifikanzkarten des M42-Gesichtsfeldes unter Verwendung beider Untergrundmodelle und der S5-Schnitte dargestellt. In einem etwa 0.4 Grad durchmessenden Bereich, 1.3 Grad vom Kamerazentrum entfernt, ist ein deutlicher Überschuss zu sehen. Das signifikanteste

Bin in diesem Bereich weist mit 36.0 ± 6.8 Überschußereignissen eine Signifikanz von 5.3σ auf. Die Ergebnisse der Gitterfeldsuche mit dem *Template*-Untergrundmodell zeigen einen Überschuß im selben Bereich, mit einer maximalen Signifikanz bei 4.0σ . Der Unterschied zwischen beiden Messungen ist aufgrund des wesentlich größeren α -Faktors des *Template*-Modells ($\alpha = 0.7745$ im Gegensatz zu $\alpha = 0.0467$) und der fehlenden Zenitwinkelkorrektur im Falle des Ring-Untergrundmodells (vgl. Abschnitt 4.2.7) zu erwarten. Zum Vergleich beider Ergebnisse muß der gemessene Überschuß in beiden Himmelskarten an derselben Stelle betrachtet werden. Wählt man für diese Position das Maximalbin im Gesichtsfeld nach der *Template*-Methode, so ergeben sich mit Überschüssen von 37.0 ± 7.7 (Ring, 4.8σ) und 48.0 ± 12.0 (*Template*, 4.0σ) konsistente Ereigniszahlen aus beiden Suchmethoden. Eine Bestimmung des Schwerpunktes P_{CM} des gemessenen Überschusses ergibt die Koordinaten $\alpha_r = 5\text{h}35\text{m}00\text{s}$ $\delta = -6\text{d}32\text{m}35\text{s}$ (Die Rektaszension wird hier zur Unterscheidung vom α -Faktor mit α_r bezeichnet). Verwendet man diese Koordinaten als Bezugspunkt zur Berechnung eines quadrierten Winkelabstandes, so ergibt sich die in Abbildung 6.14 (oben) dargestellte Ankunftsrichtungsverteilung. Ebenfalls dargestellt ist der Verlauf der zugehörigen kumulativen Signifikanzverteilung (unten). Hierbei wurde das *Template*-Modell zur Abschätzung des Untergrundes verwendet. Unter Berücksichtigung der niedrigen Ereigniszahlen ist die Verteilung mit einer signalartigen Anhäufung zu kleinen Winkelabständen gut verträglich. An der Schwerpunktposition ergeben sich im Signalbereich ($\Delta\theta^2 < 0.04$) die Ereigniszahlen $N_{\text{on}} = 107$, $\alpha N_{\text{off}} = 62.7$ und eine Signifikanz von 3.4σ . Unter der Annahme, daß es sich bei dem Überschuß um ein echtes Signal handelt, ergibt sich ein Fluß von etwa 3.0 Crab. Abbildung 6.15 zeigt die Verteilung der *mscw*-Werte der Überschußereignisse. Wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, ist eine Verbreiterung der Verteilung der mittleren skalierten Breiten und eine Anhäufung bei kleineren *mscw*-Werten aufgrund der gewählten S5-Schnitte zu erwarten. Bezüglich der photonischen Natur der Ereignisse ist aufgrund der geringen Ereigniszahlen anhand dieser Verteilung keine Aussage möglich.

Analyse des V785-Datensatzes mit Standard- und S5-Schnitten: Eine Analyse der V785-Daten mit den Standardschnitten und den S5-Schnitten ergibt die in Abbildung 6.16 dargestellten Signifikanzkarten und Verteilungen. Die Energieschwelle für diese Beobachtung liegt bei 1.45 TeV. Für den V785-Datensatz eignet sich das Ring-Untergrundmodell nicht, da der Orion-Nebel sich nicht im Zentrum des Gesichtsfeldes befindet und so in den ringförmigen Untergrundregionen zu Fehlschätzungen des Untergrundes führen kann (siehe weiter oben). Zudem ist die Position des durch den Orion-Nebel in der Kamera ausgeleuchteten Bereichs für Runs mit unterschiedlichem Vorzeichen des 0.5 Grad messenden Versatzes (*wobble*-Modus) nicht identisch. Daher werden die V785-Daten nur anhand der Gitterfeldsuche mit dem *Template*-Modell analysiert. Im Bereich des in den M42-Daten gemessenen Überschusses ist in diesem Datensatz keine signifikante Abweichung von der Untergrunderwartung zu sehen. An der Schwerpunktposition P_{CM} ergeben sich aus den V785-Daten unter Verwendung der

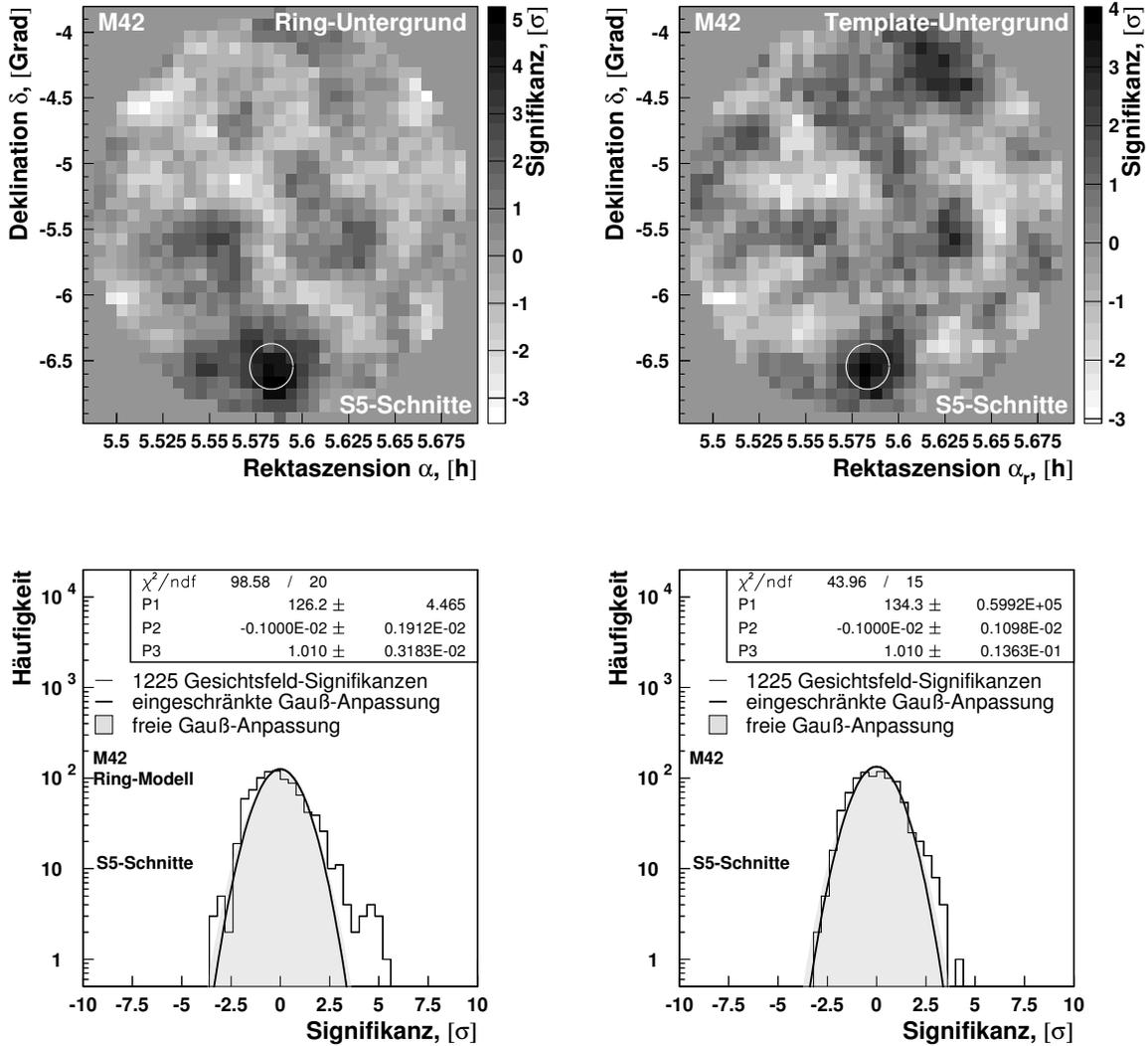


Abbildung 6.13: Signifikanzkarten nach Anwendung der auf steile Photonspektren optimierten S5-Schnitte. Im oberen Teil dieser Abbildung sind die Signifikanzkarten im Gesichtsfeld der M42-Beobachtungen unter Verwendung des Ring- (links) und des *Template*-Untergrundmodells (rechts) dargestellt. Die entsprechenden Verteilungen der Signifikanzen sind im unteren Teil der Abbildung dargestellt. Die Anpassungen wurden wie in den bisherigen Abbildungen durchgeführt. Zentriert um die durch den weißen Kreis markierte Position P_{CM} ist mit beiden Untergrundmethoden ein Überschuss zu sehen, der auf eine Emission in der Nähe der Schwelle ($E_{thr} = 1.07$ TeV) mit sehr steilem Spektrum ($\beta \geq 4$) hindeutet (siehe Text).

S5-Schnitte die Ereigniszahlen $N_{on} = 101$, $\alpha N_{off} = 101.5$ (-0.5 ± 14.0 Überschussereignisse). Die Ergebnisse aus den Gesichtsfeldern der M42- und V785-Beobachtungen sind

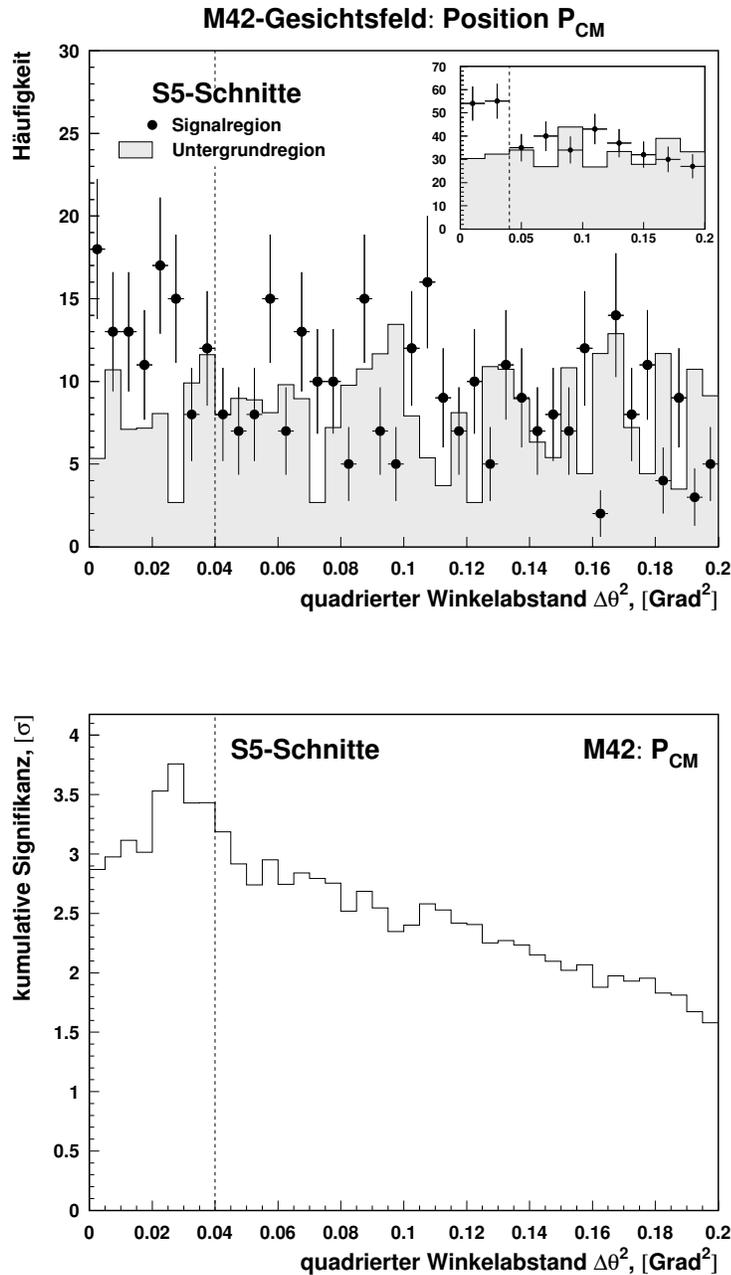


Abbildung 6.14: *Oben:* Verteilung der quadrierten Winkelabstände an der Schwerpunktposition P_{CM} des Überschusses in den M42-Daten. Zur besseren Visualisierung des Überschusses ist die Verteilung zusätzlich mit einem groben Binning dargestellt (Eingefügtes Bild, oben rechts). *Unten:* Kumulative Signifikanz an der Schwerpunktposition. Hierbei wurden die auf steile Photonspektren optimierten S5-Schnitte und das *Template*-Untergrundmodell verwendet. Bei dem als senkrechte, gestrichelte Linie eingezeichneten optimalen Schnitt ergibt sich eine Signifikanz von 3.4σ .

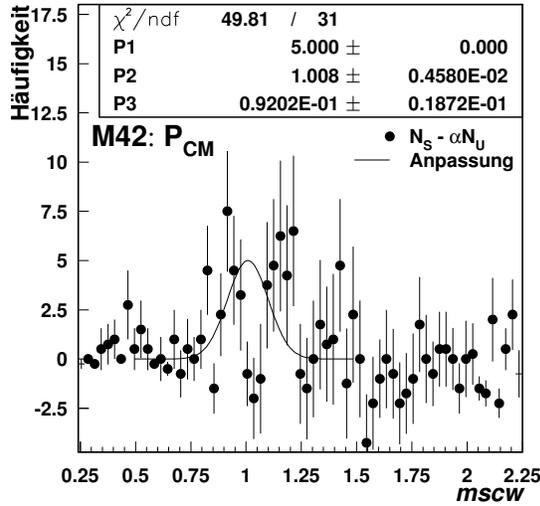


Abbildung 6.15: Verteilung der mittlere skalierten Breiten der Überschüßereignisse an der Schwerpunktposition P_{CM} des Überschusses aus dem Gesichtsfeld der M42-Daten (Datenpunkte). Die Erwartung an einen photonischen Überschüß ist durch eine eingeschränkte Gauß-Kurvenanpassung (Mittelwert $P2 = 0.00 \pm 0.01$, Breite $P3 = 1.0 \pm 0.1$) als durchgezogene Linie eingezeichnet. Aufgrund der geringen Ereigniszahlen und der damit einhergehenden großen Fehler ist jedoch anhand dieser Verteilung keine Aussage bezüglich der photonischen Natur des Überschusses möglich.

	N_{on}	N_{off}	α	$N_{on} - \alpha N_{off}$	S	S_{pt}
M42: maximales Bin						
Ring	81	942	0.0467	37.0 ± 7.7	4.8	2.9
Template	107	76	0.7745	48.0 ± 12.0	4.0	1.9
M42: Schwerpunktposition P_{CM}						
Template	107	81	0.7745	44.4 ± 13.0	3.4	1.0
V785: Schwerpunktposition P_{CM}						
Template	101	101.5	0.9668	-0.5 ± 14.0	0.0	0.0

Tabelle 6.4: Ereigniszahlen und Statistik im maximalen Bin der *Template*-Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld von M42. Die Ereigniszahlen und Signifikanzen an der Schwerpunktposition P_{CM} des Überschusses sind ebenfalls aufgelistet. Weiterhin ist das Ergebnis der Analyse der V785-Daten an der Position P_{CM} angegeben. Ein Überschüß ist nur im M42-Datensatz zu sehen. Zu den gemessenen Signifikanzen S sind ebenfalls die entsprechenden *Post-Trial*-Signifikanzen S_{pt} angegeben.

in Tabelle 6.4 zusammenfassend dargestellt. Unter Berücksichtigung des sogenannten *Post-Trial-Faktors* (vgl. Abschnitt 4.2.7) ergeben sich die in der letzten Spalte aufgelisteten *Post-Trial*-Signifikanzen S_{pt} .

Interpretation: Bei M42 und V785 handelt es sich mit 0.7h resp. 1.0h Beobachtungszeit nach Qualitätsschnitten um Datensätze mit äußerst geringer Statistik. Daher sind Fluktuationen zu erwarten und eine Bewertung des Überschusses ist schwierig. Die im Folgenden angestellten Überlegungen gelten nur unter der Voraussetzung, daß es sich bei dem gemessenen Überschüß um ein reales Signal handelt.

Da ein deutlicher Überschüß nur im M42-Datensatz vorhanden ist, könnte es sich um eine variable Emission handeln. Anhand einer einfachen Simulationsrechnung kann für die vorliegenden Ereigniszahlen unter der Annahme einer konstanten Emission eine

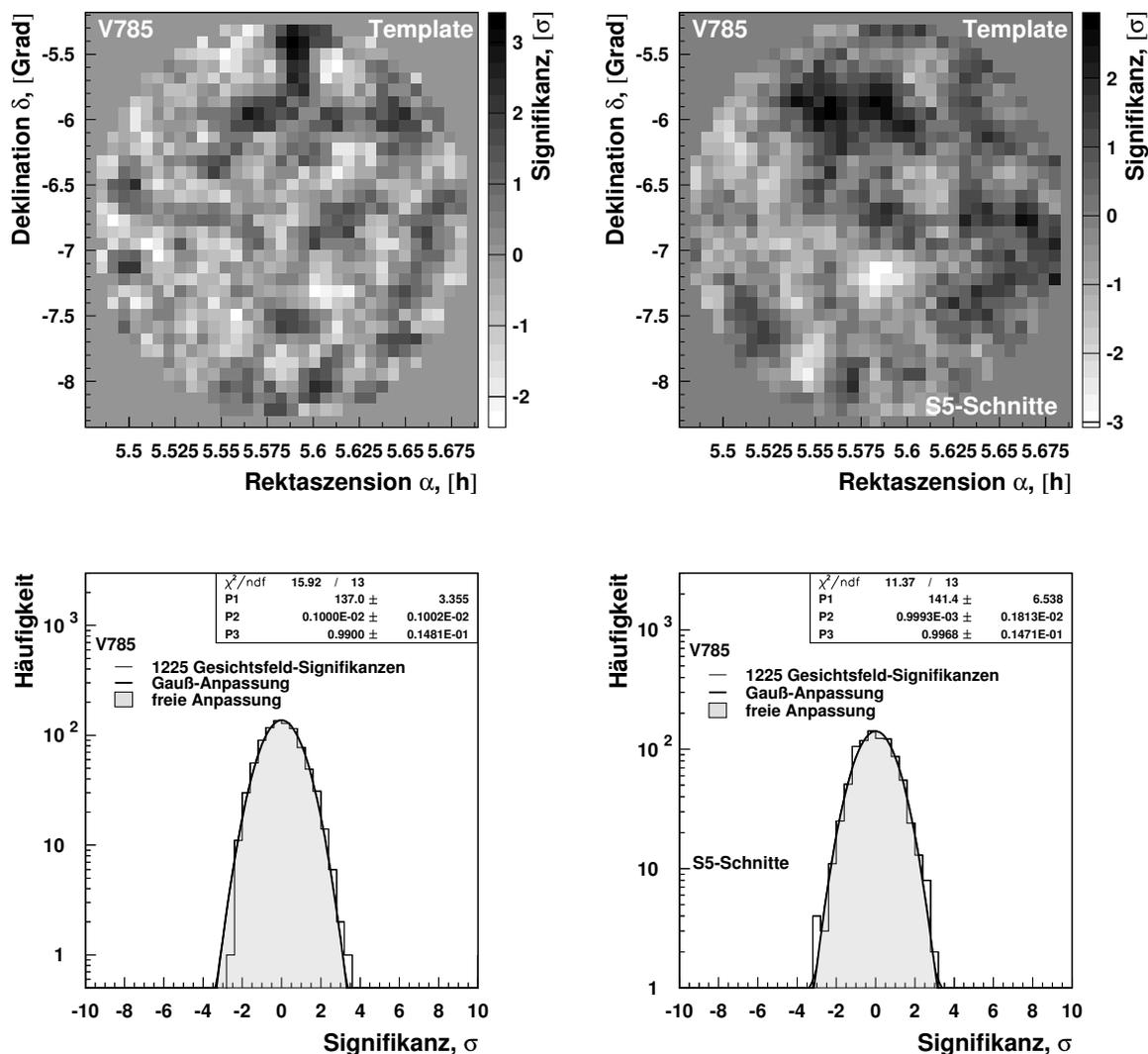


Abbildung 6.16: Gitterfeldsuchen im V785-Gesichtsfeld. Zur Bestimmung des Untergrundes wurde das *Template*-Modell verwendet. Auf der linken Seite sind Signifikanzkarte und -Verteilung nach Standardschnitten abgebildet. Auf der rechten Seite sind die Ergebnisse nach Anwendung der S5-Schnitte dargestellt.

Zufallswahrscheinlichkeit von weniger als 2% für das Auftreten der beobachteten ungleichen Ereigniszahlen berechnet werden. Eine rein statistische Fluktuation zur Erklärung des Unterschiedes zwischen beiden Datensätzen erscheint daher unwahrscheinlich. Betrachtet man jedoch die Energieschwelle der V785-Beobachtung, so stellt man fest, daß diese um etwa 0.4 TeV höher liegt, als die Schwelle der M42-Beobachtungen. Falls es sich tatsächlich um eine Emission mit sehr steilem Spektrum handelt, ist zu erwarten, daß in den V785-Daten (mit einer höheren Schwelle) kein Überschuß mehr zu sehen ist:

Unter der Annahme eines Energiespektrums mit Potenzgesetzform mit Spektralindex β muß aufgrund der höheren Energieschwelle ein um den Faktor

$$F = \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^{-\beta}$$

geringerer Überschuß im Datensatz mit der höheren Energieschwelle (E_2) erwartet werden. Mit $E_1 = 1.07 \text{ TeV}$, $E_2 = 1.45 \text{ TeV}$ und $\beta = 5$ ergibt sich $F \approx 0.22$. Geht man von einer Überschußereigniszahl von $N_{\text{on}} - N_{\text{off}} = 44$ bei $E_{\text{thr}} = 1.07 \text{ TeV}$ (M42-Daten) aus, so würde man bei einem Spektralindex von $\beta = 5.0$ in den V758-Daten einen Überschuß von $N_{\text{on}} - N_{\text{off}} = 44 \times F \approx 10$ erwarten. Diese Zahl stimmt im Rahmen der statistischen Fehler mit der Überschußereigniszahl (-0.5 ± 14.0) aus den V785-Daten überein. Der Spektralindex muß bei mindestens 4.0 liegen, um im Rahmen des 1σ -Fehlers mit den V758-Beobachtungen übereinzustimmen. Daher kann geschlossen werden, daß die M42- und V785-Beobachtungen nicht im Widerspruch zueinander stehen und eine konstante Emission mit sehr steilem Spektrum ($\beta \geq 4$) mit den Beobachtungen übereinstimmt. Ein solches Spektrum ist in der TeV-Astronomie bislang nicht beobachtet worden. aufgrund der geringen Statistik kann eine Fluktuation zur Erklärung des Beobachteten Überschusses jedoch nicht ausgeschlossen werden.

Unter der Annahme, daß der Überschuß einem realen Signal entspricht, stellt sich die Frage, ob eine Identifikation mit einem bei anderen Wellenlängen beobachteten Objekt möglich ist. Ein Blick auf die dem Überschuß entsprechende Himmelsregion (0.3 Grad um die Position $\alpha_r = 5\text{h}35\text{m}00\text{s}$, $\delta = -6\text{d}32\text{m}35\text{s}$ herum) mit Hilfe der öffentlich zugänglichen astronomischen Datenbank SIMBAD ergibt eine Liste von 415 bekannten Objekten. Darunter 10 Röntgen-Quellen, 10 Radio-Quellen, 1 Maser, 29 sogenannte *Flaring Stars*, 80 Herbig-Haro-Objekte³ sowie 66 in Haufen oder Nebeln lokalisierte Sterne. Sowohl ein Galaktischer als auch ein extragalaktischer Ursprung einer Emission im TeV-Energiebereich sind denkbar. Weiterhin befindet sich die Position innerhalb des Barnard's Loop, so daß auch eine Wechselwirkung des Supernova-Überrestes mit der Orion A-Molekularwolke möglich ist.

³Herbig-Haro-Objekte sind Verdichtungen in bipolaren Sternwinden, die Geschwindigkeiten von einigen 100 km/s aufweisen

6.3.4 Zusammenfassung der Ergebnisse der Galaktischen Objekte

Die Datensätze der Beobachtungen von Berkeley 87, IC 1805, CG135+1_QSO0241, M 42 und V785 wurden mit den in Abschnitt 4 dargestellten Methoden analysiert. Unter Verwendung der Standardschnitte ist in keinem dieser Datensätze ein signifikanter Überschuß gemessen worden. Die Anwendung der in Abschnitt 5.2.2 entwickelten S5-Schnitte ergibt im Gesichtsfeld der M 42-Beobachtung einen Überschuß mit einer Signifikanz von $S = 4.0 \sigma$ ($S_{\text{pt}} = 1.9 \sigma$). An der Schwerpunktposition P_{CM} des Überschusses ($\alpha_r = 5\text{h}35\text{m}00\text{s}$, $\delta = -6\text{d}32\text{m}42\text{s}$) ergibt sich eine Signifikanz von 3.4σ . An derselben Position ist in den V785-Daten kein signifikanter Überschuß vorhanden. Unter der Annahme eines steilen Photonspektrums mit einem Spektralindex $\beta \geq 4.0$ sind beide Ergebnisse unter Berücksichtigung der um etwa 0.4 TeV höheren Energieschwelle der V785-Beobachtung miteinander verträglich. Aufgrund der geringen Beobachtungszeit des M 42-Datensatzes kann eine statistische Fluktuation zur Erklärung des gemessenen Überschusses an der Position P_{CM} nicht ausgeschlossen werden.

In Tabelle 6.5 sind die wichtigsten in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zu den Galaktischen Objekten zusammenfassend aufgeführt.

Objekt	N_{on} [#]	αN_{off} [#]	t [h]	S [σ]	$S_{\text{Kol/Prahl}}$ [σ]	E_{thr} [TeV]	$F_{\text{OG}}^{99\%}$ [Crab]	$\Phi_{\text{OG}}^{99\%}$ [$10^{-12} \gamma \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
Berkeley 87								
	22	28	11.3	-1.1	0.3/-0.3	0.90	0.05	0.98
IC 1805								
(1)	27	39	15.3	-2.0	-0.3/0.4	1.18	0.06	0.79
(2)	41	37	34.3	0.6	—	1.20	0.08	1.08
(1)+(2)	68	76	49.6	-0.8	—	1.19	0.05	0.64
M 42								
NGC 1976	74	73	0.7	0.0		1.07	2.95	45.0
NGC 1977	12	3.1	0.7	2.3		1.07	1.66	25.3
NGC 1980	14	11.6	0.7	0.6		1.07	1.37	20.9
NGC 1981	13	7.5	0.7	1.8		1.07	1.50	22.9
P_{CM}	107	62.7	0.7	3.4		1.07	3.00*	34.4*
V758								
P_{CM}	101	101.5	1.0	0.0	—	1.45	3.35	27.0

Tabelle 6.5: Ergebnisübersicht zur Analyse der in dieser Arbeit behandelten Galaktischen Objekte. Von links nach Rechts sind aufgeführt: Objekt, Signal- und Untergrundereignisse, Beobachtungszeit, Signifikanz S , Signifikanzen $S_{\text{Kol/Prahl}}$ für ausburchartiges Verhalten, Energieschwelle sowie obere Grenzen in Krebs-Nebel-Einheiten ($F_{\text{OG}}^{99\%}$) und in Einheiten von Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ($\Phi_{\text{OG}}^{99\%}$). Die mit einem „*“ markierten Zahlen sind keine oberen Grenzen sondern Flußwerte. Der Gesamtdatensatz für IC 1805 (1)+(2) ergibt sich aus den direkten Beobachtungen (1) und den aus dem Gesichtsfeld der CG135+1_QSO0241 gewonnenen Ergebnisse (2).

6.4 Modellvorhersagen für ein Photonspektrum aus dem π^0 -Zerfall mit dem Programm **stellar**

Die Entstehung von Gamma-Strahlung über den Zerfall neutraler Pionen aus hadronischen Wechselwirkungen von schockfrontbeschleunigten Hadronen in jungen offenen Sternhaufen wurde von Manchanda *et al.* (1996) diskutiert. In diesem Abschnitt wird eine auf diesem Szenario basierende Modellierung (**stellar**) eingeführt und mit den in dieser Arbeit erzielten Ergebnissen sowie mit Beobachtungen des EGRET-Satelliten verglichen. Hierbei wird vorausgesetzt, daß die Beobachtungen allein durch das hier verwendete hadronische Modell beschrieben werden können. Der Argumentation von Manchanda *et al.* (1996) folgend wird diese Annahme durch die Beobachtung gestützt, daß der Beitrag leptonischer Prozesse (Bremsstrahlung und inverse Compton-Streuung von Elektronen) zur Erklärung der beobachteten, diffusen Galaktischen Gamma-Strahlung oberhalb von 70 MeV gegenüber dem π^0 -Zerfall vernachlässigbar ist (Sacher & Schoenfelder 1983; Fichtel & Kniffen 1984).

6.4.1 Das im Programm **stellar** verwendete Modell

Die Beschleunigung von geladenen Teilchen in Schockfronten wird auch als Fermibeschleunigung 1. Art bezeichnet. Das resultierende differentielle Energiespektrum der beschleunigten Hadronen folgt einem Potenzgesetz der Form $dN/dE = N_0 \times E^{-\alpha}$ (siehe hierzu z.B. Pohl (2002)). In diesem Abschnitt soll von einem hadronischen Energiespektrum mit gegebenem Spektralindex α , einer Maximalenergie E_{\max} und einem näher zu bestimmenden Skalierungsfaktor N_0 ausgegangen werden. Im folgenden Paragraphen wird nach Stephens & Badhwar (1981), ausgehend von dem Wirkungsquerschnitt für die inklusive Produktion von neutralen Pionen in Proton-Proton-Wechselwirkungen, ein Spektrum für die Produktion von Gamma-Strahlung aus dem Zerfall der neutralen Pionen hergeleitet. Die im Folgenden beschriebenen Schritte wurden im Rahmen dieser Arbeit in Form des Programmes **stellar** implementiert, das für gegebene Parameter α , E_{\max} und N_0 differentielle und integrale Modellspektren berechnet. Eine solche Modellierung mit dem Ziel, integrale Flußvorhersagen für den jungen offenen Sternhaufen Berkeley 87 zu treffen, wurde zuerst von Giovanelli *et al.* (1996) durchgeführt. Die aus der Modellierung resultierenden integralen Spektren wurden von den Autoren zu diesem Zweck mit bekannten Daten aus dem zweiten EGRET-Katalog einer mit dem jungen offenen Sternhaufen Berkeley 87 assoziierten Quelle skaliert. In der vorliegenden Arbeit wurde im Gegensatz dazu statt einer Skalierung mit integralen Daten eine Anpassung der Modellierung an die differentiellen Daten des EGRET-Satelliten und der in dieser Arbeit berechneten oberen Flußgrenze der HEGRA-Beobachtungen durchgeführt. Durch diese Vorgehensweise ist es möglich, die einfließenden Modellparameter weiter einzuschränken. In Abschnitt 6.4.2 wird diese Anpassung vorgestellt.

Herleitung des Photonspektrums: Die hier vorgestellte Berechnung eines Emissionsspektrums für Gamma-Strahlung aus dem π^0 -Zerfall beruht auf einer Arbeit von Stephens & Badhwar (1981). Im Folgenden wird bei der Darstellung der verwendeten Größen die Notation aus dieser Arbeit übernommen. Stephens & Badhwar geben eine Parametrisierung für den inklusiven invarianten Wirkungsquerschnitt (WQ) $E d^3\sigma/dp^3$ für die Produktion von π^0 -Mesonen mit Impuls p an (mit den Transversal- und Parallelkomponenten p_\perp und p_\parallel). Dieser Parametrisierung liegt eine Studie der inklusiven Wirkungsquerschnitte für die Produktion geladener Pionen im Energiebereich zwischen 6 und 1500 GeV zugrunde (Badhwar *et al.* 1977), und sie hat die folgende Form:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A f(E_p) (1 - \tilde{x})^q e^{-Bp_\perp/(1+4m_p^2/s)} \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} f(E_p) &= (1 + 23E_p^{-2.6})(1 - 4m_p^2/s)^2 \\ \tilde{x} &= \sqrt{\{x_\parallel^{*2} + (4/s)(p_\perp^2 + m_\pi^2)\}} \\ x_\parallel^* &= p_\parallel^*/p_{\max}^* \\ q &= (C_1 - C_2p_\perp + C_3p_\perp^2)/\sqrt{1 + 4m_p^2/s} \\ A &= 140 \\ B &= 5.43 \\ C_1 &= 6.1 \\ C_2 &= 3.3 \\ C_3 &= 0.6 \end{aligned}$$

Hierbei sind E_p und m_p die Energie und Masse des Protons, m_π die Masse des neutralen Pions, \sqrt{s} die Schwerpunktsenergie, p_\parallel^* die Parallelkomponente des Pionenimpulses im Schwerpunktsystem und p_{\max}^* der im Schwerpunktsystem maximal zur Verfügung stehende Impuls. In einer neueren Arbeit von Blattinig *et al.* (2000) wurden unterschiedliche Parametrisierungen des inklusiven invarianten WQs (Büßer *et al.* 1973; Ellis & Stroynowski 1977; Badhwar *et al.* 1977; Albrecht *et al.* 1998) untersucht. Die hier verwendete Parametrisierung von Badhwar *et al.* (1977) beschreibt die Daten laut dieser Studie gut. Der differentielle WQ für die Produktion von neutralen Pionen ergibt sich aus:

$$\frac{d\sigma(E_\pi, E_p)}{dE_\pi} = 2\pi \int_0^{\arcsin(p_{\max}^*/p)} p_\perp \left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right) d\theta \quad (6.2)$$

$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$	=	inklusive invarianter WQ für π^0 -Produktion (Gl. 6.1)
p		Impuls des π^0
p_\perp		Transversalimpuls des π^0
p_{\max}^*		maximaler Pionenimpuls im CM-System
θ		Emissionswinkel

Mit dem aus Gleichung 6.2 berechneten Wirkungsquerschnitt für die Produktion von neutralen Pionen in Proton-Proton Wechselwirkungen ergibt sich das π^0 -Energiespektrum zu:

$$q_{\pi^0}(E_\pi) = 4\pi\eta \int_0^{E_{\max}} j(E_p) n_H \frac{d\sigma(E_\pi, E_p)}{dE_\pi} dE_p [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1}] \quad (6.3)$$

$$\begin{aligned} j(E_p) &= N_0 \cdot E_p^{-\alpha}, \text{ differentielles Protonenspektrum} \\ E_{\max} &\text{ maximale Protonen-Energie (Cutoff-Energie)} \\ \eta &\text{ Faktor zur Berücksichtigung der Komposition der Hadronen} \\ n_H &\text{ Anzahldichte der Hadronen} \end{aligned}$$

Durch Integration über alle Pionenenergien E_π erhält man schließlich das differentielle Energiespektrum $q_\gamma(E_\gamma)$ für π^0 -Zerfallsphotonen aus der Wechselwirkung von schockbeschleunigten Hadronen mit dem interstellaren Medium:

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E'_\pi}^{\infty} \frac{q_{\pi^0}(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2}} dE_\pi [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1}] \quad (6.4)$$

$$E'_\pi = E_\gamma + m_\pi^2/4E_\gamma$$

Die Integrationen nach Gleichung 6.2, 6.3 und 6.4 werden numerisch durchgeführt und bilden das Programm *stellar*. Das resultierende differentielle Energiespektrum der π^0 -Zerfallsphotonen (Gleichung 6.4) ist in Abbildung 6.17 links graphisch dargestellt. Abbildung 6.17 rechts zeigt das integrale Energiespektrum, daß durch die folgende Vorschrift gewonnen wird:

$$\Phi(E'_\gamma > E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} q_\gamma(E'_\gamma) dE'_\gamma [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}] \quad (6.5)$$

Skalierung mit Daten des EGRET-Satelliten Die Größen N_0 , η und n_H in Gleichung 6.3 können durch eine Skalierung des integralen Photonspektrums (Gleichung 6.4) mit Daten des EGRET-Satelliten angepaßt werden. Der begrenzte Raumwinkel der Beobachtung (Messung des Flusses, nicht der Emissivität) wird dadurch ebenfalls berücksichtigt. Dieses Verfahren wurde bereits von Giovanelli *et al.* (1996) angewendet. Die Autoren haben dabei das aus der Modellierung resultierende *integrale* Energiespektrum der Photonen mit dem *integralen* Flußwert der EGRET-Quelle 2EG J2021+3716 aus dem zweiten EGRET-Katalog skaliert. Unter der Voraussetzung, daß 2EG J2021+3716 und Berkeley 87 assoziiert sind, kann so in Abhängigkeit der Modellparameter ein integraler Fluß im TeV-Energiebereich vorhergesagt werden. Die Ergebnisse dieser Modellierungen sind in Abbildung 6.18 graphisch dargestellt. In Giovanelli *et al.* (1996) wird neben dem bei Stephens & Badhwar (1981) beschriebenen Modell zusätzlich die Verletzung des Skalenverhaltens nach Wdowczyk & Wolfendale (1979) mit einbezogen. Die resultierenden Energiespektren zeigen bei einer gegebenen Maximalenergie der Protonen (E_{\max}) einen niedrigeren Fluß als ohne die Berücksichtigung der Verletzung. Der Einfluß der Verletzung des Skalenverhaltens in der Nähe

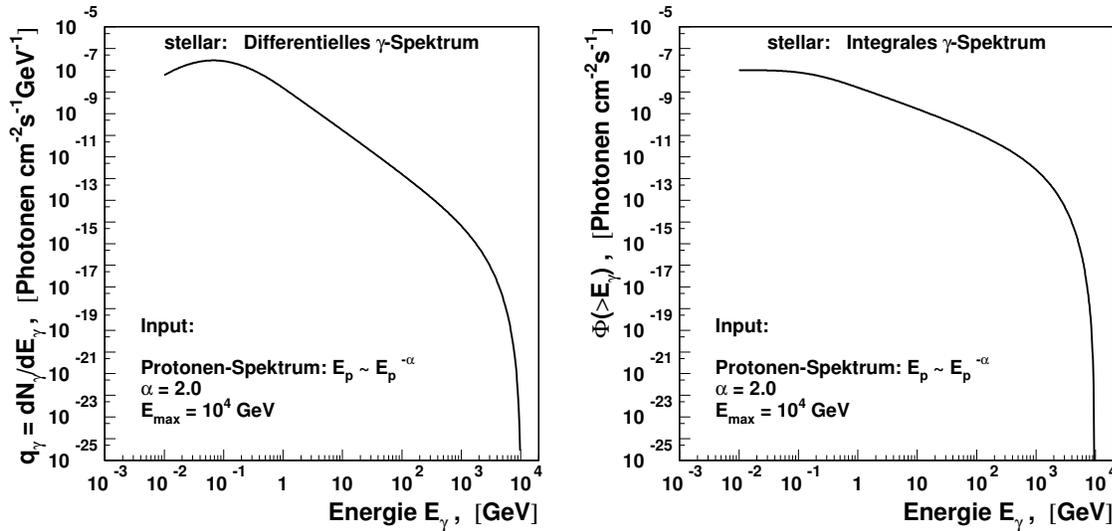


Abbildung 6.17: Resultate des Programmes stellar. *Links:* Differentielles Energiespektrum der π^0 -Zerfallsphotonen nach Gleichung 6.4. *Rechts:* Integrales Energiespektrum nach Gleichung 6.5. Die Kurven wurden mit einem willkürlichen Faktor skaliert und sind in absoluten Flußeinheiten dargestellt.

der Schwelle der HEGRA-Cherenkov-Teleskope (etwa 1 TeV) auf die maximale Protonenenergie E_{max} läßt sich aus den Ergebnissen von Giovanelli *et al.* (1996) abschätzen. Betrachtet man den Verlauf der Modellvorhersagen mit und ohne Berücksichtigung der Verletzung des Skalenverhaltens bei $E_{\text{max}} = 10000$ GeV in Abbildung 6.18, so ergibt sich derselbe integrale Flußwert von 10^{-12} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei einer um den Faktor 3 niedrigeren Energie, wenn die Verletzung des Skalenverhaltens berücksichtigt wird.

Eine mit dem HEGRA-AIROBICC-Detektor gewonnene obere Flußgrenze auf die Emission von Berkeley 87 oberhalb von 20 TeV („*“ in Abbildung 6.18) erlaubte es bereits, die höchsten von Giovanelli *et al.* angenommenen Protonen-Maximalenergien zu verwerfen (Prah 1999). In einer früheren Analyse des Berkeley 87-Datensatzes der HEGRA-System-Teleskope ergab sich eine obere Grenze auf den integralen Fluß aus der Richtung von Berkeley 87 (gefüllter Kreis), mit der alle von Giovanelli *et al.* (1996) veröffentlichten Modellkurven verworfen werden konnten (Tluczykont 2000b). Die im vorangehenden Abschnitt vorgestellten Ergebnisse sind mit der früheren Analyse kompatibel. Um den Parameterraum des Modelles (Spektralindex α und Cutoff-Energie E_{max}) besser und differenzierter einschränken zu können, als dies durch den Vergleich der hier vorgestellten Messung mit den Ergebnissen von Giovanelli *et al.* (1996) möglich ist, wurden für mehr als 5000 unterschiedliche Wertepaare von α und E_{max} Modellvorhersagen berechnet und mit allen zur Verfügung stehenden Daten verglichen. Die Ergebnisse dieser Modellierungen und des Vergleichs sind Gegenstand des nun folgenden Abschnittes.

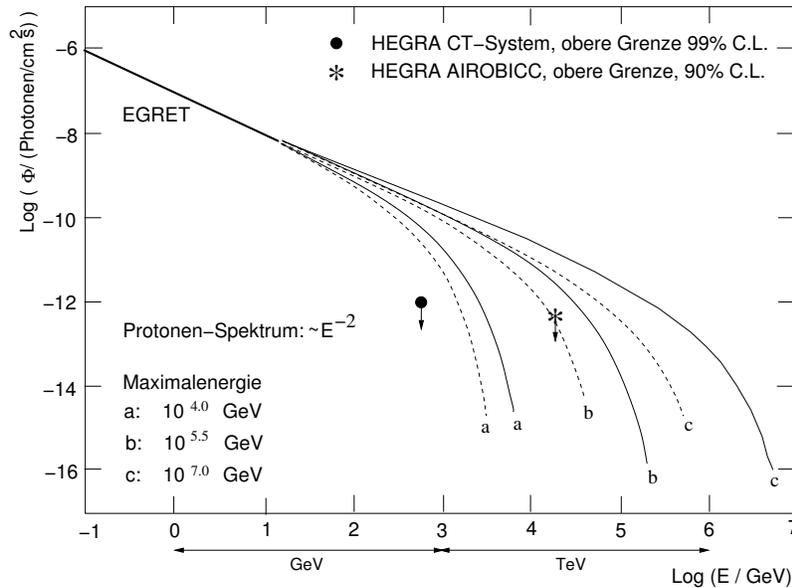


Abbildung 6.18: Extrapolation des integralen Energiespektrums der EGRET-Quelle 2EG J2019+3719 zu höheren Energien mittels Flußvorhersagen durch die Modellierung von π^0 -Zerfallsphotonen aus Proton-Proton-Wechselwirkungen aus Giovanelli *et al.* (1996). Die Modellvorhersagen wurden mit dem integralen Fluß der EGRET-Beobachtungen (fette Linie) skaliert, um Vorhersagen für eine Emission im TeV-Energiebereich aus der Richtung von Berkeley 87 zu treffen. Die durchgezogenen Linien oberhalb von 10 GeV zeigen die Vorhersagen nach Stephens & Badhwar (1981). Die gestrichelten Linien wurden unter Berücksichtigung der Verletzung des Skalenverhaltens nach Wdowczyk & Wolfendale (1979) berechnet. Ebenfalls eingezeichnet sind obere Flußgrenzen des HEGRA-AIROBICC-Detektors (Prah 1999) und der HEGRA-Cherenkov-Teleskope aus einer früheren Analyse der hier vorgestellten Berkeley 87-Daten (Tluczykont 2000b).

6.4.2 Anpassung des Modells an die Daten

Wie in Abschnitt 6.2 dargestellt, ist eine Assoziation der EGRET-Quelle 3EG J2021+3716 aus dem dritten EGRET-Katalog (Hartman *et al.* 1999) mit dem jungen offenen Sternhaufen Berkeley 87 wahrscheinlich. Somit ist eine Anpassung der berechneten Modellkurven für das differentielle Spektrum an die EGRET- und HEGRA-Daten gerechtfertigt. Neben der zusätzlich mit einbezogenen oberen Flußgrenze des CT-Systems besteht der wesentliche Unterschied des in dieser Arbeit gewählten Verfahrens zur Vorgehensweise von Giovanelli *et al.* darin, daß hier das Modell an die differentiellen Daten angepaßt wird. Die Datenbasis besteht aus 10 Datenpunkten des differentiellen Energiespektrums der vom Satellitenexperiment EGRET beobachteten Emission und einem Datenpunkt aus den HEGRA-Beobachtungen (obere Flußgrenze in differentieller Darstellung F_D). In Abbildung 6.19 ist das differentielle Energiespektrum der EGRET-Quelle 3EG J2021+3716 zusammen mit dem Verlauf des Modellspektrums und der oberen Grenze F_D abgebildet. Zur Umrechnung der integralen obe-

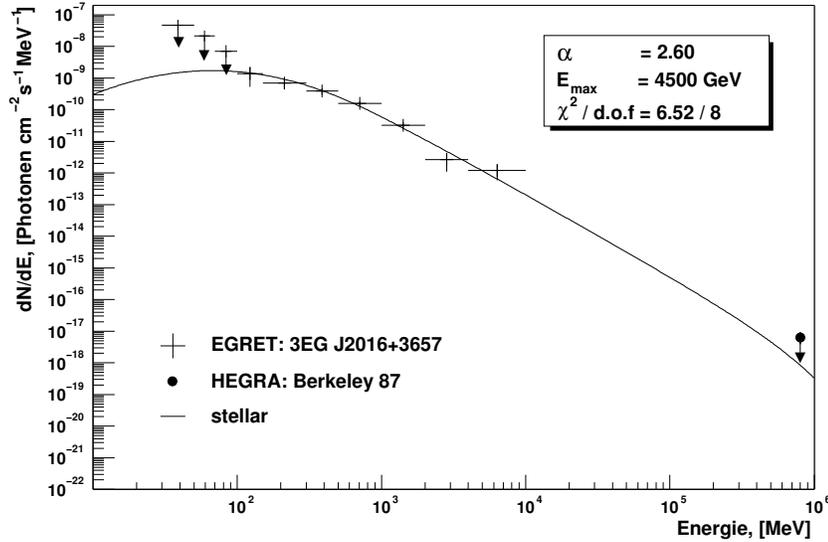


Abbildung 6.19: Differentielles Energiespektrum der EGRET-Quelle 3EG J2016+3657 (Kreuze) und vorhergesagtes Energiespektrum aus der Modellrechnung stellar (Linie). Die in dieser Arbeit berechnete obere Grenze (F_D im Text) ist ebenfalls eingezeichnet (gefüllter Kreis). Der Verlauf des hier dargestellten Modellspektrums entspricht den Modellparameterwerten $\alpha = 2.6$ und $E_{\max} = 4500$ GeV.

ren Flußgrenze F_I in den entsprechenden Wert F_D in differentieller Darstellung wurde die Beziehung

$$F_D = F_I \cdot \frac{f_D}{f_I}$$

zwischen den Modellwerten (Kleinschreibweise „f“) und den gemessenen (Großschreibweise „F“) integralen (I) und differentiellen (D) Flüssen ausgenutzt, die allgemeingültig hergeleitet werden kann. Bei der Anpassung der Modellkurven an die Daten sind die folgenden Anpassungsparameter zu berücksichtigen:

- Spektralindex α
- Protonen-Maximalenergie E_{\max}
- Flußskalierung N_0

Für jedes berechnete Wertepaar der Modellparameter (α, E_{\max}) wird der Wert der Flußskalierung N_0 gesucht, bei dem der χ^2 -Wert

$$\chi^2(\alpha, E_{\max}) = \sum_i \frac{(F_{D,i}(\alpha, E_{\max}) - f_{D,i}(\alpha, E_{\max}))^2}{\sigma_{D,i}^2}$$

minimal wird. Hierbei ist $\sigma_{D,i}$ der Fehler der Messung des i -ten Punktes des differentiellen Spektrums. Der so erhaltene Wert $\chi^2(\alpha, E_{\max})$ ist ein Maß für die Kompatibilität von Modellvorhersage und Messung. Bei $11 - 3 = 8$ Freiheitsgraden ergibt sich für die Parameter-Werte (α, E_{\max}) mit $\chi^2(\alpha, E_{\max}) < 9.3$ ein Vertrauensniveau von 68.3%, daß Modell und Beobachtungen miteinander kompatibel sind. Ein Vertrauensniveau von 90% bzw. 99% ist für die Menge der Parameterwerte mit $\chi^2(\alpha, E_{\max}) < 13.2$ bzw. $\chi^2(\alpha, E_{\max}) < 20.0$ gegeben (Brandt 1992). Der χ^2 -Wert der Modellanpassung wurde für mehr als 5000 Wertepaare (α, E_{\max}) berechnet. In Abbildung 6.20 sind die den oben angegebenen Vertrauensniveaus entsprechenden Bereiche in der von den Modellparametern aufgespannten Ebene dargestellt. Der 1σ -Fehlerbereich der Modellparameter

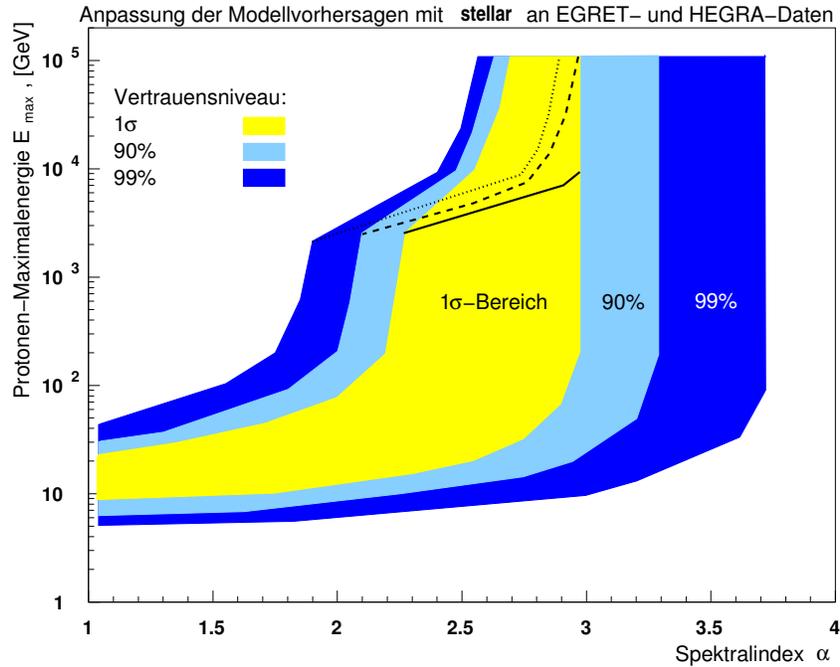


Abbildung 6.20: In der durch die Modellparameter α und E_{\max} aufgespannten Ebene sind in dieser Abbildung die erlaubten Bereiche mit unterschiedlichen Vertrauensniveaus dargestellt. Diese Bereiche folgen aus dem χ^2 -Wert der Anpassung der mit stellar berechneten Modelle an das differentielle Spektrum von 3EG J2021+3716 und die in dieser Arbeit berechnete obere Grenze (F_D) aus den HEGRA-Beobachtungen des jungen offenen Sternhaufens Berkeley 87. Unter der Annahme einer um den Faktor 10 niedrigeren oberen Flußgrenze ließe sich der Parameterraum im hochenergetischen Bereich wesentlich stärker einschränken. Diese Einschränkungen könnten beispielsweise durch Beobachtungen entsprechender Tiefe mit den H·E·S·S-Teleskopen erreicht werden und sind als Linien eingezeichnet mit den Vertrauensniveaus 1 σ (durchgezogen), 90% (gestrichelt), 99% (gepunktet).

aus der Anpassung ist durch die hellste der grauschattierten Flächen gekennzeichnet. Die zweit- und dritthellsten Flächen entsprechen dem mit den Vertrauensniveaus 90% und 99% verträglichen Parameterraum. Aus Abbildung 6.20 geht hervor, daß im Rahmen der Modellannahmen (Assoziation von Berkeley 87 und 3EG J2021+3716 und

reines π^0 -Zerfallsspektrum) der Spektralindex der schockbeschleunigten Hadronen auf einen Wert von $\alpha < 3.7$ beschränkt ist. Im Grenzfall sehr hoher Cutoff-Energien E_{\max} muß der Spektralindex zudem oberhalb von 2.5 liegen. Aus der Theorie der Fermi-Beschleunigung erster Art folgt für den Spektralindex α der beschleunigten Teilchen (Pohl 2001):

$$\alpha = \frac{2 + \xi}{\xi - 1},$$

wobei ξ das Verhältnis der Geschwindigkeiten der den Schock verursachenden Plasmaströmungen ist (Kompressionsverhältnis). Somit sinkt der Spektralindex α der beschleunigten Teilchen mit steigender „Stärke“ des Schocks. Für starke Schockfronten wird typischerweise $\xi = 4$ und $\alpha = 2$ erwartet (Pohl 2002). Eine eindeutige Einschränkung der maximal möglichen Cutoff-Energie ist nur im Bereich $\alpha < 2.6$ möglich. Mit härter werdendem Spektrum (sinkendem Spektralindex) ist eine kleinere Cutoff-Energie E_{\max} erforderlich, um die obere Grenze aus der HEGRA-Beobachtung zu erfüllen. Daher ist im Bereich zwischen $\alpha \approx 2.0$ und $\alpha \approx 2.6$ die obere Einschränkung der Cutoff-Energie E_{\max} auf den Einfluß der in dieser Arbeit berechneten oberen Flußgrenze auf Berkeley 87 zurückzuführen.

6.4.3 Junge Offene Sternhaufen als Kandidaten zur Beschleunigung der Galaktischen Kosmischen Strahlung

Abschließend kann die Frage gestellt werden, ob von der Objektklasse der jungen offenen Sternhaufen eine Emission von Gamma-Strahlung und somit ein Beitrag zur Beschleunigung der Galaktischen Kosmischen Strahlung erwartet werden kann. In den letzten Abschnitten wurde gezeigt, daß in den hier behandelten jungen offenen Sternhaufen kein signifikanter Überschuß im TeV-Energiebereich mit HEGRA beobachtet werden konnte. In diesem Zusammenhang muß jedoch auch der Nachweis ($\approx 7\sigma$) von TeV-Gamma-Strahlung von der unidentifizierten TeV-Quelle TeV J2035+415 in HEGRA-Daten berücksichtigt werden (Aharonian *et al.* 2002b). Die Position von TeV J2035+415 liegt innerhalb des Kerns der kompakten Sternassoziation Cyg-OB2. Neben anderen (Galaktischen und extragalaktischen) Beschleunigungsmechanismen werden zur Erklärung der Emission aus der Richtung der unidentifizierten TeV-Quelle auch die Schockfrontbeschleunigung innerhalb der OB-Assoziation Cyg-OB2 diskutiert. Diese Sternassoziation kann aufgrund ihrer hohen Dichte auch als offener Sternhaufen eingestuft werden und ist räumlich kompatibel mit der EGRET-Quelle 3EG J2033+4113. Cyg-OB2 gehört weiterhin zu den von Manchanda *et al.* (1996) vorgeschlagenen Kandidaten zur Erzeugung von TeV-Gamma-Strahlung über den π^0 -Zerfall. Die Anpassung eines reinen Potenzgesetzes an die EGRET-Daten ergibt einen Spektralindex von $\alpha = 1.96 \pm 0.10$ (Hartman *et al.* 1999). Eine direkte Extrapolation dieses Potenzgesetzes in den TeV-Energiebereich hinein ergibt zu hohe Flußwerte und steht somit im Widerspruch mit den HEGRA-Ergebnissen (Aharonian *et al.* 2002b). Bei dieser Extrapolation wurde jedoch vorausgesetzt, daß ein reines Potenzgesetz die

EGRET-Daten beschreibt, und daß sich diese Form bis in den TeV-Energiebereich hinein fortsetzt. Die Form eines π^0 -Zerfalls-Spektrums weicht von der reinen Potenzgesetzform ab und kann ebenfalls an die EGRET-Daten angepaßt werden: Unter der Voraussetzung, daß die gemessene TeV-Emission und die EGRET-Quelle mit Cyg-OB2 assoziiert sind, kann die in Abschnitt 6.4.1 vorgestellte Modellierung (stellar) eines Photonspektrums aus dem π^0 -Zerfall mit den Daten des EGRET-Satelliten und der HEGRA-Cherenkov-Teleskope verglichen werden. In Abbildung 6.21 ist die Anpassung des Modells an die differentiellen Energiespektren von EGRET und HEGRA dargestellt. Die HEGRA-Daten sind mit einem reinen Potenzgesetz ohne Cutoff und mit einem Spektralindex von $\alpha = 1.9 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 0.3_{\text{sys}}$ verträglich (Aharonian *et al.* 2002b). Daher wird für die Anpassung an beide Beobachtungen die Cutoff-Energie bei einem hohen Wert von $E_{\text{max}} = 100000 \text{ GeV}$ festgehalten und nur der Spektralindex sowie die Normierung variiert. Der beste Wert für den Spektralindex aus dieser Anpassung liegt bei $\alpha = 2.7 \pm 0.1$. Aufgrund der geringen Signifikanz der einzelnen Bins des differentiellen

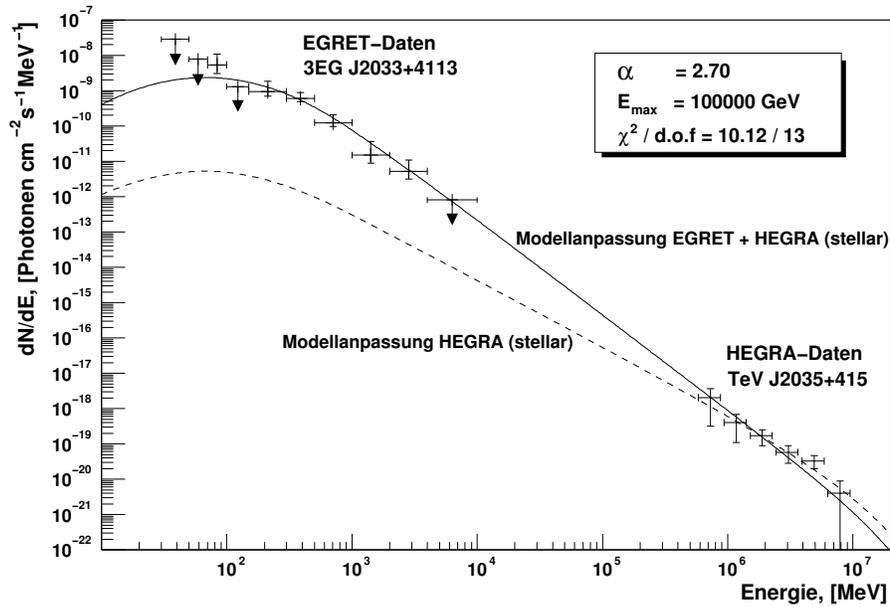


Abbildung 6.21: Differentielle Energiespektren der EGRET-Quelle 3EG J2033+4113 und der HEGRA-Quelle TeV J2035+415 (HEGRA-Daten aus Aharonian *et al.* (2002b)) mit einer Modellanpassung (Abschnitt 6.4) für die Parameter $\alpha = 2.70$ und $E_{\text{max}} = 100000 \text{ GeV}$ (durchgezogene Linie). Bei festgehaltenem E_{max} kann ein Fehler auf den Spektralindex von 0.10 abgeschätzt werden. Der Fehler auf die Cutoff-Energie E_{max} bei etwa 80 % bis 100 %. Ebenfalls eingezeichnet ist eine Modellrechnung mit einem Spektralindex $\alpha = 1.9$, die die HEGRA-Daten allein gut beschreibt (gestrichelte Linie).

HEGRA-Spektrums ist der Einfluß der Datenpunkte (d.h. der Beitrag zum χ^2 -Wert) im TeV-Energiebereich nicht groß. Die Resultate der Analyse des Gesamtdatensatzes von TeV J2035+415, die höhere Signifikanzen in den einzelnen Bins vorweisen, standen zum Zeitpunkt der Niederschrift dieser Arbeit nicht zur Verfügung. Einer vorläufigen

Analyse des Gesamtdatensatzes zufolge scheint sich der Wert des Spektralindex im TeV-Energiebereich ($\alpha = 1.9$) mit einem geringeren Fehler zu bestätigen (Horns 2003). Im Vergleich mit dem Spektralindex $\alpha = 2.7 \pm 0.1$ aus der Modellanpassung, scheinen dann unter der Voraussetzung eines reinen π^0 -Zerfallsmodells die EGRET- und HEGRA-Daten nur marginal übereinzustimmen. In diesem Fall bestünde eine Diskrepanz, die sich jedoch erklären ließe, wenn das γ -Signal insgesamt von zwei Teilchenpopulationen erzeugt würde. Beispielsweise könnten leptonische Prozesse (Bremsstrahlung und inverse Compton Streuung von Elektronen) im MeV-Energiebereich einen Beitrag zum Gesamtsignal leisten, so daß das im MeV-Energiebereich erzeugte Spektrum eine Ereignisanreicherung zu niedrigen Energien ($E \leq 300$ MeV) hin aufweisen sollte. Daher würde EGRET im MeV-Energiebereich ein steileres Energiespektrum beobachtet haben, als HEGRA im TeV-Energiebereich. Eine weitere Möglichkeit bestünde darin, daß zwei unterschiedliche hadronische Teilchenpopulationen für die beobachteten Spektren von EGRET und HEGRA verantwortlich sind. Eine hadronische Teilchenpopulation mit einer niedrigen Cutoff-Energie könnte das von EGRET beobachtete Spektrum erzeugen, während eine zweite hadronische Teilchenpopulation mit einem um etwa 2 Größenordnungen geringeren Fluß im MeV-Energiebereich und einer hohen Cutoff-Energie das von HEGRA im TeV-Energiebereich gemessene Spektrum erklären könnte (gestrichelte Linie in Abbildung 6.21). Schließlich ist ebenfalls möglich, daß die von beiden Experimenten beobachtete Emission auf zwei räumlich getrennte Objekte mit unterschiedlichen physikalischen Parametern zurückzuführen sind.

Die HEGRA-Quelle TeV J2035+415 wurde in einem 113 h umfassenden Datensatz entdeckt (Aharonian *et al.* 2002b). Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit analysierten jungen offenen Sternhaufen wurden mit weniger als 15 h je Objekt mit HEGRA beobachtet. Geht man davon aus, daß TeV J2035+415 mit Cyg-OB2 assoziiert ist und das Verhalten des Objektes für junge offene Sternhaufen typisch ist, so wären längere Beobachtungszeiten mit den HEGRA-Teleskopen nötig gewesen, um auf den zu erwartenden Fluß von jungen offenen Sternhaufen sensitiv zu sein.

Kapitel 7

Extragalaktische Objekte

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Objektklasse der AGN gegeben und es werden die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse aus der in Kapitel 4 eingeführten Analyse vorgestellt. Abschließend wird ein Vergleich der Ergebnisse mit Modellvorhersagen gezogen.

7.1 Aktive Galaktische Kerne

Im vergangenen Jahrhundert wurden im Laufe der Zeit immer wieder neue extragalaktische Objekte mit bis dahin unbekanntem Eigenschaften entdeckt. Es war keineswegs von Anfang an klar, daß eine Vereinigung der entdeckten, scheinbar so unterschiedlichen Objekte in einer einzigen Klasse, der Klasse der Aktiven Galaktischen Kerne, möglich ist. Sämtliche hier vorgestellten extragalaktischen Objekte gehören zur Klasse der Aktiven Galaxien oder Aktiven Galaktischen Kerne (kurz: AGN, von *Active Galactic Nuclei*). Die prominenteste Eigenschaft, die von allen AGN geteilt wird, ist eine hohe Luminosität auf eingeschränktem Raum, das heißt eine sehr kompakte Emissionsregion. Eine weitere, hervorzuhebende Eigenschaft ist das von AGN beobachtete nicht-thermische Energiespektrum, welches sich teilweise über das gesamte elektromagnetische Spektrum erstreckt. Die Unterteilung der unterschiedlichen Objekte geschieht im wesentlichen anhand zweier Kriterien: die Eigenschaften ihrer optischen Emissionslinien und die relative Stärke ihres Radioflusses. Man spricht von einem radio-lauten Objekt, wenn das Verhältnis zwischen Radiofluß im 5-Gigahertz Band zu optischem B-Band-Fluß (bei $\lambda \approx 680$ nm) $F_{5\text{ GHz}}/F_{\text{B}}$ den Wert 10 übersteigt. Ist dieses Verhältnis kleiner als 10, so spricht man von radio-leisen Objekten. Als weitere Unterscheidungsmerkmale dienen beispielsweise auch morphologische Eigenschaften oder das spektrale Verhalten in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen. Für einen Überblick über die historische Entwicklung der AGN-Klasse sei auf Robson (1996) verwiesen. Im Folgenden soll auf die wichtigsten Objekttypen der AGN-Klasse eingegangen werden. Anschließend wird das *Standardmodell der AGN* vorgestellt. Ein Überblick über die Eigenschaften von AGN sowie über die Ansätze zur Vereinigung aller Objekte in der AGN-Klasse

beobachtete Übergänge Teilchendichte ρ	Seyfert 1		Seyfert 2	
	erlaubt hoch	verboten gering	erlaubt hoch	verboten gering
v_d [km/s]:	bis 10000	< 1000	< 1000	< 1000
Region:	BLR	NLR	NLR	

Tabelle 7.1: Klassifikation von Seyfert-Galaxien anhand des spektroskopischen Merkmales der Dopplerverbreiterung v_d . Die unterschiedlichen Übergangslinienbreiten werden unterschiedlichen Emissionsregionen zugeordnet. Die Abkürzungen BLR und NLR stehen für *Broad Line Region* und *Narrow Line Region*.

findet sich bei Urry & Padovani (1995).

Seyfert-Galaxien sind weit entfernte, radio-leise Spiral-Galaxien, die einen besonders hellen, kompakten Kern aufweisen. Bei vielen Seyfert-Galaxien sind veränderliche Luminositäten beobachtet worden (Variabilität). Man unterscheidet anhand der Dopplerverbreiterung v_d (in km/s) der beobachteten Spektrallinien zwischen Seyfert 1- und Seyfert 2-Galaxien: Während bei ersteren eine Überlagerung von schmalen und breiten Emissionslinien zu beobachten ist, werden bei letzteren nur schmale Emissionslinien beobachtet. Seyfert 1-Galaxien weisen stark verbreiterte *erlaubte* Übergänge ($v_d \approx 10000$ km/s) jedoch weniger stark verbreiterte *verbotene* Übergänge ($v_d \approx 1000$ km/s) auf. Bei Seyfert 2-Galaxien werden dagegen sowohl erlaubte als auch verbotene Übergänge mit einer geringen Dopplerverbreiterung beobachtet. *Verbotene* Übergänge sind in einem dichten Medium (z.B. unter Laborbedingungen) durch Streuprozesse unterdrückt, da die entsprechenden Zustände durch Stoßabregung entvölkert werden. Die unterschiedlichen Dopplerverbreiterungen der Linien deuten auf unterschiedliche Emissionsgebiete hin: die *broad line region* (BLR) mit einer hohen Teilchendichte und die *narrow line region* (NLR) mit einer geringen Teilchendichte. In Seyfert 1-Galaxien sind sowohl BLR als auch NLR sichtbar. In Galaxien des Typs Seyfert 2 ist dagegen nur die NLR sichtbar, und die BLR ist verdeckt. Im Standardmodell der AGN wird diese Verdeckung durch einen molekularen Staubtorus um das Zentralobjekt herum verursacht: Je nach Orientierung des Torus relativ zum Beobachter erscheint diesem dann eine Seyfert-Galaxie als Seyfert 1 oder Seyfert 2. In Tabelle 7.1 sind die Eigenschaften von Seyfert-Galaxien zusammenfassend aufgeführt. Seyfert-Galaxien, deren Eigenschaften nicht eindeutig der einen oder anderen Klasse zuzuordnen sind, werden je nach Abstufung Seyfert 1.2, 1.5 oder 1.8 genannt.

Quasare sind ursprünglich als „punktförmige“ (nicht aufgelöste) extragalaktische Objekte mit einer hohen Luminosität definiert worden. Im Gegensatz zu den Seyfert-Galaxien kann bei Quasaren in der Regel keine *Hostgalaxie* aufgelöst werden. Der helle Kern überleuchtet die restliche Galaxie zu stark. Mit der fortschreitenden Qualität der Beobachtungsinstrumente werden jedoch mehr und mehr Hostgalaxien aufgelöst, so daß in der Definition die „punktförmigkeit“ durch eine Ausdehnung unterhalb von 7 Bo-

gensekunden ersetzt wurde. Unmittelbar nach ihrer Entdeckung sind Quasare zunächst als *Radiosterne* interpretiert worden. Erst die Messung einer Rotverschiebung im optischen Bereich erbrachte den Beweis für ihre extragalaktische Natur. Quasare weisen mit starken, breiten Emissionslinien und unterdrückten, schmalen Linien ein Seyfert 1-ähnliches optisches Spektrum auf und sind unter den AGN die Objekte mit der höchsten Luminosität. Etwa 10% aller bekannten Quasare sind radio-laut. Je nach Steigung des Radio-Spektrums unterscheidet man bei den radio-lauten Quasaren zwischen SSRQs (*Steep Spectrum Radio Quasar*) und FSRQs (*Flat Spectrum Radio Quasar*). Eine Unterklasse der FSRQs sind die OVV-Quasare (*Optically violent variable Quasar*), die eine starke Variabilität aufweisen. Die Emission von OVV-Quasaren ist polarisiert, und der spektrale Verlauf läßt sich mit einem Potenzgesetz beschreiben. Dieses Verhalten deutet darauf hin, daß es sich bei der Strahlung um Synchrotron-Strahlung handelt. Besonders aufschlußreich ist die Beobachtung von *superluminaler Bewegung* bei solchen Objekten. Dabei handelt es sich um die Beobachtung einer transversalen Bewegung einer Emissionsregion von dem zentralen Objekt weg mit einer scheinbaren Geschwindigkeit $v > c$. Diese Beobachtung läßt sich unter der Annahme einer relativistischen Bewegung der Emissionsregion unter einem kleinen Winkel zum Beobachter leicht erklären (siehe hierzu zum Beispiel Robson (1996)). Ein solcher relativistischer Materiestrom wird *Jet* genannt. Die Beobachtung von superluminaler Bewegung ist somit ein Hinweis auf die Existenz eines Jets, auch wenn dieser nicht direkt sichtbar ist.

BL-Lac-Objekte: Die Bezeichnungsweise *BL-Lac-Objekt* ist auf die Entdeckungsgeschichte des ersten Objektes dieser Klasse zurückzuführen: Ein im Sternbild Lacertae beobachtetes Objekt wurde zunächst für einen veränderlichen Stern gehalten und in der dafür üblichen Weise mit dem Namen *BL Lacertae* katalogisiert. Später wurde aufgrund weiterer Beobachtungen von BL Lacertae sowie anderer ähnlicher Objekte klar, daß es sich bei dem Objekt nicht um einen Stern handeln konnte. Das optische Spektrum von BL Lacertae ist frei von Absorptions- oder Emissionslinien. Die beobachtete Radioemission ist stark polarisiert und weist einen steilen, potenzgesetzförmigen Anstieg bis in den Infrarotbereich auf (was auf den Synchrotron-Ursprung der Emission hin deutet). BL-Lac-Objekte weisen die stärkste Variabilität (bis zu 4 Magnituden) unter den AGN auf und zählen zu den radio-lauten AGN. Die Zeitskala der Variabilität reicht von einigen 10 Minuten über Tage bis zu Monaten. Aus der auf den kürzesten Zeitskalen beobachteten Variabilität kann geschlossen werden, daß der räumliche Bereich, in dem der Energieübertrag auf die Photonen stattfindet, sehr klein sein muß (Urry & Padovani 1995). Bei vielen BL-Lac Objekten ist wie bei OVV-Quasaren superluminale Bewegung beobachtet worden. Man geht daher davon aus, daß BL-Lac-Objekte genau wie OVV-Quasare einen Jet besitzen, der unter einem kleinen Winkel zum Beobachter ausgerichtet ist. Aufgrund ihrer Ähnlichkeit werden BL-Lac-Objekte

FRI	FR II
geringe Luminosität	hohe Luminosität
Doppel- <i>Lobe</i> -Struktur	asymmetrische Doppel- <i>Lobe</i> -Struktur
steilstes Spektrum am Ende der <i>lobes</i>	steilstes Spektrum im Zentrum
Intensität nach Außen hin abfallend	Intensität am Rand maximal

Tabelle 7.2: Die phänomenologische Einteilung von Radiogalaxien des Typs NLRG (*Narrow Line Radio Galaxy*) in die Unterklassen Fanaroff-Riley I und II nach Fanaroff & Riley (1974). Hierbei bezieht sich die Luminosität auf das 178 MHz-Band. Die Grenze zwischen hoher und geringer Luminosität wird bei $2 \cdot 10^{25} \text{ W Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ gezogen.

und OVV-Quasare auch in einer einzigen Klasse, den *Blazaren*¹ zusammengefaßt. BL-Lac-Objekte werden weiter in die *High frequency peaked BL-Lacs* (HBL) und die *Low frequency peaked BL-Lacs* (LBL) unterteilt. Diese Unterteilung bezieht sich auf die Position des Maximums der spektralen Energieverteilung. In der Regel besitzen HBLs ihr Maximum im Röntgen-Bereich und LBLs im Radiobereich. Häufig ist in der Literatur auch von *X-ray-selected BL-Lacs* und *radio-selected BL-Lacs* die Rede. Diese Bezeichnungen beziehen sich auf den Frequenzbereich, in dem die Objekte zuerst entdeckt wurden. Die Zuordnung HBL \longleftrightarrow X-ray-selected und LBL \longleftrightarrow radio-selected wurde allerdings mit der Entwicklung immer empfindlicher Detektoren in allen Wellenlängenbereichen ungültig, da immer mehr HBLs in Radiomeßkampagnen (und umgekehrt) entdeckt wurden. Zudem wird immer deutlicher, daß die strikte Aufteilung in zwei BL-Lac-Typen nicht der Natur entspricht. Vielmehr findet ein kontinuierlicher Übergang von LBLs zu HBLs statt (Costamante *et al.* 2001).

Radiogalaxien: Bei Radiogalaxien handelt es sich um radio-laute Galaxien, die nach ihren optischen Eigenschaften in zwei Klassen unterteilt werden können: Radiogalaxien mit breiten Absorptionslinien (*Broad Line Radio Galaxies*, BLRG) und Radiogalaxien mit schmalen Absorptionslinien (*Narrow Line Radio Galaxies*, NLRG). Die Emission von BLRGs ähnelt der Emission von radio-lauten Quasaren und ist auf einen kompakten, zentralen Bereich beschränkt (*core dominated*). Im Falle der NLRGs beobachtet man zum Teil Jets, die in stark ausgeprägten diffusen Radiostrukturen, den sogenannten *Radio-Lobes* enden (*lobe dominated*). Die Entfernung der Radio-Lobes zum Zentralobjekt beträgt typischerweise 1 Mpc, was etwa $3.26 \cdot 10^6$ Lichtjahren entspricht. Innerhalb des Objekttyps NLRG wird zwischen Galaxien des Typs Fanaroff-Riley I (FRI) und Fanaroff-Riley II (FR II) unterschieden (Fanaroff & Riley 1974). In Tabelle 7.2 sind die Eigenschaften von Fanaroff-Riley-Galaxien zusammengefaßt. Auch hier kann die Orientierung teilweise zur Erklärung der Unterschiede herangezogen werden: Bewegt sich ein Jet auf den Beobachter zu, so gilt für die beobachtete Luminosität $L = \Gamma^4 L_0$, wobei L_0 die intrinsische Luminosität bedeutet und Γ für den

¹Die Wortschöpfung *Blazar* ist einerseits auf die Vermischung von *BL-Lac* und *Quasar* zurückzuführen. Andererseits soll die Schreibweise auch die starke Variabilität andeuten: *to blaze* = aufflammen, funkeln, lodern.

optische Eigenschaften	schmale Linien	breite Linien	besondere Eigenschaften
radio-leise	Seyfert 2 IR Quasare	Seyfert 1 Quasare	BAL Quasare?
radio-laut	NLRG: FR I FR II	BLRG SSRQ	BL Lacs
		FSRQ (OVV)	

← Beobachtungswinkel

Drehimpuls des Schwarzen Loches ?

Tabelle 7.3: In dieser Tabelle ist eine phänomenologische Klassifikation der angesprochenen unterschiedlichen AGN-Typen aufgeführt. Diese Darstellung kann als *Periodensystem der AGN* bezeichnet werden. Unterscheidungsmerkmale sind die optischen Eigenschaften der Objekte (von links nach rechts) sowie deren Helligkeit im Radio-Bereich (von oben nach unten). Mit den Pfeilen rechts und unten sind mögliche physikalische Zusammenhänge mit den beobachteten Eigenschaften angedeutet.

relativistischen Dopplerfaktor steht ($\Gamma = [\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$, mit $\theta =$ Winkel zur Beobachtungsrichtung). Dieser Effekt wird *relativistisches Beaming* genannt. Bewegt sich der Jet dagegen vom Beobachter fort, so wird die gemessene Luminosität gegenüber der intrinsischen Luminosität abgeschwächt. So läßt sich die asymmetrische Doppel-Lobe-Struktur von FR II-Galaxien dadurch erklären, daß einer der Jets zum Beobachter hin orientiert und durch das relativistische Beaming gut sichtbar ist, der andere Jet sich dagegen fort bewegt und daher nicht (oder nur schwach) sichtbar ist. Bei FR I-Galaxien ist dagegen die Sichtbarkeit beider Jets gleich, da sich beide Jets senkrecht zur Beobachtungsrichtung ausbreiten und somit keine Steigerung der Luminosität aufweisen.

Vereinigung – Das Standardmodell der AGN: In Tabelle 7.3 ist eine phänomenologische Unterteilung der Objekttypen anhand ihres unterschiedlichen Verhaltens bezüglich der optischen Eigenschaften des emittierten Lichtes sowie der Helligkeit im Radio-Bereich dargestellt. Im *Standardmodell der AGN* wird versucht, alle unterschiedlichen, beobachteten Eigenschaften auf Ursachen zurückzuführen, die im Rahmen des Modelles Parameter eines einzigen Objekttyps sind. Dieser Objekttyp zusammen mit seinen veränderlichen Parametern spannt dann den Raum der Klasse der AGN auf. Zwei Ansätze für solche Parameter sind in Tabelle 7.3 als Pfeile eingezeichnet: Die Orientierung des Objektes relativ zur Beobachtungsrichtung und der Drehimpuls des Zentralobjektes. Eine Vereinigung der unterschiedlichen AGN-Typen in einer AGN-Klasse gelingt mit dem folgenden Bild, das in Abbildung 7.1 schematisch dargestellt ist: Im Zentrum eines AGN befindet sich ein supermassives ($M > 10^6 M_{\odot}$) Schwarzes Loch, umgeben von einer dünnen Akkretionsscheibe (10^{-3} pc), die von einem zu ihr selbst konzentrischen molekularen Staubtorus (100 pc) gespeist wird. Vom Zentrum ausgehend können sich zwei Jets senkrecht zur Torusebene ausbilden, die in einer Ent-

fernung der Größenordnung 1 Mpc in den Radio-Lobes enden. In Abbildung 7.1 ist nur auf der oberen Hälfte ein Jet eingezeichnet, da diese Hälfte einen radio-lauten AGN darstellt und die untere Hälfte das Schema eines radio-leisen AGN ist. In der Nähe des Schwarzen Loches befinden sich Staubwolken, die eine hohe Dichte und eine hohe Geschwindigkeit aufweisen. Diese Staubwolken bilden die Region breiter Emissionslinien, die BLR (*Broad Line Region*). Weiter außen, um den Jet herum, befinden sich Staubwolken mit geringerer Dichte und schmalen Übergangslinien, die sogenannte NLR (*Narrow Line Region*). Je nach Orientierung der Beobachtungsrichtung wird die BLR durch den Torus verdeckt oder nicht, so daß die unterschiedlichen, beobachteten Eigenschaften teilweise auf den Blickwinkel zurückzuführen sind (z.B. bei Seyfert-Galaxien). Die Orientierung kann ebenfalls Unterschiede in der scheinbaren Morphologie verursachen (Fanaroff-Riley-Galaxien). Eine ursächliche Möglichkeit zur Erklärung des Unterschiedes zwischen radio-lauten und radio-leisen Objekten ist mit dem Drehimpuls des Schwarzen Loches bereits erwähnt worden. Hier spielen wahrscheinlich auch die Akkretionsrate und die Masse des Zentralobjektes eine Rolle. Weitere Parameter, die einen Einfluß auf das Erscheinungsbild eines AGN haben, sind zum Beispiel die Dichte des intragalaktischen Mediums und die Geschwindigkeit des Jets. Es wird außerdem vermutet, daß die Drehimpulsachsen des Staubtorus, der Akkretionsscheibe sowie des Schwarzen Loches übereinstimmen beziehungsweise im Verlaufe der Evolution eines AGN durch Drehimpulsübertrag auf das Schwarze Loch in eine parallele Stellung relaxieren. Diese Relaxation könnte auch ein Mechanismus sein, der die Radio-Helligkeit eines AGN bestimmt².

7.2 Erzeugungsmechanismen der TeV- γ -Strahlung

Bisher wurden TeV-Photonen von AGN (abgesehen von den jüngsten Ergebnissen zur Radiogalaxie M 87, vgl. Abschnitt 7.4) nur bei BL-Lac-Objekten, genauer bei HBLs, beobachtet. Insgesamt kann man bisher vom Nachweis von 6 AGN ausgehen: Mrk-501, Mrk-421, H 1426+428, 1ES 1959+650, 1ES 2344+514 und PKS 2155-304, wobei nur die ersten vier Objekte von mehreren Experimenten unabhängig und zweifelsfrei ($> 5\sigma$) nachgewiesen wurden. Vorläufige Resultate der H·E·S·S-Kollaboration bestätigen jedoch die von Chadwick *et al.* (1999) beobachtete Emission aus der Richtung von PKS 2155-304 (Djannati-Ataï *et al.* 2003). Die prominentesten extragalaktischen HBLs Mrk-501 und Mrk-421 wurden extensiv in allen zugänglichen Wellenlängenbereichen vermessen. Die beobachtete Emission läßt sich sehr gut durch den Synchrotron-Mechanismus im Röntgen-Bereich und durch den inversen Compton-Effekt (IC) im GeV/TeV-Energiebereich erklären (Sambruna *et al.* 2000; Konopelko *et al.* 2003). Syn-

²Bisher sind radio-laute AGN ausschließlich mit elliptischen Galaxien identifiziert worden. In den Modellen zur Entstehung von Galaxien sind aber die elliptischen Galaxien gerade solche Galaxien, die durch die Fusion zweier Spiral-Galaxien entstehen. Man kann davon ausgehen, daß gerade nach einer Fusion der Drehimpuls des Schwarzen Loches nicht parallel zum Staubtorus ausgerichtet ist, womit erklärt wäre, warum nur elliptische Galaxien radio-laute aktive galaktische Kerne enthalten.

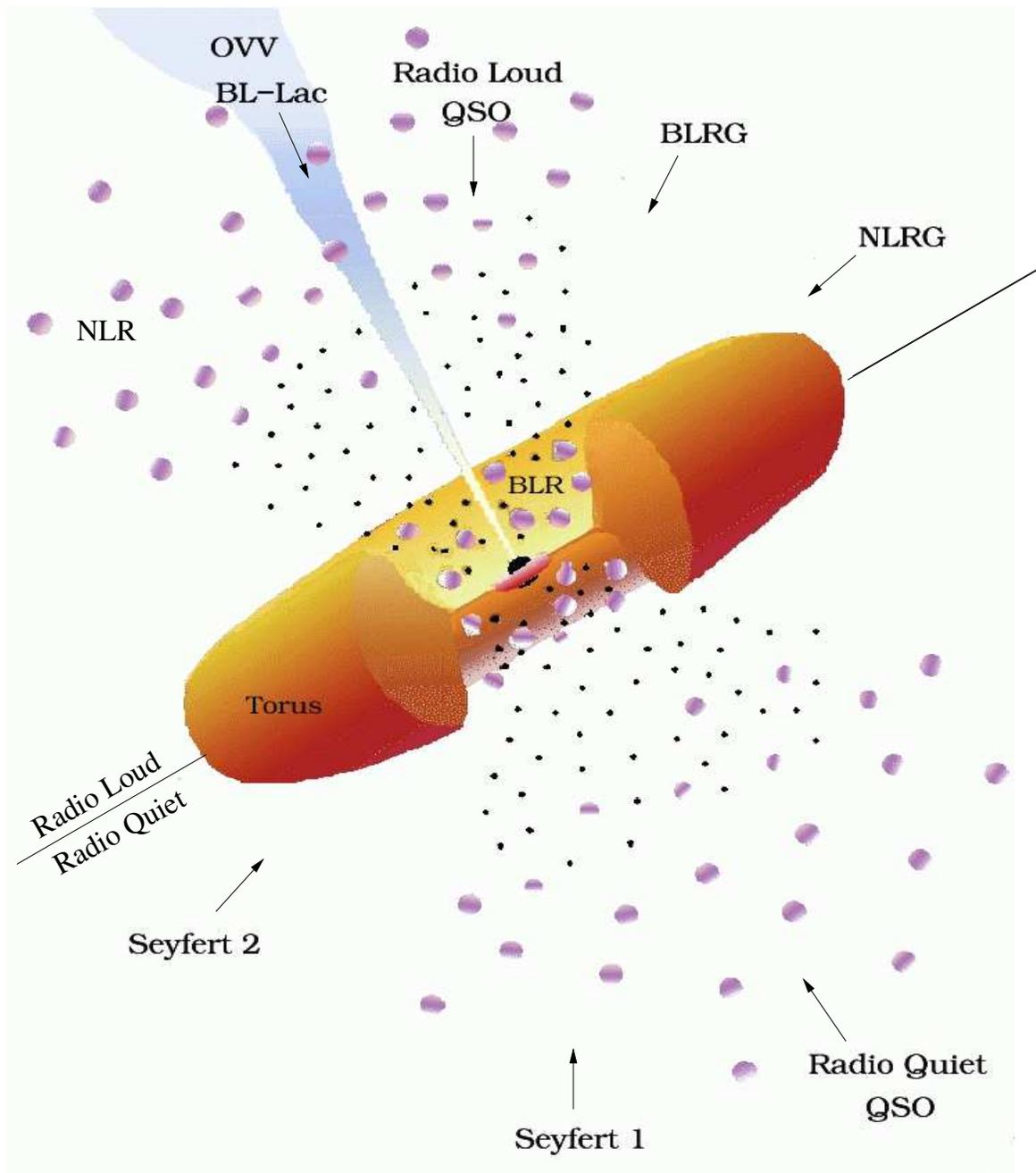


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung des Standardmodells der AGN. Es ist jeweils nur eine Hälfte eines radio-lauten (oben) und eine Hälfte eines radio-leisen (unten) AGN dargestellt. Ein radio-lauter AGN hat in der Realität zwei gegenüberliegende Jets. Bei einem radio-leisen AGN dagegen sind keine Jets vorhanden. Der hier dargestellte Ausschnitt weist eine Größenskala von etwa 100 pc (326 Lichtjahre) auf. Hier nicht dargestellt sind die in einer Entfernung vom Zentralobjekt im Mpc-Bereich zu beobachtenden Radio-Lobes. Erläuterungen zu den einzelnen Objekttypen finden sich im Text. Vorlage aus Urry & Padovani (1995), graphisch bearbeitet.

chrotronstrahlung entsteht, wenn sich ein relativistisches, geladenes Teilchen in einem Magnetfeld bewegt. Die emittierte Leistung ist invers-proportional zur Masse des Teilchens. Daher ist die Synchrotronstrahlung eines neutralen Plasmas im wesentlichen Elektronen-Synchrotron-Strahlung. Der spektrale Verlauf der emittierten Strahlung folgt oberhalb der sogenannten *Synchrotron-Peakfrequenz* ν_{syn} einem Potenzgesetz der Form $\nu^{-\alpha}$. Hierbei ist ν die Frequenz der emittierten Strahlung. Der Spektralindex α hängt über $\alpha = (1 - s)/2$ mit dem Spektralindex (s) der Energieverteilung der Elektronen zusammen (Robson 1996). Unterhalb einer kritischen Photonenergie können die Elektronen die erzeugten Synchrotronphotonen reabsorbieren und so in einen höheren Energiezustand wechseln. Dieser Prozess wird *Synchrotronselfabsorption*³ genannt und verursacht eine Umkehr des spektralen Verlaufes zu niedrigeren Energien hin. Dadurch entsteht der charakteristische Anstieg eines Synchrotronspektrums bis zur Peakfrequenz ν_{syn} . Beim inversen Compton-Effekt findet durch Compton-Streuung ein Energieübertrag vom Elektron auf das Photon statt. Im Rahmen der *Invers-Compton-Modelle* (IC-Modelle) werden Photonen aus einem bestimmten Ensemble (*Saat-Photonen*) durch relativistische Elektronen im Plasma-Jet auf höhere Energien gestreut (*geboostet*). Je nach Energie der Elektronen und Saat-Photonen wird bei der Inversen Compton-Streuung (IC-Streuung) zwischen *Thomson-Regime* und *Klein-Nishina-Regime* unterschieden. Im Thomson-Regime ist der Anteil der an das Photon übertragenen Elektronenenergie klein, so daß die Energie des Elektrons in mehreren Stößen auf das Photon übertragen wird. Im Klein-Nishina-Regime wird die gesamte Energie des Elektrons im wesentlichen in einer einzigen Wechselwirkung übertragen, der Wirkungsquerschnitt der IC-Streuung sinkt jedoch aufgrund von Effekten, die im Rahmen der Quanten-Elektrodynamik verstanden werden können.

Unterschiedliche Ursprünge der Saat-Photonen werden im Rahmen der IC-Modelle diskutiert:

- Photonen von der Akkretionsscheibe (UV-Photonen)
- in der BLR gestreute oder absorbierte und reemittierte Photonen aus der Akkretionsscheibe
- Photonen vom Staub-Torus (IR-Photonen)
- Synchrotronphotonen der relativistischen Elektronenpopulation des Jets

In letzterem Fall werden die Synchrotronphotonen von derselben Elektronenpopulation zu höheren Energien geboostet, die auch ihr eigener Ursprung ist. Daher wird in diesem Szenario von SSC-Modellen (SSC = *Synchrotron Self Compton*) gesprochen (Ginzburg & Syrovatskii 1969). Das resultierende IC-Spektrum reproduziert im oberen Energiebereich im wesentlichen die Form des Synchrotronspektrums mit einem um

³Tatsächlich besteht die Synchrotronselfabsorption sowohl aus der Absorption als auch aus der stimulierten Emission von Photonen, die negativ zum Gesamtabsorptionskoeffizienten beiträgt.

den Faktor γ^2 (γ ist der Lorentzfaktor des Elektronenensembles) verschobenem Maximum. Durch den gemeinsamen Ursprung der Emission im Röntgen- und im TeV-Energiebereich läßt sich die beobachtete Korrelation zwischen beiden Energiebereichen (Aharonian *et al.* 1997b; Pian *et al.* 1998; Sambruna *et al.* 2000; Konopelko *et al.* 2003) im Rahmen des SSC-Modells auf natürliche Weise erklären. In Abbildung 7.2 sind die Synchrotron- und IC-Spektren des prominenten BL-Lac-Objektes Mrk-501 aus Messungen des Röntgensatelliten RXTE und des Systems von Cherenkov-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration dargestellt. Es sind zwei Flußzustände des Objektes eingezeichnet, in denen jeweils simultane Messungen beider Experimente stattfanden. Die Übereinstimmung des als Linie eingezeichneteten SSC-Modells mit den Beobachtungen ist sehr gut (Sambruna *et al.* 2000).

Neben den populären IC-Modellen, bei denen die Objekte auch als Elektronenbeschleuniger bezeichnet werden, wurden auch hadronische Modelle zur Erklärung der beobachteten Emission von AGN vorgeschlagen. Grundsätzlich steht in diesen Modellen der hadronische Anteil des neutralen Jet-Plasmas im Vordergrund. Durch Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung werden die Hadronen auf Energien von bis zu 10^{12} GeV beschleunigt. Im Strahlungsfeld des Jets (das beispielsweise von der Synchrotronemission der mitbeschleunigten Elektronen stammen kann) entstehen über Photoproduktion ($p + \gamma \longrightarrow \pi^0 + \text{Rest}$) u.A. neutrale Pionen, die in γ -Quanten zerfallen. Aus den Pion-Zerfallsprodukten entwickelt sich eine elektromagnetische Kaskade (Paarbildung und IC-Streuung), die mit dem Strahlungsfeld rückkoppelt (Mannheim & Biermann 1989). Dieses Modell wird auch als PIC-Modell (*Proton Induced Cascade*) bezeichnet. In anderen Szenarien liefert die Synchrotron-Strahlung der beschleunigten Protonen den wesentlichen Anteil der beobachteten TeV-Strahlung. In diesem Fall wird von SPB-Modellen (*Synchrotron Proton Blazar*) gesprochen. Neben der Synchrotron-Strahlung der Protonen werden im SPB-Modell auch die Photoproduktion, die Synchrotronstrahlung der Myonen und die Entstehung von elektromagnetischen Kaskaden berücksichtigt (Aharonian 2000; Mücke & Protheroe 2001; Donea & Protheroe 2003). In Abbildung 7.3 sind die Vorhersagen eines SPB-Modells aus Donea & Protheroe (2003) für die Radiogalaxie M 87 zu sehen. Neben den Vorhersagen für den harten Röntgen- und den GeV/TeV-Energiebereich (Kurven rechts) ist auch die Synchrotron-Strahlung der Elektronen dargestellt (links). Die Synchrotron-Photonen der Elektronen sind im Rahmen des Modells die Wechselwirkungspartner der Protonen bei der Photoproduktion. Der Fehler auf das Modell aufgrund der Unsicherheit des Doppler-Faktors des M 87-Jets ist bei 10^2 eV und etwa 10^{10} eV durch Fehlerbalken angedeutet. Nicht-simultane Messungen im optischen Energieband (Datenpunkt links) und im keV-Energiebereich (Fehlerbereich in schwarz) sowie jüngste Ergebnisse der HEGRA-Kollaboration (Datenpunkt rechts) aus Aharonian *et al.* (2003b) sind ebenfalls eingezeichnet. Auf den Nachweis von TeV-Gamma-Strahlung aus der Richtung von M 87 mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen wird in Abschnitt 7.4.5 eingegangen. Im Rahmen der Fehler auf das Modell und die Messungen sowie unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Beobachtungen in den unterschiedlichen Energiebändern nicht zur selben Zeit stattfanden, stimmen Daten und Modell überein.

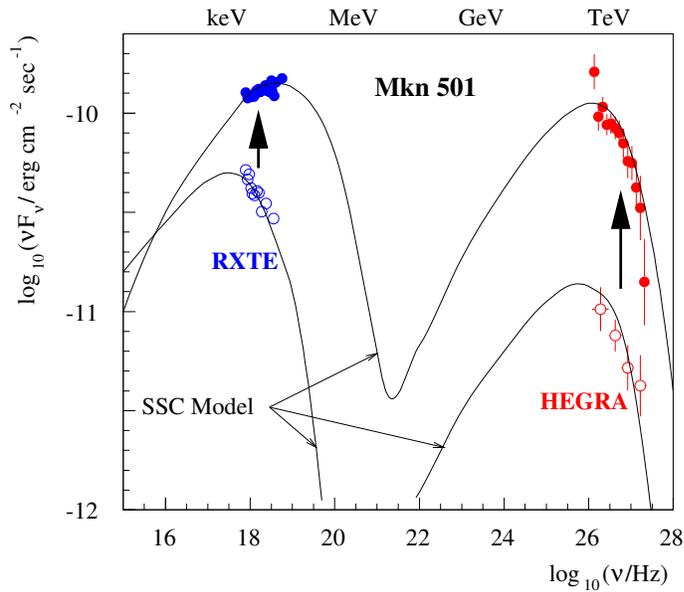
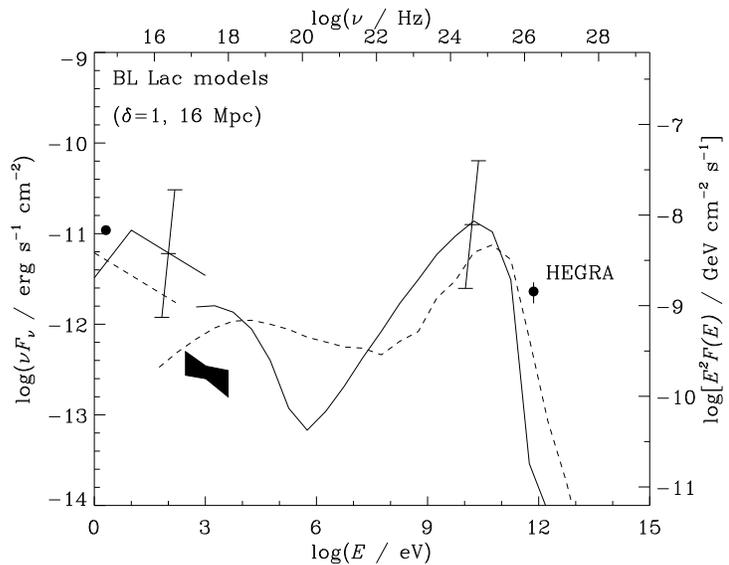


Abbildung 7.2: Spektrale Energieverteilung des HBLs Mrk-501. Zeitgleiche Beobachtungen im Röntgen- und TeV-Energieband in einem hohen (geschlossene Kreise) und in einem niedrigen (offene Kreise) Flußzustand im Vergleich mit einem SSC-Modell (durchgezogene Linie). Die Daten stammen aus einer gemeinsamen Meßkampagne der HEGRA-Teleskope mit dem Röntgensatelliten RXTE. Vorlage aus Sambruna *et al.* (2000).

Abbildung 7.3: Flußvorhersagen für die Emission im Röntgen- und Gamma-Bereich auf der Grundlage des SPB-Modells für M87 (Mücke & Protheroe 2001) mit unterschiedlichen Grundannahmen (durchgezogene und gestrichelte Linien). Nicht-simultane Beobachtungen, u.A. von HEGRA (Aharonian *et al.* 2003b), sind ebenfalls eingezeichnet. Auf die Bedeutung der einzelnen Kurven wird im Text eingegangen. Vorlage aus Donea & Protheroe (2003).



7.3 Der Datensatz

Insgesamt wurden mehr als 60 Objekte der AGN-Klasse mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System beobachtet. Die Daten der im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgestellten AGN sind im Zeitraum Oktober 1997 bis Oktober 2002 aufgezeichnet worden. Nach Anwendung der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Qualitätsschnitte verbleiben 54 AGN mit einer Gesamtbeobachtungszeit von 1017 Stunden in der Analyse. Dies entspricht einer kontinuierlichen Beobachtung während mehr als einem Jahr HEGRA-Betriebes. Insgesamt enthält der Datensatz 37 BL-Lac-Objekte, 10 Radio-Galaxien (Fanaroff-Riley, FR I und II), 4 Seyfert-Galaxien (S, S1, S1.5), 1 Quasar (QSO) und weitere 2 Galaxien (G), die nicht eindeutig einem Objekttyp zugeordnet werden konnten. Die meisten beobachteten BL-Lac-Objekte gehören zu den sogenannten HBLs oder auch X-ray-selected BL-Lacs (vgl. Abschnitt 7.1). Aufgrund ihrer im Vergleich zu den LBLs höheren Synchrotron-Peakfrequenz erwartet man bei diesen Objekten auch eine höhere Peakfrequenz der IC-gestreuten Strahlung bis hinein in den TeV-Energiebereich (siehe auch Abschnitt 7.5). Es wird daher vermutet, daß nur BL-Lac-Objekte des Typs HBL TeV-Emitter sein können (Stecker *et al.* 1996). Aufgrund der Abschwächung eines potentiellen Signales mit zunehmender Entfernung, aber auch wegen der Absorption der TeV-Strahlung durch Paarerzeugung an den Photonen des extragalaktischen Hintergrundlichtes im optischen- und infrarot-Bereich, wurden hauptsächlich Objekte mit geringer Rotverschiebung beobachtet. Höhere Rotverschiebungen, die im Falle eines Signales ein wertvolles Instrument zur Untersuchung des extragalaktischen Hintergrundlichtes sein können, wurden ebenfalls mit einbezogen. Eine Verteilung der Rotverschiebungen aller Aktiven Galaktischen Kerne dieses Datensatzes ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Das ursprünglich vorgeschlagene HEGRA-AGN-Programm um-

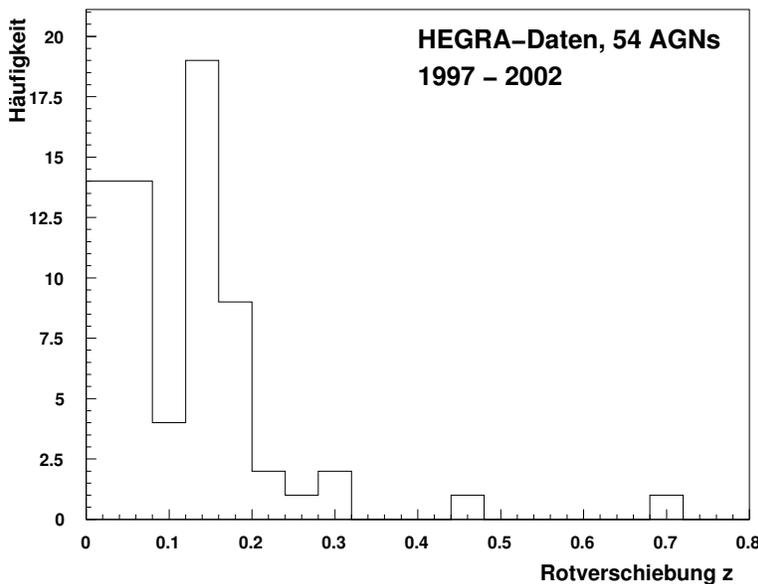


Abbildung 7.4: Rotverschiebungen aller hier behandelten HEGRA-AGN. Der Schwerpunkt der Beobachtungen lag auf Objekten mit relativ kleinen Rotverschiebungen.

faßte 51 Objekte mit Rotverschiebungen $z < 0.2$ (Fonseca *et al.* 1997). Das mit einem

AGASA-Triplet (UHECR) koinzidente BL-Lac-Objekt 1ES 0806+524 wurde zusammen mit weiteren Beobachtungen dreier von BATSE (keV-Energiebereich) nachgewiesenen AGN vorgeschlagen (Bojahr & Meyer 2001). Eine Fortsetzung der Beobachtungen auf 1ES 2344+514 wurde im Jahr 2002 vorgeschlagen (Tluczykont 2002). In Tabelle 7.4 sind die Objektamen mit ihren J2000-Koordinaten (Rektaszension α_r und Deklination δ , gemäß den Datenbanken NED und SIMBAD), ihrer Rotverschiebung z , dem Objekttyp mit zugehörigem Zitat und der jeweils nach Qualitätsschnitten verbleibenden Beobachtungszeit aufgelistet. Die Objekte sind nach aufsteigender Rotverschiebung z geordnet aufgelistet. Die zur Klassifizierung des jeweiligen Objekttyps herangezogenen Kataloge sind die folgenden: SM = Stickel *et al.* (1994), PG = Padovani & Giommi (1995) und VC = Véron-Cetty & Véron (2001). Es kommt teilweise vor, daß bei einigen Objekten von unterschiedlichen Autoren unterschiedliche Objekttypen angegeben werden, da die Grenzen zum Teil fließend verlaufen. Beispielsweise wurde in dieser Tabelle die Radiogalaxie M 87 gemäß SM als FR I-Galaxie eingestuft. In der Literatur wird M 87 jedoch häufig auch als FR II-Galaxie klassifiziert.

Objekt	α_r (hh mm ss)	δ (dd mm ss)	z	Objekttyp	Zitat	Beobachtungszeit (Stunden)
1ES 0647+250	06 50 46.6	+25 03 00	—	BL-Lac	PG	4.1
MG 0509+0541	05 09 26.0	+05 41 35	—	BL-Lac	VC	15.8
M87	12 30 49.4	+12 23 28	0.004	FR I	SM	70.0
NGC 315	00 57 48.9	+30 21 08	0.016	FR I/II	SM	14.6
NGC 1275	03 19 48.2	+41 30 42	0.018	FR I	SM	57.4
H 1722+119	17 25 04.5	+11 52 15	0.018	BL-Lac	PG	5.1
PKS 2201+04	22 04 17.7	+04 40 03	0.028	S1	VC	17.8
V Zw 331	03 13 57.0	+41 15 37	0.029	BL-Lac	VC	4.1
NGC 1054	02 42 15.0	+18 13 00	0.032	G		57.9
3C 120	04 33 12.0	+05 21 15	0.033	FR I	SM	25.4
NGC 4151	12 10 32.7	+39 24 19	0.033	S1.5	VC	7.0
UGC01651	02 09 38.5	+35 47 51	0.037	G		14.3
UGC03927	07 37 30.0	+59 41 03	0.041	FR II	SM	6.3
1ES 2344+514	23 47 04.9	+51 42 17	0.044	BL-Lac	PG	72.5
Mkn0180	11 36 26.4	+70 09 27	0.046	BL-Lac	PG	9.8
1ES 1959+650	19 59 59.9	+65 08 54	0.047	BL-Lac	PG	163.7
3C 371.0	18 06 50.7	+69 49 28	0.050	BL-Lac	PG	5.4
B2 0402+37	04 05 49.3	+38 03 32	0.054	S	VC	6.7
I Zw 187	17 28 18.6	+50 13 10	0.055	BL-Lac	PG	16.0
Cyg-A (3C 405.0)	19 59 28.5	+40 44 02	0.057	FR II	SM	59.0
1ES 2321+419	23 23 52.5	+42 10 55	0.059	BL-Lac	PG	22.3
3C 192.0	08 05 35.0	+24 09 50	0.060	FR II	SM	2.9
4C+31.04	01 19 35.0	+32 10 50	0.060	FR	SM	3.0
BL Lacertae	22 02 43.3	+42 16 40	0.069	BL-Lac	PG	10.1
1ES 1741+196	17 43 57.8	+19 35 09	0.083	BL-Lac	PG	10.2
4C+01.13	05 13 52.5	+01 57 10	0.084	FR II	SM	7.7
PKS 2155-304	21 58 52.0	-30 13 32	0.116	BL-Lac	PG	1.8
1ES 1118+424	11 20 48.1	+42 12 12	0.124	BL-Lac	PG	2.0
1ES 0145+13.8	01 48 29.8	+14 02 19	0.125	BL-Lac	PG	3.2
EXO0706.1+5913	07 10 30.1	+59 08 20	0.125	BL-Lac	PG	33.7
H 1426+428	14 28 32.5	+42 40 25	0.129	BL-Lac	PG	258.5
3C197.1	08 21 32.6	+47 02 46	0.130	QSO	VC	15.0
1ES 1212+078	12 15 11.2	+07 32 02	0.130	BL-Lac	PG	2.4
1ES 0806+524	08 09 49.2	+52 18 58	0.138	BL-Lac	PG	1.0
1ES 0229+200	02 32 48.7	+20 17 17	0.139	BL-Lac	PG	3.0
RXS J11171+2014	11 17 06.3	+20 14 06	0.139	BL-Lac	VC	3.8
1ES 1255+244	12 57 32.0	+24 12 39	0.140	BL-Lac	PG	5.9
MS1019.0+5139	10 22 11.0	+51 24 00	0.141	S	VC	17.5
1ES 0323+022	03 26 13.9	+02 25 14	0.147	BL-Lac	PG	14.3
OQ 530	14 19 46.6	+54 23 14	0.152	BL-Lac	PG	9.4
3C 273.0	12 29 06.7	+02 03 08	0.158	FR	SM	12.2
1ES 1440+122	14 42 48.4	+12 00 39	0.162	BL-Lac	PG	13.1
PKS 0829+046	08 31 48.9	+04 29 39	0.180	BL-Lac	PG	18.0
PG 1218+304	12 21 22.0	+30 10 37	0.182	BL-Lac	PG	3.9
1ES 0347-121	03 49 23.0	-11 59 26	0.185	BL-Lac	PG	1.9
1ES 0927+500	09 30 37.6	+49 50 24	0.186	BL-Lac	PG	13.3
PKS 2254+074	22 57 17.3	+07 43 12	0.190	BL-Lac	PG	16.3
MS0317.0+1834	03 19 51.9	+18 45 35	0.190	BL-Lac	PG	2.7
1ES 1011+496	10 15 04.2	+49 26 00	0.200	BL-Lac	PG	2.0
1ES 0120+340	01 23 08.9	+34 20 50	0.272	BL-Lac	PG	18.9
2E 0414+0057	04 16 52.5	+01 05 23	0.287	BL-Lac	PG	4.5
S5 0716+714	07 21 53.4	+71 20 36	0.300	BL-Lac	PG	1.7
3C 066A	02 22 39.6	+43 02 07	0.444	BL-Lac	PG	1.3
PKS 0219-164	02 22 01.0	-16 15 16	0.698	BL-Lac	PG	1.7

Tabelle 7.4: Der AGN-Datensatz. Angegeben sind der Objektname, die J2000-Koordinaten, die Rotverschiebung z , der Objekttyp mit Zitat sowie die in die Analyse eingehende Beobachtungszeit nach Qualitätsschnitten. Erläuterungen im Text.

7.4 Ergebnisse

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse wurden mit den in Abschnitt 4.2 eingeführten Methoden gewonnen (zusammengefaßt in Form des Skriptes *analyzer*). Die auf die Überschußereigniszahlen angegebenen statistischen Fehler entsprechen der Signifikanz des jeweiligen Überschusses. Zunächst soll ein Überblick über die Ergebnisse für alle extragalaktischen Objekte gegeben werden, um im Anschluß näher auf die signifikantesten Signale einzugehen.

7.4.1 Überblick

Für jedes Objekt wurde die Signifikanz des Überschusses in den Daten aus dem gesamten Beobachtungszeitraum (DC-Signifikanz) nach Gleichungen 4.2 und 4.3 berechnet. Abbildung 7.5 zeigt die Verteilung der nach Gleichung 4.2 berechneten DC-Signifikanzen S aller beobachteten 54 AGN. In Figur 7.6 sind die nach Gleichung 4.3 berechneten, geglätteten Signifikanzen $\langle S \rangle$ für alle Objekte abgebildet. Beide Verteilungen weisen im Kern Standard-Normalform auf, wie es im Falle rein-statistischer Fluktuationen zu erwarten ist. Fünf Objekte weichen zum Teil sehr deutlich von der Untergrunderwartung ab und können daher als Kandidaten für die Emission von Gamma-Strahlung im TeV-Energiebereich gelten. Diese Objekte sind in Abbildung 7.5 anhand von Nummern gekennzeichnet. Die in Abschnitt 4.2.5 angesprochenen und bei

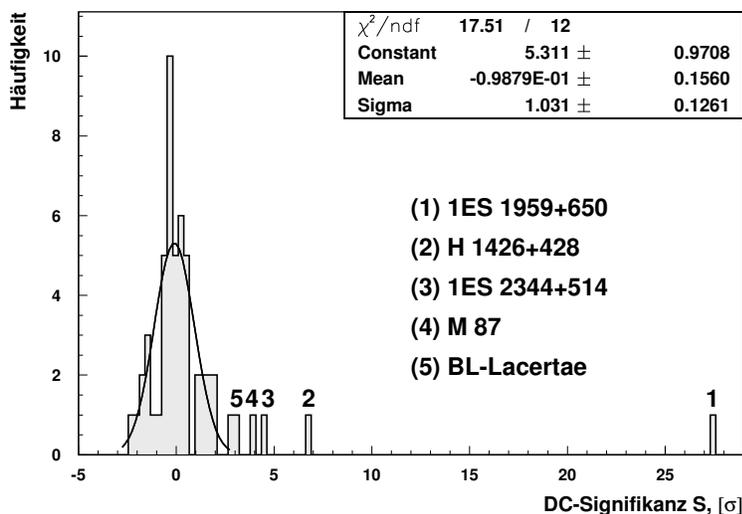


Abbildung 7.5: Verteilung der DC-Signifikanzen S des gesamten AGN-Datensatzes nach Gleichung 4.2. Von den 54 Objekten sind die BL-Lac-Objekte 1ES 1959+650, H 1426+428 wohl etabliert. Das BL-Lac-Objekt 1ES 2344+514 und die Radiogalaxie M 87 zeigen Überschüsse im Signifikanzbereich von 4σ . Ein weiteres Objekt, BL-Lacertae, zeigt einen schwachen Überschuß mit einer Signifikanz von 3 Standardabweichungen.

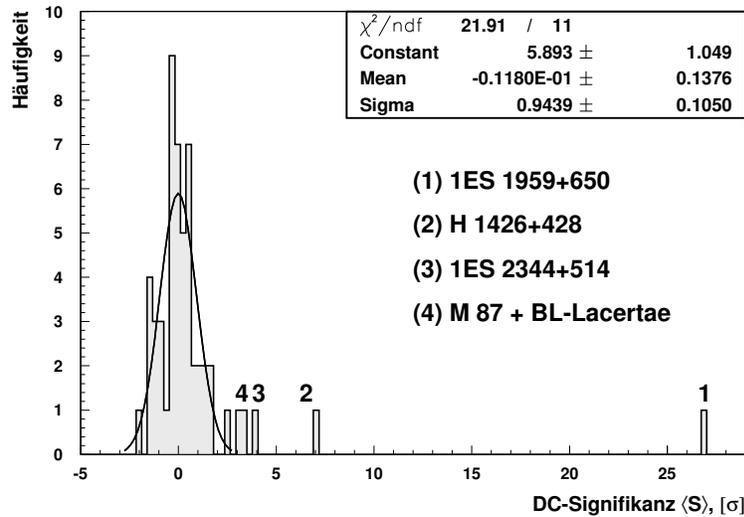


Abbildung 7.6: Verteilung der geglätteten DC-Signifikanzen $\langle S \rangle$ des gesamten AGN-Datensatzes nach Gleichung 4.3. Die Ergebnisse weichen nur leicht von den Ergebnissen aus Gleichung 4.2 (Abbildung 7.5) ab. Dies deutet darauf hin, daß es sich bei den signifikanten Überschüssen nicht um statistische Fluktuationen in einem einzigen Bin handelt und die Ergebnisse als robust betrachtet werden können.

Prahl (1999) detailliert beschriebenen Tests der Hypothese ausbruchartigen Verhaltens (*Burst*-Verhalten) ergeben nur bei 1ES 1959+650 hohe Signifikanzwerte. Die Verteilungen der *Burst*-Signifikanzen aus dem Kolmogorov-Test (S_{Kol}) und dem Exponential-Test (S_{Prahl}) für den gesamten AGN-Datensatz sind in Abbildung 7.7 dargestellt. In Tabelle 7.5 sind die Kandidaten für TeV- γ -Emission zusammen mit dem jeweiligen Objekttyp, ihrer Rotverschiebung sowie den Signifikanzen S , $\langle S \rangle$, S_{Kol} und S_{Prahl} aufgelistet. Unter den Kandidaten ist H 1426+428 mit einer Rotverschiebung von 0.129 das entfernteste Objekt. Die Entfernungen der Kandidaten in unterschiedlichen Maßeinheiten sind in Abbildung 7.8 zu sehen. Für kleine Rotverschiebungen z gilt als Beziehung zwischen Abstand in Mpc und z die lineare Näherung $z = H_0 R / c$, wobei H_0 ($= 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) die Hubble-Konstante und c die Lichtgeschwindigkeit in km/s ist.

Zusätzlich zu den in dieser Arbeit verwendeten Standardschnitten (Abschnitt 4.2) wurden auch die in Abschnitt 5.2.2 eingeführten S5-Schnitte für steile Photonspektren auf alle Objekte mit einer Rotverschiebung $z > 0.150$ und einer Energieschwelle (bei $N_{\text{Tel}} \geq 2$) von höchstens 0.7 TeV angewendet. Bei diesen Objekten kann aufgrund der Absorption durch Paarbildung am extragalaktischen Hintergrundlicht eine Erhöhung des relativen Anteils niedriger Energien im beobachteten Energiespektrum erwartet werden (vgl. Abschnitt 5.2.2). Diese Analyse ergab jedoch keinen signifikanten Überschuss in den ausgewählten Datensätzen.

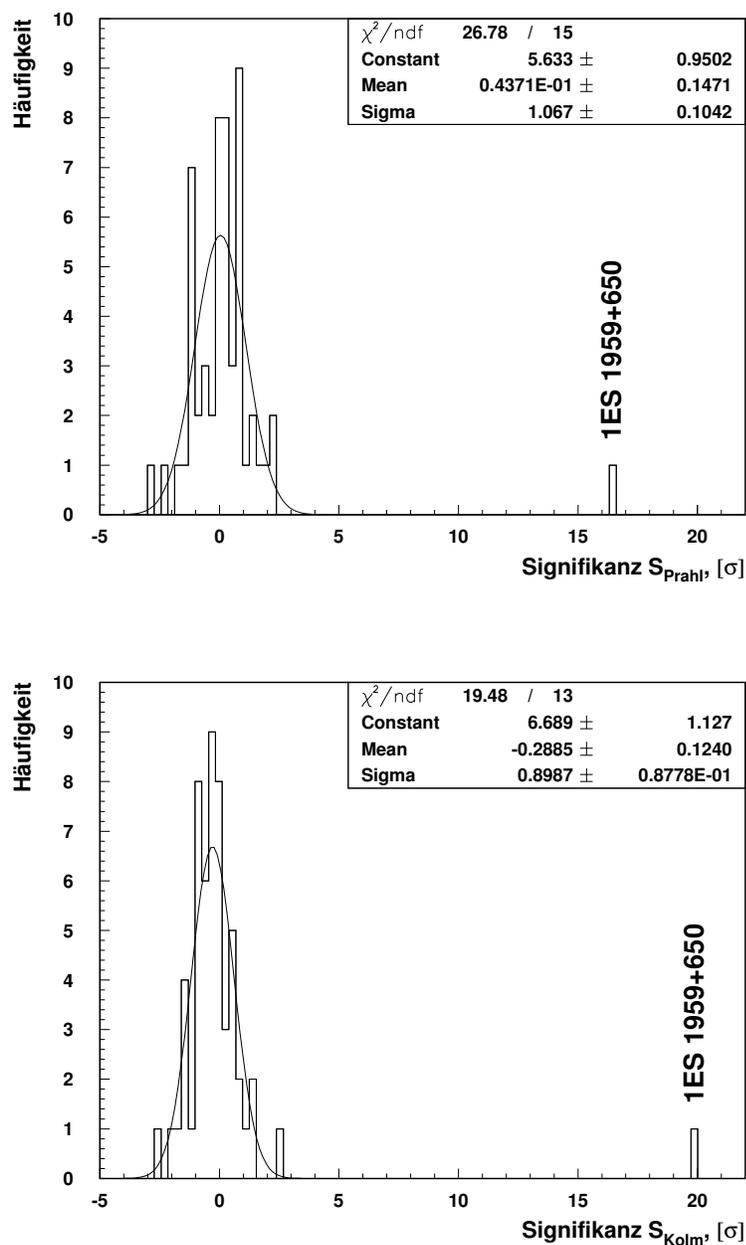


Abbildung 7.7: Die Verteilungen der Burst-Signifikanzen für ausbruchartiges Verhalten aus dem Exponential-Test S_{Prahl} (oben) und aus dem Kolmogorov-Test S_{Kol} (unten). Das einzige Objekt, das ein deutlich signifikantes Ergebnis aufweist, ist 1ES 1959+650, dessen offensichtlicher, starker Ausbruch im Jahre 2002 für die hohen Signifikanz-Werte verantwortlich ist (vgl. Abschnitt 7.4.2). Die Verteilung der Kolmogorov-Signifikanzen ist leicht zu negativen Signifikanzwerten hin verschoben und stimmt nur innerhalb von 2.3 Standardabweichungen mit der Untergrunderwartung überein.

Name	Typ	Rotverschiebung z	S	$\langle S \rangle$	S_{Kol}	S_{Prahl}
1ES 1959+650	BL-Lac	0.047	28.0	27.5	19.8	16.5
H 1426+428	BL-Lac	0.129	6.6	6.7	0.5	0.1
1ES 2344+514	BL-Lac	0.044	4.4	4.0	1.3	0.3
M 87	FR I	0.004	3.9	3.4	-1.7	0.6
BL-Lacertae	BL-Lac	0.069	3.0	3.0	0.6	0.7

Tabelle 7.5: Die fünf Objekte mit der höchsten DC-Signifikanz des HEGRA-Datensatzes von 54 AGN. Neben dem Objekttyp und die Rotverschiebung z sowie die Signifikanz für konstante Emission (S und $\langle S \rangle$) und für ausbruchartiges Verhalten (S_{Kol} und S_{Prahl}) aufgeführt.

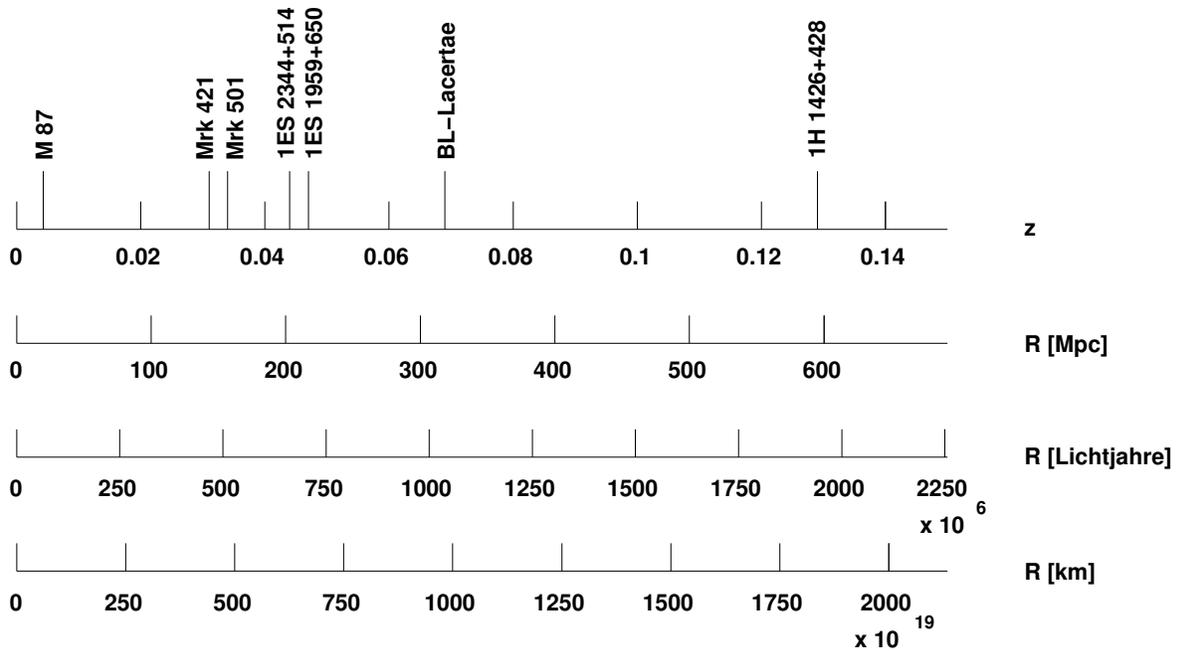


Abbildung 7.8: Die Entfernungen der signifikantesten AGN in den Einheiten Rotverschiebung z , Mpc, Lichtjahre und km. Es wurde eine Hubble-Konstante von $H_0 = 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ angenommen.

Die *Gesichtsfelder* aller 54 AGN wurden mit den in Abschnitt 4.2.7 beschriebenen Gitterfeldmethoden untersucht. Hierbei wurden die signifikantesten Objekte aus dem Datensatz entfernt, damit keine bekannten Signale enthalten sind. Die Gitterfeldsuchen in den Gesichtsfeldern der Beobachtung der Objekte aus Tabelle 7.5 werden in den folgenden Abschnitten im Rahmen der Ergebnisdarstellung der einzelnen Objekte vorgestellt. Weiterhin konnten nur Objekte mit einer Beobachtungszeit größer als 4 Stunden berücksichtigt werden, um eine einheitliche Behandlung mit den hier verwendeten Methoden zu ermöglichen. Für alle anderen AGN wurden Himmelskarten erzeugt. Abbildung 7.9 zeigt eine Überlagerung aller Signifikanzverteilungen der Signifikanzen aus den Gesichtsfeldern unter Verwendung der Ring- und der *Template*-Untergrundmethoden. Die Übereinstimmung der Verteilungen mit der Nullhypothese ist sehr gut. Im Falle der Ringuntergrundmethode kann die leichte Abweichung (Mittelwert bei 0.05σ , Breite bei 1.06) dadurch erklärt werden, daß keine Korrektur auf den Zenitwinkelgradienten in der Kamera verwendet wurde (vgl. Abschnitt 4.2.7). Es kann geschlossen werden, daß in den 3 Grad durchmessenden Gesichtsfeldern der hier analysierten AGN keine weiteren signifikanten Überschüsse vorhanden sind.

In Tabelle 7.6 sind alle 54 Aktiven Galaktischen Kerne nach aufsteigender Rotverschiebung z aufgelistet. Angegeben sind der Name des Objektes, die nach Qualitätschnitten verbleibende Beobachtungszeit, die Ereigniszahlen, die Energieschwelle und die nach den Gleichungen 4.5 und 4.4 bestimmten oberen Grenzen auf den integralen Fluß in Krebs-Nebel-Einheiten und in Einheiten von Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. In der letzten Spalte sind außerdem die aus den Beobachtungen folgenden Flüsse für die signifikantesten Objekte angegeben (siehe hierzu die folgenden Abschnitte).

Nachdem in diesem Abschnitt ein Überblick über die Analyseergebnisse der 54 Aktiven Galaktischen Kerne gegeben wurde, wird in den nun folgenden Abschnitten auf die signifikantesten Objekte aus Tabelle 7.5 im einzelnen eingegangen. Abschließend wird in Abschnitt 7.5 auf Modellvorhersagen auf der Grundlage eines SSC-Modelles von Costamante & Ghisellini (2002) im Vergleich mit den in dieser Arbeit erzielten Ergebnissen eingegangen.

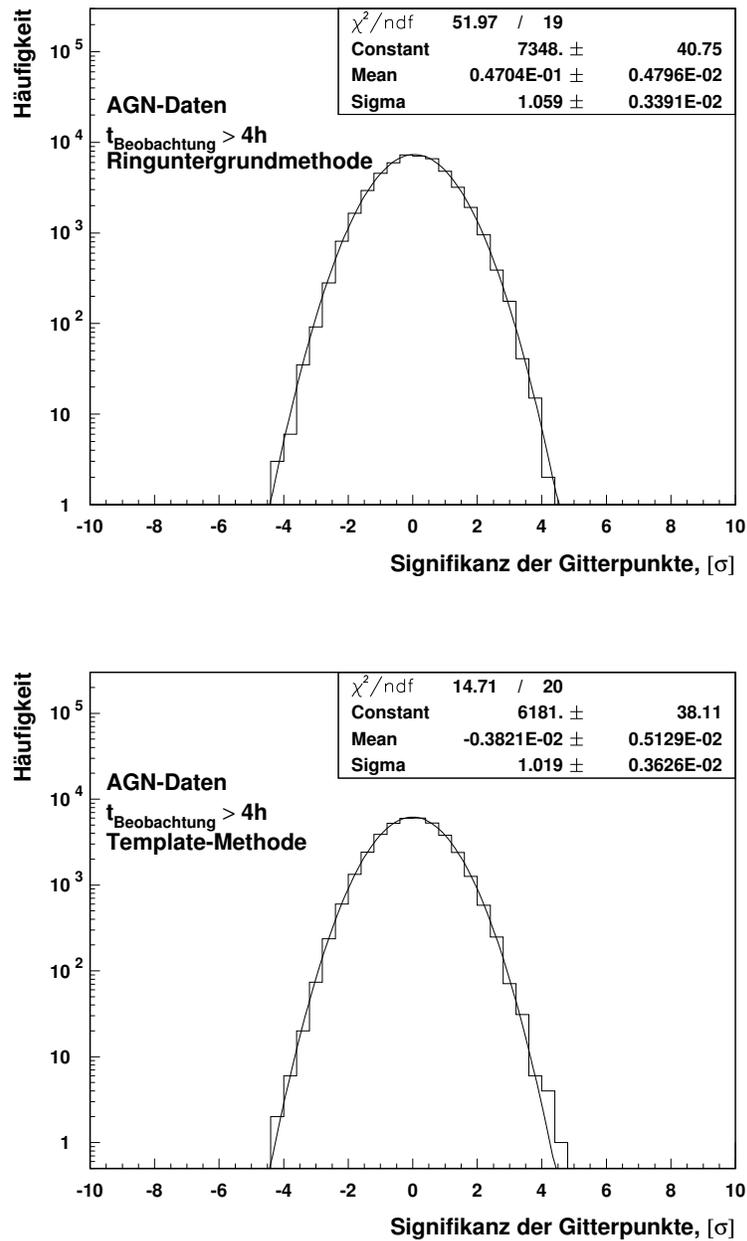


Abbildung 7.9: Überlagerung aller Signifikanzen aus den Bins der Gitterfeldsuchen der AGN-Daten aus der Ring-Untergrundmethode (oben) und der Template-Methode (unten). Die in Tabelle 7.5 aufgeführten Objekte sind aus diesen Verteilungen ausgeschlossen und werden in den folgenden Abschnitten getrennt behandelt. Die Verteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Nullhypothese.

Objekt	T [h]	N _{on} #	α N _{off} #	E _{thr} [TeV]	F _{OG} ^{99%} (> E _{thr}) [Crab]	$\Phi_{OG}^{99\%}$ (> E _{thr}) [10 ⁻¹² γ cm ⁻² s ⁻¹]	F(>E _{thr}) [Crab]
1ES 0647+250	4.1	12	10	0.78	0.13	3.35	
MG 0509+0541	15.8	60	50	0.96	0.11	1.92	
M87	70.0	241	184	0.88			0.04
NGC 315	14.6	31	33	0.86	0.05	1.03	
NGC 1275	87.6	231	236	0.85	0.03	0.68	
H 1722+119	5.1	21	14	0.89	0.21	4.31	
PKS 2201+04	17.8	59	46	0.95	0.08	1.40	
V Zw 331	4.1	9	9	0.87	0.09	1.93	
NGC1054	57.9	134	155	0.86	0.02	0.37	
3C 120	25.4	64	70	0.93	0.05	0.86	
NGC 4151	7.0	16	18	0.79	0.07	1.79	
UGC01651	14.3	44	36	0.79	0.07	1.62	
UGC03927	6.3	7	16	1.09	0.09	1.32	
1ES 2344+514	72.5	235	171	0.97			0.03
Mkn0180	9.8	29	32	1.50	0.12	1.09	
1ES 1959+650	163.7	1202	454	1.32			0.06 – 2.9
3C 371.0	5.4	16	18	1.52	0.19	1.65	
4C +37.11	6.7	9	17	0.80	0.05	1.17	
I Zw 187	16.0	44	32	0.94	0.09	1.66	
Cyg-A (3C 405.0)	59.0	159	161	0.91	0.03	0.64	
1ES 2321+419	22.3	53	66	0.89	0.03	0.67	
3C 192.0	2.9	8	7	0.93	0.20	3.78	
4C+31.04	3.0	8	9	0.76	0.14	3.83	
BL Lacertae	26.7	94	67	1.10	0.28	4.10	
1ES 1741+196	10.2	28	26	0.94	0.07	1.41	
4C+01.13	7.7	30	31	1.01	0.10	1.73	
PKS 2155-304	1.8	4	4	5.72	0.27	0.28	
1ES 1118+424	2.0	5	4	0.97	0.24	4.31	
1ES 0145+13.8	3.2	2	1	0.87	0.06	1.37	
EXO0706.1+5913	33.7	81	85	1.08	0.06	0.91	
H 1426+428	258.5	796	624	0.91			0.03
3C197.1	15.0	22	24	0.96	0.05	0.86	
1ES 1212+078	2.4	6	8	0.92	0.17	3.24	
1ES 0806+524	1.0	2	2	1.09	0.29	4.25	
1ES 0229+200	3.0	11	8	0.92	0.17	3.25	
RBS 0958	3.8	18	9	0.85	0.28	6.23	
1ES 1255+244	5.9	14	14	0.94	0.12	2.16	
MS1019.0+5139	17.5	44	43	0.92	0.07	1.35	
1ES 0323+022	14.3	24	32	1.00	0.04	0.71	
OQ 530	9.4	32	30	1.12	0.10	1.41	
3C 273.0	12.2	44	46	1.15	0.09	1.25	
1ES 1440+122	13.1	35	41	0.92	0.08	1.49	
PKS 0829+046	18.0	59	55	1.00	0.06	0.96	
PG 1218+304	3.9	7	8	0.84	0.12	2.67	
1ES 0347-121	1.9	13	7	1.46	0.56	5.14	
1ES 0927+500	13.3	30	29	0.94	0.06	1.08	
PKS 2254+074	16.3	44	48	0.90	0.05	0.99	
MS0317.0+1834	2.7	5	6	0.80	0.12	2.96	
1ES 1011+496	2.0	1	3	1.02	0.11	1.80	
1ES 0120+340	18.9	36	44	0.83	0.04	0.87	
2E 0414+0057	4.5	18	15	1.01	0.13	2.16	
S5 0716+714	1.7	6	4	1.58	0.38	3.13	
3C 066A	1.3	3	3	0.85	0.17	3.87	
PKS 0219-164	1.7	5	10	1.78	0.27	1.85	

Tabelle 7.6: Analyseergebnisse der 54 Aktiven Galaktischen Kerne. Neben dem Objektname sind Beobachtungszeit (2. Spalte), Ereigniszahlen, Energieschwelle E_{thr} sowie die oberen Flußgrenzen in Einheiten des Krebs-Nebel-Flusses ($F_{\text{OG}}^{99\%}(E > E_{\text{thr}})$) und in Einheiten von Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ($\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(E > E_{\text{thr}})$) aufgelistet. Für die signifikantesten Objekte sind in der letzten Spalte die gemessenen Flüsse in Einheiten von *Crab* angegeben. Auf diese Messungen und die in Fettdruck dargestellten Objekte wird im Folgenden näher eingegangen.

7.4.2 1ES 1959+650

Frühere Messungen: Das BL-Lac-Objekt 1ES 1959+650 mit einer Rektaszension von 19h59m59.9s und einer Deklination von +65°08m54s befindet sich bei einer Rotverschiebung von $z = 0.047$ in einer Entfernung zur Erde von 220 Mpc ($718 \cdot 10^6$ Lichtjahre). 1ES 1959+650 ist Teil des „*Einstein Slew Survey*“-Röntgen-Quellen-Kataloges (Elvis *et al.* 1992) und wurde als eines von 10 neuen BL-Lac-Objekten durch die Auswertung der Daten des *Einstein Slew Survey* sowie von Radiobeobachtungen und optischen Beobachtungen im Jahre 1993 als BL-Lac-Objekt identifiziert (Schachter *et al.* 1993). Der erste Ereignisüberschuß im TeV-Energiebereich wurde sechs Jahre später vom *Utah Seven Telescope Array* gemeldet. Mit einer gesamten Beobachtungszeit von 56.7 Stunden in der Zeit von Mai bis August 1998 wurde von diesem Experiment bei einer Energieschwelle von 0.6 TeV ein Ereignisüberschuß mit einer Signifikanz von 3.9σ gemessen. Eine Unterteilung der Daten in unterschiedliche Zeitabschnitte ergab eine höhere Signifikanz in zwei Zeitabschnitten ($> 5\sigma$). Die Zeitskala der beobachteten Variabilität der Emission in den Daten des *Utah Seven Telescope Array* ist in der Größenordnung von Tagen (Nishiyama *et al.* 1999).

Im Jahr 2000 wurden im Rahmen einer Diplomarbeit am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg die mit den HEGRA-Teleskopen genommenen 1ES 1959+650-Daten der Monate July bis September 2000 ausgewertet. Aufgrund von Waldbränden und schlechter Wetterbedingungen ergaben sich lediglich 14.9 Stunden verwertbarer Daten in diesem Beobachtungszeitraum. Als Ergebnis wurde ein Überschuß von 37.5 ± 16.4 photonischen Ereignissen gemessen, was einer Signifikanz von 3.1 Standardabweichungen entspricht (Robrade 2001). Nachfolgende, vertiefende Beobachtungen wurden von Mai bis Oktober 2001 durchgeführt und erbrachten eine stetige Signalsteigerung bis auf mehr als 5σ (Götting 2002). Im darauffolgenden Jahr, am 19. und 20. Mai, wurde ein starker Ausbruch im TeV-Energiebereich von der Whipple-Kollaboration gemeldet (Weekes 2002; Holder *et al.* 2003). In den nachfolgenden HEGRA-Beobachtungen im Jahr 2002 wurde ein zum Teil sehr hoher und über die Beobachtungsperiode variabler Fluß gemessen. Die Ergebnisse einer Analyse der HEGRA-Daten hinsichtlich des spektralen Verhaltens der Quelle in den unterschiedlichen Flußzuständen wurden an anderer Stelle behandelt und veröffentlicht (Aharonian *et al.* 2003a). Im Folgenden werden die Ergebnisse der hier verwendeten Analyse vorgestellt.

Analyseergebnisse: Mit einer Deklination von circa 65° erreicht das Objekt 1ES 1959+650 vom Standort des *Observatorio del Roque de los Muchachos* aus gesehen den höchsten Punkt seiner Himmelsbahn (Kulmination) bei einem Winkel von etwa 53° über dem Horizont (kleinster Zenitwinkel 37°). Der mittlere Zenitwinkel der HEGRA-Beobachtungen beträgt 38.7° , was einer Energieschwelle von 1.14 TeV entspricht. Der gesamte 1ES 1959+650-Datensatz umfaßt, nach Anwendung der in Abschnitt 4.2.1 eingeführten Qualitätsschnitte, 163.6 Stunden Beobachtungszeit. Im Gesamtdatensatz ist ein Überschuß von 748 ± 27 photonischen Ereignissen zu beobachten. Dies entspricht

	Zeit [h]	N_{on} [#]	αN_{off} [#]	S [σ]	$\langle S \rangle$ [σ]	F [Crab]	Φ [$10^{-12} \gamma_{\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}}$]	E_{thr} [TeV]
2000-2001	87.7	330	252	4.5	4.3	0.06 ± 0.02	0.63 ± 0.21	1.30
2002	80.2	882	202	33.5	33.1	0.57 ± 0.07	5.98 ± 0.75	1.34
Σ	167.9	1212	454	28.0	27.5	0.30 ± 0.04	3.23 ± 0.41	1.32

Tabelle 7.7: Ergebnisse der Analyse der 1ES 1959+650 Daten aus unterschiedlichen Beobachtungszeiträumen. Angegeben sind die Beobachtungszeit, die Ereigniszahlen N_{on} und N_{off} , die Signifikanzen S und $\langle S \rangle$, die berechneten Flüsse in Krebs-Nebel- und Flußeinheiten sowie die Energieschwelle der Beobachtung.

einer Abweichung von der Untergrunderwartung von 28σ . Die in dieser Arbeit erzielten Analyseergebnisse sind in Tabelle 7.7 für beide HEGRA-Beobertungskampagnen und den Gesamtdatensatz zusammengefaßt.

In Abbildung 7.10 ist die Verteilung der rekonstruierten quadrierten Winkelabstände $\Delta\theta^2$ (siehe Abschnitt 4.1.3) der Ereignisse aus dem gesamten 1ES 1959+650-Datensatz graphisch dargestellt. Die charakteristische Anhäufung von Ereignissen bei kleinen Winkelabständen vom Objekt ist unübersehbar. Zum Vergleich sind im unteren Teil der Abbildung die $\Delta\theta^2$ -Verteilung der Daten des starken Ausbruchs im Mai 2002 und die gleiche Verteilung für die Daten aus den Jahren 2000 und 2001 dargestellt. Der stärkste Beitrag zum Gesamtsignal stammt aus der Zeit im Mai 2002, in der das Objekt sich in dem höchsten bisher beobachteten Flußzustand befand. In nur zwei Beobachtungsnächten und einer Beobachtungszeit von 4 Stunden wurde vom 19. bis zum 20. Mai ein Überschuß von 120 ± 11 Ereignissen gemessen, was einer Signifikanz deutlich oberhalb 20σ entspricht. Im Vergleich ergeben sich in den Jahren 2000 und 2001 mit einer um einen Faktor 23 längeren Beobachtungszeit (94 Stunden) nur 58 ± 20 Überschußereignisse ($S = 4.5 \sigma$). Diese starke Variabilität spiegelt sich auch in den hohen Signifikanzen für ausbruchartiges Verhalten aus den Kolmogorov- und Prah-Tests wider ($S_{\text{Kol}} = 19.8 \sigma$, $S_{\text{Prah}} = 16.5 \sigma$). Die stark variablen Flußzustände von 1ES 1959+650 sind typisch für Objekte der BL-Lac-Familie und wurden im TeV-Energiebereich vor allem bei den Objekten Mrk-421 und Mrk-501 beobachtet (Aharonian *et al.* 1997b, 1999, 2002c). In Abbildung 7.11 ist die aus den HEGRA-Daten resultierende nachtsweise Lichtkurve dargestellt. Die Zeit wird in Einheiten des modifizierten julianischen Datums (MJD) angegeben⁴. Die höchste durch HEGRA beobachtete Aktivität erreichte das Objekt am 18. Mai 2002, als die Flußstärke nahezu das Dreifache des Krebs-Nebel-Flusses (2.9 Crab) erreichte. Unter Berücksichtigung der bei unterschiedlichen Analysen zu erwartenden Fluktuationen stimmen die in dieser Arbeit erzielten Resultate mit den bereits veröffentlichten Ergebnissen zu 1ES 1959+650 (0.05 Crab mit 5.2σ in 2000–2001 und bis zu 2.2 Crab mit 23σ im Mai 2002) gut überein (Aharonian *et al.* 2003a).

In Abbildung 7.12 sind in der linken Hälfte die Verteilungen der *mscw*-Werte aus

⁴Das julianische Datum ist die Anzahl der Tage seit dem 1. Januar 4713 V.C. und ist eine in der Astronomie gebräuchliche Einheit.

der Signalregion und der Untergrundregion dargestellt. Das aus der Differenz beider Verteilungen resultierende Histogramm ist durch eine Kurve dargestellt, die aus der Anpassung einer Gauß-Kurve an das Differenzhistogramm (rechts) gewonnen wurde. Das Differenzhistogramm entspricht der *mscw*-Verteilung der Überschussereignisse. In

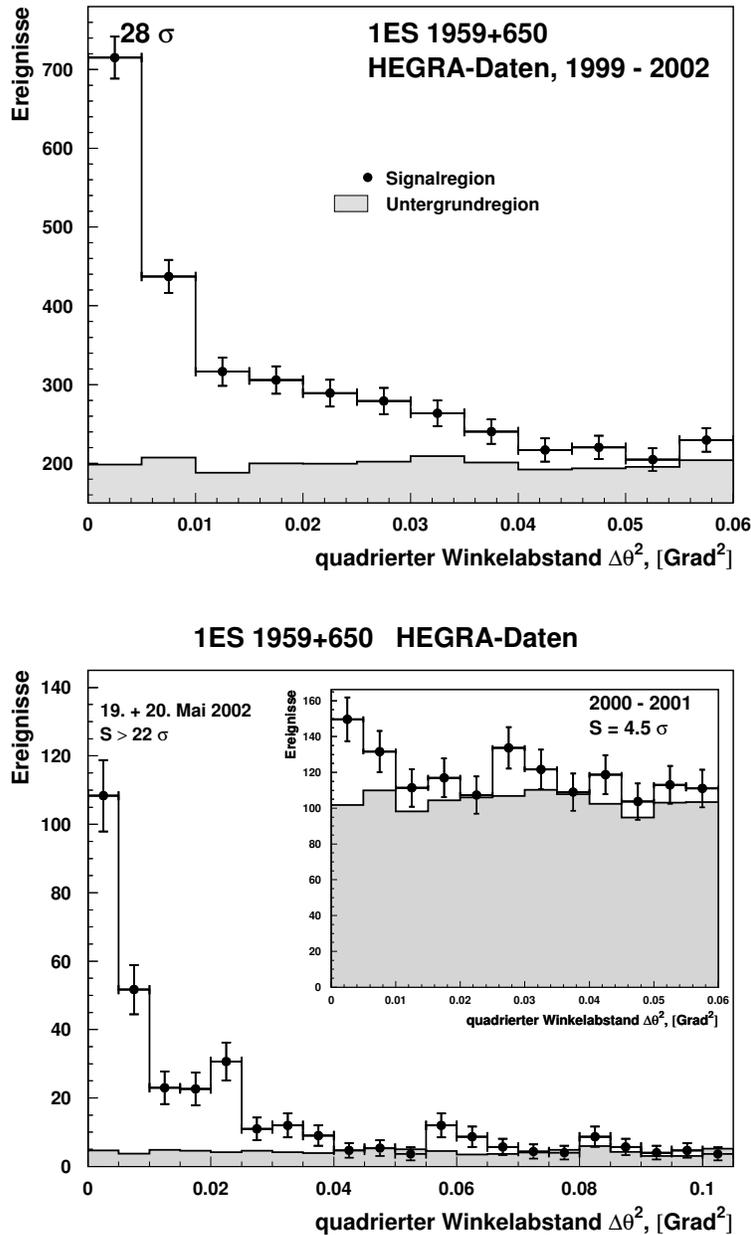


Abbildung 7.10: Verteilungen der quadrierten Winkelabstände $\Delta\theta^2$ der rekonstruierten Ereignisse des gesamten Datensatzes aus der Richtung von 1ES 1959+650 aus den Jahren 2000 bis 2002 (oben) und aus dem Ausbruch im Mai 2002 (unten). Zum Vergleich ist im unteren Teil dieser Abbildung ebenfalls die entsprechende Verteilung für die Jahre 2000 und 2001 dargestellt (Kasten).

der rechten Hälfte von Abbildung 7.12 ist die Differenzverteilung zusammen mit der Gauß-Kurvenanpassung im Bereich zwischen $mscw = 0.7$ und $mscw = 1.3$ dargestellt.

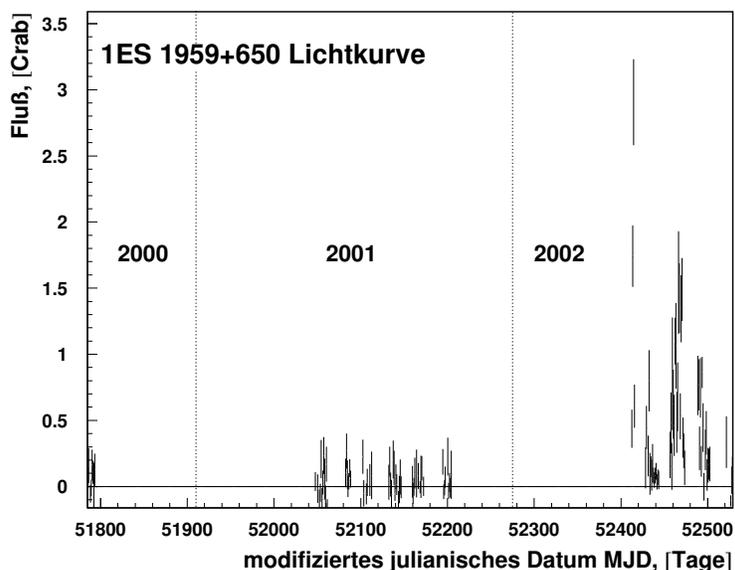


Abbildung 7.11: Nachtweise TeV-Lichtkurve von 1ES 1959+650. Die Flußwerte sind in Einheiten des Krebs-Nebel-Flusses (*Crab*) angegeben und gegen das modifizierte julianische Datum MJD aufgetragen. Der höchste beobachtete Fluß ergibt sich in dieser Analyse zu 2.9 Crab .

Im Falle eines photonischen Ursprungs des Überschusses erwartet man eine Gauß-Verteilung mit einem Mittelwert bei $mscw = 1$ und einer Breite von 0.1. Die Verteilung entspricht in hohem Maße dieser Erwartung. Zur Überprüfung der Untergrundsubtraktion wurde zusätzlich im Bereich zwischen $mscw = 1.4$ und $mscw = 2.5$ ein konstantes Geradenstück angepaßt. Entsprechend der Erwartung bei einer korrekten Bestimmung des Untergrundes ist die Verteilung in diesem Bereich innerhalb der Fehler kompatibel mit 0.

Eine Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld der HEGRA-Daten anhand der in Abschnitt 4.2.7 eingeführten Methoden ergibt ein klares Signal an der Position von 1ES 1959+650. Abbildung 7.13 zeigt eine Signifikanzkarte des Gesichtsfeldes um das Objekt herum. Hierbei wurde die *Template*-Methode zur Berechnung des Untergrundes verwendet. Da der α -Faktor bei dieser Methode aus dem Quotienten $\sum N_{\text{on}} / \sum N_{\text{off}}$ gebildet wird, kommt es bei einer so starken Quelle wie 1ES 1959+650 zu einer Überschätzung der Summe $\sum N_{\text{on}}$ und damit auch zu einer Überschätzung des α -Faktors und der Untergrundeigniszahl αN_{off} . Daher ergibt sich eine leichte Verschiebung der Signifikanzverteilung (Abbildung 7.13, rechts) zu negativen Werten hin. Der Überschuß an der Position des Objektes (987 ± 36) ist eindeutig zu sehen und ist mit den Resultaten der auf dem Ring-Untergrundmodell basierenden Analyse kompatibel. Ein leicht höherer Überschuß bei Verwendung des *Template*-Untergrundes läßt sich durch den in diesem Falle weichen Schnitt auf $\Delta\theta^2$ erklären.

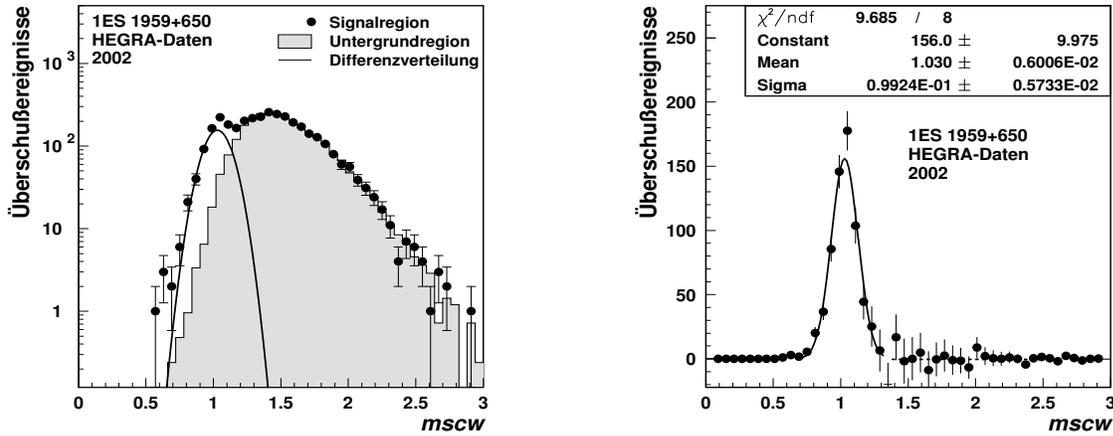


Abbildung 7.12: Verteilungen der Signal- und Untergrundeignisse von 1ES 1959+650 im $mscw$ -Raum. In der Figur links stellen die Datenpunkte die Verteilung der Signalereignisse dar. Das schattierte Histogramm ist die Verteilung der Untergrundeignisse. Die Differenz beider Verteilungen ist links durch eine durchgezogene Linie angedeutet und im rechten Bild durch Datenpunkte dargestellt. Die Anpassung einer Gauß-Kurve zwischen $mscw = 0.7$ und $mscw = 1.3$ ergibt eine klare photonische Signatur (Mean ≈ 1.0 , Sigma ≈ 0.1). Im hadronisch dominierten Bereich ($1.4 < mscw < 2.5$) ergibt sich aus der Anpassung eines konstanten Geradenstückes ein Wert von -2.6 ± 2.8 .

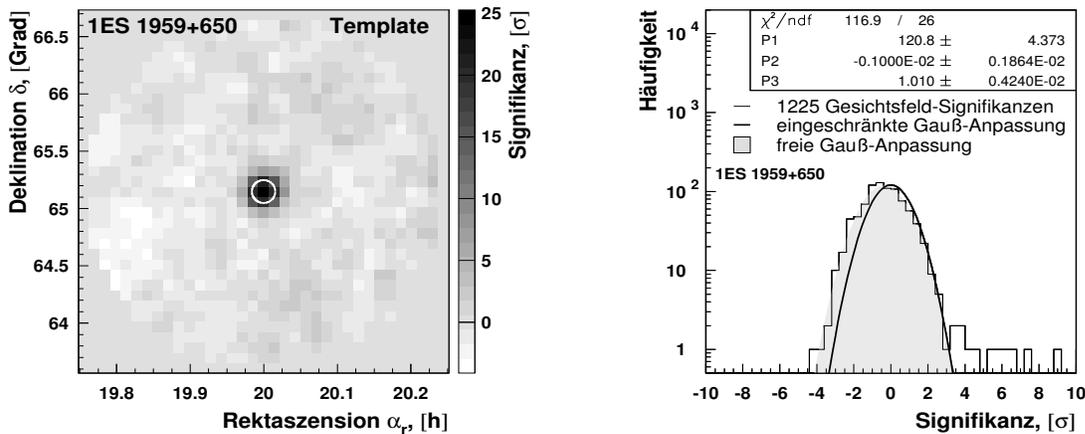


Abbildung 7.13: Signifikanzkarte im Gesichtsfeld (links) von 1ES 1959+650 und Verteilung der Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld (rechts). Dieser Darstellung liegt der Gesamtdatensatz des Objektes zugrunde. Zur Bestimmung des Untergrundes wurde das *Template*-Modell verwendet. Die Position des Objektes ist links durch einen weißen Kreis mit dem Radius der Winkelauflösung (0.1 Grad) des CT-Systems gekennzeichnet. Die Anpassung einer standardisierten Gaußverteilung mit eingeschränkten Parametern (Mittelwert P2 = 0.000 ± 0.001 , Breite P3 = 1.00 ± 0.01) an die Verteilung (rechts) ist als durchgezogene Linie eingezeichnet. Ebenfalls dargestellt ist die uneingeschränkte Anpassung einer Gauß-Verteilung (grau schattiert).

7.4.3 H 1426+428

Das BL-Lac-Objekt H 1426+428 gehört zur Gruppe der „*Extreme Synchrotron*“-BL-Lac-Objekte, deren Mitglieder durch „extreme“, d.h. sehr hohe, Synchrotron-Peak-Frequenzen ($\nu_{\text{Syn}} > 1 \text{ keV}$) ausgezeichnet sind. H 1426+428 ist nach dem prominenten Blazar Mrk-501 und dem im folgenden Abschnitt behandelten BL-Lac-Objekt 1ES 2344+514 das dritte Objekt, bei dem eine Synchrotron-Peak-Frequenz $\nu_{\text{Syn}} \geq 100 \text{ keV}$ beobachtet wurde (Costamante *et al.* 2001). Nachweise des Objektes im TeV-Energieband wurden von den Experimenten Whipple, HEGRA und CAT berichtet (Horan *et al.* 2002; Götting *et al.* 2001; Aharonian *et al.* 2002a; Djannati-Ataï *et al.* 2002). Das BL-Lac-Objekt H 1426+428 wurde von den System-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration vom 13. Februar 1999 bis zum 31. Mai 2000 und vom 16. Januar 2002 bis zum 12. Juli 2002 beobachtet. Mit einer Rotverschiebung von $z = 0.129$ ($1940 \cdot 10^6$ Lichtjahre) ist H 1426+428 das entfernteste Objekt, das bisher im TeV-Energiebereich zweifelsfrei nachgewiesen wurde. Aufgrund dieser großen Entfernung ist die Absorption der TeV-Strahlung durch Paarerzeugung aus der Wechselwirkung mit dem extragalaktischen Hintergrundlicht (siehe Abschnitte 2.2, 5.2.2) besonders ausgeprägt und es ist möglich, eine Signatur der Absorption im TeV-Spektrum zu beobachten. Eine solche Signatur wurde in den HEGRA-Daten gefunden und an anderer Stelle veröffentlicht (Aharonian *et al.* 2002a, 2003c).

Der hier vorgestellten Analyse liegt der Gesamtdatensatz von 1999 bis 2002 zugrunde. Bei einem mittleren Zenitwinkel von $\langle \vartheta \rangle = 23.5$ Grad folgt eine Energieschwelle von $E_{\text{thr}} = 0.91 \text{ TeV}$. In Abbildung 7.14 ist das Winkelabstandshistogramm (oben) für die HEGRA-Daten der Jahre 1999 bis 2002 aus der Richtung von H 1426+428 dargestellt. Mit einer Überschußereigniszahl von 196 ± 28 im Gesamtdatensatz ergibt sich eine Signifikanz S von 6.6σ . Die nach statistischen Fluktuationen geglättete Signifikanz $\langle S \rangle$ beträgt 6.7σ . Die photonische Signatur im *mscw*-Raum ist auch bei dieser Quelle klar zu erkennen (Abbildung 7.14 unten). Die Ergebnisse der Analyse nach Beobachtungszeiträumen getrennt sind zusammenfassend in Tabelle 7.8 dargestellt. Während der HEGRA-Beobachtungen zeigte die Quelle keine starken Flußschwankungen, und ein Überschuß ist in jedem Zeitraum zu sehen. Daher ergeben sich auch nur sehr geringe Signifikanzwerte aus den Variabilitätstests ($S_{\text{Kol}} = 0.5 \sigma$, $S_{\text{Prah}} = 0.1 \sigma$).

Die bei Aharonian *et al.* (2002a) veröffentlichte Analyse ergibt für die Jahre 1999 und 2000 einen mittleren Fluß oberhalb 1 TeV von 0.06 Crab (2.4σ in 1999 und 5.3σ in 2000), was im Rahmen der statistischen Fehler in guter Übereinstimmung mit den in dieser Arbeit erzielten Resultaten steht (vgl. Tabelle 7.8). In Aharonian *et al.* (2003c) wird eine Signifikanz des Gesamtdatensatzes von 7.5σ angegeben. Weiterhin wird berichtet, daß in den Daten des Jahres 2002 ein um den Faktor ≈ 2.5 niedrigerer Fluß gegenüber dem mittleren, gemessenen Fluß in 1999 und 2000 beobachtet wird. Aus der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse ergibt sich im Rahmen der statistischen Fehler ein mit diesem Faktor kompatibler Wert von ≈ 2 .

Eine Gitterfeldsuche mit dem *Template*-Untergrundmodell ergibt an der Position

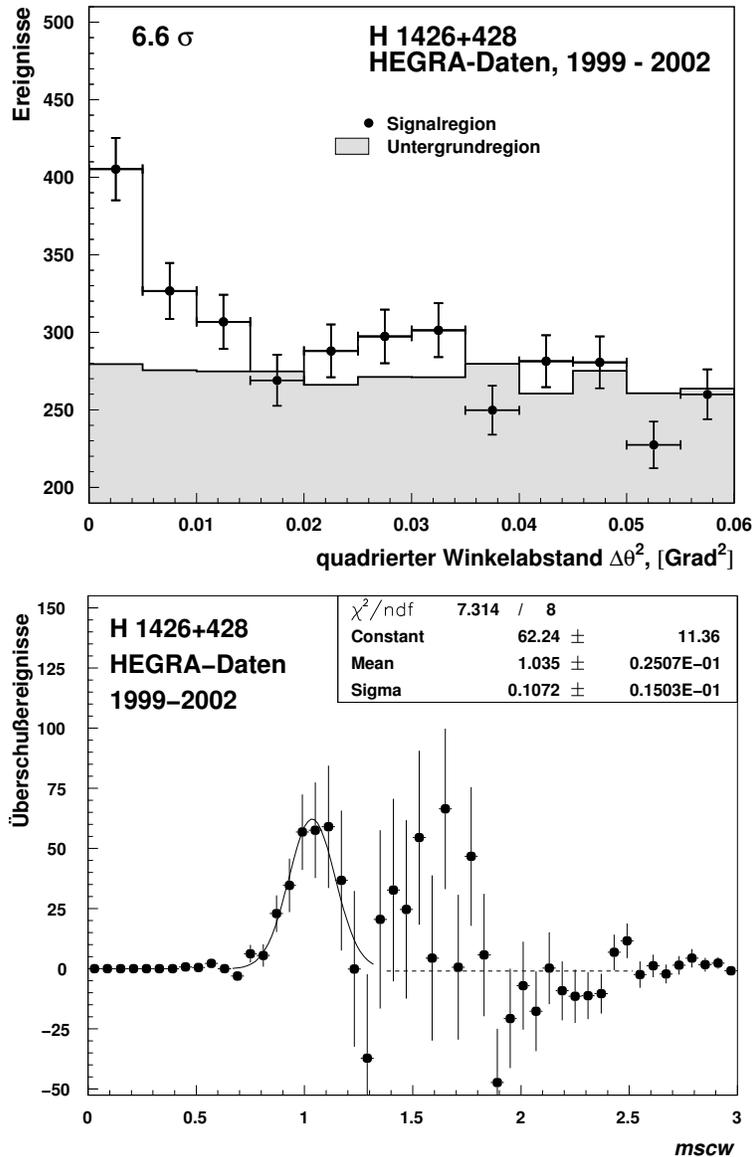


Abbildung 7.14: In der oberen Hälfte dieser Abbildung ist das Winkelabstandshistogramm der rekonstruierten Ereignisse aus der Richtung von H 1426+428 dargestellt. Die untere Verteilung zeigt die Überschussereignisverteilung im *mscw*-Raum (vgl. Abbildung 7.12). Die gaußförmige Signatur des Überschusses (Anpassung, durchgezogene Linie) steht in Übereinstimmung mit der Erwartung für photoninduzierte Ereignisse. Der mittlere Überschuß zwischen *mscw* = 1.4 und *mscw* = 2.5 ergibt einen Wert von -2.6 ± 3.3 , woraus auf eine gute Untergrundbestimmung geschlossen werden kann.

von H 1426+428 ein mit dem Ring-Untergrundmodell konsistentes Ergebnis, mit einer Signifikanz von 6.2σ . Die entsprechende Signifikanzkarte im Gesichtsfeld um das Objekt herum ist in Abbildung 7.15 dargestellt. Im Gegensatz zur Verteilung der Gesichtsfeldsignifikanzen bei 1ES 1959+650 ist hier keine Verschiebung zu negativen Werten zu sehen, da der Beitrag des Signales zum α -Faktor gering ist.

Interessanterweise ergab sich in einer umfassenden Analyse von Daten des HEGRA-AIROBICC-Detektors durch Prahl (1999) aus der Richtung von H 1426+428 der signifikanteste Überschuß im Gesamtdatensatz. Bei einer Energieschwelle von 20.9 TeV wurde ein Überschuß von 46 ± 11 Ereignissen mit einer Signifikanz von

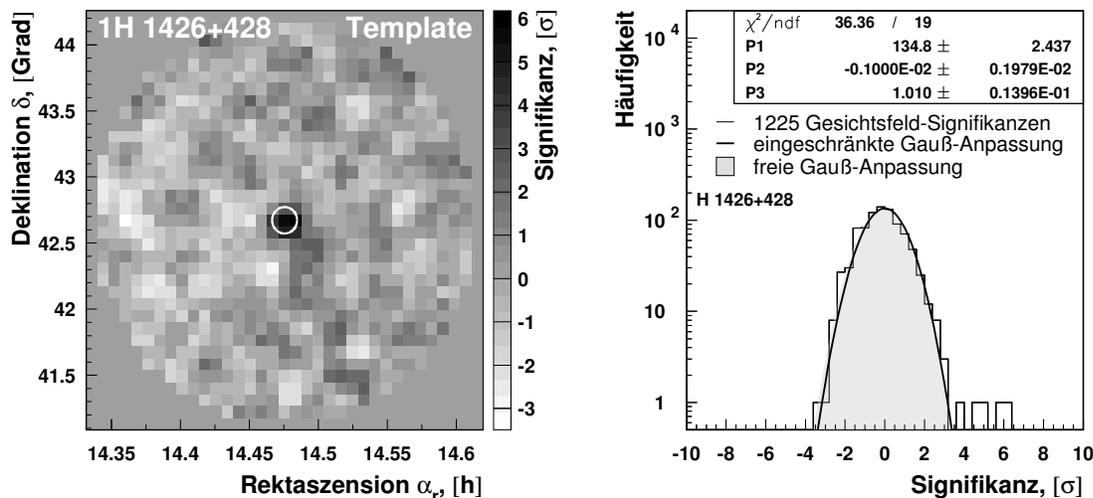


Abbildung 7.15: Signifikanzen im Gesichtsfeld der H 1426+428-Daten (links) und Verteilung der Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld (rechts). Zur Ermittlung des Untergrundes wurde das *Template*-Modell verwendet. An der Position des Objektes beträgt die Signifikanz 6.2σ . Die Anpassungen (fette Linie und schattierte Fläche) wurden wie in Abbildung 7.13 durchgeführt. Die Signifikanzverteilung entspricht im Kern der Untergrunderwartung. Die von der Untergrunderwartung abweichenden Einträge befinden sich im Gesichtsfeld innerhalb des durch den weißen Kreis (0.1 Grad Radius) gekennzeichneten und auf H 1426+428 zentrierten Bereiches.

	Zeit [h]	N_{on} [#]	N_{off} [#]	S [σ]	$\langle S \rangle$ [σ]	F [Crab]	Φ [$10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	E_{thr} [TeV]
1999	19.6	70	45.9	3.2	3.2	0.058 ± 0.027	1.55 ± 0.73	0.85
2000	28.0	115	75.9	4.0	4.2	0.045 ± 0.017	1.22 ± 0.48	0.87
2002	210.9	651	532.0	4.8	4.9	0.026 ± 0.008	0.67 ± 0.21	0.91
Σ	258.5	836	653.8	6.6	6.7	0.031 ± 0.007	0.80 ± 0.19	0.91

Tabelle 7.8: Ergebnisse der Analyse von H 1426+428 getrennt nach Beobachtungszeiträumen. Es sind die Anzahlen der Signalereignisse N_{on} und der Untergrundergebnisse N_{off} , die Signifikanzen S und $\langle S \rangle$, sowie die zugehörigen Flüsse und die Energieschwelle der Beobachtung dargestellt. Angegeben sind nur die statistischen Fehler. Eine konservative Abschätzung der systematischen Fehler ergibt Werte von weniger als die Hälfte der statistischen Fehler.

4.1σ beobachtet. Unter der Voraussetzung, daß es sich um ein Signal handelt, ergibt sich ein wesentlich höherer Fluß oberhalb von 20 TeV, als aus den Beobachtungen der System-Teleskope zu erwarten ist. Der Zusammenhang des Ergebnisses des AIROBICC-Detektors mit dem Ergebnis der Cherenkov-Teleskope ist bisher unklar.

7.4.4 1ES 2344+514

Das BL-Lac-Objekt 1ES 2344+514 zählt wie H 1426+428 mit einer Synchrotron Peak Frequenz $\nu_{\text{Syn}} \geq 100 \text{ keV}$ (Giommi *et al.* 2000) zu den „*Extreme Synchrotron*“-BL-Lac-Objekten (Costamante *et al.* 2001), die innerhalb der BL-Lac-Familie die höchst-energetischste Strahlung im Röntgen-Bereich emittieren. Der erste Nachweis im TeV-Energiebereich gelang der Whipple-Kollaboration in den Jahren 1995 (Oktober) und 1996 (Januar). Der beobachtete Fluß entsprach im Mittel 11 % des Krebs-Nebel-Flusses. Zudem wurde in einer einzigen Nacht ein Ausbruch beobachtet, bei dem der Fluß auf 63 % des Krebs-Nebel-Flusses anstieg. Die Signifikanz des Überschusses aus dieser Nacht allein betrug 6σ (Catanese *et al.* 1998).

In den HEGRA-Beobachtungen wurden erste Anzeichen für einen positiven Überschuß in den Daten aus den Jahren 1997–1998 gefunden. Mit der zu diesem Zeitpunkt verwendeten Analyse ergab sich eine Signifikanz von 3.3σ , wobei das Signal sich überwiegend in den Daten des Jahres 1998 herausbildete (Konopelko *et al.* 1999b). Nachfolgebeobachtungen konnten im darauffolgenden Jahr nicht angestellt werden, da im Sichtbarkeitszeitraum von 1ES 2344+514 der Supernova-Überrest Cas-A mit höchster Priorität beobachtet wurde (Aharonian *et al.* 2001). Neue Beobachtungen wurden im September 2002 durchgeführt. Aufgrund schlechten Wetters sind aus dieser Zeit lediglich 16.7 Stunden Beobachtungszeit in die Analyse eingeflossen.

Bei einem mittleren Zenitwinkel von $\langle \vartheta \rangle = 26.8 \text{ Grad}$ ergibt sich für den Gesamtdatensatz eine Energieschwelle von $E_{\text{thr}} = 0.97 \text{ TeV}$. Die hier verwendete, unabhängige Analyse konnte die von Konopelko *et al.* (1999b) erzielten Ergebnisse bestätigen und erhärten. In Abbildung 7.16 ist die Verteilung der quadrierten Winkelabstände $\Delta\theta^2$ für den gesamten 1ES 2344+514-Datensatz dargestellt. Es zeigt sich ein deutlicher Überschuß bei kleinen Winkelabständen, dessen Form der Erwartung an einen Überschuß von einer punktuellen Emission entspricht. Die Daten aus dem Jahre 1997 zeigen keinen signifikanten Überschuß, während sich im darauffolgenden Jahr 44 ± 10 Überschußereignisse mit einer Signifikanz von 4.3σ ergeben. Aus den Daten des Jahres 2002 ergibt sich ein leichter Überschuß von 15 ± 7 Ereignissen (2.3σ). Insgesamt ist in den Daten von 1997 bis 2002 ein Überschuß von 64 ± 15 Ereignissen mit einer Signifikanz von 4.4σ zu beobachten. Dieser Überschuß entspricht einem mittleren Fluß oberhalb von $E_{\text{thr}} = 0.97 \text{ TeV}$ von $0.60 \pm 0.19 \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, oder $(3.3 \pm 1.0) \%$ des Krebs-Nebel-Flusses. Faßt man die Daten aus den Jahren 1998 und 2002 zusammen, so ergibt sich ein Überschuß von 61 ± 12 Ereignissen mit einer Signifikanz von 5.0σ . Die Ergebnisse der Analyse sind in Tabelle 7.9 für unterschiedliche Beobachtungszeiträume zusammengefaßt. Die auf die Flüsse angegebenen Fehler sind statistische Fehler. Eine Abschätzung des systematischen Fehlers ergibt einen Wert von weniger als die Hälfte der statistischen Fehler. Die Verteilung der *mscw*-Parameter des Überschusses in Abbildung 7.17 ist kompatibel mit der für Photonen typischen Form. Im hadronisch dominierten Bereich, zwischen $mscw = 1.3$ und $mscw = 2.5$ ergibt sich mit einem Überschuß von -1.7 ± 1.8 ein mit der Untergrunderwartung verträglicher Wert. Eine Analyse der Daten mit dem alternativen *Template*-Untergrundmodell ergibt einen Überschuß

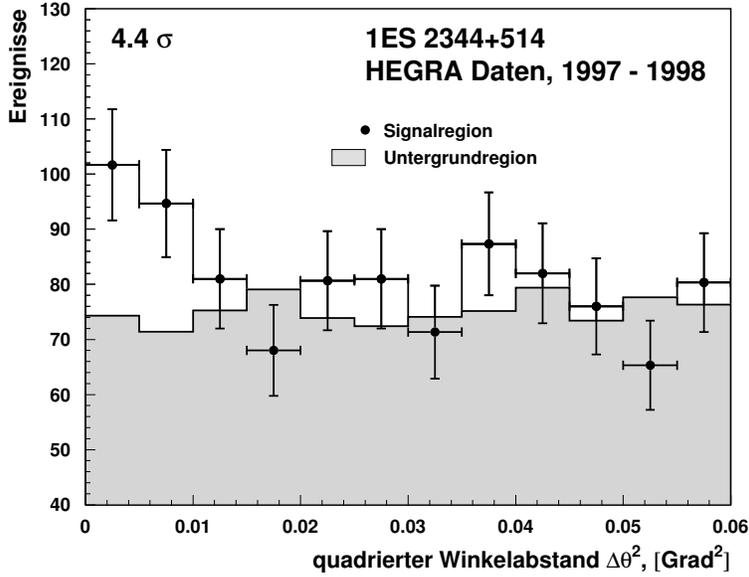


Abbildung 7.16: Verteilung der quadrierten Winkelabstände $\Delta\theta^2$ aus der Richtung von 1ES 2344+514. Die deutliche Anhäufung zu kleinen Werten der rekonstruierten Ankunftsrichtungen hin entspricht der Erwartung im Falle einer Punktquelle an der Position von 1ES 2344+514 ($\Delta\theta^2 = 0$).

	Zeit [h]	N_{on} [#]	αN_{off} [#]	S [σ]	$\langle S \rangle$ [σ]	F [Crab]	Φ [$10^{-12} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	E_{thr} [TeV]
1997	15.0	54	52	0.3	0.0	0.005 ± 0.020	0.06 ± 0.32	1.14
1998	41.8	128	84	4.3	4.1	0.039 ± 0.013	0.78 ± 0.26	0.91
2002	15.7	53	35	2.6	2.2	0.051 ± 0.028	0.91 ± 0.49	0.97
1998, 2002	57.5	181	120	5.0	4.6	0.042 ± 0.012	0.81 ± 0.23	0.93
Σ	66.0	235	171	4.4	4.0	0.033 ± 0.010	0.60 ± 0.19	0.97

Tabelle 7.9: Unterteilung der 1ES 2344+514-Daten in unabhängige Zeitabschnitte. In der ersten Beobachtungskampagne ist kein signifikanter Überschuß gemessen worden. Im Jahre 1998 zeigte sich das Objekt mit 44 ± 10 Überschußereignissen in einem deutlich höheren Flußzustand. Für jede Beobachtungskampagne sind neben den Ereigniszahlen und den Signifikanzen auch die Flüsse in *Crab*-Einheiten und in Einheiten von Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ sowie die Energieschwelle E_{thr} der Beobachtung angegeben. Die Flußfehler sind die statistischen Fehler. Eine Abschätzung der systematischen Fehler ergibt Werte, von weniger als die Hälfte der statistischen Fehler.

von 70 ± 17 photonischen Ereignissen ($N_{\text{on}} = 287$, $N_{\text{off}} = 1351$, $\alpha = 0.1603$). Dies ergibt an der Position von 1ES 2344+514 eine Signifikanz von 4.2σ . Somit sind die Ergebnisse der beiden mit unabhängigen Untergrundmodellen durchgeführten Analysen konsistent. Die Signifikanzkarte des Gesichtsfeldes sowie die Verteilung der Signifikanzen aus dem Gesichtsfeld sind in Abbildung 7.18 dargestellt.

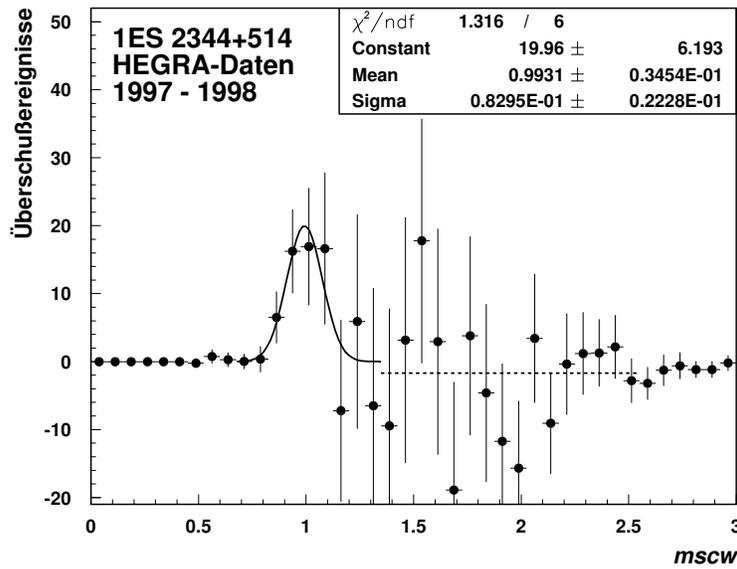


Abbildung 7.17: Verteilung der *mscw*-Parameter der Überschußereignisse von 1ES 2344+514. Die Anpassung einer Gaußkurve (durchgezogene Linie) an die Verteilung zeigt, daß der Überschuß mit der Erwartung im Falle eines photonischen Überschusses verträglich ist. Die Anpassung eines Polynomes 0. Grades zwischen *mscw* = 1.4 und *mscw* = 2.5 ergibt einen Wert von -1.7 ± 1.8 .

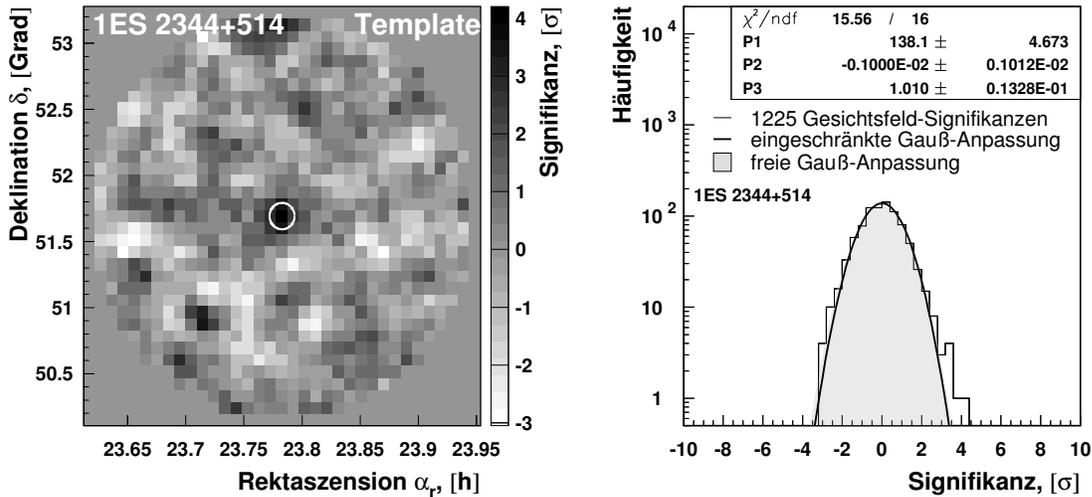


Abbildung 7.18: Signifikanzkarte im 1ES 2344+514-Gesichtsfeld nach der *Template*-Untergrundmethode. An der Position von 1ES 2344+514 ergibt sich mit einer Signifikanz von 4.2σ (70 ± 17 Überschußereignisse) ein zur Standardanalyse (Tabelle 7.9) konsistentes Ergebnis. Außerhalb des durch einen weißen Kreis markierten Bereiches (0.1 Grad um die Objektposition herum) beträgt die höchste, beobachtete Signifikanz 3.6σ . Die eingeschränkte und freie Anpassungen an die Signifikanzverteilung wurden wie in Abbildung 7.13 durchgeführt.

7.4.5 M 87

Einer der prominentesten Vertreter der Familie der Radiogalaxien ist M 87 oder auch Virgo A. Dieses in allen Wellenlängenbereichen vielstudierte Objekt ist Teil des *Virgo Clusters* (Galaxienhaufen). Mit einer Rotverschiebung von $z = 0.0043$ (16 Mpc) befindet sich M 87 in kosmischer Nachbarschaft. Virgo A war einer der ersten Nachweise diskreter Emission in der Radioastronomie und wurde von Bolton *et al.* (1949) im optischen Frequenzband mit der elliptischen Riesengalaxie M 87 identifiziert. Das Objekt zeigt im Radiobereich die für Radiogalaxien typische Ausbildung von Jets. Jedoch ist eine eindeutige Einordnung von Virgo A in das Klassifikationsschema von Fanaroff & Riley (1974) nicht möglich (vgl. Abschnitt 7.1). Einerseits sprechen die niedrige Luminosität im 178 MHz-Band und die dunklen Ränder (*edge darkening*) dafür, daß es sich um eine Radiogalaxie des Typs FRI handelt. Andererseits ist der einseitige Jet eher eine Eigenschaft, die das Objekt als FRII-Galaxie klassifiziert. Die Jets gehen von einem Zentralobjekt mit einer Masse von $2.4 \pm 0.7 \times 10^9 M_{\odot}$ in den inneren 0.25 Bogensekunden (Harms *et al.* 1994) aus und erstrecken sich über Entfernungen im Mpc-Bereich bis zu den sogenannten *radio lobes*. Es wird vermutet, daß sich das Jet-Plasma innerhalb des ersten Kiloparsecs mit relativistischen Geschwindigkeiten bewegt (Biretta & Meisenheimer 1993). M 87 war der erste AGN, von dem die Aufnahme eines Jets im optischen Wellenlängenbereich gelang (Curtis 1918). Beobachtungen im TeV-Energiebereich wurden von Whipple und HEGRA durchgeführt. Die Ergebnisse des Whipple-Teleskopes zeigen bei einer Beobachtungszeit von 14 Stunden (2000 - 2001) keinen signifikanten Überschuß. Eine obere Grenze auf den integralen Fluß oberhalb 250 GeV bei einem Konfidenzniveau von 3σ wird mit 2.2×10^{-11} Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ angegeben (LeBohec *et al.* 2001).

M 87 wurde mit dem CT-System in den Jahren 1998 und 1999 mit einer Gesamtbeobachtungszeit von 88 h beobachtet. Nach Anwendung der Qualitätsschnitte verbleiben 70 h Beobachtungsdaten zur Analyse. Bei einem mittleren Zenitwinkel $\langle \vartheta \rangle = 21$ Grad errechnet sich eine Energieschwelle von $E_{\text{thr}} = 0.88$ TeV. In einer früheren Analyse ergab sich aus den HEGRA-Beobachtungen ein leichter Überschuß von 46 ± 22 (2.1σ) Ereignissen (Götting 2001). Der hier vorgestellten Analyse liegt, verglichen mit der früheren Analyse, ein um etwa 20 % größerer Datensatz sowie eine verbesserte Rekonstruktion zugrunde. Dies führte zur Entdeckung eines Ereignisüberschusses von 57 ± 15 Ereignissen ($N_{\text{on}} = 241$, $\alpha N_{\text{off}} = 184$) mit einer Signifikanz von $S = 3.9\sigma$ und einer geglätteten Signifikanz von $\langle S \rangle = 3.4\sigma$. Die Ergebnisse von unterschiedlichen, daraufhin durchgeführten unabhängigen Analysen sind konsistent mit den hier vorgestellten Ergebnissen (Tluczykont *et al.* 2002). Daran anschließend wurden vor kurzem die neuen Resultate zu M 87 veröffentlicht (Aharonian *et al.* 2003b). Der im Rahmen der vorliegenden Arbeit gemessene Überschuß ergibt einen Fluß in Einheiten des Krebs-Nebel-Flusses von $F(E > 0.88 \text{ TeV}) = 0.040 \pm 0.015_{\text{stat}} \pm 0.008_{\text{sys}} \text{ Crab}$. Bei einer Energieschwelle von 0.88 TeV entspricht dies einem Teilchenfluß von $\Phi(E > 0.88 \text{ TeV}) = (0.8 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{sys}}) \cdot 10^{-12}$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Die bei Aharonian *et al.* (2003b) verwendete Analyse ergibt einen Fluß von 3.3 % (4.1σ) des Krebs-

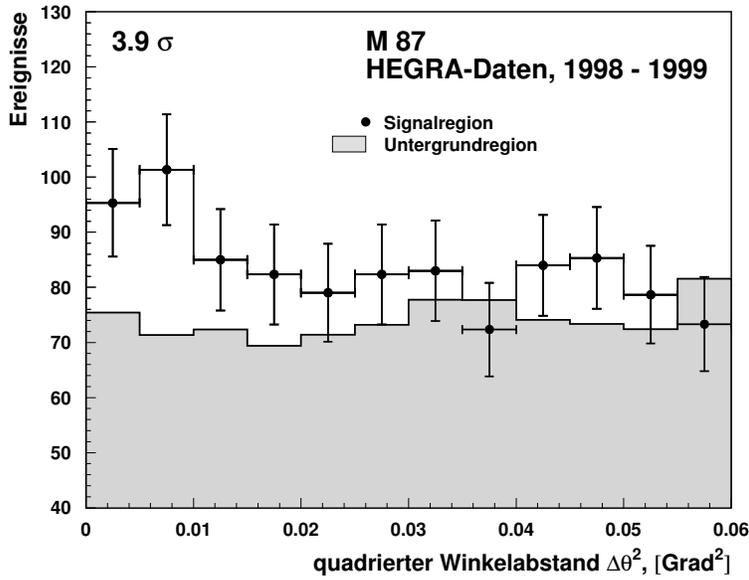


Abbildung 7.19: Winkelabstandshistogramm der rekonstruierten Ereignisse des gesamten Datensatzes aus der Richtung der Radiogalaxie M 87. Der Ereignisüberschuß folgt im Rahmen der Statistik dem Verlauf, der im Falle einer punktuellenartigen Emission zu erwarten ist.

Nebel-Flusses, was im Rahmen der Fehler sehr gut mit dem hier vorgestellten Ergebnis übereinstimmt. Eine Verteilung der rekonstruierten quadrierten Winkelabstände aus der Richtung von M 87 ist in Abbildung 7.19 dargestellt. Es ist eine leichte Verschiebung der Ereignishäufigkeit zu höheren Winkelabständen von M 87 zu erkennen. Diese Verschiebung deutet sich auch in der in Abbildung 7.20 gezeigten Signifikanzkarte des Gesichtsfeldes (Gitterfeldsuche) an, die unter Verwendung des *Template*-Untergrundmodells erstellt wurde. Die Abweichung von der nominellen Position von M 87 ist jedoch zu klein, um von statistisch signifikanter Bedeutung zu sein. An der Position von M 87 ergibt sich aus der Gitterfeldsuche ein Überschuß von 69 ± 17 Ereignissen und einer Signifikanz von 4.0σ ($N_{\text{on}} = 301$, $N_{\text{off}} = 1225$ und $\alpha = 0.1887$). Innerhalb des Gesichtsfeldes in Abbildung 7.20 (links) scheinen sich oberhalb und unterhalb der Position von M 87, in der Nähe des Rands des dargestellten Gesichtsfeldes, Bereiche leicht erhöhter Signifikanz ($S \leq 3.3$) auszubilden. Gleichzeitig ist bei höheren Rektaszensionen (rechts von M 87) ein leichter Ereignisdefizit zu beobachten. Die Verteilung der Signifikanzen (Abbildung 7.20 rechts) ist jedoch, abgesehen von den zu M 87 gehörenden Einträgen oberhalb von $S = 3.3 \sigma$, verträglich mit einem homogenen Gesichtsfeld (Untergrunderwartung). Eine Gitterfeldsuche mit einer Teleskopmultiplizität von $N_{\text{Tel}} \geq 2$ (anstelle des hier als Standardschnitt verwendeten Schnittes $N_{\text{Tel}} \geq 3$) ergibt die in Abbildung 7.21 gezeigte Signifikanzkarte. Die Resultate dieser Analyse an der Position von M 87 sind die Ereigniszahlen $N_{\text{on}} = 658$, $\alpha N_{\text{off}} = 548$ ($\alpha = 0.3087$), was einer Signifikanz von 3.9σ entspricht. Im Gegensatz zur Analyse mit einer minimalen Teleskopmultiplizität von 3 ist in dieser Signifikanzkarte keine Inhomogenität festzustellen. Eine Verteilung der *m_{scw}*-Parameter der Überschußereignisse für M 87 ist in Abbildung 7.22 dargestellt. Die Verteilung entspricht im Rahmen der statistischen

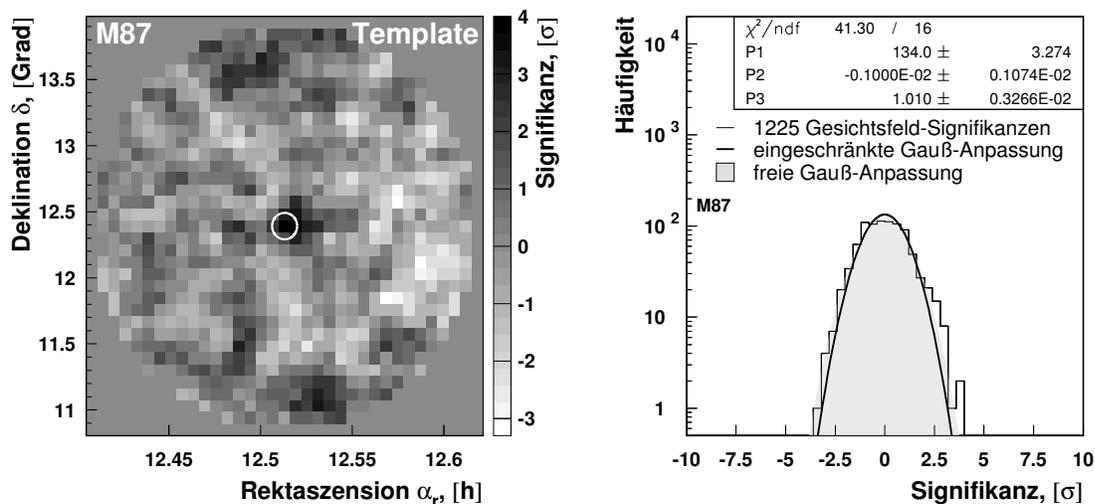


Abbildung 7.20: Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld der M87-Daten mit dem *Template*-Untergrundmodell. An der Position von M87 ergibt sich mit $N_{\text{on}} = 301$, $N_{\text{off}} = 1225$ und $\alpha = 0.1887$ eine Signifikanz von 3.7σ . Die höchste Signifikanz im Gesichtsfeld (4.0σ) wird an einer relativ zu M87 um ein Bin verschobenen ($+0.085$ Grad in Rektaszension) Position beobachtet. Zu den Anpassungen vgl. Abbildung 7.13.

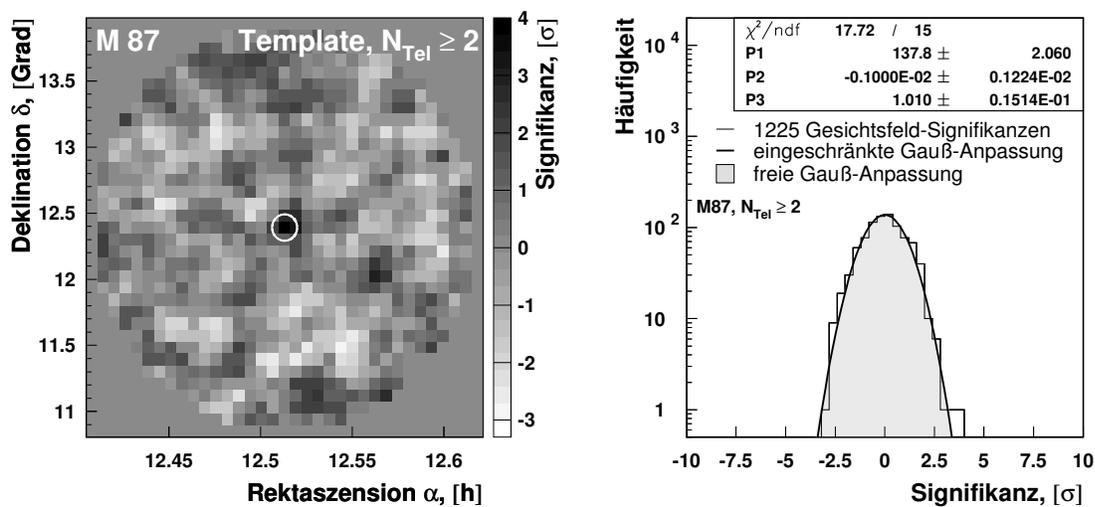


Abbildung 7.21: Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld der M87-Daten mit $N_{\text{Tel}} \geq 2$. An der Position von M87 ergibt sich mit 110 ± 28 Überschussereignissen eine Signifikanz von 3.9σ . Die in Abbildung 7.20 beobachtete Inhomogenität der Signifikanzkarte ist in dieser Abbildung nicht vorhanden. Anpassungen wie in Abbildung 7.13.

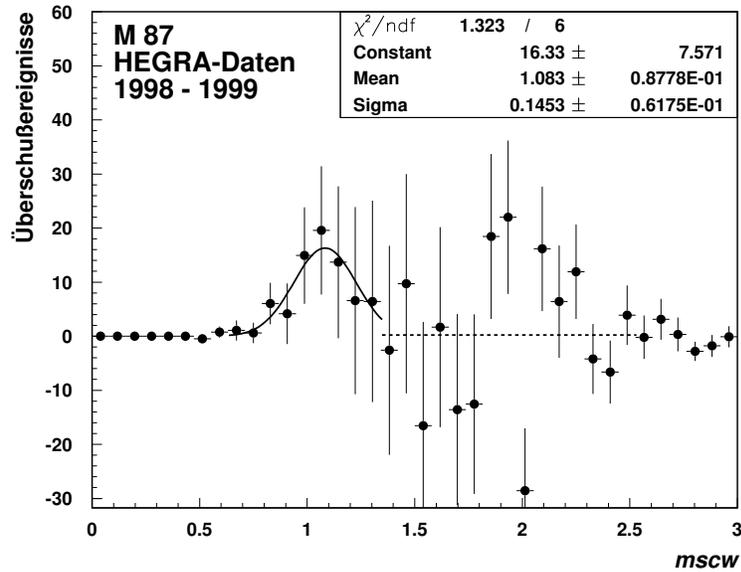


Abbildung 7.22: Verteilung der $mscw$ -Parameter der Überschußereignisse aus der Richtung von M 87. Die Anpassung einer Gaußkurve zwischen $mscw = 0.7$ und $mscw = 1.2$ (durchgezogene Linie) an die Verteilung ergibt innerhalb der Fehler keinen Widerspruch zur Erwartung bei einem γ -Signal. Die Ereigniszahlen sind jedoch zu gering, so daß die statistischen Fehler keine definitive Aussage erlauben. Die Anpassung eines Polynomes 0. Grades zwischen $mscw = 1.4$ und $mscw = 2.5$ ergibt einen Wert von 0.3 ± 2.5 .

Fehler der Erwartung an einen Überschuß von photoninduzierten Ereignissen.

Eine Unterteilung des Datensatzes in Runs mit positivem und negativem Versatz des Kamerazentrums zum Objekt ($wobble \pm 0.5$ Grad) zeigt, daß der größte Teil des Überschusses in nur einem der beiden Datensätze enthalten ist. Berücksichtigt man lediglich die Runs mit einem Versatz von $+0.5$ Grad so ergibt sich ein Überschuß von 45 ± 11 Ereignissen. In den $wobble-0.5$ -Runs ergeben sich nur 12 ± 10 Überschußereignisse. Anhand einer Simulationsrechnung kann jedoch gezeigt werden, daß eine solche Ungleichverteilung der Ereignishäufigkeiten zweier unabhängiger Datensätze im Falle eines realen Signales für die beobachteten Ereigniszahlen mit einer Wahrscheinlichkeit von 14% auftreten kann (Tluczykont *et al.* 2002). Zusammenfassend sind die aus der Standardanalyse und den hier dargestellten Gitterfeldsuchen erhaltenen Resultate für M 87 in Tabelle 7.10 aufgeführt.

Im Falle einer unabhängigen Bestätigung des Signales wären diese Ergebnisse der erste Nachweis einer Radiogalaxie im TeV-Energiebereich, in dem bisher nur AGN der BL-Lac-Familie als Quellen nachgewiesen werden konnten. Da im Rahmen des Vereinigungsmodells der AGN der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Jet-Achse bei einer Radiogalaxie wesentlich größer ist als bei BL-Lac-Objekten, eröffnet sich

	N_{on} [#]	αN_{off} [#]	S [σ]	$\langle S \rangle$ [σ]	$F(E > 0.88\text{TeV})$ [Crab]	$\Phi(E > 0.88\text{TeV})$ [$10^{-12} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
(1)	241	184	3.9	3.4	$.040 \pm .015_{\text{stat}} \pm .008_{\text{sys}}$	$0.8 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{sys}}$
(1)+0.5	140	95	4.1	3.8		
(1)−0.5	101	89	1.2	0.9		
(2)	658	548	3.9			
(3)	301	231	4.0			

Tabelle 7.10: Ereigniszahlen und Signifikanzen für M87 aus unterschiedlichen, verwendeten Methoden. Der mittlere Fluß ist im Falle der Standardanalyse (1) angegeben. Eine Unterteilung des Datensatzes in *wobble+0.5*- und *wobble−0.5*-Runs zeigt, daß der Überschuß überwiegend in einem der beiden Datensätze akkumuliert wurde. Weiterhin sind die Ereigniszahlen an der Position von M87 aus der Gitterfeldsuche mit dem *Template*-Untergrundmodell für $N_{\text{Tel}} \geq 2$ (2) und $N_{\text{Tel}} \geq 3$ (3) angegeben. Die α -Faktoren der Gitterfeldsuchen sind $\alpha = 0.3087$ (2) und $\alpha = 0.1887$ (3). Die Energieschwelle der Beobachtung beträgt 0.88 TeV für die Methoden (1) und (3) und 0.73 TeV für die Methode (2).

durch diese Beobachtungen buchstäblich eine neue Perspektive. Daher kann eine genaue Studie von M87 im TeV-Energiebereich einen großen Beitrag zur Klärung der TeV-Erzeugungsmechanismen dieser Objekte und auch zum Verständnis der gesamten AGN-Klasse leisten. Neben dem hadronischen SPB-Modell von Donea & Protheroe (2003), das bereits in Abschnitt 7.2 angesprochen wurde, sind auch leptonsche Modelle, mit denen TeV- γ -Strahlung von M87 vorhergesagt werden, im Gespräch (Bai & Lee 2001). Außerdem werden im Zusammenhang mit M87 die Beschleunigung der Kosmischen Strahlung der höchsten Energien ($E > 10^{18}$ eV) (Biermann *et al.* 2000) sowie die Möglichkeit einer Neutralino-Annihilations-Signatur aus der Richtung von M87 (Baltz *et al.* 2000) diskutiert. Weiterhin gilt die Radiogalaxie M87 aufgrund ihrer Nähe als möglicher Kandidat zur Beschleunigung der Kosmischen Strahlung (Ginzburg & Syrovatskii 1964). Der exakte Entstehungsort und das Energiespektrum der TeV- γ -Strahlung sind von großem Interesse für das Verständnis der zugrundeliegenden Beschleunigungsmechanismen. Eine Auflösung des Entstehungsortes auf den Strukturskalen der Radiogalaxie sowie die Messung eines genauen Energiespektrums können aber erst mit tieferen Beobachtungen oder mit sensitiveren Instrumenten, zum Beispiel mit den H.E.S.S.-Teleskopen, erreicht werden.

7.4.6 BL-Lacertae

Wie bereits erwähnt, ist das BL-Lac-Objekt BL-Lacertae aufgrund der Namensgebung für die BL-Lac-Familie von geschichtlicher Bedeutung. Beobachtungen dieses Objektes im TeV-Energiebereich wurden von verschiedenen Experimenten durchgeführt. Das einzige signifikante Signal wurde vom *Crimean Observatory* berichtet (Neshpor *et al.* 2001). In einer Messkampagne im Jahre 1998 wurde oberhalb von 1 TeV ein Fluß von $(2.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-11}$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ auf einem Signifikanzniveau von 7.2σ gemessen.

Der Beobachtungszeitraum lag zwischen $\text{MJD}^5 = 51015$ und $\text{MJD} = 51030$ sowie zwischen $\text{MJD} = 51041$ und $\text{MJD} = 51059$. Im gleichen Zeitraum wurden Beobachtungen des Objektes mit dem Einzelteleskop der HEGRA-Kollaboration CT1 durchgeführt (Abbildung 7.23), in denen kein signifikanter Überschuß gemessen werden konnte. Die mit CT1 in diesem Zeitraum gesammelte Beobachtungszeit betrug 45.1 Stunden, aus denen sich eine obere Grenze auf den integralen Fluß oberhalb 1 TeV von $\Phi(E > 1 \text{ TeV}) = 0.2 \cdot 10^{-11} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ableiten läßt. Die insgesamt auf BL-Lacertae verwendete Beobachtungszeit mit CT1 beträgt etwa 369 h, in denen kein signifikanter Überschuß gemessen wurde (Kranich 2002). Diese obere Grenze, die in einem mit den Beobachtungen des *Crimean Observatory* überlappenden Zeitraum gewonnen wurde, steht im Widerspruch zu den Ergebnissen aus Neshpor *et al.* (2001).

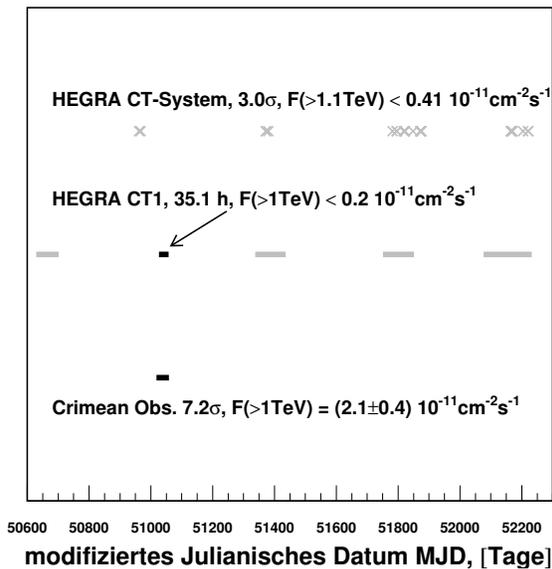


Abbildung 7.23: Zeitabschnitte der Beobachtungen von BL-Lacertae durch die HEGRA-System-Teleskope (oben), das Einzelteleskop HEGRA-CT1 (mitte) und das *Crimean Observatory* (unten). Für jedes Experiment sind obere Grenzen auf den integralen Fluß angegeben. Die Beobachtungen von CT1 und dem *Crimean Observatory* überlappen sich in der Zeit zwischen $\text{MJD} = 51026$ und $\text{MJD} = 51057$ (schwarz dargestellt). Die für die CT1-Beobachtungen angegebene obere Grenze wurde nur aus den mit den Beobachtungen des Crimean Observatory überlappenden Daten gewonnen (schwarz dargestellter Balken).

BL-Lacertae wurde mit den System-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration in den Jahren 1998 bis 2001 mit einer Beobachtungszeit von 29 Stunden nach Qualitätsschnitten beobachtet. Wie aus Abbildung 7.23 zu erkennen ist, wurden mit den System-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration keine mit dem *Crimean Observatory* zeitgleichen Beobachtungen durchgeführt. Bei einem Überschuß von 27 ± 9 Ereignissen ergibt sich sowohl nach Formel 4.2 als auch nach Formel 4.3 eine Signifikanz von 3.0σ . In Abbildung 7.24 ist die Verteilung der rekonstruierten quadrierten Winkelabstände für BL-Lacertae dargestellt. Die Form der Verteilung steht nicht im Widerspruch zur Erwartung an eine punktuellenförmige Emission, jedoch erlaubt die geringe Statistik der Beobachtung keine sicheren Rückschlüsse. Ebensowenig ist eine klare Aussage anhand der Verteilung der *mscw*-Werte der Überschußereignisse, die nicht im Widerspruch zur Erwartung an ein photonisches Signal steht und im unteren Teil der Abbildung 7.24 dargestellt ist, möglich. Ein zufallsbedingter Überschuß, der nach Anwendung der in Abschnitt 4.2.4 eingeführten Schnitte und speziell nach Anwendung des Schnittes *mscw*

⁵MJD = Modifiziertes Julianisches Datum

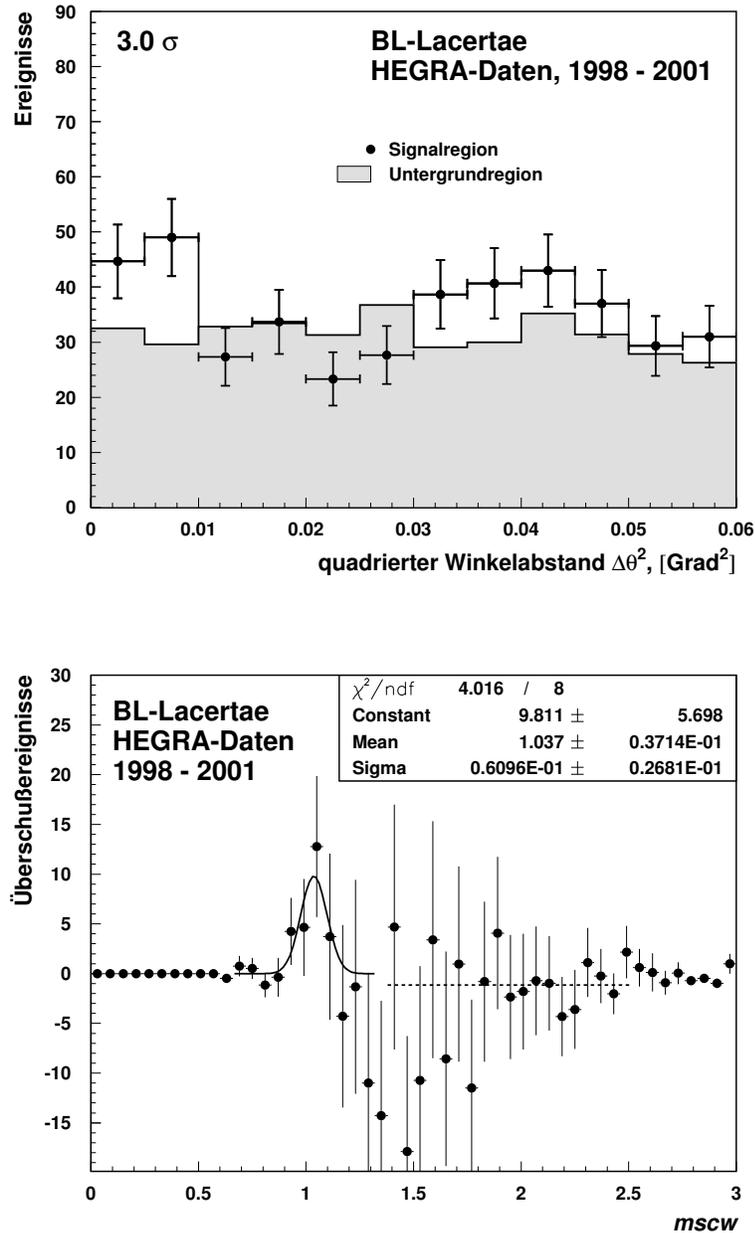


Abbildung 7.24: *Oben:* Winkelabstandshistogramm der rekonstruierten Ereignisse aus dem gesamten Datensatz aus der Richtung von BL-Lacertae. *Unten:* Verteilung der Überschußereignisse im *mscw*-Raum. Aufgrund der geringen Statistik dieser Verteilung ist es nicht möglich, eine eindeutige Aussage bezüglich der photonischen Natur der Überschußereignisse zu treffen.

< 1.1 verbleibt, muß sich im $mscw$ -Raum zwangsweise im Bereich $0.5 < mscw < 1.1$ befinden. Es ist somit bei einer so geringen Anzahl von Überschußereignissen wie im Falle des BL-Lacertae-Datensatzes nicht möglich, anhand der Ereignisverteilung im $mscw$ -Raum eine Aussage über die Natur des Überschusses zu treffen. Aufgrund des in den CT-System-Daten gemessenen Überschusses und einer im Vergleich zu den CT1-Beobachtungen kürzeren Beobachtungszeit ist die obere Flußgrenze des CT-Systems mit $4.1 \cdot 10^{-12}$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (0.28 Crab) oberhalb von $E_{\text{thr}} = 1.1 \text{ TeV}$ höher als diejenige des Einzelteleskopes CT1 ($2 \cdot 10^{-12}$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Bei einer Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld des Objektes (Abbildung 7.25) ergibt sich an der Position von BL-Lacertae mit 30 ± 11 Überschußereignissen und einer Signifikanz von 2.6σ ein zu den obigen Resultaten konsistentes Ergebnis.

In Anbetracht der negativen Resultate bezüglich einer Signalsuche in den umfangreichen BL-Lacertae-Beobachtungen des Einzelteleskopes CT1 erscheint der in den CT-System-Daten gemessene, leichte Überschuß eher durch eine Fluktuation des Untergrundes hervorgerufen worden zu sein.

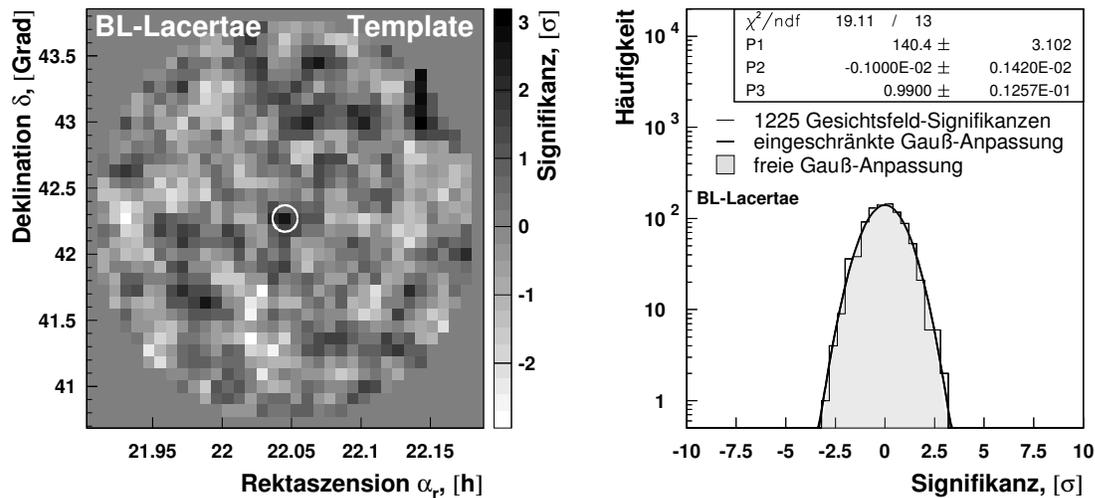


Abbildung 7.25: Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld der HEGRA-Daten des Objektes BL-Lacertae mit dem *Template*-Untergrundmodell. Die Signifikanzkarte im Gesichtsfeld ($3^\circ \times 3^\circ$) um die Objektposition herum ist links dargestellt. Die Verteilung der Signifikanzen auf der rechten Seite stimmt insgesamt mit der Untergrunderwartung überein. An der Position von BL-Lacertae ergibt sich eine mit der Standardmethode kompatible Signifikanz von 2.6σ . Anpassungen wie in Abbildung 7.13.

7.4.7 Weitere Objekte: 3C 66A, NGC-1275 und PKS 2155-304

In den hier behandelten 54 AGN finden sich einige Objekte, von denen durch andere Experimente signifikante Überschüsse berichtet wurden, die jedoch in den HEGRA-Beobachtungen keinen signifikanten Überschuß erbrachten. Dabei handelt es sich um **3C 66A**, **NGC-1275** und **PKS 2155-304**.

Das BL-Lac-Objekt **PKS 2155-304** wurde mit dem Mark 6-Teleskop (Südhälfte) der *University of Durham* in den Jahren 1996 und 1997 bei einer Energieschwelle von $E_{\text{thr}} = 0.3 \text{ TeV}$ beobachtet. Bei dieser Messung ergab sich ein Fluß von $(4.2 \pm 0.7_{\text{stat}} \pm 2.0_{\text{sys}}) \cdot 10^{-11} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Chadwick *et al.* 1999). Jüngste Ergebnisse der H.E.S.S.-Teleskope bestätigen dieses Objekt als TeV-Emitter mit einer hohen Signifikanz von 11.9σ (Djannati-Ataï *et al.* 2003). Die Beobachtungen mit den HEGRA-Teleskopen fand im Jahr 2000 statt und erbrachte lediglich 1.8 h Beobachtungszeit nach Qualitätsschnitten. Bei einer Energieschwelle von $E_{\text{thr}} = 5.72 \text{ TeV}$ ergibt sich aus den Beobachtungen eine obere Grenze auf den integralen Fluß von $\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(> E_{\text{thr}}) = 0.28 \cdot 10^{-12} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Aufgrund der von einem BL-Lac-Objekt zu erwartenden Variabilität und der hohen Energieschwelle der HEGRA-Beobachtung stehen diese Ergebnisse nicht im Widerspruch zueinander.

Ein Überschuß des BL-Lac-Objektes **3C 66A** ($z = 0.444$) mit einer Signifikanz von 5.1σ und einem Fluß oberhalb von 0.9 TeV von $(3 \pm 1) \cdot 10^{-11} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ im Jahre 1996 wurde durch das *Crimean Observatory* berichtet (Neshpor *et al.* 1998). Aufgrund der großen Entfernung des Objektes und der damit einhergehenden Abschwächung mit $1/r^2$ und der Absorption durch Paarbildung mit den Photonen des extragalaktischen Hintergrundlichtes (siehe Abbildung 5.11, Seite 72) erscheinen diese Ergebnisse unwahrscheinlich. Auch hier ist ein Vergleich der Ergebnisse mit den Resultaten der HEGRA-Beobachtungen schwierig. Die für dieses Objekt in die Analyse eingehende Beobachtungszeit beträgt 1.3 h (1997) und die Energieschwelle liegt bei 0.85 TeV. Die aus den HEGRA-Daten berechnete obere Grenze auf den integralen Fluß liegt, bei fast gleicher Energieschwelle, mit $3.87 \cdot 10^{-12} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ eine Größenordnung unter dem von Neshpor *et al.* ein Jahr früher beobachteten integralen Fluß. Falls die Beobachtung des *Crimean Observatory* zuträfe, handelte es sich bei 3C 66A um ein BL-Lac-Objekt, das aufgrund seiner Entfernung und der Absorption am extragalaktischen Hintergrundlicht (vgl. Abbildung 5.11, Seite 72) eine um etwa 9 Größenordnungen höhere TeV-Emission erzeugen kann, als von dem prominenten TeV-Emitter Mrk-501 bisher beobachtet wurde.

Die Radiogalaxie **NGC 1275** (FRI) wurde im Jahre 1998 laut Sinitsyna *et al.* (2002) mit einem Fluß von $(0.78 \pm 0.13) \cdot 10^{-12} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ oberhalb von 0.8 TeV beobachtet. Genaues Datum und Dauer der Beobachtung sind nicht bekannt. Das Objekt wurde von den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen in den Jahren 1997, 1998, 1999 und 2000 beobachtet. Im Jahre 1998 wurden in 17 h Beobachtungszeit die Ereigniszahlen $N_{\text{on}} = 37$ und $\alpha N_{\text{off}} = 38$ gemessen (-0.4σ). Aus dieser Beobachtung ergeben sich obere Grenzen (99 % und 90 %) auf den integralen Fluß oberhalb von $E_{\text{thr}} = 0.85 \text{ TeV}$ von $\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(> E_{\text{thr}}) = 0.68 \cdot 10^{-12} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und $\Phi_{\text{OG}}^{90\%}(> E_{\text{thr}}) =$

$0.43 \cdot 10^{-12}$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Unter der Voraussetzung, daß die HEGRA-Beobachtungen des Jahres 1998 zur selben Zeit stattfanden, sind diese Ergebnisse nur sehr knapp mit der Beobachtung von Sinitsyna et al. verträglich.

In Tabelle 7.11 sind die Ergebnisse zu den Objekten 3C 66A, NGC-1275 und PKS 2155-304 durch die genannten Experimente im Vergleich mit den HEGRA-Ergebnissen zusammenfassend aufgeführt.

Objekt	Nachweis durch:			HEGRA (diese Arbeit)	
	Experiment	E_{thr} [TeV]	Fluß [$10^{-12} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	E_{thr} [TeV]	$\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(> E_{\text{thr}})$ [$10^{-12} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
PKS 2155-304	Durham Mark 6	0.30	42 ± 7	5.72	0.28
	H.E.S.S.	0.15	—		
3C 66A	Crimean Obs.	0.90	30 ± 10	0.85	3.87
NGC-1275	SHALON	0.80	0.78 ± 0.13	0.85	0.68

Tabelle 7.11: Vergleich der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zu den Objekten 3C 66A, NGC-1275 und PKS 2155-304 mit Ergebnissen anderer Experimente. Es sind nur die statistischen Fehler auf die Flußwerte angegeben. Sofern bekannt, sind die systematischen Fehler im text angegeben.

7.4.8 Schlußbemerkungen zu den AGN-Beobachtungen

In den vorangehenden Kapiteln wurde die Analyse von 54 Aktiven Galaktischen Kernen mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen vorgestellt. Für eine Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse sei auf diese Abschnitte, insbesondere aber auf die Tabellen 7.5 (Seite 129) und 7.6 (Seite 132) und die Abbildung 7.5 (Seite 126), verwiesen.

In Abbildung 7.26 sind die Positionen aller etablierten Aktiven Galaktischen Kerne in Galaktischen Koordinaten dargestellt. Obwohl M 87 bisher nur mit den HEGRA-Teleskopen nachgewiesen wurde (Abschnitt 7.4.5) und somit nicht als etablierte Quelle gelten kann, wurde das Objekt dennoch in die Abbildung aufgenommen. Das einzige nicht durch HEGRA nachgewiesene Objekt ist PKS 2155-304, welches nur unter hohen Zenitwinkeln vom Standpunkt des Roque de los Muchachos aus sichtbar ist und mit den HEGRA-Teleskopen lediglich 1.8 Stunden beobachtet wurde (vgl. vorangehender Abschnitt sowie Tabelle 7.6, Seite 132). Die prominenten AGN Mrk-421 und Mrk-501 eingeschlossen, wurden mit dem Cherenkov-Teleskop-System der HEGRA-Kollaboration insgesamt 6 Objekte der AGN-Klasse als Quellen von TeV-Gamma-Strahlung nachgewiesen. Mit den herausragenden Ergebnissen zu Mrk-421 und Mrk-501 sowie mit den in den letzten Jahren des HEGRA-Betriebes nachgewiesenen und in dieser Arbeit behandelten AGN, sind im gesamten Zeitraum des HEGRA-Betriebes große Fortschritte im Bereich der extragalaktischen TeV-Astronomie erzielt worden. Die mit HEGRA erhaltenen, positiven Ergebnisse stellen den Cherenkov-Teleskopen der nächsten Generation weitere, interessante Entdeckungen in Aussicht.

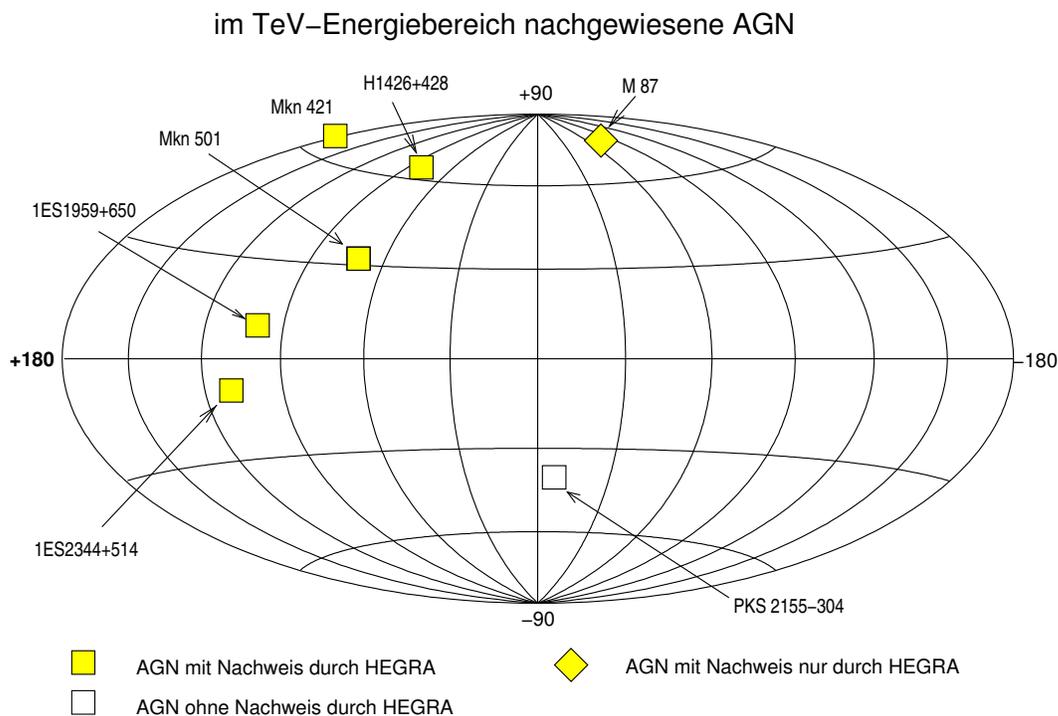


Abbildung 7.26: Himmelskarte aller etablierten AGN in Galaktischen Koordinaten. Objekte, die auch von den HEGRA-Teleskopen nachgewiesen wurden, sind durch die gefüllten Quadrate dargestellt. Die Radiogalaxie M 87 wurde bisher nur mit den HEGRA-Teleskopen nachgewiesen und gilt somit noch nicht als etablierte Quelle.

7.5 Vergleich mit Modellvorhersagen für Objekte der BL-Lac-Familie

Auf der Grundlage des in Abschnitt 7.2 angesprochenen Synchrotron-Self-Compton-Modells (SSC-Modell) wurden von verschiedenen Autoren Flußvorhersagen für Aktive Galaktische Kerne gemacht. Zur Vorhersage von Flüssen im TeV-Energiebereich bedienen sich Stecker *et al.* (1996) einer einfachen Skalierung der im Röntgen-Bereich beobachteten Flüsse. Dabei wurden, unter Verwendung der Beobachtungsergebnisse von Mrk-421 und PKS 2155-304 in den unterschiedlichen Energiebändern und allgemeinen Betrachtungen im Rahmen des SSC-Modells, die folgenden Annahmen gemacht: Die Invers-Compton-Komponente des Photonspektrums eines AGN hat im Rahmen des SSC-Modells annähernd die gleiche spektrale Form wie die Synchrotron-Komponente. Die *Compton-Peakfrequenz* ist gegen die *Synchrotron-Peakfrequenz*⁶ um einen Faktor von etwa $\gamma_{e,max}^2$ verschoben. Hierbei ist $\gamma_{e,max}$ der maximale Lorentzfaktor der Elektronen im Jet. Weiterhin kann aus Beobachtungen von Mrk-421 und PKS 2155-304 im Röntgen- und GeV-Energiebereich geschlossen werden, daß das Verhältnis der bolometrischen Luminositäten im Compton- und im Synchrotron-Bereich L_C/L_{Syn} ungefähr

⁶Die *Peakfrequenz* ist die Frequenz, bei der die Energiedichte ihr lokales Maximum im Synchrotron-respektive im Compton-Bereich hat.

gleich 1 ist. Ausgehend von diesen Annahmen leiten Stecker *et al.* (1996) das folgende, einfache Skalierungsgesetz für den TeV-Energiebereich her:

$$\frac{\nu_{\text{Syn}} F_{\text{Syn}}}{L_{\text{Syn}}} \approx \frac{\nu_{\text{IC}} F_{\text{IC}}}{L_{\text{IC}}}$$

ν_{Syn}	Synchrotron-Peakfrequenz
F_{Syn}	Energiefluß im Röntgen-Bereich
L_{Syn}	Bolometrische Luminosität im Röntgen-Bereich
ν_{IC}	Compton-Peakfrequenz
F_{IC}	Energiefluß im IC-Energiebereich
L_{IC}	Bolometrische Luminosität im IC-Bereich

Aus dieser einfachen Skalierung folgt, daß eine Quelle mit einer höheren Synchrotron-Peakfrequenz auch eine Verschiebung des Compton-Peaks zu höheren Energien hin aufweisen sollte. In dem Maße, wie sich die Compton-Peakfrequenz dem TeV-Energiebereich nähert, muß dann die Emission in diesem Energieband steigen. Daher gelten diejenigen AGN als aussichtsreichste Kandidaten für TeV-Emission, bei denen eine hohe Synchrotron-Peakfrequenz ν_{Syn} beobachtet wird. Ausgehend von diesem Selektionskriterium und mit Hilfe des BL-Lac-Samples des *Einstein Slew Survey* (Perlman *et al.* 1996) stellen Stecker *et al.* eine Liste von Kandidaten für TeV-Emission auf und verwenden die oben angeführten einfachen Skalierungen, um Vorhersagen für den TeV-Energiebereich zu treffen. Dabei haben die Autoren die Vorhersagen auf den durch das EGRET-Experiment gemessenen Fluß (Sreekumar *et al.* 1996) normiert. In Tabelle 7.12 sind die mit diesem Modell vorhergesagten integralen Flüsse oberhalb von 1 TeV zusammen mit den im Rahmen dieser Arbeit erzielten Resultaten für die entsprechenden Objekte aufgeführt. Um einen Vergleich mit den Modellvorhersagen anstellen zu können, wurden die oberen Flußgrenzen und Flüsse unter Verwendung dreier unterschiedlicher Spektralindizes ($\alpha = 2.0, 2.5, 3.0$) für ein angenommenes Potenzspektrum ($dN/dE \sim E^{-\alpha}$) mit der folgenden Vorschrift auf eine Schwelle von 1 TeV skaliert:

$$\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(E > 1\text{TeV}) = \Phi_{\text{OG}}^{99\%}(E > E_{\text{thr}}) \cdot E_{\text{thr}}^{\alpha-1}$$

Im Falle der TeV-Quelle 1ES 1959+650 wurden die aus Aharonian *et al.* (2003a) bekannten Spektralindizes und deren Fehler zur Extrapolation verwendet. Wie aus der Tabelle 7.12 zu entnehmen, liegen sämtliche im Rahmen dieser Arbeit berechneten oberen integralen Flußgrenzen über den Vorhersagen von Stecker *et al.* (1996). Der beobachtete Fluß von 1ES 2344+514 sowie der in den Jahren 2000 und 2001 beobachtete Fluß („Grundzustand“) von 1ES 1959+650 stimmen innerhalb der Fehler sehr gut mit den Vorhersagen überein. Aufgrund der Normierung an den Mrk-421-Daten des EGRET-Experimentes, die im Beobachtungszeitraum keine signifikanten Flußschwankungen im GeV-Energiebereich ergaben, ist es schwer zu entscheiden, ob die Vorhersagen für einen niedrigen Flußzustand oder einen Ausbruch des Objektes gelten.

Ein genaueres Modell, das an die Arbeit von Stecker *et al.* anknüpft, wird von Costamante & Ghisellini (2002) zur Flußvorhersage im TeV-Energiebereich aufgestellt. Im Unterschied zu Stecker *et al.* berücksichtigen die Autoren hier jedoch bei ihrer Selektion eine größere Datenmenge von BL-Lac-Objekten. Außerdem führen sie

Objektname	z	Modell $\Phi_{\text{Modell}}(E > 1 \text{ TeV})$ [$10^{-12} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	HEGRA-Daten					
			$\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(E > 1 \text{ TeV})$ [$10^{-12} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]			$\Phi(E > 1 \text{ TeV})$ [$10^{-12} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]		
			α			α		
			2.0	2.5	3.0	2.0	2.5	3.0
I Zw 187	0.055	0.59	1.56	1.51	1.47			
1ES 2321+419	0.059	0.14	0.60	0.56	0.53			
1ES 1741+196	0.083	0.35	1.33	1.29	1.25			
PKS 2155-304	0.116	0.88	1.60	3.83	9.16			
1ES 1118+424	0.124	0.18	4.18	4.12	4.06			
1ES 0145+138	0.125	0.26	1.19	1.11	1.04			
1ES 1212+078	0.136	0.03	2.98	2.86	2.74			
1ES 0229+200	0.139	0.11	2.99	2.87	2.75			
1ES 1255+244	0.140	0.34	2.03	1.97	1.91			
1ES 0323+022	0.147	0.15	0.71	0.71	0.71			
1ES 1440+122	0.162	0.03	1.37	1.31	1.26			
1ES 0347-121	0.185	0.08	7.50	9.07	10.96			
1ES 0927+500	0.186	0.02	1.02	0.98	0.95			
1ES 2344+514	0.044	0.80				0.58	0.57	0.56
1ES 1959+650	0.047	2.30				2.39 - 9.86		

Tabelle 7.12: Vergleich der Analyseergebnisse einiger Objekte mit den Modellvorhersagen von Stecker *et al.* (1996). Der Vergleichbarkeit wegen wurden die in dieser Arbeit berechneten oberen Flußgrenzen auf eine gemeinsame Schwelle bei 1 TeV extrapoliert. Zur Extrapolation wurde ein einfaches Potenzgesetz mit unterschiedlichen Spektralindizes α angenommen.

ein weiteres Selektionskriterium ein, das den Abfall des Wirkungsquerschnittes im *Klein-Nishina-Regime* berücksichtigt und wie folgt begründet wird: Bei sehr hohen Werten von ν_{Syn} sind zwar viele hochenergetische Elektronen im Jet vorhanden. Allerdings befindet sich die Wechselwirkung für IC-Streuung derselben Elektronen, die für die Synchrotron-Strahlung im Peak-Bereich verantwortlich sind, an den von ihnen erzeugten Synchrotronphotonen (bei ν_{Syn}) im Klein-Nishina-Regime. Somit ist der IC-Prozess, der die hochenergetischen Synchrotron-Photonen des keV-Bereichs in den TeV-Energiebereich *boostet* aufgrund eines kleinen Wirkungsquerschnittes unterdrückt. Damit eine starke TeV-Emission entstehen kann, müssen genügend Photonen niedriger Energie ($h\nu < m_e c^2/\gamma$, wobei γ den Lorentz-Faktor des Jets bezeichnet) vorhanden sein, an denen die hochenergetische Elektronenpopulation im *Thomson-Regime* streuen kann. Daher wird zusätzlich zur Forderung nach einer hohen Peakfrequenz ν_{Syn} auch eine ausreichend große Population von Saat-Photonen gefordert. Diese Bedingung ist laut Costamante & Ghisellini (2002) für Objekte erfüllt, die bei einem gegebenen Röntgen-Fluß auch einen hohen Radio-Fluß aufweisen. Ein weiterer Unterschied zur Arbeit von Stecker *et al.* sind die von Costamante und Ghisellini verwendeten Methoden zur Flußvorhersage: Auf der Grundlage eines SSC-Modells und einer phänomenologischen Parametrisierung der mittleren spektralen Energieverteilung von Blazaren (Fossati *et al.* 1998) geben Costamante und Ghisellini für ihre besten Kandidaten Flußvorhersagen im GeV- und im TeV-Energiebereich an. Dabei kann der aus der Parametrisierung von Fossati *et al.* gewonnene Wert als Vorhersage für einen hohen Flußzustand (Ausbruch) des Objektes verstanden werden, während die aus dem

Objektname	z	Modell		HEGRA-Daten			
		$\Phi_{\text{Modell}}(E > 1 \text{ TeV})$ [$10^{-12} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]		$\Phi_{\text{OG}}^{99\%}(E > 1 \text{ TeV})$ [$10^{-12} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	$\Phi(E > 1 \text{ TeV})$ [$10^{-12} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]		
		Fossati et al.	Costamante et al.	α			
				2.0	2.5	3.0	
1ES 0647+250	—	1.2	—	2.61	2.31	2.04	
H 1722+119	0.018	35.2	0.01	3.84	3.62	3.41	
1ES 1741+196	0.083	8.4	0.1	1.33	1.29	1.25	
1ES 0806+524	0.138	2.7	—	4.63	4.84	5.05	
1ES 0229+200	0.139	2.1	0.04	2.99	2.87	2.75	
RBS 0958	0.139	2.8	—	5.30	4.88	4.50	
1ES 0323+022	0.147	1.8	—	0.71	0.71	0.71	
1ES 1440+122	0.162	2.0	0.1	1.37	1.31	1.26	
PG 1218+304	0.182	1.5	—	2.24	2.06	1.88	
1ES 1011+496	0.200	0.2	—	1.84	1.85	1.87	
1ES 0120+340	0.272	0.6	—	0.72	0.66	0.60	
1ES 1959+650	0.047	17.4	—				2.39 - 9.86

Tabelle 7.13: Vergleich der in dieser Arbeit errechneten oberen Grenzen mit Flußvorhersagen aus Costamante & Ghisellini (2002). Neben den Objektname und deren Rotverschiebung sind die im Text beschriebenen Vorhersagen aufgeführt. Zum Vergleich sind die auf 1 TeV extrapolierten oberen Flußgrenzen und Flüsse aus der vorliegenden Arbeit unter der Annahme unterschiedlicher Spektralindizes α angegeben.

SSC-Modell folgenden Werte als Ruhezustand der Objekte verstanden werden sollten. Ein Vergleich dieser Vorhersagen mit einigen der im Rahmen der vorliegenden Arbeit berechneten oberen Flußgrenzen und Flüsse findet sich in Tabelle 7.13. Die für einen Grunzustand gültigen Werte liegen weit unterhalb der oberen Grenzen, während die Vorhersagen für den höheren Flußzustand bei einigen Objekten oberhalb der oberen Flußgrenzen liegen. Unter der Voraussetzung der Gültigkeit der Vorhersagen kann daraus geschlossen werden, daß sich die jeweiligen Objekte innerhalb des Beobachtungszeitraumes nicht in einem ausbruchartigen Flußzustand befunden haben. Die Vorhersage für den hohen Flußzustand von 1ES 1959+650 steht im Rahmen der Fehler und in Anbetracht der starken, zu erwartenden Flußschwankungen in guter Übereinstimmung mit dem in dieser Arbeit berechneten höchsten Fluß des Objektes.

Der obige Vergleich der HEGRA-Ergebnisse mit den Modellvorhersagen macht deutlich, daß der Nachweis eines BL-Lac-Objektes mit den HEGRA-Teleskopen nur in sehr langen Beobachtungskampagnen oder durch die zufällige Beobachtung eines Ausbruchs gelingen kann. Mit den Experimenten der nächsten Generation mit einer um nahezu eine Größenordnung verbesserten Sensitivität und einer niedrigeren Energieschwelle wird der Nachweis von BL-Lac-Objekten in Beobachtungen geringerer Tiefe möglich sein. Abschließend soll im folgenden Kapitel auf einen der neuen Cherenkov-Teleskop-Detektoren, auf die H·E·S·S-Teleskope, eingegangen werden. Hierbei wird auch die Frage nach der optimalen Beobachtungsstrategie für variable, nicht-periodische Objekte wie zum Beispiel AGN gestellt.

Kapitel 8

Die nächste Generation: das H·E·S·S Experiment

8.1 Die H·E·S·S Teleskope

Der Erfolg der Cherenkov-Astronomie im wesentlichen durch die Experimente Whipple, HEGRA und CAT und insbesondere auch der Erfolg der durch HEGRA eingeführten stereoskopischen Beobachtungsmethode motivierte den Aufbau mehrerer Nachfolgeexperimente mit erhöhter Sensitivität und niedrigerer Energieschwelle (VERITAS, MAGIC, CANGAROO II und H·E·S·S). Die H·E·S·S-Kollaboration (*High Energy Stereoscopic System*) baut ein stereoskopisches System aus 4 Cherenkov-Teleskopen im Khomas-Hochland (23°S 16°E, 1800 m ü. d. M.) in Namibia auf. Mit einer Spiegelfläche von 110 m² ist die Lichtsammel­fläche eines H·E·S·S-Teleskopes etwa 13 Mal größer als die eines HEGRA-Teleskopes. Die ersten beiden Teleskope sind bereits in Betrieb, zwei weitere stehen kurz vor Inbetriebnahme. In Abbildung 8.1 ist eine Photographie der H·E·S·S-Teleskope in Namibia zu sehen. Das fertige Teleskop-System wird eine Energieschwelle von 50 GeV bis 100 GeV vorweisen und ein Signal der Stärke von etwa 1/100 *Crab* innerhalb von 50 Stunden mit einer Signifikanz von 5σ nachweisen können¹. Das H·E·S·S-Experiment ist eine internationale Kollaboration von Instituten aus Deutschland, Frankreich, England, Tschechien, Irland, Italien, Südafrika und Namibia (Aharonian *et al.* 1997a). Das Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg war beteiligt an der Entwicklung und Prüfung von Prototypen zur mechanischen Steuerung der Einzelspiegel und ist verantwortlich für die Entwicklung, die Produktion, die Programmierung und den Aufbau der elektronischen Steuerung der Spiegelmechanik (Bernlöhr *et al.* 2003; Cornils *et al.* 2003).

¹Im Vergleich dazu kann die Sensitivität von HEGRA bei einer Energieschwelle von 500 GeV mit 1/15 *Crab* in 50 Stunden mit einer Signifikanz von 5σ angegeben werden



Abbildung 8.1: Die vier ersten H·E·S·S-Teleskope in Namibia. Die ersten beiden Teleskope (links) sind bereits vollständig ausgestattet und in Betrieb (Stand April 2003).

Quelle: <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html/public/chronology.html>.

8.2 Beobachtungsstrategie für variable Quellen

Die Beobachtung einer stark variablen, nicht-periodischen Quelle, dessen Fluß zwischen einem nicht nachzuweisendem und einem hohen (> 1 Crab) Flußzustand wechseln kann, ist naturgemäß ein Glücksspiel, da dem Beobachter a priori nicht bekannt ist, wann sich die Quelle in einem hohen Flußzustand (*Flare*) befindet. Falls keine externen Trigger, wie zum Beispiel ein erhöhter Fluß im Röntgen-Bereich, vorliegt, muß die Beobachtungsstrategie den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit folgen. Das heißt, es muß für die zu beobachtenden Objekte ein Beobachtungszeitplan gefunden werden, bei dem die Nachweiswahrscheinlichkeit maximal wird. Mit den HEGRA-Teleskopen wurden einige AGN für nur wenige Stunden beobachtet, so daß aufgrund der zu erwartenden, starken Variabilität dieser Objekte die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis eines Signales von diesen Objekten gering war. Andere Objekte wurden dagegen über sehr lange Zeiträume *en bloc* beobachtet, was die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser AGN zwar maximiert, jedoch viel Beobachtungszeit auf wenige Objekte erfordert. Bei der Planung einer AGN-Beobachtungskampagne mit den H·E·S·S-Teleskopen ist es sinnvoll, vorab die Frage nach der optimalen Beobachtungsstrategie zu klären. Hierzu wird in diesem Abschnitt ein einfaches Modell verwendet, aus dem Nachweiswahrscheinlichkeiten für unterschiedliche Beobachtungsstrategien berechnet werden können.

Im Folgenden sollen ausschließlich variable, nicht-periodische Objekte betrachtet werden, die Phasen erhöhter Emission (*Flares*) durchlaufen können (z.B. AGN). Der optimale Zeitplan, der die Nachweiswahrscheinlichkeit eines gegebenen Flares maxi-

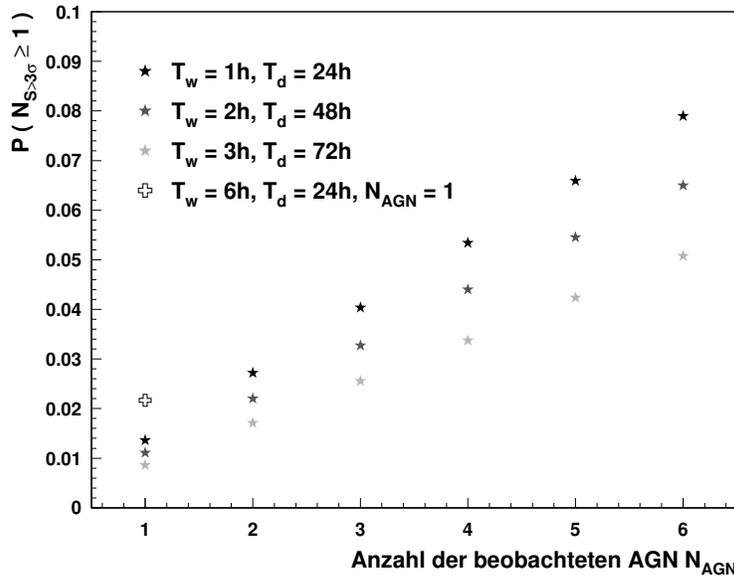
miert, hängt hauptsächlich von den folgenden Parametern ab:

- T_F Dauer des Flares
- A Amplitude des Flares
- $-$ Form des Flares
- T_W Länge eines nächtlichen Beobachtungsfensters
- T_D Abstand zwischen zwei Beobachtungen (jeden Tag, alle 2 Tage usf.)
- N_{AGN} Anzahl der beobachteten AGN
- T_P Länge der Beobachtungsperiode
- S_0 geforderte minimale Nachweissignifikanz

Mit einer Simulationsrechnung kann eine Nachweiswahrscheinlichkeit P in Abhängigkeit der oben genannten Parameter errechnet werden. Zur Vereinfachung des Problems und mit dem Ziel, den wesentlichen Punkt aufzuzeigen, wird ein parabolischer Flare mit den folgenden Parameterwerten vorausgesetzt:

- $A = 2 \text{ Crab}$
- $T_F = 12 \text{ h}$
- $T_P = 504 \text{ h}$ (3 Wochen)
- $S_0 = 3 \sigma$

Es wird angenommen, daß innerhalb einer Beobachtungsperiode von drei Wochen 6 AGN in jeder Nacht in einem Zeitraum von 6 Stunden sichtbar sind. Weiterhin wird vorausgesetzt, daß jeder dieser AGN innerhalb eines Jahres einen Ausbruch mit den oben angeführten Parametern zeigt. Für den Detektor wird die Sensitivität der HEGRA-Cherenkov-Teleskope zugrunde gelegt. Anhand der Simulationsrechnung wird für unterschiedliche Parameterwerte von T_W , T_D und N_{AGN} die Wahrscheinlichkeit $P(N_{S>3\sigma} \geq 1)$ ausgerechnet, in mindestens $N_{S>3\sigma} = 1$ Beobachtungen einen Flare mit einer Signifikanz von wenigstens 3σ zu messen. In Abbildung 8.2 ist die Wahrscheinlichkeit $P(N_{S>3\sigma} \geq 1)$ gegen die Anzahl der beobachteten AGN N_{AGN} aufgetragen. Der Abstand zwischen zwei Beobachtungen T_D ist so gewählt, daß für $N_{AGN} = 6$ die je Beobachtungsnacht zur Verfügung stehenden 6 Stunden voll abgedeckt sind. Beobachtet man jede Nacht einen einzigen AGN für 6 Stunden, so liegt unter den oben gestellten Bedingungen die Nachweiswahrscheinlichkeit $P(N_{S>3\sigma} \geq 1)$ bei etwa 2.2%. Entscheidet man sich jedoch dafür, zwei AGN für nur jeweils eine Stunde pro Nacht zu beobachten, so steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit schon auf 2.7%. Wobei hier gleichzeitig nur 1/3 der zur Verfügung stehenden Beobachtungszeit verwendet wurde. Bei der Suche nach einem Signal eines AGN mit den oben aufgeführten Eigenschaften ist es demnach besser, zwei AGN der gleichen Sorte mit einer kürzeren Meßzeit je AGN zu beobachten, als nur einen AGN mit der vollen Beobachtungszeit. Dies ist gerade dann von Vorteil, wenn andere Beobachtungsziele mit den AGN-Messungen in Konflikt stehen und bezüglich der Beobachtungszeiten Kompromisse gemacht werden müssen. Wenn

**Abbildung 8.2:**

Die Wahrscheinlichkeit $P(N_{S>3\sigma} \geq 1)$ in Abhängigkeit der Anzahl beobachteter AGN N_{AGN} für unterschiedliche Werte der Parameter T_W und T_D . Es wird deutlich, daß die Beobachtung mehrerer AGN in kürzeren Abschnitten (Sterne) einer *en-bloc*-Beobachtung nur eines AGN (offenes Kreuz) vorzuziehen ist.

keine Konflikte bestehen, kann die Beobachtungszeit voll ausgenutzt werden. Bei Beobachtung von 6 AGN in jeder Nacht ($T_W = 1\text{ h}$, $T_D = 24\text{ h}$) steigt dann die Wahrscheinlichkeit $P(N_{S>3\sigma} \geq 1)$ auf fast 8%. So kann bei gleicher Gesamtbeobachtungszeit (6 h/Nacht) die Nachweiswahrscheinlichkeit bei Beobachtungen von 6 AGN derselben Sorte gegenüber der Nachweiswahrscheinlichkeit bei *en-bloc*-Beobachtung eines einzigen Objektes um einen Faktor von fast 4 gesteigert werden.

8.3 Beobachtungsziele

Bei der Auswahl der zu beobachtenden Objekte ist es sinnvoll, sich auf solche zu beschränken, für die aus früheren Messungen Hinweise auf eine Emission im GeV/TeV-Energiebereich existieren oder für die theoretische Vorhersagen eines GeV/TeV-Flusses vorliegen. Ein sehr interessanter und vielversprechender Kandidat aus der AGN-Klasse für Beobachtungen mit den H·E·S·S-Teleskopen ist die Radiogalaxie M 87, die bei der Signalsuche von AGN im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit einer Signifikanz von 3.9σ entdeckt wurde (Abschnitt 7.4.5). Eine Bestätigung des Signales und ein intensives Studium von M 87 mit einem Detektor der Sensitivität von H·E·S·S könnte wichtige neue Erkenntnisse zur AGN-Klasse erbringen. Die von den bisher nachgewiesenen BL-Lac-Objekten abweichende Orientierung des Jets von M 87 (ca. 30 Grad zur Beobachtungsrichtung) erlaubt es hier, einen AGN im TeV-Energiebereich unter einem anderen Winkel als bisher möglich zu beobachten. Das Studium des Energiespektrums der emittierten Strahlung in unterschiedlichen Wellenlängen sowie die Lokalisierung des Entstehungsortes der Strahlung können helfen, die Frage nach dem in

M87 aktiven Beschleunigungsmechanismus zu beantworten und die AGN-Klasse als ganze besser zu verstehen. Aus der AGN-Klasse kommen zahlreiche andere Objekte für die Beobachtung mit den H·E·S·S-Teleskopen in Frage. Der Nachweis von mehreren BL-Lac-Objekten bei unterschiedlichen Rotverschiebungen würde neben den Erkenntnissen bezüglich der Beschleunigungsmechanismen und den Umgebungsbedingungen auch eine bessere Einschränkung der Dichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes erbringen. Für zahlreiche BL-Lac-Objekte bei unterschiedlichen Rotverschiebungen liegen Vorhersagen von Costamante & Ghisellini (2002) vor, auf dessen Grundlage eine Beobachtungskampagne geplant werden kann.

Eine Beobachtung des Orion-Nebels M42 erscheint aufgrund der Hinweise auf eine Emission mit sehr steilem Spektrum (Abschnitt 6.3.3) als interessanter Kandidat für eine Beobachtung mit den H·E·S·S-Teleskopen. Allerdings könnte dieses Objekt aufgrund seiner großen Helligkeit für die Beobachtung mit den H·E·S·S-Teleskopen – zumindest während der Anfangsphase – ungeeignet sein. Eine sorgfältige Überprüfung der operativen Spezifikationen der Photomultiplier-Kameras ist vor einer solchen Beobachtung erforderlich.

Eine erneute Beobachtung des jungen offenen Sternhaufens Berkeley 87 (beziehungsweise des Gesichtsfeldes um Berkeley 87) mit einem Instrument der Sensitivität von H·E·S·S könnte die Frage klären, ob die EGRET-Quelle 3EG J2021+3716 tatsächlich mit dem Sternhaufen zu identifizieren ist. Die Beobachtung von Berkeley 87 wäre mit den H·E·S·S-Teleskopen allerdings nur unter Zenitwinkeln $\vartheta > 60^\circ$ möglich. Dies entspräche einer Energieschwelle von etwa 1 TeV (unter der Annahme eines zum HEGRA-Teleskop-System analogen Verhaltens der Energieschwelle der H·E·S·S-Teleskope als Funktion des Zenitwinkels). Im Rahmen der in Abschnitt 6.4 vorgestellten Modellierung ergibt sich für einen Spektralindex von $\alpha = 2.6$ eine gute Übereinstimmung mit den Daten (EGRET + HEGRA), unabhängig vom Wert der Cutoff-Energie E_{\max} (Abbildung 6.20, Seite 109). Wählt man bei diesem Spektralindex eine Cutoff-Energie von $E_{\max} = 4.5 \text{ TeV}$, so ergibt sich aus dem Modell ein integraler Flußwert von $1.8 \cdot 10^{-13} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ oberhalb von 1.0 TeV. Kleinere Werte von E_{\max} ergeben auch kleinere theoretische Flußwerte. Ob ein Nachweis mit den H·E·S·S-Teleskopen möglich ist, hängt somit sehr stark von der tatsächlichen Cutoff-Energie ab. Allerdings wäre eine stärkere Einschränkung des Parameterraumes möglich, da eine Beobachtung mittlerer Tiefe ($\geq 20 \text{ h}$) bereits obere Flußgrenzen im Bereich von $10^{-13} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ermöglichen würde.

Der Nachweis der unidentifizierten TeV- γ -Quelle TeV J2035+415 und ihre spekulative Assoziation mit der Sternassoziation Cyg OB2 (Aharonian *et al.* 2002b) läßt vermuten, daß junge offene Sternhaufen oder Assoziationen das Potential zur Erzeugung von GeV/TeV-Gamma-Strahlung haben. Tatsächlich zählten Manchanda *et al.* (1996) in ihrer Veröffentlichung die Sternassoziation Cyg OB2 zu den aussichtsreicheren Kandidaten für die Emission im γ -Energiebereich. Das dabei vorausgesetzte Szenario war die Beschleunigung von Hadronen in Schockfronten, die sich aus der Wechselwirkung der Sternwinde mit dem interstellaren Medium ergeben. Neben diesem Objekt und den in dieser Arbeit behandelten Sternhaufen Berkeley 87 und IC 1805 haben Manchanda et

Objekt	α	δ	d	w	COS-B	EGRET
	[h:min:s]	[d:min:s]	[kPc]	[km/s]		
Sgr OB1	18:02:00	-23:42:00	1.6	2500	2CG006-00	
η Carina	10:45:03	-59:41:04	2.5	3800	2CG288-00	3EG J1048-5840 GeVJ 1046-5840
NGC 6193	16:41:20	-48:46:00	1.1	3000	2CG333+01	3EGJ 1639-4702
NGC 6231	16:54:12	-41:50:30	2.0	3800	2CG342-02	

Tabelle 8.1: Liste der vom H·E·S·S-Standort aus sichtbaren jungen offenen Sternhaufen aus Manchanda *et al.* (1996). Neben dem Objektnamen und den J2000 Koordinaten sind die Entfernung des Haufens und der höchste im Haufen existierende Sternwind aufgeführt. Weiterhin sind COS-B- und EGRET-Quellen in der jeweiligen Nachbarschaft angegeben.

al. weitere junge offene Sternhaufen als Kandidaten für GeV/TeV-Gamma-Strahlung vorgeschlagen. Die dabei verwendeten Auswahlkriterien waren im wesentlichen die folgenden:

- geringe Entfernung
- mögliche Assoziation mit einer MeV-Quelle des COS-B-Kataloges
- Vorhandensein von Sternen mit außergewöhnlich schnellen Sternwinden
- mögliche Assoziation mit bekannten keV-Röntgen-Quellen

Im Rahmen eines π_0 -Zerfalls-Modelles (vgl. Abschnitt 6.4) ist die Forderung nach Emission im MeV-Energiebereich offensichtlich, da das Energiespektrum der Zerfallsphotonen hier sein Maximum aufweist. Die Forderung nach besonders schnellen Sternwinden gewährleistet ein hohes Potential für die Entstehung von Schockfrontbeschleunigung in den selektierten Objekten. Der letzte Punkt der obigen Aufzählung hängt damit zusammen, daß eine Emission von harter Röntgen-Strahlung aufgrund der Aufheizung des Sternhaufen-Mediums durch die Sternwinde erwartet wird (Lucy & White 1980; Dorland & Montmerle 1987). Mit dem dritten EGRET-Katalog stehen heute wesentlich genauere und empfindlichere Daten im MeV/GeV-Energiebereich zur Verfügung, als im Jahre 1996. Übernimmt man die von Manchanda *et al.* (1996) vorgeschlagenen Sternhaufen, so ergeben sich als Kandidaten für eine Beobachtung mit den H·E·S·S-Teleskopen die in Tabelle 8.1 aufgeführten jungen offenen Sternhaufen. In Abbildung 8.3 sind die in Tabelle 8.1 aufgeführten Objekte in den Gesichtsfeldern der jungen offenen Sternhaufen Tr 14 und Tr 16 (die zusammen auch als Carina-Sternhaufen bezeichnet werden) sowie NGC 6193 dargestellt. Eine Assoziation der in Abbildung 8.3 dargestellten EGRET-Quellen mit den jungen offenen Sternhaufen erscheint unwahrscheinlich. Aus Abbildung 6.21 (Seite 111) geht hervor, daß die HEGRA-Daten im Rahmen eines π^0 -Zerfalls-Modelles mit einem Spektralindex von $\alpha \approx 1.9$ gut beschrieben werden können. Mit dieser Modellkurve ergeben sich im MeV-Energiebereich jedoch Flüsse, die um ein bis drei Größenordnungen unterhalb des beobachteten EGRET-Flusses liegen. Unter der Voraussetzung, daß die beobachtete TeV-Emission von Cyg-OB2 stammt, ist daher denkbar, daß auch von Sternhaufen

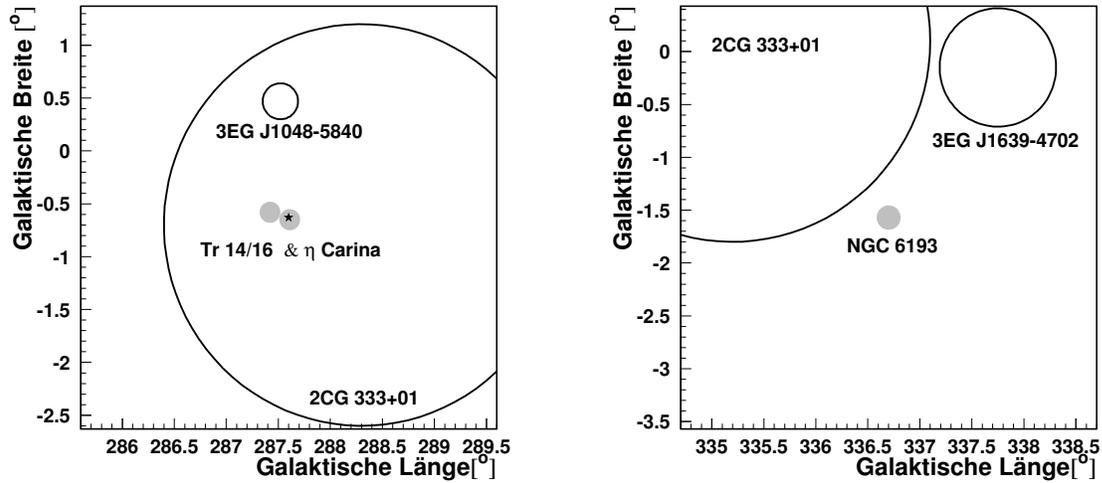


Abbildung 8.3: Positionen der Jungen offenen Sternhaufen Carina (links) und NGC 6193 (rechts) in Galaktischen Koordinaten. Die Positionen und Ausdehnungen der jeweils benachbarten COS-B- und EGRET-Quellen im Umkreis von 2 Grad sind ebenfalls eingezeichnet.

ohne Signal im MeV-Energiebereich eine Emission im TeV-Energiebereich erwartet werden kann. Die in Tabelle 8.1 angegebene Liste muß daher nicht vollständig sein, und sie könnte um weitere Objekte erweitert werden, die alle oben angeführten Bedingungen erfüllen, bis auf die Forderung nach einem MeV-Signal.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein umfangreicher Datensatz unterschiedlicher, sowohl Galaktischer als auch extragalaktischer Objekte aus Beobachtungen mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen analysiert. Der Datensatz der extragalaktischen Objekte bestand aus 54 in den Jahren 1996 bis 2002 beobachteten Aktiven Galaktischen Kernen. Der Schwerpunkt der Beobachtungen der Galaktischen Objekte lag auf der Objektklasse der jungen offenen Sternhaufen. Zum Vergleich der zu den jungen offenen Sternhaufen erzielten Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen wurde ein Photonspektrum aus dem π^0 -Zerfall von Pionen aus hadronischen Wechselwirkungen von Sternhaufenmitgliedern mit dem interstellaren Medium modelliert.

Analysemethoden: Die verwendeten, grundlegenden Analysemethoden wurden in Form des skript-basierten Programmes **analyzer** zusammengefaßt, welches eine automatisierte Analyse großer Datenmengen in einem vernünftigen Zeitrahmen ermöglicht. Hierbei wurden die folgenden Analysemethoden implementiert:

- Berechnung der Signifikanz einer Beobachtung aus mehreren unabhängigen Datensätzen mit unterschiedlichen α -Faktoren.
- Berechnung einer gegen statistische Schwankungen geglätteten Signifikanz.
- Berechnung integraler Flüsse und oberer Grenzen auf den integralen Fluß.
- Statistische Tests für ausbruchartiges Verhalten.
- Gitterfeldsuchen im Gesichtsfeld der Beobachtung unter Verwendung unterschiedlicher, unabhängiger Methoden zur Bestimmung des Untergrundes.

Da zur Ereignisselektion dynamische, von der Teleskopmultiplizität, dem Zenitwinkel und der Beobachtungsperiode abhängige Winkelschnitte verwendet wurden, ergeben sich die Gesamtereigniszahlen aus Teildatensätzen mit unterschiedlichen Flächenverhältnissen $A_{\text{on}}/A_{\text{off}}$ (α -Faktoren). Bei der in der Gamma-Astronomie üblicherweise verwendeten Formel zur Berechnung der Signifikanz ist jedoch nur ein Datensatz mit

konstantem α -Faktor vorgesehen (Li & Ma 1983). Daher wurde eine verallgemeinerte Signifikanzformel hergeleitet, mit der die Signifikanz unabhängiger Teildatensätze mit unterschiedlichen α -Faktoren berechnet werden kann. Durch die Einführung eines einfachen Mittelungsverfahrens wurde ebenfalls eine gegen statistische Fluktuationen geglättete Signifikanz berechnet. Die zur Ermittlung der Ereigniszahlen verwendeten Ereignisschnitte wurden an Daten des als TeV-Quelle bekannten Krebs-Nebels optimiert (Standardschnitte). Zur Maximierung der Sensitivität auf TeV-Gamma-Emission mit steilem Energiespektrum wurden zudem optimale Ereignisschnitte anhand von Monte-Carlo-Simulationen von Photonen mit einem hohen Spektralindex bestimmt (S5-Schnitte) und auf diejenigen Objekte angewandt, von denen ein steiles Emissionsspektrum erwartet werden kann. Weiterhin wurden Monte-Carlo-Simulationen verwendet, um optimale Ereignisschnitte im Falle ausgedehnter Emission zu bestimmen sowie um eine Parametrisierung der Abhängigkeit der Energieschwelle vom Zenitwinkel der Beobachtung für die verwendeten Schnitte aufzustellen.

Analyseergebnisse der Galaktischen Objekte: Im Rahmen der Analyse Galaktischer Objekte wurden die Datensätze der jungen offenen Sternhaufen Berkeley 87 und IC 1805, die Beobachtung CG135+1_QSO0241, der Orion-Nebel M 42 sowie die V785-Daten analysiert. Unter Verwendung der Standardanalyse wurde in keinem dieser Datensätze ein signifikantes Signal gefunden. Obere Grenzen auf den integralen Fluß der Größenordnung 10^{-12} Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (oberhalb einer Energieschwelle von typischerweise 1 TeV) wurden für einzelne, in den Gesichtsfeldern der Beobachtungen enthaltene Objekte berechnet. Bei Verwendung der auf steile Photonspektren optimierten S5-Schnitte ergab sich im Gesichtsfeld der M 42-Beobachtungen ein Überschuß von 44 ± 11 Ereignissen mit einer Signifikanz von 4.0σ (3.4σ an der Schwerpunktposition). Einschränkend muß gesagt werden, daß der in die Analyse dieses Objektes einfließende Datensatz nur sehr klein ist, so daß eine Fluktuation zur Erklärung des beobachteten Überschusses nicht ausgeschlossen werden kann. Die Berücksichtigung der Versuchsanzahl im Rahmen der Gitterfeldsuche ergab eine *Post-Trial*-Signifikanz von 1.9σ . An derselben Position in den V785-Daten wurde unter Verwendung der gleichen Schnitte kein Überschuß beobachtet. Beide Messungen sind jedoch aufgrund der höheren Energieschwelle der V785-Beobachtung verträglich mit einer potenzgesetzförmigen Emission von Photonen mit einem Spektralindex $\alpha \geq 4$.

Modellvorhersagen zur Erzeugung von TeV-Gamma-Strahlung durch den Zerfall neutraler Pionen aus schockfrontbeschleunigten Hadronen (stellar):

Mit der berechneten oberen Grenze auf den integralen Fluß von Berkeley 87 konnten Modellvorhersagen von Giovanelli *et al.* (1996) verworfen werden. Nach dem Vorbild von Giovanelli *et al.* wurde eine auf Stephens & Badhwar (1981) basierende Modellierung eines Energiespektrums für Photonen aus dem Zerfall neutraler Pionen, die in Wechselwirkungen von schockbeschleunigten Hadronen mit dem interstellaren Medium entstehen, implementiert (das Programm *stellar*) und für mehr als 5000 verschiedene

Wertepaare der einfließenden Parameter (Maximalenergie E_{\max} und Spektralindex α der Protonen) berechnet. Durch eine Anpassung des so erhaltenen Modells an das differentielle Energiespektrum der EGRET-Daten (aus der Richtung der mit Berkeley 87 assoziierten Quelle 3EG J2021+3716) und die in dieser Arbeit berechnete obere Grenze auf den integralen Fluß von Berkeley 87 konnte der Parameterraum des Modells teilweise eingeschränkt werden.

Analyseergebnisse der extragalaktischen Objekte: Die Analyse der Daten aus der Richtung von 54 Aktiven Galaktischen Kernen ergab bei 49 Objekten keine signifikante Abweichung von der Nullhypothese. Für diese Objekte wurden obere Grenzen (99 % Vertrauensniveau) auf den integralen Fluß oberhalb der Energieschwelle der Beobachtung (Größenordnung 1 TeV) im Bereich $(0.4 - 6.0) \cdot 10^{-12}$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ berechnet. Eine Gitterfeldsuche in allen Gesichtsfeldern der 54 beobachteten Aktiven Galaktischen Kerne ergab (abgesehen von den im Folgenden aufgeführten Signalen) keine Abweichung von der Nullhypothese. Die positiven Resultate zu den BL-Lac-Objekten 1ES 1959+650 ($> 20 \sigma$, 0.06 *Crab* bis 2.9 *Crab*) und H 1426+428 (6.6σ , 0.03 *Crab*) konnten die an anderer Stelle veröffentlichten Ergebnisse (Aharonian *et al.* 2002a, 2003a) bestätigen. Die Analyse der Beobachtungen des BL-Lac-Objektes 1ES 2344+514 konnte die bisherigen Ergebnisse der Beobachtungen aus den Jahren 1997 und 1998 (Konopelko *et al.* 1999b) bestätigen und erhärten. Mit der Durchführung weiterer Beobachtungen von 1ES 2344+514 im Jahre 2002 und die Einbeziehung dieser Daten in die Analyse konnte die Signifikanz des beobachteten Überschusses auf 4.4σ gesteigert werden. Der mittlere Fluß von diesem Objekt wurde mit 0.03 *Crab* gemessen. Mit dem Nachweis von M 87 (3.9σ , 0.04 *Crab*) anhand der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analyse konnte erstmals seit Einführung der abbildenden Cherenkov-Technik ein signifikanter Überschuß aus der Richtung einer Radiogalaxie im TeV-Energiebereich gemessen werden. Ein weiterer, leichter Überschuß (3σ) wurde aus der Richtung des BL-Lac-Objektes BL-Lacertae beobachtet. In Tabelle 9.1 sind die Ergebnisse zu den Objekten 1ES 1959+650, H 1426+428, 1ES 2344+514, M 87 und BL-Lacertae zusammenfassend aufgeführt.

Objekt	N_{on} [#]	αN_{off} [#]	S [σ]	F [<i>Crab</i>]	Φ [$10^{-12} \cdot \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	E_{thr} [TeV]
1ES 1959+650	1212	454	28.0	0.06 – 2.9	0.6 – 30.5	1.3
H 1426+428	836	654	6.6	0.03	0.8	0.9
1ES 2344+514	235	171	4.4	0.03	0.6	1.0
M 87	241	184	3.9	0.04	0.8	0.9
BL-Lacertae	94	67	3.0	<0.28	<4.1	1.1

Tabelle 9.1: Die Ergebnisse der Objekte 1ES 1959+650, H 1426+428, 1ES 2344+514, M 87 und BL-Lacertae. Angegeben sind die Ereigniszahlen N_{on} und N_{off} , die Gesamtsignifikanz der Messung S, die mittleren, beobachteten, integralen Photonennflüsse in Krebs-Nebel-Einheiten und in Einheiten von Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ sowie die Energieschwelle der Beobachtung. Für 1ES 1959+650 ist ein Flußbereich angegeben. Für BL-Lacertae handelt es sich um obere Grenzen auf den integralen Fluß.

Anhang A

Gesamtsignifikanz von unabhängigen Datensätzen mit unterschiedlichen α -Faktoren

Das Ergebnis der Beobachtung einer potentiellen Quelle in der Gamma-Astronomie besteht aus den Ereigniszahlen aus der Signalregion N_{on} und der Untergrundregion N_{off} . Je nach Beobachtungsmodus (Abschnitt 4.2.2) ergibt sich der sogenannte α -Faktor aus dem Quotienten der Beobachtungszeiten (bei gleichen Raumwinkelbereichen):

$$\alpha = T_{\text{on}}/T_{\text{off}},$$

oder aus dem Quotienten der den Messungen N_{on} und N_{off} zugrundeliegenden Flächen (bei gleichen Meßzeiten):

$$\alpha = A_{\text{on}}/A_{\text{off}},$$

Im Folgenden sollen nur noch A_{on} und A_{off} verwendet werden.

Die Li&Ma-Formel In Li & Ma (1983) leiten die Autoren unter der Annahme eines konstanten α -Faktors eine Formel zur Berechnung von Signifikanzen in der Gamma-Astronomie her. Wie in Abschnitt 7.4 gezeigt, ist der α -Faktor im Falle einer von der Teleskopmultiplizität abhängigen Schnittoptimierung gerade nicht konstant. Der Gesamtdatensatz besteht vielmehr aus unabhängigen Datensätzen mit jeweils unterschiedlichen α -Faktoren. Li und Ma haben zur Herleitung ihrer Formel nach der *Likelihoodratio*-Methode die Likelihoodfunktionen für zwei Hypothesen aufgestellt:

Die *Signalhypothese* besagt, daß der gemessene Überschuß von einem echten, photonischen Signal herrührt. In diesem Fall muß für die wahrscheinliche Anzahl an beobachteten Photonen, d.h. der Erwartungswert, $\langle N_{\gamma} \rangle$ (der Überschuß) und für die wahrscheinliche Anzahl an Untergrundeignissen in der Signalregion, d.h. der Erwartungswert $\langle N_{\text{CR}} \rangle$,

$$\langle N_{\gamma} \rangle = N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}} \tag{A.1}$$

$$\langle N_{\text{CR}} \rangle = \alpha N_{\text{off}} \tag{A.2}$$

gelten. Im Falle der Signalthypothese wird also die Abweichung der Ereigniszahl N_{on} von der Ereigniszahl αN_{off} als „echtes“ Signal interpretiert und die Erwartungswerte der Ereigniszahlen sind identisch mit den Messungen:

$$\begin{aligned}\langle N_{\text{on}} \rangle &= N_{\text{on}} \\ \langle N_{\text{off}} \rangle &= N_{\text{off}}\end{aligned}$$

Die *Untergrundhypothese* besagt, daß der gemessene Überschuß der Signalregion gegenüber der Untergrundregion eine reine Fluktuation des isotrop einfallenden Untergrundes der Kosmischen Strahlung ist. In diesem Fall entsprechen die Zahlen N_{on} und N_{off} zwei unabhängigen Messungen der gleichen Zahl, nämlich dem Untergrund der Kosmischen Strahlung. Daher kann der Erwartungswert für den Untergrund in der Signalregion $\langle N_{\text{CR}} \rangle$ besser aus dem arithmetischen Mittel beider Messungen errechnet werden und $\langle N_{\gamma} \rangle$ und $\langle N_{\text{CR}} \rangle$ ergeben sich zu:

$$\langle N_{\gamma} \rangle = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\langle N_{\text{CR}} \rangle = \frac{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}}{A_{\text{on}} + A_{\text{off}}} A_{\text{on}} = \frac{\alpha}{1 + \alpha} (N_{\text{on}} + N_{\text{off}}) \quad (\text{A.4})$$

Im Falle der Untergrundhypothese wird also die Abweichung der Ereigniszahl N_{on} von der Ereigniszahl N_{off} *nicht* als „echtes“ interpretiert, sondern als statistische Fluktuation in der Signalregion. Dann gilt für die Erwartungswerte der Ereigniszahlen:

$$\begin{aligned}\langle N_{\text{on}} \rangle &= \langle N_{\text{CR}} \rangle \\ &= \frac{\alpha}{1 + \alpha} (N_{\text{on}} + N_{\text{off}}) \\ \langle N_{\text{off}} \rangle &= \langle N_{\text{CR}} \rangle / \alpha \\ &= \frac{1}{1 + \alpha} (N_{\text{on}} + N_{\text{off}})\end{aligned}$$

Die Likelihood-Funktion L_{γ} für die Signalthypothese ist gegeben durch die bedingte Wahrscheinlichkeit, die Ereigniszahlen N_{on} und N_{off} zu beobachten, wenn die Signalthypothese zutrifft (Gleichungen A.1, A.2). Die Likelihood-Funktion L_{CR} für die Untergrundhypothese ist analog gegeben durch die bedingte Wahrscheinlichkeit, die Ereigniszahlen N_{on} und N_{off} zu messen, wenn die Untergrundhypothese zutrifft (Gleichungen A.3, A.4):

$$\begin{aligned}L_{\gamma} &= P(N_{\text{on}}, N_{\text{off}} \mid \langle N_{\gamma} \rangle = N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}}, \langle N_{\text{CR}} \rangle = \alpha N_{\text{off}}) \\ L_{\text{CR}} &= P(N_{\text{on}}, N_{\text{off}} \mid \langle N_{\gamma} \rangle = 0, \langle N_{\text{CR}} \rangle = \frac{\alpha}{1 + \alpha} (N_{\text{on}} + N_{\text{off}})) \\ \lambda &= \frac{L_{\gamma}}{L_{\text{CR}}}\end{aligned}$$

Die Signifikanz S des Überschusses in Einheiten der Standardabweichung ergibt sich dann zu:

$$S = \sqrt{-2 \ln \lambda} \quad (\text{A.5})$$

$$= \sqrt{2} \left\{ N_{\text{on}} \ln \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right] + N_{\text{off}} \ln \left[(1 + \alpha) \frac{N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right] \right\}^{1/2} \quad (\text{A.6})$$

Dies ist die sogenannte Li&Ma-Signifikanz (Li & Ma 1983).

Verallgemeinerung der Li&Ma-Formel Wenn der Gesamtdatensatz aus n unterschiedlichen Datensätzen $i = 1, \dots, n$ mit Ereigniszahlen $N_{\text{on}}^{(i)}$ und $N_{\text{off}}^{(i)}$ und α -Faktoren α_i besteht, dann müssen die Gleichungen A.1, A.2, A.3 und A.4 wie folgt umgeschrieben werden:

Verallgemeinerte Signalthypothese:

$$\langle N_{\gamma} \rangle = \sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} - \alpha_i N_{\text{off}}^{(i)} \quad (\text{A.7})$$

$$\langle N_{\text{CR}} \rangle = \sum_{i=1}^n \alpha_i N_{\text{off}}^{(i)} \quad (\text{A.8})$$

Verallgemeinerte Untergrundhypothese:

$$\langle N_{\gamma} \rangle = 0 \quad (\text{A.9})$$

$$\langle N_{\text{CR}} \rangle = \sum_{i=1}^n \frac{N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}}{A_{\text{on},i} + A_{\text{off},i}} A_{\text{on},i} = \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)} \right) \quad (\text{A.10})$$

Daraus folgt für die Likelihood-Funktionen des Gesamtdatensatzes:

$$\begin{aligned} L_{\gamma} &= P \left(N_{\text{on}}, N_{\text{off}} \mid \langle N_{\gamma} \rangle = \sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} - \alpha_i N_{\text{off}}^{(i)}, \langle N_{\text{CR}} \rangle = \sum_{i=1}^n \alpha_i N_{\text{off}}^{(i)} \right) \\ &= P \left(\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} \mid \langle N_{\gamma} \rangle = \sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} - \alpha_i N_{\text{off}}^{(i)}, \langle N_{\text{CR}} \rangle = \sum_{i=1}^n \alpha_i N_{\text{off}}^{(i)} \right) \\ &= P \left(\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} \mid \langle N_{\text{on}} \rangle = \sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} \right) \times P \left(\sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)} \mid \langle N_{\text{off}} \rangle = \sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)} \right) \\ &= \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} \right]^{\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)}}}{\left[\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} \right]!} \exp \left[- \sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} \right] \times \frac{\left[\sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)} \right]^{\sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)}}}{\left[\sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)} \right]!} \exp \left[- \sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_{CR} &= P\left(N_{\text{on}}, N_{\text{off}} \mid \langle N_{\gamma} \rangle = 0, \langle N_{CR} \rangle = \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}\right)\right) \\
&= P\left(\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} \mid \langle N_{\text{on}} \rangle = \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}\right)\right) \\
&\quad \times P\left(\sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)} \mid \langle N_{\text{off}} \rangle = \sum_{i=1}^n \frac{1}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}\right)\right) \\
&= \frac{\left[\sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}\right)\right]^{\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)}}}{\left[\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)}\right]!} \exp\left[-\sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}\right)\right] \\
&\quad \times \frac{\left[\sum_{i=1}^n \frac{1}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}\right)\right]^{\sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)}}}{\left[\sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)}\right]!} \exp\left[-\sum_{i=1}^n \frac{1}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}\right)\right]
\end{aligned}$$

und daraus ergibt sich die *maximum-Likelihood-Ratio* nach einigen einfachen Umformungen zu:

$$\begin{aligned}
\lambda &= \frac{L_{\gamma}}{L_{CR}} \\
&= \left[\frac{\sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}\right)}{\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)}}\right]^{\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)}} \times \left[\frac{\sum_{i=1}^n \frac{1}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}\right)}{\sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)}}\right]^{\sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)}}
\end{aligned}$$

Schließlich folgt mit Gleichung A.5 unmittelbar:

$$S = \sqrt{2} \left\{ \sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)} \ln \left[\frac{\sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^{(i)}}{\sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}\right)} \right] + \sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)} \ln \left[\frac{\sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^{(i)}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{1 + \alpha_i} \left(N_{\text{on}}^{(i)} + N_{\text{off}}^{(i)}\right)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Anhang B

Optimierungsverfahren zur Ermittlung optimaler Winkelschnitte in Abhängigkeit der Teleskopmultiplizität, des Zenitwinkels und der Hardwareperiode

Eine Einteilung in Ereignisse unterschiedlicher Teleskopmultiplizität, Zenitwinkelintervall und Hardwareperiode ergibt statistisch voneinander unabhängige Datensätze, für die jeweils ein optimaler Schnitt in $\Delta\theta^2$ gefunden werden muß. Zur Durchführung der Optimierung wurden alle Daten des Krebs-Nebels verwendet, die seit Oktober 1997 (Run# 8079, vgl. Tabelle 4.1, Abschnitt 4.2.1) aufgenommen worden sind. Die Optimierung erfolgt durch Maximierung der Signifikanz des Krebs-Nebel-Signales. Der Einfluß einer Skalierung auf 10% des beobachteten Überschusses wird als Faktor berücksichtigt (vgl. Abbildung 4.15, Seite 46). Im Folgenden sollen die verwendeten Größen nach Teleskopmultiplizität, Zenitwinkelintervall und Hardwareperiode unterschieden werden. Diese Aufteilungskriterien sollen mit Hilfe der folgenden Indizes angedeutet werden:

Aufteilungskriterium	Index	Anzahl der Intervalle
Hardwareperiode	i	$i_{\max} = 10$
Teleskopmultiplizität	j	$j_{\max} = 3$
Zenitwinkelintervall	k	$k_{\max} = 3$
Triggermultiplizität	l	$l_{\max} = 3$

Eine Abhängigkeit von der Triggermultiplizität ¹ (Index l) ist bereits implizit in der Abhängigkeit von der Hardwareperiode (Index i) enthalten (vgl. Tabelle 4.1. Prinzipiell ist es möglich, den gesamten Datensatz des Krebs-Nebels in 3 Sätze gleicher Teleskopmultiplizität ($N_{\text{Tel}} = 3, 4, 5$), 3 Zenitwinkelintervalle und 10 Hardwareperioden zu unterteilen und für jeden dieser $i_{\text{max}} \times j_{\text{max}} \times k_{\text{max}} = 90$ unabhängigen Datensätze einen optimalen Schnitt $\Delta\theta_0^2$ zu bestimmen. Bei der Durchführung eines solchen Optimierungsverfahrens wurde jedoch klar, daß die Ereignisanzahl nicht in jedem dieser Datensätze ausreicht, um eine verlässliche Bestimmung der Schnittparameter zu gewährleisten. Um dieses Problem zu umgehen, wurde ein Verfahren gewählt, bei dem die Einflüsse auf die Winkelauflösung wie Teleskopmultiplizität, Zenitwinkel und Hardwareperiode getrennt voneinander in größeren Datensätzen untersucht werden, um daraus die allgemeinen *Tendenzen* des Winkelschnittes in Abhängigkeit von N_{Tel} , ϑ und Hardwareperiode zu bestimmen. Eine Kombination der so erhaltenen *Tendenzen* ergibt den jeweiligen optimalen Schnitt für jeden der 90 Datensätze. Im Folgenden werden optimale Schnitte für unterschiedliche Datenmengen eingeführt. Hierbei bedeutet die Großschreibweise Θ , daß es sich um eine aus dem gesamten Datensatz bestimmte Größe handelt (ohne Unterteilung in Hardwareperioden). Die Schreibweise θ bezieht sich auf Größen, die aus eingeschränkten Datensätzen ermittelt wurden. Weitere Unterteilungen in Teleskopmultiplizitäten und Zenitwinkelintervalle werden mit Indizes verdeutlicht. Hierbei bedeuten i, j und k die oben eingeführte Unterteilung in Hardwareperiode, Teleskopmultiplizität und Zenitwinkelintervall. Eine 0 als Index meint hierbei, daß keine Unterteilung in den entsprechenden Parameter vorgenommen wurde. Das Endergebnis der Optimierung sind die optimalen Winkelschnitte $\Delta\theta_{i,j,k}^2$ für alle 90 unabhängigen Datensätze.

Optimaler Winkelschnitt in Abhängigkeit von Teleskopmultiplizität und Zenitwinkelintervall $\Delta\Theta_{0,j,k}^2$: In einem ersten Schritt wird der vollständige Krebs-Nebel Datensatz (also *alle Hardwareperioden* zusammen) in 3 Sätze unterschiedlicher Teleskopmultiplizitäten ($N_{\text{Tel}} = 3, 4, 5$) und in 3 Zenitwinkelintervalle ($\vartheta = 0^\circ - 15^\circ, 15^\circ - 30^\circ, 30^\circ - 45^\circ$) aufgeteilt. Für jedes Paar (j, k) wird der Wert $\Delta\Theta_{0,j,k}^2$ ermittelt, bei dem die kumulative Signifikanz für den gesamten Datensatz ihr Maximum hat. Dabei ergeben sich lediglich $j_{\text{max}} \times k_{\text{max}} = 9$ unabhängige Datensätze, auf die sich der gesamte Datensatz des Krebs-Nebels verteilt, so daß die statistische Basis in jedem Fall ausreicht. Mit diesen Werten werden die Unterschiede der optimalen Schnitte in Abhängigkeit von N_{Tel} und ϑ (über alle Hardwareperioden gemittelt) festgestellt. Die Größe $\Delta\Theta_{0,j,k}^2$ ist also die *Tendenz der 9 unabhängigen Datensätze*. In der folgenden Tabelle sind die Werte im Einzelnen aufgeführt:

¹Ein 3-Teleskop-System ist ein System mit 3 aktiven Teleskopen im Trigger. Ein 3-Teleskop-Ereignis ist ein Ereignis, bei dem 3 Teleskope in die Rekonstruktion eingehen. Dies ist der Unterschied zwischen Trigger-Multiplizität $l_{\text{Tel}} = l$ und Teleskop-Multiplizität N_{Tel}

$\Delta\Theta_{0,j,k}^2$ [Grad ²]			
$j = N_{\text{Tel}}$	k		
	1	2	3
3	0.014	0.014	0.016
4	0.010	0.010	0.012
5	0.008	0.008	0.008

Wie zu erwarten ist, verbessert sich die Winkelauflösung mit zunehmender Teleskopmultiplizität, so daß der optimale Winkelschnitt für höhere Multiplizitäten härter ist. Bei hohen Zenitwinkeln ($k = 3$, $\vartheta > 45$ Grad) ist eine leichte Verschlechterung der Winkelauflösung mit einhergehender Aufweichung des optimalen Winkelschnittes bei 3- und 4-Teleskop-Ereignissen zu beobachten.

Tendenz des gesamten Datensatzes ($\Delta\Theta_{0,0,0}^2$)^l: Hier muß zwischen 3-, 4- und 5-Teleskop-Systemen, also zwischen den unterschiedlichen Triggermultiplizitäten, unterscheiden werden. Eine unterschiedliche *Trigger-Multiplizität* l_{Tel} ergibt auch unterschiedliche Winkelauflösungen (Abkürzend soll hier l statt l_{Tel} verwendet werden). Daher wird der optimale Schnittwert, gemittelt über alle Hardwareperioden, Zenitwinkelintervalle und Teleskopmultiplizitäten, ($\Delta\Theta_{0,0,0}^2$)^l, für *unterschiedliche Teleskopkonfigurationen* mit $l = 3, 4$ und 5 Teleskopen *im Trigger* ermittelt. Dieser Wert gibt Aufschluß über die *Tendenz des gesamten Datensatzes* in Abhängigkeit der Teleskopkonfigurationen. Für 3-, 4- und 5-Teleskopkonfigurationen ergeben sich die Werte:

- ($\Delta\Theta_{0,0,0}^2$)³ = 0.015 Grad²
- ($\Delta\Theta_{0,0,0}^2$)⁴ = 0.013 Grad²
- ($\Delta\Theta_{0,0,0}^2$)⁵ = 0.012 Grad²

Mit einer Inkrementierung der Triggermultiplizität l von n auf $n + 1$ ergibt sich eine neue Ereignisklasse mit Teleskopmultiplizität $N_{\text{Tel}} = n + 1$. Gleichzeitig wird die Ereignisklasse mit $N_{\text{Tel}} = n$ entvölkert. Aufgrund der besseren Winkelauflösung der neuen Ereignisklasse verbessert sich auch die Winkelauflösung des Gesamtdatensatzes mit zunehmender Triggermultiplizität und der optimale Schnitt wird härter.

Die Tendenz der Hardwareperiode ($\Delta\theta_{i,0,0}^2$)^l: In einem dritten Schritt wird für jede Hardwareperiode (i) auf der Grundlage der gesamten Datenmenge (ohne Unterteilung in Teleskopmultiplizitäten und Zenitwinkel) aus der jeweiligen Periode ein optimaler mittlerer Schnitt ($\Delta\theta_{i,0,0}^2$)^l für diese Periode bestimmt. Dieser Wert gibt Aufschluß über das Gesamtverhalten des Teleskop-Systems in den einzelnen Hardwareperioden, also die *Tendenz der Hardwareperiode*. Da von Hardwareperiode zu Hardwareperiode die Triggermultiplizität l wechseln kann (Tabelle 4.1), ist in der Größe ($\Delta\theta_{i,0,0}^2$)^l implizit eine Abhängigkeit von l enthalten.

Abweichung der Hardwareperiode vom gesamten Datensatz ρ_i : Der Wert ρ_i soll die Abweichung der *Tendenz der Hardwareperiode* $(\Delta\theta_{i,0,0}^2)^l$ von der *Tendenz des gesamten Datensatzes* $(\Delta\Theta_{0,0,0}^2)^l$ korrigieren. Diese Abweichung ist durch den Quotienten $\Delta\theta_{i,0,0}^2 / (\Delta\Theta_{0,0,0}^2)^l \equiv \rho_i$ gegeben. Mit dem Korrekturfaktor ρ_i können nun die aus dem gesamten Datensatz ermittelten Schnitte für einzelne Teleskopmultiplizitäten (j) und Zenitwinkelintervalle (k) $\Delta\Theta_{0,j,k}^2$ auf die jeweilige Hardwareperiode korrigiert werden.

i:	3	4	5	7	8	9	10	11	12	13
l:	3	4	4	4	4	5	5	5	5	5
$(\Delta\theta_{i,0,0}^2)^l$	0.016	0.014	0.013	0.012	0.013	0.010	0.009	0.010	0.012	0.010
ρ_i	1.07	1.08	1.00	0.93	1.00	0.84	0.75	0.84	1.00	0.84

Die optimalen Winkelschnitte $\Delta\theta_{i,j,k}^2$: Somit ergeben sich die optimalen Winkelschnitte für $i_{\max} \times j_{\max} \times k_{\max} = 90$ unabhängige Datensätze zu:

$$\Delta\theta_{i,j,k}^2 = \Delta\Theta_{0,j,k}^2 \times \rho_i = \Delta\Theta_{0,j,k}^2 \times \frac{(\Delta\theta_{i,0,0}^2)^l}{(\Delta\Theta_{0,0,0}^2)^l}$$

Die einzelnen Größen mit Erläuterungen sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

$\Delta\Theta_{0,j,k}^2$	Optimaler Winkelschnitt in Abhängigkeit von Teleskopmultiplizität und Zenitwinkelintervall
$(\Delta\Theta_{0,0,0}^2)^l$	Tendenz des gesamten Datensatzes
$(\Delta\theta_{i,0,0}^2)^l$	Tendenz der Hardwareperiode
ρ_i	Abweichung der Hardwareperiode vom gesamten Datensatz
$\Delta\theta_{i,j,k}^2$	optimale Winkelschnitte

Im Vergleich mit der weiter oben angesprochenen Optimierung anhand einzelner, nach N_{Tel} , ϑ und Hardwareperiode unterteilten Krebs-Nebel-Datensätze zeigt sich mit dieser Optimierung in Bezug auf die Analyseergebnisse und die Sensitivität kein großer Unterschied. Die hier verwendete Methode gewährleistet jedoch eine einheitliche, von der Statistik der einzelnen Teildatensätze unabhängige Optimierung.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das elektromagnetische Spektrum	4
2.2	Das extragalaktische Hintergrundlicht	6
2.3	Der dritte EGRET-Katalog	11
3.1	Das Energiespektrum der Kosmischen Strahlung	14
3.2	Luftschauerentwicklung	16
3.3	Luftschauerabbildung mit einem Cherenkov-Teleskop	19
3.4	Lageplan der HEGRA-Cherenkov-Teleskope	20
3.5	Photographie des Teleskopes CT3	21
3.6	Photomultiplier-Kamera	22
4.1	Flußdiagramm der Datenkonversion	26
4.2	Illustration zum <i>Tailcut</i>	28
4.3	Die Hillas-Parameter	29
4.4	Die Richtungsrekonstruktion	30
4.5	Winkelabstands-Verteilung des Krebs-Nebels	31
4.6	Die Parameter <i>width</i> und <i>length</i>	32
4.7	Der Parameter <i>mscw</i>	34
4.8	System-Triggerrate in Abhängigkeit der Altitude	37
4.9	Der <i>wobble</i> -Beobachtungsmodus	40
4.10	Radiale Kameraakzeptanz	41
4.11	Das Ring-Untergrundmodell	41
4.12	Gamma-Hadron-Separation am Beispiel von Mrk-421	43
4.13	Der optimale $\Delta\theta^2$ -Schnitt bei Verwendung des <i>Template</i> -Modells	45
4.14	Der α -Faktor im Ring-Untergrundmodell	45
4.15	Schnittoptimierung mit einem skalierten Krebs-Nebel-Signal	46
4.16	Optimaler Kernortschnitt D_K	47
4.17	<i>mscw</i> -Parameter für 2- und 5-Teleskopereignisse	48
4.18	Ankunftsrichtungsverteilungen für 2- und 5-Teleskopereignisse	50
4.19	Verteilung der Signifikanzen S_{MC}	52
4.20	Verteilung der Signifikanzen S_{CR}	52
4.21	Bereiche konstanter Signifikanz in den kumulativen Verteilungen	53
4.22	Geglättete Signifikanz $\langle S \rangle_{CR}$	54

4.23	Prinzip der Gitterfeldsuche	56
4.24	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld von NGC 1054, <i>Template</i> -Modell	58
4.25	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld des Krebs-Nebels, <i>Template</i> -Modell	58
4.26	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld von NGC 1054, Ring-Untergrund	59
4.27	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld des Krebs-Nebels, Ring-Untergrund	60
4.28	Der α -Faktor im Gesichtsfeld, Ring-Untergrund	60
5.1	Winkelauflösung: Monte-Carlo und Daten	64
5.2	Der <i>mscw</i> -Parameter: Monte-Carlo und Daten	64
5.3	Differentielle Energieverteilung: Monte-Carlo und Daten	64
5.4	Hybrid-Signal aus Daten und Monte-Carlo	66
5.5	Winkelauflösung in Abhängigkeit des <i>size</i> -Schnittes	67
5.6	Breite der <i>mscw</i> -Verteilung in Abhängigkeit des <i>size</i> -Schnittes	67
5.7	Signifikanz in Abhängigkeit des <i>size</i> -Schnittes	68
5.8	Optimale Schnitte in $\Delta\theta^2$ und <i>mscw</i> bei <i>size</i> > 15 p.e	69
5.9	Krebs-Nebel-Gesichtsfeld nach S5-Schnitten	70
5.10	Absorptionskoeffizienten für Paarerzeugung	71
5.11	Absorbiertes Spektrum für unterschiedliche Rotverschiebungen	72
5.12	Mittlerer Spektralindex eines beobachteten absorbierten Spektrums	73
5.13	Energieschwelle E_{thr} gegen Zenitwinkel ϑ	73
5.14	Signifikanzverteilungen für unterschiedliche Ausdehnungen der Emission	75
5.15	Optimaler Winkelschnitt bei ausgedehnter Emission	76
5.16	Die Einheit <i>Crab</i> bei ausgedehnter Emission	76
6.1	Gamma-Strahlung von jungen offenen Sternhaufen	79
6.2	Gesichtsfeld von Berkeley 87	81
6.3	Gesichtsfeld von IC 1805 und CG135+1_QSO0241	83
6.4	Der Orion-Gaswolken-Komplex	84
6.5	Gesichtsfeld von M 42	85
6.6	Winkelabstandshistogramm von Berkeley 87	87
6.7	Gitterfeldsuchen im Gesichtsfeld von Berkeley 87	88
6.8	Winkelabstandshistogramm von IC 1805	89
6.9	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld von IC 1805	90
6.10	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld von CG135+1_QSO0241	90
6.11	Gitterfeldsuchen, IC 1805 und CG135+1_QSO0241, S5-Schnitte	92
6.12	Gitterfeldsuchen im Gesichtsfeld von M 42	95
6.13	Gitterfeldsuchen im Gesichtsfeld von M 42, S5-Schnitte	97
6.14	Winkelabstandshistogramm des Überschusses P_{CM} (M 42-Daten)	98
6.15	Verteilung der <i>mscw</i> -Parameter an der Position P_{CM}	99
6.16	Gitterfeldsuchen im Gesichtsfeld von V785	100
6.17	Energiespektren aus dem π^0 -Zerfall: <i>stellar</i>	106
6.18	Modellvorhersagen von Giovanelli et al	107
6.19	Modellvorhersage für Berkeley 87 mit <i>stellar</i>	108

6.20	Einschränkung des Parameterraumes der Modellanpassung an Berkeley 87109	
6.21	Modellvorhersage mit stellar für 3EG J2033+4113 und TeV J2035+415	111
7.1	Das Standardmodell der AGN	119
7.2	Das SSC-Modell am Beispiel von Mrk-501	122
7.3	Das SPB-Modell am Beispiel von M 87	122
7.4	Verteilung der Rotverschiebungen der AGN	123
7.5	Verteilung der DC-Signifikanzen S aller AGN	126
7.6	Verteilung der geglätteten DC-Signifikanzen $\langle S \rangle$ aller AGN	127
7.7	Verteilungen der Burst-Signifikanzen S_{Prah} und S_{Kol}	128
7.8	Entfernungen der signifikantesten AGN	129
7.9	Gitterfeldsuche im AGN-Gesamtdatensatz	131
7.10	Winkelabstandshistogramm von 1ES 1959+650	135
7.11	1ES 1959+650-Lichtkurve	136
7.12	Verteilung der <i>mscw</i> -Parameter für 1ES 1959+650	137
7.13	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld von 1ES 1959+650	137
7.14	Winkelabstandshistogramm und <i>mscw</i> -Verteilung von H 1426+428	139
7.15	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld von H 1426+428	140
7.16	Winkelabstandshistogramm von 1ES 2344+514	142
7.17	Verteilung der <i>mscw</i> -Parameter für 1ES 2344+514	143
7.18	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld von 1ES 2344+514	143
7.19	Winkelabstandshistogramm von M 87	145
7.20	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld von M 87, Standardschnitte	146
7.21	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld von M 87, $N_{\text{Tel}} \geq 2$	146
7.22	Verteilung der <i>mscw</i> -Parameter von M 87	147
7.23	Überlappende BL-Lac-Beobachtungen	149
7.24	Winkelabstandshistogramm von BL-Lac	150
7.25	Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld von BL-Lac	151
7.26	Himmelskarte aller etablierten AGN	154
8.1	Das <i>High Energy Stereoscopic System</i> : H·E·S·S	160
8.2	Nachweiswahrscheinlichkeit bei AGN-Beobachtungen	162
8.3	Gesichtsfelder der Sternhaufen Carina und NGC 6193	165

Tabellenverzeichnis

4.1	Die HEGRA-Hardwareperioden	36
4.2	Selektionskriterien: Standardschnitte	39
4.3	Selektionskriterien: Gitterfeldsuchen	57
5.1	Liste der Monte-Carlo-Datensätze	63
5.2	S5-Schnitte	69
6.1	Beobachtungskampagnen der Galaktischen Objekte	80
6.2	System-Triggerraten der M 42-Beobachtungen	85
6.3	Analyseergebnisse der Sternhaufen in den M 42-Daten	94
6.4	Ereignisstatistik des Maximalen Bins, M 42-Daten	99
6.5	Ergebnisübersicht: Galaktische Objekte	102
7.1	Klassifikation von Seyfert-Galaxien	114
7.2	Klassifikation von Radiogalaxien	116
7.3	Periodensystem der AGN	117
7.4	Der AGN-Datensatz	125
7.5	Die signifikantesten HEGRA-AGN-Signale	129
7.6	Ergebnisse der AGN-Analyse	132
7.7	Analyseergebnisse von 1ES 1959+650	134
7.8	Analyseergebnisse: H 1426+428	140
7.9	Analyseergebnisse: 1ES 2344+514	142
7.10	Analyseergebnisse: M 87	148
7.11	Ergebnisse von 3C 66A, NGC-1275 und PKS 2155-304	153
7.12	Vergleich der Ergebnisse mit dem Modell von Stecker et al	156
7.13	Vergleich der Ergebnisse mit dem Modell von Costamante et al.	157
8.1	Junge offene Sternhaufen mit H·E·S·S	164
9.1	Ergebnisse der Objekte 1ES 1959+650, H 1426+428, 1ES 2344+514, M 87 und BL-Lacertae	169

Literaturverzeichnis

- AHARONIAN, F. A. 1993. The Project of the HEGRA Imaging Cherenkov Telescope System: Status and Motivation. *In: LAMB, R.C. (ed), Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor*, vol. II. Calgary.
- AHARONIAN, F. A. 2000. TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons. *New Astronomy*, **5**, 377.
- AHARONIAN, F. A. 2002. Astronomy: The cosmic accelerator. *Nature*, **416**, 797.
- AHARONIAN, F. A., & ATOYAN, A. M. 1999. On the origin of TeV radiation of SN 1006. *Astronomy and Astrophysics*, **351**, 330.
- AHARONIAN, F. A., DAUM, A., HERMANN, G., *et al.* 1997a. *H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System)*. Letter of intent.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BARRIO, J. A., *et al.* 1997b. Measurement of the flux, spectrum, and variability of TeV γ -rays from MKN 501 during a state of high activity. *Astronomy and Astrophysics*, **327**, L5.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., ANDRONACHE, M., *et al.* 1999. Observations of MKN 421 during 1997 and 1998 in the energy range above 500 GeV with the HEGRA stereoscopic Cherenkov telescope system. *Astroparticle Physics*, **350**, 757.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BARRIO, J. A., *et al.* 2000. The Energy Spectrum of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA System of imaging Air Cerenkov Telescopes. *The Astrophysical Journal*, **539**, 317.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A., BARRIO, J., *et al.* 2001. Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A. *Astronomy and Astrophysics*, **370**, 112.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BARRIO, J. A., *et al.* 2002a. TeV gamma rays from the blazar H 1426+428 and the diffuse extragalactic background radiation. *Astronomy and Astrophysics*, **384**, L23.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BEILICKE, M., *et al.* 2002b. An unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2. *Astronomy and Astrophysics*, **393**, L37.

- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A., BEILICKE, M., *et al.* 2002c. Variations of the TeV energy spectrum at different flux levels of Mkn 421 observed with the HEGRA system of Cherenkov telescopes. *Astronomy and Astrophysics*, **393**, 89.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BEILICKE, M., *et al.* 2003a. 1ES 1959+650. *Astronomy and Astrophysics*. accepted, astro-ph/0305275.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BEILICKE, M., *et al.* 2003b. Is the Giant Radio Galaxy M87 a TeV Gamma-Ray Emitter? *Astronomy and Astrophysics*, **403**, L1. astro-ph/0302155.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BEILICKE, M., *et al.* 2003c. Observations of H1426+428 with HEGRA - Observations in 2002 and reanalysis of 1999&2000 data. *Astronomy and Astrophysics*, **403**, 523. astro-ph/0301437.
- ALBRECHT, R., *et al.* 1998. Transverse momentum distributions of neutral pions from nuclear collisions at 200 GeV. *European Physical Journal C*, **5**, 255.
- AMENOMORI, M., CAO, Z., DING, L. K., *et al.* 1992. Search for steady emission of 10-TeV gamma rays from the Crab Nebula, Cygnus X-3, and Hercules X-1 using the Tibet Air Shower Array. *Physical Review Letters*, **69**, 2468.
- ATOYAN, A. M., AHARONIAN, F. A., TUFFS, R. J., & VÖLK, H. J. 2000. On the gamma-ray fluxes expected from Cassiopeia A. *Astronomy and Astrophysics*, **355**, 211.
- BADHWAR, G. D., GOLDEN, R. L., & STEPHENS, S. A. 1977. Analytic representation of the proton-proton and proton-nucleus cross-sections and its application to the sea-level spectrum and charge ratio of muons. *Physical Review D - Particles and Fields*, **15**, 820.
- BAHCALL, J. N., & WAXMAN, E. 2003. Has the GZK suppression been discovered? *Physics Letters B*, **556**, 1.
- BAI, J. M., & LEE, M. G. 2001. Are Centaurus A and M87 TEV Gamma-Ray Sources? *The Astrophysical Journal Letters*, **549**, L173.
- BALTZ, E. A., BRIOT, C., SALATI, P., *et al.* 2000. Detection of neutralino annihilation photons from external galaxies. *Physical Review D*, **61**, 023514.
- BARLOW, M. J. 1991. IR Observations of Mass Loss from massive Stars. *Page 281 of: DE LOORE, C., & WILLIS, A. (eds), Wolf-Rayet stars and interrelation with other massive stars in galaxies.* IAU Symposia, 143.
- BEGELMANN, M. C., BLANDFORD, R. D., & REES, M. J. 1984. Theory of extragalactic radio sources. *Review of modern Physics*, **56**, 255.
- BEREZHKO, E. G., PÜHLHOFER, G., & VÖLK, H. J. 2003. Gamma-ray emission from Cassiopeia A produced by accelerated cosmic rays. *Astronomy and Astrophysics*, **400**, 971.

- BERNLÖHR, K., CARROL, O., CORNILS, R., *et al.* 2003. The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes, Part I: layout and components of the system. *Astroparticle Physics*.
- BIERMANN, P. L., AHN, E., MEDINA-TANCO, G., & STANEV, T. 2000. Origin of the highest energy cosmic rays. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, **87**, 417.
- BIRETTA, J. A., & MEISENHEIMER, K. 1993. The Jet of M 87. *Page 159 of:* ROSER, H.-J., & MEISENHEIMER, K. (eds), *Jets in Extragalactic Radio Sources, Proceedings of a Workshop Held at Ringberg Castle, Tegernsee, FRG, September 22-28, 1991*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Lecture Notes in Physics, volume 421, 1993, p.159.
- BLATTNIG, S. R., SUDHA, R., SWANINATHAN, R., *et al.* 2000. Parametrizations of inclusive cross sections for pion production in proton-proton collisions. *Physical Review D*, **62**, 094030.
- BOJAHR, H., & MEYER, H. 2001. *Observation Proposal for the BATSE AGNs and the UHECR Triplet Blazar 1ES 0806+524*. HEGRA internal report. Universität Wuppertal. <http://www-hegra.desy.de/lrpc/proposals.html>.
- BOLTON, J. G., STANLEY, G. J., & SLEE, O. B. 1949. Positions of Three Discrete Sources of Galactic Radio Frequency Radiation. *Nature*, **164**, 101.
- BOTT-BODENHAUSEN, M. 1991. Ultra high energy gamma ray astronomy at the Observatorio del Roque de los Muchachos on La Palma / Canary Islands. *Astrophysical Letters*, **28**, 195.
- BRANDT, S. 1992. *Datenanalyse*. B-I. Wissenschaftsverlag, Mannheim/Leipzig/Wien/Zürich.
- BULIAN, N., DAUM, A., HERMANN, G., *et al.* 1998. Characteristics of the Multi-Telescope Coincidence Trigger of the HEGRA IACT System. *Astroparticle Physics*, **8**, 223.
- BURNETT, T. H., DAKE, S., FUKI, M., *et al.* 1983. Photon and Helium Energy Spectra above 1 TeV for Primary Cosmic Rays. *Physical Review Letters*, **51**, 1010.
- BÜSSER, F. W., CAMILLERI, L., DI LELLA, L., *et al.* 1973. Observations of π^0 Mesons with large transverse Momentum in high-energy Proton-Proton Collisions. *Physics Letters*, **46B**, 471.
- CATANESE, M., AKERLOF, C. M., BADRAN, H. M., *et al.* 1998. Discovery of Gamma-Ray Emission above 350 GeV from the BL Lacertae Object 1ES 2344+514. *The Astrophysical Journal*, **501**, 616.
- CHADWICK, P. M., DICKINSON, M. R., DIPPER, N. A., *et al.* 1998a. Centaurus X-3: A Source of High-Energy Gamma Rays. *The Astrophysical Journal*, **503**, 391.
- CHADWICK, P. M., DICKINSON, M. R., DIPPER, N. A., *et al.* 1998b. TeV gamma rays from PSR 1706-44. *Astroparticle Physics*, **9**, 131.

- CHADWICK, P. M., LYONS, K., MCCOMB, T. J. L., *et al.* 1999. Very high Energy Gamma Rays from PKS 2155-304. *The Astrophysical Journal*, **513**, 161.
- CHERENKOV, P. A. 1934. *Doklady Akademii nauk SSSR*, **2**, 451.
- CHIANG, J. 1993. Gamma Radiation from Rotation Powered Pulsars and results from the Energetic Gamma Ray Experiment Telescope. *Dissertation, Department of Physics, Stanford University*.
- CORNILS, R., GILLESSEN, S., JUNG, I., *et al.* 2003. The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes, Part II: mirror alignment and point spread function. *Astroparticle Physics*. Submitted.
- COSTAMANTE, L., & GHISELLINI, G. 2002. TeV candidate BL Lac objects. *Astronomy and Astrophysics*, **384**, 56.
- COSTAMANTE, L., GHISELLINI, G., GIOMMI, P., *et al.* 2001. Extreme Synchrotron BL Lac Objects – Stretching the Blazar Sequence. *Astronomy and Astrophysics*, **371**, 512.
- CURTIS, H. D. 1918. *Pub. Lick Obs.*, **13**, 31.
- DAUM, A., HERMANN, G., HESS, M., *et al.* 1997. First results on the performance of the HEGRA IACT array. *Astroparticle Physics*, **8**, 1.
- DAVIES, J. M., , & COTTON, E. S. 1957. Design of the Quartermaster Solar Furnace. *Journal of Solar Energy*, **1**, 16.
- DIGEL, S. W., APRILE, E., HUNTER, S. D., *et al.* 1999. EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission in Orion: Analysis through Cycle 6. *The Astrophysical Journal*, **520**, 196.
- DJANNATI-ATAÏ, A., KHELIFI, B., VOROBIOV, S., *et al.* 2002. Detection of the BL Lac object 1ES 1426+428 in the Very High Energy gamma-ray band by the CAT Telescope from 1998-2000. *Astronomy and Astrophysics*, **391**, L25.
- DJANNATI-ATAÏ, A., *et al.* 2003. First Results from Southern Hemisphere AGN Observations obtained with the H.E.S.S. VHE Gamma-ray Telescopes. *In: Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Japan*.
- DONEA, A.-C., & PROTHEROE, R.J. 2003. Gamma ray and infrared emission from the M87 jet and torus. *astro-ph/0303522*. submitted to: *Prog. Theor. Phys. Suppl.*
- DORLAND, H., & MONTMERLE, T. 1987. Hollow H II regions. II - Mechanism for wind energy dissipation and diffuse X-ray emission. *Astronomy and Astrophysics*, **177**, 243.
- DRURY, L. O'C., AHARONIAN, F. A., & VÖLK, H. J. 1994. The Gamma-Ray Visibility of Supernova Remnants. A test of Cosmic Ray Origins. *Astronomy and Astrophysics*, **287**, 959.

- DUBNER, G., & ROVERO, A. C. 2001. Search for Interstellar Clouds Associated with the TeV γ -ray Emission Detected Towards the Remnant of SN1006. *Page 775 of: High Energy Gamma-Ray Astronomy*.
- ELLIS, S. D., & STROYNOWSKI, R. 1977. Large p_T physics: Data and the constituent models. *Review of Modern Physics*, **49**, 753.
- ELVIS, M., PLUMMER, D., SCHACHTER, J., & FABBIANO, G. 1992. The *Einstein* Slew Survey. *Astrophysical Journal Supplements*, **80**, 257.
- ENOMOTO, R., TANIMORI, T., NAITO, T., *et al.* 2002. The acceleration of cosmic-ray protons in the supernova remnant RX J1713.7-3946. *Nature*, **416**, 823.
- ERLYKIN, A. D., & WOLFENDALE. 1997. A single source of cosmic rays in the range 10^{15} – 10^{16} ev. *Journal of Physics G: Nuclear Particle Physics*, **23**, 979.
- FANAROFF, B. L., & RILEY, J. M. 1974. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **167**, 31P.
- FICHTEL, C. E., & KNIFFEN, D. A. 1984. A study of the diffuse galactic gamma radiation. *Astronomy and Astrophysics*, **134**, 13.
- FONSECA, V., LORENZ, E., MAGNUSSEN, N., MEYER, H., & SAMORSKI, M. 1997. *Proposal for AGN Observation programme with the HEGRA CTs*. HEGRA internal report. HEGRA meeting, Hamburg, July.
- FORMAN, W., JONES, C., COMINSKY, L., *et al.* 1978. The fourth UHURU catalog of X-ray sources. *Astrophysical Journal, Supplement Series*, **38**, 357.
- FOSSATI, G., MARASCHI, L., CELOTTI, A., *et al.* 1998. A unifying view of the spectral energy distributions of blazars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **299**, 433.
- GARMIRE, G., FEIGELSON, E. D., & BROOS, P. 2000. Chandra X-ray observatory study of the Orion nebula cluster and BN/KL region. *Astronomical Journal*, **120**, 1426.
- GINZBURG, V. L., & SYROVATSKII, S. I. 1964. *The Origin of Cosmic Rays*. New York: Macmillan, 1964.
- GINZBURG, V. L., & SYROVATSKII, S. I. 1969. Developments in the Theory of Synchrotron Radiation and its Reabsorption. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **7**, 375.
- GIOMMI, P., PADOVANI, P., PERLMAN, E., *et al.* 2000. Detection of exceptional X-ray spectral variability in the TeV BL Lac 1ES 2344+514. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **317**, 743G.
- GIOVANELLI, F., BEDNAREK, W., & KARAKULA, S. 1996. Origin of Gamma-rays from young open clusters. *Journal of Physics G: Nuclear Particle Physics*, **22**, 1223.

- GÖTTING, N. 2001. Search for TeV Gamma-Ray Emission from Giant Radio Galaxies with the HEGRA Cherenkov Telescopes. *In: Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference*.
- GÖTTING, N. 2002. *Beobachtung des Blazares 1ES1959+650 mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen*. DPG Frühjahrstagung, Leipzig.
- GÖTTING, N., BOHJAHR, H., KONOPELKO, A., *et al.* 2001. *Results of Low Redshift AGN Observations with the HEGRA IACT System and Detection of 1ES1426+428*. Talk held at the 27th International Cosmic Ray Conference.
- GREISEN, K. 1966. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Physical Review Letters*, **16**, 748.
- HAGIWARA, K., HIKASA, K., NAKAMURA, K., *et al.* 2002. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, **66**, 010001+. <http://pdg.lbl.gov>.
- HALZEN, F. 2002. The Highest Energy Cosmic Rays, Gamma Rays and Neutrinos. *In: Texas in Tuscany, Proceedings of the XXIst Symposium on Relativistic Astrophysics, Firenze*.
- HARMS, R. J., FORD, H. C., TSVETANOV, Z. I., *et al.* 1994. HST FOS spectroscopy of M87: Evidence for a disk of ionized gas around a massive black hole. *Astrophysical Journal Letters*, **435**, L35.
- HARTMAN, R. C., BERTSCH, S. D., BLOOM, A. W., *et al.* 1999. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *Astrophysical Journal Supplement Series*, **123**, 79.
- HAUSER, M. G., & DWEK, E. 2001. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **39**, 249.
- HECK, D., KNAPP, J., CAPDEVIELLE, J. N., *et al.* 1998. *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Shower*. Wissenschaftliche Berichte FZKA 6019. Forschungszentrum Karlsruhe. <http://www-ik3.fzk.de/heck/corsika/>.
- HELENE, O. 1983. Upper limit of peak area. *Nuclear Instruments and Methods*, **212**, 319.
- HERMANN, G. 1996. *Entwicklung einer hochauflösenden Kamera fuer Abbildende Tscherenkov-Teleskope und Nachweis von TeV-Gamma-Strahlung aus Richtung des Krebsnebels*. Dissertation, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg.
- HESS, V. 1912. Observation of Penetrating Radiation of seven Balloon Flights. *Physikalische Zeitschrift*, **13**, 1084.
- HESS, M. 1998. *Untersuchung der Struktur von Luftschauern und Suche nach TeV-Gamma-Strahlung von Supernova-Überresten*. Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät der Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg.
- HILLAS, A. M. 1985. Cherenkov light images of EAS produced by primary gamma rays and by nuclei. *Page 445 of: 19th International Cosmic Ray Conference*, vol. 3.

- HOFMANN, W. 1997. Measuring Gamma-Ray Energy Spectra with the HEGRA IACT-System. *Page 184 of: DE JAGER, O. C. (ed), Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector V.*
- HOFMANN, W., JUNG, I., KONOPELKO, A., *et al.* 1999. Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images. *Astroparticle Physics*, **12**, 135.
- HOFMANN, W., LAMPEITL, H., KONOPELKO, A., & KRAWCZYNSKI, H. 2000. Improved energy resolution for VHE gamma-ray astronomy with systems of Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, **12**, 207.
- HOLDER, J., BOND, I. H., BOYLE, P. J., *et al.* 2003. Detection of TeV Gamma Rays from the BL Lac Object 1ES 1959+650 with the Whipple 10m Telescope. *astro-ph/0212170*.
- HORAN, D., BADRAN, H. M., BOND, I. H., BRADBURY, S. M., *et al.* 2002. Detection of the BL Lacertae Object H1426+428 at TeV Gamma-Ray Energies. *The Astrophysical Journal*, **571**, 753.
- HORNS, D. 1999. *Contributions to the CT observation program: directions of UHECR, Berkeley 87, Hercules X-1, 1ES 1426+428*. HEGRA internal report. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg. HEGRA-Meeting, Heidelberg, 1999.
- HORNS, D. 2001. *Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen*. Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg, dissertation.de.
- HORNS, D. 2003. *Private Mitteilung*.
- ITOH, C., ENOMOTO, R., YANAGITA, S., *et al.* 2003. Evidence of TeV gamma-ray emission from the nearby starburst galaxy NGC 253. *Astronomy and Astrophysics*, **402**, 443.
- KLAGES, H. O. 1998. The Extensive Air Shower Experiment KASCADE - First Results. *Page 297 of: 25th International Cosmic Ray Conference*, vol. 8.
- KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. V., & ZUBER, K. 1997. *Teilchenastrophysik*. Teubner Studienbücher, Physik.
- KLEIFGES, M. 2000. The Pierre Auger Experiment at the Southern Hemisphere. *Page 989 of: Proceedings of ICHEP 2000, Osaka*, vol. II. World Scientific.
- KÖHLER, C., HERMANN, G., HOFMANN, W., *et al.* 1996. Trigger conditions and effective areas of air Cherenkov Teleskopes. *Astroparticle Physics*, **6**, 77.
- KONOPELKO, A., HEMBERGER, M., AHARONIAN, F., *et al.* 1999a. Performance of the stereoscopic system of the HEGRA imaging air Cherenkov telescopes: Monte Carlo simulations and observations. *Astroparticle Physics*, **10**, 275.

- KONOPELKO, A., KETTLER, J., *et al.* 1999b. TeV γ -Ray Observations of the BL-Lac-Object 1ES 2344+514 with the HEGRA System of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes. *Page 426 of: KIEDA, D., SALAMON, M., & DINGUS, B. (eds), Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference.*
- KONOPELKO, A., MASTICHIADIS, A., & KIRK, J. 2003. Modelling the TeV γ -ray spectra of two low redshift AGNs: Mrk 501 & Mrk 421. *To appear in ApJ 2003, astro-ph/0302049.*
- KRANICH, D. 2002. *private Mitteilung.*
- KULIKOV, G. V., & KHRISTIANSEN, G. B. 1958. On the Size Spectrum of Extensive Air Showers. *JETP*, **35**, 635. Soviet Physics JETP Volume 35(8), N.3, P441.
- LEBOHEC, S., *et al.* 2001. Observations of M87 and Mkn40 at energies $E > 300$ GeV. *Page 2643 of: Proceedings of the 27th ICRC, Hamburg 2001*, vol. 7.
- LESSARD, R. W., BUCKLEY, J. H., CONNAUGHTON, V., & LE BOHEC, S. 2001. A new analysis method for reconstructing the arrival direction of TeV gamma rays using a single imaging atmospheric Cherenkov telescope. *Astroparticle Physics*, **15**, 1.
- LI, T. P., & MA, Y. Q. 1983. Analysis Methods for Results in Gamma-Ray Astronomy. *The Astrophysical Journal*, **272**, 317.
- LINDNER, A. 1997. Status and new results of the HEGRA experiment. *Page 113 of: 25th International Cosmic Ray Conference, Durban*, vol. 5.
- LONGAIR, M. S. 1992. *High Energy Astrophysics*. Vol. 1. Cambridge University Press.
- LONGAIR, M. S. 1994. *High Energy Astrophysics*. Vol. 2. Cambridge University Press.
- LUCY, L. B., & WHITE, R. L. 1980. X-Ray Emission from the Wind of hot Stars. *The Astrophysical Journal*, **241**, 300.
- MADDALENA, R. J., MORRIS, M., MOSCOWITZ, J., & THADDEUS, P. 1986. The large System of Molecular Clouds in Orion and Monoceros. *The Astrophysical Journal*, **303**, 375.
- MANCHANDA, R. K., POLCARO, V. F., NORCI, L., *et al.* 1996. X-ray and γ -ray emission in open clusters. *Astronomy and Astrophysics*, **305**, 457.
- MANNHEIM, K., & BIERMANN, P. L. 1989. Photomeson production in active galactic nuclei. *Astronomy and Astrophysics*, **221**, 211.
- MATTHEWS, H. E., GOSS, W. M., WINNBERG, A., & HABING, H.J. 1973. Compact H II Regions near the OH Source ON-2. *Astronomy and Astrophysics*, **29**, 309.
- MAZINE, D. 2003. *Entwicklung einer Methode zur Einschränkung der Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes mit Hilfe der gemessenen TeV- γ -Strahlung.* Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.

- MERMILLIOD, J. 1995. The Database for Galactic Open Clusters (BDA). *Page 127 of: Astrophysics and Space Science Library Vol. 203: Information & On-Line Data in Astronomy.*
- MÉSZÁROS, P. 2001. Gamma-Ray Bursts: Accumulating Afterglow Implications, Progenitor Clues and Prospects. *Science*, **291**, 79.
- MIRZOYAN, R., *et al.* 1994. The first telescope of the HEGRA air Cherenkov imaging telescope array. *Nuclear Instruments and Methods A*, **351**, 513.
- MOSKALENKO, I. V. 1995. TeV Emission from close Binaries. *Space Science Reviews*, **72**, 593.
- MÜCKE, A., & PROTHEROE, R. J. 2001. A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501. *Astroparticle Physics*, **15**, 121.
- MURAIISHI, H., TANIMORI, T., YANAGITA, S., *et al.* 2000. Evidence for TeV gamma-ray emission from the shell type SNR RX J1713.73946. *Astronomy and Astrophysics*, **354**, L57.
- NESHPOR, Y. I., STEPANYAN, A. A., KALEKIN, O. P., *et al.* 1998. Blazar 3C 66A: Another extragalactic source of ultra-high-energy gamma-ray photons. *Astronomy Letters*, **24**, 134.
- NESHPOR, YU. I., CHALENKO, N. N., STEPANIAN, A. A., *et al.* 2001. BL Lac: A New Ultrahigh-Energy Gamma-Ray Source. *Astronomy Reports*, **45**, 249.
- NISHIYAMA, T., CHAMOTO, N., CHIKAWA, M., *et al.* 1999. Detection of a new TeV gamma-ray source of BL Lac object 1ES 1959+650. *Page 370 of: Proceedings of the 26th ICRC, Salt Lake City*, vol. 3.
- ODENWALD, S. F., & SCHWARTZ, P. R. 1993. An IRAS Survey of Starforming Regions towards Cygnus. *The Astrophysical Journal*, **405**, 706.
- OORT, J. H., & WALRAVEN, T. 1956. Polarization and composition of the Crab nebula. *Bulletin of the Astronomical Institute of the Netherlands*, **12**, 285.
- PADOVANI, P., & GIOMMI, P. 1995. A Sample-Oriented Catalogue of BL-Lacertae Objects. *Monthly notices of the Royal Astronomical Society*, **277**, 1477.
- PERLMAN, E. S., STOCKE, J. T., SCHACHTER, J. F., *et al.* 1996. The Einstein Slew Survey Sample of BL Lacertae Objects. *The Astrophysical Journal Supplement*, **104**, 251.
- PHELPS, R. L. 2002. The Galactic System of Open Star Clusters: A Personal Perspective. *Page 24 of: IAU Symposium 207.*
- PIAN, E., VACANTI, G., TAGLIAFERRI, G., *et al.* 1998. BeppoSAX Observations of Unprecedented Synchrotron Activity in the BL Lacertae Object Markarian 501. *The Astrophysical Journal Letters*, **492**, L17.
- POHL, M. 2001. *Private Mitteilung.*

- POHL, M. 2002. *Einführung in die Hochenergieastrophysik*. Shaker-Verlag.
- POLCARO, V. F., GIOVANELLI, F., MANCHANDA, R. K., *et al.* 1991. Evidence of an interacting stellar wind and possible high energy emission in the open cluster Berkeley 87. *Astronomy and Astrophysics*, **252**, 590.
- POLETTI, S. 1995. Topological Defects. *Page 308 of:* ROBSON, B., VISVANATHAN, N., & WOOLCOCK, W.S. (eds), *Cosmology: The Physics of the Universe*. World Scientific, Singapore. Proceedings of the 8th Physics Summer School, A.N.U.
- PRAHL, J. 1999. *Suche nach kosmischen γ -Punktquellen oberhalb von 20 TeV mit den HEGRA-Detektorfeldern*. Fachbereich Physik der Universität Hamburg, dissertation.de.
- PRIMACK, J. R. 2002. Probing galaxy formation with high energy gamma rays. *in the Frascati Physics Series by S.I.S.-Laboratori Nazionali di Frascati*, astro-ph/0201119.
- PÜHLHOFER, G. 2001. *TeV-Gamma-Emission des Supernova-Überrestes Cassiopeia-A: Erster Nachweis mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System*. Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- PÜHLHOFER, G., BOLZ, O., GÖTTING, N., *et al.* 2003. The Technical Performance of the HEGRA System of Imaging Air Cherenkov Telescopes. *Astroparticle Physics*. submitted, astro-ph/0306123.
- REES, M.J. 1984. Black Hole Models for Active Galactic Nuclei. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **22**, 471.
- REIMER, O., & POHL, M. 2002. No evidence yet for hadronic TeV gamma-ray emission from SNR RX J1713.7-3946. *Astronomy and Astrophysics*, **390**, L43.
- RIPKEN, J. 2001. *Untersuchungen zur Rekonstruktion der Richtung photoninduzierter Luftschauer mit dem stereoskopischen System abbildender Cherenkovteleskope des HEGRA-Experimentes*. Diplomarbeit am Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.
- RIPKEN, J. 2002. *private Mitteilung*.
- ROBRADÉ, J. 2001. *Beobachtungen des Blazares 1ES 1959+650 in verschiedenen Energiebereichen mit HEGRA und RXTE*. M.Phil. thesis. Diplomarbeit am Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.
- ROBSON, I. 1996. *Active Galactic Nuclei*. John Wiley and Sons, Chichester New York Brisbane Toronto Singapore.
- RÖHRING, A. 2000. *Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14}$ eV bis 10^{16} eV aus der Messung der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer mit dem HEGRA-Experiment*. Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg, dissertation.de.

- ROWELL, G. 2000. A New Background Estimate in HEGRA CT-System Data. *Page 609 of: AHARONIAN, F. A., & VÖLK, H. (eds), High Energy Gamma-Ray Astronomy, Heidelberg Gamma-Ray Symposium.*
- ROWELL, G. 2003. *A 'Template' Background Model in HEGRA CT-System Data Analysis.* To appear in *Astronomy and Astrophysics.*
- SACHER, W., & SCHOENFELDER, V. 1983. Origin of the diffuse galactic gamma-ray emission at low and medium gamma-ray energies. *Space Science Reviews*, **36**(Nov.), 249.
- SAMBRUNA, R., AHARONIAN, F. A., KRAWCZYNSKI, H., *et al.* 2000. Correlated Intense X-Ray and TeV Activity of Markarian 501 in 1998 June. *The Astrophysical Journal*, **538**, 127.
- SANDULEAK, N. 1971. On Stars having strong O VI Emission. *The Astrophysical Journal Letters*, **164**, L71.
- SCHACHTER, J. F., STOCKE, T. J., PERLMAN, E., *et al.* 1993. Ten new BL Lacertae Objects discovered by an efficient X-ray /radio/optical technique. *The Astrophysical Journal*, **412**, 541.
- SCHRAMM, D. N. 1997. Dark Matter: An Introduction. *Generation of Cosmological Large-Scale Structure, 127, Kluwer Academic Publishers.*
- SHKLOVSKY, J. S. 1953. *Page 983 of: Doklady Akademii nauk SSSR (Proc. Acad. Sci. U.S.S.R.), vol. 90.*
- SINITSYNA, V. G., ARSOV, T. P., BORISOV, S. S., *et al.* 2002. The Detection of the new Active Galactic Gamma-Sources NGC1275, 3C454.3 and 1739+522 and Comparison with Early known Galactic and Metagalactic sources. *In: The Universe viewed in Gamma-Rays.*
- SREEKUMAR, P., BERTSCH, D. L., DINGUS, B. L., *et al.* 1996. EGRET Observations of the North Galactic Pole Region. *The Astrophysical Journal*, **464**, 628.
- STECKER, F. W., DE JAGER, O. C., & SALAMON, M. H. 1996. Predicted Extragalactic TeV Gamma-Ray Sources. *The Astrophysical Journal*, **473**, L75.
- STEPHENS, S. A., & BADHWAR, G. D. 1981. Production Spectrum of Gamma-Rays in Interstellar Space through neutral Pion Decay. *Astrophysics and Space Science*, **76**, 213.
- STEPHENSON, C. B. 1966. Search for new Northern Wolf-Rayet stars. *The Astronomical Journal*, **71**, 477.
- STICKEL, M., MEISENHEIMER, K., & KUEHR, H. 1994. The optical identification status of the 1 Jy radio source catalogue. *Astronomy and Astrophysics Supplements*, **105**, 211.
- SWANENBURG, B. N., BENNETT, K., BIGNAMI, G. F., *et al.* 1981. Second COS B catalog of high-energy gamma-ray sources. *The Astrophysical Journal Letters*, **243**, L69.

- SWORDY, S., L'HEUREUX, J., MÜLLER, D., & MEYER, P. 1982. Measurements of X-Ray Transition Radiation from Plastic Fibers. *Nuclear Instruments and Methods*, **193**, 591.
- TANIMORI, T., HAYAMI, Y., KAMEI, S., *et al.* 1998. Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays. *The Astrophysical Journal*, **497**, L25.
- TLUCZYKONT, M. 2000a. *Proposal for the observation of the open cluster IC 1805*. HEGRA internal report. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HEGRA/intern/hegradoc/>.
- TLUCZYKONT, M. 2000b. Search for TeV γ -ray Emission from the Open Star Cluster Berkeley 87. *In: AHARONIAN, F. A., & VÖLK, H. J. (eds), High Energy Gamma-Ray Astronomy. International Symposium, Heidelberg, Germany.*
- TLUCZYKONT, M. 2001a. *Proposal for the Observation of M42 (Orion A)*. HEGRA internal report. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg. <http://www-hegra.desy.de/lrpc/proposals.html>.
- TLUCZYKONT, M. 2001b. Search for TeV-Gamma-ray Emission from Young Open Star Clusters with the HEGRA Cherenkov Telescopes. *In: Proceedings of 27th ICRC, Hamburg. Copernicus Gesellschaft e.V.* <http://www.copernicus.org/icrc/>.
- TLUCZYKONT, M. 2002. *Proposal for further observations of 1ES 2344+514*. HEGRA internal report. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.
- TLUCZYKONT, M., GÖTTING, N., & LAMPEITL, H. 2002. *HEGRA-internal report on the evidence for TeV emission from M87 (data analysis and crosschecks)*. HEGRA internal report. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HEGRA/intern/hegradoc/>.
- TRUMPLER, R. J. 1988. Spectral Types in Open Clusters. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **100**, 281.
- TURNER, D. G., & FORBES, D. 1982. Berkeley 87, a heavily obscured young Cluster associated with the ON2 Star-Formation Complex and containing the WO Star Stephenson 3. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **94**, 789.
- URRY, C. M., & PADOVANI, P. 1995. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **107**, 803.
- VAN DER HUCHT, K. A., CONTI, P. S., LUNDSTROM, I., & STENHOLM, B. 1981. The Sixth Catalogue of galactic Wolf-Rayet stars, their past and present. *Space Science Reviews*, **28**, 227.
- VÉRON-CETTY, M.-P., & VÉRON, P. 2001. *A Catalogue of Quasars and Active Nuclei*. Tech. rept. Observatoire de Haute Provence, CNRS.

- VÖLK, H. J. 2002. Astrophysics with High Energy Gamma Rays. *In: SHAVER, P. A., LELLA, L. DI, & GIMENEZ, A. (eds), Astronomy, Cosmology and Fundamental Physics, Proceedings ESA-CERN-ESO Symposium, Garching.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg. (astro-ph/0210297).
- VÖLK, H. J., AHARONIAN, F. A., & BREITSCHWERDT, D. 1996. The Nonthermal Energy Content and Gamma-Ray Emission of Starburst Galaxies and Clusters of Galaxies. *Space Science Review*, **75**, 279.
- WARWICK, R. S., NORTON, A. J., TURNER, M. J. L., *et al.* 1988. A survey of the galactic plane with EXOSAT. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **232**, 551.
- WDOWCZYK, J., & WOLFENDALE, A. W. 1979. Inclusive Spectra of Pions Produced in High-Energy Interactions. *Il Nuovo Cimento*, **54 A**, N. 4, 433.
- WEEKES, T. 2002. *A Strong Detection in TeV gamma-rays of 1ES1959+650.* IAUC Telegramm 7903: 1ES 1959+650; 2002cx; 2002cv (May 17 2002).
- WEEKES, T. C. 1989. Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cherenkov Imaging Technique. *The Astrophysical Journal*, **342**, 379.
- WEFEL, J. P. 1991. Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium. *Page 29 of: NATO ASI Series*, vol. C 337.
- WIEBEL-SOOTH, B., & BIERMANN, P. L. 1998. *Cosmic Rays*. Vol. VI, 3C. Landolt-Börnstein. Chap. 7.6, page 37.
- YOSHIKOSHI, T., KIFUNE, T., DAZELEY, S. A., *et al.* 1997. Very high Energy Gamma Rays from the Vela Pulsar Direction. *The Astrophysical Journal Letters*, **487**, L65.
- ZATSEPIN, G. T., & KUZ'MIN, V. A. 1966. Upper Limit on the Spectrum of Cosmic Rays. *JETP Letters*, **4**, 78.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Götz Heinzelmann bedanken, ohne dessen Förderung diese Arbeit nicht hätte entstehen können und dessen hervorragende Unterstützung maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Prof. Dr. Werner Hofmann danke ich für das Erstellen des Zweitgutachtens.

Für das kritische Lesen des Manuskriptes bedanke ich mich bei Matthias Beilicke, Niels Götting, Daniel Mazine, Martin Raue, Joachim Ripken und Björn Schiricke.

Die ausgezeichnete und enge Zusammenarbeit in unserer Forschungsgruppe führte zu vielen sehr hilf- und lehrreichen Diskussionen. Dafür möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Gruppe bedanken: Matthias Beilicke, René Cornils, Niels Götting, Dr. Dieter Horns, Dr. Hubert Lampeitl, Daniel Mazine, Alexander Petz, Dr. Jürgen Prahl, Michael Raabe, Martin Raue, Joachim Ripken, Dr. André Röhring, Jan Robrade und Björn Schiricke. Für die hervorragende Zusammenarbeit und den lehrreichen Einblick in die Welt der Feinmechanik möchte ich mich bei Dipl. Ing. Dieter Giesenberg bedanken.

Die Literaturdatenbank ADS der NASA (Astrophysics Data System) war bei der Literaturrecherche eine erhebliche Erleichterung. Die Verwendung der astronomischen Datenbanken SIMBAD Astronomical Database, NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) sowie WEBDA hat die Suche nach Koordinaten, Entfernungen und weiteren Informationen zu den in dieser Arbeit behandelten Objekten erheblich erleichtert.

Diese Arbeit wurde durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung gefördert (BMBF 05 AG9GU1/7).