Suche nach TeV-γ-Emission von galaktischen Objekten mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen

Diplomarbeit

vorgelegt

von

Björn Schiricke



Institut für Experimentalphysik Universität Hamburg

> Hamburg November 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Ein	leitung	ş	1				
2	$TeV-\gamma$ -Astronomie							
	2.1	Kosmi	ische Strahlung	3				
		2.1.1	Geladene kosmische Strahlung	4				
		2.1.2	Kosmische γ -Strahlung	6				
	2.2	.2 Luftschauer						
		2.2.1	Elektromagnetische Kaskaden	15				
		2.2.2	Hadronische Kaskaden	18				
		2.2.3	Das Cherenkovlicht der Luftschauer	20				
3	Das	Syste	m der HEGRA-Cherenkov-Teleskope	23				
	3.1	Techn	ische Details des Teleskop-Systems	24				
	3.2	Abbile	dung von Luftschauerereignissen	26				
	3.3	Prinzi	p der Stereoskopie	28				
	3.4	Separation des hadronischen Untergrundes						
	3.5	Beoba	chtungsmodi und Untergrundmodelle	31				
4	Ana	dyse d	er HEGRA-Daten	35				
	4.1	Selekt	ion der Daten	36				
		4.1.1	Erweiterung der HEGRA-SQL-Datenbanken	36				
		4.1.2	Selektion der Datensätze nach Koordinaten	37				
		4.1.3	Qualitätsanforderungen an die Datensätze	37				
	4.2	.2 Schnittoptimierung an Krebsnebel-Daten						
		4.2.1	Erzeugung eines Vergleichsdatensatzes	41				
		4.2.2	Schnitt auf den Bildparameter $mscw$	41				
		4.2.3	Schnitt auf die rekonstruierte Herkunftsrichtung	43				
	4.3	.3 Berechnung und Darstellung der Ergebnisse						
		4.3.1	Winkelentfernungshistogramm	45				
		4.3.2	Statistische Signifikanz des Ereignisüberschusses	46				
		4.3.3	Entwicklung der kumulativen Signifikanz mit dem Winkel- abstand	49				
		4.3.4	Bestimmung oberer Flussgrenzen	49				

5	Ergebnisse der Daten-Analyse					
	5.1	Das Röntgenbinärsystem Cygnus X-1	51			
	5.2	Daten-Analyse am Beispiel von Cygnus X-1	53			
	5.3	Tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse	60			
	5.4	Diskussion der Daten des Pulsars PSR B1929+10	65			
6	Zus	ammenfassung und Ausblick	77			
Α	Histogramme der Vergleichsdatensätze					
В	Histogramme der Objektdatensätze					
С	SQI	-Skripte XX	VII			

Kapitel 1 Einleitung

Seit etwa 90 Jahren ist bekannt, dass die Erdatmosphäre von einem stetigen Strom energiereicher Teilchen aus dem Kosmos getroffen wird. Diese sogenannte kosmische Strahlung wird seitdem in einer Vielzahl unterschiedlicher Experimente systematisch untersucht. Die Strahlung besteht überwiegend aus Protonen und schwereren Atomkernen, wobei sie makroskopische Energien von mehr als 10^{20} eV (= 16 J) erreichen können. Der Ursprung dieser hochenergetischen geladenen hadronischen Komponente der kosmischen Strahlung ist bis heute trotz intensiver Forschungsbemühungen nicht vollständig bekannt. Die bislang nicht geklärte Frage, welche astronomischen Objektklassen die Hadronen auf derart hohe Energien beschleunigen, bildet einen wichtigen Forschungsgegenstand der Hochenergie-Astrophysik.

Die geladenen Teilchen eignen sich in der Regel nicht für die direkte Suche nach ihren Beschleunigern, da sie in interstellaren Magnetfeldern (je nach Ladung, Energie und zurückgelegter Strecke verschieden stark) abgelenkt werden und nahezu isotrop auf die Erdatmosphäre treffen. Um Rückschlüsse auf die möglichen Beschleuniger der geladenen Strahlung zu erhalten, muss somit auf die elektrisch neutrale Komponente der kosmischen Strahlung (Neutronen, Neutrinos und Photonen) zurückgegriffen werden, die am Beschleunigungsort der geladenen Teilchen durch elementare Wechselwirkungen entstehen können. Freie Neutronen sind allerdings nicht stabil und zerfallen in der Regel während des Zurücklegens kosmischer Distanzen. Der Nachweis von Neutrinos ist wegen ihrer sehr kleinen Wirkunsgsquerschnitte extrem aufwändig. Gut geeignet zur Erforschung des Ursprungs der geladenen kosmischen Strahlung sind dagegen hochenergetische γ -Quanten¹.

Die Undurchlässigkeit der Erdatmosphäre für hochenergetische γ -Strahlung verhindert jedoch eine direkte Messung dieser Strahlung vom Erdboden aus. Satellitengestützte Beobachtungen sind im γ -Energiebereich (> 1 MeV) aufgrund der extrem geringen Flüsse bei solch hohen Energien und den relativ kleinen De-

¹In der Astronomie bezeichnet " γ -Strahlung" den elektromagnetischen Spektralbereich jenseits der Röntgenstrahlung, d. h. Photonen mit Energien oberhalb von etwa 1 MeV.

tektorflächen von Satelliten derzeit nur bis zu einigen 10 GeV durchführbar. Hochenergetische Photonen erzeugen in der Erdatmosphäre Kaskaden von Sekundärteilchen, welche wiederum die Atmosphäre anregen, Cherenkovlicht zu emittieren. Die Abbildung dieser "ausgedehnten Luftschauer" mit sogenannten Cherenkov-Teleskopen ermöglicht die Rekonstruktion der Eigenschaften der Primärteilchen und somit eine erdgebundene, indirekte Beobachtung der γ -Strahlung.

Die HEGRA-Kollaboration² hat bis September dieses Jahres auf der kanarischen Insel La Palma ein stereoskopisches System solcher abbildender Cherenkov-Teleskope im TeV-Energiebereich (1 TeV = 10^{12} eV) betrieben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in HEGRA-Messdaten von zwölf galaktischen Objekten, die typische Vertreter der Objektklassen der Pulsare, Supernovaüberreste und Röntgenbinärsysteme darstellen, nach TeV- γ -Signalen gesucht. Als Ergebnis dieser Arbeit werden obere Flussgrenzen für mögliche TeV- γ -Emissionen der untersuchten Objekte angegeben.

Zunächst werden im 2. Kapitel die Grundlagen der TeV- γ -Astronomie erläutert, wobei ein Teil den Eigenschaften der kosmischen Strahlung, insbesondere der γ -Strahlung, gewidmet ist. Es wird darin auf die Entstehungsprozesse der γ -Strahlung und auf die Quellen der TeV- γ -Strahlung eingegangen. Im zweiten Teil werden die physikalischen Prozesse in Luftschauern erklärt, die für das Verständnis von astronomischen Beobachtungen mit Cherenkov-Teleskopen nötig sind.

In Kapitel 3 wird die Funktionsweise des stereoskopischen Systems der HEGRA-Cherenkov-Teleskope vorgestellt, mit dem die in dieser Arbeit analysierten Daten gemessen wurden.

Die für jedes untersuchte Objekt durchgeführte Datenanalyse wird im 4. Kapitel ausführlich beschrieben. Weiterhin werden einige, die Datenanalyse betreffende, theoretische Grundlagen erläutert.

Die Ergebnisse der Datenanalyse werden schließlich im 5. Kapitel vorgestellt und diskutiert, wobei das Röntgenbinärsystem Cygnus X-1 aufgrund seiner Prominenz eingehend behandelt wird. Die Daten des Pulsars PSR B1929+10, welche das signifikanteste Ergebnis dieser Analyse hervorgebracht haben, werden detaillierter diskutiert.

Kapitel 6 fasst die Analyse-Ergebnisse zusammen und schließt mit einem Ausblick.

 $^{^{2}\}mathrm{HeGRA}$ steht für <u>H</u>igh <u>E</u>nergy <u>G</u>amma <u>R</u>ay <u>A</u>stronomy.

Kapitel 2

TeV- γ -Astronomie

Die TeV- γ -Astronomie ist ein Teilgebiet der Hochenergie-Astrophysik und beschäftigt sich mit der Erforschung des nicht-thermischen Universums. Sie bedient sich dabei der Beobachtung sehr hochenergetischer kosmischer γ -Strahlung im Energiebereich von einigen hundert GeV bis zu einigen zehn TeV. Dieser Energiebereich wird mit VHE (very high energy) bezeichnet und stellt das obere Ende des bisher beobachteten elektromagnetischen Spektrums dar.

In Abschnitt 2.1 wird auf den theoretischen Hintergrund der kosmischen Strahlung eingegangen. Abschnitt 2.2 behandelt die von der kosmischen Strahlung induzierten atmosphärischen Prozesse, die in der TeV- γ -Astronomie messtechnisch genutzt werden.

2.1 Kosmische Strahlung

Die Erde wird ständig von hochenergetischen Teilchen aus dem Kosmos getroffen. Diese Erkenntnis geht auf Victor F. Hess zurück, der 1912 auf Ballonflügen entdeckt hat, dass die Ionisation der Atmosphäre mit der Höhe zunimmt (s. Abbildung 2.1). Er schloss daraus, dass die ionisierende Strahlung nicht nur aus der Radioaktivität der Erde stammen kann, sondern von außen in die Atmosphäre dringt und nannte diese Komponente *kosmische Strahlung*.

Die kosmische Strahlung besteht aus einer elektrisch geladenen und einer neutralen Komponente, zwischen denen hier strikt unterschieden wird, da nur mit der neutralen Komponente Astronomie betrieben werden kann. Die geladene kosmische Strahlung ist für astronomische Zwecke ungeeignet, da die geladenen Teilchen beim Durchqueren interstellarer Magnetfelder abgelenkt werden und dabei ihre Richtungsinformation verlieren¹. Sie treffen auf die Erdatmosphäre isotrop ein. Obgleich die geladene kosmische Strahlung nicht Gegenstand der TeV- γ -Astronomie ist, wird sie im Abschnitt 2.1.1 kurz vorgestellt, da sie erstens im Entste-

¹Eine Ausnahme bilden Teilchen mit extrem hohen Energien über $10^{19} \,\mathrm{eV}$, die wegen ihrer sehr hohen Impulse nur schwach abgelenkt werden.



Abbildung 2.1: Victor F. Hess in seinem Heißluftballon, in dem er 1912 in Flügen bis 5000 m Höhe die kosmische Strahlung entdeckte.

hungsgebiet in engem Zusammenhang mit der Erzeugung der hochenergetischen γ -Strahlung steht und zweitens die Suche nach ihrem Ursprung ein wesentliches Ziel der TeV- γ -Astronomie ist.

Die neutrale Komponente der kosmischen Strahlung breitet sich dagegen geradlinig aus, so dass die Ankunftsrichtung auf die Quellposition zurückweist. Sie setzt sich aus Neutronen, Neutrinos und Photonen zusammen, wobei für die γ -Astronomie nur die Photonen (γ -Strahlung) relevant sind. Abschnitt 2.1.2 beschäftigt sich mit der Entstehung und den Quellen der kosmischen γ -Strahlung.

2.1.1 Geladene kosmische Strahlung

Die geladene kosmische Strahlung besteht bei TeV-Energien zu 98 % aus Protonen und schwereren Atomkernen (hadronische Komponente) und nur zu 2 % aus Elektronen (leptonische Komponente) [Lon 92]. Der gemessene Energiebereich des Spektrums der geladenen kosmischen Strahlung erstreckt sich von $E = 10^6$ eV bis zu einigen 10^{20} eV, wobei der Fluss Φ der Teilchen mit Energien oberhalb von etwa 1 GeV steil nach einem Potenzgesetz der Form

$$\frac{d\Phi}{dE} \propto E^{-\alpha}$$

und einem Spektralindex $\alpha \approx 2.7$ abfällt. Das differentielle Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung (siehe Abbildung 2.2) hat zwischen dem sogenannten *Knie* bei $E \sim 10^{15} \,\text{eV}$ und dem *Knöchel* bei $E \sim 10^{19}$ einen höheren Spektralindex von $\alpha \approx 3.1$.

Während das Potenzgesetz des Energiespektrums auf nicht-thermische Entstehungsmechanismen hindeutet und durch das Phänomen der sogenannten Fermi-



Abbildung 2.2: Differentielles Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung. Links ist der gemessene differentielle Fluss gegen die Teilchenenergie in doppeltlogarithmischer Darstellung aufgetragen. Rechts ist der differentielle Fluss mit der Funktion $E^{2.7}$ multipliziert, um die Struktur des *Knies* (bei $E \sim 10^6 \text{ GeV}$) und des *Knöchels* (bei $E \sim 10^{10} \text{ GeV}$) hervorzuheben [Wie 98].

beschleunigung [Fer 49] in Schockfronten verstanden werden kann, ist der Grund für das Abknicken des Spektrums bei Knie und Knöchel noch nicht vollständig verstanden und Gegenstand aktueller Forschung. Eine weitverbreitete Annahme für die Ursache des Knies ist der Beitrag einer einzigen, kürzlichen und lokalen Supernovaexplosion [ErW 97].

Der Ursprung der geladenen kosmischen Strahlung ist noch nicht bekannt. Die bestgehandelten Kandidaten für die Beschleunigung von Hadronen stellen Supernovaüberreste (kurz: SNR, <u>supernova</u> remnant) dar [DAV 94]. Hierbei handelt es sich um Störungen des interstellaren Mediums, die durch Supernovaexplosionen ausgelöst werden. Diese breiten sich mit Überschallgeschwindigkeit aus, wobei es zur Bildung von Schockfronten im interstellaren Medium kommt. Durch wiederholte Streuung von geladenen Teilchen an dem bewegten magnetisierten Plasma dieser Stoßfronten können diese Energien bis 10^{15} eV gewinnen [Ber 97].

Diese Theorie wird durch die Beobachtung von nicht-thermischer Röntgenstrahlung des Supernovaüberrestes SN1006 gestützt, die auf Synchrotronstrahlung von TeV-Elektronen zurückgeführt wird [Tan 98]. Der Beweis, dass Supernovaüberreste auch Hadronen auf sehr hohe Energien beschleunigen, steht allerdings noch aus. Jede bisher entdeckte Quelle von γ -Strahlung kann durch Beschleunigung und Wechselwirkung von Elektronen erklärt werden, wohingegen bislang keine TeV- γ -Quelle beweiskräftig als Hadronenbeschleuniger identifiziert werden konnte [Wee 00].

2.1.2 Kosmische γ -Strahlung

Bei TeV-Energien beträgt der Fluss der diffusen γ -Strahlung nur etwa 0.1 % von dem der geladenen kosmischen Strahlung. Wie bereits erwähnt ist es aber vor allem die γ -Strahlung, die für die Erforschung der Quellen von Bedeutung ist. In diesem Abschnitt werden die Entstehungsmechanismen dieser Strahlung und deren astronomische Quellen vorgestellt.

Entstehung der kosmischen γ -Strahlung

Die beobachteten Energien der kosmischen γ -Strahlung sind viel zu hoch, um sie durch thermische Prozesse erklären zu können. Aus diesem Grund wird sie auch als *nicht-thermische Strahlung* bezeichnet. Sie entsteht durch elementare Prozesse relativistischer geladener Teilchen. Es folgt ein Überblick über die wesentlichen Entstehungsmechanismen der kosmischen γ -Strahlung:

- Bremsstrahlung: Wird ein hochenergetisches Elektron im Coulombfeld eines Kerns abgelenkt, emittiert es dabei Photonen mit Energien der Größenordnung ihrer kinetischen Energie. Der Wirkungsquerschnitt ist dabei proportional zur Kernladungszahl des Kerns und etwa umgekehrt proportional zur Energie des Bremsstrahlungsphotons. Dies ist auch ein wesentlicher Mechanismus bei der Entwicklung von Luftschauern in der Atmosphäre (siehe Abschnitt 2.2).
- Synchrotronstrahlung entsteht bei Bewegung relativistischer geladener Teilchen in Magnetfeldern. Diese werden durch die Lorentzkraft auf Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien gezwungen und strahlen durch die Beschleunigung Photonen tangential zur Spiralbahn ab. Die Synchrotronstrahlung ist polarisiert und dadurch von thermischer Strahlung leicht unterscheidbar. Es entsteht ein kontinuierliches Spektrum mit Emissionsmaximum bei der Frequenz

$$u_{
m max} \propto rac{e \, B_\perp}{m_0} \left(rac{E}{m_0 \, c^2}
ight)^2$$

Die gesamte Abstrahlung ist proportional zu $B_{\perp}\nu_{\rm max} \propto B_{\perp}^2 E^2$, mit B_{\perp} als senkrechte Komponente der magnetischen Flussdichte und E als Energie des geladenen Teilchens der Ruhemasse m_0 . Dieser Prozess spielt für die Entstehung von γ -Strahlung hautsächlich bei leichten Teilchen (also Elektronen) und extrem starken Magnetfeldern eine Rolle, wie sie in der Umgebung von Pulsaren und Neutronensternen herrschen. Aber auch von extrem hochenergetischen Protonen kann Synchrotronstrahlung erwartet werden [Aha 02c].

Es wird in der Regel nicht erwartet, dass Synchrotronstrahlung den TeV-Bereich erreicht. Die Beobachtung von Synchrotronstrahlung von astronomischen Objekten bedeutet jedoch Evidenz für das Vorhandensein relativistischer geladener Teilchen. Diese können durch die beiden folgenden Effekte sehr hochenergetische Strahlung erzeugen, so dass über die Synchrotronstrahlung Rückschlüsse in Bezug auf mögliche TeV- γ -Strahlung gezogen werden können.

• Inverse Comptonstreuung: Hierdurch können relativistische Teilchen einen erheblichen Teil ihrer Energie *E* auf niederenergetische Photonen übertragen. Bei diesem Effekt handelt es sich um einfache Comptonstreuung im Ruhesystem des relativistischen Teilchens; er wird als *invers* bezeichnet, da der Energieübertrag vom Teilchen auf das Photon stattfindet.

Der mittlere Energiegewinn $\overline{E_{\gamma'}}$ von Photonen mit der mittleren Energie $\overline{E_{\gamma}}$ ist proportional zum Quadrat der relativistischen Elektronenenergie E:

$$\overline{E_{\gamma'}} \simeq \frac{4}{3} \overline{E_{\gamma}} \left(\frac{E}{m_{\rm e} c^2}\right)^2 \,.$$

Zerfall neutraler Pionen: Bei inelastischen Stößen zweier Protonen können durch starke Wechselwirkung neutrale Pionen entstehen, welche mit einer Wahrscheinlichkeit von 98.8 % nach einer Lebensdauer von ca. 10⁻¹⁶ s in zwei Photonen zerfallen.

$$p + p \longrightarrow \pi^0 + Rest \quad ; \quad \pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$$

Die Photonen teilen sich neben der Ruheenergie von $m_{\pi^0} \simeq 135 \,\text{MeV}$ auch die relativistische Energie der π^0 -Mesonen, wodurch Photonenenergien im VHE-Bereich entstehen können.

Für die Erzeugung sehr hochenergetischer γ -Quanten im TeV-Bereich sind nur die beiden letzten Mechanismen relevant. Eine genauere Behandlung dieser Strahlungsmechanismen ist z. B. in [Uns 99], [Lon 92] und [Lon 94] zu finden.

Quellen der kosmischen γ -Strahlung

Eines der wichtigsten Experimente der γ -Astronomie ist das Satellitenteleskop EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope), mit dem eine vollständige Durchmusterung des Himmels im hochenergetischen Bereich von 30 MeV bis etwa 20 GeV vorgenommen wurde. Der 3. EGRET-Katalog [Har 99] listet 271 hochenergetische γ -Quellen auf, von denen 170 bislang (aufgrund der geringen Winkelauflösung von EGRET) noch keinen aus anderen Energiebereichen bekannten astronomischen Objekten eindeutig zugeordnet werden konnten. Dieser Katalog bildet eine wichtige Informationsbasis für die TeV- γ -Astronomie. Der EGRET-Energiebereich schließt sich im elektromagnetischen Spektrum mit einer Lücke von einer Zehnerpotenz an den TeV-Bereich an. Es lassen sich deshalb mit den EGRET-Flüssen und -Spektren teilweise Abschätzungen und Extrapolationen tätigen, die u. a. bei der Suche nach TeV- γ -Quellen und für deren Verständnis hilfreich sind.

Zum aktuellen Zeitpunkt (November 2002) gibt es 14 nachgewiesene Quellen der TeV- γ -Strahlung. Sie sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt, wobei ihnen (einer Konvention T. Weekes folgend, siehe z. B. [Wee 00]) nach dem Grad der Vertrauenswürdigkeit der Messung die Attribute A- und B-Quellen zugeordnet sind. Eine Quelle gilt in der TeV- γ -Astronomie als nachgewiesen (B-Quelle), wenn ihr Signal von einem Experiment mit einer statistischen Signifikanz von mindestens fünf Standardabweichungen (5σ) beobachtet worden ist. (Dies entspricht einer Zufallswahrscheinlichkeit von weniger als 10^{-6} , siehe Abschnitt 4.3.2.) Wurde das TeV- γ -Signal von einem weiteren unabhängigen Experiment nachgewiesen, gilt die Quelle als etabliert und wird als A-Quelle bezeichnet. Von den 14 Quellen sind derzeit sechs von unabhängigen Experimenten bestätigt worden, so dass bei ihnen eine Fehldetektion (z. B. durch systematische Fehler eines Detektors) ausgeschlossen werden kann. Eine C-Quelle ist in dieser Nomenklatur ein Kandidat, bei dem Indizien für ein γ -Signal sprechen, es aber noch keine Sicherheit dafür gibt (beispielsweise, wenn der Kandidat von nur einem Experiment mit 4.5σ beobachtet wurde).

Es handelt sich bei den TeV- γ -Quellen sowohl um galaktische als auch um extragalaktische Objekte. Abbildung 2.3, eine Visualisierung des 3. EGRET-Katalogs in galaktischen Koordinaten, zeigt die Lage der 14 TeV- γ -Quellen und ihre potentielle Assoziation mit einer EGRET-Quelle.

Objekt	Тур	Grad	\boldsymbol{z}	Publikationen				
Krebsnebel	Plerion	А		[Wee 89],[Aha 00]				
$\operatorname{PSR}1706\text{-}44$	Plerion	А		[Kif 95], [Cha 98]				
Vela	Plerion	В		[Yos 97]				
SN1006	SNR	В		[Tan 98]				
RX J1713.7-3946	SNR	В		[Mur 00]				
Cassiopeia A	SNR	В		[Aha 01a]				
TeV J2035 + 415	OB-Assoziation(?)	B*		[Aha 02b]				
Centaurus X-3	Binärsystem	В		[Cha 98a]				
Markarian 421	Blazar	А	0.031	[Pun 92],[Pet 96]				
Markarian 501	Blazar	А	0.034	$[\operatorname{Qui}96], [\operatorname{Bra}97]$				
1 ES 2344 + 514	Blazar	В	0.044	[Cat 98]				
$1 ext{ES} 1959 + 650$	Blazar	А	0.048	[Nis 99], [Aha 02d]				
$\rm PKS2155\text{-}304$	Blazar	В	0.116	[Cha99]				
$H1426{+}428$	Blazar	А	0.129	$[\mathrm{Hor}02], [\mathrm{Aha}02\mathrm{a}]$				
*Es wurde bisher erst eine Detektion mit 4.6σ veröffentlicht. Fortgeführte Beobach-								

tungen haben das Signal jedoch bereits über einem 5 $\sigma\text{-Niveau bestätigt}$ und werden in Kürze publiziert.

Tabelle 2.1: Katalog der bislang oberhalb von 5 σ nachgewiesenen TeV- γ -Quellen. Der Grad der Vertrauenswürdigkeit wurde in Anlehnung an T. Weekes bezeichnet, nachdem eine A-Quelle von mindestens zwei unabhängigen Experimenten jeweils mit mehr als 5 σ (siehe Abschnitt 4.3.2) detektiert worden sein muss. Eine *B*-Quelle stellt eine unbestätigte 5 σ -Detektion dar. Für die extragalaktischen Objekte (unten) ist die kosmologische Rotverschiebung z als Maß für die Entfernung angegeben.



Abbildung 2.3: Galaktische Karte der im 3. EGRET-Katalog [Har 99] verzeichneten Quellen hochenergetischer γ -Strahlung mit E > 100 MeV. Die bisher nachgewiesenen TeV- γ -Quellen sind mit großen Quadraten eingetragen (Stand: Oktober 2002). Ein graues Quadrat bedeutet, dass mit der TeV- γ -Quelle keine EGRET-Quelle assoziiert ist. (Vorlage aus [Hor 00])

Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die verschiedenen galaktischen und extragalaktischen Klassen von Quellen gegeben, die möglicherweise γ -Strahlung im TeV-Bereich emittieren, bzw. bei denen solche Emission als möglich erachtet wird.

Galaktische Kandidaten:

• Pulsare:

Pulsare sind rotierende Neutronensterne, bei denen die Rotationsachse gegenüber der Magnetfeldachse geneigt ist. Neutronensterne sind sehr kompakte Reststerne von Supernovaexplosionen, die typischerweise bei Massen von ~ $1 M_{\odot}$ einen Radius von ~10 km und enorme Magnetfelder von $10^6 - 10^9$ Tesla an der Oberfläche besitzen. Das Emissionsprinzip nichtthermischer γ -Strahlung ist noch nicht vollständig verstanden; es wird jedoch davon ausgegangen, dass durch den Dynamoeffekt elektrische Felder induziert werden, die im Bereich der magnetischen Pole Plasma nach außen beschleunigen. Dieses Plasma rotiert in den starken Magnetfeldern mit und erreicht, je weiter es nach außen gelangt, relativistische Geschwindigkeiten. Die Energie der Abstrahlung wird somit aus der Rotationsenergie gewonnen. Es entsteht eine gebündelte Abstrahlung an den magnetischen Polen, und somit aufgrund der Rotation wie bei einem Leuchtturm gepulste Strahlung in Richtung des Beobachters.

Für die Erzeugung hochenergetischer γ -Strahlung in Pulsaren gibt es im Wesentlichen zwei Modelle. Sie beruhen auf der Beschleunigung geladener Teilchen entweder in der Nähe der Polkappe (*polar cap* Modell, siehe [DaH 82], [DaH 96]), oder in der äußeren Magnetosphäre (*outer gap* Modell, siehe [CHR 86], [Rom 96]). Es werden dabei Elektronenenergien von $\sim 10^{15}$ eV erreicht, was zur Abstrahlung von Synchrotronstrahlung, Paarerzeugung und Streuung niederenergetischer Photonen zu hochenergetischer γ -Strahlung durch den Invers-Compton Prozess führt. Ob die Spektren von γ -Pulsaren auch in den VHE-Bereich (E>100 GeV) reichen, ist eine noch ungeklärte Frage der Hochenergie-Astrophysik. Der Nachweis gepulster TeV- γ -Strahlung würde eine Unterscheidung zwischen diesen beiden Modellen zugunsten des *outer gap*-Modells ermöglichen, da das *polar cap*-Modell in diesem Energiebereich so gut wie keine γ -Strahlung vorhersagt [Cat 99].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die HEGRA-Daten der Pulsare Geminga, PSR B1929+10, PSR B1937+21, PSR B1957+20 und PSR B0656+14 im Hinblick auf TeV- γ -Emission untersucht.

• Plerionen:

Bei Plerionen handelt es sich um Pulsare, die von einem Synchrotronnebel umgeben sind. Ein prominentes Beispiel für ein Plerion ist der Krebsnebel, der bereits 1989 als erste TeV- γ -Quelle vom Whipple-Experiment entdeckt wurde [Wee 89] und aufgrund seines sehr genau bekannten konstanten Flusses und Spektrums [Aha 00] die Eichquelle der TeV- γ -Astronomie in der Nordhemisphäre darstellt. Eine detaillierte Beschreibung der theoretischen Modelle zur Entstehung von γ -Strahlung im Krebsnebel findet sich in [AtA 96]. Weitere bekannte, im VHE-Bereich strahlende Plerionen sind Vela und PSR 1706-44. Es ist also eine gesicherte Erkenntnis, dass Plerionen in der Lage sind, VHE-Photonen zu emittieren, aber es gibt keine Evidenz für γ -Strahlung, die aus π^0 -Zerfällen stammt und somit auf die Beschleunigung von Hadronen in Plerionen hinweisen würde.

Die γ -Strahlung von Plerionen stammt – so die vorherrschende Meinung – nicht direkt vom Pulsar (sie ist nicht gepulst), sondern sie entsteht vermutlich, indem die beim Pulsar beschleunigten relativistischen Teilchen im Magnetfeld des Nebels Synchrotronstrahlung emittieren und diese Synchrotronphotonen anschließend durch den inversen Comptoneffekt zu sehr hohen Energien streuen. Für eine detaillierte Diskussion zur Entstehung der TeV- γ -Strahlung in Plerionen siehe [Aha 97].

• Supernovaüberreste:

Die mit großer Geschwindigkeit ins interstellare Medium expandierenden Supernovaüberreste (SNR) werden, wie in Abschnitt 2.1.1 besprochen, als mögliche Quelle der hadronischen kosmischen Strahlung angesehen. Trifft dies zu, wird durch den π^0 -Zerfall γ -Strahlung bis zu 10 TeV erwartet. Durch die diffuse Schockfrontbeschleunigung erreichen Elektronen Energien bis zu 100 TeV, so dass auch durch inverse Comptonstreuung dieser Elektronen an den Photonen der kosmischen 2.7 K-Hintergrundstrahlung TeV- γ -Strahlung erwartet wird. Ein Beweis für Hadronenbeschleunigung in SNR wäre die Entdeckung einer für den π^0 -Zerfall charakteristischen spektralen Signatur. In diesem Zusammenhang ist die gegenwärtige kontroverse Diskussion über eine solche Entdeckung bei dem Supernovaüberrest RX J1713.7-3946 zu erwähnen, siehe [Eno 02] versus [ReP 02].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in den HEGRA-Daten der drei Supernovaüberreste SNR 013.5+00.2, SNR 039.2-00.3 und RX J0459.1+5147 nach TeV- γ -Signalen gesucht.

• Röntgenbinärsysteme:

Röntgenbinärsysteme bestehen aus zwei gravitativ gebundenen Objekten, meist aus einem kompakten Objekt (Neutronenstern oder Schwarzem Loch) und einem massiven Stern, die einander eng umkreisen. Es findet ein Materiefluss auf das kompakte Objekt statt, wobei die Materie zunächst auf einer sogenannten Akkretionsscheibe durch Reibung ihren Drehimpuls abgibt und schließlich auf das kompakte Objekt stürzt. Dabei wird Gravitationsenergie effizient in Strahlung umgewandelt. Es kann in Röntgendoppelsternsystemen zur Ausbildung von starken elektrischen Potentialdifferenzen und Schockfronten kommen, so dass verschiedene Beschleunigungsmechanismen für geladene Teilchen denkbar sind und TeV- γ -Strahlung z. B. durch π^0 -Zerfall erwartet werden kann (siehe z. B. [Sla 90]). Das einzige Röntgenbinärsystem, von dem bisher TeV- γ -Strahlung beobachtet wurde, ist Centaurus X-3 [Cha 98a].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die HEGRA-Daten der vier Röntgenbinärsysteme Cygnus X-1, Cygnus X-3, XTE J1118+480 und XTE J1859+226 im Hinblick auf TeV- γ -Emission untersucht.

• Junge offene Sternhaufen:

Hierbei handelt es sich um Ansammlungen junger, massiver (20-60 Sonnenmassen M_{\odot}) Sterne der Spektralklasse OB mit starken Sternwinden, zum Teil auch Wolf-Rayet-Sterne. Durch das Ausbreiten der Sternwinde in das (dort besonders dichte) interstellare Medium und insbesondere durch das Aufeinandertreffen verschiedener Sternwinde können sich starke Schockfronten bilden, in denen geladene Teilchen beschleunigt werden und es somit zu γ -Strahlung durch π^0 -Zerfall kommen kann.

Diese sogenannten OB-Assoziationen gelten als mögliche Beschleuniger der hadronischen kosmischen Strahlung und stellen somit im Hinblick auf den Ursprung der kosmischen Strahlung eine Alternative zu den Supernovaüberresten dar [Ces 83]. Kürzlich wurde von HEGRA in der Cygnus-Region aus der Richtung der OB-Assoziation Cygnus OB2 ein TeV-Signal mit einer Signifikanz von 4.6σ entdeckt [Aha 02b]². Eine Bestätigung dieses Signals durch ein weiteres, unabhängiges Experiment steht allerdings noch aus.

Extragalaktische Kandidaten:

• AGN/Blazare:

In aktiven galaktischen Kernen, kurz: AGN (<u>active galactic nuclei</u>), wird so viel Energie frei, dass die Leuchtkraft des kompakten Kerns die gesamte Leuchtkraft der typischerweise 100 Milliarden Sterne der Galaxie weit

²Fortgeführte Beobachtungen haben das Signal jedoch bereits über einem 5σ -Niveau bestätigt und werden in Kürze publiziert.

übertreffen kann. Im Zentrum einer solchen Galaxie wird vermutlich Materie mit Raten bis zu 1000 M_☉ pro Jahr auf ein supermassives Schwarzes Loch ($10^6 - 10^{10} M_{\odot}$) akkretiert. Dies ist ein sehr effizienter Prozess, bei dem etwa 10 - 40 % der Ruheenergie freigesetzt und abgestrahlt werden kann. Senkrecht zur Akkretionsscheibe können sich zwei sogenannte Jets bilden, in denen mit relativistischen Geschwindigkeiten Plasma ejiziert wird. Zeigt ein solcher Jet auf den Beobachter, wird der AGN als Blazar bezeichnet. TeV- γ -Strahlung kann hier sowohl durch inverse Compton-Streuung der relativistischen Elektronen an Photonen des externen Strahlungsfeldes und der eigenen Synchrotronphotonen (SSC-Modell [Urr 95]) als auch durch π^0 -Zerfall entstehen.

Neben den Plerionen ist die Klasse der Blazare die einzige, von der bislang TeV- γ -Strahlung bestätigt nachgewiesen wurde. Dies sind Markarian 421 und Markarian 501, mit einer kosmologischen Rotverschiebung³ von etwas mehr als z = 0.03, und die erst kürzlich bestätigten und noch wesentlich weiter entfernten Objekte 1ES 1959+650 (z = 0.048) und H 1426+428 (z = 0.129). In allen Fällen ist der Fluss hochvariabel. Die γ -Strahlung von Objekten in diesen großen Entfernungen sind besonders interessant, da sie eine Möglichkeit bieten, indirekt die kosmische infrarote Hintergrundstrahlung zu messen. Durch Wechselwirkung⁴ der TeV- γ -Quanten mit Photonen des infraroten Hintergrundes wird das Quellspektrum modifiziert, so dass aus der Abweichung des gemessenen TeV-Spektrums von dem angenommenen Potenzgesetz Rückschlüsse auf das Spektrum des Infrarothintergrundes gezogen werden können (siehe z. B. [Aha 02a]).

• Riesen-Radiogalaxien:

Riesen-Radiogalaxien sind extrem große (meist elliptische) Galaxien, deren Hauptenergiequelle vermutlich ebenfalls ein akkretierendes supermassives Schwarzes Loch ist. In ihnen laufen somit vermutlich ähnliche hochenergetische Prozesse ab wie in Blazaren, nur dass die relativistischen Jets der Galaxie nicht in unsere Richtung zeigen. Die Beobachtungen solcher Radiogalaxien (-haufen) haben bis jetzt noch nicht zu einer signifikanten Detektion von γ -Strahlung im VHE-Bereich geführt (vgl. [Goe 01]).

Weitere mögliche Quellen von TeV- γ -Strahlung stellen die Klasse der sogenannten *Gamma-Ray Bursts* und die Annihilationsstrahlung von exotischen Elementarteilchen dar. Siehe hierzu beispielsweise [Tot 98] respektive [Ber 98].

³Durch die Expansion des Universums vergrößern sich die Wellenlängen des in einer fernen Galaxie emittierten Lichts während der Ausbreitung zum Beobachter. Die kosmologische Rotverschiebung ist definiert als $z = (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0$, wobei λ_0 die Laborwellenlänge und λ die gemessene Wellenlänge ist. Für $z \ll 1$ läßt sich die Entfernung r in Abhängigkeit der Hubblekonstanten H_0 leicht errechnen: $r = z \cdot c/H_0$. c sei die Lichtgeschwindigkeit. H_0 hat einen Wert zwischen ca. 50 – 75 km s⁻¹ Mpc⁻¹.

⁴durch den Paarerzeugungsprozess: $\gamma_{TeV} + \gamma_{IR} \longrightarrow e^+ + e^-$

2.2 Luftschauer

Nachdem die Entstehungsprozesse und die Quellen der hochenergetischen kosmischen γ -Strahlung vorgestellt wurden, beschäftigt sich dieser Abschnitt mit den physikalischen Grundlagen, die zum Verständnis der indirekten Messung dieser Strahlung nötig sind.

Bei TeV-Energien sind die Photonenflüsse extrem gering und liegen im Bereich von:

$$\mathcal{O}(\Phi_{\rm TeV}) \sim 10^{-11} \, \frac{\rm phot.}{\rm cm^2 \, s} \sim 1 \, \frac{\rm phot.}{\rm m^2 \, Jahr}$$

Die Erdatmosphäre ist für hochenergetische γ -Strahlung nicht durchlässig, so dass eine direkte Messung vom Erdboden aus nicht möglich ist. Eine Messung von Satelliten oberhalb der Atmosphäre ist mit den heute realisierbaren Detektorflächen von ~ 1 m² aufgrund der niedrigen Flüsse nicht praktikabel; der Detektor würde einmal im Jahr von einem TeV-Photon einer bestimmten Quelle getroffen werden.

TeV- γ -Strahlung kann aber vom Erdboden aus indirekt gemessen werden. Sowohl hochenergetische Photonen als auch geladene Teilchen treten mit den Bestandteilen der Erdatmosphäre in Wechselwirkung, wobei Kaskaden hochenergetischer Sekundärteilchen entstehen, die sich in der Atmosphäre schneller als Licht bewegen und deshalb Cherenkovstrahlung emittieren. Die Messung des primären Teilchens kann indirekt über die Abbildung des von den Sekundärteilchen abgestrahlten Cherenkovlichts erfolgen. Da das Cherenkovlicht dieser sogenannten *ausgedehnten Luftschauer* am Erdboden eine große Fläche ausleuchtet, kann ein Teleskop Primärteilchen messen, die auf einer entsprechend großen Fläche in die Atmosphäre eindringen. Dies ermöglicht trotz des geringen Flusses akzeptable Zählraten von TeV- γ -Quanten.

Es gibt zwei Arten von Luftschauern, die *hadronischen* und die *elektromagnetischen* Kaskaden, deren Unterscheidung eine beobachtungstechnische Trennung des photonischen Signals vom hadronischen Untergrund ermöglicht. Auf die Physik dieser beiden Luftschauerarten wird in Abschnitt 2.2.1 und 2.2.2 genauer eingegangen. Die Emission des Cherenkovlichtes wird anschließend in Abschnitt 2.2.3 erläutert.

2.2.1 Elektromagnetische Kaskaden

Hochenergetische Photonen und Leptonen lösen beim Eintritt in die Erdatmosphäre sogenannte elektromagnetische Kaskaden aus. Der Name bezieht sich auf die in dem Luftschauer ablaufenden Prozesse elektromagnetischer Wechselwirkung (hauptsächlich Paarerzeugung und Bremsstrahlung). Im Folgenden wird die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in den wesentlichen Zügen beschrieben:

Paarerzeugung: Im Kernfeld eines atmosphärischen Atoms kann ein Photon beispielsweise⁵ ein Elektron-Positron-Paar erzeugen, wenn seine Energie größer als die Ruheenergie der beiden Teilchen (in diesem Fall $2 \cdot 0.511 \,\mathrm{MeV}$) ist. Der Atomkern ist bei der Reaktion für die Erhaltung des Impulses nötig und übernimmt dabei – wegen seiner wesentlich höheren Masse – nur einen kleinen Teil der Energie. Das erzeugte Materie-Antimaterie-Paar erhält somit den Hauptteil der Energie des Photons. Die Abweichung von der ursprünglichen Flugrichtung ist zunächst verschwindend klein, der Öffnungswinkel wird aber im Laufe der Schauerentwicklung größer, in welcher sich die Energie immer weiter verteilt. Die mittlere freie Weglänge eines Photons in der Atmosphäre, also die Strecke nach der die Strahlungsintensität I auf 1/e abfällt, hängt von der Dichte des Mediums ab. Die Konversionslänge $X_{\rm P}$ wird in Einheiten einer projizierten Flächendichte angegeben, so dass sich durch Multiplikation mit der von der Höhe abhängigen Dichte die mittlere freie Weglänge ergibt. In Luft beträgt die Konversionslänge $X_{\rm P} \approx 48 \,{\rm g/cm^2}$. Für den Verlauf der Strahlungsintensität mit der durchflogenen Schichtdicke x gilt:

$$I = I_0 \ e^{-\frac{x}{X_{\rm P}}}$$

Die Schichtdicke x wird, wie die Konversionslänge $X_{\rm P}$, in Einheiten der projizierten Flächendichte angegeben.

Bremsstrahlung: Die bei der Paarerzeugung entstandenen geladenen Teilchen werden in den Kernfeldern atmosphärischer Atome stark beschleunigt. Dadurch verlieren sie Energie durch Bremsstrahlung in Form von (meist ein oder zwei) hochenergetischen Photonen. Der Energieverlust ist umgekehrt proportional zur Masse des Teilchens, so dass die wesentlich schwereren Myonen, die ebenfalls bei der Paarerzeugung entstehen können, kaum Bremsstrahlung aussenden und somit für die weitere Entwicklung des Schauers von geringerer Bedeutung sind.⁶ Der Verlauf der mittleren Teilchenenergie $\langle E \rangle$ mit der durchflogenen Schichtdicke x (ebenfalls in Einheiten der projizierten Flächendichte) lässt sich durch folgende Exponentialfunktion beschreiben:

$$\langle E \rangle = E_0 \ e^{-\frac{x}{X_{\rm R}}}$$

Nach Durchqueren einer *Strahlungslänge* $x = X_{\rm R} \approx 37 \,{\rm g/cm^2}$ fällt die mittlere Energie der Teilchen also auf 1/e ihres ursprünglichen Wertes E_0 ab.

⁵Prinzipiell können – bei genügend hoher Energie – alle Lepton-Antilepton-Paare erzeugt werden. Der Einfachheit halber und weil dieses Paar wegen der geringen Masse am wahrscheinlichsten entsteht, wird hier die elektromagnetische Kaskade am Beispiel des e^+e^- -Paares besprochen.

⁶Myonen entstehen bei der oben genannten Paarbildung auf Grund ihrer hohen Masse nur selten, können dann allerdings (durch ihren Zerfall) elektromagnetische Subkaskaden auslösen (siehe Abschnitt 2.2.2).



Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines γ -induzierten Luftschauers. Ein hochenergetisches Photon kann im Feld eines Atomkerns ein e⁺e⁻-Paar erzeugen. Im Coulomb-Feld eines weiteren Kerns emittieren diese Teilchen Bremsstrahlungsphotonen, die wiederum zu Paarerzeugung in der Lage sind. Die Kaskade entwickelt sich weiter, bis die mittlere Energie der Teilchen so weit gesunken ist, dass deren Energieverlust statt durch Paarerzeugung und Bremsstrahlung durch Comptonstreuung und Ionisation dominiert wird. X bezeichnet die für beide Prozesse näherungsweise gleich große Strahlungslänge. (Die Abbildung stammt aus [Goe 98].)

Weitere Entwicklung des Schauers: Da die hochenergetischen Bremsstrahlungsphotonen wieder e⁺e⁻-Paare erzeugen, kommt eine Kettenreaktion zustande, die in Abbildung 2.4 unter der vereinfachenden Annahme $X = X_P \approx X_R$ veranschaulicht wird. Diese Entwicklung lässt nach, wenn mit abnehmender mittlerer Teilchenenergie der Energieverlust durch Ionisation an Bedeutung gewinnt. Der Schauer erreicht sein Maximum, wenn bei $\langle E \rangle = E_{krit}$ ($\approx 80 \text{ MeV}$ in Luft) der Energieverlust zu gleichen Teilen durch Bremsstrahlung und Ionisation bedingt ist. Der Schauer stirbt dann schnell aus, da auch der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung nachlässt und der Energieverlust der Photonen durch Comptonstreuung dominiert wird.

Ist das Primärteilchen ein Lepton, beginnt die Kaskade mit der Emission von Bremsstrahlungsphotonen und entwickelt sich analog.⁷

 $^{^{7}}$ Im statistischen Mittel wird der Schauer in etwas größeren Höhen in der Atmosphäre entstehen, da die Strahlungslänge des primären Leptons nur 7/9 der Konversionslänge eines Photons beträgt.

2.2.2 Hadronische Kaskaden

Da die Hadronen 98% der geladenen kosmischen Strahlung ausmachen, sind die von ihnen induzierten hadronischen Luftschauer die weitaus häufigsten. Die in einer hadronischen Kaskade ablaufenden Prozesse der starken, schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung sind sehr vielfältig und kompliziert. Es ist – um eine Vorstellung eines solchen Luftschauers zu gewinnen und die strukturellen Unterschiede zu den elektromagnetischen Luftschauern zu verstehen– instruktiv, das in Abbildung 2.5 dargestellte Beispiel zu betrachten, das anhand von typischen Prozessen und Zerfällen die prinzipielle Entwicklung eines hadronischen Luftschauers veranschaulicht. Das Beispiel ist in der Bildunterschrift näher beschrieben.

Wesentlich ist, dass bei der Kollision der hochenergetischen Hadronen mit den Atomkernen der Atmosphäre Teilchen mit relativ hohen Transversalimpulsen entstehen, die nach weiteren Wechselwirkungen und Zerfällen elektromagnetische Subkaskaden auslösen. Die Wechselwirkungslänge eines Protons von rund $70 \,\mathrm{g/cm^2}$ ist deutlich länger als die Konversionslänge eines Photons. Das hat für den Vergleich mit den elektromagnetischen Luftschauern zwei Implikationen zur Folge: Zum einen beginnen die hadronischen Kaskaden bei gleicher Primärenergie im Mittel erst tiefer in der Atmosphäre, zum anderen äußert sich die größere Wechselwirkungslänge darin, dass die elektromagnetischen Subschauer über einen großen Höhenbereich verteilt ausgelöst werden. Dieser Effekt sorgt zusammen mit den hohen Transversalimpulsen der Kollisionsprodukte für ein fragmentiertes, im Vergleich zum elektromagnetischen Schauer breiteres und insgesamt nicht so scharf abgegrenztes Schauerprofil. Der Unterschied der beiden Luftschauerprofile ist in Abbildung 2.6 anhand ihrer Cherenkovlichtverteilung dargestellt. Es ist zu betonen, dass dieser Unterschied für die Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen essenziell ist, da er eine sehr gute Trennung der verhältnismäßig wenigen photonischen Luftschauerereignisse von dem hadronischen Untergrund ermöglicht (siehe Abschnitt 3.4).



Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Entwicklung einer hadronischen Kaskade anhand von typischen Prozessen. Durch Kollision von Hadronen der kosmischen Strahlung mit Atomkernen der Atmosphäre enstehen in Prozessen der starken Wechselwirkung neben den Kernbruchstücken auch neue Teilchen mit großem Transversalimpuls. Häufig sind dies, wie in diesem Beispiel, Pionen, die in den dargestellten Zerfällen elektromagnetische Subschauer auslösen. Die hadronischen Kernbruchstücke wiederholen diese oder ähnliche Prozesse im weiteren Verlauf der hadronischen Kaskade. Der relativ große Transversalimpuls, den die entstehenden Teilchen in der hadronischen Kaskade erhalten können, und die Induzierung elektromagnetischer Subkaskaden sind für das im Vergleich zum γ -induzierten Luftschauer breitere und fragmentiertere Schauerprofil verantwortlich. (Die Abbildung stammt aus [Kla 97].)



Abbildung 2.6: Hier ist die Photonendichte der von einem hadronischen und einem elektromagnetischen Luftschauer emittierten Cherenkov-Strahlung gezeigt. Es wird die für einen hadronischen Luftschauer typische breitere Verteilung deutlich, die zur Unterscheidung der γ -induzierten Luftschauer von den überwiegend hadronischen Luftschauern herangezogen wird. (Dies ist das Ergebnis einer Monte-Carlo Simulation aus [Hor 00].)

2.2.3 Das Cherenkovlicht der Luftschauer

Die Sekundärteilchen im Luftschauer bewegen sich teilweise mit ultra-relativistischen Geschwindigkeiten $v = \beta \cdot c$ durch das atmosphärische Medium, wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist und $\beta \approx 1$. Die Lichtgeschwindigkeit im Medium mit dem Brechungsindex n beträgt c' = c/n, daher ist die Teilchengeschwindigkeit häufig größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts. Bei geladenen Teilchen tritt dann der Cherenkov-Effekt [Che 34] auf. Das relativistische geladene Teilchen polarisiert das dielektrische Medium entlang der Flugbahn, wodurch dieses elektromagnetische Wellen erzeugt. Da sich das Teilchen schneller fortbewegt, als sich die Wellen ausbreiten können, kommt es – wie Abbildung 2.7 veranschaulicht und in Analogie zum Mach'schen Überschallkegel – zu einer Überlagerung der Wellenfronten; es wird Cherenkovlicht in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel $\Theta_{\rm C}$ abgestrahlt. Für den Öffnungswinkel gilt offensichtlich:

$$\cos \Theta_{\rm C} = \frac{c/n}{\beta c} = \frac{1}{\beta n}$$



Abbildung 2.7: Cherenkov-Emission eines geladenen Teilchens, das sich schneller durch ein dielektrisches Medium bewegt als das Licht. Die Lichtgeschwindigkeit in einem Medium mit dem Brechungsindex n ist c' = c/n. Das entlang der Teilchenbahn polarisierte Medium emittiert elektromagnetische Kugelwellen. Dadurch dass sich das Teilchen pro Zeiteinheit weiter bewegt als sich die Wellen ausbreiten können, überlagern sich die Wellenfronten zu einem Kegel. Die Abstrahlung des Cherenkovlichts erfolgt in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von typischerweise $\Theta_{\rm C} \sim 1^{\circ}$.

Die Größenordnung des Winkels, unter dem die Cherenkovstrahlung emittiert wird, beträgt etwa 1°. Der maximale Öffnungswinkel stellt sich bei ultra-relativistischen Teilchen, für die $\beta \simeq 1$ gilt, ein:

$$\Theta_{\rm C,max} = \arccos(1/n)$$

Da der Brechungsindex des Gases von der Dichte abhängt und sich zu größeren atmosphärischen Tiefen erhöht, weitet sich der Öffnungswinkel während des Fluges des Teilchens, so dass am Boden ein Ring ausgeleuchtet wird (siehe Abbildung 2.8). Das Cherenkovlicht der einzelnen Sekundärteilchen des Luftschauers überlagert sich und leuchtet am Boden eine nicht scharf begrenzte Fläche mit einem typischen Radius von etwa 120 m aus.

Das Emissionsspektrum der Cherenkovstrahlung ist kontinuierlich und näherungsweise proportional zu $1/\lambda^2$. Durch Absorptions- und Streueffekte in der Atmosphäre wird der kurzwellige Bereich stark geschwächt, so dass sich in einer Höhe von 2000 m das Maximum der Strahlung im Wellenlängenbereich von $\lambda = 300 - 450$ nm befindet. In diesem Bereich sind typischerweise Kameras von Cherenkovteleskopen, wie z. B. bei HEGRA, deshalb besonders sensitiv.



Abbildung 2.8: Der Winkel, unter dem Cherenkovlicht abgestrahlt wird, hängt vom Brechungsindex und dieser von der Dichte des Gases ab. Mit zunehmender atmosphärischer Tiefe weitet sich der Abstrahlungswinkel, so dass von einem Teilchen am Boden ein Ring ausgeleuchtet wird. (Abbildung aus [Hes 98])

Die Gesamtintensität des vom Luftschauer emittierten Cherenkovlichts ist proportional zur Energie des Primärteilchens, was bei der Beobachtung mit Cherenkovteleskopen die Energierekonstruktion des Primärteilchens ermöglicht.

Kapitel 3

Das System der HEGRA-Cherenkov-Teleskope

Die Beobachtung in der TeV- γ -Astronomie kann aufgrund der Undurchlässigkeit der Atmosphäre für Photonen (γ -Quanten) mit Energien im TeV-Bereich nicht direkt erfolgen. Beim Eindringen dieser Photonen in die Erdatmosphäre entstehen die in Abschnitt 2.2 beschriebenen Luftschauer. Die Abbildung deren Cherenkovlichtverteilungen ermöglicht jedoch Rückschlüsse auf die jeweilige Herkunftsrichtung und Energie der primären TeV-Photonen und somit eine indirekte Beobachtung von astronomischen Objekten in diesem Energiebereich.

Die astronomische Beobachtung mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen benutzt die Atmosphäre als Kalorimeter. Dieses Prinzip bietet sehr große effektive Nachweisflächen, die bei den geringen Photonenflüssen der TeV- γ -Strahlung eine Beobachtung erst praktikabel machen (siehe Abschnitt 2.2). Die Abbildung der sehr kurzen ($\sim 10 \, \text{ns}$) und schwachen Cherenkovlichtblitze erfordert gewisse technische Voraussetzungen. In Abschnitt 3.1 werden das System der HEGRA-Cherenkov-Teleskope und einige technische Details vorgestellt. Die Abbildung der Luftschauerereignisse durch Cherenkov-Teleskope und die Parametrisierung der Abbilder werden in Abschnitt 3.2 erläutert. Abschnitt 3.3 beschreibt das im HEGRA-Experiment erstmals eingesetzte Prinzip der stereoskopischen Abbildung von Luftschauerereignissen durch ein System mehrerer Cherenkov-Teleskope. Der Großteil der Luftschauerereignisse wird von der geladenen kosmischen Strahlung ausgelöst und nicht von den für die Astronomie relevanten Photonen. Dieser sogenannte hadronische Untergrund kann effektiv aus dem Datensatz separiert werden. Hierauf wird in Abschnitt 3.4 eingegangen. Es bieten sich verschiedene Möglichkeiten, das Teleskop-System zur Beobachtung einzusetzen. Die Beobachtungsmodi und die jeweilige Messung der Untergrunderwartung werden in Abschnitt 3.5 besprochen.

3.1 Technische Details des Teleskop-Systems

Das HEGRA-Teleskop-System [Dau 97] befindet sich auf der kanarischen Insel La Palma (17.9° W, 28.8° N) in 2200 m Höhe. Es besteht aus fünf abbildenden Cherenkov-Teleskopen (kurz: IACT, <u>imaging atmospheric cherenkov telescope</u>). Diese sind auf den Ecken und in der Mitte eines Quadrates mit einer Kantenlänge von etwa 100 m angeordnet¹, so dass die Cherenkovlichtverteilungen der Luftschauerereignisse aus verschiedenen Perspektiven abgebildet werden können. Dieses stereoskopische Prinzip ermöglicht eine dreidimensionale Rekonstruktion der Position und Lage eines Luftschauers (siehe Abschnitt 3.3). Jedes Teleskop besitzt eine segmentierte Reflektorfläche von insgesamt $8.5 \,\mathrm{m}^2$ und eine Brennweite von etwa fünf Metern. Die Reflektorfläche setzt sich aus 30 runden, sphärischen Spiegeln zusammen, welche nach dem Davies-Cotton-Prinzip [DaC 57] auf einem sphärischen Träger angebracht sind, dessen Radius der Brennweite der Spiegel entspricht. Die Teleskope lassen sich zur Positionierung in Altitude und Azimutwinkel über Schrittmotoren bewegen, so dass bei der Beobachtung einer bestimmten Himmelsposition die Erdbewegung durch Nachführung um die beiden Achsen kompensiert werden kann. Die Kameras, die sich jeweils in der Fokalebene befinden, haben ein großes Gesichtsfeld von 4.3° und bestehen aus 271 Photoelektronenvervielfacherröhren (Photomultiplier), die in der Lage sind, die schwachen und nur wenige Nanosekunden dauernden Cherenkovlichtblitze nachzuweisen. Die Photomultiplier werden für eine homogene Verstärkung über das Kameragesichtsfeld mit individuell einstellbarer Hochspannung versorgt. Ihre maximale Sensitivität ist entsprechend des Maximums des Cherenkovspektrums auf Beobachtungsniveau auf den Wellenlängenbereich von 300–450 nm ausgelegt. In Abbildung 3.1 sind eines der Teleskope und die Kamera abgebildet.

Das stereoskopische System erreicht eine Winkelauflösung von etwa 0.1° pro Ereignis und eine Energieauflösung von $\Delta E/E \leq 20\%$. Die Energieschwelle hängt stark vom Zenitwinkel der Beobachtung ab. Bei größeren Zenitwinkeln hat das Cherenkovlicht längere Strecken durch die Atmosphäre zurückzulegen und erfährt entsprechend größere Verluste durch Absorption und Streuung. Zusätzlich verteilt sich das Licht des Cherenkovkegels über eine größere Fläche am Boden. Für Beobachtungen nahe des Zenits hat das HEGRA-Teleskop-System eine Energieschwelle von $E_{\text{thr}} \geq 500 \text{ GeV}$.

Neben den abzubildenden Cherenkovlichtblitzen werden auch Photonen des Nachthimmelleuchtens und atmosphärisches Streulicht in den Photomultipliern verstärkt. Ein zweistufiger Trigger sorgt für die Separation der Luftschauerereignisse:

¹Ein photonisch induzierter Luftschauer leuchtet, bei Primärenergien nahe der Energieschwelle, etwa eine Fläche mit einem Radius von 120 m aus. Die Geometrie des Teleskop-Systems ist so gewählt, dass ein solcher Luftschauer von mehreren Teleskopen registriert werden kann und die Nachweisfläche dabei möglichst groß ist.



Abbildung 3.1: *Oben:* Eines der HEGRA-Cherenkov-Teleskope auf La Palma, mit der aus 30 Einzelspiegeln zusammengesetzten Spiegelfläche von 8.5 m^2 und einer Fokallänge von fast 5 m. Im Hintergrund ist die zugehörige Elektronikhütte zu erkennen. *Unten:* Die Kamera eines HEGRA-Cherenkov-Teleskops mit ihren 271 Photomultipliern.



Abbildung 3.2: Skizze zur winkeltreuen Abbildung eines (als zylinderförmig angenommenen) Luftschauers durch ein Cherenkovteleskop. Bei realen Luftschauern entstehen ellipsenförmige Abbilder. (Abbildung aus [Hes 98].)

- 1. Der sogenannte *Einzelteleskoptrigger* fordert, dass innerhalb einer Koinzidenzzeit von 12 ns mindestens zwei benachbarte Pixel jeweils eine bestimmte Lichtmenge registrieren. Trifft diese Voraussetzung für ein (zusammenhängendes) Schauerabbild zu, wird ein Triggersignal an die Zentralstation gesendet.
- 2. Erst wenn mindestens zwei Teleskope innerhalb eines bestimmten vom Zenitwinkel abhängigen Zeitintervalls ein Triggersignal gesendet haben, gibt der *Systemtrigger* ein Signal zum Auslesen der Pixelinformationen an alle Teleskope. Der Systemtrigger verwirft somit neben den Zufallskoinzidenzen der ersten Triggerstufe auch lokale (beispielsweise durch Myonen hervorgerufene) Ereignisse.

Eine detaillierte Beschreibung der Ausleseelektronik, der Signaldigitalisierung und der Kalibration der Rohdaten findet sich in [Hes 98].

3.2 Abbildung von Luftschauerereignissen

Das Cherenkovlicht der Luftschauer leuchtet am Boden typischerweise Flächen mit einem Radius der Größenordnung 100 m aus. Die Ausdehnung des Luftschauers, genauer gesagt die Region der Atmosphäre, die das Cherenkovlicht emittiert, kann vereinfacht als zylinderförmig angenommen werden. Ihre Abbildung durch ein Cherenkov-Teleskop ist in Abb. 3.2 skizziert. Der Reflektor bildet die Emissionsregion in der Fokalebene bzw. der Kamera winkeltreu ab. Das Abbild entspricht also dem Profil des Luftschauers aus der Perspektive des Teleskops. Bei realen Luftschauerereignissen sind die Abbilder annähernd ellipsenförmig und



Kamerazentrum

Abbildung 3.3: Charakterisierung der an das Abbild eines Luftschauerereignisses angepassten Ellipse durch die Hillas-Parameter [Hil 85].

werden durch die von A. M. Hillas eingeführten Parameter wie in Abbildung 3.3 charakterisiert. Der width-Parameter, d. h. die Breite der Ellipse, hat eine besondere Bedeutung für die Unterscheidung der photonischen von den hadronischen Luftschauerereignissen (siehe Abschnitt 3.4). Die Entfernung des Bildschwerpunktes zum Kamerazentrum (distance) ist bei achsenparallelen Schauern ein Maß für die Entfernung des Kernortes² zum Teleskop (siehe Abbildung 3.2). Bei größer werdender Kernortdistanz entfernt sich das Bild vom Kamerazentrum, während die Ellipse länglicher wird. Die Orientierung der Schauerachse zur optischen Achse spiegelt sich in der Lage der langen Ellipsenachse wieder. Der Winkel alpha definiert eine Ebene, in der die Schauerachse lag. (Eine eindeutige geometrische Rekonstruktion der Herkunftsrichtung ist mit nur einem Teleskop nicht möglich, siehe Abschnitt 3.3.) Liegen die Teleskop- und die Schauerachse in einer Ebene (dies ist eine Bedingung für Ereignisse aus der Beobachtungsrichtung), zeigt die Ellipse auf das Kamerazentrum und *alpha* geht gegen null. Neben diesen geometrischen Größen ist auch die sogenannte size ein wichtiger Parameter, der ein Maß für die Anzahl der detektierten Cherenkov-Photonen in den zum Bild der Ellipse gehörenden Pixeln ist. Aus dem *size*-Parameter lässt sich in Abhängigkeit der Kernortdistanz, des Zenitwinkels und der Art des Primärteilchens dessen Energie bestimmen.

²Der Kernort ist der Durchstoßpunkt der Schauerachse (d. h. der verlängerten Flugbahn des Primärteilchens) mit der Beobachtungsebene.

3.3 Prinzip der Stereoskopie

Wie soeben erwähnt, ermöglicht die Abbildung eines Luftschauers aus nur einer Perspektive nicht die Bestimmung der Orientierung der Schauerachse (also der Herkunftsrichtung der primären Strahlung), sondern lediglich eine Schar möglicher Orientierungen, die in einer Ebene liegen. Bei der Abbildung eines Luftschauers aus mindestens zwei Perspektiven ist die Schauerachse (durch die Schnittgerade der jeweiligen Ebenen) definiert und es ist somit eine dreidimensionale Rekonstruktion der geometrischen Lage der Schauerachse möglich. Weiterhin ist so auch der Kernort bestimmbar, der z. B. für die Ernergierekonstruktion von großer Bedeutung ist.

HEGRA ist das erste Luftschauerexperiment, bei dem dieses stereoskopische Prinzip erprobt und sehr erfolgreich³ eingesetzt wurde.

Abbildung 3.4 zeigt drei Abbilder eines Luftschauers und die Überlagerung dieser Bilder in einem gemeinsamen Winkelkoordinatensystem, auch als gemeinsame Kameraebene bezeichnet. Die Koordinaten des Schnittpunktes definieren die Herkunftsrichtung des Primärteilchens. Die Ellipsenachsen sind allerdings mit einem erheblichen Fehler behaftet, so dass sie sich – wenn es mehr als zwei Bilder gibt – nicht in einem Punkt schneiden. Es gibt verschiedene Methoden zur Bestimmung des Schnittpunktes, die z. B. in [Hof 99] diskutiert werden. In dieser Arbeit wird die standardmäßige Richtungsrekonstruktion verwendet, in der der Schnittpunkt durch Überlagerung von Fehlerellipsen bestimmt wird (Algorithmus #3 in [Hof 99]). Für die Berechnung der Herkunftsrichtung genügen zwei Abbilder, jedes weitere verbessert jedoch die Winkelauflösung und die γ -Hadron-Separation.

3.4 Separation des hadronischen Untergrundes

Prinzipiell ist die Suche nach einem TeV- γ -Signal mit Cherenkov-Teleskopen ein Zählexperiment, denn es werden letztendlich die (Luftschauer erzeugenden) kosmischen Teilchen in Abhängigkeit ihrer Einfallsrichtung gezählt. Ein Signal aus einer bestimmten Richtung macht sich durch einen Überschuss an Ereignissen, die aus dieser Region registriert worden sind, gegenüber dem Untergrund bemerkbar. Die Sensitivität des Detektors hängt also wesentlich davon ab, wie gut der Untergrund unterdrückt (d. h. vom Signal unterschieden) werden kann.

Der Hauptteil des Untergrundes sind die Luftschauerereignisse, die von den geladenen kosmischen Teilchen (überwiegend Hadronen) induziert werden. Dieser hadronische Untergrund unterscheidet sich durch zwei wesentliche Merkmale vom

³Die Vorteile eines Teleskop-Systems gegenüber einem Einzelteleskop sind vielfältig. Neben einer sehr viel besseren Winkelauflösung ist auch eine sehr gute Energieauflösung (aufgrund des bekannten Kernortes) möglich. Auch die Unterdrückung des Untergrundes profitiert erheblich durch den zusätzlichen Systemtrigger, der besseren Winkelauflösung und nicht zuletzt durch den *mscw*-Parameter (s. Abschnitt 3.4).



Abbildung 3.4: Durch die Abbildung eines Luftschauers aus verschiedenen Perspektiven ist eine stereoskopische Rekonstruktion der Schauerachse und damit der Einfallsrichtung des Primärteilchens möglich. Die einzelnen Abbilder lassen sich in ein gemeinsames Koordinatensystem übertragen, in welchem der Schnittpunkt der langen Ellipsenachsen die Einfallsrichtung angibt [Hor 00].



Abbildung 3.5: Verteilung der mittleren skalierten Bildbreiten (mscw) von γ - und Hadron-induzierten Ereignissen aus Monte-Carlo-Simulationen [Hor 00].

gesuchten photonischen Signal:

- isotroper Einfall der geladenen kosmischen Strahlung
- breitere transversale Entwicklung der hadronisch induzierten Luftschauer in der Atmosphäre (siehe Abb. 2.6), resultierend in breiteren Schauerabbildern

Dies führt zu zwei Strategien zur Reduzierung des hadronischen Untergrundes:

Erstens ist wegen der isotropen Verteilung des Untergrundes und der guten Winkelauflösung des stereoskopischen Systems eine Trennung der hadronischen Ereignisse möglich, die nicht aus der Quellregion stammen (siehe auch Abschnitt 4.2.3).

Zweitens ist eine sehr effiziente Separation basierend auf der mittleren skalierten Bildbreite (mscw, <u>m</u>ean <u>sc</u>aled <u>w</u>idth) möglich [Kon 99]. Der Hillas-Bildparameter width gibt die Breite der Schauerabbildung an. Da die Bildbreite aber auch von der Energie des Primärteilchens, dem Zenitwinkel und dem Kernortabstand zum Teleskop abhängt, wird die Bildbreite zunächst an der erwarteten Bildbreite für ein photonisches Ereignis (die aus Monte-Carlo-Simulationen in Abhängigkeit des *size*-Parameters, des Kernortabstandes und des Zenitwinkels bekannt ist) skaliert. Die skalierten Bildbreiten (der an der Abbildung beteiligten Teleskope) werden gemittelt. Dies liefert den mscw-Wert des Ereignisses. Photonische Ereignisse haben durch die Skalierung also Werte, die eine recht schmale Verteilung um 1 herum besitzen. Die breiteren hadronischen Bilder verteilen sich um einen Wert von $mscw \approx 1.4$. Diese Verteilungen sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Ein Schnitt bei mscw = 1.1, der die darüberliegenden Ereignisse verwirft, eliminiert einen Großteil der hadronischen Ereignisse, aber nur weniger als die Hälfte der γ -Ereignisse. Der Qualitätsfaktor, der bei der standardmäßigen Schnittbedingung mscw < 1.1 erreicht wird, ist $Q = \epsilon_{\gamma}/\sqrt{\epsilon_h} \approx 4.3$ (wobei ϵ_{γ} und ϵ_h die jeweiligen Nachweiseffizienzen für γ - bzw. hadronische Schauer sind) [Hor 00].

3.5 Beobachtungsmodi und Untergrundmodelle

Die Beobachtung eines astronomischen Objektes mit dem HEGRA-Teleskop-System wird, bei paralleler Ausrichtung und Nachführung der fünf Teleskope auf die jeweilige Himmelsposition, in Sequenzen meist 20-minütiger Datennahme durchgeführt. Ein solcher zusammenhängender Datensatz wird im Folgenden, nach der bei HEGRA üblichen Sprechweise, als (engl.) *Run* bezeichnet.

Um bei der Messung einen Überschuss an Ereignissen aus der Quell-Region gegenüber dem Untergrund feststellen zu können, ist es nötig, diesen Untergrund zu kennen bzw. eine Erwartung darüber zu haben. Er muss unter gleichen Bedingungen in einer quellphotonenfreien Referenzregion des Himmels gemessen werden. Die Untergrundmessung wird mit OFF bezeichnet, die Messung des Objektes dagegen mit ON.

Das HEGRA-Teleskop-System besitzt ein großes effektives Gesichtsfeld mit einem Durchmesser von 4.3°. Das ermöglicht zum einen die Beobachtung stark ausgedehnter Quellen, wobei die OFF-Beobachtung separat erfolgt (ON/OFF-Modus, s. unten), zum anderen ist dadurch bei Punkt- oder schwach ausgedehnten Quellen eine gleichzeitige Beobachtung einer ON- und OFF-Region möglich (*Wobble*-Modus, s. unten).

Das HEGRA-Teleskop-System zeigt eine radiale Abnahme der Sensitivität innerhalb des Gesichtsfeldes. Diese ist in Abbildung 3.6 für verschiedene Teleskopmultiplizitäten⁴ gezeigt. Bis zu Winkelabständen $\Theta \leq 1^{\circ}$ der rekonstruierten Schauerachse zur (gemeinsamen) Teleskopachse (also vom Zentrum des Gesichtsfeldes) bleibt die Nachweisempfindlichkeit näherungsweise konstant, weiter außen fällt sie rasch ab. Die ON- und die OFF-Region müssen in Bereichen gleicher Sensitivität liegen, um die Vergleichbarkeit der Daten zu gewährleisten.

Im Folgenden werden die beiden bereits erwähnten Beobachtungsmodi beschrieben, in denen auch die in dieser Arbeit analysierten Daten aufgenommen wurden:

⁴Mit der Teleskopmultiplizität ist die Anzahl der Teleskope gemeint, die mit einem Abbild des Luftschauers zur stereoskopischen Rekonstruktion beitragen.



Abbildung 3.6: Radiale Abhängigkeit der Sensitivität im Gesichtsfeld des HEGRA-Teleskop-Systems. Aufgetragen ist die Detektionsrate von isotrop verteilten Ereignissen über dem Winkelabstand Θ des Ereignisses zum Zentrum des Gesichtsfeldes, normiert auf die Rate bei $\Theta = 0^{\circ}$. Die Kurven 2-4 entsprechen γ -Ereignissen mit den entsprechenden Teleskopmultiplizitäten, die gestrichelte Linie gilt für hadronische Ereignisse mit der Teleskopmultiplizität 2. Die Daten stammen aus Monte-Carlo-Simulationen. [Kon 02]

• ON/OFF-Modus:

Bei Beobachtungen ausgedehnter Quellen, die einen größeren Teil des Gesichtsfeldes benötigen, wird abwechselnd für je einen Run das Objekt und eine Referenzregion zur Bestimmung der Untergrunderwartung (jeweils im Gesichtsfeldzentrum) beobachtet. Die OFF-Position wird so gewählt, dass bei der Nachführung dieser Position die Teleskope die gleiche Bahn in Altitude und Azimutwinkel beschreiben wie bei der ON-Beobachtung. Dies gewährleistet möglichst gleiche experimentelle Bedingungen, insbesondere gleiche Zenitwinkel, und wird realisiert durch die Wahl einer OFF-Position mit gleicher Deklination und einer um etwa 30 Minuten verschobenen Rektaszension.

Bei der Analyse der Daten muss das Zeitverhältnis der gesamten ON- zur OFF-Beobachtungsdauer berücksichtigt werden. In beiden Datensätzen werden die Ereignisse bis zum selben Winkelabstand vom Gesichtsfeldzentrum aufsummiert, so dass die radiale Abhängigkeit der Sensitivität im Gesichtfeld keinen unterschiedlichen Einfluss ausübt.
• Wobble-Modus:

Punktquellen und Quellen mit einer geringen Ausdehnung werden mit dem HEGRA-Teleskop-System nicht im Zentrum des Gesichtsfeldes beobachtet, sondern um jeweils $\pm 0.5^{\circ}$ in Deklination versetzt, so dass die am Gesichtsfeldzentrum gespiegelte Objektposition zur simultanen Untergrundmessung verwendet werden kann. Diese Methode garantiert identische Beobachtungsbedingungen und spart Beobachtungszeit.⁵ Die ON- und OFF-Regionen liegen aufgrund der radialen Symmetrie im Bereich gleicher Sensitivität des Gesichtsfeldes. Außerdem ist in diesem Bereich die Sensitivität noch relativ konstant⁶, so dass bei der Analyse zur Reduzierung des statistischen Fehlers der Untergrund über eine größere OFF-Region gemittelt werden kann (siehe Abbildung 3.7 und auch Abschnitt 4.3.3).

Da sich das Gesichtsfeld bei der Nachführung der Teleskope dreht, überstreichen die beiden Regionen verschiedene Bereiche (insbesondere verschiedene Pixel) der Kameras, was systematische Effekte durch Besonderheiten der Kameras vermindert. Weiterhin wird bei Beobachtungen im Wobble-Modus von Run zu Run zwischen den beiden möglichen Versetzungen in Deklination alterniert. Dadurch wird neben der Vermeidung des eben genannten Effektes auch ein möglicher systematischer Fehler vermindert, der besonders bei großen Zenitwinkeln durch einen zenitwinkelabhängigen (nicht radialsymmetrischen) Sensitivitätsgradienten im Gesichtsfeld zustande kommen kann.

⁵Die gleichzeitige Beobachtung einer Quell- und einer Untergrundregion stellt einen weiteren Vorteil eines stereoskopischen Teleskopsystems gegenüber einem Einzelteleskop-Experiment dar, da erst durch die stereoskopische Richtungsrekonstruktion diese Unterscheidung im Gesichtsfeld vorgenommen werden kann.

⁶Das radiale Gefälle der Sensitivität hat zur Folge, dass auf der einen Seite der OFF-Region der Untergrund leicht überschätzt, auf der anderen dagegen leicht unterschätzt wird, wobei sich diese Effekte für die hier verwendeten Regionen weitgehend kompensieren.



Abbildung 3.7: Skizze zur Beschreibung des Wobble-Beobachtungsmodus. Das zu beobachtende Objekt befindet sich im Zentrum der mit ON bezeichneten Region. Gleichzeitig wird in der mit OFF bezeichneten Region der Untergrund gemessen.

Kapitel 4 Analyse der HEGRA-Daten

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde in HEGRA-Messdaten von zwölf galaktischen Objekten nach TeV- γ -Signalen gesucht. Diese Objekte, die typische Vertreter der Objektklassen der Pulsare, Supernovaüberreste und Röntgenbinärsysteme darstellen, wurden mit dem HEGRA-Teleskop-System beobachtet, um Hinweise auf die Beschleuniger der geladenen kosmischen Strahlung zu erhalten. Die gesamte Beobachtungsdauer beträgt 290 Stunden, was etwa einem Drittel der jährlich effektiv zur Verfügung stehenden HEGRA-Beobachtungszeit entspricht. Bislang sind diese Beobachtungen noch nicht endgültig analysiert worden.

Bei keinem dieser Objekte konnte ein signifikanter Ereignisüberschuss in der Quellregion nachgewiesen werden, so dass obere Flussgrenzen für die jeweiligen Objekte ermittelt wurden. Diese stellen aufgrund der Sensitivität der HEGRA-Cherenkov-Teleskope die zur Zeit genaueste Kenntnis über eine mögliche nichtthermische Emission dieser Objekte im TeV-Energiebereich dar.

Es folgt ein Überblick über die in den nächsten Abschnitten beschriebenen Schritte der jeweils durchgeführten Datenselektion und -analyse:

- Zuerst findet eine Selektion der in der Analyse zu berücksichtigenden Daten statt (Abschnitt 4.1). Dazu werden zunächst die Runs gesucht, die hinsichtlich der Beobachtungsposition in Frage kommen. Nun werden nach bestimmten Datenqualitätskriterien Runs verworfen, wobei sowohl der technische Zustand des Detektors als auch atmosphärische Beobachtungsbedingungen berücksichtigt werden.
- 2. Zu jedem so selektierten (aus einzelnen Runs zusammengestellten) Datensatz wird ein Vergleichsdatensatz aus zeitnahen Beobachtungen des als Eichquelle verwendeten Krebsnebels erstellt. Dieser muss im Hinblick auf die Verteilung der Zenitwinkel der einzelnen Beobachtungen und die technische Konfiguration des Teleskop-Systems möglichst gut mit dem Datensatz übereinstimmen. Anhand dieser Vergleichsdatensätze werden die zur Maximierung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses vorzunehmenden physikalischen Auswahlkriterien (Schnitte) an die rekonstruierten Luftschauerer-

eignisse optimiert. Die Erstellung der Vergleichsdatensätze und die Optimierung der Schnitte werden in Abschnitt 4.2 beschrieben.

3. Nach Anwendung dieser Schnitte auf die Daten, werden im dritten Schritt die statistische Signifikanz des Ereignisüberschusses berechnet und der obere damit zu vereinbarende TeV-γ-Fluss für das Objekt angegeben. Hierzu wird in Abschnitt 4.3 auf den theoretischen Hintergrund eingegangen. Weiterhin werden verwendete Darstellungsformen der Analyse-Ergebnisse vorgestellt.

4.1 Selektion der Daten

4.1.1 Erweiterung der Hegra-SQL-Datenbanken

Während der Datennahme wird ein handschriftliches Protokoll (Logbuch) geführt, das im Wesentlichen die Wetterbedingungen der Nacht, Informationen zu jedem Run (Runnummer, beobachtetes Objekt, Zenitwinkel, Ereignisrate etc.) und eventuelle Besonderheiten bzw. technische Probleme dokumentiert.

Da ein Logbuch für die Zusammenstellung geeigneter Runs zu einem Gesamtdatensatz (im Folgenden kurz: *Datensatz*) ungeeignet ist, werden diese (und weitere) Informationen zu den Runs in einer, als *elektronisches Runbuch* bezeichneten, SQL-Datenbank¹ protokolliert. Dies ermöglicht eine bequeme Selektion der zu analysierenden Runs nach den in den folgenden Unterabschnitten beschriebenen Kriterien. Der Nachteil des elektronischen Runbuchs ist allerdings, dass es sich im Laufe der Jahre entwickelt hat und nicht von Anfang an alle relevanten Daten gespeichert wurden. Es bietet somit keine homogene Informationsbasis zu allen Runs.

Um diesem Manko Abhilfe zu verschaffen, wird im Nachhinein durch die Analyse aller HEGRA-Runs (~ 15000) ein einheitlicher (und genauerer) Satz an Informationen zu jedem Run erstellt. Diese Methode ermöglicht es auch, einem Run Informationen zuzuordnen, die sich erst aus der Gesamtheit der Daten ableiten lassen, wie zum Beispiel die *erwartete Ereignisrate* (siehe Abschnitt 4.1.3). Diese Informationen wurden bislang als einfache Textdatei gespeichert, die als *run character database* bezeichnet wurde.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die *run character database* in eine SQL-Datenbank² umgewandelt und verschiedene Methoden der Datenauswahl getestet, so dass diese Informationen nun ebenfalls (wie bereits das elektronische Runbuch) den Methoden einer modernen relationalen Datenbank zugänglich sind (siehe hierzu z. B. [MySQL]). Insbesondere ist es nun möglich, Kriterien gleichzeitig an die beiden (sich in ihrem Informationsgehalt ergänzenden) Datenbanken zu stellen.

¹Es handelt sich hierbei um die Tabelle *RunBook* der MySQL-Datenbank *HEGRA*.

²Tabelle *RatevsDate* der MySQL-Datenbank *Rates*

Dieser Vorteil wurde für die vorliegende Arbeit speziell bei der Datenauswahl nach Qualitätskriterien ausgenutzt. (Beispiele der Datenbankabfrage sind im Anhang C zu finden.)

4.1.2 Selektion der Datensätze nach Koordinaten

Die Selektion der Runs nach den in der Datenbank gespeicherten Objektnamen gewährleistet aufgrund nicht immer eindeutiger Namensvergabe (z. B. durch Operatorfehler) keine vollständige Erfassung der auf die entsprechende Himmelsposition genommenen Daten. Neben den direkten Beobachtungen der Objekte, die teilweise sowohl im Wobble- als auch im ON/OFF-Modus vorgenommen wurden, existieren auch Runs einer Durchmusterung der galaktischen Scheibe [Aha 01b], bei denen ein in dieser Arbeit zu untersuchendes Objekt möglicherweise zufällig im Gesichtfeld der Kamera liegt. Da die Sensitivität der Kamera nach außen hin abnimmt (siehe Abschnitt 3.5), sind nur solche Runs für die Analyse geeignet, bei denen die Objektposition nicht weiter als ein Grad vom Kamerazentrum entfernt liegt.

Daher wurden zu jedem der zu untersuchenden Objekte zunächst alle Runs herausgesucht, deren Beobachtungs-Positionen (*tracking position*) im Umkreis eines Grades von der Objekt-Position liegen. Hierfür wurde folgende Näherungsformel zur Berechnung der Winkeldifferenz ρ zweier Himmelskoordinaten in Rektaszension α und Deklination δ verwendet:

$$\varrho \simeq \sqrt{\left[\cos\left(\frac{\pi}{180^{\circ}} \cdot \delta\right) \cdot \frac{15^{\circ}}{1\,\mathrm{h}} \cdot (\alpha_{\mathrm{obj}} - \alpha)\right]^2 + (\delta_{\mathrm{obj}} - \delta)^2} < 1^{\circ}, \qquad (4.1)$$

wobei α_{obj} und δ_{obj} die Himmelskoordinaten des Objektes, α und δ die Beobachtungs-Positionen des jeweiligen Runs sind und die Rektaszension in Stunden und die Deklination in Grad angegeben sein muss.

Dieses Verfahren gewährleistet eine vollständige Auswahl der Daten eines Objektes unabhängig von Beobachtungsmodi und Namensgebung. (Die zu den ON-Runs gehörenden OFF-Runs (siehe Abschnitt 3.5) liegen naturgemäß weiter als ein Grad von der Objektposition entfernt und wurden gesondert selektiert.) Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über das Ergebnis dieser Selektion.

4.1.3 Qualitätsanforderungen an die Datensätze

Neben der oben beschriebenen Auswahl der Runs nach Beobachtungs-Koordinaten werden nun Bedingungen an die Datenqualität der Runs gestellt. Diese Qualitätskriterien werden a priori festgelegt und gliedern sich in folgende Aspekte:

Objekt ^a	$\mathbf{Objektname}$	BeobF	Position ^b	n [°]	Anzahl
Objekt	im Runbuch	$lpha\left[\mathrm{h} ight]$	δ [°]	e[]	der Runs
	Geminga	6.565	18.280	0.51	33
Geminga	Geminga	6.565	17.780	0.01	39 On
	Geminga	versch.	17.780	5.04	35 Off
DSP B1020 + 10	PSR1929	19.537	11.492	0.42	\ 44
15001929 ± 10	PSR1929	19.537	10.492	0.58	$\int 44$
	PSR1937	19.660	22.104	0.5	42
PSRB1937+21	G57.0 + 0.2	19.611	21.376	0.72	3
	G58.0 + 0.2	19.646	22.248	0.67	2
PSR B1957+20	PSR1957	19.994	21.304	0.5	54
DSP B0656 + 14	PSRB0659	6.997	14.906	0.67	\ ₆₇
r 5n D0050+14	PSRB0659	6.997	13.906	0.33	<u>}</u> 07
	SNR013	18.238	-16.700	0.5	30
${ m SNR013.5}{+}00.2$	SNR13.5	18.238	-16.700	0.5	3
	none	18.238	-16.700	0.5	3
	SNR039	19.066	5.875	0.5	50
	3C-396	19.068	5.953	0.58	<u> </u>
${ m SNR}039.200.3$	3C-396	19.068	4.953	0.42	\int_{0}^{0+}
	G39.0 + 0.0	19.042	5.398	0.37	22
	G39.0-1.0	19.101	4.939	0.63	13
	RXJ04591	4.987	52.300	0.5	53
RX J0459.1 + 5147	RXJ04591	4.987	51.800	0.0	18 On
	RXJ04591	versch.	51.800	3.9	18 Off
	Cyg-X1	19.973	35.702	0.5	36
Cygnus X-1	G71.3 + 3.1 - 0.5	19.972	34.704	0.5	2
	G71.3 + 3.1 + 0.5	19.972	35.704	0.5	2
Cygnus X-3	Cyg-X3	20.541	41.458	0.5	267
XTE J1118+480	XTE-J1118	11.305	48.550	0.51	7
XTE J1859+226	XTE1859	18.978	23.158	0.5	2

 $^a \rm Nomenklatur nach der astronomischen Datenbank [Simbad] <math display="inline">^b \rm Epoche~2000$

Tabelle 4.1: Ergebnis der Datenselektion. Zu den untersuchten astronomischen Objekten wurden teilweise Beobachtungen unter mehreren Namen, verschiedenen Wobble-Radien und Beobachtungsmodi vorgenommen: ρ gibt den Winkelabstand der Beobachtungs- zur Objektposition an, der (sofern es sich nicht um ON/OFF-Beobachtungen handelt) auch als Wobble-Radius bezeichnet wird. Asymmetrische Wobble-Radien, die sich bei Daten aus der Himmelsdurchmusterung oder durch falsches Tracking (Operatorfehler o. ä.) ergeben, sind hervorgehoben. Bei symmetrischen Wobble-Beobachtungen ist nur eine Beobachtungsposition angegeben. In der letzten Spalte ist die entsprechende Anzahl der analysierten Runs (nach Qualitätsschnitten, siehe Abschnitt 4.1.3) angegeben.

1. Berücksichtigung des technischen Zustandes des Detektors:

Um Datensätze aus der Analyse auszuschließen, bei denen es technische Probleme gab, werden die folgenden standardmäßigen Forderungen an die Runs gestellt:

- Die Beobachtungsdauer eines Runs muss mindestens fünf Minuten betragen.
- Der Anteil der komplett ausgelesenen Ereignisse muss über 88 % liegen.

Ein frühzeitiger Abbruch der Datennahme deutet auf technische Probleme, einen Operatorfehler oder starke Einstrahlung künstlicher Lichtquellen (Scheinwerferlicht) hin, bei der es zu einer Notausschaltung der Hochspannungsversorgung der Photomultiplier kommen kann. Die zweite Bedingung berücksichtigt Netzwerkprobleme, die das vollständige Auslesen der Pixelinformationen aller Teleskope nach einem Systemtriggersignal verhindert haben.

2. Berücksichtigung der atmosphärischen Bedingungen:

Zur Berücksichtigung der atmosphärischen Bedingungen bei der Zusammenstellung größerer Datensätze macht man sich den Umstand zunutze, dass die geladene kosmische Strahlung (siehe Abschnitt 2.1) gleichmäßig und isotrop auf die Erdatmosphäre trifft. Diese überwiegend hadronisch induzierten Luftschauer triggern das Teleskopsystem in Abhängigkeit des Zenitwinkels, der technischen Konfiguration und des atmosphärischen Zustandes mit relativ konstanter Rate. Die mittlere Ereignisrate eines Runs ist damit ein Maß für die Qualität der atmosphärischen Bedingungen, die zur Zeit der Datennahme herrschten. So kann bei Runs mit sehr niedriger *absoluter* Ereignisrate auf schlechte Wetterbedingungen (z. B. Wolken, Calima³ etc.) geschlossen werden. Da die Ereignisrate aber auch von der technischen Konfiguration des Systems (wie z. B. der Hochspannung der Photomultiplier und der Anzahl der im System integrierten Teleskope) und vom Zenitwinkel der Beobachtung abhängt, ist ein absolutes, für alle Runs geltendes Kriterium sehr ungenau.

Damit ein genaueres, *relatives* Kriterium an die Ereignisrate gestellt werden kann, wird für jeden Run eine *erwartete Ereignisrate* berechnet. Dies wird realisiert, indem für jede Hardwareperiode⁴ ein Polynom 3. Grades an die Zenitwinkelabhängigkeit der Ereignisrate angepasst wird. Mit diesen Funktionen ist es nun möglich, die Ereignisrate jedes Runs mit dem Funktionswert (also dem erwarteten Wert für den jeweiligen Zenitwinkel) zu vergleichen.

Sinkt die Ereignisrate stark unter den erwarteten Wert, wird das Experiment offensichtlich durch atmosphärische Effekte beeinflusst. Diese haben durch Absorption des Cherenkovlichtes einen sehr großen Einfluss auf die Qualität der

 $^{^3 \}rm W$ üstenwind vom afrikanischen Festland, der viel Staub in die Atmosphäre trägt und die Sichtverhältnisse stark beeinträchtigt.

 $^{^{4}}$ Periode konstanter technischer Konfiguration des Systems (genaueres hierzu in Abschnitt 4.2.1 und Tabelle 4.2)

Rekonstruktion der Ereignisse. Zum Beispiel könnten hohe Wolkendecken Teile der Cherenkovlichtverteilung absorbieren, so dass systematisch falsche Schauerabbilder entstehen. Dies würde ein mögliches Signal verrauschen und die Vergleichbarkeit der experimentellen Bedingungen reduzieren.

Infolgedessen werden in dieser Analyse nur die Runs ausgewertet, die den folgenden Qualitätskriterien genügen:

- Die mittlere Ereignisrate des Runs darf nicht weniger als 80% der erwarteten Ereignisrate betragen,
- und sie muss mindestens 7 Hz betragen.

4.2 Schnittoptimierung an Krebsnebel-Daten

Zur Unterdrückung des Untergrundes ist es nötig, Schnitte an den Daten vorzunehmen, die einen Großteil der hadronischen Ereignisse verwerfen und somit den Datensatz mit photonischen Ereignissen anteilsmäßig anreichern. Dies wird mit Schnitten auf den Bildparameter mscw und (bei Quellensuche) auf die rekonstruierte Schauerrichtung realisiert, auf die in den folgenden Unterabschnitten gesondert eingegangen wird. Da es sich bei der hier durchgeführten Untersuchung der Objekte um eine reine Signalsuche handelt, ist das Ziel der Schnittoptimierung die Maximierung der Signifikanz des Ereignisüberschusses. Die Schnitte dürfen dabei selbstverständlich *nicht* an den Daten des untersuchten Objektes optimiert werden, da in der Regel zunächst nicht bekannt ist, ob es sich bei einem Ereignisüberschuss um ein Signal oder um eine statistische Fluktuation handelt. Vielmehr müssen die Schnitte so gewählt werden, dass unter ähnlichen Voraussetzungen für eine bekannte TeV- γ -Quelle die Signifikanz ihres Signals maximiert wird.

In der Nordhemisphäre dient der Krebsnebel als Eichquelle der TeV- γ -Astronomie, da er mit konstanter Rate und mit bekanntem Spektrum TeV-Photonen emittiert [Wee 89] [Aha 00]. Für das HEGRA-IACT-System stellt er eine Punktquelle dar und eignet sich hervorragend zur Optimierung der Schnittkriterien. Weiterhin bietet er die Möglichkeit, die gemessenen Flüsse bzw. oberen Flussgrenzen in Einheiten des Krebsnebels anzugeben und, bei Annahme eines ähnlichen Spektrums, auch in absoluten Einheiten. Zu diesen Zwecken wird der Krebsnebel in jeder Saison⁵ unter verschiedenen Zenitwinkeln hinreichend lange beobachtet. So haben auch am Ende der Betriebszeit von HEGRA, im September 2002, Beobachtungen des Krebsnebels stattgefunden.

⁵Der Krebsnebel ist von La Palma aus von September bis März beobachtbar.

4.2.1 Erzeugung eines Vergleichsdatensatzes

Messdaten sind nur dann miteinander vergleichbar, wenn sie unter ähnlichen Bedingungen aufgenommen worden sind. Insbesondere sind Messdaten sehr unterschiedlicher Zenitwinkel und unterschiedlicher technischer Konfiguration des Teleskopsystems nicht direkt miteinander zu vergleichen.

Die Abhängigkeit vom Zenitwinkel ergibt sich, wie in Abschnitt 3.1 besprochen, aus der Änderung der Energieschwelle. Die Betriebszeit des HEGRA-Teleskop-Systems ist in Perioden konstanter technischer Konfiguration, die sogenannten *Hardwareperioden* (siehe Tabelle 4.2), eingeteilt. Die Hardwareperioden berücksichtigen zum einen die, durch die Alterung der Photomultiplier immer wieder nötig werdenden, Erhöhungen der einzelnen Photomultiplierhochspannungen und zum anderen auch zeitweilige (durch technische Defekte bedingte) Ausfälle einzelner Teleskope im System.

So hat beispielsweise ein Datensatz, der unter großen Zenitwinkeln und mit nur vier Teleskopen aufgenommen worden ist, wesentlich niedrigere Ereignisraten als ein Datensatz der gleichen Quelle, der unter kleinen Zenitwinkeln und mit fünf Teleskopen aufgenommen wurde, und zwar sowohl wegen der höheren Energieschwelle bei größeren Zenitwinkeln als auch wegen der niedrigeren effektiven Fläche, die durch die geringe Anzahl der Teleskope im System bedingt ist.

Um nun für jedes untersuchte Objekt einen vergleichbaren Datensatz vom Krebsnebel zusammenzustellen, wurden zu jedem Zenitwinkelintervall ZI (0°-15°, 15°-30°, 30°-45° etc.) die Runs pro Hardwareperiode gezählt. Diese Verteilung auf die Hardwareperioden innerhalb der Zenitwinkelbereiche wurde jeweils möglichst gut für den Krebsnebel reproduziert. Der Reproduktion der Zenitwinkelverteilung wurde hierbei Priorität gegenüber der Wiedergabe der Hardwareperiodenverteilung eingeräumt. Abbildung 4.1 veranschaulicht dies an einem Beispiel. Um eine hinreichend hohe Statistik der Vergleichsdatensätze zu erreichen, die eine sinnvolle Optimierung der Schnitte gewährleistet, wurden nach Möglichkeit ca. 15 h Krebsnebeldaten entsprechend dieser Verteilung zusammengestellt.

4.2.2 Schnitt auf den Bildparameter mscw

Wie in Abschnitt 3.4 bereits besprochen, dient ein Schnitt auf die mittlere skalierte Bildbreite (mscw) der Trennung der photonischen von den hadronischen Ereignissen. Abbildung 4.3 zeigt anhand von Krebsnebeldaten die Unterdrückung des Untergrundes bzw. die "Entwicklung" des Signals mit härter werdendem mscw-Schnitt und die damit einhergehende Erhöhung der Signifikanz.

Prinzipiell sind auch die Bildbreiten vom Zenitwinkel abhängig. In die Berechnung der skalierten Bildbreiten (siehe Abschnitt 3.4) wird diese Abhängigkeit mit Hilfe von Monte-Carlo-simulierten Daten aber korrigiert, so dass hier keine starke Abhängigkeit vom Zenitwinkel mehr beobachtet wird.

Um die Frage zu klären, ob der mscw-Schnitt zur γ -Hadron-Separation den-

++				
Objekt				
++		Vergleichs-		
SNR039		datensatz		
++				
+	++			
ZI HWP	Runs	Runs		
++	++			
2 11	31	31		
2 12	38	38		
2 9	28	28		
3 11	3	3		
3 12	12	12		
3 9	7	1 + 6 aus	(ZI=3,	HWP=10)
++	++			

Abbildung 4.1: Zusammenstellung eines Vergleichsdatensatzes. Es ist die Verteilung der Runs von SNR 039.2-00.3 auf die Zenitwinkelintervalle ZI und die Hardwareperioden HWP in den linken Spalten (Ausgabe der Datenbank, die zugehörige Datenbankabfrage ist im Anhang C gezeigt). Dieses Beispiel veranschaulicht, wie die Vergleichsdatensätze des Krebsnebels (rechte Spalte) zusammengestellt wurden. Sollten beispielsweise vom Krebsnebel nicht genügend Runs einer bestimmten Kombination von Zenitwinkelbereich und Hardwareperiode existieren, wurde versucht, innerhalb desselben Zenitwinkelintervalls auf benachbarte Hardwareperioden zurückzugreifen. Die rechts zugefügte Spalte gibt an, wie der Vergleichsdatensatz zusammengestellt wurde.

noch am Vergleichsdatensatz optimiert werden sollte, wurden von M. Tluczykont [Tlu 02] alle verfügbaren Krebsnebeldaten im Hinblick auf den optimalen mscw-Schnitt in Abhängigkeit vom Zenitwinkel untersucht. Dies ergab eine Abhängigkeit, die von statistischen Fluktuationen geprägt ist, wobei der Mittelwert des (für die Signalsuche⁶) optimalen mscw-Schnittes darin bei 1.1 liegt. Die Optimierung dieses Schnittes an den Vergleichsdatensätzen, zumal bei wesentlich geringerer Statistik, ist somit für die hier besprochene Analyse nicht zweckmäßig und wird hierin generell auf die Bedingung

festgelegt.

⁶Bei der Erzeugung von Spektren gilt dies nicht. Bei starken Signalen (> 5 σ), wie sie für eine Spektralanalyse nötig sind, spielt der hadronische Untergrund eine geringere Rolle. Deswegen können dort, um möglichst viele γ -Ereignisse zu berücksichtigen und um systematische Fehler zu vermeiden, weichere *mscw*-Schnitte angewendet werden (siehe z. B. [Aha 99a]).

Zeitraum	Hardwareperiode	Runnummer
vor 06.11.96	0	0 - 4980
01.12.96 - 19.01.97	1	4980 - 6855
14.06.97 - 21.10.97	2	6856 - 8078
22.10.97 - 03.12.97	3	8079 - 8643
03.12.97 - 25.01.98	4	8644 - 9091
25.01.98 - 06.06.98	5	9092 - 11249
04.09.98 - 04.09.98	6	11250 - 11996
09.09.98 - 29.11.98	7	11997 - 13324
19.12.98 - 11.05.99	8	13325 - 14769
11.05.99 - 10.11.00	9	14770 - 17689
26.01.00 - 09.05.00	10	17690 - 18990
01.07.00 - 03.03.01	11	18991 - 23232
13.03.00 - 28.02.02	12	23233 - 27736
nach 01.03.02	13	27736 - 29928

Tabelle 4.2: Die HEGRA-Betriebszeit ist in Perioden konstanter technischer Konfiguration eingeteilt. Hier sind die Zeiträume und die Runnummern gezeigt, die die in dieser Analyse unterschiedenen 14 Hardwareperioden definieren. Die Einteilung nach [Tlu 02] berücksichtigt die Erhöhungen der Photomultiplier-Hochspannungen und längere Ausfälle einzelner Teleskope im System.

4.2.3 Schnitt auf die rekonstruierte Herkunftsrichtung

Punktquellen

Bei der Suche nach Punktquellen erwartet man, dass die Photonen genau aus der Richtung des Objektes kommen und somit – im Falle eines Signals – eine Anhäufung der Ereignisse bei kleinen Winkelabständen Θ der rekonstruierten Schauerrichtung zur Objektposition liefern (siehe Abschnitt 3.3). Das Auflösungsvermögen des Teleskopsystems hängt vom Zenitwinkel [Pue 97] und von der Zahl der Teleskope im System ab. Es lässt sich für jeden Datensatz am Vergleichsdatensatz der Punktquelle Krebsnebel bestimmen. Das Kriterium für den sogenannten *optimalen* Θ^2 -Schnitt für Punktquellen Θ^2_{Pq} ist die Maximierung der Signifikanz des TeV- γ -Signals beim Vergleichsdatensatz des Krebsnebels.

Dieser Schnitt auf die rekonstruierte Herkunftsrichtung (siehe Abschnitt 3.3) der Primärteilchen der Schauer reduziert den Anteil des Untergrundes in den ON-Ereignissen sehr stark, da der hadronische Untergrund im Gegensatz zu den erwarteten photonischen Ereignissen isotrop einfällt und somit eine relativ gleichmäßige Θ^2 -Verteilung bewirkt (siehe OFF-Histogramm in Abbildung 4.2).

Ausgedehnte Quellen

Je nach dem Verhältnis der Ausdehnung eines Objektes zu dem für die Beobachtung ermittelten optimalen Punktquellenschnitt Θ_{Pq} auf die rekonstruierte Schauerrichtung sind drei Fälle zu unterscheiden. R sei der Winkelradius der Quelle.

- $R \ll \Theta_{Pq}$: Diese Quellen können als Punktquellen betrachtet werden.
- $R \sim \Theta_{Pq}$: Liegt die Ausdehnung eines Objekts im Bereich des optimalen Punktquellenschnittes, muss ein geeigneter Θ^2 -Schnitt (Θ_{cut}^2) für die ausgedehnte Quelle bestimmt werden. Dazu ist die angenommene Helligkeitsverteilung der Quelle mit der Abbildungsfunktion des Systems zu falten. Da die Analyse-Ergebnisse im Allgemeinen große statistische Fehler aufweisen, ist es hier ausreichend, eine Abschätzung für Θ_{cut}^2 zu erlangen: Dafür ist es zweckmäßig, für beide Verteilungen Gaußfunktionen mit den Standardabweichungen σ_1 und σ_2 anzunehmen, da die Faltung von Gaußfunktionen mathematisch sehr einfach zu handhaben ist. Das Ergebnis dieser Faltung ist wiederum eine Gaußfunktion mit

$$\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \; .$$

Die Abbildungsfunktion lässt sich näherungsweise durch eine zweidimensionale Gaußfunktion beschreiben, für deren Standardabweichung σ_{abb} folgender Zusammenhang gilt:

$$\Theta_{\rm Pq} = 1.6 \cdot \sigma_{\rm abb} \tag{4.2}$$

Für die ausgedehnte Quelle sei ebenfalls eine 2-dimensionale Gaußverteilung angenommen, wobei der Radius als 2σ -Grenze angenommen wird. Der 2σ -Bereich einer 2-dimensionalen Gaußverteilung beinhaltet 92% der Lichtintensität.

Eine Abschätzung für den optimalen Winkelschnitt für ausgedehnte Quellen resultiert somit aus:

$$\Theta_{\text{cut}}^2 = (1.6 \cdot \sigma)^2 + \Theta_{\text{Pq}}^2$$
$$= \left(1.6 \cdot \frac{R}{2}\right)^2 + \Theta_{\text{Pq}}^2$$
(4.3)

• $R \gg \Theta_{\rm Pq}$: Ist der Radius groß gegen den optimalen Punktquellenschnitt, kann dieser vernachlässigt und der Radius als Schnitt auf den Winkelabstand verwendet werden. Dies ist für das im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Objekt RX J0459.1+5147 der Fall: Es hat einen Radius von 55', also $R = 0.917^{\circ}$. Daraus folgt ein Θ^2 -Schnitt von 0.84 Grad²

4.3 Berechnung und Darstellung der Ergebnisse

Die vorliegende Analyse der Datensätze zu den jeweiligen Objekten liefert jeweils vier aussagekräftige Ergebnisse, auf deren theoretischen Hintergrund in den folgenden Unterabschnitten näher eingegangen wird. Die prinzipiellen Ergebnisse sind:

- die Verteilung der Ereignisse über den Winkelabstand Θ der rekonstruierten Schauerrichtung zur Objektposition (Winkelentfernungshistogramm),
- die statistische Signifikanz der Überschussereignisse nach Schnitten,
- die Entwicklung der kumulativen Signifikanz mit dem Winkelabstand zur Objektposition (Signifikanzkurve) und
- der Fluss, bzw. die obere integrale Flussgrenze, die mit der Messung im Rahmen der Statistik verträglich ist.

Bei starken Signalen können auch deren spektrale Eigenschaften und das zeitliche Verhalten studiert werden. In der vorliegenden Analyse wurden jedoch keine Signale entdeckt, so dass die oberen Flussgrenzen jeweils die Endergebnisse darstellen.

4.3.1 Winkelentfernungshistogramm

Im Winkelentfernungshistogramm (Beispiel Abbildung 4.2, oben) sind die Ereigniszahlen der ON- und der OFF-Region nach dem Schnitt auf den *mscw*-Parameter über die quadrierte Winkelentfernung zum Zentrum der ON- bzw. OFF-Region aufgetragen. Dabei ist die Summe der Ereignisse je Unterteilungsbereich (*Bin*) des quadrierten Winkelabstandes Θ^2 dargestellt. Die Fehlerbalken geben den statistischen Poisson-Fehler an. Es wird als Abzisse der *quadrierte* Winkelabstand gewählt, da so jedem Bin ein ringförmiger Bereich der Kamera (konzentrisch um die Quellposition) mit jeweils gleichem Flächeninhalt und somit gleichem Raumwinkelanteil entspricht. Der Schnitt auf den quadrierten Winkelabstand wird mit einer vertikalen Linie gekennzeichnet, so dass der linke Bereich die *Quell-Region* darstellt. Bei einer TeV- γ -Quelle erwartet man eine Anhäufung von Überschussereignissen zu kleinen Winkelabständen hin, wie dies bei einem Krebsnebeldatensatz in Abbildung 4.2 zu sehen ist.

Besteht Unsicherheit darin, ob es sich bei einer solchen Verteilung um eine Fluktuation des Untergrundes oder um ein echtes Signal handelt, bietet die Entwicklung des Signals mit unterschiedlichem Grad der γ -Hadron-Separation ein Indiz für die Antwort: Handelt es sich um ein photonisches Signal, sollte sich dieses bei Reduzierung des hadronischen Untergrundes (d. h. bei härteren Schnitten) deutlich verbessern. Ein weiterer Anhaltspunkt ist die Form der Verteilung der ON-Ereignisse. Wie bereits besprochen, erwartet man von einem Signal einer Punktquelle eine Häufung der Ereignisse bei kleinen Winkelabständen. (Siehe hierzu auch Abbildung 4.3.) Solche Indizien sind wichtige Argumente, wenn es aufgrund von Verdachtsmomenten um die Erwägung weiterer Beobachtungen eines Objektes geht.

4.3.2 Statistische Signifikanz des Ereignisüberschusses

Als Maß dafür, ob es sich bei einer gegebenen Messung um ein Signal handeln könnte, wird die statistische Signifikanz herangezogen. Es wird dabei ausgehend von der Hypothese, es handle sich um kein photonisches Signal (*Null-Hypothese*), die Wahrscheinlichkeit berechnet, dass die gemessenen Ereigniszahlen allein aus statistischen Fluktuationen stammen. Ist diese Wahrscheinlichkeit sehr klein (große Signifikanz Σ), kann entsprechend stark davon ausgegangen werden, dass der zugrundeliegende Ereignisüberschuss tatsächlich durch einen TeV- γ -Fluss des beobachteten Objektes bedingt ist.

In der TeV- γ -Astronomie wird häufig erst ab einer Signifikanz von 5 Standardabweichungen (5 σ bzw. $\Sigma = 5$), entsprechend einer Zufallswahrscheinlichkeit < 0.0001 %, von einem Signal gesprochen.

Es wird hier zur Berechnung der Signifikanz die Formel (17) von Li und Ma [LiM 83] verwendet:

$$\Sigma = \sqrt{2} \cdot \sqrt{N_{\rm ON} \cdot \ln\left(\frac{1+\alpha}{\alpha} \cdot \frac{N_{\rm ON}}{N_{\rm TOT}}\right) + N_{\rm OFF} \cdot \ln\left((1+\alpha) \cdot \frac{N_{\rm OFF}}{N_{\rm TOT}}\right)} \quad , \quad (4.4)$$

wobei $N_{\rm ON}$ und $N_{\rm OFF}$ die Ereigniszahlen der ON- bzw der OFF-Region bezeichnen und $N_{\rm TOT} = N_{\rm ON} + N_{\rm OFF}$ ist. α ist der Skalierungsfaktor für die OFF-Daten, d. h. bei Wobble-Daten das Flächenverhältnis zwischen ON- und OFF-Region und bei Beobachtungen im ON/OFF-Modus das Zeitverhältnis der Beobachtungen (siehe Abschnitt 3.5). Die größere OFF-Region, die bei Wobbledaten betrachtet wird, trägt erheblich zur Erhöhung der Sensitivität (und bei "echten" Signalen somit zur Erhöhung der Signifikanz) der Messung bei, weil die Ereigniszahl der Untergrundmessung mit weniger statistischer Unsicherheit behaftet ist.

Obwohl die Messdauer nicht in die Berechnung der Signifikanz eingeht, spielt sie eine große Rolle bei der Sensitivität einer Messung. Bei der Messung eines konstanten schwachen Flusses wächst die statistische Signifikanz etwa proportional mit der Wurzel der Beobachtungszeit. D. h. es können bei längeren Messungen schwächere Quellen nachgewiesen werden, die Sensitivität des Teleskop-Systems steigt. Dies ist an der Näherungsformel der Signifikanz (Gleichung 9 aus [LiM 83]) leicht zu erkennen:

$$\Sigma_{\rm approx} = \frac{N_{\rm ON} - \alpha N_{\rm OFF}}{\sqrt{\alpha \left(N_{\rm ON} + N_{\rm OFF}\right)}} \propto \sqrt{t}$$
(4.5)



Abbildung 4.2: Winkelabstandshistogramm (oben) und Signifikanzkurve (unten) des Krebsnebels (mscw < 1.1) zur Erläuterung der typischen Darstellung der Analyse-Ergebnisse dieser Arbeit. Bei einer TeV- γ -Punktquelle erwartet man im oberen Histogramm (wie hier sehr gut zu erkennen) eine wachsende Anzahl von Überschussereignissen zu kleinen Winkelabständen hin. Das Untergrundhistogramm ist gestrichelt dargestellt und dessen Mittelwert für $\Theta^2 < 0.1 \,\text{Grad}^2$ als horizontale durchgezogene Linie angegeben. Bei den Fehlerbalken der ON-Ereignisse handelt es sich um die rein statistischen Poisson-Fehler. Die untere Kurve zeigt die kumulative Signifikanz nach Li und Ma. Das Maximum der Signifikanz wird bei $\Theta^2 = 0.012 \,\text{Grad}^2$ erreicht und bildet den optimalen Θ^2 -Schnitt. Dieser ist mit einer vertikalen Linie gekennzeichnet, wobei der Bereich links dieser Linie als Quell-Region bezeichnet wird.



Abbildung 4.3: Zu vier verschiedenen Schnitten auf die skalierte mittlere Bildbreite mscw sind jeweils das Winkelabstandshistogramm (links) und die Signifikanzkurve (rechts) eines zwölfstündigen Datensatzes des Krebsnebels gezeigt. Die zunehmende Unterdrückung des hadronischen Untergrundes mit härterem Schnitt ist hier sehr deutlich zu erkennen. Die höchste Signifikanz wird bei dem Schnitt mscw < 1.1 erreicht. Bei noch härterem Schnitt, werden in zunehmendem Maße photonische Ereignisse verworfen (vgl. Abschnitt 3.4), so dass das Signal geschwächt wird und die Signifikanz wieder abnimmt.

4.3.3 Entwicklung der kumulativen Signifikanz mit dem Winkelabstand (Signifikanzkurve)

Die zu einem Winkelabstandshistogramm zugehörige Signifikanzkurve gibt die Signifikanz (nach Gleichung 4.4) der bis zum jeweiligen Bin berücksichtigten ON-Ereignisse an (kumulative Signifikanz). Der Untergrund wird hierbei je nach Beobachtungsmodus (siehe Abschnitt 3.5) verschieden behandelt. Bei Wobble-Daten wird der Untergrund zur Reduzierung der statistischen Unsicherheit jeweils bis $\Theta^2 < 0.1 \text{ Grad}^2$ aufsummiert, und das Verhältnis der entsprechenden Detektorflächen im α -Faktor berücksichtigt. Bei Daten, die im ON/OFF-Modus genommen worden sind, geht ausschließlich das zeitliche Verhältnis der Beobachtungen in den α -Faktor ein, und die ON- und OFF-Ereignisse werden zur Berechnung der Signifikanz gleichermaßen bis zum jeweiligen Θ^2 -Bin aufsummiert (siehe Abschnitt 3.5).

Abbildung 4.2 (unten) zeigt die Signifikanzkurve einer zwölfstündigen Beobachtung des Krebsnebels. Dort ist der Verlauf der Signifikanzkurve zu sehen, den man für ein starkes Signal auch erwarten würde: Die Signifikanzkurve wächst zunächst mit der Kumulation der photonischen Überschussereignisse an, erreicht dann aber ein Maximum und fällt von da an monoton, weil nun der relative Anteil der Untergrundereignisse steigt. Dies macht den Sinn des Schnittes auf die Herkunftsrichtung deutlich.

4.3.4 Bestimmung oberer Flussgrenzen

Wenn bei einer Beobachtung kein Signal gemessen wurde (wie es bei den hier untersuchten Daten jeweils der Fall ist), kann daraus nicht geschlossen werden, dass das beobachtete Objekt keine TeV γ -Strahlung emittiert, sondern lediglich, dass der Fluss der Quelle zu niedrig ist, um ihn innerhalb der Beobachtungszeit und mit der Sensitivität des Detektors sicher nachzuweisen.

Für die mathematische Herleitung der Berechnung oberer Grenzen von Zählraten bei Experimenten, in denen sowohl der Untergrund als auch der mögliche Beitrag einer Quelle statistischen Fluktuationen unterliegen, sei auf [Hel 83] verwiesen.

Die aus dieser Methode in einem bestimmten Vertrauensintervall V (Konfidenzniveau) berechnete, maximale – mit der Messung verträgliche – γ -Rate des Objektes γ -Rate^{max} kann nun mit der γ -Rate des Krebsnebels γ -Rate^{Crab} aus dem Vergleichsdatensatz (siehe Abschnitt 4.2) ins Verhältnis gesetzt werden, wodurch sich eine obere Grenze des Flusses in Einheiten des Krebsnebelflusses $\Phi_{\rm KN}$ angeben lässt:

$$\Phi_{\rm V} = \frac{\gamma - {\rm Rate}_{\rm V}^{\rm max}}{\gamma - {\rm Rate}^{\rm Crab}}$$

Unterstellt man dem Objekt ein TeV-Spektrum, das dem des Krebsnebels ähnelt, kann aus der Energieschwelle und dem bekannten Spektrum des Krebsnebels die obere Flussgrenze auch in absoluten Einheiten angeben werden. Das Spektrum des Krebsnebels kann nach [Aha00] im Bereich von 1 - 20 TeV als reines Potenzgesetz beschrieben werden:

$$\frac{\mathrm{d}\Phi_{\gamma}}{\mathrm{d}E} = 2.8 \cdot 10^{-11} \left(\frac{E}{\mathrm{TeV}}\right)^{-2.6} \frac{\mathrm{phot.}}{\mathrm{cm}^2 \,\mathrm{s} \,\mathrm{TeV}}$$
(4.6)

Die statistischen und systematischen Messfehler können für die Berechnung oberer Flussgrenzen vernachlässigt werden und sind hier übersichtlichkeitshalber nicht mit angegeben.

Der Photonenfluss ab einer Energieschwelle E_{thr} ergibt sich durch Integration des differentiellen Spektrums von E_{thr} bis ∞ :

$$\Phi_{\rm KN} = \int_{E_{\rm thr}}^{\infty} \frac{\mathrm{d}\Phi_{\gamma}}{\mathrm{d}E} \mathrm{d}E$$
$$= 1.8 \cdot 10^{-11} \left(\frac{E_{\rm thr}}{\mathrm{TeV}}\right)^{-1.6} \frac{\mathrm{phot.}}{\mathrm{cm}^2 \,\mathrm{s}}$$
(4.7)

Die obere Flussgrenze stellt, sofern keine TeV- γ -Quelle detektiert wurde, das Endergebnis der vorliegenden Datenanalyse des entsprechenden Objekts dar.

Obere Flussgrenzen von Objekten bestimmter Objektklassen bringen bei der Erforschung des Ursprungs der geladenen kosmischen Strahlung zweierlei Gewinn: Zum einen ermöglichen sie eine Abschätzung, inwieweit diese Klasse zur Erzeugung der kosmischen Strahlung beiträgt, und zum anderen lassen sich gegebenenfalls Einschränkungen theoretischer Modelle von Strahlungsmechanismen machen.

Kapitel 5

Die Ergebnisse der Daten-Analyse

Da die Vorgehensweise der Daten-Analyse, wie sie in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben wurde, für alle 13 hier untersuchten Datensätze analog ist, werden die jeweiligen Analyse-Ergebnisse nicht im Einzelnen diskutiert, sondern in tabellarischer Form zusammengefasst (Abschnitt 5.3). Das interessanteste Ergebnis liefert die Datenanalyse des Pulsars PSR B1929+10, dessen Daten in Abschnitt 5.4 deshalb eingehender diskutiert werden. Damit die tabellarisch dargestellten Analyse-Ergebnisse aller untersuchten Datensätze leichter nachvollziehbar sind, wird die Analyse zuvor am Beispiel des Röntgenbinärsystems Cygnus X-1 ausführlich erörtert (Abschnitt 5.2). Zunächst wird dieses Binärsystem im folgenden Abschnitt vorgestellt.

5.1 Das Röntgenbinärsystem Cygnus X-1

Cygnus X-1 ist eine der hellsten Röntgenquellen am Himmel. Sie befindet sich in einer Entfernung von etwa 2 kpc (ca. 7000 Lichtjahre) im Sternbild Schwan. Es handelt sich um ein Doppelsternsystem, welches aus einem kompakten Objekt mit 7-16 Sonnenmassen (M_{\odot}) und einem sogenannten Überriesen des Spektraltyps O9.7 Iab mit einer Masse von 20-33 M_{\odot} als Begleitstern besteht. Die Masse des kompakten Objektes liegt weit oberhalb der Grenzmasse für Neutronensterne (max. $3 M_{\odot}$), weshalb es ein guter Kandidat für ein stellares Schwarzes Loch ist. Die Objekte umkreisen einander in einem Fünftel des Abstandes Erde-Sonne und innerhalb einer Orbitalperiode von 5.6 Tagen. Der Blickwinkel auf die Orbitalebene liegt zwischen 28-38°. (Abbildung 5.1 zeigt eine Skizze des Binärsystems; die Angaben stammen aus [Sti 01] und [You 01].) Das kompakte Objekt akkretiert Materie vom Begleitstern, wobei diese zunächst auf eine heiße Akkretionsscheibe stürzt und dort freigesetzte Gravitationsenergie als thermische Strahlung abgibt.



Abbildung 5.1: Skizze des Binärsystems Cygnus X-1. Es besteht aus einem kompakten Objekt (vermutlich einem Schwarzen Loch) und einem Überriesen. Es findet ein Materiefluss vom Begleitstern zum kompakten Objekt statt, wodurch sich dort eine Akkretionsscheibe bildet.

Szenario für TeV- γ -Erzeugung und Flussabschätzung

Ein mögliches Szenario für die Entstehung von TeV- γ -Strahlung in Binärsystemen mit einem akkretierenden Schwarzen Loch basiert auf der Beschleunigung von Protonen in Potentialdifferenzen der Magnetosphäre des Schwarzen Loches [Sla 90]. Bei Stößen dieser Protonen mit Kernen der Materie aus der Akkretionsscheibe entstehen neutrale Pionen, die wiederrum in Paare von γ -Quanten zerfallen (siehe Abbildung 5.2). P. Slane und S. M. Wagh (1990) geben in [Sla 90] für Cygnus X-1 eine auf diesem Szenario beruhende grobe Abschätzung eines maximalen Flusses für γ -Strahlung im TeV-Bereich an:

$$\Phi_{\rm TeV} < 9 \cdot 10^{-12} \, \frac{\rm phot.}{\rm cm^2 \, s}$$
(5.1)

Röntgenzustände von Cygnus X-1

Das Spektrum von Cygnus X-1 weist in allen Energiebereichen hohe Variabilität auf. Insbesondere besitzt das Binärsystem zwei spektrale Zustände im Röntgenbereich: einen sogenannten *niedrig/harten* und einen *hohen/weichen* Zustand. Abbildung 5.3 macht den Unterschied anhand zweier Flusskurven im harten und im weichen Röntgenbereich deutlich. Der niedrig-harte Zustand zeichnet sich



Abbildung 5.2: Skizze eines möglichen Szenarios zur Entstehung von TeV- γ -Strahlung in Binärsystemen mit einem Schwarzen Loch (nach [Sla 90]). In der Magnetosphäre können Protonen zu sehr hohen Energien beschleunigt werden, so dass in Stößen mit aus der Akkretionsscheibe herausgerissenen Materieklumpen TeV- γ -Strahlung durch π^0 -Zerfall entstehen kann.

durch einen relativ niedrigen Fluss im weichen Röntgenbereich aus, der dafür aber im harten Röntgenbereich relativ hoch ist. In diesem Zustand befindet sich Cygnus X-1 die überwiegende Zeit. Beim Übergang in den *hohen/weichen* Zustand steigt der Fluss im weichen Röntgenbereich auf das vierfache, sinkt aber im höheren Energiebereich um den gleichen Faktor. Die Ursache hierfür ist bislang nicht genau verstanden, hat aber möglicherweise mit einer Änderung der geometrischen Konfiguration zwischen Akkretionsscheibe und Korona zu tun [McC 00]. Diese könnte sich auch auf die Emission von TeV- γ -Strahlung auswirken.

Die HEGRA-Beobachtungen von Cygnus X-1 lagen, wie Abbildung 5.4 zeigt, ausschließlich im *niedrig/harten* Röntgenzustand.

5.2 Daten-Analyse am Beispiel von Cygnus X-1

Der HEGRA-Datensatz von Cygnus X-1 setzt sich aus den Beobachtungen zwischen Juni und Oktober 2000 und den im August 1998 aufgenommenen Daten der Durchmusterung der galaktischen Scheibe zusammen. Unter Berücksichtigung



Abbildung 5.3: Es sind die Röntgenflüsse von Cygnus X-1 in zwei Energiebereichen über der Zeit aufgetragen. Die obere Kurve zeigt den vom BATSE-Experiment des CGRO-Satelliten gemessenen Fluss im harten Röntgenbereich, die untere Kurve die vom *All Sky Monitor* des RXTE-Röntgensatelliten gemessene Zählrate im weichen Röntgenbereich. Es sind die beiden spektralen Röntgenzustände (siehe Text) von Cygnus X-1 zu erkennen. Der *hohe/weiche* Zustand ist hier markiert. Cygnus X-1 befindet sich überwiegend im *niedrig/harten* Röntgenzustand. Bildvorlage aus [McC 01].

der in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Qualitätskriterien lieferte die gesamte Beobachtung 40 verwendbare Datenruns mit einer Gesamtzeit von 13.9 Stunden. Die Zenitwinkel, unter denen gemessen wurde, liegen im Bereich von 6° bis 54°. Der Mittelwert des Zenitwinkels beträgt 19.9°, so dass die mittlere Energieschwelle bei 0.95 TeV liegt. (Informationen dieser Art finden sich analog auch für die anderen untersuchten Objekte in den Tabellen 5.1 und 5.2.)

Abbildung 5.5 (oben) zeigt die in Abschnitt 4.2.1 besprochene Verteilung der Runs auf die Zenitwinkelbereiche und Hardwareperioden. Wie die rechts zugefügte Spalte zeigt, gelang es, einen Vergleichsdatensatz des Krebsnebels mit weitgehend gleicher Verteilung zusammenzustellen. Allerdings gibt es nur drei statt fünf Runs aus der Kombination von Zenitwinkelintervall 4 und Hardwareperiode 11, so dass zusätzlich zwei Runs verwendet wurden, die zwar aus demselben Zenitwinkelintervall aber aus der nächsten Hardwareperiode stammen.

In der Mitte der Abbildung ist das Winkelabstandshistogramm (vgl. Abschnitt 4.3.1) dieses Vergleichsdatensatzes vom Krebsnebel gezeigt. Es sind darin



Abbildung 5.4: Die Lichtkurve von Cygnus X-1 im weichen Röntgenbereich (2-10 keV) zeigt, dass die HEGRA-Beobachtungen jeweils im *niedrig/harten* Röntgenzustand stattfanden. Die untere Zeitskala ist in MJD (modifizierter Julianischer Tag) angegeben, die obere zeigt die Jahreszahlen.

die Zahl der Ereignisse je Unterteilungseinheit (Bin) über den quadrierten Winkelabstand Θ^2 ihrer Herkunftsrichtung zur nominellen Objektposition aufgetragen. Die Ereigniszahlen der ON-Region sind als Punkte mit Poisson-Fehlerbalken und die der OFF-Region als punkt-gestricheltes Histogramm dargestellt. Die durchgezogene Linie gibt den Mittelwert der – zur Reduzierung statistischer Fehler – vergrößerten OFF-Region an, es wird dabei bis zu $\Theta^2 = 0.1 \text{ Grad}^2$ gemittelt. Zur γ -Hadron-Separation wurde (wie grundsätzlich in dieser Arbeit, s. Abschnitt 4.2.2) der Schnitt mscw < 1.1 angewendet. Die unten in der Abbildung 5.5 gezeigte Signifikanzkurve (vgl. Abschnitt 4.3.3) stellt die kumulative Signifikanz der Überschussereignisse für den Vergleichsdatensatz dar. Ihr Maximum gibt den optimalen Schnitt für den Datensatz der Cygnus X-1-Beobachtung an. Er beträgt hier $\Theta^2 = 0.012 \text{ Grad}^2$. (Entsprechende Abbildungen für die anderen Objekte finden sich im Anhang A.)

Nachdem der optimale Θ^2 -Schnitt aus dem Vergleichsdatensatz bestimmt ist, können nun die entsprechenden Histogramme der Cygnus X-1-Daten betrachtet werden, die in Abbildung 5.6 dargestellt sind. Die Summe der ON-Ereignisse (Punkte mit Fehlerbalken) bis zu dem mit einer vertikalen Linie gekennzeichneten optimalen Θ^2 -Wert (*Quellregion*) liefert die Zahl $N_{\rm ON} = 79$. Das Größenverhältnis der Quellregion zur Untergrundregion (d. h. der Region in der der Untergrund gemittelt wird, bis $\Theta^2 = 0.1 \,\mathrm{Grad}^2$) wird mit α bezeichnet und beträgt hier somit $\alpha = 0.12$. Die Zahl der OFF-Ereignisse (punkt-gestrichelte Linie) in der Quellregion errechnet sich aus dem Produkt von α mit der Gesamtzahl der OFF-Ereignisse

+			+						
()bj	el	st						
+			+						
(Cyg	5-1	K1				Vergleichs-		
+			+				datensatz		
+		+-		-+-		+			
2	ΖI	Т	HWP	Т	Runs	L	Runs		
+		+-		-+-		t			
1	L	Т	11	Т	15	L	15		
1	L	Т	5	Т	4	L	4		
12	2	Т	11	Т	8	L	8		
13	3	Т	11	Т	8	L	8		
4	1	L	11	Т	5	L	3 + 2 aus	(ZI=4,	HWP=12)
+		+-		-+-		+			



Abbildung 5.5: Oben: Verteilung der Runs des Cygnus X-1-Datensatzes und des Vergleichsdatensatzes auf Zenitwinkelintervalle und Hardwareperioden (entsprechend Abbildung 4.1). Mitte/unten: Winkelabstandshistogramm und Signifikanzkurve (entsprechend Abbildung 4.2) des 12.7-stündigen Krebsnebeldatensatzes, der der Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der Cygnus X-1-Beobachtung gut entspricht. Der optimale Schnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den Cygnus X-1-Datensatz ergibt sich daraus zu $\Theta^2 = 0.012 \,\text{Grad}^2$.

Vergleichsdatensatz für Cyg X-1



Cyg X-1

Abbildung 5.6: Winkelabstandshistogramm (oben) und Signifikanzkurve (unten) des 13.9-stündigen Datensatzes von Cygnus X-1. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.012 \,\mathrm{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von -0.2 ± 9.4 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von $-0.02 \,\sigma$.

in der Untergrundregion zu $\langle N_{\text{OFF}} \rangle = 79.2$. Hieraus ergibt sich nun die Zahl der Überschussereignisse:

$$N_{\rm exc} = N_{\rm ON} - \langle N_{\rm OFF} \rangle \pm \sqrt{N_{\rm ON} + \alpha \cdot \langle N_{\rm OFF} \rangle} = -0.2 \pm 9.4$$

Aus Gleichung 4.4 folgt eine negative Signifikanz von -0.02 Standardabweichungen (σ).

Obwohl also kein Signal gemessen wurde, lohnt sich eine weitere Betrachtung dieser Ergebnisse, da hieraus eine obere Grenze für den TeV- γ -Fluss von Cygnus X-1 errechnet werden kann (vgl. Abschnitt 4.3.4).

Nach [Hel 83] errechnet sich die obere Grenze für die Uberschussereignisse, die aufgrund der statistischen Fluktuationen mit der Messung vereinbar wäre, aus $N_{\rm ON}$, $\langle N_{\rm OFF} \rangle$ und α zu einem gewünschten Konfidenzniveau. Bei dem in dieser Arbeit stets verwendeten Konfidenzniveau von 99% ergibt sich ein maximaler Überschuss von $N_{99\%}^{\gamma, \max} = 24.2$. Bei einer Beobachtungszeit von T = 13.85 h folgt für die maximale Rate der γ -Ereignisse: γ -Rate $_{99\%}^{\max} = 1.75$ h⁻¹. Beim Vergleichsdatensatz liefert die 12.7-stündige Messung des Krebsnebelsignals 516 ± 24 Überschussereignisse unter vergleichbaren Umständen. Da die Zahl der Überschussereignisse einen statistischen Fehler aufweist und eine überschätzte γ -Rate des Krebsnebels eine zu niedrige obere Flussgrenze für das Objekt liefert, wurde die γ -Rate konservativ berechnet, indem die Überschussereignisse abzüglich des statistischen Fehlers durch die Beobachtungszeit geteilt wurden.¹ Das ergibt in diesem Fall: γ -Rate konserv. = 38.8 h⁻¹. Die obere Flussgrenze in Einheiten des Krebsnebelflusses $\Phi_{\rm KN}$ bei gleichem angenommenen Spektrum berechnet sich zu

$$\Phi_{99\%} = \frac{\gamma - \text{Rate}_{99\%}^{\text{max}}}{\gamma - \text{Rate}_{\text{konserv.}}^{\text{Crab}}} = 0.045 \, \Phi_{\text{KN}}$$

Bei einer Energieschwelle von $E_{\rm thr} = 0.95 \,{\rm TeV}$ führt dies nach Gleichung 4.7 zu einem integralen Fluss von

$$\Phi_{99\%}(E > 0.95 \,\text{TeV}) = 0.88 \cdot 10^{-12} \,\frac{\text{phot.}}{\text{cm}^2 \,\text{s}} \quad .$$
 (5.2)

Der Vergleich mit Gleichung 5.1 zeigt, dass die aus den HEGRA-Beobachtungen im *niedrig/harten* Röntgenzustand abgeleitete obere Flussgrenze für Cygnus X-1 um einen Faktor zehn unterhalb der maximalen Flussabschätzung von P. Slane und S. M. Wagh [Sla 90] liegt (siehe auch Abbildung 5.7). Da es sich bei dieser Abschätzung um einen oberen Grenzwert handelt, kann das Modell, welches dieser Abschätzung zugrunde liegt, nicht falsifiziert werden. (Prinzipiell ist so nur eine Einschränkung des in jener Arbeit verwendeten Parameterraumes möglich.)

¹Eine konservative Bestimmung der oberen Flussgrenze schränkt den Fluss zwar nicht so stark ein, liefert aber im Zweifelsfall kein falsches Ergebnis.



Abbildung 5.7: Es ist das integrale Energiespektrum von Cygnus X-1 dargestellt. Der Spektralindex von $\alpha = 2.3$ des Potenzgesetzes im MeV-Bereich und die aus EGRET-Daten abgeschätzte obere Flussgrenze bei 100 MeV stammen von [McC 00]. Weder EGRET noch HEGRA können eine Extrapolation des Spektrums einschränken und damit einen Hinweis auf dessen mögliche Abbruchenergie geben. Die HEGRA-Flussgrenze liegt eine Größenordnung unter der in [Sla 90] abgeschätzten Flussgrenze.

M. L. Mc Connell et al. geben einen Spektralindex für den (vom COMPTEL-Experiment auf dem CGRO-Satelliten² gemessenen) MeV- γ -Bereich an [McC 00]. Das Spektrum kann im Energiebereich von 750 keV bis ~ 5 MeV durch ein Potenzgesetz beschrieben werden, und es gibt keine Evidenz für eine Abweichung bei höheren Energien; auch eine aus EGRET-Daten abgeschätzte obere Flussgrenze bei 100 MeV schränkt nach [McC 00] ein extrapoliertes Potenzgesetz nicht ein. Es wird *nicht* angenommen, dass dieses Potenzgesetz bis zu beliebig hohen Energien gilt. Ein Ziel zukünftiger Messungen ist es, die sogenannte *Abbruchenergie* (engl: *cutoff*) des Potenzgesetzes zu ermitteln. Die hier bestimmte obere Flussgrenze kann ein über weitere vier Größenordnungen extrapoliertes Potenzgesetz ebenfalls nicht einschränken, wie in Abbildung 5.7 gezeigt ist.

²Compton <u>Gamma Ray Observatory</u>

5.3 Tabellarische Zusammenfassung der Analyse-Ergebnisse

Die Ergebnisse der Datenanalyse, wie sie in Kapitel 4 beschrieben und für das Beispiel Cygnus X-1 in Abschnitt 5.2 besprochen wurden, sind hier für alle 13 untersuchten Datensätze in tabellarischer Form angegeben. Tabelle 5.1 fasst Informationen über die Beobachtungen der untersuchten Objekte, wie z. B. Beobachtungsdauer und -zeiträume, Zenitwinkelbereich und die resultierende Energieschwelle zusammen. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse der Analyse mit allen relevanten Zwischenergebnissen zusammengestellt. Die Winkelabstandshistogramme und Signifikanzkurven sind für die jeweiligen Vergleichsdatensätze und Objekte in Anhang A bzw. Anhang B abgebildet.

Es folgen einige Kommentare zu einzelnen analysierten Datensätzen: Die vermeintliche Existenz 10' - 20' großer Pulsarwind-Nebel um die Pulsare Geminga und PSR B0656+14, die basierend auf ASCA-Röntgendaten festgestellt worden sind ([Kaw 98a], [Kaw 98b]), konnten mit feiner aufgelösten Aufnahmen des ROSAT-Röntgensatelliten ausgeschlossen werden [Bec 99]. In dieser Analyse wurden die Objekte Geminga und PSR B0656+14 somit als Punktquellen betrachtet.

Der Supernovaüberrest RX J0459.1+5147 hat eine Ausdehnung von 110' und somit einen Radius von fast einem Grad. Es sind, wie Tabelle 5.1 zeigt, Beobachtungen sowohl im ON/OFF-Modus als auch versehentlich im Wobble-Modus durchgeführt worden. Die in dieser Arbeit verwendete Untergrundabschätzung ist mit letzteren Daten nicht möglich, da die Quellregion die OFF-Region überdeckt. Die Wobble-Daten von RX J0459.1+5147 wurden im Rahmen dieser Analyse somit nicht berücksichtigt³.

Ein Teil der hier analysierten HEGRA-Daten des Röntgenbinärsystems Cygnus X-3 wurde bereits analysiert und in [Sch 01] veröffentlicht. Es handelt sich dabei um die Beobachtungen aus den Jahren 1999 und 2000 mit einer gesamten Beobachtungsdauer von 45 h bei einer mittleren Energieschwelle von 0.8 TeV. Als Ergebnis wurde eine Signifikanz des Ereignisdefizites von -0.4σ und eine obere Flussgrenze von 5 % des Krebsnebelflusses (ebenfalls bei einem Konfidenzniveau von 99 %) angegeben. Im Jahre 2001 wurde Cygnus X-3 weitere 50 Stunden beobachtet, so dass in dieser Arbeit der gesamte Datensatz analysiert werden konnte. Die Signalsuche in diesem Gesamtdatensatz (bei einer nur leicht höheren Energieschwelle von 0.88 TeV) liefert ebenfalls eine negative Signifikanz von -1.4σ (und ist somit mit der Analyse des ersten Teildatensatzes sehr gut verträglich). Die obere Flussgrenze konnte durch die insgesamt sensitivere Beobachtung (Verdoppelung der Beobachtungszeit) auf 1.3 % des Krebsnebelflusses gesenkt werden.

³Prinzipiell ist eine Analyse dieser Daten mit dem sogenannten *Template*-Modell von G. Rowell [Row 02] möglich, welches einen anderen (auf dem mscw-Parameter basierenden) Ansatz zur Untergrundabschätzung verfolgt.

Die Beobachtungen des Pulsars Geminga teilen sich in zwei Datensätze auf: die Wobble-Beobachtungen im Januar 1998 und die Beobachtungen im ON/OFF-Modus von Februar bis Dezember 1998. Die Wobble-Daten sind bereits einmal analysiert und in [Aha 99b] veröffentlicht worden, die ON/OFF-Daten dagegen noch nicht. In Rahmen dieser Arbeit wurden beide Datensätze analysiert, wobei die Ergebnisse (siehe Tabelle 5.2) der verschiedenen Beobachtungsmodi miteinander verträglich und auch mit den bereits veröffentlichten Ergebnissen der Wobble-Beobachtungen kompatibel sind.

\mathbf{Objekt}	Modus	$\Sigma t [{ m h}]$	θ [°]	$\left< \vartheta \right> [^{\circ}]$	$E_{ m th}[{ m TeV}]$	HWP	Zeitraum
	Wobble	10.9	10-52	23.75	0.91	4,5	15.0125.01.1998
							14.0217.02.1998
Geminga	ON/OFF	$10.8 \cdot 10.1$	11-31	14 73	0.68	578	28.1029.10.1998
	011/011	10.0.10.1	11 01	11.10	0.00	0,1,0	16.1124.11.1998
							20.1222.12.1998
DCD Diago - in	*** • • •	14.0					30.0602.07.2000
PSR B1929+10	Wobble	14.6	17-40	26.45	0.88	11	07.08.2000
							23.0829.08.2000
							27.06.1998
PSRB1937+21	Wobble	16.0	7-36	17.01	0.75	5,11	27.0729.07.1998
							20.08 21.08.2000
							30.0831.08.2000
DSD D1057 20	Wobble	175	Q /1	97.95	0.07	0.11	14.0819.08.1999
151(D1957+20	WODDIe	17.5	0-41	21.20	0.97	9,11	19.0924.09.2000
							19.11 19.11 1000
PSB $B0656 \pm 14$	Wobble	21.8	15-38	23 34	0.82	9.10	12.11 15.11.1999 10 12 - 15 12 1000
1 51(50000 14	WODDIC	21.0	10-00	20.04	0.02	5,10	06.02 - 12.02.2000
							25.00.20.00.2000
SNR 013 5 1 00 2	Wobblo	11.9	45 50	46 70	2.17	11 19	25.0030.00.2000
5111015.5700.2	WODDIe	11.2	40-00	40.70	2.17	11,12	24.0727.07.2000
							11.06 14.08 1000
SNR 039 2-00 3	Wobble	34.7	22-34	26.64	0.85	9.11.12	01 07 -07 07 2000
		0111	01	-0.01	0.00	0,11,12	20.0501.06.2001
DV 10450 1 - 5145	Wobble	17.3	23-36	29.25	0.93	11	11.0127.01.2001
RX J0459.1+5147	On/Off	5.7:5.7	23-30	26.32	0.83	9	03.1113.12.1999
							24 08 -25 08 1998
a v i	*** • • •	10.0		10.00			27.0629.06.2000
Cygnus X-1	Wobble	13.9	6-54	19.90	0.95	5,11	25.0727.07.2000
							01.1004.10.2000
							04.0925.09.1999
							25.0901.10.2000
Cymnus X-3	Wobble	95.0	11-53	22.65	0.88	0 11 12	18.0621.06.2001
Cygnus A-5	WODDIe	35.0	11-00	22.00	0.88	9,11,12	21.0723.07.2001
							14.0821.08.2001
							12.0919.09.2001
XTE J1118+480	Wobble	2.4	18-28	22.14	0.74	10	05.0406.04.2000
$\rm XTEJ1859{+}226$	Wobble	0.8	45-51	48.23	2.53	9	06.11.1999
		$\Sigma = 288.4$					

Tabelle 5.1: Überblick über die Beobachtungen der in dieser Arbeit analysierten Objekte. Angegeben ist jeweils die verbleibende Beobachtungszeit nach Qualitätsschnitten (s. Abschnitt 4.1.3), der Zenitwinkelbereich, der mittlere Zenitwinkel $\langle \vartheta \rangle$, die sich aus $\langle \vartheta \rangle$ ergebende Energieschwelle $E_{\rm th}$, die Hardwareperiode (HWP, s. Abschnitt 4.2.1) und der Beobachtungszeitraum. Geminga und RX J0459.1+5147 wurden sowohl im Wobble-Modus als auch im ON/OFF-Modus beobachtet. Bei den ON/OFF-Beobachtungen sind die entsprechend verbleibenden Beobachtungszeiten, aus denen sich das für die Analyse wichtige Zeitverhältnis α ergibt, einzeln aufgeführt.

$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$				ę	× &	OT×GEG	1.2×1.60	Ot×tro	ET×9ç9	^{2.00×c.c}	\$.00.1.6	ETCX T.GC	×4	4°3	OSEXOTI	Str×cco
			inner)	5,1,1,1,3,5 0,0,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1	4454 8	4454			CANS.	~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~	or ta	Aller C.F.	Crent.	5.914 5.914	ir alt	
				_	Puls	are	-		Superi	lovaübe	erreste	Rö	ntgenbi	inärsyste	eme	
Schnitte mscur 1.1 <th< th=""><th>Ausdehnung</th><th>Radius $[^{\circ}]$</th><th>ı</th><th>ı</th><th>I</th><th></th><th>ı</th><th>ı</th><th>0.037</th><th>0.058</th><th>0.917</th><th>ı</th><th>ī</th><th>I</th><th>ı</th><th></th></th<>	Ausdehnung	Radius $[^{\circ}]$	ı	ı	I		ı	ı	0.037	0.058	0.917	ı	ī	I	ı	
Octuartie $\Theta^2 \left[\operatorname{Grad}^2 \right]$ 0012 0014 0010 0012 012 012 012 012 012 012 012 012 012 012 012 012 012		mscw	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	
$ \begin{array}{l l l l l l l l l l l l l l l l l l l $	Schnitte	$\Theta^2 [{ m Grad}^2]$	0.012	0.014	0.010	0.010	0.012	0.012	0.021	0.016	0.84	0.012	0.012	0.010	0.012	
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$		$T[\mathrm{h}]$	10.9	10.1	14.6	16.0	17.5	21.8	11.2	34.7	5.7	13.9	95.0	2.4	0.8	
$ \begin{array}{l lllllllllllllllllllllllllllllllllll$		$\langle \vartheta \rangle [\circ]$	23.8	14.7	26.5	17.0	27.3	23.3	46.7	26.6	26.3	19.9	22.7	22.1	48.2	
		$E_{ m thr} [{ m TeV}]$	0.91	0.68	0.88	0.75	0.97	0.82	2.17	0.85	0.83	0.95	0.88	0.74	2.53	
$ \begin{array}{l lllllllllllllllllllllllllllllllllll$		$N_{ m ON}$	85	22	94	26	111	153	131	361	2560	62	585	12	4	
$ \begin{array}{l lllllllllllllllllllllllllllllllllll$		$\langle N_{ m OFF} angle$	78.7	80.2	68.3	88.0	101.0	151.6	124.7	326.1	2582	79.2	621.8	12.1	3.2	
	Datensatz	ω	0.12	1.07	0.10	0.10	0.12	0.12	0.22	0.16	1.00	0.12	0.12	0.10	0.12	
$ \begin{array}{l c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$		ĨŔ	6.3	-3.2	25.7	9.0	10.0	1.4	6.3	34.9	-22	-0.2	-36.8	-0.1	0.8	
		IV Überschuss	± 9.7	± 12.8	± 10.0	± 10.3	± 11.1	± 13.1	± 12.6	± 20.3	± 71.7	± 9.4	± 25.7	± 3.6	± 2.1	
$ \begin{array}{l lllllllllllllllllllllllllllllllllll$		Signifikanz $[\sigma]$	0.7	-0.3	2.8	0.9	0.9	0.1	0.5	1.8	-0.3	-0.0	-1.4	-0.0	0.4	
$ \begin{array}{l lllllllllllllllllllllllllllllllllll$		$N_{99\%}^{\gamma,\mathrm{max}}$	30.6	30.7	49.4	33.7	36.7	35.2	37.8	82.6	169.4	24.2	45.0	9.4	6.2	
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		γ -Rate $^{\max}_{99\%}$ [h ⁻¹]	2.8	3.1	3.4	2.1	2.1	1.6	3.4	2.4	29.8	1.8	0.5	3.9	8.0	
		$\Theta^2 [{ m Grad}^2]$	s.o.	s.o.	s.o.	s.o.	s.o.	s.o.	0.020	0.014	0.014	s.o.	s.o.	s.o.	s.o.	
understand Websel N 0.73 1066 479 583 639 714 175 1466 516 1457 165 55 55 Krebsnebel $N_{Uberschuss}$ ± 34 ± 36 ± 24 ± 41 ± 14 ± 9 (KN) γ -Rate _{konserv} [h ⁻¹] 42.9 40.5 ± 42 ± 24 ± 41 ± 14 ± 9 observe $\Phi_{99\%} [\Phi_{KN}]$ 6.5 % 7.5 % 10.3 % 5.4 % 5.8 % 3.7 % 40.5 4.5 % 1.3 % 11.2 % 89.0 % Flussgrenze $\Phi_{99\%} [10^{-12} \frac{\text{phot.}}{\text{cm^2 s_1}}$ 1.4 2.5 2.3 1.5 1.1 0.9 1.1 1.4 15.5 0.0 0.3 33.3 3.6	vergleichs-	L[h]	21.9	25.2	13.9	14.3	16.9	15.8	10.2	35.1	10.6	12.7	38.3	4.3	5.1	
Nrebene $^{N ilde{D} \text{berschus}}$ $\pm 34 \pm 36 \pm 36 \pm 24 \pm 26 \pm 27 \pm 29 \pm 17 \pm 42 \pm 25 \pm 24 \pm 41 \pm 14 \pm 9$ $\pm 14 \pm 9$ (KN) γ -Rate _{konser} . $[n^{-1}]$ $42.9 \pm 40.8 = 32.8 = 38.9 = 36.3 = 43.3 = 15.5 = 40.5 \pm 46.7$ $\pm 38.8 = 36.9 = 34.8 = 9.0$ obsere $\Phi_{99\%} [\Phi_{KN}]$ $6.5\% 7.5\% 10.3\% 5.4\% 5.8\% 3.7\% 21.7\% 5.9\% 63.9\% 4.5\% 1.3\% 11.2\% 89.0\%$ Flussgrenze $\Phi_{99\%} [10^{-12} \frac{\text{phot.}}{\text{cm^2s}}]$ $1.4 \pm 2.5 = 2.3 = 1.5 = 1.1 = 0.9$ $1.1 \pm 1.4 = 15.5 = 0.9 = 0.3 = 3.3 = 3.3$ $3.6 = 34.8 = 9.0 = 0.3$	uatensatz	ĨŇ	673	1066	479	583	639	714	175	1466	518	516	1457	165	55	
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	Nredsnedel (T/NI)	IV Überschuss	± 34	± 36	± 24	± 26	± 27	± 29	± 17	± 42	± 25	± 24	± 41	± 14	± 6	
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $		γ -Rate _{konserv} . [h ⁻¹]	42.9	40.8	32.8	38.9	36.3	43.3	15.5	40.5	46.7	38.8	36.9	34.8	9.0	
$ ext{Flussgrenze} \left[ext{ } \Phi_{99\%} \left[10^{-12} rac{ ext{phot.}}{ ext{cm}^2 ext{s}} ight] \left\ ext{ } 1.4 ext{ } 2.5 ext{ } 2.3 ext{ } 1.5 ext{ } 1.1 ext{ } 0.9 ext{ } 0.1 ext{ } 0.9 ext{ } 0.3 ext{ } 3.3 ext{ } 3.6 ext{ } 5.6 ext{ } 0.9 ext{ } 0.3 ext{ } 3.6 ext{ } 0.6 ext{ } 0.6 ext{ } 0.3 ext{ } 3.6 ext{ } 0.6 e$	obere	$\Phi_{99\%} \left[\Phi_{ m KN} ight]$	6.5%	7.5 %	10.3%	5.4%	5.8%	3.7%	21.7%	5.9~%	63.9%	4.5%	1.3%	11.2%	89.0%	
	Flussgrenze	$\Phi_{99\%} \left[10^{-12} {{\rm phot.}\over{{ m cm^2s}}} ight]$	1.4	2.5	2.3	1.5	1.1	0.9	1.1	1.4	15.5	0.9	0.3	3.3	3.6	

Tabelle 5.2: Ergebnisse der Analyse. Es sind zu den analysierten Datensätzen die verwendeten Schnitte, die Zwischenergebnisse aus der Analyse des jeweiligen Datensatzes und der des Vergleichsdatensatzes angegeben. Die statistische Signifikanz der Überschussereignisse und die obere Flussgrenze sind als Endergebnisse hervorgehoben. Die Notation der physikalischen Größen ist im Text beschrieben.

[†]ON/OFF-Modus

In keinem der 13 untersuchten Datensätze konnte ein signifikanter Überschuss von γ -Kandidaten (Ereignisse aus der Quell-Region mit mscw < 1.1) gegenüber dem erwarteten Untergrund gefunden werden. Abbildung 5.8 zeigt die Verteilung der jeweils ermittelten Signifikanzen. Wenn keines der untersuchten Objekte eine TeV- γ -Quelle ist, wird (bei hoher Statistik) eine Normalverteilung der Signifikanzen um 0 σ mit der Breite 1 σ erwartet. Die Anpassung einer Gauß'schen Glockenkurve an die Verteilung der 13 gemessenen Signifikanzen zeigt, dass diese mit einer Normalverteilung kompatibel ist. Der Mittelwert ist zwar zu größeren Signifikanzen verschoben, jedoch innerhalb dessen 2σ -Fehlerbereichs in Übereinstimmung mit einem Mittelwert von 0 σ .

Der Datensatz mit der höchsten Signifikanz ist der von PSR B1929+10 mit 2.8σ . Dieser Datensatz wird im nächsten Abschnitt eingehend diskutiert.



Signifikanz - Verteilung

Abbildung 5.8: Die Signifikanzen der Überschussereignisse der 13 untersuchten Datensätze verteilen sich um Null herum. Die Anpassung einer Gauß'schen Glockenkurve an diese Verteilung zeigt die Kompatibilität mit einer reinen Zufallsverteilung. Die höchste Signifikanz (2.8 σ) stammt vom Datensatz des Pulsars PSR B1929+10.

5.4 Diskussion der Daten des Pulsars PSR B1929+10

Allgemeine Eigenschaften des Pulsars

Bei dem Objekt PSR B1929+10 handelt es sich um einen mit ~ $3 \cdot 10^6$ Jahren relativ alten Radio- und Röntgen-Pulsar mit einer Periode von P = 227 ms [Mig 02]. Der Neutronenstern hat einen Radius von R = 10 km und eine Masse $M = 1.4 \,\mathrm{M_{\odot}}$. Die Magnetfeldachse ist um 31° gegenüber der Rotationsachse geneigt, wobei die Rotationsachse einen Winkel von 51° zur Sichtlinie bildet [WaH 97]. Mit einer Entfernung von ~ 330 pc [Bri 02] ist er einer der uns am nächsten gelegenen Pulsare.

Mit dem Röntgen-Satelliten ROSAT wurde von Q. D. Wang et al. (1993) entdeckt, dass der Pulsar PSR B1929+10 einen linearen, diffusen Synchrotron-Schweif besitzt, der sich vom Pulsar etwa 10' südwestlich erstreckt, in die entgegengesetze Richtung seiner Eigenbewegung. Dieser Effekt wird durch die (vermutlich überschallschnelle) Eigenbewegung des Pulsars durch das interstellare Medium (ISM) erklärt, wobei es durch Wechselwirkung des Pulsarwindes mit dem ISM zu Schockfrontenbildung kommt [Wan 93]. In den Schockfronten könnte es zur Beschleunigung geladener Teilchen und somit möglicherweise durch den Invers-Compton-Prozess zur Emission von γ -Strahlung bis in den VHE-Bereich kommen.

Diskussion der Analyse-Ergebnisse

Die Beobachtung von PSR B1929+10 fand in den Zeiträumen 30.06.-02.07, 07.08. und 23.08.-29.08. des Jahres 2000 statt (Hardwareperiode 11). In dieser Zeit gab es keine nennenswerten technischen Probleme, wie z. B. Ausfälle ganzer Pixelgruppen oder gar eines Teleskops. Die bei der Analyse berücksichtigten Runs mit einer Gesamtdauer von 14.6 h weisen alle relativ hohe Ereignisraten (> 11 Hz) und damit eine gute Datenqualität auf. Der Zenitwinkelbereich der Beobachtungen ist groß und erstreckt sich von $17^{\circ} - 40^{\circ}$ mit einem mittleren Zenitwinkel von $\langle \vartheta \rangle = 26.45^{\circ}$, woraus eine mittlere Energieschwelle von $E_{\rm th} = 0.88$ TeV resultiert. Im Gesichtsfeld der PSR B1929+10-Beobachtung befinden sich keine hellen Sterne, so dass möglicherweise durch Sternenlicht hervorgerufene systematische Effekte ausgeschlossen werden können.

Abbildung 5.9 (oben) zeigt die Verteilung der Ereignisse mit mscw < 1.1über den quadrierten Winkelabstand der rekonstruierten Herkunftsrichtung zur Objektposition. In der Quellregion, die sich bis zum optimalen Winkelschnitt $\Theta_{Pq}^2 = 0.01 \,\text{Grad}^2$ (siehe Abbildung A.3) erstreckt, ergibt sich ein Überschuss von $25.7 \pm 10.0 \,\text{ON-Ereignissen}$ (Punkte mit Fehlerbalken) gegenüber dem im Bereich $\Theta^2 \leq 0.1 \,\text{Grad}^2$ gemittelten Untergrund (horizontale Linie). In der Abbildung unten ist die kumulative Signifikanzkurve gezeigt, aus der die statistische Signifikanz der Überschussereignisse in der Quellregion von $2.8\,\sigma$ ersichtlich wird.

Eine Signifikanz von 2.8σ bedeutet noch keinen signifikanten Nachweis eines γ -Signals (ein Überschuss wird erst ab 5σ als signifikant betrachtet), sondern entspricht einer nicht zu vernachlässigenden Zufallswahrscheinlichkeit von rund 1%. Bei 13 untersuchten Datensätzen ist es (eben auch bei Gültigkeit der Null-Hypothese⁴) somit nicht ganz unwahrscheinlich, dass eine der ermittelten Signifikanzen einen Wert knapp unter 3σ erreicht. Dies zeigt auch die in Abbildung 5.8 dargestellte Verteilung dieser 13 Signifikanz-Werte und ihre Kompatibilität mit einer Normalverteilung.

Dennoch soll im Folgenden nach Indizien geforscht werden, welche einen Hinweis auf die Ursache des Überschusses geben könnten. Gemeint ist damit, ob Verteilungen oder Einflüsse bestimmter Parameter eher für eine statistische Fluktuation des Untergrundes sprechen, oder ob diese mit einem schwachen "echten" γ -Signal gut vereinbar sind. Unter Umständen könnten hierbei auch unerwartete, systematisch bedingte (künstliche) Ursachen für den beobachteten Überschuss auffallen.

Zeitliche Entwicklung des Überschusses

Bei einem konstanten Fluss einer (schwachen) TeV- γ -Quelle wird mit steigender Zahl von Untergrundereignissen eine stetige Zunahme von Überschussereignissen erwartet. Es soll nun überprüft werden, ob die zeitliche Entwicklung des gemessenen Überschusses von PSR B1929+10 mit dieser Erwartung vereinbar ist.

Abbildung 5.10 zeigt die Zahl der akkumulierten Überschussereignisse über der Zahl der akkumulierten Untergrundereignisse. Die Untergrundereignisse sind – da sie mit hoher und relativ konstanter Rate und gleichzeitig mit den ON-Ereignissen registriert werden – ein gutes Maß für die Beobachtungszeit. Insbesondere wirkt sich die Zenitwinkelabhängigkeit der Raten ebenso wie wetterbedingte Einflüsse etwa gleich stark auf den Untergrund wie auf γ -Kandidaten aus, so dass die zeitliche Entwicklung des Überschusses von diesen Einflüssen bereinigt ist. Als Untergrundereignisse gelten dabei, basierend auf einer Methode der Untergrundabschätzung von G. Rowell [Row 02], Ereignisse der OFF-Region im Bereich $\Theta^2 < 1.2 \,\text{Grad}^2$ mit 1.3 < mscw < 1.5 [Goe 02]. Mit Überschussereignissen sind wie bisher die γ -Kandidaten nach Abzug des gemittelten Untergrundes gemeint (also: $N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}$ bei $\Theta^2 < \Theta_{\text{Pq}}^2 = 0.01 \,\text{Grad}^2$ und mscw < 1.1). Die Fehlerbalken stellen, da es sich um akkumulierte Ereigniszahlen handelt, keine unabhängigen statistischen Fehler dar.

Aus dem in Abbildung 5.10 gezeigten Verlauf lässt sich ein schwacher konstanter Fluss als Ursache für den beobachteten Überschuss nicht ausschließen.

⁴siehe Abschnitt 4.3.2



PSR B1929+10

Abbildung 5.9: Entsprechend Abbildung 4.2 sind das Winkelabstandshistogramm (oben) und die Signifikanzkurve (unten) für den 14.59-stündigen Datensatz von PSR B1929+10 dargestellt. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta < 0.010 \,\mathrm{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von 25.7 ± 10.0 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von 2.8 σ .



Abbildung 5.10: Zeitliche Entwicklung der Zahl der Überschussereignisse. Es sind die akkumulierten Überschussereignisse über den akkumulierten Untergrund aufgetragen, der als gutes Maß für die Beobachtungszeit angesehen werden kann. Die Fehlerbalken sind nicht unabhängig. Die etwa gleichmäßige zeitliche Zunahme der Überschussereignisse ist mit der Erwartung von einer konstanten schwachen Quelle kompatibel.

Einfluss des mscw-Schnittes auf die Ereignisverteilungen

Der Einfluss eines zunehmend härter werdenden mscw-Schnittes auf ein γ -Signal wurde bereits anhand der Abbildung 4.3 diskutiert. Abbildung 5.11 zeigt eine entsprechende Abfolge von Winkelabstandshistogrammen und zugehörigen Signifikanzkurven für vier verschiedene mscw-Schnitte, die von oben nach unten eine stärkere Unterdrückung des hadronischen Untergrundes vornehmen. Auffällig ist, dass bereits ohne mscw-Schnitt eine Signifikanz von 2.6 σ vorliegt. Das spricht nicht für einen photonischen Ursprung des Überschusses, da ein solcher bei einem schwachen Signal erst nach einer γ -Hadron-Separation erwartet wird. Ein photonisch bedingter Überschuss ist hieraus dennoch nicht auszuschließen.

PSR B1929+10


Abbildung 5.11: Es sind jeweils für verschiedene mscw-Schnitte die Winkelabstandshistogramme (links) und die zugehörige Signifikanzkurve (rechts) gezeigt. Der Überschuss in der Quellregion besitzt bereits ohne mscw-Schnitt eine Signifikanz von 2.6 σ , was für einen photonischen Überschuss untypisch ist.

Verteilung der mittleren Bildbreite der Überschussereignisse

Die Verteilung der *mscw*-Werte der Überschussereignisse (d. h. der ON- abzüglich der OFF-Ereignisse in der Quellregion $\Theta^2 < 0.01 \,\mathrm{Grad}^2$) sind in Abbildung 5.12 (oben) dargestellt. Für einen rein photonisch bedingten Überschuss ist eine Verteilung der mscw-Werte um 1.0 mit einer Breite von 0.1 zu erwarten (siehe Abschnitt 3.4), wie sie auch beim Vergleichsdatensatz des Krebsnebels vorzufinden ist (Abbildung 5.12, unten). Eine Anpassung einer Gaußkurve im mscw-Intervall von 0.5 bis 1.3 zeigt eine etwas zu größeren Werten verschobene Verteilung, deren Mittelwert jedoch innerhalb von etwa zwei Standardabweichungen mit dem Wert 1.0 verträglich ist. Auch die Breite der Verteilung ist bei 0.06 ± 0.03 mit dem Wert 0.1 kompatibel. Im hadronischen mscw-Bereich von 1.3 bis 2.0 ergibt eine Anpassung einer konstanten Verteilung beim PSR B1929+10-Datensatz einen Wert von 0.7 ± 1.5 Ereignissen (bei $\chi^2 = 0.8$) gegenüber -0.7 ± 1.5 Ereignissen $(\chi^2 = 1.2)$ beim Vergleichsdatensatz. Beide sind im Rahmen der Statistik mit einem hadronischen Überschuss von null verträglich. Die statistischen Fehler der Ereigniszahlen sind hier allerdings sehr groß, so dass sich aus diesen Verteilungen keine Schlussfolgerungen ziehen lassen.

Gitterfeldsuche nach Überschüssen im Gesichtsfeld

Eine sogenannte Gitterfeldsuche im Gesichtsfeld – z. B. mit der *Template*-Methode von G. Rowell – erlaubt es, sich einen Überblick über die Verteilung der Überschussereignisse im Gesichtsfeld der Beobachtung zu verschaffen. Die Bestimmung des Untergrundes erfolgt bei dieser Methode über den *mscw*-Parameter. Eine detaillierte Beschreibung dieser Methode findet sich in [Row 02]. Die Signifikanzen werden aus sich überlagernden Regionen (*oversampling*) bestimmt, die Bins sind somit nicht unabhängig. Dies ermöglicht eine bessere Lokalisation eines möglichen Überschusses. Mit dieser Art der Gitterfeldsuche wurde übrigens in den HEGRA-Daten von Cygnus X-3 die TeV- γ -Quelle TeV J2035+415 entdeckt (siehe [Aha 02b]).

Abbildung 5.13 zeigt eine Signifikanzkarte eines $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ großen Ausschnittes des Gesichtsfeldes. Die Position des Pulsars ist mit einem Kreis gekennzeichnet. Der Radius entspricht dabei dem optimalen Punktquellen-Winkelschnitt für diese Beobachtung. Die Signifikanzen innerhalb dieses Kreises liegen bei dieser Methode der Untergrundbestimmung unter 2.5σ . Die Endposition des in Abschnitt 5.4 beschriebenen Synchrotron-Nebels ist ebenfalls verzeichnet. Aus der Region dieses Nebels wurde kein Ereignisüberschuss registriert.

Die Karte zeigt ferner auch in anderen Bereichen solch erhöhte (und auch entsprechend negative) Signifikanzen, was den zufälligen Charakter dieser Größe demonstriert.



mscw - Verteilung (ON-OFF, θ^2 < 0.01 Grad²)

Abbildung 5.12: Es sind die Verteilungen der mscw-Werte der Überschussereignisse (d. h. der ON- abzüglich der OFF-Ereignisse in der Quellregion $\Theta^2 < 0.01 \,\mathrm{Grad}^2$) für den PSR B1929+10-Datensatz (oben) und dem Vergleichsdatensatz (unten) gezeigt. Die Anpassung einer Gaußkurve im mscw-Intervall von 0.5 bis 1.3 zeigt (oben) eine zu etwas größeren Werten verschobene Verteilung, deren Mittelwert jedoch innerhalb von etwa zwei Standardabweichungen mit dem für einen photonischen Überschuss erwarteten mscw-Wert von 1.0 (siehe unten) verträglich ist.



PSR B1929+10

Abbildung 5.13: Signifikanzen der Überschussereignisse je Bin im Gesichtsfeld der PSR B1929+10-Beobachtung. Im Bereich des Pulsars liegen die Signifikanzen unter 2.5σ . Insbesondere ist hier zu erkennen, dass im Bereich des schweifförmigen Synchrotron-Nebels (s. Abschnitt 5.4) kein deutlicher Überschuss verzeichnet wurde. Die Berechnung der Signifikanzen im Gesichtsfeld beruht auf dem *Template*-Modell [Row 02], welches einen anderen Ansatz zur Untergrundabschätzung verfolgt. (Zur Verfügung gestellt von N. Götting.)

Untersuchung verschiedener Energiebereiche

Führt man die Analyse mit Kriterien an die Ereignisse durch, die entweder große oder kleine Primärenergien begünstigen, kann untersucht werden, wie sich der beobachtete Überschuss auf diese Energiebereiche verteilt. Das wiederum gibt – unter der Annahme eines vorhandenen TeV- γ -Flusses des Objektes – einen Hinweis auf die spektralen Eigenschaften der Quelle. So ist bei einem weichen Spektrum (d. h. bei stark abfallendem Fluss zu höheren Energien) ein signifikanterer Überschuss zu erwarten, wenn kleine Energien bei der Analyse begünstigt werden.

Für eine Selektion bestimmter Energien sind tendenziell folgende Kriterien geeignet:

- Teleskopmultiplizität: Hochenergetische Primärteilchen erzeugen große Luftschauer, deren Cherenkovlicht am Boden große Flächen ausleuchten. Es ist wahrscheinlich, dass solche Luftschauer von mehreren Teleskopen abgebildet werden. Bei kleineren Primärenergien tragen eher weniger Teleskope mit einem Abbild zur Schauerrekonstruktion bei. Kleinere Teleskopmultiplizitäten selektieren somit vorwiegend kleinere Primärenergien. Werden dagegen kleine Teleskopmultiplizitäten (z. B. 2-Teleskopereignisse) bei der Analyse verworfen, so werden dadurch hohe Primärenergien begünstigt.
- Zenitwinkelbereich: Bei Beobachtungen unter großen Zenitwinkeln liegt die Energieschwelle des Teleskopsystems höher, d. h. es ist für höherenergetische Ereignisse sensitiver als für Ereignisse kleinerer Energien (siehe Abschnitt 3.1). Durch Einschränkung des Zenitwinkelbereichs auf kleine Zenitwinkel (< 30°) werden relativ zum Gesamtdatensatz die kleinen Energien folglich gegenüber den großen begünstigt.
- size-Parameter: Dieser Parameter ist ein Maß für die Anzahl der von einem Teleskop detektierten Cherenkov-Photonen (siehe Abschnitt 3.2). Bei geringeren Primärenergien wird insgesamt entsprechend weniger Cherenkov-licht emittiert, so dass der size-Parameter eines Schauerabbildes tendenziell kleiner ausfällt. Standardmäßig werden bei der Analyse nur Schauerabbilder mit size > 40 Photoelektronen (pe.) berücksichtigt. Eine während des Laborpraktikums im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführte Untersuchung [Sch 02] hat ergeben, dass bei kleinen Zenitwinkeln die Signifikanz eines Krebsnebel-Signals maximal wird, wenn der Schnitt size > 32 pe. vorgenommen wird. Durch den weicheren Schnitt wird der Datensatz hauptsächlich mit niederenergetischen Ereignissen angereichert.

Die Tabelle 5.3 zeigt einen Überblick der Signifikanzen der Ereignisüberschüsse bei verschiedenen Schnitten. Es werden im Folgenden die in der Tabelle fettgedruckten Fälle besprochen.

	size	> 40	$\mathbf{size} > 32$		
	standard	$\vartheta < 30^\circ$	standard	$\vartheta < 30^\circ$	
standard $\overline{\text{Tel} \le 5}$	2.8σ	2.7σ	2.5σ	2.4σ	
begünstigt $\int Tel \leq 4$	3.1σ	2.7σ	2.7σ	2.6σ	
<u>niedrige</u> Energien $\int \int \text{Tel} \leq 3$	3.0σ	${f 3.1}\sigma$	2.4σ	2.2σ	
$\frac{\text{begünstigt}}{\text{hohe Energien}} \overline{\text{Tel} \ge 3}$	1.3σ	1.2σ			

Tabelle 5.3: Signifikanzen der Ereignisüberschüsse bei verschiedenen Schnitten. Tel bezeichnet die Teleskopmultiplizität und ϑ den Zenitwinkel. Die fettgedruckten Fälle werden im Text diskutiert.

Die Signifikanz von 1.3 σ , die durch Auswahl der Ereignisse mit Teleskopmultiplizität ≥ 3 zustande kommt, zeigt, dass bei hohen Energien nur noch ein geringer Überschuss vorhanden ist. Das entsprechende Winkelabstandshistogramm und die Signifikanzkurve ist in Abbildung 5.14 gezeigt. In der Tat scheint der beobachtete Überschuss überwiegend aus Ereignissen kleiner Energien zu bestehen. So ist z. B. bei einer Auswahl der 2- und 3-Teleskopereignisse bei kleinen Zenitwinkeln die Signifikanz mit 3.1 σ (Abbildung 5.15) etwas höher als 2.8σ bei standardmäßiger Analyse. Bei Annahme eines photonischen Überschusses, also einem niedrigen TeV- γ -Fluss des Pulsars, wäre dieses Verhalten durch ein weiches Quellspektrum zu erklären. In diesem Fall würde man jedoch erwarten, dass bei einem weicheren *size*-Schnitt die Signifikanz steigen oder zumindest nicht fallen würde. Doch genau dies ist der Fall, es wird eine Signifikanz von 2.2σ erreicht, siehe auch Abbildung 5.16. Eine Annahme eines dem Überschuss zugrunde liegenden niedrigen TeV- γ -Flusses des Pulsars kann durch diese Untersuchung nicht gestützt werden.

Verteilungen der Kernortabstände und der Lichtstärken der Bilder

Die Verteilungen der Kernortabstände und des *size*-Parameters der ON- im Vergleich zu den OFF-Ereignissen weisen im PSR B1929+10-Datensatz eine zu geringe Statistik auf, um eventuelle Abweichungen von der erwarteten Form feststellen zu können.

Fazit

Es lassen sich durch die vorgenommenen Untersuchungen des beobachteten Ereignisüberschusses beim Pulsar PSR B1929+10 keine schlüssig folgenden Indizien ableiten, die einen niedrigen TeV- γ -Fluss von (5 ± 2) % des Krebsnebelflusses als Ursache des Überschusses favorisieren würden.

Diese Frage kann nur durch weitere Beobachtungen geklärt werden. Setzt man eine schwache TeV- γ -Emission des Objektes voraus, kann die Beobachtungsdau-



Abbildung 5.14: Winkelabstandshistogramm (oben) und Signifikanzkurve (unten) bei Begünstigung hoher Primärenergien durch Auswahl von Ereignissen mit Teleskopmultiplizität ≥ 3 . Die Signifikanz sinkt dadurch auf 1.3σ .



Abbildung 5.15: Winkelabstandshistogramm (oben) und Signifikanzkurve (unten) bei Begünstigung niedriger Primärenergien durch Auswahl von Ereignissen mit Teleskopmultiplizität ≤ 3 . Es ergibt sich ein höherer Überschuss mit einer Signifikanz von 3.1σ .



Abbildung 5.16: Winkelabstandshistogramm (oben) und Signifikanzkurve (unten) bei Begünstigung niedriger Primärenergien durch Auswahl von Ereignissen mit Teleskopmultiplizität ≤ 3 und weicherem size-Schnitt bei 32 pe. Es ergibt sich ein geringerer Überschuss als beim standardmäßigen size-Schnitt und auch als bei der Standardanalyse. Die Signifikanz beträgt 2.2σ .

er für einen Nachweis dieser Emission leicht abgeschätzt werden. Die Signifikanz eines konstanten TeV- γ -Signals verhält sich proportional zur Wurzel der Beobachtungszeit (siehe Abschnitt 4.3.2), so dass bei weiterer Beobachtung durch ein Experiment gleicher Sensitivität die Beobachtungszeit vervierfacht werden müsste, um bei einem tatsächlichen TeV- γ -Fluss von PSR B1929+10 eine Signifikanz $> 5\sigma$ zu erreichen.

Da das HEGRA-Experiment bereits abgeschlossen ist, bietet sich der Pulsar PSR B1929+10 als Beobachtungsobjekt für die sensitiveren und eine geringere Energieschwelle aufweisenden Nachfolge-Experimente MAGIC und $H \cdot E \cdot S \cdot S \cdot an$.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung:

Ziel dieser Arbeit war es, eine bedeutende Datenmenge an bislang nicht vollständig untersuchten HEGRA-Messdaten im Hinblick auf konstante TeV- γ -Emission der beobachteten Objekte zu analysieren. Dabei handelt es sich um zwölf galaktische Objekte, die als typische Vertreter der Objektklassen Pulsare, Supernovaüberreste und Röntgenbinärsysteme gelten. Diese sind im Einzelnen die Pulsare Geminga, PSR B1929+10, PSR B1937+21, PSR B1957+20 und PSR B0656+14 und weiterhin die Supernovaüberreste SNR 013.5+00.2, SNR 039.2-00.3 und RX J0459.1+5147. Die untersuchten Röntgenbinärsysteme sind Cygnus X-1, Cygnus X-3, XTE J1118+480 und XTE J1859+226. Die gesamte Beobachtungsdauer dieser Objekte beträgt 290 Stunden, was etwa einem Drittel der jährlichen, effektiven HEGRA-Beobachtungszeit entspricht.

Für die Selektion der etwa 900 in der Analyse verwendeten, jeweils ca. 20minütigen Teildatensätze wurde im Rahmen dieser Arbeit das HEGRA-Datenbanksystem erweitert. Auch in Zukunft lassen sich nun alle üblicherweise verwendeten Qualitätskriterien bei der Datenselektion mit den Methoden einer modernen, relationalen Datenbank anwenden.

In den untersuchten Datensätzen zeigten sich keine deutlich signifikanten Ereignisüberschüsse in den Quellregionen. Die Verteilung der statistischen Signifikanzen der Überschussereignisse ist dabei mit einer Normalverteilung verträglich. Für die mögliche TeV- γ -Emission dieser Objekte werden als Messergebnisse obere Flussgrenzen angegeben. Diese liegen überwiegend im einstelligen Prozentbereich des Krebsnebelflusses und stellen aufgrund der Sensitivität der HEGRA-Cherenkov-Teleskope die zur Zeit genaueste Kenntnis über eine mögliche nichtthermische Emission dieser Objekte im TeV-Energiebereich dar. Auf Seite 63 sind die ermittelten Signifikanzen der Überschüsse und die resultierenden oberen Flussgrenzen tabellarisch aufgeführt.

Von Teildatensätzen der Cygnus X-3- und Geminga-Beobachtungen wurden von der HEGRA-Kollaboration bereits Analyse-Ergebnisse veröffentlicht. Die in dieser Arbeit erlangten Ergebnisse der Gesamtdatensätze sind mit denen der Teildatensätze kompatibel und liefern eine Bestätigung durch eine unabhängige Analyse. Im Fall von Cygnus X-3 wurde eine mögliche TeV- γ -Emission durch eine aus dem Gesamtdatensatz resultierende obere Flussgrenze von etwa 1 % des Krebsnebelflusses weiter eingeschränkt.

Durch die ermittelte obere Flussgrenze einer möglichen TeV- γ -Emission aus der Richtung von Cygnus X-1 kann kein Hinweis auf einen Abbruch eines im MeV-Energiebereich gemessenen Potenzgesetzes des Energiespektrums gegeben werden. Die obere Flussgrenze liegt jedoch eine Größenordnung unter der theoretischen Flussabschätzung von P. Slane & S. M. Wagh (1990), was weitere Einschränkungen des der Abschätzung zugrunde liegenden Modells erlaubt.

Den signifikantesten Hinweis auf eine TeV- γ -Emission weist der Datensatz des Pulsars PSR B1929+10 mit 2.8 σ auf. Systematische Effekte durch helle Sterne im Gesichtsfeld oder durch technische Defekte konnten ausgeschlossen werden. Aus der Region des Synchrotron-Nebels dieses Pulsars wurden keine signifikant erhöhten Ereigniszahlen gemessen. Der PSR B1929+10-Datensatz wurde hinsichtlich verschiedener Kriterien nach Hinweisen auf den Ursprung des beobachteten Ereignisüberschusses in der Quellregion detailliert untersucht. Ein konstanter TeV- γ -Fluss von (5 ± 2) % des Krebsnebelflusses konnte dadurch als Ursache für den Überschuss nicht erhärtet aber auch nicht ausgeschlossen werden.

Ausblick:

In den Pulsar-Beobachtungen kann durch eine Suche nach gepulster TeV- γ -Strahlung bei bekannter Pulsarperiode das Signal-zu-Rausch-Verhältnis noch verbessert werden.

Die Datensätze der Röntgenbinärsysteme lassen sich mit analogen Methoden auf eine orbitalphasenabhängige TeV- γ -Emission hin untersuchen, wodurch ebenfalls die Sensitivität erhöht werden kann.

Durch eine Gitterfeldsuche im Gesichtfeld der Beobachtungen des stark ausgedehnten Supernovaüberrestes RX J0459.1+5147 lassen sich möglicherweise Hinweise auf Emission von TeV- γ -Strahlung in bestimmten Regionen der Hülle des Supernovaüberrestes finden.

Der Pulsar PSR B1929+10 ist mit dem oben erwähnten, interessanten Ergebnis ein vielversprechender Beobachtungskandidat für die sensitiveren Nachfolge-Experimente MAGIC und $H \cdot E \cdot S \cdot S \cdot$.

Ebenfalls dürfte der zukünftige γ -Satellit GLAST, der zusammen mit den neuen Cherenkov-Teleskopen den Bereich von MeV- bis zu TeV-Energien erstmals lückenlos überdecken soll, interessante Erkenntnisse der Strahlungsmechanismen der Pulsare und allgemein zum Ursprung der kosmischen Strahlung liefern.

Anhang A

Histogramme der Vergleichsdatensätze

Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, sind für die Analyse der Datensätze der untersuchten Objekte Vergleichsdatensätze des Krebsnebels nötig. Für diese sind im Folgenden (wenn sie nicht bereits in Abschnitt 5 diskutiert worden sind) jeweils drei Verteilungen gezeigt:

Oben ist jeweils die Verteilung der in der Analyse des jeweiligen Objekts (bzw. Beobachtungsmodus) berücksichtigten Runs auf die Zenitwinkelintervalle und Hardwareperioden aufgelistet. Zur Bestimmung des optimalen Winkelschnittes anhand eines Krebsnebel-Vergleichsdatensatzes wurde versucht, diesen möglichst getreu dieser Verteilung zu realisieren. Hierbei mussten bisweilen Kompromisse eingegangen werden, die in der rechts angefügten Spalte dokumentiert sind. (Siehe auch Abschnitt 4.2.1.)

In der Mitte folgt die (in Abschnitt 4.3.1 besprochene) Verteilung der Ereigniszahlen über den quadrierten Winkelabstand der rekonstruierten Schauerrichtung zur Position des Krebsnebels. Der Schnitt auf die skalierte Bildbreite beträgt in dieser Analyse generell mscw < 1.1.

Unten ist die daraus resultierende Signifikanzkurve dargestellt, in der die kumulative Signifikanz über den quadrierten Winkelabstand aufgetragen ist. Das Maximum dieser Kurve bezeichnet somit den quadrierten Winkelabstand zur Quellposition, bei der unter diesen bestimmten Beobachtungsverhältnissen die Ereignisse einer Punktquelle berücksichtigt werden sollten, um ein Signal mit dem besten Signal-zu-Rausch-Verhältnis nachzuweisen. Dieser sogenannte *optimale Winkelschnitt* ist mit einer senkrechten gestrichelten Linie gekennzeichnet und wird bei der Analyse des entsprechenden Datensatzes verwendet. (Siehe auch Abschnitte 4.3.3 und 4.2.3.)

+		+											
Geminga (Wobble) Vergleichs													
+		datensatz											
++													
ZI	HWP	Runs	Runs										
+	+4	+											
1	4	6	6										
2	4	16	16										
2	5	1	1										
3	4	9	9										
4	4	1	1										
+	++	+											



Abbildung A.1: 21.9-stündiger Datensatz des Krebsnebels, der der Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der Wobble-Beobachtung des Geminga-Pulsars entspricht. Der optimale Schnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den Geminga-Datensatz ergibt sich zu $\Theta^2 = 0.012 \,\text{Grad}^2$.

+ +	Gen	ni:	nga (+ N) +	Vergleichs- datensatz					
	ZI		HWP		Runs	Runs					
	1 1 2 2 2 3		5 7 8 5 7 8		7 17 4 3 3	0 48 8 0 14 3 2	(2*17 + 2*7) (2*3 + 2*4) + 3 aus (ZI=2,HWP=9)				
+		-+-		+-	+						



Abbildung A.2: 25.2-stündiger Datensatz des Krebsnebels, der der Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der Beobachtung von Geminga im ON-OFF-Modus relativ gut entspricht. Zur Verbesserung der Statistik wurden doppelt so viele Krebsnebel-Runs entsprechend dieser Verteilung zusammengestellt. Der optimale Schnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den Geminga-Datensatz ergibt sich zu $\Theta^2 = 0.014 \,\text{Grad}^2$.

+				ł							
I	PSF	219	929	I			Vergleichs-				
+			+	ł			datensatz				
+-		-+-		-+-		+					
I	ΖI	Ι	HWP	I	Runs	I	Runs				
+		-+-		-+-		+					
I	2	Ι	11	Ι	29	I	29				
I	3	Ι	11	Ι	15	I	12 + 3	aus	(ZI=3,HWP=12)		
+-		-+-		-+-		+					



Abbildung A.3: 13.9-stündiger Datensatz des Krebsnebels, der der Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der PSR B1929+10-Beobachtung recht gut entspricht. Der optimale Schnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den PSR B1929+10-Datensatz ergibt sich zu $\Theta^2 = 0.010 \,\text{Grad}^2$.

+.			+										
I	PSR1937 Vergleichs												
+.			+		datensatz								
+·		-+-		+	+	ŀ							
I	ΖI	Ι	HWP	L	Runs		Runs						
+-		-+-		+-	+	ŀ							
I	1	Ι	11	I	18		18						
I	1	Ι	5	L	5		5						
I	2	Ι	11	L	18		18						
I	3	Ι	11	L	6		6						
+-		-+-		+-	+	F							



Abbildung A.4: 14.3-stündiger Datensatz des Krebsnebels, der der Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der PSR B1937+21-Beobachtung entspricht. Der optimale Schnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den PSR B1937+21-Datensatz ergibt sich zu $\Theta^2 = 0.010 \,\text{Grad}^2$.

Vergleichsdatensatz für PSR B1937+21

+			+	-							
]	PSR	.19	957			Vergle	Vergleichs-				
+			+	-		datens	sat	z			
+		+-		+	+						
1:	ΖI	I	HWP	Ι	Runs	Runs	5				
+		+-		+	+						
1 :	1	I	9	Ι	10	10					
1 :	2	I	11	Ι	6	6					
1 :	2	I	9	Ι	11	11					
1:	3	I	11	Ι	26	12	+	14	aus	(ZI=3,	HWP=12)
1:	3	I	9	Ι	1	1					
+		+-		-+-	+						



Abbildung A.5: 16.9-stündiger Datensatz des Krebsnebels, der der Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der PSR B1957+20-Beobachtung recht gut entspricht. Der optimale Schnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den PSR B1957+20-Datensatz ergibt sich zu $\Theta^2 = 0.012 \,\text{Grad}^2$.

+- +-	PSF	RB(0659 	+ + +	+	+	Vergleichs datensatz	_			
I	ΖI	I	HWP	I	Runs		Runs				
+-		-+-		+	+	F					
Ι	1	Ι	10	I	4		4				
Ι	1	Ι	9	I	4		4				
Ι	2	Ι	10	I	32		17 + 1	5	aus	(ZI=2,	HWP=11)
Ι	2	Ι	9	I	12		12				
Ι	3	Ι	10	I	10		10				
Ι	3	Ι	9	I	5		1				
+-		-+-		+	+	F					



Abbildung A.6: 15.8-stündiger Datensatz des Krebsnebels, der der Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der PSR B0656+14-Beobachtung entspricht. Der optimale Schnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den PSR B0656+14-Datensatz ergibt sich zu $\Theta^2 = 0.012 \,\text{Grad}^2$.

+	+									
SNR(013 +				Vergleichs [.] datensatz	-				
+	+	-+-		+						
ZI	HWP	Ι	Runs	I	Runs					
+	+	-+-		+						
4	11	Ι	28	I	5 \					
4	12	Ι	8	I	4 / +	36	aus	(ZI=4,	HWP=7-13	3)
+	+	-+-		+						



Abbildung A.7: 10.2-stündiger Datensatz des Krebsnebels. Die Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der SNR 013.5+00.2-Beobachtung konnte hier nicht sehr gut reproduziert werden, da nur neun entsprechende Krebsnebel-Runs existieren. Zur Erhöhung der Statistik wurden 36 weitere Runs aus anderen Hardwareperioden verwendet, die zum selben Zenitwinkelintervall gehören. Für die schlechte Winkelauflösung sind die sehr hohen Zenitwinkel verantwortlich. Der optimale Punktquellenschnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den SNR 013.5+00.2-Datensatz ergibt sich zu $\Theta^2 = 0.020 \,\text{Grad}^2$.

+-			+							
Ι	SNF	203	39				Vergleichs-			
+-			+				datensatz			
+-		-+-		+-		+				
Ι	ΖI	Ι	HWP	Ι	Runs	L	Runs			
+-		-+-		+-		+				
Ι	2	Ι	11	Ι	31	l	31			
Ι	2	Ι	12	Ι	38	l	38			
Ι	2	Ι	9	Ι	28	l	28			
Ι	3	Ι	11	Ι	3	l	3			
Ι	3	Ι	12	Ι	12	l	12			
Ι	3	Ι	9	Ι	7	L	1 + 6 aı	ıs	(ZI=3,	HWP=10)
+-		-+-		-+-		+				



Abbildung A.8: 35.1-stündiger Datensatz des Krebsnebels, der der Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der SNR 039.2-00.3-Beobachtung hinreichend genau entspricht. Der optimale Punktquellenschnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den SNR 039.2-00.3-Datensatz ergibt sich zu $\Theta^2 = 0.014 \,\text{Grad}^2$.

++	
RXJ04591 (Wobble) ++	Vergleichs- datensatz
++ ZI HWP Runs	Runs
2 11 33 3 11 20	33 12 + 8 aus (ZI=3, HWP=12)
++	



Abbildung A.9: 10.6-stündiger Datensatz des Krebsnebels, der der Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der RX J0459.1+5147-Beobachtung relativ gut entspricht. Der optimale Punktquellenschnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den RX J0459.1+5147-Datensatz ergibt sich zu $\Theta^2 = 0.014 \text{ Grad}^2$.

++												
I Cyg	-13				Vergleichs-	-						
+	+				datensatz							
+	+	-+-		+								
ZI	HWP	Ι	Runs	I	Runs							
+	+	-+-		+								
1	11	Ι	21	L	10							
1	12		38	L	16							
1	9	Ι	16	L	8							
2	11	Ι	29	L	14							
2	12	Ι	60	L	30							
2	9	Ι	28	L	14							
3	11	Ι	21	L	10							
3	12	Ι	32	L	16							
3	9		11	L	1 + 4	aus	(ZI=3,	HWP=10)				
4	11	Ι	8	L	4							
4	12	Ι	6	L	3							
+	+	-+-		+								



Abbildung A.10: 38.3-stündiger Datensatz des Krebsnebels, der der Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der Cygnus X-3-Beobachtung bei halber Anzahl von Runs entspricht. Der optimale Schnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den Cygnus X-3-Datensatz ergibt sich zu $\Theta^2 = 0.012 \,\text{Grad}^2$.

```
XTE1118
                   Vergleichs-
                    datensatz
7.T
   Т
     HWP
         Runs
                 Runs
2
   10
          I
               7
                 17
```



Abbildung A.11: 4.3-stündiger Datensatz des Krebsnebels. Die Statistik dieses Datensatzes ist sehr gering, da von der Zenitwinkel-Hardwareperioden-Kombination der XTE J1118+480-Beobachtung nicht mehr Krebsnebeldaten existieren. Von einer Verbesserung der Statistik zu Lasten der Vergleichbarkeit wurde abgesehen. Der Schnitt auf den quadrierten Winkelabstand für den XTE J1118+480-Datensatz wurde in diesem Fall nicht streng am Maximum der Signifikanz optimiert, da es sich bei dem fünften Bin höchstwahrscheinlich um eine statistische Fluktuation handelt. Der optimale Schnitt wird ein Bin weiter außen bei $\Theta^2 = 0.010 \,\text{Grad}^2$ angenommen.





Abbildung A.12: 5.1-stündiger Datensatz des Krebsnebels. Die Zenitwinkel-Hardwareperioden-Verteilung der XTE J1118+480-Beobachtung konnte nur sehr grob reproduziert werden. Da die Statistik dieses Datensatzes relativ gering ist, wurde hier zur Ermittlung des optimalen Schnittes auf den quadrierten Winkelabstand für den XTE J1859+226-Datensatz eine glatte Signifikanzkurve angenommen: $\Theta^2 = 0.012 \,\text{Grad}^2$

Vergleichsdatensatz für XTE J1859+226

Anhang B

Histogramme der Objektdatensätze

Im Folgenden sind für alle untersuchten Datensätze (bis auf die von Cygnus X-1 und PSR B1929+10, die in Abschnitt 5 besprochen wurden) jeweils das Winkelabstandshistogramm (oben) und die Signifikanzkurve (unten) gezeigt.

Das Winkelabstandshistogramm zeigt (wie in Abschnitt 4.3.1 besprochen) die Verteilung der Ereigniszahlen über den quadrierten Winkelabstand der rekonstruierten Schauerrichtung zur Position des jeweiligen Objektes. Der Schnitt auf die skalierte Bildbreite beträgt in dieser Analyse generell mscw < 1.1. Der optimale Winkelschnitt, der sich aus der Maximierung der Signifikanz des Krebsnebel-Vergleichsdatensatz ergibt (siehe Anhang A), wird durch eine gestrichelte vertikale Linie dargestellt und begrenzt die sogenannte Quellregion. Die Messpunkte mit den Fehlerbalken geben die ON-Ereigniszahlen je Bin an, die OFF-Ereigniszahlen sind als gestricheltes Histogramm gezeigt, wobei die horizontale Linie ihren Mittelwert innerhalb der Untergrundregion bis $\Theta^2 = 0.1$ Grad² angibt. Durch die vergrößerte Untergrundregion wird der statistische Fehler auf die Untergrundabschätzung erheblich verringert.

Die unten abgebildete Signifikanzkurve zeigt die kumulative Signifikanz über dem quadrierten Winkelabstand. Der Wert am Rand der Quellregion gibt somit die statistische Signifikanz der Überschussereignisse innerhalb der gesamten Quellregion an.



Abbildung B.1: 10.9-stündiger, im Wobble-Modus aufgenommener, Datensatz von Geminga. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.012 \,\text{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von 6.3 ± 9.7 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von $0.7 \,\sigma$.



Abbildung B.2: 10.1-stündiger, im ON-OFF-Modus aufgenommener, Datensatz von Geminga. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.014 \,\mathrm{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von -3.2 ± 12.8 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von $-0.3 \,\sigma$.



PSR B1937+21

Abbildung B.3: 16.0-stündiger Datensatz von PSR B1937+21. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.010 \,\mathrm{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von 9.0 ± 10.3 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von $0.9 \,\sigma$.



Abbildung B.4: 17.5-stündiger Datensatz von PSR B1957+20. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.012 \,\mathrm{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von 10.0 ± 11.1 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von $0.9 \,\sigma$.



PSR B0656+14

Abbildung B.5: 21.8-stündiger Datensatz von PSR B0656+14. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.012 \,\text{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von 1.4 ± 13.1 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von 0.1σ .



SNR 013.5+00.2

Abbildung B.6: 11.2-stündiger Datensatz des 4' – 5' ausgedehnten Objekts SNR 013.5+00.2. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.022 \,\text{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von 6.3 ± 12.6 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von $0.5 \,\sigma$.



SNR 039.2-00.3

Abbildung B.7: 34.7-stündiger Datensatz des 6'-8' ausgedehnten Objekts SNR 039.2-00.3. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.016 \,\text{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von 34.9 ± 20.3 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von $1.8 \,\sigma$.



Abbildung B.8: 5.7-stündiger Datensatz des mit 110' sehr ausgedehnten Objekts RX J0459.1+5147. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.84 \,\text{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von -22.0 ± 71.7 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von $-0.3 \,\sigma$.



Abbildung B.9: 95-stündiger Datensatz von Cygnus X-3. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.012 \,\mathrm{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von -36.8 ± 25.7 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von $-1.4 \,\sigma$.



Abbildung B.10: 2.4-stündiger Datensatz von XTE J1118+480. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.010 \,\mathrm{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von -0.1 ± 3.6 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von $0.0 \,\sigma$. Dieser Datensatz hat aufgrund der sehr geringen Statistik keine große Aussagekraft.



XTE J1859+226

Abbildung B.11: 0.8-stündiger Datensatz von XTE J1859+226. Die Ereigniszahlen in der Quellregion $\Theta^2 < 0.012 \,\mathrm{Grad}^2$ liefern einen Überschuss von 0.8 ± 2.1 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von 0.4σ . Dieser Datensatz hat aufgrund der extrem geringen Statistik keine große Aussagekraft.
Anhang C SQL-Skripte

SQL-Datenbankabfrage zur Selektion der Datensätze nach den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Kriterien anhand der verknüpften Datentabellen RunBook und RatevsDate. Beispiel für Objekt SNR 039.2-00.3:

ZEIGT AN:

SELECT

	# Nummon dog Dung
I ullium,	# Nummer des Runs
IF (I UIII UIII \4980, 0, IF (I UIII) \4980, 0, IF (I UIII \4980, 0, IF (I UIII \4980, 0, IF (I UIII \4980, 0, IF (I UIII) \4980, 0, IF (I UIII \4980, 0, IF (I UIII) \4980, 0, IF (I UIII \4980, 0, IF (I UIII) \4980, 0, IF (I UIII \4980, 0, IF (I UIII) \49800, 0, IF (I UII) \4980, 0, IF (I UII) \498	#
IF (runnum>=4980 AND runnum<=6855, "1",	#
IF (runnum>=0856 AND runnum<=8078,"2",	#
IF (runnum>=8079 AND runnum<=8643, "3",	#
IF (runnum>=8644 AND runnum<=9091, "4",	#
IF(runnum>=9092 AND runnum<=11249,"5",	#
IF(runnum>=11250 AND runnum<=11996,"6",	# Zuordnung der
IF(runnum>=11997 AND runnum<=13324,"7",	#
IF(runnum>=13325 AND runnum<=14769,"8",	# Hardwareperioden
IF(runnum>=14770 AND runnum<=17689,"9",	#
IF(runnum>=17690 AND runnum<=18990,"10",	#
IF(runnum>=18991 AND runnum<=23232,"11",	#
IF(runnum>=23233 AND runnum<=27736,"12",	#
IF(runnum>=27737 AND runnum<=40000,"13",	#
"error")))))))))))) AS 'HWP',	#
90alt AS 'Zenit',	# Zenitwinkel
SQRT(POW((((RatevsDate.ra-19.06611)*15*COS(5.37500/180*3.1416)),2)	# Winkelentfernung
+POW((RatevsDate.decl-5.37500),2)) AS 'rho',	#
<pre>start_day, start_month, start_year,</pre>	# Datum
ratetrg,	# Ereignisrate und
ratexp,	# erwartete Ereignisrate
<pre>num_tel,</pre>	# Teleskope im System
obj_name, object,	# Objektname und
obsmode	# Beobachtungsmodus
FROM RatevsDate, HEGRA.RunBook	# zu verwendende Datentabellen
WHERE	# BEDINGUNGEN:
run=runnum AND	# Verknuepfung der Tabellen
dur>300 AND	# Beobachtungsdauer > 5 Minuten
ratetrg>7 AND	# Ereignisrate > 7 Hz
ratetrg>0.8*ratexp AND	# -"- > 80% der erwarteten Rate
(golden_frac>88	#\ Anteil vollst. ausgelesener Ereig.
OR golden_frac IS NULL) AND	#/ >88% (wenn Information vorhanden)
obsmode NOT LIKE '%RUN' AND	<pre># verwirft Kalibrationsruns</pre>
(obj_name ="SNR039" OR obj_name="3C-396"	#\
OR obj_name="G39.0+0.0" OR obj_name="G39.0-1.0") AND	#- erlaubte Objektnamen
	U U

XXVII

```
SQRT( POW(((RatevsDate.ra-19.06611)*15*COS(5.37500/180*3.1416)),2) #\ Beobachtungsposition nicht weiter
+POW((RatevsDate.decl-5.37500),2) )<1 #/ als 1 Grad von Objektposition</pre>
```

Es folgt ein Beispiel für die Ermittlung der Verteilung der selektierten Runs auf Zenitwinkelintervalle und Hardwareperioden (siehe Abschnitt 4.2.1). Die zugehörige Datenbankausgabe ist in Abbildung 4.1 gezeigt und wird benötigt, um einen vergleichbaren Datensatz des Krebsnebels zusammenzustellen.

```
SELECT "SNR039" AS 'Objekt';
                                                                      # Ueberschrift
SELECT
IF(90.-alt<15."1".
IF(90.-alt>=15 AND 90.-alt<30,"2",
IF(90.-alt>=30 AND 90.-alt<45,"3",
                                                                      # Zenitwinkelintervalle
IF(90.-alt>=45 AND 90.-alt<60,"4",
"5")))) AS 'ZI',
IF(runnum<4980,"0",
IF(runnum>=4980 AND runnum<=6855,"1",
IF(runnum>=6856 AND runnum<=8078,"2",
IF(runnum>=8079 AND runnum<=8643,"3",
IF(runnum>=8644 AND runnum<=9091,"4",
IF(runnum>=9092 AND runnum<=11249,"5",
IF(runnum>=11250 AND runnum<=11996,"6",
IF(runnum>=11997 AND runnum<=13324,"7",
                                                                      # Hardwareperioden
IF(runnum>=13325 AND runnum<=14769,"8",
IF(runnum>=14770 AND runnum<=17689,"9",
IF(runnum>=17690 AND runnum<=18990,"10",
IF(runnum>=18991 AND runnum<=23232,"11",
IF(runnum>=23233 AND runnum<=27736,"12",
IF(runnum>=27737 AND runnum<=40000,"13",
"error"))))))))))) as 'HWP',
COUNT(*) AS Runs
                                                                      # Anzahl der Datensaetze pro Gruppe
FROM RunBook, Rates.RatevsDate
                                                                      # Datentabellen
WHERE
run=runnum AND
dur>300 AND
ratetrg>7 AND ratetrg>0.8*ratexp AND
(golden_frac>88 OR golden_frac IS NULL ) AND
obsmode NOT LIKE '%RUN' AND
                                                                      # Selektionskriterien (s.o.)
(obj_name="SNR039" OR obj_name="3C-396"
 OR obj_name="G39.0+0.0" OR obj_name="G39.0-1.0") AND
SQRT( POW(((RunBook.ra-19.06611)*15*COS(5.37500/180*3.1416)),2)
     +POW((RunBook.decl- 5.37500),2) ) < 1
GROUP BY ZI, HWP ;
                                                                      # Gruppierung
```

Für die Zusammenstellung des Vergleichsdatensatzes entsprechend der Verteilung der Objektdaten auf Zenitwinkelintervalle und Hardwareperioden wurden MySQl-Skripte dieser Art verwendet:

SELECT runnum FROM RunBook, Rates.RatevsDate WHERE run=runnum AND (obj_name="Crab-Nebula") AND dur>300 AND ratetrg>7 AND ratetrg>0.8*ratexp AND (golden_frac>88 OR golden_frac IS NULL) AND obsmode NOT LIKE '%RUN' and

90.-alt>=15 AND 90.-alt<30 AND (runnum>=18991 AND runnum<=23232) LIMIT 31;

SELECT runnum FROM RunBook, Rates.RatevsDate WHERE run=runnum AND (obj_name="Crab-Nebula") AND dur>300 AND ratetrg>7 AND ratetrg>0.8*ratexp AND (golden_frac>88 OR golden_frac IS NULL) and obsmode NOT LIKE '%RUN' and

90.-alt>=15 AND 90.-alt<30 AND (runnum>=23233 AND runnum<=27736) LIMIT 38;

(usw. usf.)

ermittle die Runnummern # aus diesen Datentabellen # BEDINGUNGEN: # Verknuepfung der Datentabellen # Krebsnebeldaten! identische # # Selektionskriterien # # aus Zenitwinkelintervall 2 # und Hardwareperiode 11 # gewuenschte Anzahl (falls vorhanden) # # # # # # # # # fuer alle benoetigten # Kombinationen # wiederholen

Literaturverzeichnis

- [AtA 96] A. M. Atoyan & F. A. Aharonian, On the mechanisms of gamma radiation in the Crab Nebula, Mon.Not.R.Astron.Soc., 278, 525-541, 1996
- [Aha 97] F. A. Aharonian et al., Inverse Compton gamma radiation of faint synchrotron X-ray nebulae around pulsars, Mon.Not.R.Astron.Soc., 291, 162-176, 1997
- [Aha 99a] F. A. Aharonian et al., The temporal characteristics of the TeV gamma-radiation from Mkn 501 in 1997, Astronomy & Astrophysics, 342, 69-86, 1999
- [Aha 99b] F. A. Aharonian et al., Phase-resolved TeV gamma-ray characteristics of the Crab and Geminga Pulsars, Astronomy & Astrophysics, 346, 913-921, 1999
- [Aha 99c] F. A. Aharonian et al., Measurement of the radial distribution of Cherenkov light generated by TeV gamma ray air showers, Astroparticle Physics, 10, 21-29, 1999
- [Aha 00] F. A. Aharonian et al., The Energy Spectrum of TeV Gamma-Rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA system of IACTs, The Astrophysical Journal, 539, 317, 2000
- [Aha 01a] F. A. Aharonian et al., Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A, Astronomy & Astrophysics, 370, 112, 2001
- [Aha 01b] F. A. Aharonian et al., A search for gamma-ray emission from the Galactic plane in the longitude range between 37° and 43°, Astronomy & Astrophysics, 375, 1008-1017, 2001
- [Aha 02a] F. A. Aharonian et al., TeV gamma rays from the blazar H 1426+428 and the diffuse extragalactic background radiation, von Astronomy & Astrophysics akzeptiert, Vordruck: astro-ph/0202072, 2002
- [Aha 02b] F. A. Aharonian et al., An unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2, Astronomy & Astrophysics, 393, L37, 2002
- [Aha 02c] F. A. Aharonian, Proton-synchrotron radiation of large-scale jets in active galactic nuclei, MNRAS, 332, 215, 2002
- [Aha 02d] F. A. Aharonian et al., Detection of TeV Gamma-Rays from the Bl Lac 1ES1959+650 in its low states and during a major outburst in 2002, in Vorbereitung, 2002
- [Bec 99] W. Becker et al., The putative pulsar-wind nebulae of the three Musketeers PSR B1055-52, B0656+14 and Geminga revisited, Astronomy & Astrophysics, 352, 532-542, 1999
- [Ber 97] E. G. Berezhko & H. J. Völk, Kinetic theory of cosmic rays and gamma rays in supernova remnants. I. Uniform interstellar medium, Astroparticle Physics, 7, 183, 1997

- [Ber 98] L. Bergström et al., Observability of gamma rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo, Astroparticle Physics, 9, 137-162, 1998 S. M. Bradbury et al., Detection of γ -rays above 1.5 TeV from MKN 501, Astronomy [Bra 97] & Astrophysics, 320, L5-L8, 1997 [Bri 02] W. F. Brisken et al., Very Long Baseline Array Measurement of Nine Pulsar Parallaxes, The Astrophysical Journal, 571, 906-917, 2002 M. Catanese et al., Discovery of Gamma-Ray Emission above 350 GeV from the BL [Cat 98] Lacertae Object 1ES 2344+514, The Astrophysical Journal, 501, 616-623, 1998 M. Catanese & T. C. Weekes, Very High Energy Gamma-Ray Astronomy, Publica-[Cat 99] tions of the Astronomical Society of the Pacific, 111, 1193, 1999 $\left[\operatorname{Ces} 83\right]$ C. J. Cesarsky & T. Montmerle, Gamma rays from active regions in the galaxy: The possible contribution of stellar winds, Space Science Rewies, 36, 173, 1983 [Cha 98] P. M. Chadwick et al., TeV gamma rays from PSR 1706-44, Astroparticle Physics, 9, 131-136, 1998 [Cha 98a] P. M. Chadwick et al., Centaurus X-3: A source of high-energy gamma rays, The Astrophysical Journal, 503, 391-395, 1998
- [Cha 99] P. M. Chadwick et al., Very High Energy Gamma Rays from PKS 2155-304, The Astrophysical Journal, 513, 161, 1999
- [Che 34] P. A. Cherenkov, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 2, 451, 1934
- [CHR 86] K. S. Cheng, C. Ho, M. Ruderman, Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I - Outer magnetosphere gaps. II - VELA and Crab, The Astrophysical Journal, 300, 500, 1986
- [DaC 57] J.K. Davies & E.S. Cotton, Journal of Solar Energy, 1, 16, 1957
- [DaH 82] J. K. Daugherty & A. K. Harding, Electromagnetic cascades in pulsars, The Astrophysical Journal, 252, 337-347, 198
- [DaH 96] J. K. Daugherty & A. K. Harding, Gamma-Ray Pulsars: Emission from Extended Polar Cap Cascades, The Astrophysical Journal, 458, 278, 1996
- [Dau 97] A. Daum et al., First results on the performance of the HEGRA IACT array, Astroparticle Physics, 8, 1, 1997
- [DAV 94] L. O'C. Drury, F. A. Aharonian, H. J. Völk, The gamma-ray visibility of supernova remnants. A test of cosmic ray origin, Astronomy and Astrophysics, 287, 959-971, 1994
- $[EGRET] \ http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/gamcosray/EGRET/egret.html$
- [Eno 02] R. Enomoto et al., The acceleration of cosmic-ray protons in the supernova remnant RX J1713.7-3946, Nature, 416, 823-826, 2002
- [ErW 97] A. D. Erlykin & A. W. Wolfendale, A single source of cosmic rays in the range 10¹⁵-10¹⁶ eV, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 23, 979-989, 1997
- [Fer 49] E. Fermi, On the Origin of Cosmic Radiation, Physical Review 75, 8, 1949
- [Goe 98] N. Götting, Monte-Carlo-Simulationen für Systeme großflächiger Cherenkov-Teleskope mit hochauflösenden Kameras, Diplomarbeit, Universität Kiel, 1998
- [Goe 01] N. Götting et al., Search for TeV γ -ray emission from giant radiogalaxies with the HEGRA Cherenkov Telescopes, Proceedings of ICRC 2001 (Hamburg), 7, 2669, 2001

- [Goe 02] N. Götting, private Mitteilung, 2002
- [Har 99] R. C. Hartman et al., The third EGRET Catalog of high-energy gamma-ray sources, The Astrophysical Journal Supplement Series, 123, 79, 1999
- [Hel 83] O. Helene, Upper Limit of Peak Area, Nuclear Instruments and Methods A, 212, 319, 1983
- [Hes 98] M. He
 ß, Untersuchung der Struktur von Luftschauern und Suche nach TeV-Gamma Strahlung in Supernova-Überresten, Dissertation, Universität Heidelberg, 1998
- [Hil 85] A. M. Hillas, Cherenkov light images of EAS produced by primary gamma rays and by nuclei, Proc. 19th ICRC, La Jolla, 3, 445, 1985
- [Hof 99] W. Hofmann et al., Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images, Astroparticle Physics, 12, 135, 1999
- [Hor 00] D. Horns, Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bode-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen, Dissertation, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2000
- [Hor 02] D. Horan et al., Detection of the BL Lacertae Object H1426+428 at TeV Gamma-Ray Energies, The Astrophysical Journal, 571, 753, 2002
- [Kaw 98a] N. Kawai, K. Tamura, Y. Saito, Adv. Space Res. Vol. 21, No.1/2, p.203, 1998
- [Kaw 98b] N. Kawai, K. Tamura, S. Shibata, Neutron Stars and Pulsars: Thirty years after the discovery, Editoren: N. Shibazaki, N. Kawai, S. Shibata, T. Kifune, Universal Academy Press, Tokyo, p.449, 1998
- [Kif95] T. Kifune et al., Very high energy gamma rays from PSR 1706-44, Astrophysical Journal, 438, L91-L94, 1995
- [Kla 97] H. V. Klapdor-Kleingrothaus & K. Zuber, Teilchenastrophysik, Teubner Studienbücher, 1997
- [Kon 99] A. Konopelko et al., Performance of the stereoscopic system of the HEGRA imaging air Čerenkov telescopes: Monte Carlo simulations and observations, Astroparticle Physics, 10, 275-289, 1999
- [Kon 02] A. Konopelko et al., Monte Carlo studies on the sensitivity of the HEGRA imaging atmospheric Čerenkov telescope system in observations of extended gamma-ray sources, Vordruck: astro-ph/0209431, 2002
- [LiM 83] T. Li & Y. Ma, Analysis methods for results in gamma-ray astronomy, The Astrophysical Journal, 272,317, 1983
- [Lon 92] M. S. Longair, High Energy Astrophysics Vol. 1, Cambridge U.P., second edition, 1992
- [Lon 94] M. S. Longair, High Energy Astrophysics Vol. 2, Cambridge U.P., second edition, 1994
- [McC 00] M. L. McConnell et al., A high-sensitivity measurment of the MeV gamma-ray spectrum of Cygnus X-1, The Astrophysical Journal, 543, 928, 2000
- [McC 01] M. L. McConnell et al., Gamma-Ray Spectral Variability of Cygnus X-1, AIP Conf. Proc., 587, 96, 2001

- [Mig 02] R. P. Mignani et al., HST Proper Motion confirms the optical identification of the nearby pulsar PSR 1929+10, eingereicht bei: The Astrophysical Journal Letters, Vordruck: astro-ph/0209431, 2002
- [Mur 00] H. Muraishi et al., Evidence for TeV gamma-ray emission from the shell type SNR RX J1713.7-3946, Astronomy and Astrophysics, 354, L57, 2000
- [MySQL] http://www.mysql.com
- [NASA] http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/binaries/cygx1_artists.html
- [Nis 99] T. Nishiyama et al., Detection of a new TeV gamma-ray source of BL Lac object 1ES 1959+650, Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City, Vol. 3, 370, 1999
- [Pet 96] D. Petry et al., Detection of VHE gamma-rays from Mkn 421 with the HEGRA Cherenkov telescopes, Astronomy and Astrophysics, 311, L13-L16, 1996
- [Pue 97] G. Pühlhofer et al., Locating TeV gamma-ray sources with sub-arcminute precision: the pointing calibration of the HEGRA system of imaging atmospheric Cherenkov telescopes, Astroparticle Physics 8, 101, 1997
- [Pun 92] Punch et al., Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421, Nature, 358, 477, 1992
- [ReP 02] O. Reimer & M. Pohl, No evidence yet for hadronic TeV gamma-ray emission from SNR RX J1713.7-3946, Astronomy and Astrophysics, 390, L43-L46, 2002
- [Rob 01] J. Robrade, Beobachtungen des Blazares 1ES1959+650 in verschiedenen Energiebereichen mit HEGRA und RXTE, Diplomarbeit, Institut f
 ür Experimentalphysik, Universit
 ät Hamburg, 2001
- [Row 02] G. Rowell, A 'Template' Background Model in HEGRA CT-System Data Analysis, in Vorbereitung, 2002
- [Qui 96] J. Quinn et al., Detection of Gamma Rays with E > 300 GeV from Markarian 501, Astrophysical Journal Letters, 456, L83, 1996
- [Rom 96] R. W. Romani, Gamma-Ray Pulsars: Radiation Processes in the Outer Magnetosphere, Astrophysical Journal, 470, 469, 1996
- [RXTE] http://xte.mit.edu/
- [Sch 01] M. Schilling et al., Recent HEGRA observations of Cygnus X-3, Proceedings of ICRC 2001 (Hamburg), 6, 2521, 2001
- [Sch 02] B. Schiricke, Das Verhalten lichtschwacher Kamerabilder in der Analyse von HEGRA-Daten und Suche nach TeV-γ-Strahlung aus der Richtung von Cygnus X-1, interner Laborpraktikumsbericht, Universität Hamburg, 2002
- [Simbad] http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad
- [Sla 90] P. Slane & S. M. Wagh, TeV gamma-ray production in accreting black hole systems, The Astrophysical Journal, 364, 198-202, 1990
- [Sti01] A. Stirling et al., A relativistic jet from Cygnus X-1 in the low/hard X-ray state, MNRAS, 327, 1273, 2001
- [Tan 98] T. Tanimori et al., Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays, The Astrophysical Journal Letters, 497, L25, 1998
- [Tlu 02] M. Tluczykont, private Mitteilung, 2002

- [Tot 98] T. Totani, Very Strong TeV Emission as Gamma-Ray Burst Afterglows, The Astrophysical Journal Letters, 502, L13, 1998
- [Uns 99] A. Unsöld & B. Baschek, Der neue Kosmos, Springer Verlag, 6. Auflage, 1999
- [Urr 95] C. M. Urry & P. Padovani, Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 107, 803, 1995
- [Völ 99] H. Völk, Gamma-Astronomie mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen, Sterne und Weltraum, 12, 1064-1070, 1999
- [Wan 93] Q. D. Wang et al., The X-ray-emitting trail of the nearby pulsar PSR1929+10, Nature, 364, 127, 1993
- [Wee 89] T. C. Weekes, Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using yhe Atmospheric Cerenkov Imaging Technique, The Astrophysical Journal, 342, 379, 1989
- [Wee 00] T. C. Weekes, Status of VHE Astronomy c.2000, High Energy Gamma-Ray Astronomy, Internationales Symposium in Heidelberg, 2000. American Institute of Physics (AIP) Proceedings, 558, p.15, 2001. Edited by Felix A. Aharonian and Heinz J. Völk. (auch: astro-ph/0010431)
- [Wie 98] B. Wiebel-Sooth & P. L. Biermann, Cosmic Rays, Landolt-Bornstein, New Series, Vol. VI 3C, p.37, 1998
- [WaH 97] F.Y.-H. Wang & J.P. Halpern, ASCA Observations of PSR 1929+10 and PSR 0950+08, The Astrophysical Journal, 482, L159, 1997
- [Yos 97] T. Yoshikoshi et al., Very High Energy Gamma Rays from the VELA Pulsar Direction, The Astrophysical Journal Letters, 487, L65, 1997
- [You 01] A. Y. Young et al., A complete relativistic ionized accretion disc in Cygnus X-1, MNRAS, 325, 1045, 2001

Danksagung

In der von Herrn Prof. Dr. Götz Heinzelmann geleiteten HEGRA/HESS-Arbeitsgruppe mit Matthias Beilicke, René Cornils, Niels Götting, Dr. Hubert Lampeitl, Daniel Mazine, Alexander Petz, Joachim Ripken, Jan Robrade und Martin Tluczykont habe ich eine ausgesprochen angenehme Arbeitsatmosphäre genossen.

Herrn Prof. Dr. Götz Heinzelmann danke ich sehr für seine ausgezeichnete Unterstützung und Beratung. Bei der gesamten Gruppe möchte ich mich für die wertvollen Diskussionen und ihre konstruktive Kritik recht herzlich bedanken.

Mein ganz besonderer Dank gilt dabei Niels Götting und Martin Tluczykont, von denen ich eine exzellente Betreuung erfahren habe, und deren außerordentliche Hilfsbereitschaft mich stets sehr erfreut hat.

Die Arbeit in dieser Gruppe und an der interessanten Aufgabenstellung hat mir viel Freude bereitet. Ich möchte auch nicht verschweigen, dass die beiden zweiwöchigen Aufenthalte auf La Palma mit den auf dem Roque de los Muchachos unter sternenklarem Himmel durchgeführten Messungen mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen für mich ganz besondere Erlebnisse darstellen.

Es ist mir ein Bedürfnis, mich an dieser Stelle auch ganz herzlich bei Benjamin Kahle, Dirk Notz und Oliver Lutz für die vielen interessanten Gespräche und Diskussionen während der gesamten Studienzeit zu bedanken, aus denen ich eine Menge Motivation gewonnen habe und die mir oft eine große Hilfe waren.

Nicht zuletzt bin ich meinen Eltern Gesa und Eckehart Schiricke für ihre liebevolle und umfassende Unterstützung sehr dankbar.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Hamburg, den 11. November 2002

Björn Schiricke