

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Tobias Herr
aus Karlsruhe

2008

Suche nach extragalaktischen Punktquellen und Bursts von TeV-Gammastrahlung mit H.E.S.S.

Die Diplomarbeit wurde von Tobias Herr ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Werner Hofmann

Kurzfassung

H.E.S.S. ist ein System abbildender Cherenkov-Teleskope zur Beobachtung astrophysikalischer Quellen im Bereich sehr hochenergetischer Gammastrahlung oberhalb von 100 GeV. Durch sein großes Gesichtsfeld (5°) hat das H.E.S.S.-Experiment neben den eigentlichen Beobachtungszielen einen beträchtlichen Teil (~ 0.86 sr) des galaktischen und extragalaktischen Himmels mit hoher Sensitivität beobachtet. Diese Arbeit präsentiert eine Suche im gesamten H.E.S.S.-Datensatz nach Quellen im Umfeld der eigentlichen Beobachtungsziele. Grenzen auf die Anzahl extragalaktischer Quellen werden bestimmt und die Korrelation naher aktiver Galaxienkerne mit sehr hochenergetischer Gammastrahlung untersucht. Letzteres ist vor dem Hintergrund aktueller Ergebnisse des AUGER-Experiments interessant, die nahelegen, dass nahe aktive Galaxienkerne möglicherweise die Quellen der kosmischen Strahlung bei den größten jemals gemessenen Energien sind. Eine solche Korrelation wird nicht beobachtet. Flussgrenzen für 63 nahe aktive Galaxienkerne von 10% des Flusses des Krebsnebels und darunter werden präsentiert. In einer komplementären Suche wird nach kurzen Gammastrahlungsausbrüchen auf Zeitskalen von einer bis zehn Sekunden gesucht. Aus der Nicht-Detektion signifikanter Gammastrahlungsausbrüche wird eine obere Grenze für die Explosionsrate lokaler primordialer schwarzer Löcher von $2.3 \times 10^5 \text{ pc}^{-3} \text{ a}^{-1}$ abgeleitet.

Abstract

H.E.S.S. is a system of imaging atmospheric Cherenkov telescopes dedicated to observing very-high energy gamma-rays above 100 GeV from astrophysical sources. Due to its large field of view (5°) a considerable part of the sky (~ 0.86 sr) has been observed outside the targeted observation positions with high sensitivity. This work presents a search for non-targeted sources making use of the full H.E.S.S. data set. Constraints on extragalactic source populations are derived and the correlation between nearby active galactic nuclei and very-high energy gamma-rays is investigated. The latter is of interest in the light of recent results by the AUGER-Experiment suggesting that nearby active galactic nuclei might be the sources of the cosmic rays at the highest energies ever observed. No such correlation is found. Flux limits for 63 nearby active galactic nuclei on the order of 10% of the Crab nebula flux and below are presented. A complementary search aims at detecting short burst on timescales from one to ten seconds. Based on the non-detection of significant bursts an upper limit on the explosion rate of local primordial black holes of $2.3 \times 10^5 \text{ pc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ is derived.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Überblick	1
1.1	Kosmische Strahlung	1
1.2	VHE Gamma-Astronomie	4
1.3	Zielsetzung dieser Arbeit	5
2	Das H.E.S.S. Experiment	7
2.1	Detektion von VHE Gamma Strahlung	7
2.1.1	Luftschauer	7
2.1.2	H.E.S.S.-Teleskopsystem	11
2.2	H.E.S.S. Standardanalyse	12
2.2.1	Rekonstruktion der Luftschauer	12
2.2.2	Gamma-Hadron-Separation	13
2.2.3	Effektive Fläche und Akzeptanz	15
3	Nicht-variable, extragalaktische VHE Gamma-Punktquellen	19
3.1	Himmelskarten	20
3.1.1	Datensatz und Standardanalyse	21
3.1.2	Excess- und Signifikanzkarten	24
3.1.3	Ausschlussregionen und Sterne	29
3.1.4	Fluss- und Sensitivitätskarten	32
3.1.5	Validierung der Flusskarten	37
3.2	UHE Teilchenbeschleunigung und VHE Gamma-Signatur	40
3.2.1	UHE kosmische Strahlung und GZK-Effekt	40
3.2.2	VHE Gamma-Signatur von UHE Teilchenbeschleunigern	42
3.2.3	Nahe AGN als UHE Teilchenbeschleuniger	47
3.3	Suche nach VHE-Gamma Emission von nahen AGN	51
3.3.1	Korrelation zwischen VHE Gamma-Emission und nahen AGN	51
3.3.2	Flussgrenzen	53
3.3.3	Diskussion	57
3.4	Suche nach extragalaktischen Punktquellen	59
3.4.1	Extragalaktische Signifikanzverteilung	59
3.4.2	Obere Grenzen für die Anzahl extragalaktischer Quellen	59
3.4.3	Diskussion	61

4	Sehr kurze VHE Gamma-Bursts	65
4.1	Quellen sehr kurzer VHE Gamma-Bursts	65
4.2	Suche nach Bursts	66
4.2.1	Detektion der Bursts	67
4.2.2	Ergebnisse und Diskussion	70
4.3	Primordiale schwarze Löcher	72
4.3.1	Physik der primordialen schwarzen Löcher	72
4.3.2	Obere Grenze für die Existenz primordialer schwarzer Löcher	75
4.3.3	Ergebnisse und Diskussion	77
5	Zusammenfassung und Ausblick	83
A	Tabellen	85
	Literaturverzeichnis	93
	Danksagungen	99

Kapitel 1

Einleitung und Überblick

Dieses Kapitel stellt zunächst Grundlagen zur Physik kosmischer Strahlung zusammen und formuliert die zentrale Frage nach deren Herkunft. Vor diesem Hintergrund wird dann die Rolle der VHE Gamma-Astronomie (VHE: Very High Energy, engl. sehr hochenergetisch) und des H.E.S.S.-Experiments erläutert. Ein kurzer Überblick über die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit schließt das Kapitel ab.

1.1 Kosmische Strahlung

Die Erforschung der kosmischen Strahlung begann mit ihrer Entdeckung im Jahr 1912 durch Viktor F. Hess (Nobelpreis 1936). Bei Ballonfahrten stellte er fest, dass sich mitgeführte Elektroskope schneller entladen als am Boden. Die Entladung führte er auf eine ionisierende Strahlung mit großem Durchdringungsvermögen zurück und folgerte aus dem mit der Flughöhe größerem Effekt ihren extraterrestrischen Ursprung (Hess, 1912). In der vorliegenden Arbeit sind mit kosmischer Strahlung, im Unterschied zur elektromagnetischen Gamma-Strahlung, immer elektrisch geladene Teilchen gemeint.

Spektrum der kosmischen Strahlung

Heute wissen wir, dass sich die kosmische Strahlung vor allem aus Protonen (85%), Heliumkernen (12%) und zu kleineren Anteilen aus schwereren Kernen und Elektronen (jeweils etwa 1%) zusammensetzt (Klapdor-Kleingrothaus und Zuber, 2000). Etwa 1000 dieser Teilchen treffen pro Quadratmeter und pro Sekunde isotrop auf die oberen Schichten der Erdatmosphäre. Das Energiespektrum (Abb. 1.1) der kosmischen Strahlung umfasst einen Bereich von mehr als zehn Größenordnungen und reicht mindestens bis zu den größten gemessenen Energien von über 10^{20} eV (Takeda et al., 1998). Über einen weiten Bereich von etwa neun Größenordnungen lässt es sich gut durch ein Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ mit leicht variierendem Index Γ beschreiben. Am “Knie” bei etwa 10^{16} eV wird der Verlauf steiler, um am sogenannten “Knöchel” bei ungefähr 10^{19} eV wieder flacher zu werden. Der Index ändert seinen

Wert von $\Gamma = 2.7$ auf $\Gamma = 3.1$ am Knie und wieder auf $\Gamma = 2.7$ oberhalb des Knöchels. Spektren, die einem Potenzgesetz folgen, weisen auf einen nicht-thermischen Ursprung¹ hin.

Lange bevor diese sogenannte primäre kosmische Strahlung den Erdboden erreichen kann, wechselwirkt sie mit den Luftmolekülen der Erdatmosphäre. Dabei entstehen in Teilchenkaskaden Wechselwirkungsprodukte, die man als sekundäre kosmische Strahlung bezeichnet. Diese sekundäre Komponente war es, die Viktor Hess bei seinen Ballonfahrten detektierte und die heute zur indirekten Beobachtung der primären Strahlung, unter anderem durch das H.E.S.S.-Experiment, genutzt wird. Während die Untersuchung der sekundären Komponente der kosmischen Strahlung in der Frühzeit der Elementarteilchenphysik eine wichtige Rolle gespielt hat - beispielsweise bei der Entdeckung des Positrons - gilt heute das Interesse vor allem der primären kosmischen Strahlung.

Die zentrale Frage, die auch nach fast 100 Jahren Forschung noch weitgehend unbeantwortet ist, ist die nach der Herkunft der kosmischen Strahlung. Eine Antwort auf diese Frage erfordert nicht nur ein Verständnis der Erzeugungsmechanismen, sondern auch ein Verständnis der Ausbreitung kosmischer Strahlung von der Quelle bis zur Detektion auf der Erde. Für Energien bis zu etwa 10^{15} eV kennen wir Spektrum und Zusammensetzung der kosmischen Strahlung relativ gut (Antoni et al., 2005). Das ändert sich im Bereich immer höherer Energie. Bei Energien größer als 10^{19} eV trifft oberhalb der Erdatmosphäre auf eine Fläche von einem Quadratkilometer pro Jahr im Mittel nur noch ein einziges Teilchen (vgl. Abbildung 1.1). Entsprechend schwierig ist es daher, den Verlauf des Spektrums oder die Zusammensetzung zu bestimmen.

Galaktische und extragalaktische kosmische Strahlung

Für gewöhnlich geht man bei der Beantwortung der Frage nach der Herkunft der kosmischen Strahlung von sogenannten bottom-up-Szenarien aus, in denen die hochenergetischen Teilchen Schritt für Schritt zu immer höheren Energien beschleunigt werden². Als kosmische Teilchenbeschleuniger kommen vor allem Schockfronten in magnetisierten, astrophysikalischen Plasmen in Frage (Achterberg, 2000 und 2001). Man geht davon aus, dass das Spektrum bis zum Knie bei etwa 10^{16} eV von Quellen innerhalb unserer Galaxie, der Milchstraße, bestimmt wird und dass Supernova-Explosionen dabei eine zentrale Rolle spielen. Interstellare Magnetfelder lenken die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung ab, sorgen so für die beobachtete isotrope Verteilung ihrer Ankunftsrichtungen und erschweren ihr Entweichen aus der Galaxie (Cesarsky, 1980). Je größer die Energie des Teilchens ist, umso geringer ist die Ablenkung durch das Magnetfeld. Bei Energien oberhalb von 10^{18} eV vermutet man eine extragalaktische Herkunft der kosmischen Strahlung. Im Falle eines

¹d.h. in der Quellregion befinden sich die Teilchen nicht in einem thermischen Gleichgewicht.

²Es werden auch top-down-Szenarien diskutiert, in denen die kosmische Strahlung durch teilchenphysikalische Prozesse direkt mit hoher Energie entsteht (Sigl, 2001).

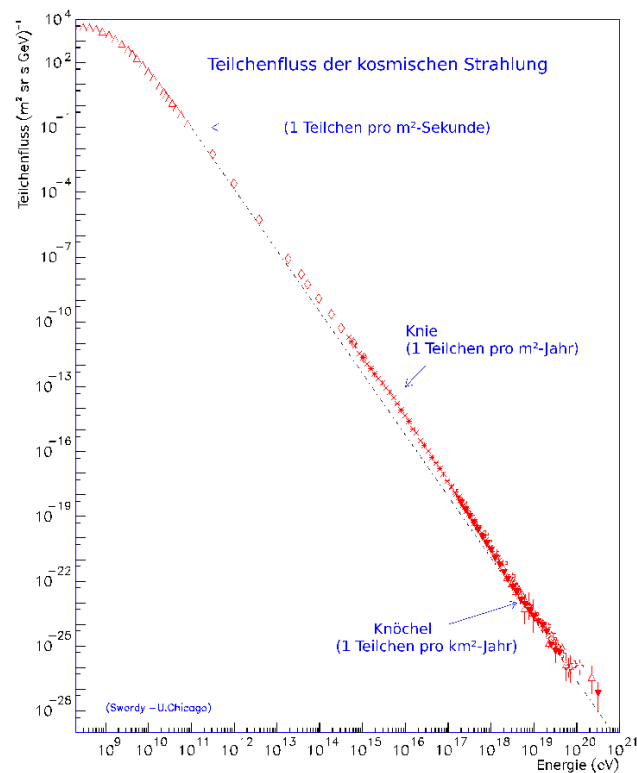


Abbildung 1.1: Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Die Abbildung zeigt eine Zusammenstellung von Ergebnissen verschiedener Experimente (Cronin et al., 1997). Die schwarze Linie entspricht einem Potenzgesetz mit einem mittleren Index und soll die Abweichung davon verdeutlichen.

galaktischen Ursprungs müsste sich in diesem Energiebereich wegen der geringeren Ablenkung die Struktur unserer Galaxie in den Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung widerspiegeln - dies widerspricht aber der beobachteten Isotropie. Extragalaktische Quellen in einer Entfernung³ von mehr als 1000 Mpc würden die Isotropie auf einfache Weise erklären (Nagano und Watson, 2000), da auf diesen Längenskalen das Universum selbst (inklusive der extragalaktischen Quellen) isotrop erscheint. Ein weiterer Grund von einem extragalaktischen Ursprung auszugehen ist, dass man sich keine Quelle innerhalb der Milchstraße vorstellen kann, die in der Lage wäre, Teilchen zu so hohen Energien zu beschleunigen (Protheroe und Clay, 2004).

Besonders spannend wird die Situation bei den ultrahohen Energien (UHE: Ultra High Energy), oberhalb von etwa 5×10^{19} eV. Diese Teilchen können wegen ihrer Wechselwirkung mit den Photonen der 3K-Hintergrundstrahlung nur eine begrenzte

³Parsec: Astronomische Längeneinheit, $1 \text{ pc} = 3.1 \times 10^{16} \text{ m} = 3.3 \text{ Lichtjahre}$

Strecke von etwa 100 Mpc ohne wesentlichen Energieverlust zurücklegen. Die Quellen der UHE kosmischen Strahlung müssen sich innerhalb dieser Entfernung befinden. Die Frage, um welche astrophysikalischen Objekte es sich dabei handelt, ist heftig umstritten und gehört zu den spannendsten Themen des Gebiets.

1.2 VHE Gamma-Astronomie

VHE Gamma-Strahlung

Unter Gamma-Strahlung versteht man im astrophysikalischen Kontext hochenergetische elektromagnetische Strahlung (oberhalb von 10^3 eV), die sowohl durch thermische Emission heißer Quellen, als auch durch nicht-thermische Prozesse erzeugt werden kann. Im folgenden soll nur die Rede von sehr hochenergetischer, sogenannter VHE Gammastrahlung mit Energien oberhalb von etwa 10^{11} eV = 0.1 TeV sein. Sie entsteht ausschließlich durch nicht-thermische Prozesse. Neben der kosmischen Teilchenstrahlung (Abschnitt 1.1) trifft auch VHE Gamma-Strahlung auf die Erdatmosphäre und löst dort Teilchenkaskaden aus. Experimente wie H.E.S.S. können diese Gamma-Strahlung detektieren, indem sie Energie und Ankunftsrichtung der einzelnen Photonen aus den Eigenschaften der Kaskade rekonstruieren.

Quellen von VHE Gamma-Strahlung und Teilchenbeschleunigung

Einer der Hauptgründe, VHE Gamma-Strahlung zu beobachten ist, einen Beitrag zur Klärung der Frage nach der Herkunft und Ausbreitung der kosmischen Strahlung zu liefern. Nicht-thermische Gamma-Strahlung entsteht als Sekundärprodukt, sobald ein kosmischer Teilchenbeschleuniger aktiv ist. Die zur Erzeugung von VHE Gamma-Quanten relevanten Prozesse sind:

Kern-Kern-Kollisionen: Werden Atomkerne (meist Protonen) zu hohen Energien beschleunigt, so können diese mit anderen Kernen in ihrem Umfeld zusammenstoßen. Durch inelastische Kernreaktionen entstehen unter anderem relativistische, neutrale Pionen, die bei ihrem Zerfall VHE Gamma-Strahlung erzeugen.

Inverse Compton-Streuung: Bei der inversen Compton-Streuung wird ein niederenergetisches Photon an einem beschleunigten, hochenergetischen Elektron gestreut. Das Photon übernimmt dabei einen großen Teil der Energie des Elektrons.

Synchrotronemission: Die Erzeugung von VHE Gamma-Quanten als Synchrotronstrahlung ist nur bei starken Magnetfeldern und Elektronen extremer Energien relevant.

Verglichen mit den geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung haben die VHE Photonen die Eigenschaft, auf ihrem Weg zu uns nicht durch Magnetfelder abgelenkt

zu werden. Ihre Ankunftsrichtung zeigt daher zurück auf den Ort ihrer Entstehung, so dass eine Lokalisierung und Identifizierung der kosmischen Teilchenbeschleuniger möglich wird. Folgt das Spektrum der beschleunigten Teilchen einem Potenzgesetz, so wird auch für das Gamma-Spektrum in einem weiten Energiebereich ein Potenzgesetz $\Phi(E) \propto E^{-\Gamma}$ erwartet. Der Wert des Photonindex Γ hängt unter anderem vom spektralen Index des Primärspektrums, der Teilchensorte und der Entfernung der Quelle ab. Der Grund für die Umgebungs- und Entfernungsabhängigkeit ist, dass VHE Gamma-Quanten nur eine begrenzte Strecke zurücklegen können, bevor sie mit niederenergetischen Infrarot-Photonen des Hintergrundlichtes in Paarbildungsprozessen wechselwirken und dabei absorbiert werden (Aharonian et al., 2006b).

Zu den prominentesten VHE Gamma-Quellen innerhalb unserer Milchstraße gehören Supernovaüberreste, wie etwa der bekannte Krebsnebel, Pulsarwindnebel und das galaktische Zentrum. Man kennt derzeit etwa 20 extragalaktischen VHE Gammaquellen, ihre Anzahl wächst jedoch schnell. Es handelt sich dabei um aktive Galaxienkerne (AGN: Active Galactic Nuclei).

Neben den kosmischen Teilchenbeschleunigern gibt es weitere mögliche Quellklassen und denkbare Prozesse, die die VHE Gamma-Strahlungsastrophysik unabhängig von der Erforschung kosmischer Strahlung interessant machen. Dazu gehört etwa das mögliche Verdampfen sehr leichter, sogenannter primordialer schwarzer Löcher, die aus Dichtefluktuationen des frühen Universum hervorgegangen sein könnten. Im Gegensatz zu allen anderen denkbaren VHE Gamma-Quellen zeigen diese hypothetischen Objekte ein thermisches Spektrum. Andere Phänomene, wie Strahlung, die bei der Annihilation dunkler Materie oder beim Zerfall exotischer Teilchen aus den frühen Zeiten des Universums entstehen könnte, wären spektakuläre Signaturen von Physik jenseits des bisher Erforschten.

1.3 Zielsetzung dieser Arbeit

Durch das große Gesichtsfeld (FoV: Field of View) des H.E.S.S.-Experiments von 5° wird bei jeder Beobachtung neben dem eigentlichen Beobachtungsziel ein zusätzlicher Himmelsbereich mitbeobachtet. Dieser Himmelsbereich kann weitere VHE Gamma-Quellen enthalten, die nicht Ziel einer geplanten Beobachtung sind. In über dreieinhalb Jahren hat H.E.S.S. so einen beträchtlichen Teil des Himmels mit hoher Sensitivität beobachtet.

Grundlegendes Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, den umfangreichen H.E.S.S.-Datensatz zu nutzen, um darin nach neuen VHE Gamma-Quellen zu suchen, die keine eigentlichen Beobachtungsziele sind. Diese Suche ist in zwei voneinander unabhängige Kapitel unterteilt. Beide Male wird nach punktförmigen Quellen gesucht, d.h. Quellen, deren Winkelausdehnung am Himmel so klein ist, dass das H.E.S.S.-Experiment sie nicht auflösen kann. Die Kapitel unterscheiden sich aber in ihrer wissenschaftlichen Motivation und den untersuchten Zeitskalen:

Zeitlich konstante, extragalaktische VHE Gamma-Quellen (Kapitel 3):

In Kapitel 3 werden verschiedene Studien zu möglichen, zeitlich konstanten, extragalaktischen VHE Gamma-Punktquellen präsentiert. Diese Studien beinhalten sowohl eine gezielte Suche nach VHE Gamma-Emission naher AGN, als auch eine blinde Suche nach punktförmiger VHE Gamma-Emission. Wissenschaftlich motiviert ist beides durch die Frage nach der Herkunft der ultra-hochenergetischen kosmischen Strahlung, deren Beschleuniger mit H.E.S.S. beobachtbar sein könnten. Alle Studien in Kapitel 3 werden mithilfe von Himmelskarten durchgeführt, die alle H.E.S.S.-Daten vereinen und die abgeleitete Analysegrößen für alle beobachteten Himmelsbereiche enthalten. Die Erstellung der Himmelskarten ist Bestandteil dieser Arbeit.

Sehr kurze VHE Gamma-Bursts (Kapitel 4):

In Kapitel 4 wird eine Suche nach sehr kurzen VHE Gamma-Bursts auf Zeitskalen von 1 bis 10 Sekunden dargestellt. Bursts dieser Dauer wurden bisher nicht nachgewiesen und könnten auf neuartige Phänomene hinweisen. Eine solche rein hypothetische Quellklasse sind sogenannte primordiale schwarze Löcher. Ein Algorithmus zur Burstsuche wird implementiert und auf den H.E.S.S.-Datensatz angewandt. Anschließend werden die Ergebnisse der Burstsuche benutzt, um obere Grenzen auf die Existenz primordialer schwarzer Löcher abzuleiten.

Kapitel 5 fasst die Ergebnisse beider Kapitel zusammen und gibt einen Ausblick.

Im Anschluss an dieses Kapitel beschreibt Kapitel 2 zunächst das H.E.S.S.-Experiment und führt Begriffe ein, die im weiteren Verlauf der Arbeit wichtig sind.

Kapitel 2

Das H.E.S.S. Experiment

Der Name H.E.S.S. steht für “High Energy Stereoscopic System”, das ein System von vier abbildenden Cherenkov-Teleskopen zur Beobachtung astrophysikalischer Quellen sehr hochenergetischer VHE Gamma-Strahlung ist.

Da Gamma-Strahlung in der Erdatmosphäre absorbiert wird, kann sie direkt nur durch Satellitenexperimente im Weltraum beobachtet werden. Für Energien im Bereich einiger 100 GeV ist der Teilchenfluss aber so gering, dass die relativ kleinen Detektionsflächen von Satellitenexperimenten in vertretbaren Zeiträumen nur sehr wenige Gamma-Quanten registrieren würden. Die bisher sehr erfolgreiche Methode abbildender Cherenkov-Teleskope nutzt die Atmosphäre selbst als Detektor und erreicht dadurch eine Detektionsfläche von bis zu 10^5 m^2 . Primäre VHE Gamma-Quanten und kosmische Strahlung induzieren bei ihrer Wechselwirkung mit der Atmosphäre Kaskaden sekundärer Teilchen, sogenannte Luftschauer. Dabei kommt es zur Emission von Cherenkov-Licht, das mit großen Spiegelflächen auf eine Kamera abgebildet wird. Das so gewonnene Bild des Schauers ermöglicht dann die Bestimmung von Energie und Richtung des primären VHE Gamma-Photons.

2.1 Detektion von VHE Gamma Strahlung

2.1.1 Luftschauer

Wenn ein VHE Gamma-Photon oder ein Teilchen der kosmischen Strahlung mit einem Molekül der Erdatmosphäre wechselwirkt, entstehen sekundäre Teilchen, die ihrerseits wieder mit Molekülen wechselwirken und weitere Teilchen produzieren. Es bildet sich eine Teilchenkaskade, die in diesem Kontext meist als (Luft-)Schauer bezeichnet wird. Man unterscheidet zwischen elektromagnetischen und hadronischen Kaskaden, abhängig davon, welches primäre Teilchen die Kaskade ausgelöst hat. Elektromagnetische Schauer werden ausgelöst durch Photonen und Elektronen, hadronische Schauer durch Hadronen (überwiegend Protonen) in der kosmischen Strahlung. Elektromagnetische und hadronische Kaskaden unterscheiden sich in den zu Grunde liegenden Wechselwirkungsmechanismen, den beteiligten Teilchen und da-

her auch in ihrer Schauerentwicklung. Die folgenden Abschnitte gehen darauf näher ein.

Elektromagnetische Luftschauder

Auslösendes primäres Teilchen eines elektromagnetischen Schauers ist entweder ein Photon oder ein Elektron¹. Die für die Entwicklung der Kaskade relevanten Prozesse sind Paarbildung und Bremsstrahlung bei hohen, sowie Ionisation der Moleküle durch Elektronen bei niedrigeren Energien. Trifft beispielsweise ein VHE Gamma-Photon auf einen Atomkern, so kann es ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Die beiden immer noch hochenergetischen Teilchen können dann im Coulomb-Feld eines Atomkerns abgelenkt werden und Bremsstrahlungsfotonen emittieren, welche dann wieder Elektron-Positron-Paare erzeugen. Die abwechselnde Erzeugung von Photonen und Elektronen setzt sich solange fort, bis unterhalb einer kritischen Energie E_c (in Luft $E_c \approx 80$ MeV) der Energieverlust durch Ionisation dominiert. Es werden dann keine weiteren Teilchen produziert und die Kaskade läuft aus. Elektromagnetische Schauer zeichnen sich durch eine geringe und weitgehend um die Schauerachse² symmetrische laterale Ausdehnung aus.

Hadronische Luftschauder

Hadronische Schauer entwickeln sich prinzipiell ähnlich wie im elektromagnetischen Fall, sind aber viel komplexer, da zusätzlich zu den elektromagnetischen Wechselwirkungsprozessen die starke Wechselwirkung der Hadronen hinzu kommt. Trifft ein primäres, hochenergetisches Hadron auf ein Luftmolekül, so wird es über die starke Wechselwirkung an einem der Atomkerne inelastisch gestreut. Neben Fragmenten des streuenden Kerns entstehen weitere Hadronen, die neue hadronische Kaskaden auslösen können. Hauptsächlich sind dies Mesonen (Pionen und Kaonen), aber auch Nukleonen (Protonen und Neutronen) und Hyperonen.

Eine wichtige Rolle bei der Entwicklung des Schauers spielen die neutralen Pionen, die etwa ein Drittel aller erzeugten Pionen darstellen. Wegen ihrer sehr kurzen Lebensdauer ($\approx 8 \times 10^{-17}$ Sekunden, Particle Data Group (2004)) zerfallen sie praktisch sofort in zwei Photonen. Diese Photonen induzieren nun, wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben, elektromagnetische Subschauder. Ein hadronischer Schauer hat also neben einer rein hadronischen auch eine elektromagnetische Komponente. Entsteht ein neutrales Pion gleich am Anfang einer hadronischen Kaskade, so ist sie von einer elektromagnetischen Kaskade nur schwer zu unterscheiden.

Da die hadronischen Teilchen bei den inelastischen, starken Wechselwirkungsprozessen einen im Vergleich zum elektromagnetischen Fall großen Transversalimpuls erhalten, weisen hadronische Schauer eine viel größere laterale Ausdehnung auf. Die hadronischen Prozesse führen außerdem zu viel unregelmäßigeren und bezüglich der

¹Mit Elektronen sind im Folgenden immer auch Positronen gemeint.

²Die Schauerachse entspricht der Flugrichtung des primären Teilchens, vgl. Abb. 2.3

Schauerachse unsymmetrischeren Schauern (vgl. Abbildung 2.1).

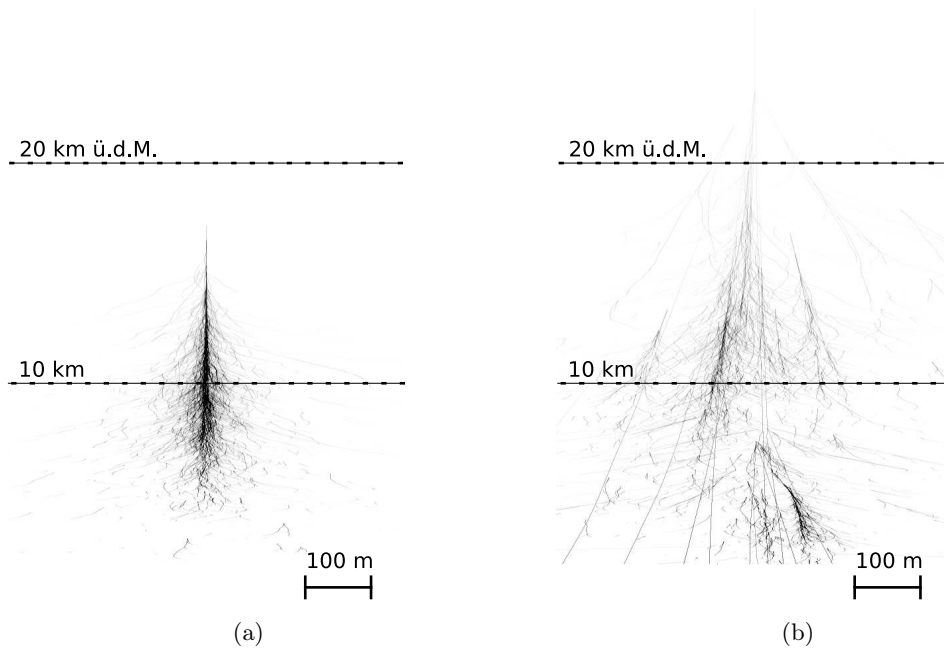


Abbildung 2.1: Bahnen der Schauerteilchen in simulierten Luftschauern von der Seite aus gesehen: (a) Schauer induziert durch ein Gamma-Quant mit Energie $E_{\text{prim}} = 300 \text{ GeV}$, (b) Schauer induziert durch ein Proton (Hadron) mit Energie $E_{\text{prim}} = 1 \text{ TeV}$ (Bernlöhr, 2000).

Cherenkov-Lichtemission in Luftschauern

Bewegt sich ein elektrisch geladenes Teilchen mit dem Bruchteil β der Vakuumlichtgeschwindigkeit c durch ein Medium mit Brechungsindex n , so kommt es zur Emission von Cherenkov-Licht, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens die Phasengeschwindigkeit des Lichts $c_n = c/n$ im Medium überschreitet (Cherenkov-Bedingung). In einem Luftschauer ist das der Fall: Die meisten der sekundär erzeugten Teilchen sind elektrisch nicht neutral, erfüllen die Cherenkov-Bedingung und emittieren daher Cherenkov-Licht³.

Die Emission des Cherenkov-Lichts ist nicht isotrop, sondern erfolgt kegelförmig um die Flugrichtung des geladenen Teilchens. Der Cherenkov-Winkel θ_c zwischen Flug-

³Die Emission von Cherenkov-Licht ist als Energieverlustmechanismus gegenüber den in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen Prozessen vernachlässigbar.

richtung und Richtung der Abstrahlung hängt vom Verhältnis der Phasengeschwindigkeit des Lichts zur Teilchengeschwindigkeit ab: $\cos \theta_c = \frac{cn}{v} = \frac{1}{n\beta}$. Bei typischen Cherenkov-Winkeln von $\theta_c = 0.5^\circ$ bis 1.0° erzeugen elektromagnetische Schauer auf dem Erdboden eine relativ homogen ausgeleuchtete Fläche mit einem Radius von etwa 100 Metern (vgl. Abbildung 2.2). Hier positionierte Teleskope können das Cherenkov-Licht auffangen und so den Schauer abbilden (vgl. Abbildung 2.3).

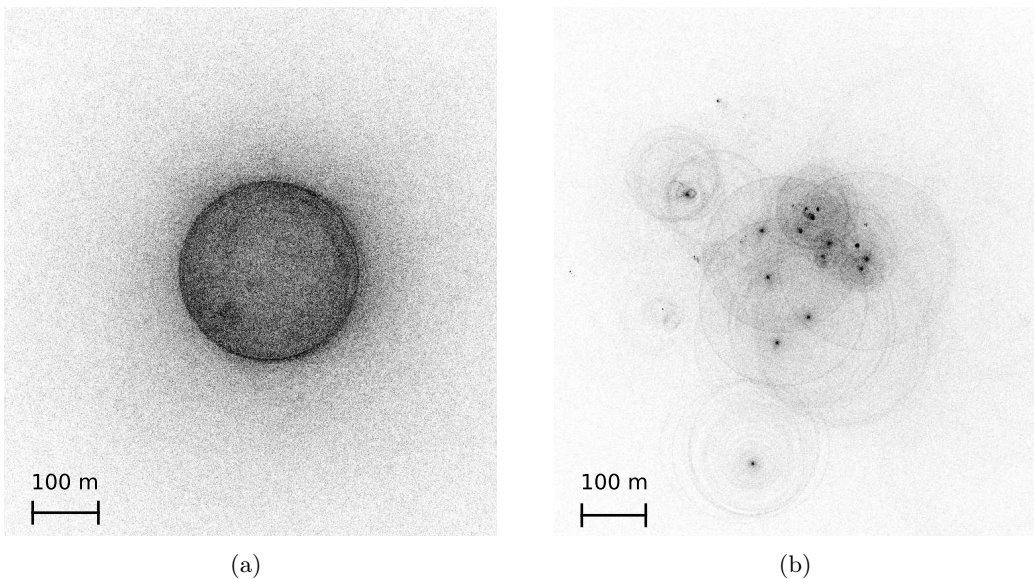


Abbildung 2.2: Verteilung des Cherenkov-Lichts am Boden für simulierten Luftschauer: (a) Schauer induziert durch Gamma-Quant mit Energie $E_{\text{prim}} = 300 \text{ GeV}$, (b) Schauer induziert durch Proton (Hadron) mit Energie $E_{\text{prim}} = 1 \text{ TeV}$. (Bernlöhr, 2000).

Am Boden liegt das Maximum der Verteilung der ankommenden Cherenkov-Photonen am blauen Rand des sichtbaren Spektralbereichs bei einer Wellenlänge von etwa 330 nm. Die Ankunftszeit der Cherenkov-Photonen liegt innerhalb eines kurzen Intervalls von nur einigen Nanosekunden Dauer (HEGRA Collaboration, 1999). Mit etwa 100 Photonen pro Quadratmeter bei einer Energie des primären Gamma-Quants von 1 TeV ist das Signal sehr lichtschwach (Berge, 2006). Große Spiegel ermöglichen es Cherenkov-Teleskopen, wie dem H.E.S.S.-Experiment, diese äußerst kurzen und schwachen Lichtsignale zu detektieren.

2.1.2 H.E.S.S.-Teleskopsystem

Die Teleskope des H.E.S.S.-Experiments befinden sich in Namibia, in etwa 100 km Entfernung zur Hauptstadt Windhoek, bei einer südlichen Breite von etwa 23° , 1800 Meter über dem Meeresspiegel. Vorteile dieser Lage sind der sehr geringe Einfluss zivilisatorischer Lichtquellen, saubere Atmosphäre und ein guter Blick auf die galaktische Ebene und das galaktische Zentrum.

Jedes der vier H.E.S.S.-Teleskope besteht aus einer 107 Quadratmeter großen segmentierten, sphärischen Spiegelfläche mit einer Brennweite von 15 Metern und einer Kamera, in welche die Spiegel das auftreffende Cherenkov-Licht reflektieren (vgl. Abbildung 2.3). Die Kamera muss in der Lage sein, die äußerst kurzen und schwachen Lichtsignale der Luftschauser zu detektieren und ihre Form festzuhalten. Dazu besitzt jede Kamera 960 Pixel, die durch jeweils einen Photomultiplier realisiert sind. Das Gesichtsfeld jeder Kamera (FoV, Field of View) beträgt 5° . Dies entspricht etwa der Größe der beobachteten Himmelsregion, d.h. der Region, aus der ankommende Gamma-Quanten rekonstruiert werden können.

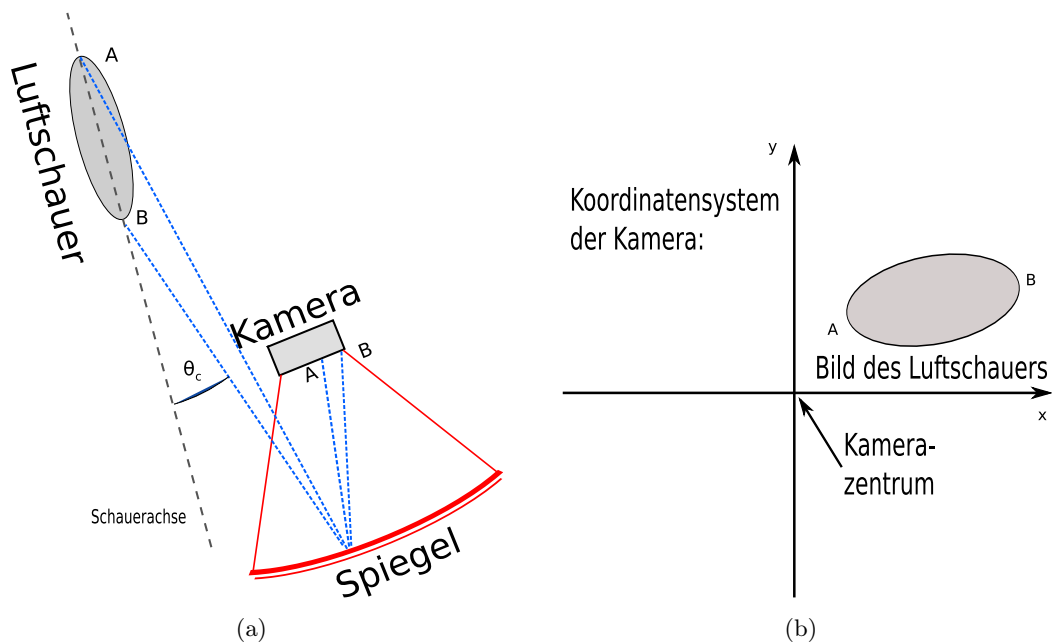


Abbildung 2.3: (a) Geometrische Situation von Luftschauser und abbildendem Cherenkov-Teleskop. In blauer Farbe ist der Strahlengang des Cherenkov-Lichts, ausgehend von der Emission im Luftschauser bis zur Detektion in der Kamera, dargestellt. (b) Bild des Schauers im Koordinatensystem der Kamera.

Die vier H.E.S.S.-Teleskope sind an den Eckpunkten eines Quadrats mit einer Kantenlänge von 120 Metern angeordnet und ermöglichen es so, die Luftschauser aus ver-

schiedenen Blickwinkeln zu beobachten. Durch diese stereoskopische Sicht können die Ankunftsrichtungen der VHE Gamma-Quanten sehr genau rekonstruiert werden. Durch die Koinzidenzbedingung, dass mindestens zwei Teleskope einen Luftschauer detektieren müssen, erreicht man eine starke Unterdrückung der Untergrundereignisse, die vom Cherenkov-Licht sekundärer Myonen und vom Untergrundlicht des Nachthimmels verursacht werden, da diese nicht korreliert in mehreren Teleskopen auftreten. Dadurch reduziert sich die Rate, mit der Luftschauerbilder aufgezeichnet werden müssen, so dass die Energieschwelle des Systems auf etwa 100 GeV bei Zenit gesenkt werden kann (Funk et al., 2004).

2.2 H.E.S.S. Standardanalyse

Durch die H.E.S.S.-Standardanalyse werden aus den abgebildeten Luftschauern Richtung und Energie der primären Teilchen rekonstruiert und zwischen hadronischen und durch VHE Gamma-Quanten ausgelösten Luftschauern unterschieden.

2.2.1 Rekonstruktion der Luftschauer

Zur Rekonstruktion eines Luftschauers sind folgende Schritte nötig:

Kalibration: Zuerst werden Effekte der unterschiedlichen Empfindlichkeit und Verstärkung der einzelnen Kamerapixel korrigiert (Aharonian et al., 2004).

Bildbereinigung: Danach werden die Kamerabilder von Rauschen bereinigt. Um berücksichtigt zu werden, braucht ein Pixel mindestens ein Signal von fünf Photoelektronen und einen Nachbapixel mit mehr als zehn Photoelektronen oder umgekehrt (Aharonian et al., 2006a).

Hillas-Parametrisierung: Das Cherenkov-Bild eines durch ein Gamma-Quant induzierten Luftschauers hat eine in erster Ordnung elliptische, meist langgestreckte Form. Länge und Breite des Schauerbildes entsprechen weitestgehend der lateralen und der viel größeren longitudinalen Ausdehnung der abgebildeten Teilchenkaskade. Zur mathematischen Beschreibung des elliptischen Schauerbildes verwendet man die Hillas-Ellipse, die durch die Hillas-Parameter (Hillas, 1985) definiert ist. Insgesamt sechs Hillas-Parameter beschreiben die Form des Cherenkov-Bildes, seine Lichtintensität, sowie seine Position und Orientierung in der Kamera. Abbildung 2.4 zeigt die Hillas-Parameter Breite und Länge, sowie Distanz des Schwerpunktes der Ellipse vom Kamerazentrum.

Richtungsrekonstruktion: Die Ankunftsrichtung des primären Teilchens stimmt im Mittel mit der longitudinalen Ausbreitungsrichtung des Schauers überein. Wie oben beschrieben, entspricht dies der großen Halbachse der Hillas-Ellipse. Sie zeigt auf der einen Seite in die Richtung der Quelle des Gamma-Quants, auf der anderen Seite in Richtung des Schnittpunktes von Teleskop-

spiegelebene und Symmetrieachse des Schauers. Wird derselbe Luftschauer nun von mehr als einem Teleskop unter verschiedenen Sichtwinkeln aufgenommen, so kann die Herkunftsrichtung des Gamma-Quants stereoskopisch rekonstruiert werden, indem man die großen Halbachsen der Hillas-Ellipsen in einem gemeinsamen Koordinatensystem schneidet (Hofmann et al., 1999). Das H.E.S.S.-Experiment erreicht eine Winkelauflösung von weniger als 0.1° für einzelne VHE Gamma-Quanten.

Energierrekonstruktion: Die Cherenkov-Lichtintensität des Luftschauers ist verknüpft mit der Energie des Primärteilchens. Das tatsächlich gemessene gesamte Lichtsignal hängt zudem vom Zenitwinkel der Beobachtung, dem Offset vom Kamerazentrum ψ und von der Entfernung des Teleskops vom Schnittpunkt der Schauersymmetrieachse mit dem Erdboden ab. Durch Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen kann aus einem gemessenen Lichtsignal die Energie des Primärteilchens bestimmt werden. Eine der größten systematischen Fehlerquellen bei der Energierrekonstruktion ist die optische Effizienz des Systems, die sich auf Zeitskalen von Jahren merklich (um einige 10%) ändert. Der Hauptgrund dafür ist eine geringer werdende Reflektivität der Spiegel. Weicht die tatsächliche optische Effizienz von der in den Monte-Carlo Simulation angenommenen ab, so führt das zu einer Verschiebung der absoluten Energieskala des H.E.S.S.-Systems. Aus diesem Grund skaliert man den rekonstruierten Energiewert mit einem Faktor, der die unterschiedlichen optischen Effizienzen berücksichtigt. Man bezeichnet diesen Faktor als Myonkorrektur μ . Die Myonkorrektur lässt sich aus der Cherenkov-Lichtemission sekundärer Myonen bestimmen (Bolz, 2004).

2.2.2 Gamma-Hadron-Separation

Bei weitem die meisten der rekonstruierten Luftschauer stammen nicht von primären Gamma-Quanten, sondern von hadronischer kosmischer Strahlung. Man verwendet verschiedene Schnitte um das Signal-zu-Untergrundverhältnis zu verbessern (Berge, 2006):

Schnitt auf die Größe des Schauerbildes: Die Größe eines Schauerbildes ist definiert als die Summe der in allen Pixeln gezählten Photoelektronen. Eine größeres Bild führt zu besser rekonstruierten Luftschauern.

Schnitt auf die Geometrie des Schauerbildes: Die einzige Möglichkeit zwischen primären Hadronen und Gamma-Quanten (oder Elektronen) zu unterscheiden ist die unterschiedliche Entwicklung hadronischer und elektromagnetischer Luftschauer. Elektromagnetische Schauer haben eine schmale Gestalt, d.h. eine gegenüber der longitudinalen Ausdehnung kleine laterale Ausdehnung. Im Gegensatz dazu haben hadronische Schauer eine breite Gestalt mit stark asymmetrischer (bzgl. der Schauerachse) lateraler Ausdehnung und unregelmäßiger Helligkeitsverteilung. Auf Grundlage der Hillas-Parameter Länge

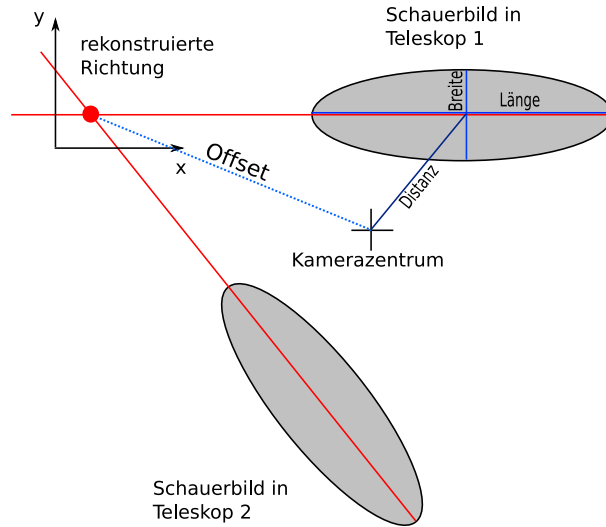


Abbildung 2.4: Zwei Bilder eines Luftschauers überlagert in einem gemeinsamen Koordinatensystem zur stereoskopischen Richtungsrekonstruktion. Die Hillas-Parameter Breite, Länge und Distanz sind eingezeichnet. Außerdem ist der Offset ψ der rekonstruierten Richtung von der Beobachtungsrichtung (Kamerazentrum) eingezeichnet.

und Breite lassen sich Parameter definieren, die eine einheitliche Charakterisierung der Geometrie der Kamerabilder ermöglichen. Durch Schnitte auf diese Parameter erhält man eine Auswahl an Luftschauern, die einer elektromagnetischen Kaskade ähnlich sehen.

θ^2 -Schnitt: Beim so genannten θ^2 -Schnitt werden nur rekonstruierte Ereignisse verwendet, die zur vermuteten Quellposition einen Winkelabstand kleiner als θ haben. Da der Untergrund durch kosmische Strahlung im Gegensatz zu den Gamma-Quanten isotrop ist, kann dieser Schnitt den Untergrund drastisch reduzieren. Der Wert von θ orientiert sich an der Winkelauflösung des H.E.S.S.-Experiments. Der θ^2 -Schnitt kann nur für Punktquellen verwendet werden.

Um eine optimale Gamma-Hadron-Separation zu erreichen, werden alle Schnitte aufeinander abgestimmt. Je nach Quelltyp gibt es unterschiedliche, optimale Konfigurationen. In dieser Arbeit werden zwei Konfigurationen benutzt:

- Standard-Konfiguration: Optimiert für Punktquellen mit Photonindex $\Gamma = 2.6$ und einem Fluss von 10% des Krebsflusses.
- Hard-Konfiguration: Optimiert für Punktquellen mit Photonindex $\Gamma = 2.0$ und einem Fluss von 1% des Krebsflusses.

Durch eine höhere Mindestgröße des Bildes verbessert sich sowohl die Winkelauflösung als auch die Unterdrückung des Untergrundes. Eine niedrigere Mindestgröße hat den Vorteil einer niedrigeren Energieschwelle. Eine Übersicht über Energieschwelle bei Zenitbeobachtung, Werte des θ^2 -Schnitts und erreichte Effizienz für Standard- und Hard-Konfiguration ist in Tabelle 2.1 dargestellt.

Konfiguration	Energieschwelle bei Zenit E_{th} [GeV]	θ^2 Max [Grad ²]	Effizienz	
			γ	Hadron [%]
Standard	220	0.0125	38	0.3
Hard	410	0.01	21	0.04

Tabelle 2.1: Energieschwelle bei Zenitbeobachtung, Werte des θ^2 -Schnitts und erreichte Effizienz für Standard- und Hard-Konfiguration. Die Effizienz gibt an welche prozentualen Anteile der ursprünglich vorhandenen Gamma- bzw. Hadron-Schauer die Schnitte passieren (Berge, 2006).

Insgesamt kann der durch kosmische Strahlung erzeugte Untergrund durch die H.E.S.S.-Standardanalyse etwa um einen Faktor 10^3 bis 10^4 reduziert werden. Gänzlich eliminieren lässt er sich aber nicht. Alle Ereignisse, die die Schnitte passieren, werden im Folgenden als Gamma-artige Ereignisse bezeichnet. Eine ausführliche Diskussion der H.E.S.S.-Standardanalyse findet sich in Funk (2005) und Berge (2006).

2.2.3 Effektive Fläche und Akzeptanz

Effektive Fläche F_{eff} und Akzeptanz A des H.E.S.S.-System spielen bei der Bestimmung von Flüßen und der Untergrundabschätzung in Kapitel 3 eine wichtige Rolle und werden daher hier eingeführt.

Effektive Fläche

Eine charakteristische Größe des H.E.S.S.-Systems ist seine effektive Fläche F_{eff} . Sie entspricht der Fläche, die ein äquivalenter, idealer, jedes VHE Gamma-Quant mit Sicherheit registrierender Detektor haben würde. Die effektive Fläche hängt vor allem ab von:

- der rekonstruierten Position relativ zum Zentrum des FoV
- dem Zenit- und Azimut-Winkel der Beobachtung
- der Energie des primären Teilchens
- der Anzahl funktionsfähiger Teleskope
- dem Zeitpunkt der Beobachtung

- der für die Standardanalyse gewählten Schnittkonfiguration (Standard oder Hard)

Die effektive Fläche ist als richtungsabhängige Größe innerhalb des FoV in guter Näherung rotationssymmetrisch. Mit steigendem Offset, d.h. mit größerer Entfernung vom Zentrum des FoV, fällt sie ab. Mit zunehmendem Zenitwinkel steigt die Energieschwelle stark an, da die Entfernung vom Schauermaximum zum Detektor größer wird. Gleichzeitig wächst das beobachtete Atmosphärenvolumen und somit die effektive Detektionsfläche für sehr hohe Energien, bei denen die Wegverlängerung eine kleinere Rolle spielt. Die azimutale Abhängigkeit der effektiven Fläche wird durch das Erdmagnetfeld hervorgerufen, das die geladenen Schauerteilchen ablenkt. Die Abhängigkeit vom Beobachtungszeitpunkt kommt durch die sich über die Zeit verschlechternde Reflektivität der Spiegelflächen durch Alterungsprozesse zu Stande. Abbildung 2.5 zeigt die Energieabhängigkeit der effektiven Flächen bei verschiedenen Zenitwinkeln und Offsets. Die Energieschwelle des H.E.S.S.-Experiments wird durch diejenige Energie bestimmt, bei der die effektive Fläche stark ansteigt.

Die effektive Detektionsfläche wird durch Monte-Carlo Simulationen einer VHE Gamma-Quelle bestimmt, indem man den Bruchteil derjenigen simulierten Gamma-Quanten ermittelt, die bei einer bestimmten Energie von den Teleskopen detektiert und in der Standardanalyse als Gamma-artige Ereignisse innerhalb des θ^2 -Schnittes rekonstruiert werden (Aharonian et al., 2006a)⁴.

Akzeptanz

Die Akzeptanz ist eine technische Größe, die bei der Abschätzung des Untergrundes durch kosmische Strahlung im nächsten Kapitel eine wichtige Rolle spielt. Sie kann verstanden werden, als die mit dem Spektrum der kosmischen Strahlung gefaltete effektive Fläche. Die Akzeptanz ist daher proportional zur Wahrscheinlichkeit, dass ein, durch kosmische Strahlung ausgelöster Luftschauer, aufgezeichnet und als Gamma-artiges Ereignis an einer bestimmten Stelle innerhalb des FoV rekonstruiert wird (Berge et al., 2007). Bestimmt wird die Akzeptanz experimentell, aus einer großen Zahl an Beobachtungen von Regionen, in denen es keine VHE Gamma-Quellen gibt. Bei den hier rekonstruierten Ereignissen handelt es sich dann um Untergrundereignisse. In Abhängigkeit des Offsets lässt sich ein radiales Profil der Akzeptanz erstellen. Dieses Profil beschreibt den relativen Verlauf der Akzeptanz, besitzt jedoch keine absolute Normierung.

⁴Da nur integrale Flüsse und keine Spektren bestimmt werden, wird hier immer die effektive Fläche bzgl. der simulierten Monte-Carlo Energie benutzt, vgl. (Aharonian et al., 2006a). Der Vorteil ist, dass man so korrekte effektive Flächen für beliebige Photonindices zur Verfügung hat.

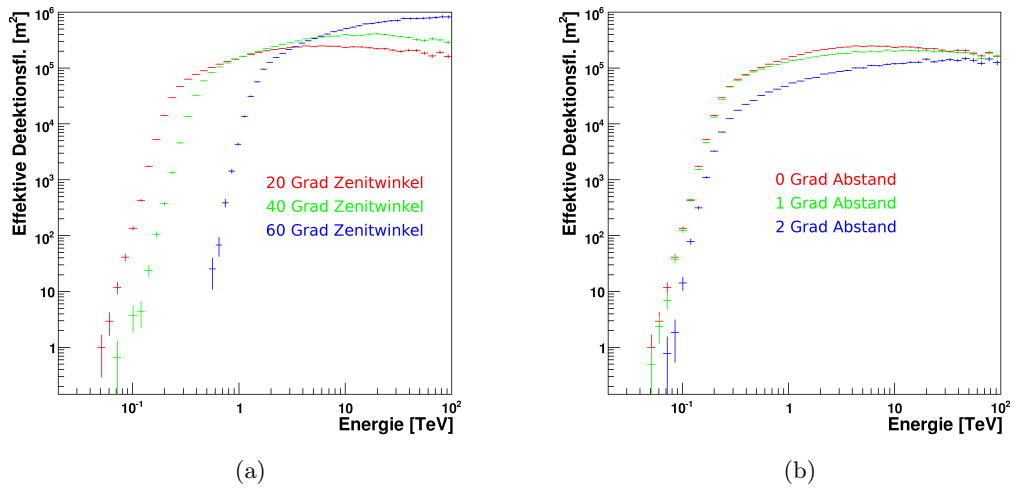


Abbildung 2.5: Effektive Detektionsflächen in Abhängigkeit der Energie für (a) verschiedene Zenitwinkel und (b) verschiedene Winkelabstände von der Beobachtungsrichtung (Offset ψ).

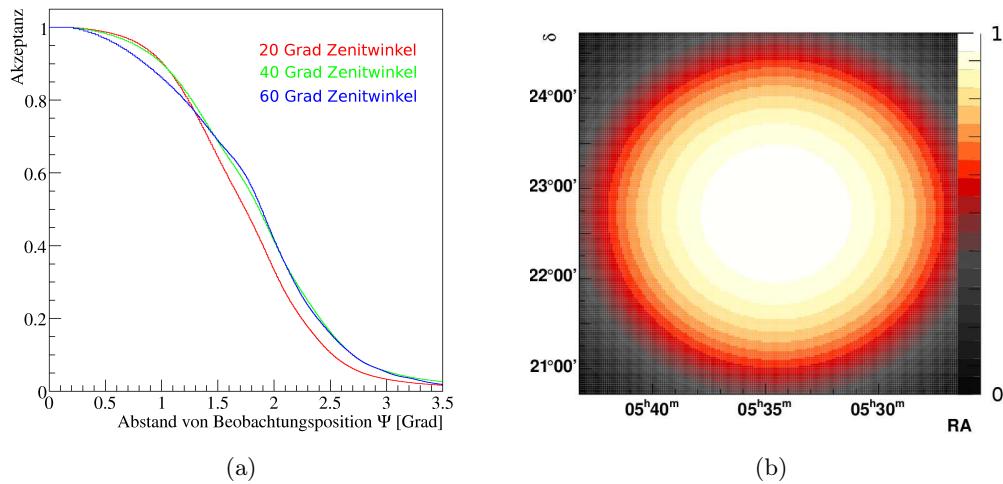


Abbildung 2.6: (a) Verlauf der Akzeptanz in Abhängigkeit des Winkelabstands (Offset) ψ zur Beobachtungsrichtung für verschiedene Zenitwinkel (Süd, 4 Teleskope, Standard-Konfiguration). Für größere Zenitwinkel nimmt die Akzeptanz ab. Dies wird in der Abbildung nicht wiedergegeben, da alle Kurven auf ihren Maximalwert normiert sind. (b) Akzeptanzverteilung innerhalb des FoV für einen einzelnen Run.

Kapitel 3

Nicht-variable, extragalaktische VHE Gamma-Punktquellen

Dieses Kapitel präsentiert Studien zu möglichen, zeitlich konstanten, extragalaktischen VHE Gamma-Punktquellen¹. Zum einen wird die

- Korrelation von VHE Gamma-Emission mit nahen aktiven Galaxiekernen untersucht, zum anderen wird
- im gesamten von H.E.S.S. abgedeckten extragalaktischen Himmelsbereich nach signifikanter VHE Gamma-Emission gesucht.

Beides ist sowohl im Hinblick auf die mögliche Herkunft der ultra-hochenergetischen kosmischen Strahlung, aber auch schon für sich genommen interessant.

Durch das große FoV von H.E.S.S. wird neben dem eigentlichen Beobachtungsziel auch immer ein zusätzlicher, zufälliger Himmelsbereich beobachtet, der zusätzliche, mögliche VHE Gamma-Quellen enthalten kann. Dieser zufällig beobachtete Himmelsbereich ist frei von Auswahleffekten und ist daher für statistische Analysen geeignet. Alle der hier untersuchten möglichen Quellen sind nicht Objekt gezielter Beobachtungen, sondern liegen nur durch Zufall in der Nähe des eigentlichen Beobachtungsziels. Das in dieser Arbeit genutzte FoV einer Beobachtung entspricht einer kreisförmigen Himmelsregion mit Radius $\psi_{\max} = 2.0^\circ$.

Alle in diesem Kapitel präsentierten Studien werden mit Hilfe von Himmelskarten durchgeführt, die H.E.S.S.-Beobachtungen über einen Zeitraum von über dreieinhalb Jahren vereinen. Die zur Produktion dieser Karten notwendige Analysesoftware wurde im Rahmen dieser Arbeit teilweise neu entwickelt und ist in Unterkapitel 3.1 beschrieben. Konzeptionell orientiert sie sich an der Software, die für den H.E.S.S.-Galactic Survey verwendet wird (Aharonian et al., 2006c). Eine Neuentwicklung war notwendig, da die existierende Software Effekte der sphärischen Geometrie der Himmelskoordinaten in größerer Entfernung zur galaktischen Ebene nicht berücksichtigt.

¹Mit extragalaktischen Punktquellen sind immer VHE Gamma-Quellen gemeint, die für das H.E.S.S.-Experiment punktförmig erscheinen und nicht mit der Milchstraße oder der Großen Magellanschen Wolke assoziiert sind.

Weiterentwicklungen betreffen auch die Erzeugung der Fluss und Sensitivitätskarten. Die Suche nach möglicher VHE Gamma-Emission von UHE Teilchenbeschleunigern ist ein Hauptmotiv der in diesem Kapitel durchgeführten Studien. Unterkapitel 3.2 gibt daher zunächst einen Einblick in die Physik der UHE kosmischen Strahlung und mögliche Signaturen ihrer Quellen im VHE Gamma-Bereich. Insbesondere wird in Abschnitt 3.2.3 die Rolle von AGN als UHE Teilchenbeschleuniger diskutiert. In Unterkapitel 3.3 wird in diesem Zusammenhang die Korrelation von VHE Gamma-Emission mit nahen AGN untersucht und Flussgrenzen auf die einzelnen Objekte angegeben. In Abschnitt 3.4 wird die Durchsuchung des von H.E.S.S. abgedeckte Himmelsbereich nach konstanten, punktförmigen VHE Gamma-Quellen beschrieben und es werden Grenzen für eine Population extragalaktischer Quellen abgeleitet.

3.1 Himmelskarten

Als Grundlage, der in den Unterkapiteln 3.3 und 3.4 präsentierten Studien, dienen Himmelskarten, die aus H.E.S.S.-Daten gewonnen werden. Ein Beispiel für eine solche Karte ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Der Zweck dieser Karten ist, für jede von

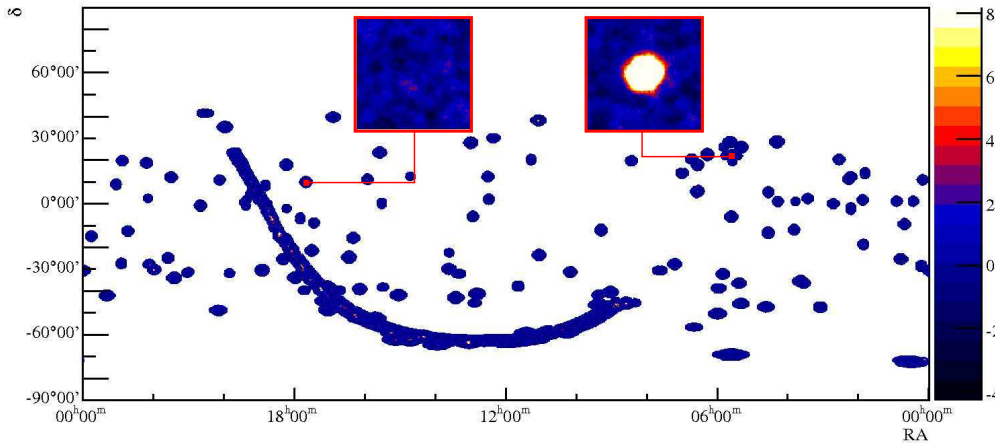


Abbildung 3.1: Beispiel einer Himmelskarte für die statistische Signifikanz S der beobachteten VHE Gamma-Emission in Einheiten der Standardabweichung σ . Die feine Auflösung der Karte von $0.02^{\circ} \times 0.02^{\circ}$ ist in dieser Darstellung nicht zu erkennen. Die Einsätze zeigen vergrößerte Bereich von 2° Ausdehnung. Der linke Bereich ist quellfrei, der rechte Bereich enthält den Krebsnebel als starke Quelle. Gut zu erkennen sind die Beobachtungen entlang der galaktischen Ebene, die im gewählten äquatorialen Koordinatensystem gebogen erscheint.

H.E.S.S. beobachtete Himmelsposition (Testposition) Aussagen über die beobachtete VHE Gamma-Emission zu machen. Die Karten enthalten Werte verschiedener Analysegrößen für die jeweils eigene Himmelskarten abgeleitet werden:

Signifikanz: Die Signifikanz S des VHE Gamma-Signals gibt die statistische Signifikanz des beobachteten VHE Gamma-Signals an in Einheiten der Standardabweichung σ an.

Excess: Der sogenannte Excess N_{exc} ist eine Abschätzung der Anzahl der aus einer bestimmten Richtung detektierten, echten VHE Gamma-Quanten. Er ergibt sich, indem man von der Zahl aller Gamma-artigen Ereignisse die Zahl der Untergrundereignisse subtrahiert.

Fluss: Der Fluss Φ_{E_+} ist in Gegensatz zu Signifikanz und Excess eine vom Experiment unabhängige und daher mit theoretischen Vorhersagen vergleichbare Größe. In dieser Arbeit meint Fluss immer den integralen Teilchenfluss oberhalb einer gewissen Energie E_+ . Außerdem werden auch obere Grenzen (OG) für den beobachteten Fluss $\Phi_{E_+}^{\text{OG}}$ benutzt.

Sensitivität: Eng verwandt mit dem Fluss ist die Sensitivität Σ_{E_+} . Sie gibt die Empfindlichkeit von H.E.S.S. für VHE Gamma-Quellen in Einheiten des Flusses an.

Alle Größen werden sowohl für die Standard- als auch für die Hard-Konfiguration bestimmt. Abschnitt 3.1.2 beschreibt die Produktion von Excess- und Signifikanzkarten. Die Erzeugung von Fluss- und Sensitivitätskarten wird in Abschnitt 3.1.4 beschrieben. Für alle, zur Ableitung dieser Größen benötigten Zwischenergebnisse, werden ebenfalls Karten erzeugt.

Alle Karten verwenden das äquatoriale Koordinatensystem (J2000), in dem jede Himmelsposition durch die Koordinaten Rektaszension RA und Deklination δ bestimmt ist und besitzen eine Auflösung von $0.02^\circ \times 0.02^\circ$ (vgl. unten).

3.1.1 Datensatz und Standardanalyse

Datensatz

Der in dieser Arbeit verwendete Datensatz umfasst H.E.S.S.-Beobachtungen, die innerhalb des Zeitraums vom 21. März 2004 bis zum 8. Dezember 2007 gemacht wurden². Diese Daten bestehen aus einzelnen Beobachtungsböcken von etwa 28 Minuten Dauer, den so genannten Runs. Durch die Standardselektion der Runs wird sichergestellt, dass nur Daten verwendet werden, die bei guten Wetterbedingungen und funktionsfähigem Teleskopsystem aufgezeichnet wurden. Mit der Standardselektion verbundene Qualitätskriterien sind beispielsweise konstante Trigger-Rate, mindestens 95% funktionsfähige Pixel der Cherenkov-Kamera und keine Hardware-Fehler (Berge, 2006). Außerdem werden alle Runs, die kürzer als 10 Minuten sind oder bei denen weniger als drei Teleskope an der Datennahme beteiligt waren, verworfen. Insgesamt 5899 Runs mit mindestens drei Teleskopen erfüllen die Qualitätskriterien. Dies entspricht einer Beobachtungszeit von etwa 2750 Stunden. Etwa die Hälfte der

²Run-Nr. 20000 bis Run-Nr. 43445

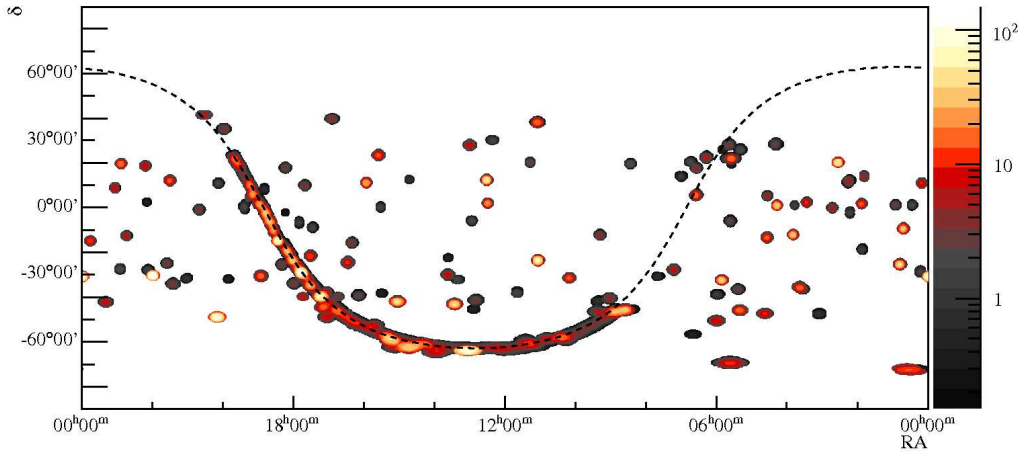


Abbildung 3.2: Akzeptanz-gewichtete Beobachtungszeit in Stunden entsprechend eines Offsets von 0.5° . Die Beobachtungszeit teilt sich zu gleichen Teilen auf galaktische und extragalaktische Beobachtungen auf. Die galaktische Ebene ist als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Zeit entfällt auf extragalaktische Beobachtungen. Einen Eindruck der Verteilung der Beobachtungszeit vermittelt Abbildung 3.2. Der insgesamt abgedeckte Raumwinkel beträgt etwa 0.84 sr , wobei knapp zwei Drittel (0.52 sr) davon durch extragalaktische Beobachtungen abgedeckt sind.

Anwendung der Standardanalyse

Jeder einzelne Run des Datensatzes wird zunächst nach der H.E.S.S.-Standardanalyse³ (Kapitel 2.2) für die Standard- und Hard-Konfiguration individuell prozessiert. Der maximale Offset eines rekonstruierten Ereignisses wird hier auf 3.5° beschränkt⁴. Für jedes rekonstruierte Gamma-artige Ereignis werden

- Position in Äquatorialkoordinaten: RA und δ
- Zeitpunkt t (Zeitauflösung 100 Nanosekunden)
- Offset ψ

in Photonlisten gespeichert. Die Ankunftszeiten der Gamma-artigen Ereignisse werden in diesem Kapitel nicht genutzt, aber in Kapitel 4 zur Suche nach kurzen VHE Gamma-Bursts verwendet.

³ *Wobble-Chain*

⁴ Zur Produktion der Himmelskarten und zu weiteren Analysen werden später restriktivere Beschränkungen angewandt. Dies wird an den entsprechenden Stellen beschrieben.

Weiter werden im Rahmen der H.E.S.S.-Standardsoftware für jeden Run individuelle Signifikanz- und Excesskarten erzeugt. Dabei wird das Ring-Background-Modell benutzt, das weiter unten beschrieben wird. Diese auf Basis jeweils eines Runs gewonnen Karten dienen zur Qualitätskontrolle und werden bei der Erzeugung der Akzeptanzkarten in Abschnitt 3.1.2 genutzt.

Qualitätskontrolle durch Signifikanz- und Excesskarten einzelner Runs

Um mögliche Fehler in den Ausgangsdaten festzustellen, werden alle Runs, deren individuelle Signifikanzkarte Werte kleiner als -4.5σ oder größer als 4.5σ aufweisen, begutachtet und überprüft, ob sie unnatürliche Strukturen (z.B. Streifen oder unnatürlich hohe Zahlen an rekonstruierten Ereignisse aus exakt gleichen Richtungen) zeigen. Artefakte dieser Art können durch fehlerhafte Kamerapixel entstehen und später mit echten Quellen verwechselt werden. Bei der Produktion der Himmelskarten und bei späteren Analysen werden nur solche Runs benutzt, die fehlerfrei erscheinen.⁵

Datenstruktur der Himmelskarten

Die Himmelskarten werden in Form zweidimensionaler Histogramme mit kartesischen Koordinatenachsen gespeichert. Die Achsen entsprechen dabei den sphärischen, äquatorialen Himmelskoordinaten Rektaszension RA und Deklination δ . In den Histogrammen, die eine flache Geometrie annehmen, erscheinen am Himmel definierte geometrische Objekte verzerrt und zwar umso stärker, je näher sie an den Polen des Himmelskoordinatensystems liegen. Das Raumwinkelelement, das von einem Bin $\Delta RA \times \Delta \delta$ des Histogramms abgedeckt wird, beträgt:

$$\Delta\Omega = \Delta RA \cos \delta \times \Delta\delta \quad (3.1)$$

Für die δ -Achse des Histogramms wird eine feste Bingröße von 0.02° gewählt, für die RA -Achse wird dieser Wert zusätzlich mit dem Faktor $\cos(\delta_Z)^{-1}$, abhängig von der Deklination δ_Z des Zentrums des Histogramms gestreckt. So wird erreicht, dass der vom zentralen Bin eines Histogramms abgedeckte Raumwinkel immer genau $0.02^\circ \times 0.02^\circ$ beträgt.

Bei der Berechnung von Distanzen muss die sphärische Geometrie berücksichtigt werden. Die Winkelentfernung \angle zwischen zwei Positionen am Himmel \hat{r}_1 und \hat{r}_2 ergibt sich aus:

$$\cos \angle(1, 2) = \hat{r}_1 \cdot \hat{r}_2 \quad (3.2)$$

Die Skalierung der RA -Achse ermöglicht es bei nicht zu großer Polnähe und kleiner δ -Differenz zum Zentrum des Histogramms Entfernungen durch die kartesische Näherung zu approximieren. Numerisch effizient wird die Berechnung besonders dann,

⁵Sechs Runs sind hier weggefallen. Die weiter oben genannten 5899 Runs beziehen sich nur auf die Runs, die auch diese zusätzliche Qualitätskontrolle passieren.

wenn man dabei die Indices x und $y \in \mathbb{N}$ der Bins, losgelöst von ihren eigentlichen RA - und δ -Werten benutzen kann:

$$\angle(1, 2) = 0.02^\circ \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \quad (3.3)$$

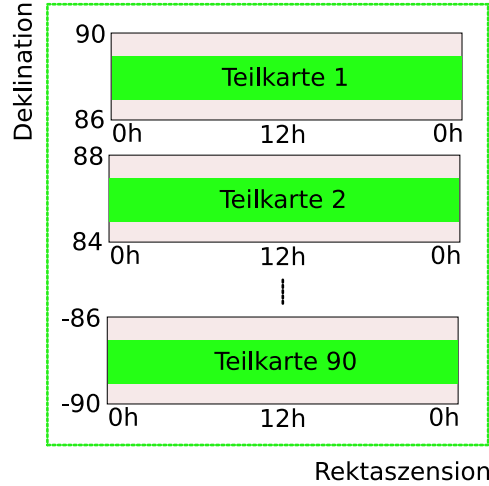


Abbildung 3.3: Datenstruktur einer Himmelskarte bestehend aus 90 Teilkarten schmaler, sich überlappender Bändern, die jeweils die gesamten 360° in RA -Richtung, aber nur ein schmales Deklinationintervall der Breite 4° abdecken. Die letztendlich genutzten Werte werden nur dem zentralen, 2° breiten Bereich (grün) der entsprechenden Teilkarte entnommen.

Die Himmelskarten werden in jeweils 90 Teilkarten gespeichert, die durch schmale RA -Bänder festgelegt sind, d.h. Karten mit geringer Ausdehnung in der δ -Richtung, die aber den gesamten Bereich in der RA -Richtung überdecken. Abbildung 3.3 zeigt die Datenstruktur schematisch. Die Breite des δ -Intervalls einer Teilkarte wird auf 4° festgesetzt, wobei nur ein zentrales Band der Breite 2.0° die letztendlich genutzten Werte enthält. Der übrige Bereich dient der Bestimmung des Untergrunds, bei der der Ring über die eigentlich betrachtete Region hinausragt (vgl. Abschnitt 3.1.2). Bei der Untergrundabschätzung muss für jede Kartenposition über kreisförmige Raumwinkelbereiche integriert werden. Um den numerischen Aufwand in Grenzen zu halten, wird hierbei ausgenutzt, dass die schmalen Bänder eine kartesische Näherung bei der Berechnung der Winkelentfernungen erlauben und dass die Bins alle ungefähr gleich große Raumwinkel abdecken. Alle anderen auftretenden Entfernungsbestimmungen und Raumwinkelintegrale werden anhand der zentralen Bin-Positionen exakt berechnet.

3.1.2 Excess- und Signifikanzkarten

Der überwiegende Anteil aller als Gamma-artig rekonstruierten Ereignisse ist hadronischen Ursprungs und entspricht keinen VHE Gamma-Quanten. Das Schlüsselele-

ment zur Bestimmung von Excess und Signifikanz der VHE Gamma-Emission an einer Testposition am Himmel ist die möglichst gute Abschätzung des hadronischen Untergrundes.

Untergrundabschätzung

Im Folgenden wird die Abschätzung des Untergrundes durch das Ring-Background-Modell beschrieben. Es hat den Vorteil, dass es an jeder Position innerhalb des beobachteten Himmelfeldes anwendbar ist. Wegen seiner geringen systematischer Unsicherheiten eignet es sich gut um unbekannte Quellen zu detektieren (Berge et al., 2007):

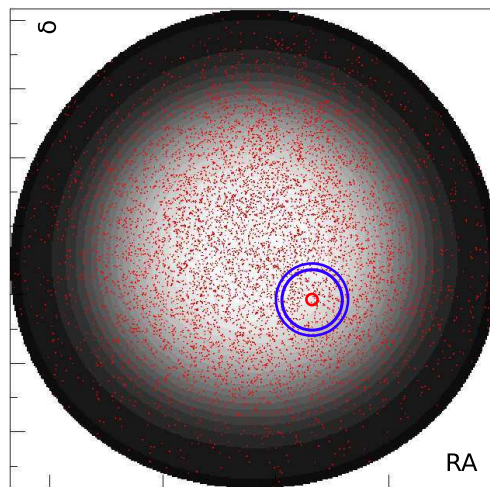


Abbildung 3.4: FoV eines Runs: Die Akzeptanz ist in Grautönen eingezeichnet, wobei helle Bereiche einer hohen Akzeptanz entsprechen. Ereignisse, die als Gammaartig rekonstruiert wurden, sind rot eingetragen. Zur Veranschaulichung ist eine On-Region (roter Kreis) und die dazugehörige Off-Region (blauer Ring) dargestellt. Die leichte Verzerrung im Bild kommt durch Darstellung in kartesischen Koordinaten zustande. Das hier gezeigte FoV hat einen Radius von 3.5°

On-Region und On-Ereignisse: Jede Testposition, an der der Untergrund abgeschätzt werden soll, wird repräsentiert durch eine sogenannte On-Region. Die On-Region ist eine kreisförmige Himmelsregion, deren Zentrum durch die Testposition gegeben ist. Der Radius der On-Region wird durch die Winkelauflösung des H.E.S.S.-Experiments bestimmt und durch den, von der Konfiguration abhängigen, Wert des θ^2 -Schnitts gegeben. In der Standard-Konfiguration beträgt er $\theta \approx 0.112^\circ$ und $\theta = 0.1^\circ$ für die Hard-Konfiguration. Die Gammaartigen Ereignisse innerhalb der On-Region nennt man On-Ereignisse.

Off-Region und Off-Ereignisse: Zur Abschätzung der Zahl der Untergrundeignisse in der On-Region benutzt man die Anzahl sogenannter Off-Ereig-

nisse N_{off} von Gamma-artigen Ereignissen innerhalb einer geeigneten Off-Region, die frei von Gamma-Quellen ist. Die Off-Region wird durch einen Ring am Himmel, dessen Zentrum mit dem der On-Region übereinstimmt, definiert. Der mittlere Radius des Rings wird auf 0.5° festgelegt. Die Breite des Rings ist so gewählt, dass seine Fläche siebenmal größer als die der On-Region ist. Die Anzahl der Off-Ereignisse N_{off} ist gleich der Anzahl der Ereignisse innerhalb des Rings. Um eine Verfälschung von N_{off} durch andere Quellen zu verhindern, wird um jede bekannte Quelle eine Ausschlussregion definiert (vgl. 3.1.3), die so groß sein muss, dass sie praktisch alle ihr zuzuordnenden Gamma-Ereignisse beinhaltet. Falls eine oder mehrere Ausschlussregionen sich mit der vorher definierten Off-Region überlappen, wird die Off-Region entsprechend verkleinert.

Normierungsfaktor α und Untergrundereignisse: Eine zentrale Größe bei der Abschätzung des Untergrundes ist die Akzeptanz. Diese in Abschnitt 2.2.3 eingeführte Größe entspricht der relativen Wahrscheinlichkeit ein Gamma-artiges Untergrundereignis an einer Himmelsposition zu rekonstruieren. Wie man eine Himmelskarte der Akzeptanz erhält, wird weiter unten beschrieben. Bevor man die Anzahl der Untergrundereignisse N_{ug} innerhalb der On-Region auf Grundlage der in der Off-Region enthaltenen Ereignisse N_{off} abschätzen kann, müssen die On- und Off-Regionen zueinander in Relation gesetzt werden. Dazu müssen die unterschiedlich großen Raumwinkel der On- und Off-Regionen, aber auch die im Allgemeinen verschiedenen und innerhalb der Regionen nicht konstanten Akzeptanzen berücksichtigt werden. Dies geschieht durch einen Normierungsfaktor α . Man erhält in aus dem Verhältnis der über den jeweiligen Raumwinkelbereich integrierten Akzeptanzen A von On- und Off-Region.

$$\alpha = \frac{\int_{\text{On}} A(\vartheta, \varphi) d\Omega}{\int_{\text{Off}} A(\vartheta, \varphi) d\Omega} \quad (3.4)$$

Da die Akzeptanz proportional zur Anzahl der pro Raumwinkel erwarteten, detektierten Untergrundereignisse ist, kann die Anzahl N_{ug} der Untergrundereignisse innerhalb der On-Region an einer Testposition wie folgt abgeschätzt werden:

$$N_{\text{ug}} = \alpha N_{\text{off}} \quad (3.5)$$

Excess- und Signifikanz

Der Excess N_{exc} ergibt sich, indem man von der Zahl aller Gamma-artigen Ereignisse N_{on} die nach Gleichung 3.5 bestimmte Anzahl der Untergrundereignisse N_{ug} abzieht:

$$N_{\text{exc}} = N_{\text{on}} - N_{\text{ug}} = N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}} \quad (3.6)$$

Die Signifikanz S eines gemessenen Excess wird nach einer Vorschrift von Li und Ma (1983) berechnet. Diese ist für die niedrige Zählstatistik der On- und Off-Ereignisse

geeignet. S wird angegeben in Einheiten der Standardabweichung σ :

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_{\text{on}} \ln \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \left(\frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] + N_{\text{off}} \ln \left[(1 + \alpha) \left(\frac{N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] \right\} \quad (3.7)$$

Die Werte für Excess und Signifikanz benachbarter Positionen sind korreliert, da sich die On-Regionen überlappen. Die Längenskala auftretender Strukturen entspricht daher der Größe der On-Region. Ein Beispiel für eine Signifikanzkarte ist in Abbildung 3.5 gezeigt.

Grundlage für die Erzeugung der Excess- und Signifikanzkarten bilden Karten der Gamma-artigen Ereignisse und der Akzeptanz. Aus ihnen bestimmt man durch Raumwinkelintegration über On- und Off-Region die Werte von N_{on} , N_{off} und α . Die dazu verwendete H.E.S.S.-Standardsoftware⁶ musste leicht modifiziert werden, um sicherzustellen, dass die On- und Off-Regionen beim überschreiten der linken ($RA = 360^\circ$) und rechten ($RA = 0^\circ$) Kartenränder am jeweils anderen Rand wieder in die Karte eintreten. Außerdem erfordern unphysikalische Bin-Koordinaten ($RA < 0$, $RA > 360$), die durch die endlichen Bingrößen an den Kartenrändern entstehen besondere Berücksichtigung.

Ereigniskarte und ψ_{max} -Schnitt

Um eine Karte aller Gamma-artigen Ereignisse zu erhalten, werden die aus allen Runs rekonstruierten Gamma-artigen Ereignisse gemäß der in den Photonlisten gespeicherten Positionen in eine gemeinsame Ereigniskarte eingetragen.⁷ Um schlecht rekonstruierte Ereignisse von der Analyse auszuschließen, werden nur solche Ereignisse berücksichtigt, die einen Offset geringer als $\psi_{\text{max}} = 2.0^\circ$ haben.

Akzeptanzkarte

Zur Bestimmung der Akzeptanzkarte wird zunächst ein geglättetes, radiales Profil der Akzeptanz $A(\psi)$ aus Lookup-Tabellen für jeden einzelnen Run im Datensatz, den Beobachtungsumständen und der Konfiguration entsprechend, gewählt. Die Lookup-Tabellen beschreiben den relativen Verlauf der Akzeptanz innerhalb des FoV eines einzelnen Runs. Wird mehr als ein Run kombiniert, so ist es wichtig, die unterschiedlichen Akzeptanzen der einzelnen Runs relativ zueinander zu gewichten. Dabei muss die Dauer eines Runs und die optische Effizienz des H.E.S.S.-Systems zum Zeitpunkt der Beobachtung berücksichtigt werden. Das Profil der Akzeptanz eines jeden Runs wird daher zunächst normiert und dann geeignet gewichtet. Die Normierung erreicht man durch Division des Akzeptanzprofils durch das Integral I_A über den genutzten,

⁶RingBackgroundMaker

⁷ Liest man stattdessen die Koordinaten aus den individuellen Ereigniskarten der einzelnen Runs aus, die durch die H.E.S.S.-Standardsoftware erzeugt werden, so kommt es wegen der verschiedenen Bingrößen in RA -Richtung zu streifenartigen Strukturen in der δ -Richtung.

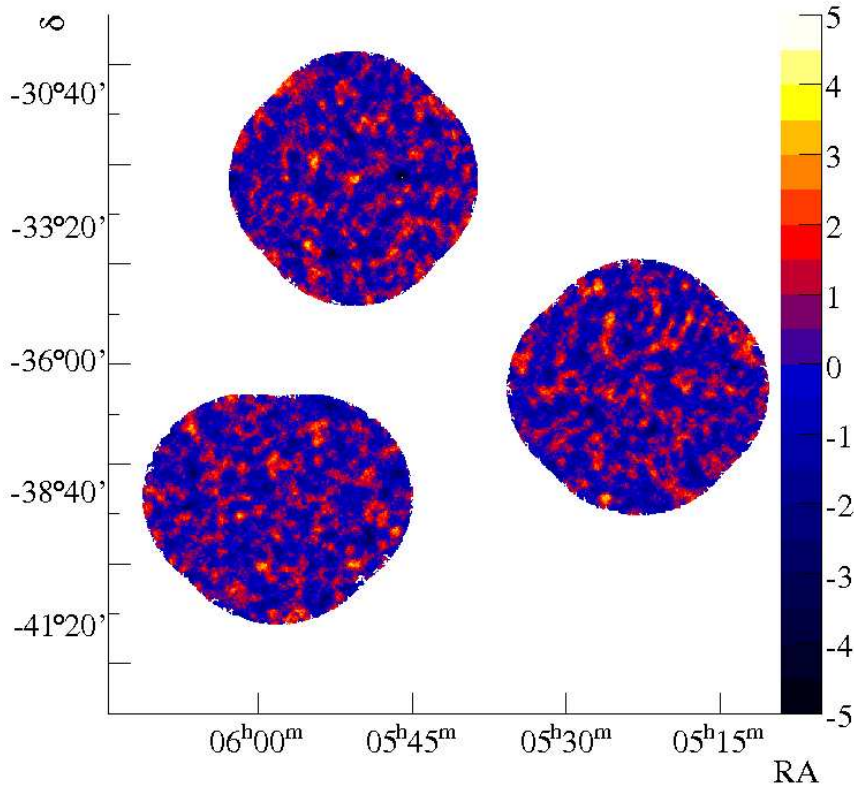


Abbildung 3.5: Ausschnitt aus der Signifikanzkarte (Standard-Konfiguration) mit drei von H.E.S.S. beobachteten Bereichen. Der gezeigte Ausschnitt umfasst etwa 12° in beiden Richtungen. Die Farbskala entspricht der Signifikanz in Einheiten der Standardabweichung.

kreisförmigen Bereich innerhalb von $\psi_{\max} = 2.0^\circ$:

$$I_A = \int_0^{\psi_{\max}} A(\psi) \psi \, d\psi \quad (3.8)$$

Ein geeignetes Gewicht G_A eines Runs, das Beobachtungsdauer, optische Effizienz und alle anderen möglichen Faktoren automatisch berücksichtigt, ist die Anzahl der Gamma-artigen, hadronischen Untergrundereignisse N_{ug} innerhalb von $\psi_{\max} = 2.0^\circ$, d.h. $G_A = N_{\text{ug}}(< \psi_{\max})$. Da die als Gamma-artig rekonstruierten Ereignisse vom hadronischen Untergrund dominiert werden, besteht die einfachste Methode darin, wahre Gamma-Ereignisse zu vernachlässigen und die Anzahl aller Gamma-artigen Ereignisse N mit Offset kleiner als $\psi_{\max} = 2.0^\circ$ als Gewicht zu benutzen, also

$G_A \approx N(< \psi_{\max})$. In dieser Arbeit wird eine Erweiterung dieser Methode verwendet. Sie nutzt zusätzliche Information, die man bei der Erzeugung der individueller Karten für die einzelnen Runs gewonnen hat. Geht man davon aus, dass sich nicht mehr als eine sehr starke Punktquelle im FoV des Runs befindet, so kann man ihren Einfluss korrigieren, indem man ihren Beitrag subtrahiert. Dazu liest man den maximalen Wert des Excess $\max [N_{\text{exc}}(< \psi_{\max})]$ in der entsprechenden zum Run gehörenden individuellen Karte ab (vgl. Abschnitt 3.1.1), subtrahiert ihn von der Gesamtzahl der Ereignisse und erhält so eine sehr gute Abschätzung der Zahl hadronischer Untergrundereignisse⁸:

$$G_A = N_{\text{ug}}(< \psi_{\max}) \approx N(< \psi_{\max}) - \max [N_{\text{exc}}(< \psi_{\max})] \quad (3.9)$$

Nach Normierung und Gewichtung wird das Profil der Akzeptanz rotationssymmetrisch um die Beobachtungsrichtung des Runs mit einem maximalen Radius von $\psi_{\max} = 2.0^\circ$ in die Akzeptanzkarte eingetragen bzw. zu bereits vorhandener Akzeptanz anderer Runs dazu addiert. Eine absolute Normierung der Akzeptanz ist nicht notwendig, da für die Abschätzung des Untergrundes nur das Verhältnis der über den Raumwinkel integrierten Akzeptanzen in den On- und Off-Regionen relevant ist.

3.1.3 Ausschlussregionen und Sterne

Bekannte Quellen

Bei der Untergrundabschätzung (vgl. Abschnitt 3.1.2) müssen bekannte Quellen im Bereich der Off-Region berücksichtigt werden. Ebenso müssen bekannte Quellen bei den in den Unterkapitel 3.3 und 3.4 durchgeführten Studien berücksichtigt werden. Um jede bekannte Quelle definiert man daher eine Ausschlussregion, die so groß ist, dass sie im Wesentlichen alle Ereignisse, die von der Quelle stammen, einschließt⁹. Abbildung 3.6 zeigt eine Himmelskarte aller, für die in diesem Kapitel durchgeführten Analysen, verwendeten Ausschlussregionen. Sie werden zum einen durch bekannte Gamma-Quellen, aber auch durch helle Sterne (siehe unten) bestimmt.

Einfluss von Sternen auf Signifikanzwerte

Bei der Suche nach außergewöhnlichen Werten in den großen Signifikanzkarten ist aufgefallen, dass sich an Himmelspositionen heller Sterne oft stark negative Signifikanzwerte zeigen. Dieser Effekt scheint nur bei Verwendung der Standard-Konfiguration

⁸Alternativ kann man auch die Anzahl aller Ereignisse außerhalb der Ausschlussregionen (siehe unten) bestimmen und diese Zahl mit dem Verhältnis von gesamtem zu nicht-ausgeschlossenem Raumwinkel hochskalieren. Die hier verwendete Methode hat aber den Vorteil, dass sie auch bei großen Ausschlussbereichen zuverlässig funktioniert.

⁹Die in den in Unterkapitel 3.3 und 3.4 verwendeten Ausschlussregionen sind gegenüber denen bei der Untergrundabschätzung verwendeten, um den Radius θ der On-Region vergrößert worden, da sich der Einflussradius der Quelle durch die Integration über die On-Region um diesen Betrag erhöht.

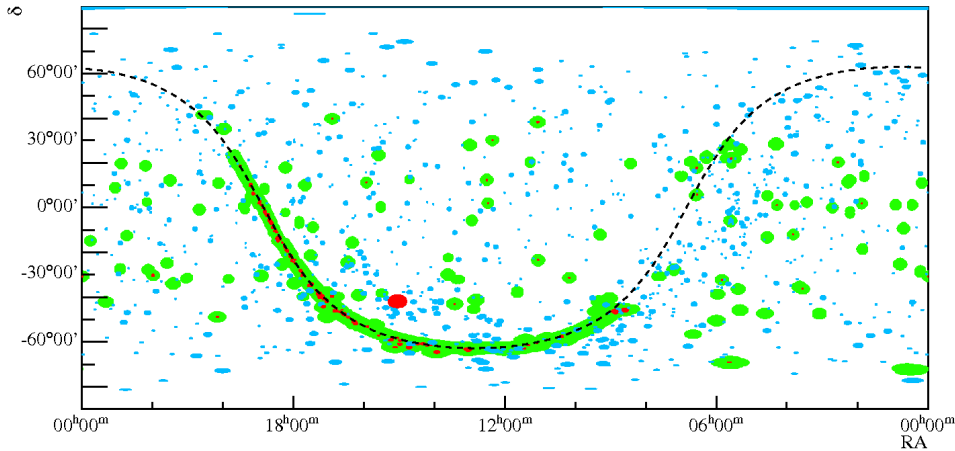


Abbildung 3.6: Von H.E.S.S. abgedeckte Bereiche (grün) und Ausschlussregionen definiert durch bekannte VHE Gamma-Quellen (rot) und Sterne (blau). Die große rote Ausschlussregion entspricht dem SN 1006 Bereich (vgl. Text).

aufzutreten. Abbildung 3.7 zeigt einige Beispiele, wobei jeweils Kartenausschnitte für die Standard- und Hard-Konfiguration abgebildet sind.

Um eine Verfälschung der Signifikanzwerte zu verhindern, werden neben den Ausschlussregionen um bekannte Gamma-Quellen, zusätzliche Ausschlussregionen um helle Sterne definiert. Um jeden Stern, mit scheinbarer Blau-Helligkeit¹⁰ heller als $m_B = 5.0$ mag, wird eine Ausschlussregion mit Radius 0.4° gelegt. Ist der Stern sogar heller als $m_B = 4.0$ mag, so wird der Radius auf 1.0° vergrößert. Der in Bild 3.7.(c) gezeigte Himmelsbereich um den Supernova-Überrest SN 1006 beinhaltet zwei sehr helle Sterne und weist in ihrer Nähe extreme Signifikanzwert zwischen -8σ und $+7\sigma$ auf. Aufgrund der hier vorhandenen systematischen Unsicherheit wird dieser Bereich vollständig (Radius 3.0°) von allen weiteren Analysen ausgeschlossen.

Galaktischer Himmelsbereich

In den Unterkapiteln 3.3 und 3.4 werden Studien extragalaktischer Objekte beschrieben. Um eine Verwechslungen mit galaktischen Quellen auszuschließen, wird der Himmelsbereich der galaktischen Ebene bei diesen Analysen nicht miteinbezogen. Der galaktische Himmelsbereich ist hier definiert als der Bereich, der innerhalb der galaktischen Länge $l = \pm 120^\circ$ und gleichzeitig innerhalb der galaktischen Breite $b = \pm 5^\circ$ liegt. Der nicht-galaktische Himmelsbereich wird als extragalaktisch be-

¹⁰Die scheinbare Helligkeit von Sternen wird in Einheiten der Größenklasse oder Magnitude (mag) gemessen. Diese ist proportional zum negativen Logarithmus des auf der Erde eintreffenden Strahlungsstroms des Sterns. Je kleiner die Größenklasse, umso heller der Stern. Bei der Angabe der Helligkeit gibt man auch den Spektralbereich an, auf den sich die Angabe bezieht.

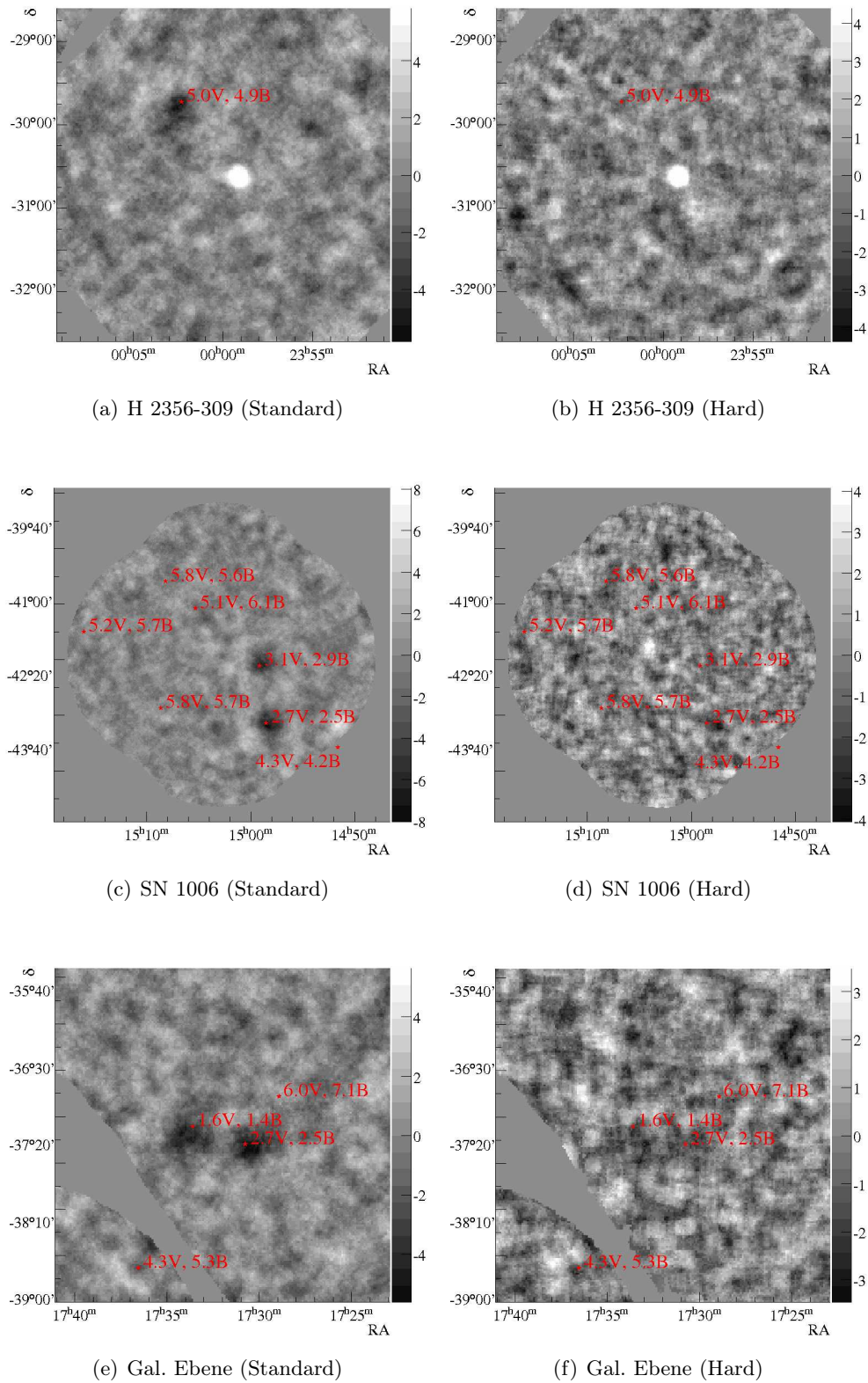


Abbildung 3.7: *Effekt von Sternen in Signifikanzkarten (die Grautöne entsprechen Signifikanzwerten in Einheiten der Standardabweichung) am Beispiel der Himmelsregionen um die aktive Galaxie H 2356-309 (mit mehr als 12σ detektiert) und den Supernova-Überrests SN 1006 sowie eines Bereich in der galaktischen Ebene. Die Kartenausschnitte sind sowohl für die Standard- als auch für die Hard-Konfiguration abgebildet. Die Positionen heller Sterne sind zusammen mit ihren scheinbaren Visuellen- (V) und Blau-Helligkeiten (B) in Magnituden überlagert.*

zeichnet.

3.1.4 Fluss- und Sensitivitätskarten

Der integrale Teilchenfluss Φ_{E_+} oberhalb einer Energie E_+ einer VHE Gamma-Quelle ist definiert als die Zahl der VHE Gamma-Quanten, die oberhalb der Erdatmosphäre pro Zeiteinheit auf einer Einheitsfläche eintreffen und eine Energie größer als E_+ haben. Im Folgenden wird beschrieben, wie sich der Fluss aus dem gemessenen VHE Gamma-Excess bestimmen lässt, sich obere Flussgrenzen angeben und Sensitivitäten berechnen lassen.

Fluss

Der Fluss lässt sich bestimmen aus dem Verhältnis von Excess-Ereignissen und den, für eine Referenzquelle mit definiertem Fluss, innerhalb einer On-Region erwarteten Ereignissen. Da die effektive Fläche des H.E.S.S.-Experiments (vgl. Abschnitt 2.2.3) energieabhängig ist, hängt die Anzahl der von einer Quelle erwarteten, detektierten Gamma-Quanten vom Spektrum der Quelle ab. Letzteres lässt sich im Allgemeinen gut durch ein Potenzgesetz beschreiben (Abschnitt 1.2)¹¹.

Für eine Referenz-Gamma-Quelle mit Potenz-Spektrum

$$\Phi^{\text{ref}}(E) = I_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (3.10)$$

ist der wie oben definierte integrale Fluss oberhalb einer Energie E_+ gegeben durch:

$$\Phi_{E_+}^{\text{ref}} = I_0 \int_{E_+}^{\infty} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} dE \quad (3.11)$$

Photonindex Γ und Flussnorm I_0 legen das Referenzspektrum fest. Die Energieskala E_0 für die Flussnorm wird auf $E_0 = 1$ TeV festgesetzt.

Die Zahl der von einer Referenz-Gamma-Quelle innerhalb der On-Region erwarteten (Excess) Gamma-Ereignisse N^{ref} ergibt sich dann aus dem über die Beobachtungszeit t und die Energie E integrierten Produkt aus der in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen effektiven Fläche F_{eff} und dem Energiespektrum:

$$N^{\text{ref}} = I_0 \int_{t_{\text{Start}}}^{t_{\text{Ende}}} \int_0^{\infty} F_{\text{eff}}(E/\mu, Z, \psi) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} dE dt \quad (3.12)$$

¹¹Das Potenzgesetz setzt sich nicht beliebig zu niedrigen oder hohen Energien hin fort. Dies spielt hier aber keine Rolle, da bei niedrigen Energien die effektive Detektionsfläche von H.E.S.S. zu Null wird und bei höheren Energien der Fluss vernachlässigbar klein ist.

Die effektive Fläche hängt ab von der Energie E des Photons, dem Zenitwinkel Z der Beobachtung und dem Offset ψ innerhalb des FoV. Der Faktor $1/\mu$ im Argument von F_{eff} berücksichtigt die Zeitabhängigkeit der effektiven Flächen, die bedingt ist durch eine zeitliche Abnahme der optischen Effizienz des Systems. Die in Simulationen bestimmten Werte der effektiven Flächen F_{eff} beziehen sich auf einen festen Zeitpunkt, d.h. auf eine feste optische Effizienz des Systems. Innerhalb eines gewissen Rahmens kann man aber auf den tatsächlichen Wert der effektiven Fläche zum Zeitpunkt der Beobachtung schließen. Bei verringerter optischer Effizienz des H.E.S.S.-Systems erzeugt ein VHE Gamma-Quant der Energie E ein Schauerbild der Größe, die bei voller optischer Effizienz der Größe des Schauerbildes eines Photons geringerer Energie E/μ entspricht. Da die effektive Fläche von der Bildgröße bestimmt wird, ist die tatsächliche effektive Fläche zum Beobachtungszeitpunkt für ein VHE Gamma-Quant der Energie E gegeben durch $F_{\text{eff}}(E/\mu)$. Die Myonkorrektur μ liegt in der Größenordnung von einigen 10%¹².

Das Verhältnis R von Excess N_{exc} zu erwarteten Ereignissen N^{ref}

$$R = \frac{N_{\text{exc}}}{N^{\text{ref}}} \quad (3.13)$$

bestimmt dann für alle Quellen, die den gleichen Photonindex Γ wie die Referenzquelle haben, den Wert des integralen Flusses Φ_{E_+} :

$$\Phi_{E_+} = R \Phi_{E_+}^{\text{ref}}. \quad (3.14)$$

Kennt man also den Photonindex einer Quelle, deren Spektrum einem Potenzgesetz folgt, so kann man ihren integralen Fluss oberhalb einer Energie E_+ berechnen. Aber nicht immer ist der Photonindex bekannt - insbesondere dann nicht, wenn die Quelle zu schwach ist, um den Verlauf des Spektrums zu bestimmen. Der Photonindex kann dann nicht aus Messdaten abgeleitet werden, so dass sein Wert auf Grundlage theoretischer Vorhersagen oder anderer plausibler Überlegungen angenommen werden muss. Für die Produktion von Flusskarten, die sich vor allem über quellfreie Bereiche erstrecken, werden in dieser Arbeit Photonindices $\Gamma = 2.5, 3.0$ und 3.5 angenommen. Weicht der tatsächliche Photonindex der Quelle vom angenommenen Photonindex ab, so gilt dies auch für den errechneten Flusswert. Die Abhängigkeit des Flusswerte vom Index wird weiter unten diskutiert.

Oberer Flussgrenzen

In vielen Fällen ist eine potentielle VHE Gamma-Quelle nicht experimentell nachweisbar. Genau wie die erfolgreiche Detektion einer Quelle, kann dies eine wichtige

¹²In dieser Arbeit werden ausschließlich simulierte optische Effizienzen der Konfigurationen *std_south_1b*, *std_north_1b*, *hard_south_1b* und *hard_north_1b* für vier und die entsprechenden Varianten für drei Teleskope benutzt. Die Myonkorrektur μ ist nicht immer größer Eins, sondern nimmt für Runs, die vor dem simulierten Zeitpunkt aufgezeichnet wurden Werte kleiner als Eins an.

Aussage sein, wenn es gelingt, die Nicht-Detektion zu quantifizieren, d.h. eine obere Grenze für den Fluss der Quelle anzugeben. Nach Gleichung 3.14 ist dies äquivalent zur Bestimmung einer oberen Grenze für den Excess N_{exc} . Der Wert dieser oberen Schranke, d.h. die Größe des Vertrauensintervalls, hängt vom gewählten Vertrauensniveau ab, welches angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die obere Grenze vom wahren Wert nicht überschritten wird. Der Methode von Feldman und Cousins (1998) folgend wird die obere Grenze des Excess $N_{\text{exc}}^{\text{OG}}$ hier aus der Zahl der On-Ereignisse N_{on} und Off-Ereignisse N_{off} , sowie aus dem Wert des Normierungsfaktors α bestimmt. Im Falle sehr niedriger Statistik, bei weniger als 10 On- oder 70 Off-Ereignissen, wird zur Bestimmung der oberen Grenze die von Rolke et al. (2005) beschriebene Methode benutzt, die auch die statistische Unsicherheit in der Anzahl der Off-Ereignisse berücksichtigt. Alle oberen Flussgrenzen werden für ein Vertrauensniveau von 99.9% bestimmt. Systematische Fehler werden hier nicht berücksichtigt. Diese werden von Aharonian et al. (2006a) zu etwa 20% abgeschätzt. Ein Beispiel für Karte oberer Flussgrenzen ist in Abbildung 3.8 gezeigt.

Sensitivität

Die Sensitivität ist ein Maß für die Detektionsempfindlichkeit eines physikalischen Experiments. Im Falle des H.E.S.S.-Experiments sind mehrere Definition denkbar. Im Folgenden ist die Sensitivität $\Sigma_{\text{E}+}^{6\sigma}$ als derjenige Flusswert definiert, der notwendig ist, um ein VHE Gamma-Signal mit einer Signifikanz von mindestens $S_{\text{min}} = 6\sigma$ hervorzurufen¹³.

Zur Berechnung von $\Sigma_{\text{E}+}^{6\sigma}$ wird für jede Himmelsposition mit gegebenem α und N_{off} zunächst nach Gleichung 3.7 der Wert $N_{\text{on}}^{6\sigma}$ bestimmt, für den $S \geq 6\sigma$ ist. Mit Gleichung 3.6 erhält man den entsprechenden Excess $N_{\text{exc}}^{6\sigma}$ und mit den Gleichungen 3.13 und 3.14 schließlich $\Sigma_{\text{E}+}^{6\sigma}$.

Karten der erwarteten Ereignisse (Exposure)

Zur Erzeugung der Fluss- und Sensitivitätskarten wird eine Karte für die Zahl der von einer Referenzquelle erwarteten VHE-Gamma Photonen N^{ref} benötigt (Gleichung 3.13). Die Zahl der erwarteten VHE-Gamma Photonen wird im Folgenden auch als Exposure bezeichnet. Sie ist ein Maß für die effektive Beobachtungsdauer einer Position am Himmel.

Die Anzahl der an einer Position im FoV eines Run erwarteten Gamma-Quanten ist, wie der Wert der entsprechenden effektiven Fläche, rotationssymmetrisch um die Beobachtungsrichtung (vgl. Abschnitt 2.2.3). Für eine Referenzquelle mit angenommenem Photonindex Γ und Norm $I_0 = 1 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ wird N^{ref} bei verschiedenem Offsets ψ gemäß Gleichung 3.12, unter Berücksichtigung des Zenitwinkels, bestimmt. Dazwischen wird linear interpoliert, um ein radiales Profil der erwarteten Gamma-Quanten zu erhalten. Dieses wird dann, wie bei den Akzeptanzkarten,

¹³Die Wahl von $S_{\text{min}} = 6\sigma$ ist willkürlich. Diese spezielle Wahl wird durch die Analyse in Abschnitt 3.4.2 motiviert.

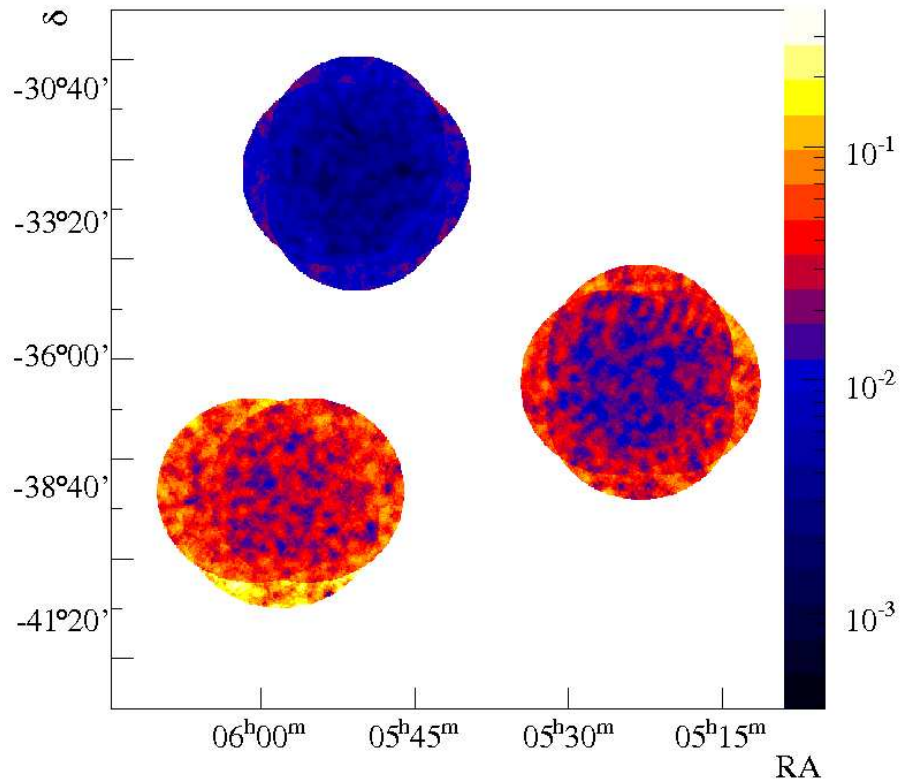


Abbildung 3.8: Ausschnitt aus der Karte oberer Flussgrenzen (Standard-Konfiguration, $\Gamma = 3.0$) mit drei von H.E.S.S. beobachteten Bereichen. Der gezeigte Ausschnitt umfasst etwa 12° in beiden Richtungen. Die Farbskala entspricht der oberen Flussgrenzen in Einheiten des Flusses des Krebsnebels. Die drei Bereiche unterscheiden sich in der Dauer ihrer Beobachtung, was sich im Wert der erreichten Flussgrenzen widerspiegelt.

rotationssymmetrisch um die Beobachtungsrichtung des jeweiligen Runs additiv in eine Karte der erwarteten Ereignisse eingetragen. Allerdings werden hier nur Werte berücksichtigt, die innerhalb von $(\psi_{\max} - 0.15^\circ)$ zur Beobachtungsrichtung liegen. Der Grund dafür wird im Folgenden erläutert:

Durch den $\psi_{\max} = 2.0^\circ$ -Schnitt (vgl. Abschnitt 3.1.2) wird bestimmt, bis zu welchem maximalen Offset rekonstruierte Ereignisse in die Analyse miteinbezogen werden. Für Positionen, die im Randbereich, also in der Nähe von $\psi_{\max} = 2.0^\circ$, eines der Runs liegen, kann die Anzahl der On-Ereignissen aus diesem Runs nicht vollständig bestimmt werden, da ein Teil der On-Region jenseits von ψ_{\max} liegt. Für die Berechnung der Signifikanz spielt dies keine Rolle, da durch den Normierungsfaktor

α die Unvollständigkeit der On-Region berücksichtigt wird. Auch der Excess wird korrekt berechnet, bezieht sich jedoch nur noch auf den Teil der On-Region, der innerhalb von ψ_{\max} liegt. Das Verhältnis R von Excess zu innerhalb einer vollständigen On-Region erwarteten Gamma-Quanten wird aber zu klein bestimmt. Gleiches gilt für alle Flussgrößen und Sensitivitäten. Um fälschlicherweise zu niedrig bestimmte obere Flussgrenzen und zu gute Sensitivitäten zu verhindern wird bei der Erzeugung der Karte erwarteter Gamma-Quanten ein um 0.15° verschärfter ψ_{\max} -Schnitt verwendet. Diese Verschärfung bewirkt eine unterschätzte Exposure im Randbereich des genutzten FoV des jeweiligen Runs. Für jede verwendete Konfiguration ist dieser Bereich breiter als der Radius der On-Region. Hier werden obere Flussgrenzen und Sensitivitäten konservativ (zu hoch) bestimmt. Gleiches gilt auch für die tatsächlichen Flusswerte, die aber in dieser Arbeit nie zu Analyse Zwecken verwendet werden.

Indexabhängigkeit von Flussgrößen

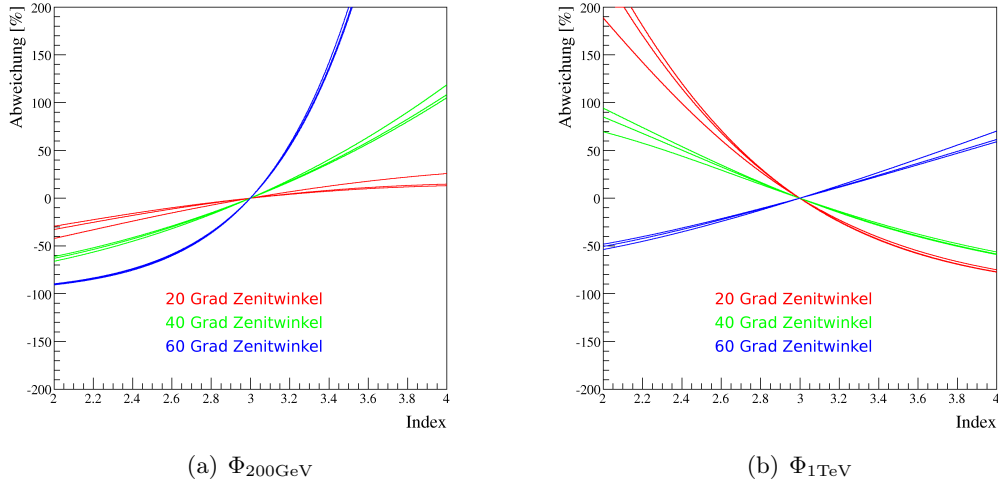


Abbildung 3.9: Abweichung der errechneten integralen Flusswerte Φ_{E_+} oberhalb von (a) $E_+ = 200 \text{ GeV}$ und (b) $E_+ = 1 \text{ TeV}$ für einen von $\Gamma = 3.0$ abweichenden Photonindex. Kurven gleicher Farbe entsprechen verschiedenen Offsets bei gleichem Zenitwinkel. Zur Bestimmung der Kurven wurde ein fester Wert für den Excess angenommen und dann der Fluss Φ_{E_+} gemäß Gleichungen 3.14 für die verschiedenen Indices Γ berechnet.

Abbildung 3.9 veranschaulicht die Abweichung der berechneten Flusswerte für verschiedene Photonindices von demjenigen Flusswert, der für $\Gamma = 3.0$ erhalten wurde. Als Energiegrenze wurden $E_+ = 200 \text{ GeV}$ und $E_+ = 1 \text{ TeV}$ gewählt. In Abhängigkeit vom Zenitwinkel, bei dem die Beobachtung stattfand, zeigt sich eine teils starke

Indexabhängigkeit der bestimmten Flusswerte. Dies liegt daran, dass die Energieschwelle E_{th} des Experiments mit dem Zenitwinkel zusammenhängt. In der Standard-Konfiguration beträgt E_{th} bei einem Zenitwinkel von 20° etwa 280 GeV, bei einem Zenitwinkel von 40° etwa 520 GeV und bei einem Zenitwinkel von 60° etwa 1.8 TeV¹⁴. Die Indexabhängigkeit wird umso stärker je größer der Unterschied zwischen E_+ und der durch die Beobachtungssituation festgelegten, tatsächlichen Energieschwelle E_{th} des Experiments ist.

Am Beispiel der Kurven für einen Zenitwinkel von 20° in Abbildung 3.9 ist dies gut zu erkennen: Wählt man $E_+ = 200$ GeV in der Nähe der Energieschwelle E_{th} so ist die Abweichung viel geringer als beim weiter entfernten Wert $E_+ = 1$ TeV.

Der große Einfluss des Wertes der tatsächliche Energieschwelle E_{th} liegt an ihrem impliziten Auftreten bei der Bestimmung der erwarteten Ereignisse in Gleichung 3.12, wo F_{eff} für Energien deutlich unterhalb E_{th} verschwindet. Für jede Beobachtung lässt sich ein idealer Wert E_+ in der Nähe von E_{th} finden, so dass sich die Flusswerte bei kleinen Variationen des Photonindices nicht ändern. Da in dieser Arbeit Beobachtungen bei unterschiedlichsten Zenitwinkeln zusammengeführt werden, wird $E_+ = 1$ TeV als ein mittlerer Wert gewählt. Um der starken Indexabhängigkeit zu begegnen werden alle Flusskarten für die drei verschiedene Photonindices, $\Gamma = 2.5$, 3.0 und 3.5, bestimmt. Die hier angestellten Betrachtungen gelten gleichermaßen für die oberen Flussgrenzen und die Sensitivität.

3.1.5 Validierung der Flusskarten

Die oben beschriebene Flusskartenmethode stellt neben dem etablierten H.E.S.S.-Analyseverfahren für einzelne Himmelspositionen eine weitere unabhängige Möglichkeit zur Bestimmung von VHE Gamma-Flüssen von Punktquellen dar. Im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen werden nie tatsächliche Flusswerte, sondern immer nur obere Flussgrenzen auf mögliche, schwache Quellen verwendet. Es ist dennoch sinnvoll, die oben beschriebene Methode anhand einer tatsächlichen Flussbestimmung für eine starke Quelle zu testen. Statistische Unsicherheiten spielen dann wegen des starken VHE Gamma-Signals nur eine untergeordnete Rolle, so dass mögliche systematische Fehler der Methode sichtbar werden.

Zunächst wird für eine starke Quelle, den Krebsnebel, demonstriert, dass der Wert der Flusskarten sehr gut mit dem einer früheren, unabhängigen Analyse übereinstimmt. Danach wird die Konsistenz oberer Grenzen für den Fluss - innerhalb statistischer Schwankungen - anhand des Vergleichs mit einer früheren Analyse oberer Flussgrenzen aktiver Galaxienkerne gezeigt.

Fluss des Krebsnebel

Der Krebsnebel M1 ist der Überrest einer Supernovaexplosion, die sich vor etwa 1000 Jahren in einer Entfernung von 2000 pc ereignete. Im Innern des Überrests

¹⁴Safe Threshold

liegt der Krebs-Pulsar, ein mit einer Periode von 33 ms schnell rotierender Neutronenstern. Die Rotation des Pulsars treibt einen Wind relativistischer Elektronen und Positronen nach außen, in das umgebende Medium. VHE Gamma-Quanten können hier vor allem durch inverse Compton-Prozesse entstehen, wenn die hochenergetischen Teilchen sowohl an niederenergetischen Photonen als auch an selbst erzeugten Synchrotronphotonen streuen. Seit der Krebsnebel 1989 das erste Mal im VHE Gamma-Bereich detektiert wurde (Weekes et al., 1989) gilt er als Standardquelle der VHE Gamma-Astronomie. Eine gepulste Variation des Flusses im VHE Gamma-Bereich konnte kürzlich durch das MAGIC Experiment bei einer sehr niedrigen Energieschwelle nachgewiesen werden (Teshima, 2008). Auf den hier betrachteten, längeren Zeitskalen in der Größenordnung einiger Stunden, kann der Fluss des Krebsnebels aber als konstant betrachtet werden. Für das H.E.S.S.-Experiment erscheint der Krebsnebel als Punktquelle. Diese Eigenschaft, zusammen mit der konstanten VHE Gamma-Emission, machen ihm zum idealen Prüfstein für die Flusskarten. In einer unabhängigen, früheren H.E.S.S.-Analyse haben Aharonian et al.

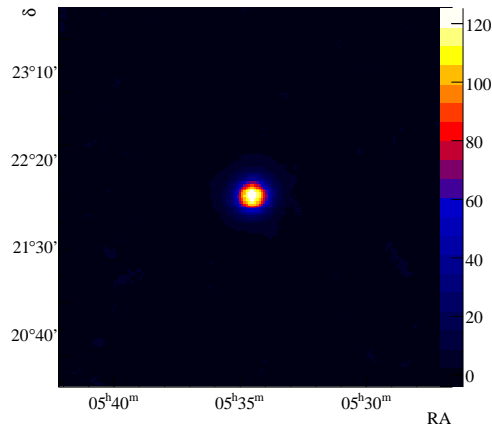


Abbildung 3.10: *Signifikanzkarte des Krebsnebel. Er ist für H.E.S.S. eine Punktquelle.*

(2006a) den Photonindex Γ und den VHE Gamma-Fluss des Krebsnebels bestimmt. Unter der Annahme, dass das Spektrum einem reinen Potenzgesetz folgt, finden sie bei Verwendung der Standard-Konfiguration einen Photonindex von $\Gamma = 2.63 \pm 0.01$. Um die Flusswerte wirklich vergleichen zu können werden extra Flusskarten für die Krebsregion mit einem angenommenen Photonindex $\Gamma = 2.63$ erstellt. Dabei wird ebenfalls die Standard-Konfiguration verwendet. Der zu Grunde liegende Datensatz umfasst etwa 20 Stunden Beobachtungszeit (44 Runs). Es werden nur solche Runs benutzt, deren Beobachtungsrichtung weniger als 1.5° von der Position des Krebsnebels entfernt ist. Dadurch wird eine mögliche Verfälschungen des Flusses zu größeren Werten, durch die unterschätzte Exposure im Randbereich der Runs, verhindert. Der Vergleich der Werte mit statistischen Fehlern ist in Tabelle 3.1 zu sehen:

	A	B
	$\Phi_{1\text{TeV}}$ [cm ⁻² s ⁻¹]	$\Phi_{1\text{TeV}}$ [cm ⁻² s ⁻¹]
Standard	$(2.19 \pm 0.06) \times 10^{-11}$	$(2.11 \pm 0.03) \times 10^{-11}$
Hard	$(2.20 \pm 0.10) \times 10^{-11}$	-

Tabelle 3.1: Fluss des Krebsnebels $\Phi_{1\text{TeV}}$ oberhalb von 1 TeV für einen angenommenen Photonindex $\Gamma = 2.63$ in den Flusskarten (Spalte A) im Vergleich mit einer früheren H.E.S.S.-Analyse (Aharonian et al., 2006a) (Spalte B). Die Fehlerangaben entsprechen den statistischen Wahrscheinlichkeiten einer Standardabweichung.

Die Werte beider Analysen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Die Abweichung ist kleiner als 4%.

Im Folgenden werden Flussgrößen und Sensitivitäten oft in Einheiten des Krebsflusses angegeben. In diesen Fällen ist dann immer der Wert $2.19 \times 10^{-11}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ gemeint.

Flussgrenzen für aktive Galaxienkerne

Zur Validierung der oberen Flussgrenzen werden die Werte aus den Karten mit den Ergebnissen einer früheren H.E.S.S.-Analyse von aktiven Galaxienkernen (AGN) (Aharonian et al., 2008) verglichen. Wegen ihrer großen Entfernung sind diese möglichen, extragalaktischen Quellen punktförmig. Tabelle 3.2 zeigt die Ergebnisse beider Analysen im Vergleich. Details zur Anzahl der On- und Off-Ereignisse, des Normierungsfaktors α und Excess-Werte für verschiedene Vertrauensniveaus werden in Tabelle A.1 gegeben.

Das allenfalls marginal vorhandene VHE Gamma-Signal führt zu einem sehr schlechten Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Der Wert des Excess, und somit das bestimmte Flusslimit, wird stark von statistischen Schwankungen beeinflusst. Es muss berücksichtigt werden, dass die in den Analysen A und B verwendeten Modelle zur Abschätzung des Untergrundes nicht identisch sind. Angesichts der hohen Empfindlichkeit der oberen Flussgrenze auf einzelne Ereignisse, stimmen die in dieser Arbeit abgeleiteten Flussgrenzen mit denen von (Aharonian et al., 2008) innerhalb zu erwartender, statistischer Schwankungen überein.

AGN Name	T_{obs} [h]	E_+ [GeV]	A	B	Abweichung %
			OG Φ_{E_+} [$10^{-12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]		
BWE 0210+116	5.6	530	< 0.82 (< 0.64)	< 0.72	14
1ES 0323+022	10.0	300	< 1.70 (< 1.70)	< 2.52	-33
PKS 0521-365	3.1	310	< 4.49 (< 4.49)	< 5.40	-17
3C 273	20.8	300	< 1.64 (< 1.50)	< 1.77	-7
3C 279	2.0	300	< 4.11 (< 3.93)	< 3.98	3
HS 2250+1926	17.3	590	< 0.65 (< 0.61)	< 0.45	+44
PKS 0558-504	8.8	310	< 1.45 (< 2.52)	< 2.38	-39

Tabelle 3.2: Obere Grenzen bei 99.9 % Vertrauensniveau (OG) für den Fluss Φ_{E_+} oberhalb von E_+ einiger AGN in den Flusskarten (Spalte A) im Vergleich mit einer früheren H.E.S.S.-Analyse (Aharonian et al., 2008) (Spalte B). Die AGN wurden so ausgewählt, dass die in beiden Analysen verwendeten Datensätze über ungefähr gleich viel Beobachtungszeit verfügen. Die Tabelle enthält Ergebnisse für die Standard-Konfiguration. In Klammern sind zusätzlich Ergebnisse für die Hard-Konfiguration angegeben.

3.2 UHE Teilchenbeschleunigung und VHE Gamma-Signatur

Dieses Unterkapitel beschreibt in Abschnitt 3.2.1 Grundlagen der Beschleunigung und Ausbreitung ultra-hochenergetischer kosmischer Strahlung. Abschnitt 3.2.2 diskutiert die Detektierbarkeit eines nicht näher spezifizierten UHE Beschleunigers im VHE Gamma-Bereich. In Abschnitt 3.2.3 wird auf die Rolle naher AGN als mögliche Quellen der UHE kosmischen Strahlung eingegangen.

3.2.1 UHE kosmische Strahlung und GZK-Effekt

Unter ultra-hochenergetischer kosmischer Strahlung versteht man kosmische Strahlung mit Energien oberhalb von $\sim 5 \times 10^{19}$ eV. Wie in Abschnitt 1.1 bereits erläutert, geht man bei diesen hohen Energien von einem extragalaktischen Ursprung aus. Unabhängig vom Quelltyp lassen sich allgemein gültige Anforderungen an einen UHE Teilchenbeschleuniger formulieren:

Anforderung an UHE Teilchenbeschleuniger

Als kosmische Teilchenbeschleuniger kommen vor allem Schockfronten in magnetisierten, astrophysikalischen Plasmen in Frage (Achterberg, 2000 und 2001). Die so maximal erreichbare Energie wächst linear mit der Ausdehnung der Quelle und der Stärke des dort herrschenden Magnetfeldes. Der Grund dafür ist, dass die Ma-

gnetfelder stark genug sein müssen, um das hochenergetische Teilchen während des Beschleunigungsvorgangs im Quellbereich zu halten. Unabhängig vom Quelltyp gilt, dass die maximale durch schrittweise Beschleunigungsprozesse in astrophysikalischen Schocks erreichbare Energie nicht größer als

$$E_{\max} = ZeBR\beta c, \quad (3.15)$$

sein kann (Hillas, 1984). Hier ist Z die Kernladungszahl des beschleunigten Teilchens, e die Elementarladung, B die Stärke des Magnetfeldes und R die Ausdehnung des Beschleunigers. Dabei wird angenommen, dass der Schock sich mit dem Bruchteil β der Vakuumlichtgeschwindigkeit c bewegt und dass seine Lebensdauer länger ist als die zur Beschleunigung erforderliche Zeit. Abbildung 3.11 zeigt den Zusammenhang zwischen Ausdehnung des Beschleunigers und Magnetfeldstärke, die mindestens notwendig ist, um Teilchen auf Energien von 10^{20} eV zu beschleunigen. Ebenso sind mögliche Quelltypen eingezeichnet (Nagano und Watson, 2000). Die Frage nach mög-

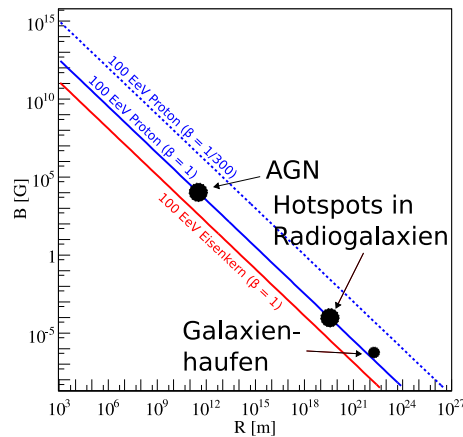


Abbildung 3.11: Zusammenhang zwischen Ausdehnung R und mindestens notwendiger Magnetfeldstärke B zur Beschleunigung von Protonen (blau) und Eisenkernen (rot) zu Energien von $100 \text{ EeV} = 10^{20} \text{ eV}$ nach Hillas (1984).

lichen Orten der Teilchenbeschleunigung ist eng verknüpft mit der Ausbreitung der beschleunigten Teilchen. Durch den im nächsten Absatz besprochenen GZK-Effekt werden UHE Teilchen in ihrer Reichweite stark eingeschränkt.

GZK-Effekt

Bei Energien oberhalb von etwa 10^{19} eV können Teilchen wegen ihrer Wechselwirkung mit den Photonen der 3K-Hintergrundstrahlung nur eine sehr geringe Strecke ohne wesentlichen Energieverlust zurücklegen. Dieser von Greisen (1966), Zatsepin und Kuz'min (1966) vorhergesagte Effekt heißt GZK-Effekt. Die physikalischen Grundlagen (Experimentelle Labormessungen und Spezielle Relativitätstheorie), auf der

diese Vorhersage beruht, gelten als gesichert. Der GZK-Radius für ein Proton der Energie 5×10^{19} eV liegt bei etwa 100 Mpc. Diese Strecke ist zwar, verglichen mit der Größe unsere Galaxie (Durchmesser der sichtbaren Scheibe ~ 30 kpc), immer noch groß, aber dennoch in astrophysikalischen Maßstäben klein. Falls die Quellen der UHE kosmischen Strahlung wirklich extragalaktischer Natur sind, d.h. sich nicht in unserer nächsten Nähe befinden, muss der GZK-Effekt einen charakteristischen Abbruch des Spektrums der kosmischen Strahlung bei den allerhöchsten Energien hervorrufen. Wegen der sehr geringen Teilchenflüsse in diesem Energiebereich ist die Bestimmung des Spektrums und eine mögliche Detektion des Abbruchs schwierig und starken statistischen Unsicherheiten unterworfen. Die Frage, ob der GZK-Effekt in den Beobachtungsdaten zu sehen ist, war lange Zeit aufgrund von Daten des AGASA-Experiments umstritten (Takeda et al., 1998). Aktuelle experimentelle Ergebnisse der Experimente AUGER (Pierre-Auger Kollaboration, 2007) und HiRes (Abbasi et al., 2008) zeigen starke Anzeichen für den tatsächlichen Nachweis des GZK-Effekts bei etwa 6×10^{19} eV.

Ankunftsrichtung und Quellen

Die Tatsache, dass tatsächlich Teilchen mit Energien auch deutlich oberhalb von 10^{20} eV beobachtet wurden (Bird et al., 1993), bedeutet, dass die Quellen von UHE kosmischer Strahlung trotz ihrer extragalaktischen Natur nicht allzu weit von uns entfernt sein können. Zu den möglichen Quellen innerhalb des GZK-Radius gehören aktive galaktische Kerne und auch Gammastrahlungsausbrüche, sogenannte Gamma Ray Bursts (Sigl (2001), Pelletier und Kersalé (2000)). Außerdem werden Schockfronten in Galaxienhaufen als mögliche Beschleunigungsorte diskutiert (Siemieniuc-Oziębło und Ostrowski, 2000). Weder Gammastrahlungsausbrüche (Albert et al., 2007), noch Galaxienhaufen wurden bisher im VHE Gamma-Bereich detektiert.

Die Verteilung der Quellen am Himmel ist nicht isotrop und folgt vermutlich der Materieverteilung in unserem näheren extragalaktischen Umfeld. Da die Ablenkung der Teilchen durch Magnetfelder innerhalb oder außerhalb der Milchstraße im UHE Bereich nur sehr klein ist, können die UHE Teilchen ähnlich wie Photonen auf ihre Quellen am Himmel zurückweisen. Die Ankunftsrichtungen der UHE Teilchen sollten daher nicht isotrop, sondern mit der Verteilung ihrer Quellen korreliert sein. Auf experimentelle Untersuchungen dieser Korrelation wird weiter unten in Abschnitt 3.2.3 im Zusammenhang mit nahen AGN als mögliche UHE Beschleuniger näher eingegangen. Zuvor soll im nächsten Abschnitt 3.2.2 die zu erwartende VHE Gamma-Signatur kosmischer Teilchenbeschleuniger diskutiert werden.

3.2.2 VHE Gamma-Signatur von UHE Teilchenbeschleunigern

VHE Gamma-Strahlung kann direkt am Ort der Beschleunigung emittiert werden. Zumindest in zentralen Bereichen von AGN, wie auch vielen anderen denkbaren Beschleunigungsorten, herrschen aber starke Infrarot-Strahlungsfelder, die letztlich je nach Modell zu einer mehr oder weniger starken Absorption der VHE Gamma-

Strahlung führen (Mastichiadis und Protheroe, 1990). Angesichts der Vielzahl verschiedener Modelle und in Frage kommender Objektklassen zur UHE Teilchenbeschleunigung, soll im Folgenden die VHE Gamma Signatur eines UHE Beschleunigers unabhängig von den physikalischen Bedingungen im Beschleunigungsgebiet besprochen werden. Es wird dazu angenommen, dass ein nicht näher spezifizierter Prozess zur Beschleunigung von Protonen zu ultrahohen Energien führt und dass diese dann die Quellregion verlassen.

Im Wesentlichen gibt es in diesem Szenario zwei Prozesse, die zur Erzeugung von sekundärer VHE Gamma-Strahlung als Folge von UHE Teilchenbeschleunigung führen. Sie werden in Modellen von Ferrigno et al. (2005) und von Gabici und Aharonian (2007) beschrieben:

- Elektromagnetische Kaskade
- Synchrotron Emission

Im Folgenden wird eine kurze Zusammenfassung der genannten Referenzen gegeben:

In beiden Modellen verlieren die beschleunigten UHE Protonen Energie in Folge ihrer Wechselwirkung mit den Photonen γ_{3K} der Mikrowellenhintergrundstrahlung. Der hier zu Grunde liegende physikalische Prozess ist die Photo-Pion-Erzeugung¹⁵. Nimmt man für diesen Prozess eine Inelastizität von 20% an, entstehen Pionen π der Energie $E_\pi = 0.2 E_p$:

$$p + \gamma_{3K} \longrightarrow p + \pi^0 \quad (3.16)$$

$$p + \gamma_{3K} \longrightarrow n + \pi^+ \quad (3.17)$$

Durch den anschließenden Zerfall der Pionen entstehen sekundäre Gamma-Quanten γ mit Energie $E_\gamma \sim E_\pi/2 \sim 0.1 E_p$ und sekundäre Elektronen e ¹⁶:

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (3.18)$$

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \longrightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \quad (3.19)$$

Der weitere Verlauf der Situation hängt entscheidend vom intergalaktischen Magnetfeld B ab:

Schwaches Magnetfeld: $B \ll 10^{-12}$ G

Die sekundären Elektronen und Gamma-Quanten lösen eine elektromagnetische Kaskade aus. (Oberhalb $\sim 4 \times 10^{17}$ eV können UHE Teilchen bei der Wechselwirkung

¹⁵Diese Wechselwirkung ist auch für den GZK-Effekt verantwortlich

¹⁶p = Proton, n = Neutron, ν = Neutrino. Der Begriff Elektron schließt immer auch Positronen mit ein.

mit den Photonen der Mikrowellenhintergrundstrahlung auch Proton-Antiproton-Paare erzeugen, die dann wiederum Elektronen und Gamma-Quanten hervorrufen. Ihr Beitrag zur elektromagnetischen Kaskade ist aber nur für entfernte Quellen relevant.) Die für die Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade wichtigen Prozesse sind Inverse Compton-Streuung (ICS) der Elektronen und Elektron-Positron-Paarzeugung an den Photonen γ_b der Strahlungsfelder im Radio- bis UV-Bereich:

$$e + \gamma_b \longrightarrow e + \gamma \quad (3.20)$$

$$\gamma + \gamma_b \longrightarrow e^+ + e^- \quad (3.21)$$

Ereignet sich die Kaskade in einer magnetisierten Umgebung, so muss als relevanter Prozess zusätzlich auch die Synchrotronemission der Elektronen berücksichtigt werden. Für die hier betrachteten schwachen Feldstärken kann sie aber vernachlässigt werden. In numerischen Simulationen berechnen Ferrigno et al. (2005) die Photonspektren elektromagnetischer Kaskaden. Für das Spektrum der primären Protonen wurde hierbei ein Potenzgesetz $\sim E_p^{-2.6}$ angenommen. Bei schwachen Feldern B ist ein UHE Beschleuniger, der isotrop UHE Teilchen mit einer Leuchtkraft von $L = 2 \times 10^{43}$ erg/s oberhalb von 10^{19} eV emittiert, von Cherenkov-Teleskopsystemen wie H.E.S.S. als Punktquelle detektierbar (vgl. Abbildung 3.12). Oberhalb von 1 TeV beträgt der VHE Gamma-Fluss etwa 1% des Krebsflusses. Stärkere lokale Magnetfelder der Größenordnung 10^{-8} G um Quelle oder Erde, die auf eine Region der Größe 1 Mpc beschränkt sind, ändern das Ergebnis nicht merklich. Entweder haben sich noch fast keine sekundären Elektronen gebildet oder die Kaskade hat in den meisten Fällen ihr Endstadium bereits erreicht.

Gabici und Aharonian (2007) weisen darauf hin, dass für intergalaktische Magnetfelder der Größenordnung $B \sim 10^{-12}$ G eine Detektion der Beschleuniger nur noch schwer möglich ist. Zwar ist der Energieverlust durch Synchrotronemission immer noch klein, allerdings erscheint die VHE Gamma-Emission stark ausgedehnt. Diese Situation wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Mittleres Magnetfeld: $10^{-12} < B \ll 10^{-9}$ G

Genau wie im Fall des schwachen Magnetfeldes entsteht auch hier eine elektromagnetische Kaskade. Bei größeren Magnetfeldstärken von $B \sim 10^{-12}(E_\gamma^{\text{ICS}}/\text{TeV})$ G wird der Bahnradius der im Magnetfeld abgelenkten Elektronen, die ICS-Photonen der Energie E_γ^{ICS} erzeugen, kleiner und schließlich vergleichbar mit ihrer durch die ICS bestimmten charakteristischen Energieverlustlänge. Die VHE Gamma-Quanten emittierenden Elektronen werden daher effektiv abgelenkt und erhalten zufällige Bewegungsrichtungen. Die ICS-Strahlung wird isotrop emittiert und erscheint als ausgedehnter Halo emittierender Elektron-Positron-Paare. Die Größe des Halos wird vor allem bestimmt durch die Wegstrecke, die UHE Protonen und die Elektronen der ersten Generation zurücklegen. Diese Strecke liegt bei etwa 10 Mpc. Bei einer Quellentfernung von 100 Mpc ergibt sich so eine Winkelausdehnung der VHE Gamma-quelle von $\sim 10^\circ$. Dies ist deutlich größer als das FoV von H.E.S.S., so dass die Bestimmung

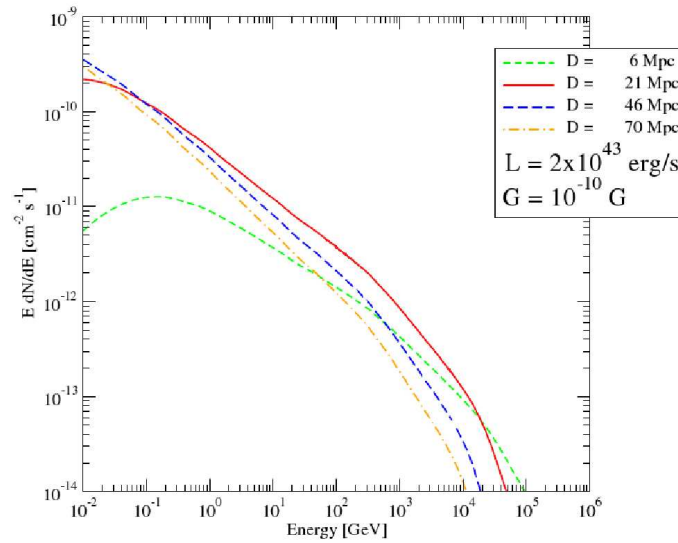


Abbildung 3.12: Photonenspektren als Folge elektromagnetischer Kaskaden für Quellen verschiedener Entfernungen. Die angenommene Leuchtkraft in Form von UHE Teilchen oberhalb von 10^{19} eV beträgt $L = 2 \times 10^{43}$ erg/s. Der Fluss einer Quelle in 6 Mpc Entfernung ist geringer als der Fluss weiter entfernter Quelle, da sich hier die Kaskade noch nicht vollständig entwickelt hat (Ferrigno et al., 2005).

des Untergrundes schwierig und durch die hier verwendete Methode nicht möglich ist¹⁷. Außerdem reduziert sich der pro beobachtetem Raumwinkel erzeugte VHE Gamma-Fluss drastisch. Die Detektion der UHE Beschleuniger ist in einem solchen Szenario nur schwer und im Rahmen einer Punktquellenanalyse unmöglich.

Starkes Magnetfeld: $B > 10^{-9}$ G

Im Fall eines starken Magnetfeldes wird die Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade schon in ihren ersten Schritten durch starke Synchrotronemission und damit verbundenem Energieverlust der ersten Elektronengenerationen unterdrückt. Elektronen der Energie E_e emittieren abhängig von der Stärke des Magnetfeldes B Synchrotronphotonen der Energie $E_{\gamma}^{\text{sync}} \approx 0.2 \times (B/\text{nG})(E/10^{20}\text{eV})^2$ TeV. Da alle Synchrotronphotonen innerhalb einer Wegstrecke, die vergleichbar mit der Wechselwirkungslänge der Protonen von etwa 10 Mpc ist, emittiert werden, ist die Stärke des Magnetfeldes nur in diesem Bereich wichtig. Berücksichtigt man die Ablenkung der Protonen¹⁸ im Magnetfeld B , so ergibt sich für die Ausdehnung der Emission bei

¹⁷Der Grund hierfür wird an anderer Stelle, in der Diskussion von Abschnitt 3.4, besprochen.

¹⁸Die Ablenkung der Elektronen, die Synchrotronphotonen der Energie 1 TeV emittieren ist vernachlässigbar

1 TeV in einer Entfernung D vom Beobachter:

$$\theta_{\text{obs}} \approx 0.8^\circ \times \left(\frac{10^{20} \text{eV}}{E_p} \right) \left(\frac{B}{\text{nG}} \right) \left(\frac{10 \text{Mpc}}{D} \right) \quad (3.22)$$

Nur oberhalb einer Energie des primären UHE Teilchens von $E_p \sim 10^{21}$ eV erscheinen auch nahe Quellen bei einer Magnetfeldstärke von 1 nG für H.E.S.S. punktförmig. Abbildung 3.13 zeigt die von Gabici und Aharonian (2007) berechneten Photonenpektren. Für das Spektrum der primären Protonen wurde ein Spektrum mit exponentiellem Abbruch $\sim E_p^{-2} \exp(-E_p/E_{\text{cut}})$ verwendet. Für $E_{\text{cut}} \approx 10^{21}$ eV liegt der VHE Gamma-Fluss in einem nur schwer detektierbaren Bereich. Bei Energien $E_{\text{cut}} \approx 5 \times 10^{21}$ eV liegt der erwartete Fluss oberhalb von 1% des Krebsflusses und ist praktisch detektierbar.

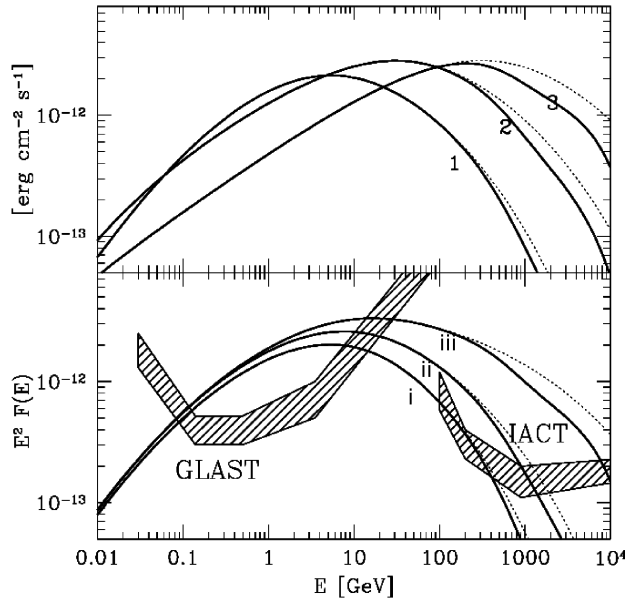


Abbildung 3.13: Absorbierte (durchgezogen) und intrinsische (gepunktet) Photonenpektren durch Synchrotronemission für eine 100 Mpc entfernte Quelle. Die angenommene Leuchtkraft in Form von UHE Teilchen oberhalb von 10^{19} eV beträgt $L = 2 \times 10^{44}$ erg/s. Oben: (1) $B = 0.5 \text{nG}$ (2) $B = 5 \text{nG}$ (3) $B = 50 \text{nG}$. Die maximale Energie der Protonen beträgt $E_p^{\text{max}} = 10^{21}$ eV Unten: (i) $E_{\text{cut}} = 5 \times 10^{20}$ eV (ii) $E_p^{\text{max}} = 1 \times 10^{21}$ eV (iii) $E_{\text{cut}} = 5 \times 10^{21}$ eV. Die Stärke B des Magnetfeldes beträgt $B = 1 \text{nG}$. Die schraffierten Bereiche geben Sensitivitätsbereiche für Cherenkov-Teleskope (IACT) und das kürzlich gestarteten Satellitenexperiment GLAST an (Gabici und Aharonian, 2007).

Detektierbarkeit

Da die Stärken der intergalaktischen Magnetfelder unbekannt sind (Vallée, 2004), ist es schwierig eines der in vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Szenarien a priori auszuschließen. Geht man davon aus, dass VHE Gamma-Quanten nur durch die oben beschriebenen Prozesse entstehen, ist im Fall eines mittleren Magnetfeldes im Bereich von $10^{-12} < B \ll 10^{-9}$ G eine Detektion des UHE Beschleunigers durch eine Suche nach Punktquellen ausgeschlossen. Die beiden anderen Szenarien bieten unter der Annahme eines, entweder sehr schwachen Magnetfeldes $B \ll 10^{-12}$ oder eines UHE Beschleunigers der Protonen auf Energien größer als $E_p \approx 5 \times 10^{21}$ eV beschleunigt, die Möglichkeit einer Detektion. Die erforderlichen Leuchtkräfte¹⁹ bezüglich der UHE Teilchen oberhalb von 10^{19} eV liegen dabei im Bereich von $L = (10^{43}$ bis $10^{44})$ erg s⁻¹.

Unabhängig von den oben beschriebenen Szenarien ist anzunehmen, dass kosmische Beschleuniger, die Teilchen auf ultra-hohe Energien beschleunigen können, auch bei niedrigeren Energien im Bereich von etwa $\sim 10^{15}$ eV effiziente Beschleuniger sind. Schon bei diesen Energien kann, durch die in Abschnitt 1.2 erwähnten Prozesse, VHE Gamma-Strahlung erzeugt werden. Unter der Voraussetzung, dass die VHE Photonen die Quellregion verlassen können, wäre dies eine weitere Möglichkeit UHE Beschleuniger im VHE Gamma-Bereich zu beobachten. Für nahe Quellen innerhalb einer Entfernung von etwa 100 Mpc spielt die Absorption der VHE Gamma-Strahlung auf dem Weg von der Quelle zur Erde keine entscheidende Rolle (vgl. Abbildung 3.13). Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Detektierbarkeit von UHE Beschleunigern durch H.E.S.S. schwierig, unter optimistischen Annahmen aber durchaus möglich ist.

3.2.3 Nahe AGN als UHE Teilchenbeschleuniger

Aktive Galaxienkerne sind kompakte, zentrale Regionen in Galaxien, die sich durch eine außergewöhnlich hohe Leuchtkraft über weite Teile des beobachtbaren elektromagnetischen Spektrums auszeichnen. Bevor ihre mögliche Rolle bei der Beschleunigung ultra-hochenergetischer kosmischer Strahlung diskutiert wird, soll kurz auf Zoologie und Klassifizierung der AGN eingegangen werden.

Vereinheitlichtes AGN-Modell

Historisch klassifiziert man AGN nach ihrem elektromagnetischen Spektrum, wobei sie sich empirisch nach zwei Eigenschaften anordnen lassen. Erstens nach der Breite und Stärke der optischen und ultravioletten Emissionslinien des Zentralgebiets und zweitens nach der Stärke ihrer nichtthermischen Radioemission. Nach heutigen Vorstellungen führt man im sogenannten vereinheitlichten AGN-Modell die unterschiedlichen AGN-Klassen auf einen einheitlichen, axialsymmetrischen AGN-Prototypen

¹⁹Der VHE Gamma-Fluss skaliert linear mit der Leuchtkraft

zurück und erklärt die Unterschiede durch verschiedene Sichtwinkel auf das jeweilige Objekt. Das vereinheitlichte Modell umfasst folgende Komponenten (Unsöld und Baschek, 2002):

Zentrales Schwarzes Loch: Im Zentrum der Heimatgalaxie des AGN befindet sich eine kompakte Masse von 10^6 bis 10^{10} Sonnenmassen. Man geht davon aus, dass es sich dabei um ein supermassives schwarzes Loch handelt.

Akkretionsscheibe: Um das schwarze Loch herum befindet sich eine kleine (Größenordnung ~ 1 pc), heiße Akkretionsscheibe, die ein kontinuierliches optisches und ultraviolettes Spektrum erzeugt.

Gaswolken: Gaswolken bewegen sich um das schwarze Loch herum und zeigen, angeregt durch die zentrale Quelle, charakteristische Linienemission. Die Breite der Emissionslinien hängt wegen des Dopplereffekts von der Umlaufgeschwindigkeit der Gaswolken um das Zentrum ab. Weiter innen liegende Bereiche haben eine höhere Geschwindigkeit und daher breitere Linien.

Torus: Ein weiter außen liegender, opaker Gas- und Staubtorus umgibt das Zentralgebiet und versperrt je nach Blickwinkel die Sicht auf das Zentralgebiet. Er emittiert ein infrarotes Spektrum.

Jets: Entlang zweier Achsen bewegen sich stark gebündelte Materieströme, sogenannte Jets, nach außen. Bei radiolauten Objekten haben die Jets relativistische Geschwindigkeiten und emittieren nichtthermische Radiostrahlung.

Der schematische Aufbau eines AGN ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Die Prozesse, die zur Entstehung der Jets führen und die in ihrem Innern ablaufen, sind noch weitgehend unbekannt.

Sieht man den AGN von der Seite, so dass sein Gas- und Staubtorus die innere Region abdeckt, wird das optische Spektrum von schmalen optischen Emissionslinien geprägt. Erlaubt die geometrische Situation einen Einblick in die innere Region, charakterisieren breite optische Emissionslinien das Spektrum. Aus der kosmologischen Rotverschiebung der Spektrallinien lässt sich die Entfernung des AGN bestimmen. Besitzt ein AGN einen Jet und ist dieser direkt auf den Beobachter ausgerichtet, so ist wegen der relativistischen Geschwindigkeit des Materials keinerlei optische Linienemission sichtbar²⁰. Man spricht dann von einem Blasar. Relativistische Effekte in den Jets der Blasare führen zu einer hohen Variabilität und einer Verstärkung der beobachteten Strahlungsintensität in Richtung des ausströmenden Materials.

VHE Gamma-Emission von AGN

Alle bisher detektierten extragalaktischen VHE Gamma-Quellen sind Punktquellen. Es handelt sich um aktive Galaxienkerne, von denen die meisten zur Klasse der

²⁰Die Entfernungsbestimmung muss sich am beobachteten Spektrum der Heimatgalaxie orientieren und ist oft nicht möglich

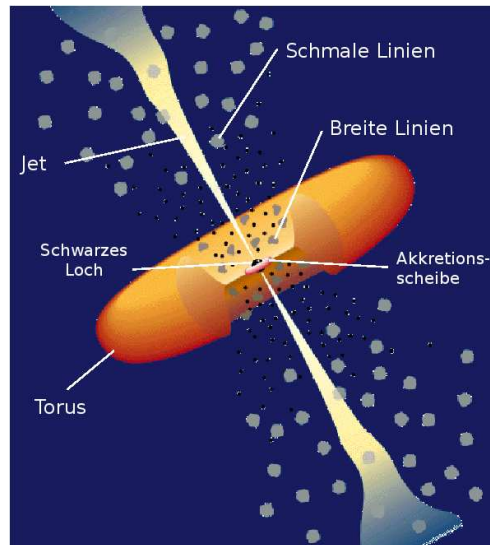


Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau eines aktiven Galaktischen Kerns (Urry und Padovani, 1995).

Blasare gehören. Man geht davon aus, dass die VHE Gamma-Emission der Blasare in den relativistischen, auf den Beobachter ausgerichteten Jets entsteht.

Es gibt verschiedene Modelle, die VHE Gamma-Emission, verursacht durch Beschleunigungsprozesse auch in Nicht-Blasar-AGN, vorhersagen. Man unterscheidet je nach Spezies der beschleunigten Teilchen, hadronische und rein leptonische Modelle. In hadronischen Modellen entsteht VHE Gamma-Emission als Folge der Beschleunigung von Protonen (Hadronen). Diese Modelle stehen in engem Zusammenhang mit Modellen zur Beschleunigung ultra-hochenergetischer Teilchen, die im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

In rein leptonischen Modellen beruht die VHE Gamma-Emission einzig auf der Beschleunigung von Elektronen, die dann durch ICS an niederenergetischen Photonen VHE Gamma-Quanten erzeugen (Rieger und Aharonian, 2008). Im “Synchrotron-Self-Compton”-Szenario werden von den Elektronen selbst emittierte Synchrotron-Photonen durch ICS in VHE Gamma-Quanten umgewandelt (Lenain et al., 2008). Leptonische Modelle spielen eine wichtige Rolle, bei der Erklärung der beobachteten zeitlichen Variabilität der VHE Gamma-Emission von Blasaren. Da der Fokus in dieser Arbeit auf der UHE kosmischen Strahlung (die hadronisch ist) liegt, werden leptonische Modelle hier nicht weiter diskutiert.

UHE Teilchenbeschleunigung in AGN

AGN gelten seit langem als mögliche Beschleuniger kosmischer Strahlung bis zu den höchsten beobachteten Energien. In der Literatur wird eine Vielzahl verschiedener Modelle zur Beschleunigung von UHE kosmischer Strahlung in AGN diskutiert.

Als Orte der Beschleunigung werden sowohl zentrale Bereiche der AGN (Burns und Lovelace (1982), Protheroe und Szabo (1992), Levinson (2000)) als auch außerhalb liegende, ausgedehnte Jets in Radiogalaxien (Rachen und Biermann, 1993) vorgeschlagen. Allerdings befinden sich nur sehr wenige hinreichend starke Radiogalaxien innerhalb des GZK-Radius, so dass sie vermutlich nicht die einzigen Quellen der UHE Teilchen sein können. Gleiches gilt für Blasare. Da die extremen physikalischen Bedingungen in den zentralen Regionen und den Jets der AGN nur sehr ungenau bekannt sind, müssen sich diese Modelle auf eine Vielzahl von Annahmen, beispielsweise in Bezug auf die vorherrschenden Magnetfelder, stützen.

Experimentelle Hinweise auf AGN als UHE Beschleuniger

In der Vergangenheit wurden verschiedene Studien unternommen, um mögliche Korrelationen der Positionen von AGN verschiedener Klassen mit den Ankunftsrichtungen der UHE kosmischen Strahlung aufzudecken. Dabei finden Gorbunov et al. (2002) in den Daten der Experimente AGASA und YAKUTSK Hinweise auf eine Korrelation der Ankunftsrichtung von UHE kosmischer Strahlung und den Positionen von BL Lac Objekten²¹. In einem unabhängigen Test durch Abbasi et al. (2006) auf Grundlage der Daten des HiRes Experiments konnte dies jedoch nicht bestätigt werden. Scheinbare Anzeichen einer Korrelation mit nahen Seyfert-AGN²² (Uryson, 1999) haben sich ebenfalls nicht erhärtet (Gorbunov und Troitsky, 2005).

Im Kontext der experimentell ungeklärten Situation sind die Ergebnisse des AUGER Experiments, dem derzeit größten Experiment zur Detektion UHE kosmischer Strahlung, besonders spannend. In knapp vier Jahren Beobachtungszeit wurden 81 UHE Teilchen mit Energien größer als 4×10^{19} eV detektiert (Pierre-Auger Kollaboration, 2007). Auf Grundlage dieser Daten findet die Pierre-Auger Kollaboration eine starke Korrelation der Ankunftsrichtungen der 27 hochenergetischsten UHE Teilchen oberhalb von 5.7×10^{19} eV mit den Positionen²³ von AGN innerhalb von 75 Mpc bei einem Korrelationsradius von etwa 3° . Die Zufallswahrscheinlichkeit einer solche Korrelation ist kleiner als 2×10^{-3} . Dies bedeutet aber nicht, dass AGN die Quellen der UHE kosmischen Strahlung sind. Jede andere Quellpopulation, die der Verteilung der AGN folgt, kommt gleichermaßen in Frage. Die Ergebnisse des AUGER Experiments sind mit der Annahme verträglich, dass es sich bei den UHE Teilchen um Protonen handelt, die in ihrer Reichweite durch den GZK-Effekt beschränkt sind. Dies legt nahe, dass die Quellen der UHE kosmischen Strahlung tatsächlich in unserem näheren extragalaktischen Umfeld innerhalb einer Entfernung von etwa 100 Mpc lokalisiert sind. Nahe AGN gehören daher zu den Hauptkandidaten möglicher UHE Teilchenbeschleuniger.

Im nächsten Unterkapitel 3.3 wird untersucht, ob es eine durch H.E.S.S. beobachtete Korrelation zwischen AGN innerhalb von 100 Mpc und VHE Gamma-Emission gibt.

²¹BL Lac Objekte bilden eine Subklasse der Blasare

²²radioleise AGN

²³Dabei wurde der AGN Katalog von Véron-Cetty und Véron (2006) benutzt

Unterkapitel 3.4 beschreibt eine von der Quellklasse unabhängige Suche nach extragalaktischen VHE Gamma-Punktquellen. Diese Suche ist nicht auf VHE Gamma-Emission als Folge von UHE Teilchenbeschleunigung festgelegt. In beiden Abschnitten, 3.3 und 3.4, kann sich VHE Gamma-Emission, neben der signifikanten Detektion einzelner Quellen, auch als Verschiebung der Signifikanzverteilung von Quellkandidaten zu positiven Werten zeigen.

3.3 Suche nach VHE-Gamma Emission von nahen AGN

In Abschnitt 3.2.3 wurde dargelegt, dass nahe AGN als mögliche Teilchenbeschleuniger der ultra-hochenergetischen kosmischen Strahlung in Frage kommen. Wie in Abschnitten 3.2.2 und 3.2.3 diskutiert wurde, könnten sie durch H.E.S.S. möglicherweise als individuelle Quellen oder bei einer Korrelationsstudie in Form einer Asymmetrie der Signifikanzverteilung detektiert werden. Die Korrelation zwischen Signifikanz der VHE Gamma-Emission und Himmelspositionen naher AGN wird in Abschnitt 3.3.1 untersucht. Flussgrenzen für die untersuchten AGN werden im darauffolgenden Abschnitt 3.3.2 abgeleitet. Alle Signifikanz- und Flusswerte werden aus den entsprechenden Himmelskarten, deren Erzeugung in Unterkapitel 3.1 dargestellt ist, entnommen. Alle der hier betrachteten AGN liegen nur durch Zufall in der Nähe des eigentlichen Beobachtungsziels und sind nicht Objekt gezielter Beobachtungen. Sie sind daher frei von Auswahlwirkungen und für statistische Analysen geeignet. Mit nahen AGN sind im Folgenden AGN gemeint, die innerhalb einer Entfernung von 100 Mpc liegen.

3.3.1 Korrelation zwischen VHE Gamma-Emission und nahen AGN

Bisher wurde mit Ausnahme der Radiogalaxie M87 (Entfernung 18 Mpc) keine VHE Gamma-Emission naher AGN innerhalb von 100 Mpc Entfernung nachgewiesen. M87 und eine andere nahe Radiogalaxie, Centaurus A, stehen unter starkem Verdacht, Teilchen zu ultrahohen Energien zu beschleunigen. Dieser Verdacht wird durch die Detektion zweier UHE Ereignisse aus Himmelsrichtungen nahe Centaurus A durch das AUGER Experiment bestärkt (Pierre-Auger Kollaboration, 2007). In der hier durchgeführten Korrelationsstudie sind sowohl M87 als auch Centaurus A als geplante Beobachtungsziele ausgeschlossen (siehe unten).

Auswahl der AGN

Alle Himmelspositionen der untersuchten AGN, sowie deren Klassifizierung und spektrale Einordnung werden dem AGN-Katalog nach Véron-Cetty und Véron (2006) entnommen²⁴. Ein Problem dieses Katalogs in Bezug auf statistische Analysen ist

²⁴Im Katalog sind die Entfernungen als Rotverschiebungen z angegeben. Zur Umrechnung in Mpc wurde eine Hubble-Konstante $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ angenommen, so dass gilt die Entfernung

seine Unvollständigkeit. Für nahe Objekte innerhalb von 100 Mpc ist die Unvollständigkeit aber nur gering und beschränkt sich im Wesentlichen auf den Bereich der galaktischen Ebene, der ohnehin von der Analyse ausgeschlossen ist (vgl. Abschnitt 3.1.3). Die Verwendung des Katalogs ist daher gerechtfertigt.

Um sicherzustellen, dass die betrachteten AGN frei von Auswahleffekten²⁵ sind, sollen im Folgenden nur solche AGN untersucht werden, die nicht Ziel geplanter Beobachtungen sind, sondern nur zufällig im beobachteten Himmelsbereich liegen.

Falls die AGN nachweisbare, aber nur sehr schwache Quellen darstellen, würde ihr Signal erst bei großen Beobachtungsdauern sichtbar werden, während bei kurzen Beobachtungsdauern statistische Fluktuationen dominieren. Um zu verhindern, dass eine mögliche Verschiebung der Signifikanzverteilung zu positiven Werten vollständig durch statistischen Fluktuationen überlagert wird, sollen nur solche AGN untersucht werden, die für eine gewisse Mindestdauer beobachtet wurden. Um bei dieser Auswahl vollständig unabhängig von den Beobachtungsdaten zu sein, wird ein Minimalwert der Exposure (vgl. Abschnitt 3.1.4) gefordert. Ihr Wert wird so gewählt, dass sie obere Flussgrenzen im Bereich von 10% (mittlere Exposure) und 1% (hohe Exposure) des Krebsflusses zulässt.

Aus den insgesamt 694 AGN innerhalb von 100 Mpc erfüllen 63 bzw. 19 Objekte dieses Kriterium. Keines der ausgewählten Objekte ist als Blasar klassifiziert. Abbildung 3.15 zeigt die Verteilung der AGN am Himmel.

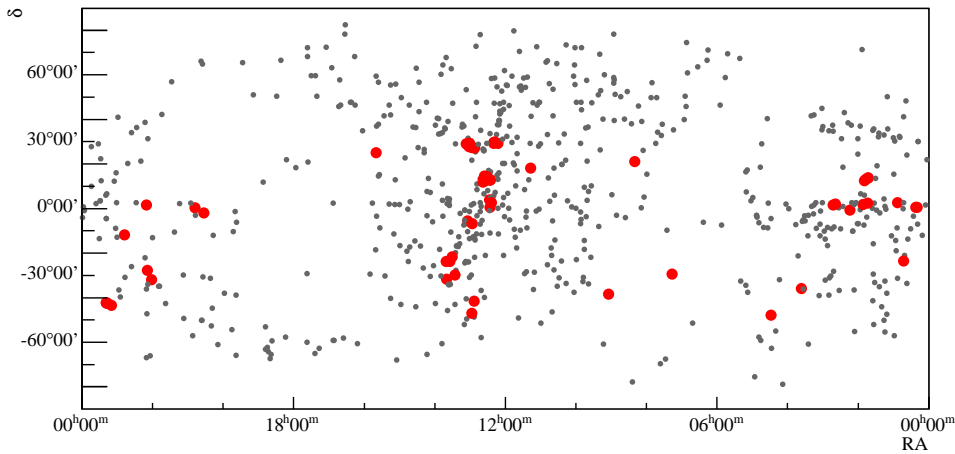


Abbildung 3.15: *Himmelspositionen der AGN innerhalb von 100 Mpc. Hier untersuchte AGN sind in Rot dargestellt.*

eines AGN mit Rotverschiebung z ungefähr $100 \frac{z}{0.024}$ Mpc ist.

²⁵Mit Auswahleffekten ist hier eine Auswahl der Kandidaten aufgrund ihrer vorher bekannten Eigenschaften gemeint. In diesem Sinne sind die meisten Beobachtungsziele als vielversprechende Quellkandidaten ausgewählt und nicht erwartungsfrei

Signifikanzverteilungen

Die Signifikanzverteilung der ausgewählten AGN ist für die Standard-Konfiguration und Hard-Konfiguration in Abbildung 3.16 sowohl für mittlere als auch für hohe Exposure dargestellt. Keiner der 63 AGN zeigt einen außergewöhnlich hohen Signifikanzwert, der auf eine einzelne Quelle hinweisen würde. Weder in der Standard- noch in der Hard-Konfiguration zeigt sich bei den AGN mittlerer oder hoher Exposure eine Verschiebung der Signifikanzverteilung zu positiven Werten. Im Rahmen ihrer statistischen Fluktuationen sind alle Signifikanzverteilungen um 0σ symmetrisch und konsistent mit der Annahme, dass sie keine Quellen enthalten.

Um eine mögliche positive Korrelation einzelner spektraler Subklassen aufzudecken, sind die Verteilungen der Signifikanzwerte in Abbildung 3.17 in Abhängigkeit der spektralen Klassifizierung des AGN für die Standard-Konfiguration und Hard-Konfiguration sowohl für mittlere als auch für niedrige Exposure dargestellt. Außerdem werden Quellen die auch im Radiobereich detektiert wurden von solchen ohne nachgewiesene Radioemission unterschieden. Keine der einzelnen Spektralklassen zeigt eine, auf eine positive Korrelation hinweisende Signifikanzverteilung. Die individuellen Signifikanzwerte, spektrale Klassifikationen und weitere Details zur Analyse aller AGN sind in den Tabellen A.2 und A.3 zusammengestellt.

3.3.2 Flussgrenzen

Die Verteilung der oberen Flussgrenzen (99.9% Vertrauensniveau) aller in Abschnitt 3.3.1 untersuchten AGN, bei einem angenommenen Photonindex $\Gamma = 3.0$, ist für die Standard-Konfiguration in Abbildung 3.18 zu sehen. Für 19 AGN wurden obere Flussgrenzen im Bereich von 1% des Krebsflusses oder sogar besser abgeleitet. Die individuellen Flussgrenzen aller AGN lassen sich für verschiedene angenommene Photonindices in den Tabellen A.2 und A.3 finden.

Überlagerung der AGN

Ein in der Astronomie gebräuchliches Verfahren zur Detektion schwacher Quellen ist die Überlagerung von Quellen (“source stacking”) zu einer virtuellen Einzelquelle. Man behandelt dabei die Beobachtungsdaten vieler realer Quellen so, als würden sie von einer einzigen Quelle stammen. Man kann dadurch sehr hohe effektive Beobachtungsdauern und sehr gute Sensitivitäten erzielen. Wichtig ist jedoch, dass alle überlagerten Quellen möglichst identisch sind, so dass ihre Behandlung als virtuelle Einzelquelle gerechtfertigt ist. Dies ist hier sicherlich nicht der Fall, da die AGN eine Quellklasse, mit vielen verschiedenen phänomenologischen Unterklassen bilden (vgl. Abschnitt 3.2.3). Es ist also nicht davon auszugehen, dass eine blinde Überlagerung aller AGN zu einer Detektion führt. Die durch Überlagerung erreichte hohe Beobachtungsdauer, genauer Exposure, lässt es aber zu, eine sehr niedrige Flussgrenze auf die durchschnittliche VHE Gamma-Emission naher AGN abzuleiten und soll nun für die Standard-Konfiguration durchgeführt werden:

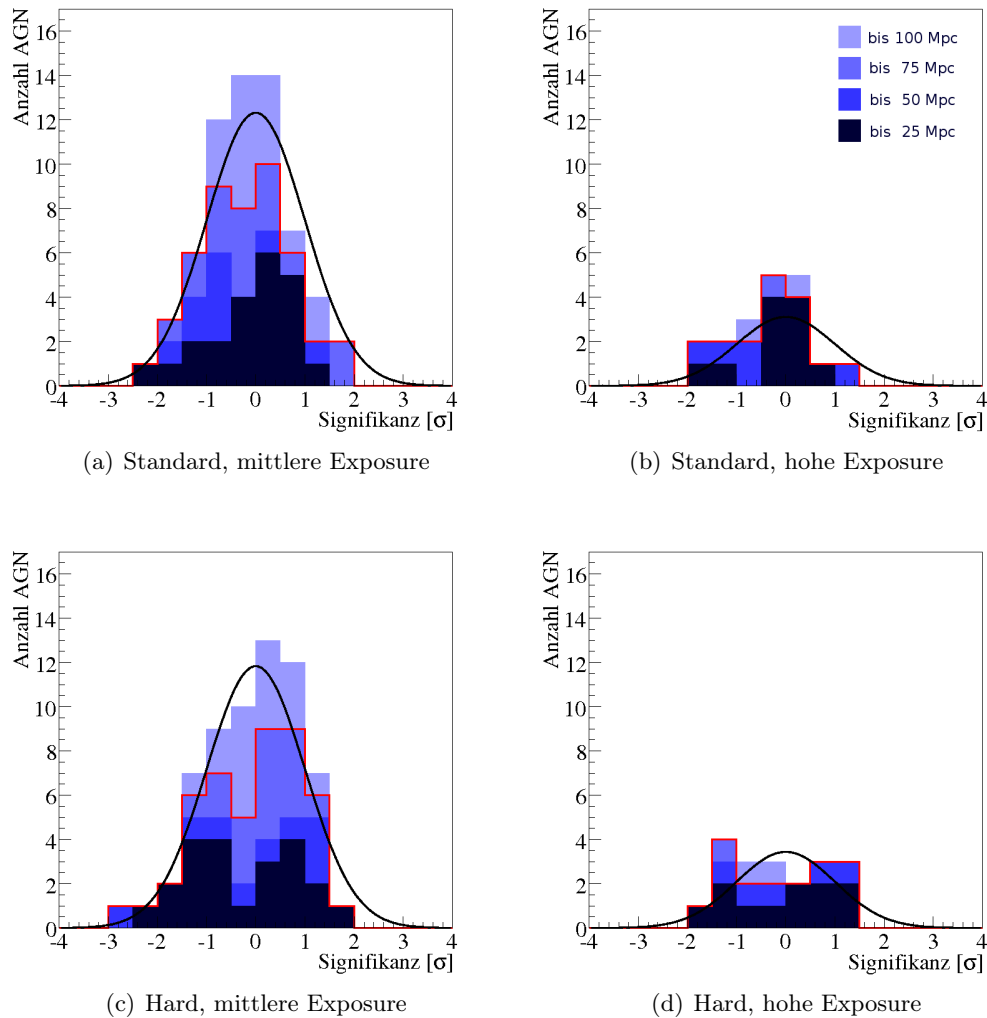


Abbildung 3.16: Signifikanzverteilung naher AGN. Die Blautöne geben die Entfernung der AGN an. Die rote Kurve hebt die AGN innerhalb von 75 Mpc hervor. Das ist die Distanz, innerhalb derer das AUGER-Experiment eine starke Korrelation findet (vgl. Abschnitt 3.2.3) Schwarze Kurve: Gaußverteilung zum Vergleich.

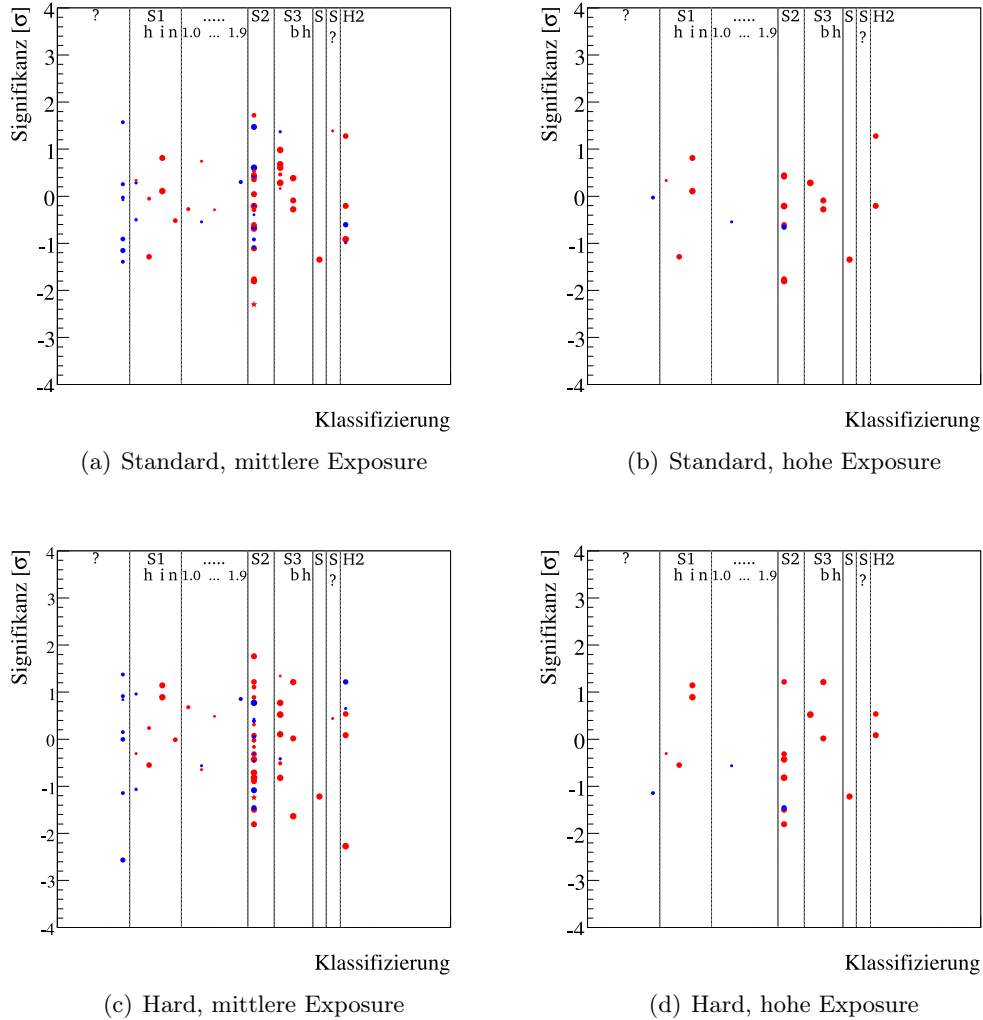


Abbildung 3.17: Signifikanzverteilung naher AGN in Abhängigkeit der spektralen Klassifizierung und der Radioemission (Rot=Ja, Blau=Nein). Die Größe der Symbole spiegelt die Entfernung wieder (groß=nah, klein=fern). Die einzelnen spektralen Klassifizierungen nach Véron-Cetty und Véron (2006) sind: S1=Seyfert 1; S1h=breite, polarisierte Balmerlinien, S1i=breite Paschenlinien; S1n=enge Linien; S2=Seyfert 2; S1.0 bis S1.9=Zwischenklassen; S3=Seyfert 3 oder LINER; S3b=Seyfert 3 oder LINER mit breiten Balmer Linien; S3h=Seyfert 3 oder LINER mit breiten, polarisierten Balmer Linien; S=Seyfert, unklassifiziert; S? = möglicherweise Seyfert; H2=HII Region.

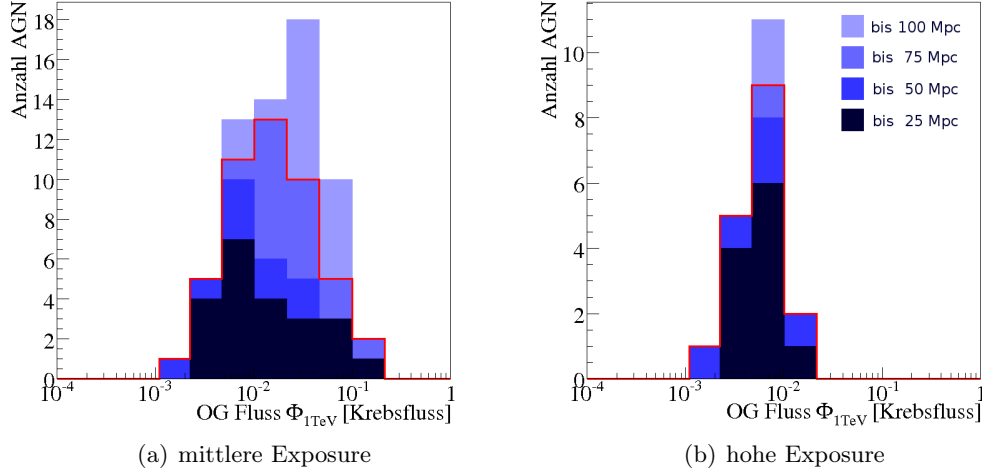


Abbildung 3.18: Obere Flussgrenzen für nahe AGN bei einem angenommenen Photonindex $\Gamma = 3.0$ (Standard-Konfiguration, 99.9% Vertrauensniveau). Die Blautöne geben die Entfernung der AGN an. Die rote Kurve hebt die AGN innerhalb von 75 Mpc hervor.

Zur Überlagerung der $n = 63$ AGN werden jeweils die On-Ereignisse N_{on} und die Off-Ereignisse N_{off} der einzelnen AGN, zu den entsprechenden Gesamtzahlen $N_{\text{on}}^{\text{total}}$ und $N_{\text{off}}^{\text{total}}$ addiert:

$$N_{\text{on}}^{\text{total}} = \sum_{i=1}^n N_{\text{on}}^i \quad (3.23)$$

$$N_{\text{off}}^{\text{total}} = \sum_{i=1}^n N_{\text{off}}^i \quad (3.24)$$

Ebenso addiert man die über die Raumwinkel der jeweiligen On- und Off-Region integrierten Akzeptanzen und bestimmt aus ihrem Verhältnis einen Normierungsfaktor α^{total} .

$$\alpha^{\text{total}} = \frac{\sum_{i=1}^n \int_{\text{On}^i} A(\vartheta, \varphi) d\Omega}{\sum_{i=1}^n \int_{\text{Off}^i} A(\vartheta, \varphi) d\Omega} \quad (3.25)$$

Aus $N_{\text{on}}^{\text{total}}$, $N_{\text{off}}^{\text{total}}$ und α^{total} lassen sich dann, wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, Signifikanz S^{total} und Excess $N_{\text{exc}}^{\text{total}}$ bestimmen. Mithilfe der addierten Exposure

$$N^{\text{ref},\text{total}} = \sum_{i=1}^n N_i^{\text{ref}} \quad (3.26)$$

kann dann, wie in Abschnitt 3.1.4 dargelegt, eine obere Grenze für den Fluss abgeleitet werden. Dazu wird ein Photonindex von $\Gamma = 3.0$ angenommen. Für die 63 AGN erhält man so eine effektive Beobachtungsdauer von über 550 Stunden. Die Ergebnisse der Überlagerung sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt. Der durch Überlagerung gewonnene Signifikanzwert ist negativ, so dass auch hier kein Hinweis auf ein VHE Gamma-Signal vorliegt. Unter der Annahme, dass die hier untersuchten AGN eine repräsentative Teilmenge²⁶ bilden, kann der durchschnittliche VHE Gamma-Fluss $\Phi_{1\text{TeV}}^{\text{total}}$ naher AGN auf kleiner als 8×10^{-4} in Einheiten des Krebsflusses beschränkt werden. Lässt man keinen negativen Excess zu, so ergibt sich eine obere Schranke von 2.7×10^{-3} in Einheiten des Krebsflusses. Da der Fluss umgekehrt proportional zur quadrierten Quellentfernung ist und alle AGN verschiedene Entfernungen aufweisen, ist es hilfreich den folgenden Mittelwert \bar{d} über alle 63 AGN als ein Maß ihrer Entfernung zu bestimmen, wobei d_i die Entfernung des i -ten AGN bezeichnet. Um die unterschiedlichen Beobachtungsdauern der einzelnen Objekte zu berücksichtigen, wird jeweils als Gewicht die Exposure N_i^{ref} benutzt:

$$\bar{d} = \left[\frac{\sum_{i=1}^n N_i^{\text{ref}} d_i^{-2}}{\sum_{i=1}^n N_i^{\text{ref}}} \right]^{-1/2} \approx 9.2 \text{ Mpc} \quad (3.27)$$

$N_{\text{on}}^{\text{total}}$	$N_{\text{off}}^{\text{total}}$	α^{total}	$N_{\text{exc}}^{\text{total}}$	S^{total}	$\Phi_{1\text{TeV}}^{\text{total}}$
				[σ]	[Krebsfluss]
27942	197010	0.14301	-231.9	-1.29	$< 8 \times 10^{-4}$

Tabelle 3.3: Ergebnisse der Überlagerung von 63 AGN: Angegeben sind die Gesamtzahlen der On- und Off-Ereignisse $N_{\text{on}}^{\text{total}}$ bzw. $N_{\text{off}}^{\text{total}}$, der entsprechende Normierungsfaktor α^{total} sowie die sich daraus ergebenden Excess- und Signifikanzwerte $N_{\text{exc}}^{\text{total}}$ bzw. S^{total} . Außerdem ist die abgeleitete Flussgrenze $\Phi_{1\text{TeV}}^{\text{total}}$ bei 99.9% Vertrauensniveau angegeben.

3.3.3 Diskussion

Aus den präsentierten Signifikanzverteilungen lässt sich nicht auf eine positive Korrelation zwischen von H.E.S.S. beobachteter VHE Gamma-Emission und nahen AGN schließen. Insbesondere zeigt keine der spektralen AGN-Unterklassen Anzeichen für eine positive Korrelation, wie sie im Zusammenhang mit UHE Ereignissen und nahen Seyfert-Galaxien diskutiert wurde (siehe oben).

Die angegebenen Flusswerte setzen teilweise enge Grenzen auf die zeitlich konstante, punktförmige VHE Gamma-Emission naher AGN. Diese Flussgrenzen beziehen sich

²⁶Genauer: Die AGN müssen nach Gewichtung mit ihrer Beobachtungsdauer eine repräsentative Teilmenge bilden.

auf Objekte, die nicht Ziel geplanter Beobachtung sind, sondern sich nur zufällig im FoV befinden. Für diese Objekte ist keine eigene Beobachtungszeit nötig. Hierin liegt eine Stärke der verwendeten Methode.

Eine Überlagerung der Quellen kann genutzt werden, um ihre durchschnittliche VHE Gamma-Emission stark zu begrenzen. Um diese Methode zur Detektion schwacher Quellen einzusetzen, ist aber eine hinreichend gute Klassifizierung, die die entscheidenden physikalischen Eigenschaften der Quellen erfasst notwendig. Dieser Ansatz wird hier nicht weiter verfolgt.

Da die Detektion der AGN als UHE Beschleuniger, wie in Abschnitt 3.2.2 diskutiert wurde, nur unter optimistischen Annahmen zu erwarten ist, reichen weder die Nichtbeobachtung einer positiven Korrelation, noch die Flussgrenzen aus, um bestimmte theoretische Modelle auszuschließen oder zu favorisieren. Die große Bedeutung, die der Nachweis einer positiven Korrelation hätte, rechtfertigt aber die Untersuchung auch unter nicht, den sicheren Erfolg versprechenden, Ausgangserwartungen.

Unabhängig von Implikationen bezüglich der Rolle von AGN als UHE Beschleuniger, bietet die Beobachtung von nahen, nicht als Blasar klassifizierten, AGN die Möglichkeit zur Detektion von VHE Gamma-Emission, die nicht mit den Jets, sondern mit dem zentralen schwarzen Loch selbst in Verbindung steht.

3.4 Suche nach extragalaktischen Punktquellen

In diesem Unterkapitel wird im gesamten von H.E.S.S. abgedeckten, extragalaktischen Himmelsbereich nach bisher unbemerkter, konstanter VHE Gamma-Emission gesucht. Dazu werden die in Unterkapitel 3.1 zur Verfügung gestellten Signifikanzkarten genutzt. Es ist unwahrscheinlich, dass es einzelne sehr starke, bei bisherigen Analysen unentdeckte Quellen gibt. Durchaus möglich dagegen ist die Existenz einer Population schwacher extragalaktischer Punktquellen. Ein Überschuss an positiven Signifikanzwerten in einer, den gesamten extragalaktischen Bereich umfassenden, Signifikanzverteilung wäre ein deutlicher Hinweis auf eine solche bisher unbemerkte Population. Abgesehen von möglichen Verbindungen zu UHE Teilchenbeschleunigern ist es spannend dieser Frage nachzugehen.

3.4.1 Extragalaktische Signifikanzverteilung

Unter der Annahme, dass sich keine weiteren Quellen in den beobachteten Himmelsbereichen befinden, sollte die extragalaktische Signifikanzverteilung außerhalb der Ausschlussregionen (vgl. Abschnitt 3.1.3) einer Gaußverteilung folgen.

Die aus den Himmelkarten gewonnene Signifikanzverteilung in dem von H.E.S.S. beobachteten extragalaktischen Himmelsbereich ist in Abbildung 3.19 für die Standard- und Hard-Konfiguration abgebildet. In keiner der beiden Verteilungen gibt es Anzeichen eines Überschusses positiver Signifikanzwerte. Beide Verteilungen stimmen sehr gut mit einer, für quellfreie Himmelsbereiche erwarteten, Gaußverteilung überein.

3.4.2 Obere Grenzen für die Anzahl extragalaktischer Quellen

Ausgehend vom Null-Resultat des vorangegangenen Abschnitts soll im Folgenden eine obere Grenze für die Anzahl der pro Raumwinkel vorhandenen, extragalaktischen VHE Gamma-Quellen in Abhängigkeit ihres Flusses abgeleitet werden. Dazu wird angenommen, dass die Verteilung dieser Quellen am Himmel isotrop ist. Zur Bestimmung der maximalen Anzahl pro Raumwinkel beobachteter Quellen $N(\Phi_{1\text{TeV}} > \Phi_{1\text{TeV}}^{\min})$ oberhalb eines Mindestflusses $\Phi_{1\text{TeV}}^{\min}$, muss neben der Anzahl der detektierten Quellen, der sensitive Raumwinkel bestimmt werden.

Anzahl der detektierten Quellen

Das Detektionskriterium einer Quelle wird hier so definiert, dass eine zufällige Detektion durch statistische Fluktuationen (a priori) nahezu ausgeschlossen ist. Aus der Anzahl der Einträge (Anzahl der Kartenbins) der in Abbildung 3.19 dargestellten Signifikanzverteilungen lässt sich, unter der Annahme, dass diese Verteilung gaußförmig sind, die Wahrscheinlichkeit $P(S_{\min})$ bestimmen, mit der eine Signifikanz größer als ein gewisser Mindestwert S_{\min} auftritt. Hier wird $S_{\min} = 6\sigma$ gewählt, so

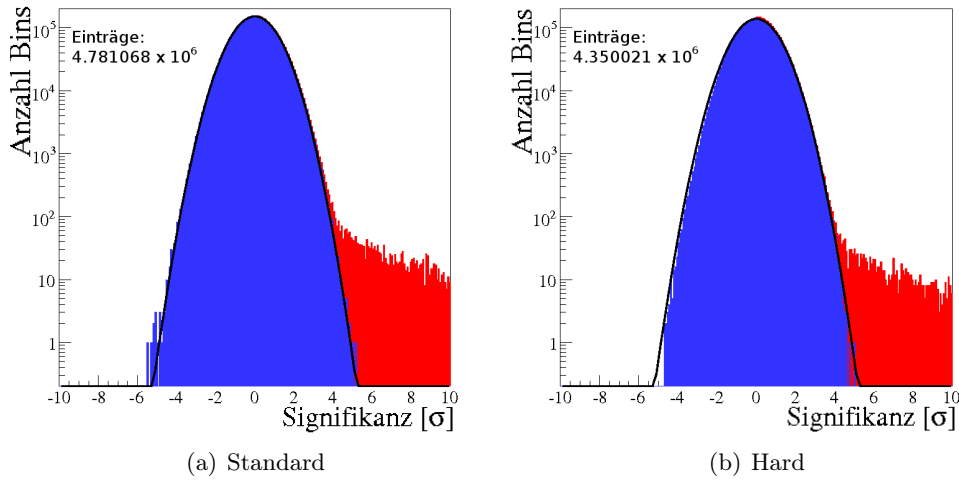


Abbildung 3.19: Extragalaktische Signifikanzverteilung in den einzelnen Kartenbins außerhalb der Ausschlussregionen für Standard- und Hard-Konfiguration (Blau). Der durch bekannte Quellen verursachte positive Signifikanzüberschuss ist ebenfalls zu sehen (Rot). Die schwarzen Kurven entsprechen Gaußverteilungen mit einer Breite von 1σ und Mittelwert 0σ .

dass die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen Detektion kleiner als $P(S_{\min}) < 5 \times 10^{-3}$ ist.

Die nahe Radiogalaxie M 87 wird hier nicht als eine detektierte Quelle betrachtet. Ihre Nähe (Entfernung $\sim 18\text{Mpc}$) und ihre seltene Eigenschaft als Radiogalaxie stehen im Widerspruch zur angenommenen Isotropie der hier betrachteten Objekte. Alle anderen, in den Signifikanzkarten oberhalb von $S_{\min} = 6\sigma$ detektierten extragalaktischen Quellen gehören zur Klasse der sogenannten High-Frequency-Peaked BL Lac Objekte (HBL)²⁷. Diese bilden eine Unterklasse der Blasare von denen man, nach einem von Costamante und Ghisellini (2002) vorgeschlagenen Kriterium, starke VHE Gamma-Emission erwartet. Die Klasse der HBL soll hier ebenfalls nicht zu den Quellen gezählt werden. Die im Folgenden abgeleitete obere Grenze bezieht sich nach den vorangegangenen Einschränkungen also nur auf nicht zu nahen Quellen, die nicht zur Klasse der HBL gehören.

Die Anzahl der detektierten Quellen ist nach obiger Definition gleich Null. Bei einem Vertrauensniveau von 99% beträgt die obere Grenze der detektierten Quellen, gemäß der Poissonstatistik, dann $N_{6\sigma}^{\text{OG}} = 4.6$.

²⁷Das Gamma-Spektrum von Blasaren ist charakterisiert durch zwei breite Maxima. Man geht davon aus, dass das niederenergetischere Maximum durch Synchrotron-Emission, der höherenergetischere durch inverse Compton-Streuung erzeugt wird. Je nach Lage der Maxima, klassifiziert man das BL Lac Objekt als High- oder Low-Frequency-Peaked.

Sensitiver Raumwinkel

Den beobachteten Raumwinkel, der nach obiger Definition sensitiv für die Detektion einer Quelle ist, erhält man durch Summation aller Raumwinkelelemente, die in der Sensitivitätskarte Werte kleiner als $\Phi_{1\text{TeV}}^{\min}$ aufweisen²⁸. Im so erhaltenen Raumwinkelbereich $\Omega(\Sigma_{1\text{TeV}}^{6\sigma} < \Phi_{1\text{TeV}}^{\min})$ würde ein Fluss stärker als $\Phi_{1\text{TeV}}^{\min}$ zu einer Detektion mit mindestens $S = 6\sigma$ führen. Wie zu Beginn des Kapitels bereits erwähnt wurde, ist der zusätzliche Himmelsbereich, der neben dem eigentlichen Beobachtungsziel mitbeobachtet wird frei von Auswahleffekten. Durch die wenigen gezielten Beobachtungen nicht detektierter und hier nicht ausgeschlossener Quellklassen ist die Anzahl möglicher Quellen pro beobachtetem Raumwinkel gegenüber einer vollkommen zufälligen Wahl der Beobachtungsrichtungen leicht erhöht. Zur zufällig enthaltenen Anzahl der isotropen Population kommt noch das eigentliche Beobachtungsziel als guter Querkandidat hinzu. Im Folgenden wird die konservative Annahme gemacht, dass der beobachtete Raumwinkel bezüglich aller hier nicht ausgeschlossenen Quellklassen frei von Auswahleffekten ist.

Obere Grenze

Die obere Grenze auf die Anzahl extragalaktischer Punktquellen pro Raumwinkel

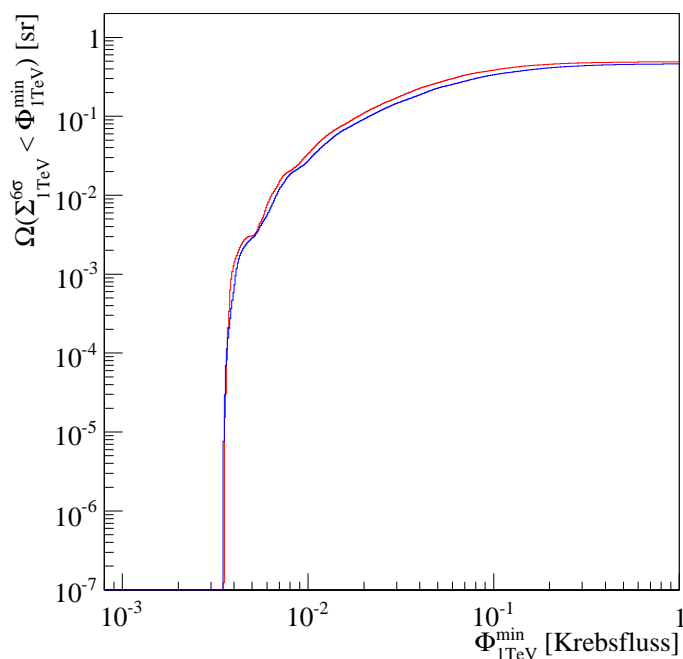
$$dN^{OG}(\Phi_{1\text{TeV}} > \Phi_{1\text{TeV}}^{\min})/d\Omega \quad (3.28)$$

entspricht dem Quotienten aus $N_{6\sigma}^{OG}$ und $\Omega(\Sigma_{1\text{TeV}}^{6\sigma} < \Phi_{1\text{TeV}}^{\min})$. Zu $N_{6\sigma}^{OG}$ dürfen dabei nur Quellen gezählt werden, die auch innerhalb des von $\Phi_{1\text{TeV}}^{\min}$ abhängigen Raumwinkelbereichs Ω liegen, so dass eigentlich auch $N_{6\sigma}^{OG}$ von $\Phi_{1\text{TeV}}^{\min}$ abhängt. Da $N_{6\sigma}^{OG}$ hier immer gleich null ist, ist dies aber ohne praktische Relevanz. Abbildung 3.20.(a) zeigt den sensitiven Raumwinkel $\Omega(\Sigma_{1\text{TeV}}^{6\sigma} < \Phi_{1\text{TeV}}^{\min})$ in Abhängigkeit von $\Phi_{1\text{TeV}}^{\min}$ für einen Photonindex $\Gamma = 3.0$ in der Standard- und Hard-Konfiguration, die entsprechende obere Grenze $dN^{OG}(\Phi_{1\text{TeV}} > \Phi_{1\text{TeV}}^{\min})/d\Omega$ ist in Abbildung 3.4.(b) für ein Vertrauensniveau von 99% dargestellt. Beispielsweise sind bei einem Fluss von 2% oder mehr des Krebsflusses nicht mehr als ~ 50 Quellen pro Steradian zu erwarten. Bei einem Vertrauensniveau von 90% halbiert sich die obere Grenze.

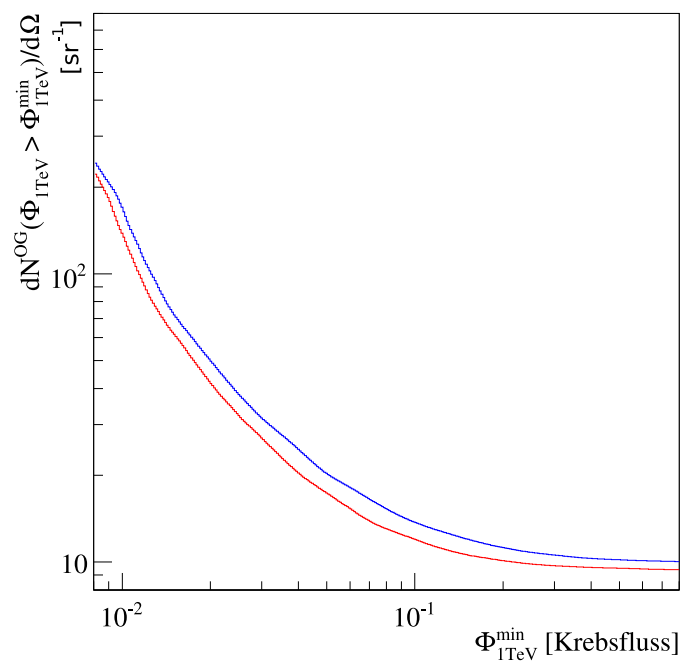
3.4.3 Diskussion

Der gesamte von H.E.S.S.abgedeckte Himmelsbereich umfasst außerhalb der Ausschlussregionen einen Raumwinkel von 0.49 sr. In diesem Bereich wurde keine einzelne, unbekannte, signifikante Quelle gefunden. Es gibt außerdem, keine Anzeichen für eine schwache Quellpopulation, die zu einem Überschuss positiver Signifikanzwerte führen würde. Aus der Nicht-Detektion von Quellen lassen sich obere Grenzen für isotrop verteilte Quellpopulationen, die nicht der HBL-Klasse entsprechen, ableiten.

²⁸An dieser Stelle wird nun die willkürlich Wahl von $S_{\min} = 6\sigma$ bei der Produktion der Sensitivitätskarte klar.



(a) Sensitivität



(b) Grenzen

Abbildung 3.20: (a) Sensitiver Raumwinkel $\Omega(\Sigma_{1\text{TeV}}^{6\sigma} < \Phi_{1\text{TeV}}^{\text{min}})$ und (b) obere Grenze $dN^{OG}(\Phi_{1\text{TeV}} > \Phi_{1\text{TeV}}^{\text{min}})/d\Omega$ der Anzahl extragalaktischer Punktquellen pro Raumwinkel. Dabei wurde ein Photonindex $\Gamma = 3.0$ angenommen (Rot=Standard-Konfiguration, Blau=Hard-Konfiguration).

Bei der Bestimmung der hier präsentierten oberen Grenze wurde implizit vorausgesetzt, dass die Dichte der schwachen Quellen am Himmel nicht zu groß ist. Dies ist wichtig, da sonst die korrekte Untergrundabschätzung durch das Ring-Background-Modell nicht gewährleistet ist (vgl. Abschnitt 3.1.2). Im Grenzfall diffuser Emission, also einer unendlich dichten Quellverteilung, würden die unbekanntenen Quellen im Bereich der Off-Region bei der Untergrundabschätzung, zu einer Auslöschung des Signals der Quellen in der On-Region führen. Für die hier abgeleiteten Grenzen ist dies, wie eine einfache Abschätzung zeigt unproblematisch. Der von einer Off-Region überdeckte Raumwinkel Ω_{off} entspricht etwa dem siebenfachen Raumwinkel einer On-Region Ω_{on} , deren Radius kleiner als $0.112^\circ = 0.002$ rad ist. Selbst bei 1000 Quellen pro Steradian, liegen davon im Mittel nur $1000 \text{ sr}^{-1} \times \Omega_{\text{off}} \approx 1000 \text{ sr}^{-1} \times 7\Omega_{\text{on}} \approx 1000 \times 7\pi(0.002)^2 \approx 0.09$ in einer Off-Region.

Oberhalb eines Flusses $\Phi_{1\text{TeV}}^{\text{min}}$ von $\sim 10\%$ des Krebsflusses sind die hier abgeleiteten Ergebnisse nicht interessant. Das Wasser-Cherenkov Experiment Milagro, das ein wesentlich größeres FoV (~ 2 sr) als das H.E.S.S.-Experiment hat und Tag und Nacht beobachtet, hat die nördliche Hemisphäre mit einer Sensitivität in der Größenordnung von $\sim 10\%$ des Krebsflusses nahezu komplett abgedeckt und dabei die aktive Galaxie Mrk 421 als einzige extragalaktische Quelle detektiert (Atkins et al., 2004).

Bei niedrigeren Flüssen jedoch, können die hier bestimmten oberen Grenzen zur Einschränkung der zeitlich konstanten Komponente des Flusses isotrop verteilter Populationen extragalaktischer Punktquellen genutzt werden. Beispiele solcher Populationen sind aktive und nicht-aktive Galaxien, sowie deren Unterklassen. Es ist interessant die oberen Grenzen bei bestimmten Werten von $\Phi_{1\text{TeV}}^{\text{min}}$ miteinander zu vergleichen. Dazu sei eine hypothetische, homogene und isotrope Verteilung identischer Quellen angenommen. Außerdem sollen die betrachteten Objekte so nah sein, dass Absorptionsprozesse vernachlässigbar sind. Die Anzahl der oberhalb eines Mindestflusses $\Phi_{1\text{TeV}}^{\text{min}}$ erwarteten Quellen ist proportional zur dritten Potenz der Entfernung bis zu welcher eine Quelle mit dieser Mindestflussstärke nachweisbar ist. Bei einer um den Faktor 10 vergrößerten Sensitivität erhöht sich diese Entfernung um einen Faktor $\sqrt{10}$ (Der Fluss beim Beobachter ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Entfernung). Die Anzahl der erwarteten Quellen steigt also um $(\sqrt{10})^3 \approx 32$. Unter den obigen Annahmen ist die, auf den ersten Blick sehr hoch erscheinende, obere Grenze von nicht mehr als etwa 150 Quellen pro Steradian bei $\Phi_{1\text{TeV}}^{\text{min}} = 1\%$ des Krebsflusses, sogar stärker als die obere Grenze von nicht mehr als etwa 13 Quellen pro Steradian bei $\Phi_{1\text{TeV}}^{\text{min}} = 10\%$ des Krebsflusses. Ein Vorteil des Limits bei niedrigerem $\Phi_{1\text{TeV}}^{\text{min}}$, also bei größerer sensitiver Entfernung ist, dass so auch Quellklassen zugänglich sind, die keinen Vertreter in unserer unmittelbaren Nähe haben.

Kapitel 4

Sehr kurze VHE Gamma-Bursts

Komplementär zum vorherigen Kapitel, in dem eine Suche nach zeitlich konstanten Quellen beschrieben wurde, präsentiert dieses Kapitel eine Suche nach sehr kurzen Bursts im Datensatz des H.E.S.S.-Experiments. Dabei meint der Begriff VHE Gamma-Burst ein zeitlich gehäuftes, unregelmäßiges Auftreten von VHE Gamma-Quanten in Zeiträumen von einer bis zehn Sekunden. Nach einem kurzen Überblick über mögliche VHE Gamma-Quellen hoher Variabilität in Abschnitt 4.1 wird die Suche nach Burst mit einem, im Rahmen dieser Arbeit implementierten Suchalgorithmus beschrieben und Ergebnisse dieser Suche in Unterkapitel 4.2 dargestellt. In Unterkapitel 4.3 wird auf Grundlage dieser Ergebnisse eine obere Grenze für die Existenz primordialer schwarzer Löcher bestimmt.

4.1 Quellen sehr kurzer VHE Gamma-Bursts

Die Ausdehnung R einer variablen, astrophysikalischen Quelle ist aus Kausalitätsgründen kleiner als das Produkt aus Lichtgeschwindigkeit c und Variabilitätszeitskala τ :

$$R < c\tau \quad (4.1)$$

Bei einer für das H.E.S.S.-Experiment typischen Winkelauflösung von 0.1° beträgt die minimale Entfernung r_{Punkt} ab der eine variable Quelle auf jeden Fall punktförmig erscheint

$$r_{\text{Punkt}} = \frac{c\tau}{\tan(0.1^\circ)} \approx 1.7 \left(\frac{\tau}{[\text{s}]} \right) \times 10^{11} \text{ m}. \quad (4.2)$$

Quellen mit einer Variabilität von $\tau \sim 1$ s sind daher für H.E.S.S. Punktquellen, sobald sie außerhalb des Sonnensystems liegen¹. Dies rechtfertigt die im Folgenden verwendete Annahme, dass Bursts punktförmige Quellen darstellen. Falls sich die Quelle mit relativistischer Geschwindigkeit $v = \beta c$ auf den Beobachter zu bewegt, muss Gleichung 4.1 modifiziert werden. Durch den relativistischen Dopplereffekt können die beobachteten Variabilitätszeitskalen kürzer sein, als es nach Gleichung 4.1

¹mittlere Abstand Sonne-Erde = 1 Astronomische Einheit $\approx 1.50 \times 10^{11}$ m

für eine Quelle mit entsprechender Größe möglich ist. Eine solche Situation liegt beispielsweise bei Blasaren vor. Bei großen Entfernungen muss außerdem die kosmologische Rotverschiebung z berücksichtigt werden. Mit dem Dopplerfaktor

$$\delta = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta} \quad (4.3)$$

lautet die modifizierte Bedingung an die Größe der Emissionsregion:

$$R < c\tau \frac{\delta}{1 + z} \quad (4.4)$$

Blasare

Die bisher schnellste im VHE Gamma-Bereich gefundene unregelmäßige Variabilität beträgt $\tau \sim 200$ s. Sie wurde bei Beobachtungen des Blasars PKS 2155-304 durch das H.E.S.S.-Experiment detektiert (Aharonian et al., 2007). Die schnelle Variabilität, die auch in anderen Wellenlängenbereichen beobachtet wird, kommt hier durch die hohen Dopplerfaktoren in dem auf den Beobachter ausgerichteten relativistischen Jet zustande. Eine gezielte Suche nach sehr schneller Variabilität von Blasaren ist nicht Bestandteil dieser Arbeit. Durch sie verursachte, außergewöhnliche Bursts auf Zeitskalen ~ 10 Sekunden können jedoch nicht ausgeschlossen werden und bei der Burstsuche gefunden werden.

Primordiale Schwarze Löcher und andere hypothetische Quellen

Primordiale schwarze Löcher bilden eine rein hypothetische Quellklasse sehr kurzer VHE Bursts. Es handelt sich dabei um schwarze Löcher, die in der Frühphase des Universums etwa aus Dichtefluktuationen entstanden sein könnten und heute durch explosionsartiges Verdampfen VHE Gamma-Bursts hervorrufen. Diesen interessanten Objekten ist Unterkapitel 4.3 gewidmet, in dem auch eine obere Grenze für ihre Existenz bestimmt wird.

Neben primordialen schwarzen Löchern gibt es eine ganze Reihe an hypothetischen Prozessen die als Quellen kurzer VHE Gamma-Bursts vorgeschlagen werden. Beispielsweise diskutieren MacGibbon und Brandenberger (1993) durch kosmische Strings² verursachte VHE Gamma-Bursts. Unabhängig von einer bestimmten Quellklasse, ist daher die Suche nach Bursts spannend und könnte zur Entdeckung bisher unbekannter Phänomene führen.

4.2 Suche nach Bursts

In diesem Abschnitt wird die Suche nach kurzen VHE Gamma-Bursts im H.E.S.S.-Datensatz beschrieben. Diese Suche ist unabhängig von der Quellklasse und erstreckt sich über den ganzen abgedeckten Himmelsbereich und Zeitraum. Abschnitt 4.2.1

²Kosmische Strings sind hypothetische topologische Defekte im Raum.

beschreibt den verwendeten Suchalgorithmus. Die Ergebnisse der Suche werden in Abschnitt 4.2.2 diskutiert.

Datensatz

Der verwendete Datensatz ist identisch mit dem, der auch zur Produktion der Fluss- und Signifikanzkarten verwendet wurde. Als Grundlage der Burstsuche dienen die in Form von Photonlisten gespeicherten Information über Ankunftszeit und Ankunftsrichtung der als Gamma-artig rekonstruierten Ereignisse. Es werden nur Ereignisse verwendet, deren Offset ψ von der Beobachtungsrichtung nicht größer als 2.1° ist. Um ein möglichst gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erreichen wird für die Burstsuche ausschließlich die Hard-Konfiguration benutzt (vgl. Abschnitt 2.2.2). Dennoch wird die Menge der Gamma-artigen Ereignisse vom hadronischen Untergrund dominiert. Die von der Konfiguration abhängende Winkelauflösung beträgt in der Hard-Konfiguration etwa 0.1° . Die Zeitauflösung liegt bei etwa 100 Nanosekunden.

4.2.1 Detektion der Bursts

Da die untersuchten Zeitskalen sehr viel kleiner als die Dauer eines Runs sind, können die einzelnen Runs unabhängig voneinander nach Bursts durchsucht werden. Jeder Run stellt einen dreidimensionalen Datenraum dar, dessen Koordinatenachsen durch die zwei Richtungskordinaten Rektaszension RA und Deklination δ , sowie die Zeitkoordinate t des Ereignisses gegeben sind. Die Aufgabe des Suchalgorithmus ist es in diesem Datenraum Orte hoher mittlerer Ereignisdichte zu finden. In der Zeitrichtung sind die diskreten Ereignisse eines hypothetischen Bursts auf einem Intervall, das der Dauer des Bursts entspricht, verteilt. Die Verteilung der Ereignisse in der RA - δ -Ebene entspricht der Winkelauflösung des H.E.S.S.-Experiments. Es werden also zylindrische Volumenelemente im Datenraum mit hoher mittlerer Ereignisdichte gesucht.

Der Radius θ der kreisförmigen Grundfläche des Volumenelements in der RA - δ -Ebene sollte so groß sein, dass zugleich möglichst viele Ereignisse des Bursts, aber nur wenige Untergrundereignisse im Zylinder enthalten sind. Er wird hier entsprechend des Wertes des θ^2 -Schnittes (vgl. Abschnitt 2.2.2) der Hard-Konfiguration $\theta = 0.1^\circ$ gewählt. Die Höhe des Zylinders, d.h. die Zeitskala τ auf der die Bursts gesucht werden, wird in dieser Arbeit a priori festgelegt und die Burstsuche für verschiedene Werte $\tau = 1s, 3s, 5s$ und $10s$ durchgeführt.

Ob ein in den Daten vorhandener Burst tatsächlich gefunden wird hängt, neben der wie oben festgelegten Größe, von der Platzierung des Volumenelements im Datenraum ab. Die Wahl der Position des zylindrischen Volumenelements ist nicht trivial. Die einfachste Möglichkeit ist es, Gitterpunkte im Datenraum zu definieren, die dann der Himmelsposition und dem Startzeitpunkt eines möglichen Bursts entsprechen, und so die Position des Zylinders festlegen. Es kann aber vorkommen, dass ein Burst zwischen diese Gitterpunkte fällt und somit nur teilweise im zylindrischen

Volumenelement enthalten ist. Zum Preis eines schnell anwachsenden Bedarfs an Rechenzeit kann diese Problem durch immer enger zusammenliegende Gitterpunkte zwar reduziert, jedoch nicht vollständig beseitigt werden. Um diese Problematik zu umgehen, wird hier zur Burstdetektion ein Algorithmus benutzt, bei dem sich die Positionierung des Zylinders an den Daten orientiert und daher das Verpassen eines in den Daten vorhandenen Burst ausgeschlossen ist. Dieser Algorithmus wurde bereits in einer anderen Arbeit zur Suche nach kurzen Bursts in den Daten des Whipple Cherenkov-Teleskops beschrieben und angewandt (Linton, 2006).

Algorithmus zur Detektion von Bursts:

1. Für jedes der Ereignisse i mit Ankunftszeitpunkt t_i eines Run:

Zeitliche Selektion aller Ereignisse im Zeitintervall $[t_i, t_i + \tau]$.

Örtliche Selektion d.h. Bestimmung der maximale Teilmenge an Ereignissen aus der Menge der zeitselektierten Ereignisse, die in einem Zylinder der Höhe τ und Grundfläche mit Radius θ enthalten ist. Dabei soll das Ereignis i auf jeden Fall innerhalb des Zylinders, aber nicht notwendig im Zentrum seiner Grundfläche liegen.

Burstgröße: Die Anzahl aller verbleibenden Ereignisse definiert die Burstgröße b . Jedem dieser Ereignisse wird die Burstgröße b zugeordnet, sofern dem jeweiligen Ereignis zuvor nicht schon ein höherer Wert zugeordnet wurde.

2. Die Anzahl der detektierten Bursts $N_{\text{Burst}}(b)$ der Größe b ist dann definiert durch die Anzahl der Ereignisse $N_{\text{Ereignis}}(b)$ denen die Burstgröße b zugeordnet wurde dividiert durch b :

$$N_{\text{Burst}}(b) = \frac{N_{\text{Ereignis}}(b)}{b} \quad (4.5)$$

Diese Wahl stellt sicher, dass identische Bursts nicht mehrfach detektiert werden. Ein Burst kann auch mit einer Zahl kleiner als eins gezählt werden, wenn ein Teil seiner Ereignisse zugleich Teil eines größeren Bursts ist.

Abbildung 4.1 veranschaulicht die einzelnen Schritte der Burstdetektion.

Implementierung des Algorithmus

Bei der örtlichen Selektion aus der Menge der zeitselektierten³ Ereignisse $\{1, \dots, N\}$ mit $N > 1$ Elementen, muss geprüft werden, ob alle Ereignisse innerhalb eines Zylinders liegen, dessen Radius θ_Z kleiner oder gleich dem maximal erlaubten Radius $\theta = 0.1^\circ$ ist. Für $N = 2$ ist θ_Z gegeben durch den halben Winkelabstand $\angle(1,2)/2$ der beiden

³Aus der Menge der zeitselektierten Ereignissen werden von Anfang an nur diejenigen betrachtet, deren Winkelentfernung vom ersten Ereignis im Burst nicht größer als 2θ ist.

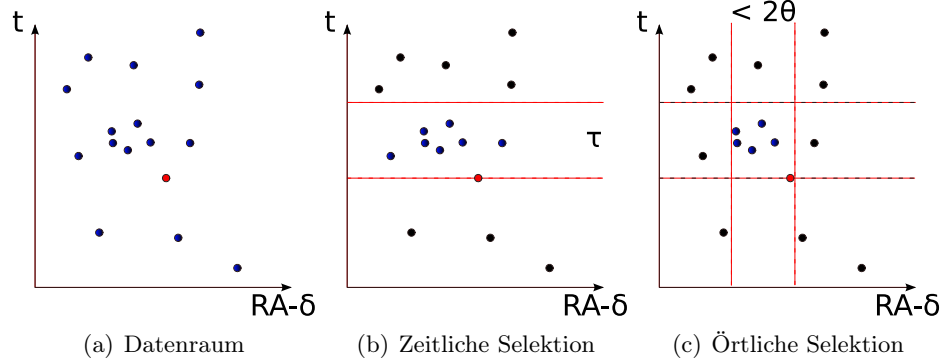


Abbildung 4.1: Die Abbildungen zeigen die Ereignisse im Datenraum und die einzelnen Schritte der Burstdetektion. Das zeitlich erste Ereignis ist in rot eingefärbt. Es ist fester Bestandteil des zu findenden Bursts. In diesem Beispiel beträgt die Burstgröße $b = 6$.

Ereignisse. Für $N \geq 3$ ist die geometrische Situation komplizierter. Das Problem lässt sich zunächst zurückführen auf die Berechnung von θ_Z für $N = 3$ Ereignisse. Dabei nutzt man aus, dass der minimale Radius der $N > 3$ Ereignisse umschließt, gegeben ist durch den Radius der nötig ist, um jede beliebige Teilmenge aus drei der N Ereignisse umschließen zu können, wobei der Zylinder jedesmal verschoben werden darf (Linton, 2006). Bei der Bestimmung von θ_Z für $N = 3$ werden je nach geometrischer Anordnung der drei Ereignisse in einem Dreieck mit den Seitenlängen (Winkelentfernungen) $a \leq b \leq c$ zwei Fälle unterschieden:

Stumpfwinkliges Dreieck $c^2 \geq a^2 + b^2$: Ein Kreis mit der längsten Dreiecksseite als Durchmesser umschließt die drei Ereignisse: $\theta_Z = c/2$

Spitzwinkliges Dreieck $c^2 < a^2 + b^2$: Der gesuchte minimale Radius ist der Umkreisradius des Dreiecks. Dieser lässt sich numerisch effizient unmittelbar aus den Seitenlängen bestimmen. Für den Umkreisradius R_U eines Dreiecks mit Seiten a , b und c und gegenüberliegenden Winkeln α , β und γ gilt: $R_U = \frac{a}{2 \sin \alpha} = \frac{b}{2 \sin \beta} = \frac{c}{2 \sin \gamma}$. Gleichzeitig ist der Umkreisradius mit dem Flächeninhalt $F = 2R_U^2 \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma$ des Dreiecks verknüpft, so dass gilt: $R_U = \frac{abc}{4F}$. Die Dreiecksfläche lässt sich nach der Heronischen Formel (Bronstein, 2001)

$$F = \frac{1}{4} \sqrt{(a+b+c)(-a+b+c)(a-b+c)(a+b-c)} \quad (4.6)$$

direkt aus den Seitenlängen berechnen. Durch Einsetzen erhält man Gleichung 4.7.:

$$\theta_Z = \frac{abc}{\sqrt{(a+b+c)(-a+b+c)(a-b+c)(a+b-c)}} \quad (4.7)$$

Für den Fall, dass nicht alle zeitlektierten Elemente in einem Zylinder mit Radius $\theta = 0.1^\circ$ liegen, muss die Menge dieser Ereignisse schrittweise verringert werden, bis diese Bedingung erfüllt ist. Durch die Forderung, dass das zeitlich erste Ereignis fester Bestandteil des Bursts ist, ist die Auswahl des zu entfernenden Ereignisses nicht trivial. Zu einer Ereignismenge mit N Elementen werden daher alle möglichen Teilmengen mit $N - 1$ Elementen, die das zeitlich erste Ereignis enthalten, bestimmt und geprüft, ob eine dieser Teilmengen die gewünschte Eigenschaft besitzt. Falls ja, ist der nicht notwendig eindeutig definierte Burst gefunden. Falls nein, werden alle Teilmengen mit $N - 2$ Elementen bestimmt, wobei das zeitlich erste Element wieder in jeder Teilmenge enthalten sein muss. Dieser Prozess setzt sich so lange fort, bis ein Burst gefunden ist.

Die Anwendbarkeit des beschriebenen Algorithmus basiert auf der geringen Anzahl an Ereignissen, die in jedem Zeitintervall liegen, so dass es sich meist nur um Bursts kleiner Größe handelt (vgl. Abbildung 4.2). Bei längeren Zeitintervallen (10^2 Sekunden) nimmt die Anzahl der Ereignisse, und somit die Anzahl der möglichen Teilmengen zu und begrenzt die Anwendbarkeit der Methode.

Untergrund und Monte-Carlo-Simulation

Die meisten aller detektierten Bursts sind hadronische Untergrundereignisse, deren Richtungen und Ankunftszeiten zufällig eng zusammenliegen. Möglicherweise vorhandene echte Bursts könnten als Abweichung von der erwarteten Verteilung der Untergrundereignisse sichtbar werden. Die Verteilung der detektierten, zufälligen Bursts hängt neben der zeitlichen Struktur der Ereignisse auch von deren Richtungsverteilung ab. Letztere ist wegen der über das FoV veränderlichen Akzeptanz des H.E.S.S.-Systems nicht homogen (vgl. 2.2.3). Zur Bestimmung der erwarteten Verteilung zufälliger Untergrundbursts werden daher Monte-Carlo Datensätze erzeugt, indem die Ankunftsrichtungen der Ereignisse beibehalten, ihre Ankunftszeiten jedoch zufällig, einer flachen Verteilung folgend über den Beobachtungszeitraum neu verteilt werden. Die Richtungsverteilung der Ereignisse im Monte-Carlo-Datensatz entspricht so derjenigen in den echten Daten, jeder physikalisch echte VHE Gamma-Burst wird aber so zerstört. Der Umfang der Monte-Carlo-Daten entspricht dem 100fachen der echten Daten. Die Monte-Carlo-Daten werden dann, genauso wie die echten Daten, nach Bursts durchsucht.

4.2.2 Ergebnisse und Diskussion

Abbildung 4.2 zeigt die Verteilung der bei der Burstsuche in den echten Daten gefundenen Burstgrößen im Vergleich mit der entsprechenden, skalierten Verteilung die sich aus den Monte-Carlo-Daten ergibt. Innerhalb statistischer Unsicherheiten sind beide Verteilungen kompatibel. Die Verteilung der in den echten Daten gefundenen Burstgrößen zeigt also keine statistisch signifikante Abweichung von einer Verteilung, die man bei rein zufälligen Ankunftszeiten der Ereignisse erwarten würde. Das Null-Resultat in dieser Arbeit ist konsistent mit aktuellen Ergebnissen des Milagro

Experiments (Vasileiou, 2008) und den in Abschnitt 4.3.3 zitierten Publikationen. Es ist jedoch interessant zu sehen, dass die Datenpunkte bei den größten Burst-

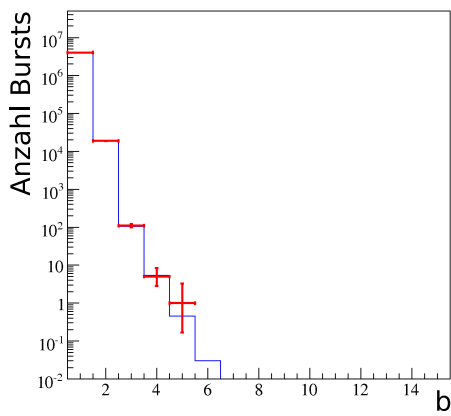
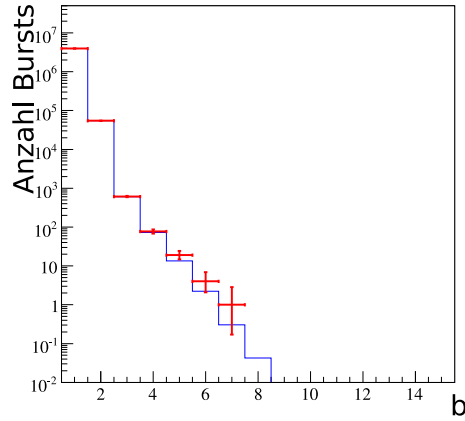
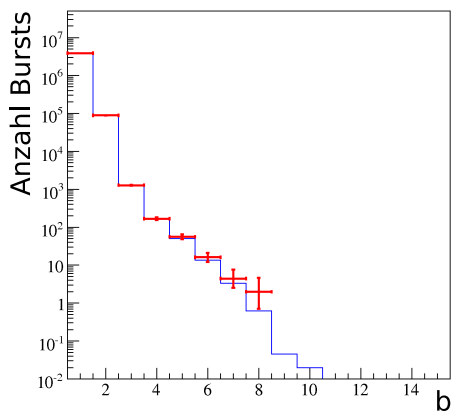
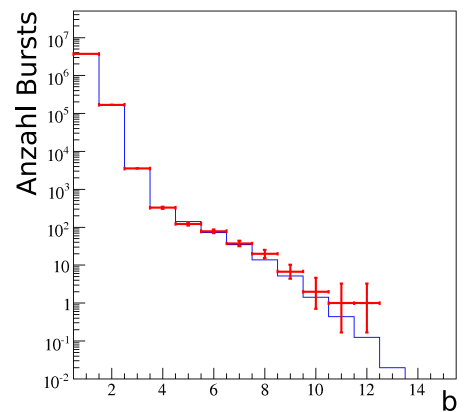
(a) $\tau = 1$ s(b) $\tau = 3$ s(c) $\tau = 5$ s(d) $\tau = 10$ s

Abbildung 4.2: Verteilung der gefundenen Burstgrößen (rot) im Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen (blau). Es wurden 100 mal mehr Monte-Carlo-Daten als echte Daten generiert und simuliert. Statistische Fehler auf 1σ -Niveau sind nur für die echten Daten eingezeichnet. Die Fehler der Monte-Carlo-Daten sind etwa zehnmal kleiner.

größen stets oberhalb den Erwartungen liegen. Es ist durchaus möglich, dass eine kleine Population sehr schnell variabler Quellen existiert, die vom statistischen Untergrund überdeckt wird. Eine zielgerichtete Suche an, nach physikalischen Kriterien ausgewählten, Himmelspositionen könnte genutzt werden um diesen Untergrund zu

reduzieren.

Die hier verwendete Methode nutzt keinerlei Untergrundmodellierung zur Abschätzung der Zahl der Untergrundereignisse. So wird ausgeschlossen, dass ein wahrer Burst aufgrund einer falschen Untergrundabschätzung übersehen wird. Da die Zahl der Untergrundereignisse in längeren Zeitfenstern schnell anwächst, ist die Methode auf kurze Zeitskalen beschränkt. Eine Erweiterung zur Untergrundabschätzung ist denkbar.

4.3 Primordiale schwarze Löcher

Primordiale schwarze Löcher (PBH, engl.: Primordial Black Hole) sind schwarze Löcher, die kurz nach dem Urknall entstanden sein könnten. Ihre mögliche Detektion oder obere Grenzen für ihre Existenz können uns daher Einblicke in die Physik des frühen Universums bieten. Außerdem wird in der Literatur ihre Bedeutung für Modellvorstellungen der Hochenergiephysik und der Quantengravitation, sowie ihre Rolle als mögliche Kandidaten dunkler Materie diskutiert (Carr, 2003).

Die Suche nach PBHs ist die Suche nach der von ihnen emittierten Hawking-Strahlung (siehe unten). Dabei kann man entweder versuchen, die diffuse Emission einer PBH-Population nachzuweisen oder nach der Emission individueller PBHs in Form eines Bursts suchen. In dieser Arbeit wird der zweite Ansatz verfolgt.

Nach einer kurzen Einführung in die Physik der PBHs in Abschnitt 4.3.1, wird in Abschnitt 4.3.2 die Bestimmung einer oberen Grenze auf das Produkt von lokaler Anzahldichte und Explosionsrate der PBHs beschrieben. Ergebnisse dieser Untersuchung werden in Abschnitt 4.3.3 präsentiert.

4.3.1 Physik der primordialen schwarzen Löcher

Im Folgenden soll die Physik der PBHs umrissen und ihre Detektierbarkeit durch das H.E.S.S.-Experiment besprochen werden. Ein ausführlicherer Überblick zur Physik der PBHs wird von Halzen et al. (1991) gegeben. Das hier zu Grunde gelegte Modell beruht auf relativ konservativen Annahmen, ist aber nicht das einzig denkbare Szenario. Einen Überblick über die Photonenspektren in verschiedenen anderen diskutierten, hier aber nicht weiter berücksichtigten Modellen gibt Bugaev et al. (2007).

Schwarze Löcher und Hawking Strahlung

Schwarze Löcher sind kompakte Massenansammlungen, deren Ausdehnung ihren Schwarzschild-Radius R_S nicht überschreitet. Mit der Gravitationskonstante G und der Lichtgeschwindigkeit c beträgt der Schwarzschildradius einer Masse M

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (4.8)$$

Der Schwarzschildradius einer Sonnenmasse beträgt ungefähr 3 km. Die Existenz schwarzer Löcher wird durch die Allgemeinen Relativitätstheorie vorhergesagt und

gilt als experimentell bestätigt. Durch die extreme Gravitationskraft kann sich weder Materie noch elektromagnetische Strahlung, die sich innerhalb des Schwarzschildradius befindet, vom schwarzen Loch wegbewegen.

Man vermutet, dass schwarze Löcher durch den auf der Quantenmechanik beruhenden Mechanismus der Hawking Strahlung effektiv Teilchen und Photonen emittieren (Hawking, 1974). Gleichung 4.9 beschreibt das Spektrum von Teilchen der Energie E , die pro Freiheitsgrad und Zeiteinheit dt von einem ungeladenen, nicht-rotierenden schwarzen Loch emittiert werden (Halzen et al., 1991):

$$\frac{d^2 N}{dE dt} = \frac{\Gamma_s}{h \left[\exp\left(\frac{16\pi^2 G M E}{hc^3}\right) - (-1)^{2s} \right]} \quad (4.9)$$

Hier ist M die Masse des schwarzen Lochs, G die Gravitationskonstante, h das Plancksche Wirkungsquantum, s der Spin des emittierten Teilchens und schließlich Γ_s der Absorptionskoeffizient. Durch die Emmission von Hawking-Strahlung wird Energie des schwarzen Lochs an die Umgebung abgegeben, so dass man von einem Verdampfen des schwarzen Lochs spricht. Die Hawking Strahlung zeigt ein thermisches Spektrum mit einer Temperatur T_H , die umgekehrt proportional zur Masse des schwarzen Lochs ist (Bergström und Goobar, 2004):

$$k_B T_H \approx 10^8 \text{ eV} \times \frac{10^{15} \text{ g}}{M} \quad (4.10)$$

Hier bezeichnet k_B die Boltzmann-Konstante. Nach dem Stefan-Boltzmann Gesetz gilt für den Massenverlust eines schwarzen Lochs mit einer durch den Schwarzschildradius bestimmten Oberfläche

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{\alpha(M)}{M^2} \quad (4.11)$$

wobei α die Zahl der Freiheitsgrade der emittierten Teilchen berücksichtigt und für die Teilchen des Standardmodell (ohne das Higgs-Boson) in der Größenordnung von $\alpha \approx 10^{25} \text{ g}^3 \text{ s}^{-1}$ und größer liegt (Halzen et al., 1991). Ohne Akkretion von Materie ist die Lebensdauer t_L eines schwarzen Lochs durch sein Verdampfen endlich und beträgt etwa

$$t_L \approx 10^{10} \text{ a} \times \frac{M}{10^{15} \text{ g}} \quad (4.12)$$

Mit abnehmender Masse des schwarzen Lochs beschleunigt sich der Massenverlust immer weiter und endet schließlich in einer finalen Explosion.

Entstehen und Verdampfen primordialer schwarzer Löcher

Soweit man weiß können heute neue schwarze Löcher nur durch Gravitationskollaps schwerer Sterne im Endstadium ihrer Entwicklung entstehen. Dabei bildet die

Chandrasekhar-Grenze eine untere Schranke für ihre Masse, die oberhalb einer Sonnenmasse⁴ liegt. Schwarze Löcher dieser Größe sind auf Zeitskalen, die dem Alter des Universums entsprechen stabil (vgl. Gleichung 4.12). Wesentlich leichtere primordiale schwarze Löcher könnten aus Dichtefluktuationen kurz nach dem Urknall entstanden sein (Hawking, 1971). Phasenübergänge im frühen Universum (Hawking et al., 1982) und kollabierende kosmische Strings (Hawking, 1989) setzen die noch nicht vollständige Liste möglicher Entstehungsprozesse fort. Die Massenverteilung der neu entstandenen PBHs ist modellabhängig und daher letztlich unbekannt. Diejenigen PBHs, deren ursprüngliche Massen im Bereich von $M \sim 2.5 \times 10^{-19}$ Sonnenmassen liegen, würden die Endphase ihrer Entwicklung heute erreichen und ihr Verdampfen könnte nachweisbar sein. Die Signatur der finalen Explosion im VHE Gamma-Bereich wird im nächsten Absatz diskutiert.

VHE Gamma-Signatur primordialer schwarzer Löcher

Die Entwicklung eines PBH in seiner Endphase hängt vom zu Grunde gelegten teilchenphysikalischen Modell ab. Halzen et al. (1991) berechnen die Photonen-Emission im Zeitraum τ vor dem endgültigen Verschwinden des schwarzen Lochs unter der Annahme, dass die Zahl der Freiheitsgrade auch bei hohen Hawking-Temperaturen durch die bekannten Teilchen des Standardmodells gegeben ist. Zwei Prozesse die als direkte und indirekte Emission bezeichnet werden tragen zur Emission von VHE Gamma-Strahlung bei:

Direkte Emission: VHE Gamma-Quanten können direkt durch den Hawking-Mechanismus entstehen. Ihr Anteil am gesamten Photonensignal ist aber nur gering. Das Photonspektrum der direkten Emission ist durch das thermische Spektrum der Hawking-Strahlung gegeben.

Indirekte Emission: Durch den Hawking-Mechanismus werden Partonen (Quarks und Gluonen) emittiert, die dann durch Fragmentationsprozesse Pionen erzeugen. Die Erzeugung der Pionen kann durch eine empirische Fragmentationsfunktion $dN_\pi/dz = 15/16z^{-3/2}(1-z)^2$ beschrieben werden. Hier ist z der Bruchteil der Partonenenergie, den das Pion erhält. Beim Zerfall der Pionen können dann VHE Gamma-Quanten entstehen.

Für die Anzahl der im Zeitraum τ vor dem Verschwinden oberhalb einer Energie E insgesamt emittierten Photonen finden Halzen et al. (1991):

$$N_\gamma(> E) \approx 2.4 \times 10^{31} \left(\frac{\text{TeV}}{Q} \right)^2 \times \begin{cases} \left[\sqrt{\frac{Q}{E}} \left(\frac{5}{6} + \frac{3E}{Q} + \frac{5E^2}{14Q^2} \right) - \frac{5E}{3Q} - \frac{5}{2} \right] + \frac{1}{250} & , E < Q \\ \left(\frac{Q}{E} \right)^2 \left[\frac{1}{42} + \frac{1}{150} \left(1 - \frac{2}{5} \left(2 - \frac{Q}{E} \right) \right) \right] & , E \geq Q \end{cases} \quad (4.13)$$

⁴Sonnenmasse $M_S \approx 2 \times 10^{33}$ g

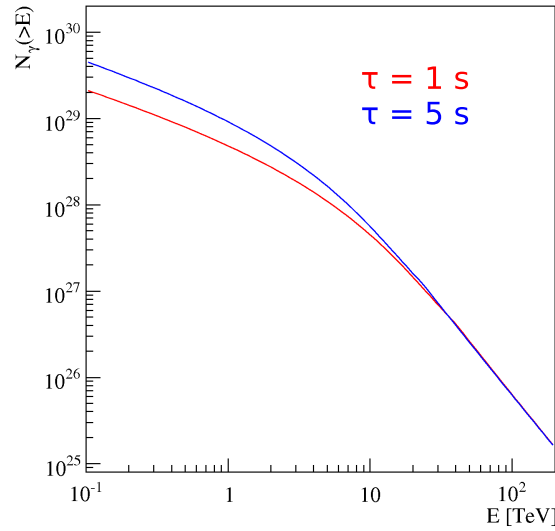


Abbildung 4.3: Gesamtzahl N_γ der Photonen, die oberhalb einer Energie E von einem PBH im Zeitraum τ vor seiner vollständigen Verdampfen emittiert werden (direkte und indirekte Emission).

Die Energie $Q \approx 40 \text{ TeV} \times \left(\frac{1\text{s}}{\tau}\right)^{1/3}$ ist die Energie, bei der der über den Zeitraum τ integrierte Partonenfluss am größten ist. Das Ergebnis ist für zwei verschiedene Zeitskalen τ in Abbildung 4.3 dargestellt. Von einem schwarzen Loch in 10^{16} m ($\approx 0.3 \text{ pc}$) Entfernung erwartet man oberhalb von 200 GeV etwa 1×10^{-4} Photonen pro Quadratmeter aus der letzten Sekunde seiner Lebenszeit. Die effektive Detektionsfläche des H.E.S.S.-System liegt bei etwa 10^5 Quadratmeter, so dass man einen Burst der Größe $b = 10$ auf der Zeitskala von einer Sekunde erwarten würde.

4.3.2 Obere Grenze für die Existenz primordialer schwarzer Löcher

Die Anzahl der Bursts, die von verdampfenden PBHs hervorgerufen werden ist proportional zum Produkt aus ihrer Anzahldichte ρ und ihrer Verdampfungsrate R . Die Verdampfungsrate wiederum hängt von der nicht bekannten Massenverteilung der PBHs bei ihrer Entstehung ab. Eine sinnvolle und unabhängig vom Modell der Entstehung vergleichbare obere Grenze kann daher nur für das Produkt $(R \cdot \rho)$ angegeben werden. Die Anzahl der beobachteten Burst N_{Burst} einer Mindestgröße b_{min} hängt bei gegebenem $(R \cdot \rho)$ vom beobachteten Volumen V_{obs} und der Beobachtungsdauer dieses Volumens T_{obs} ab:

$$N_{\text{Burst}}(b_{\text{min}}) = (R \cdot \rho) \times (V_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})(b_{\text{min}}) \quad (4.14)$$

Eine obere Grenze (OG) der Anzahl beobachteter Bursts N_{Burst}^{OG} lässt sich also in eine obere Grenze für $(R \cdot \rho)$ umwandeln, sobald man das sensitive Raum-Zeit-Volumen

$(V_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})$ kennt. Die Bestimmung aller dazu notwendigen Größen wird im Folgenden beschrieben:

Sensitives Raum-Zeit-Volumen $V_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}}$

Das beobachtete Volumen V_{obs} ist gegeben durch den beobachteten Raumwinkel Ω_{obs} und der maximalen Entfernung D_{max} , innerhalb derer, verdampfende PBH im Zeitraum τ , Bursts einer gewissen Mindestgröße b_{min} hervorrufen:

$$(V_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})(b_{\text{min}}) = \frac{(\Omega_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})}{3} D_{\text{max}}^3(b_{\text{min}}) \quad (4.15)$$

Zur Bestimmung von D_{max} muss die energieabhängige effektive Detektorfläche F_{eff} des H.E.S.S.-Experiments mit dem Spektrum (vgl. Gleichung 4.13) der verdampfenden schwarzen Löcher gefaltet werden. Um zunächst unabhängig von b_{min} zu sein wird für ein Objekt in Referenzentfernung $D^{\text{ref}} = 1 \times 10^{16}$ m die Anzahl der erwarteten VHE Gamma-Quanten bestimmt:

$$b^{\text{ref}} = \frac{1}{4\pi(D^{\text{ref}})^2} \int F_{\text{eff}}(E, Z, \psi) \frac{dN_{\gamma}(E)}{dE} dE \quad (4.16)$$

Um die Totzeit des H.E.S.S.-Systems beim Auslesen eines Luftschauerereignisses zu berücksichtigen wird hier b^{ref} noch um 5% verringert. Dies entspricht in etwa dem Unterschied zwischen Beobachtungsdauer und tatsächlich sensitiver Zeit. Die maximale, sensitive Entfernung für beliebige minimale Burstgrößen b_{min} ist dann:

$$D_{\text{max}}(b_{\text{min}}, b^{\text{ref}}) = \sqrt{\frac{b^{\text{ref}}}{b_{\text{min}}}} D^{\text{ref}}. \quad (4.17)$$

Da die die effektive Detektionsfläche von Zenitwinkel Z und Offset ψ abhängt, wird b^{ref} für jedes beobachtete Raumwinkelelement $d\Omega_{\text{obs}}$ aller Runs separat bestimmt und gewichtet mit der Größe des Raumwinkelements und der Beobachtungsdauer des Runs in Abhängigkeit von b^{ref} in ein Histogramm mit feinen Bins $[b_i^{\text{ref}}, b_i^{\text{ref}} + \Delta b^{\text{ref}})$ eingetragen. Dies ist in Abbildung 4.4.(a) zu sehen. Für jedes der kleinen Intervalle i erhält man so das über alle Beobachtungen akkumulierte Produkt $(\Omega_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})_i$. Die Raumwinkelintegration wird dabei nur über Himmelpositionen ausgeführt, die nicht weiter als $\psi = 2.0^\circ$ von der Beobachtungsrichtung entfernt sind.

Im nächsten Schritt kann schließlich das Produkt aus beobachtetem Raumwinkel und Beobachtungsdauer $(V_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})(b_{\text{min}})$ in Abhängigkeit von b_{min} bestimmt werden:

$$(V_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})(b_{\text{min}}) = \sum_i \frac{(\Omega_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})_i}{3} D_{\text{max}}^3(b_{\text{min}}, b_i^{\text{ref}}) \quad (4.18)$$

Abbildung 4.4.(b) zeigt die so gewonnenen Werte von $(V_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})$.

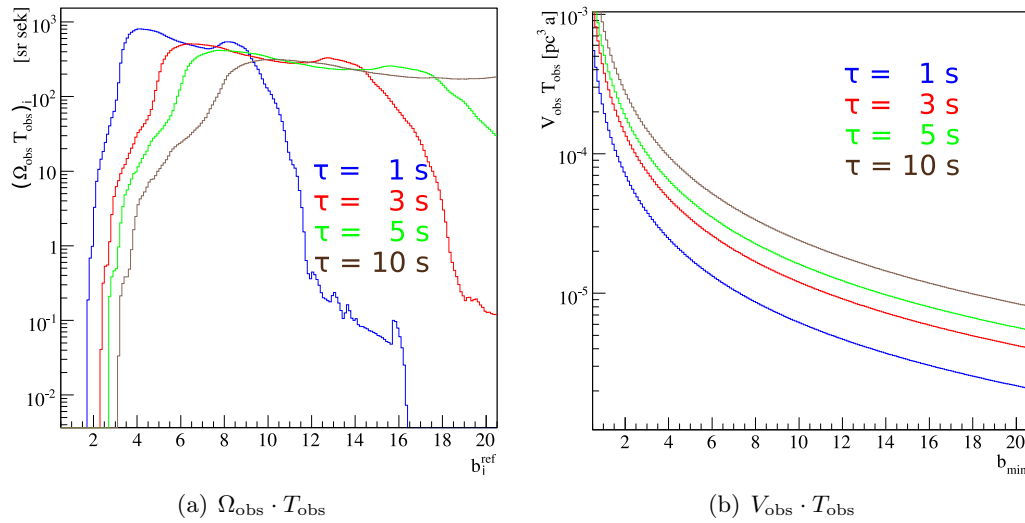


Abbildung 4.4: (a) Produkt $(\Omega_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})$ aus Raumwinkel und Beobachtungszeit für die b^{ref} -Intervalle $[b_i^{\text{ref}}, b_i^{\text{ref}} + \Delta b^{\text{ref}})$. (b) Produkt $(V_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})$ aus sensitivem Volumen und Beobachtungszeit in Abhängigkeit der minimalen zu erwarteten Burstgröße b_{min} .

Obere Grenze der beobachteten Bursts $N_{\text{Burst}}^{\text{OG}}$

Die Anzahl der beobachteten Burst oberhalb einer Schwelle b_{min} lässt sich direkt aus den in Abschnitt 4.2.2 vorgestellten Ergebnissen ableiten. Dort wurden alle Ereignisse in die Analyse miteinbezogen deren Offset nicht größer als $\psi = 2.1^\circ$ ist. Der Wert von ψ ist dort, gegenüber dem bei der Raumwinkelintegration verwendeten Wert von $\psi = 2.0^\circ$, um den Radius 0.1° erweitert worden. Dies stellt sicher, dass alle Burst mit Winkelausdehnung $\theta = 0.1^\circ$ voll berücksichtigt werden. Die obere Grenze $N_{\text{Burst}}^{\text{OG}}$ wird dann aus der tatsächlich detektierten Anzahl der Burst gemäß der Poissonstatistik bei einem Vertrauensniveau von 99% bestimmt. Abbildung 4.5.(a) zeigt die Werte von $N_{\text{Burst}}^{\text{OG}}$ für verschiedene Werte von τ in Abhängigkeit von b_{min} . Die Variablen b^{ref} und b_{min} werden als kontinuierliche Variablen behandelt, detektierte Burstgrößen nehmen jedoch nur diskrete Werte an. Die Detektion eines Bursts der Größe b wird im Kontext der kontinuierlichen Variablen als Detektion im Intervall $[b, b + 1)$ interpretiert.

4.3.3 Ergebnisse und Diskussion

Nach Gleichung 4.14 lassen sich nun für die untersuchten Zeitskalen in Abhängigkeit der Burstgröße b_{min} aus den Werten für $(V_{\text{obs}} \cdot T_{\text{obs}})$ und $N_{\text{Burst}}^{\text{OG}}$ obere Grenzen für das Produkt $(R \cdot \rho)$ aus Dichte und Explosionsrate der PBHs bestimmen. Abbildung 4.5.(b) zeigt diese Werte in Abhängigkeit von b_{min} . Die oberen Grenzen für $(R \cdot \rho)$ ergeben sich für jede untersuchte Zeitskala τ aus den Minima der zugehörigen Kurven. Die niedrigsten Werte erhält man jeweils für diejenige Burstgröße b_{min} bei der

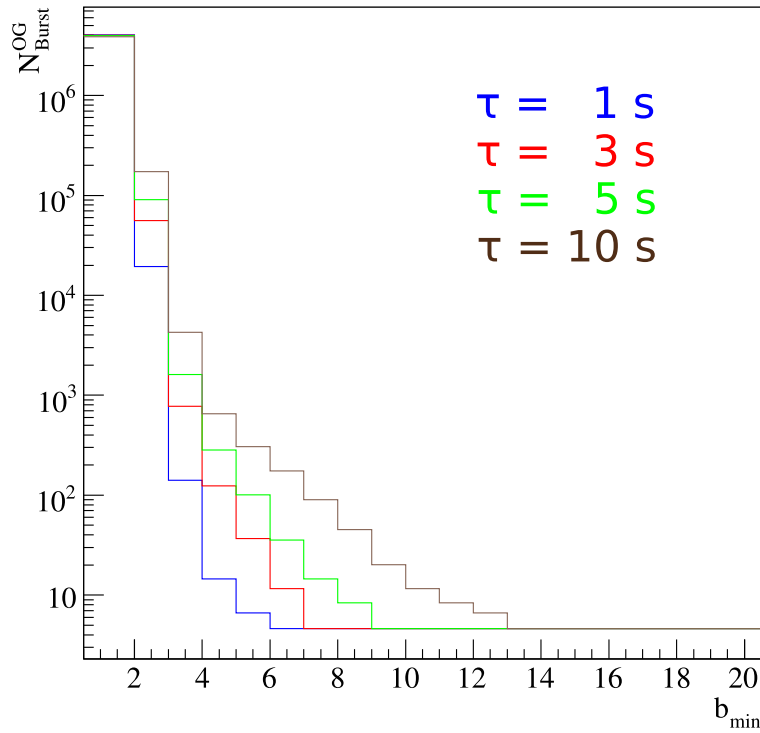
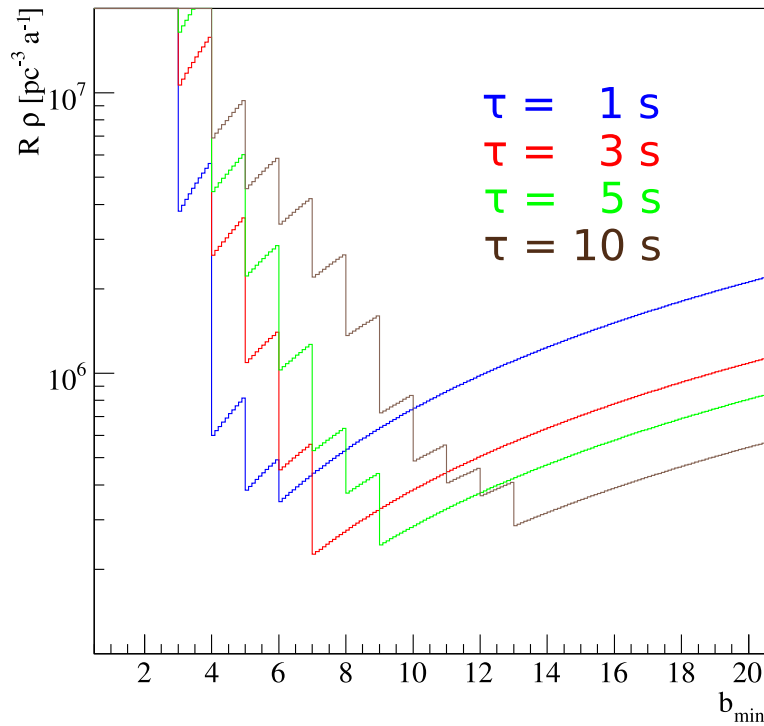
(a) $N_{\text{Burst}}^{\text{OG}}$ (b) Obere Grenze für $(R \cdot \rho)$

Abbildung 4.5: (a) Obere Grenzen auf die Anzahl beobachteter Bursts $N_{\text{Burst}}^{\text{OG}}$ und (b) obere Grenzen auf das Produkt $(R \cdot \rho)$ aus Explosionsrate und Anzahldichte der PBH (Vertrauensniveau 99%).

kein Burst detektiert wurde⁵. Für kleinere Werte von b_{\min} steigt die Zahl der Untergrundbursts dramatisch an, für größere b_{\min} reduziert sich das beobachtete Volumen. Tabelle 4.1 zeigt die oberen Grenzen, die sich aus den niedrigsten Werten der Kurven in Abbildung 4.5.(b) für die verschiedenen Zeitskalen τ ergeben. Die Wahl der optimalen Zeitskala lässt sich nicht einfach vorhersagen. Den niedrigsten Wert $(R \cdot \rho) < 2.3 \times 10^5 \text{ pc}^{-3} \text{ a}^{-1}$ erhält man für $\tau = 3 \text{ s}$. Hier ist das Verhältnis aus erwarteten Photonen und Untergründereignissen am besten. Energieschnitte könnten zu einer Reduktion des Untergrundes und zu einer weiteren Verbesserung der Grenze führen. Dies wurde hier nicht untersucht.

Zur Ableitung der hier vorgestellten Ergebnisse wurde stillschweigend eine homoge-

Zeitskala τ [s]	1	3	5	10
$R \cdot \rho$ [$10^5 \text{ pc}^{-3} \text{ a}^{-1}$]	< 3.5	< 2.3	< 2.4	< 2.9

Tabelle 4.1: Obere Grenzen dieser Arbeit auf das Produkt von Rate R und Anzahldichte ρ verdampfender primordialer schwarzer Löcher im Standardmodell der Teilchenphysik (99% Vertrauensniveau).

ne Verteilung der PBH im sensitiven Volumen angenommen. Die maximale radiale Ausdehnung D_{sens} des sensitiven Volumens lässt sich konservativ abschätzen, indem man die Entfernung bestimmt aus der man nur noch ein einziges Burst-Photon erwartet. Bei insgesamt $N_\gamma = 5 \times 10^{29}$ emittierten Photonen und einer effektiven Detektorfläche von $F_{\text{eff}} \sim 10^5 \text{ m}^2$ ergibt sich:

$$D_{\text{sens}} = \sqrt{\frac{N_\gamma F_{\text{eff}}}{4\pi}} \approx 6 \text{ pc} \quad (4.19)$$

Gegenüber den charakteristischen Längenskalen der Milchstraße (Dicke der Scheibe $\sim 900 \text{ pc}$) ist D_{sens} klein und die Annahme einer homogenen Verteilung gerechtfertigt. Die Kürze von D_{sens} erlaubt es außerdem Absorptionsprozesse der VHE Burst-Photonen zu vernachlässigen. Bei der Interpretation der Ergebnisse muss stets bedacht werden, dass sie sich auf unser lokales Umfeld innerhalb von D_{sens} beziehen.

Vergleich mit früheren Resultaten

Tabelle 4.2 zeigt die Ergebnisse anderer Experimente, die direkt nach der explosionsartigen Hawking-Emission am Ende der Entwicklung von PBHs gesucht haben. Dabei wird stets angenommen, dass der Verdampfungsprozess wie oben beschrieben durch das Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben werden kann. Der in dieser Arbeit abgeleitete Wert von $(R \cdot \rho) < 2.3 \times 10^5 \text{ pc}^{-3} \text{ a}^{-1}$ ist die niedrigste Grenze, die bisher bei einer direkten Suche nach individuellen PBH-Explosionen gewonnen wurde. Dazu trägt die sehr gute Untergrundunterdrückung des H.E.S.S.-Experiments

⁵Die Eigenschaft des Algorithmus, zwei zusammenfallende kleinere Burst als nur einen großen Burst zu detektieren, spielt daher keine Rolle.

Experiment	Jahr	Zeitskala τ [s]	$R \cdot \rho$ [$10^5 \text{ pc}^{-3} \text{ a}^{-1}$]	Referenz
CYGNUS	1993	1	< 8.5	Alexandreas et al. (1993)
Tibet	1995	1	< 4.6	Amenomori et al. (1995)
HEGRA	1995	1 bis 10	< 8.9	Funk et al. (1995)
Whipple	2006	1 bis 5	< 10.8 (< 6.9)	Linton et al. (2006)

Tabelle 4.2: Obere Grenzen verschiedener Experimente auf für Produkt von Rate R und Anzahldichte ρ verdampfender primordialer schwarzer Löcher im Standardmodell der Teilchenphysik (99% Vertrauensniveau). Der für Whipple in Klammern angegebene Wert bezieht sich auf eine Kombination der von Linton et al. (2006) und Connaughton et al. (1998) abgeleiteten Werte.

entscheidend bei.

Wesentlich tiefere Grenzen lassen sich durch indirekte Methoden gewinnen, die nicht nach individuellen PBH-Explosionen, sondern nach der integrierten Emission einer PBH-Population suchen:

- Da PBHs auch Antiprotonen emittieren sollten, kann aus dem gemessenen Antiprotonenfluss, nach Annahme eines ursprünglichen Massenspektrum und der räumlichen Verteilung in der Milchstraße, eine lokale obere Grenze abgeleitet werden. Maki et al. (1996) simulieren die Ausbreitung der Antiprotonen in der Galaxie und finden $(R \cdot \rho) < 1.7 \times 10^{-2} \text{ pc}^{-3} \text{ a}^{-1}$.
- Mittlere obere Grenzen für kosmologische Volumina, lassen sich aus dem Vergleich der beobachteten diffusen MeV-Hintergrundstrahlung und der zeitlich und räumlichen integrierten Emission der PBH ableiten. Um diese kosmologischen Mittelwerte mit den lokalen Grenzen vergleichen zu können braucht man ein Modell, dass die Erhöhung (Clustering) der PBH-Dichte in unserem lokalen bzw. galaktischen Umfeld beschreibt. Halzen et al. (1991) schätzt ab, dass die kosmologischen Grenzen, lokalen Grenzen entsprechen, die im Bereich von $(R \cdot \rho) < 10^{-7} \text{ pc}^{-3} \text{ a}^{-1}$ (keine erhöhte Dichte) bis $10 \text{ pc}^{-3} \text{ a}^{-1}$ (um Faktor 10^8 erhöhte Dichte) liegen. Nach Chisholm (2006) könnte die lokale PBH-Dichte aber bis zu 22 Größenordnungen erhöht sein. In diesem Fall wären die lokalen Grenzen wesentlich einschränkender, als die aus dem MeV-Hintergrund abgeleitet.

Obwohl durch indirekte Methoden niedrigere Grenzen abgeleitet werden können, haben direkte Methoden, wie die in dieser Arbeit benutzte, den Vorteil mit weniger Annahmen auszukommen. Außerdem könnten direkte Methoden durch Detektion

individueller PBH-Explosion einen spektakulären Hinweis auf deren Existenz erbringen, der durch indirekte Methoden nicht erbracht werden kann.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Das H.E.S.S.-Experiment ist ein System abbildender Cherenkov-Teleskope zur Detektion sehr hochenergetischer Gammastrahlung oberhalb von etwa 100 GeV. Diese primäre Strahlung erzeugt bei ihrer Wechselwirkung mit der Atmosphäre Luftschauer, die durch Cherenkov-Emission sekundärer Schauerteilchen detektiert werden. Durch die stereoskopische Beobachtung der Luftschauer kann die Energie eines primären Gamma-Quants und seine Ankunftsrichtung präzise rekonstruiert werden.

Sehr hochenergetische Gammastrahlung entsteht bei Beschleunigungsprozessen geladener Teilchen in astrophysikalischen Quellen. Ziel des H.E.S.S.-Experiments ist es, die zugrunde liegenden Mechanismen und die Identität dieser kosmischen Beschleuniger zu erforschen.

Durch das große Gesichtsfeld des H.E.S.S.-Experiments von 5° ist in über dreieinhalb Jahren ein großer Himmelsbereich von etwa 0.86 sr (etwa zwei Drittel davon extragalaktisch) mit hoher Sensitivität beobachtet worden. Diese Arbeit nutzt den gesamten H.E.S.S.-Datensatz, um nach neuen Quellen sehr hochenergetischer Gammastrahlung zu suchen:

Im **ersten Teil** der Arbeit werden alle H.E.S.S.-Beobachtungen zu Himmelskarten des gesamten abgedeckten Bereichs zusammengeführt. Diese Karten enthalten Werte für die statistische Signifikanz und obere Flussgrenzen für punktförmige und zeitlich konstante Gamma-Emission. Auf Grundlage dieser Himmelskarten wird zunächst nach einer Korrelation naher aktiver Galaxienkerne mit sehr hochenergetischer Gammastrahlung gesucht. Diese Suche ist motiviert durch aktuelle experimentelle Ergebnisse, die darauf hinweisen, dass aktive Galaxienkerne, als die bisher nicht identifizierten Quellen der ultrahochenergetischen kosmischen Strahlung, in Frage kommen. Im vom H.E.S.S.-Experiment abgedeckten Himmelsbereich befinden sich 63 nahe aktive Galaxienkerne, die keine geplanten Beobachtungsziele, und daher frei von Auswahleffekten sind. Für diese aktiven Galaxienkerne werden Flussgrenzen in der Größenordnung von etwa 10% des Krebsflusses oder kleiner bestimmt. Für 19 davon liegen diese Flussgrenzen unterhalb von etwa 1% des Krebsflusses.

Die in dieser Arbeit gefundene Signifikanzverteilung der 63 aktiven Galaxienker-

ne enthält keinerlei Hinweis auf eine positive Korrelation zwischen den Positionen naher aktiven Galaxienkerne und den Ankunftsrichtungen sehr hochenergetischer Gamma-Strahlung. Da der Nachweis einer positiven Korrelation nur unter optimistischen Annahmen zu erwarten ist, reicht dieser Fund nicht aus, um bestimmte Modelle zu favorisieren oder auszuschließen.

Weiterhin wird im Rahmen dieser Arbeit in den Signifikanzkarten unabhängig von bestimmten Quellklassen oder Himmelspositionen sowohl nach unbekanntem, signifikantem, extragalaktischen Einzelquellen als auch nach einem positiven Signifikanzüberschuss durch schwache Quellen gesucht. Für beides gibt es keine Anzeichen. Als Folgerung werden Grenzen auf die Anzahl der Quellen pro Raumwinkel oberhalb eines Mindestflusses abgeleitet.

Die hier durchgeführten Studien beziehen sich ausschließlich auf zeitlich konstante Punktquellen. Eine Suche nach ausgedehnter und/oder zeitlich variabler Emission könnte zur Detektion neuer Quellen führen, die in dieser Arbeit nicht gefunden werden konnten. Die bevorstehende Erweiterung von H.E.S.S., um ein zusätzliches Teleskop großer Spiegelfläche (H.E.S.S. 2), wird die Energieschwelle des Experiments weiter senken und die Sensitivität erhöhen, so dass aussagekräftigere Flussgrenzen und die tatsächliche Detektion von UHE Beschleunigern auch unter weniger optimistischen Annahmen in Aussicht stehen. Wichtige Ergebnisse werden auch vom kürzlich gestarteten Satellitenexperiment GLAST erwartet. In Kombination erlauben beide Experimente hochsensitive Beobachtungen im Bereich von einigen 10 MeV bis zu einigen 10 TeV. Mittelfristig wird das, sich in Planung befindende, Cherenkov-Telescope-Array (CTA) zu einer weiteren Steigerung der Sensitivität führen.

Im **zweiten Teil** der Arbeit wurde der H.E.S.S.-Datensatz nach kurzen Bursts auf Zeitskalen zwischen einer und zehn Sekunden durchsucht. Dazu wird ein Algorithmus implementiert, der ohne eine Rasterung der Suchpositionen auskommt und in den Daten vorhandene Bursts auf einer festgelegten Zeitskala mit Sicherheit findet. Kurze Bursts wurden bisher im Bereich sehr hochenergetischer Gamma-Strahlung nicht detektiert. Als mögliche Quellen kommen vor allem rein hypothetische Objekte wie primordiale schwarze Löcher in Frage. Diese können durch den Mechanismus der Hawking-Strahlung verdampfen und dabei Gamma-Strahlung emittieren. Das Ergebnis der Burstsuche ist verträglich mit rein zufälligen Ankunftszeiten der rekonstruierten Ereignisse. Auf Grundlage dieses Resultats kann das Produkt aus lokaler Dichte und Verdampfungsrate primordialer schwarzer Löcher auf $2.3 \times 10^5 \text{ pc}^{-3} \text{ a}^{-1}$ begrenzt werden. Es handelt sich dabei um die niedrigste Grenze, die bisher bei einer direkten Suche gefunden wurde. Neue Experimente wie H.E.S.S. 2 und CTA werden mit größer werdender Sensitivität immer größere Volumina beobachten und noch deutlich niedrigere Grenzen erlauben.

Anhang A

Tabellen

	On	Off	α	Excess	OG Excess (68.3%)	OG Excess (99.9%)	Excess*
BWE 0210+116							
Standard	175	1295	0.1462	-14.4	3.8	33.7	-13.1
Hard	10	109	0.1327	-4.5	0.6	7.4	-
1ES 0323+022							
Standard	492	3362	0.1412	17.2	40.9	95.1	13.3
Hard	43	298	0.1293	4.5	11.4	27.3	-
PKS 0521-365							
Standard	192	1254	0.1413	14.8	29.5	63.3	11.3
Hard	20	106	0.1516	3.9	8.7	19.5	-
3C 273							
Standard	1101	7360	0.1413	60.9	96.2	177.0	39.2
Hard	91	601	0.1292	13.4	23.4	46.4	-
3C 279							
Standard	106	699	0.1412	7.3	18.3	43.4	4.7
Hard	7	63	0.1294	-1.2	2.0	11.8	-
HS 2250+1926							
Standard	584	4111	0.1414	2.58	28.4	87.4	-6.3
Hard	45	348	0.1291	0.1	7.19	23.5	-
PKS 0558-504							
Standard	449	3314	0.1413	-19.3	7.8	56.7	-14.35
Hard	51	301	0.1516	5.35	13.0	30.4	-

Tabelle A.1: Die Tabelle beinhaltet eine detaillierte Darstellung der Werte von N_{on} , N_{off} , α und *Excess*, sowie obere Grenzen für den *Excess* bei verschiedenen Vertrauensniveaus für die in Abschnitt 3.1.5 zur Validierung der Flusskarten durchgeführte Bestimmung von Flussgrenzen. Zum Vergleich ist ebenfalls der von Aharonian et al. (2008) erhaltene Wert des *Excess* (markiert mit *) dargestellt.

	RA [°]	δ [°]	z	Klass.	Spek.	T_{obs} [h]	N_{on}	N_{off}	α	Exc.	Sig. [σ]	$\Gamma = 2.5$ OG $\Phi_{1\text{TeV}}^{\Gamma}$ [% Krebsfl.]	3.0	3.5
NGC 3607	169.23	18.05	0.000	QSR	S2	0.9	31	252	0.1861	-15.9	-2.30	3.06	2.33	1.65
NGC 4550	188.88	12.22	0.001	AGN	S3	41.7	2188	14649	0.1484	14.3	0.29	0.76	0.46	0.26
NGC 4552	188.92	12.56	0.001	AGN	S2	41.0	2099	14192	0.1486	-10.3	-0.21	0.68	0.41	0.23
NGC 5253	204.98	-31.64	0.001	AGN	H2	2.8	158	1225	0.1392	-12.6	-0.91	2.18	1.22	0.63
NGC 1386	54.19	-36.00	0.002	AGN	S1i	16.6	885	6122	0.1440	3.4	0.11	1.01	0.52	0.25
NGC 4278	185.03	29.28	0.002	AGN	S3b	1.6	54	357	0.1429	3.0	0.39	9.12	9.30	8.87
NGC 4548	188.86	14.51	0.002	AGN	S3	7.9	330	2566	0.1214	18.6	0.98	21.24	17.47	12.88
NGC 660	25.76	13.64	0.003	AGN	S3	3.5	159	977	0.1545	8.1	0.60	2.72	1.68	0.97
SDSS J01430+1338	25.76	13.64	0.003	AGN	S2	3.5	159	977	0.1545	8.1	0.60	2.72	1.68	0.97
UGC 7377	184.96	29.61	0.003	AGN	S3	1.7	55	321	0.1550	5.2	0.68	9.36	9.57	9.12
NGC 4374	186.27	12.89	0.003	AGN	S2	33.7	1557	10622	0.1539	-77.6	-1.80	0.47	0.28	0.16
NGC 4941	196.05	-5.55	0.003	AGN	S2	0.4	17	174	0.1158	-3.2	-0.69	4.88	2.70	1.41
NGC 4438	186.94	13.01	0.004	AGN	S3b	44.7	2217	15440	0.1445	-14.1	-0.28	0.60	0.36	0.21
NGC 4569	189.21	13.16	0.004	AGN	S	26.2	1207	9064	0.1387	-50.5	-1.34	0.77	0.47	0.27
ESO 428-G14	109.13	-29.32	0.005	AGN	S2	2.4	144	1137	0.1395	-14.6	-1.11	1.84	0.92	0.43
NGC 4477	187.51	13.64	0.005	AGN	S2	39.7	1973	12668	0.1541	21.2	0.44	0.84	0.51	0.29
NGC 4579	189.43	11.82	0.005	AGN	S3b	24.0	1090	7647	0.1429	-3.1	-0.09	1.17	0.71	0.40
NGC 4813	194.15	-6.82	0.005	AGN	S2	1.7	92	528	0.1470	14.4	1.47	4.15	2.22	1.13
NGC 7496	347.45	-43.43	0.005	AGN	S2	1.8	130	703	0.1841	0.6	0.05	11.47	6.19	3.13
NGC 7552	349.04	-42.58	0.005	AGN	H2	6.7	469	3277	0.1446	-4.7	-0.20	1.58	0.80	0.38
NGC 7582	349.60	-42.37	0.005	AGN	S1i	7.0	520	3519	0.1422	19.5	0.81	2.06	1.05	0.50
NGC 7590	349.73	-42.24	0.005	AGN	S2	7.0	510	3532	0.1416	10.0	0.42	1.83	0.94	0.45
MARK 52	186.43	0.57	0.007	AGN	H2	8.7	530	3859	0.1294	30.7	1.28	1.97	1.06	0.53

Fortsetzung auf nächster Seite

Fortsetzung:

	RA [°]	δ [°]	z	Klass.	Spek.	T_{obs} [h]	N_{on}	N_{off}	α	Exc.	Sig. [σ]	$\Gamma = 2.5$ OG $\Phi_{\text{TeV}}^{\Gamma}$ [% Krebsfl.]	3.0	3.5
NGC 4501	188.00	14.42	0.007	AGN	S2	11.2	584	4980	0.1204	-15.8	-0.61	1.27	0.80	0.47
NGC 4388	186.44	12.66	0.008	AGN	S1h	39.7	1924	13349	0.1487	-61.1	-1.29	0.48	0.29	0.16
NGC 4412	186.65	3.96	0.008	AGN	S2	5.9	288	1966	0.1432	6.4	0.36	3.22	1.84	0.98
NGC 7172	330.51	-31.87	0.008	AGN	S2	48.5	3009	24112	0.1291	-103.6	-1.76	0.39	0.20	0.10
ESO 509-IG64	203.65	-23.68	0.009	AGN	H2	0.4	10	85	0.1433	-2.2	-0.61	6.17	4.34	2.88
NGC 7378	341.95	-11.82	0.009	AGN	S2	5.2	311	2111	0.1533	-12.5	-0.65	1.26	0.60	0.27
KUG 0239+013	40.56	1.58	0.010	AGN		3.2	142	1036	0.1517	-15.2	-1.15	1.35	0.72	0.36
UGC 11630	311.89	0.41	0.012	AGN	S2	1.0	41	267	0.1698	-4.3	-0.61	6.61	3.58	1.83
NGC 4169	183.08	29.18	0.013	AGN	S2	0.5	16	95	0.1818	-1.3	-0.29	16.60	18.49	19.20
MARK 766	184.61	29.81	0.013	AGN	S1n	1.7	52	390	0.1438	-4.1	-0.52	6.69	6.88	6.59
NGC 5135	201.43	-29.83	0.013	AGN	S2	1.2	92	452	0.1664	16.8	1.72	8.07	4.43	2.27
Q 2207+0122	332.62	1.62	0.013	AGN		0.4	11	99	0.1467	-3.5	-0.91	3.60	2.05	1.11
ESO 202-G23	67.00	-47.91	0.016	AGN	S3	4.4	273	1963	0.1350	8.1	0.46	3.01	1.56	0.76
IRAS 09026-3817	136.14	-38.49	0.016	AGN	S1.0	1.2	65	594	0.1134	-2.4	-0.27	4.36	2.43	1.25
ESO 323-G32	193.32	-41.63	0.016	AGN	S1.9	3.2	154	1024	0.1465	4.0	0.30	2.32	1.20	0.59
ESO 269-G12	194.17	-46.93	0.016	AGN		0.3	14	73	0.1779	1.0	0.26	9.44	4.98	2.47
Q 0050+0220	13.28	2.62	0.017	AGN		2.1	120	664	0.1542	17.6	1.57	4.65	2.60	1.35
MARK 573	25.99	2.35	0.017	AGN	S1h	1.9	73	639	0.1150	-0.5	-0.05	2.69	1.52	0.81
MARK 577	27.37	12.51	0.017	AGN		2.1	101	947	0.1230	-15.5	-1.39	1.68	1.02	0.58
Q 0148+0126	27.85	1.70	0.017	AGN		14.2	635	4465	0.1424	-0.8	-0.03	0.97	0.53	0.28
SDSS J00197+0035	4.95	0.59	0.018	AGN	S2	0.5	15	173	0.1148	-4.9	-1.08	3.56	2.19	1.27
SDSS J00217+0033	5.44	0.56	0.018	AGN	S2	1.3	39	282	0.1613	-6.5	-0.92	2.78	1.72	1.00
SDSS J01469+1307	26.75	13.12	0.018	AGN	S2	4.1	186	1248	0.1429	7.7	0.53	2.30	1.41	0.81

Fortsetzung auf nächster Seite

Fortsetzung:

	RA [°]	δ [°]	z	Klass.	Spek.	T_{obs} [h]	N_{on}	N_{off}	α	Exc.	Sig. [σ]	$\Gamma = 2.5$ OG $\Phi_{\text{TeV}}^{\Gamma}$	3.0 [% Krebsfl.]	3.5
UGC 4332	124.91	21.11	0.018	AGN	S2	0.8	25	191	0.1878	-10.9	-1.78	4.02	3.03	2.11
NGC 6926	308.28	-2.03	0.019	AGN	S2	1.2	53	314	0.1754	-2.1	-0.26	3.21	1.71	0.86
SDSS J02136-0043	33.41	-0.72	0.020	AGN	S1	0.9	29	263	0.1214	-2.9	-0.50	4.61	3.13	1.98
IRAS F12498+2721	193.07	27.09	0.021	AGN	S3	2.9	130	819	0.1392	16.0	1.37	8.87	8.24	7.17
D 16	194.29	27.40	0.021	AGN	S1	7.1	295	2041	0.1420	5.2	0.28	3.97	3.72	3.26
NGC 235	10.72	-23.54	0.022	AGN	S1	11.4	596	3794	0.1548	8.7	0.33	1.43	0.73	0.35
KUV 13000+2908	195.61	28.86	0.022	AGN	H2	6.8	258	1791	0.1538	-17.4	-0.99	2.76	2.62	2.32
NGC 5260	205.08	-23.86	0.022	AGN	S2	0.3	8	55	0.1810	-2.0	-0.59	10.74	7.68	5.17
MARK 50	185.85	2.68	0.023	AGN	S1.2	12.1	610	4116	0.1517	-14.5	-0.54	0.99	0.54	0.28
KISSB 113	195.35	29.31	0.023	AGN	S2	4.9	200	1408	0.1376	6.3	0.42	5.38	5.19	4.68
MARK 860	234.86	24.95	0.023	AGN	S?	5.7	233	1779	0.1187	21.8	1.39	4.26	3.46	2.64
NGC 7214	332.28	-27.81	0.023	AGN	S1.2	1.6	80	512	0.1427	6.9	0.75	6.33	4.38	2.76
NGC 1019	39.61	1.91	0.024	AGN	S1.5	1.6	59	438	0.1401	-2.4	-0.29	5.93	3.38	1.81
NGC 4922B	195.35	29.31	0.024	AGN	S2	4.9	192	1422	0.1391	-5.8	-0.39	4.11	3.97	3.57
KUG 1259+280	195.50	27.78	0.024	AGN		7.6	301	2118	0.1428	-1.4	-0.07	3.32	3.11	2.72
NGC 4966	196.57	29.06	0.024	AGN	S3	3.2	134	1063	0.1242	2.0	0.16	6.21	5.99	5.41
GSC 6133 00078	202.67	-21.66	0.024	AGN	S2	0.3	10	64	0.1669	-0.7	-0.20	11.92	8.49	5.71

Tabelle A.2: Standard-Konfiguration: Die Tabelle gibt Positionen und spektrale Klassifizierung nach Véron-Cetty und Véron (2006) aller in Unterkapitel 3.3 untersuchten AGN zusammen mit der jeweiligen akzeptanzgewichteten Beobachtungsdauer (entspricht 0.5 Grad Offset) an. Außerdem werden Signifikanzen und Flussgrenzen für verschiedene Photonindices Γ , sowie N_{on} , N_{off} , α und der Excess angegeben.

	RA [°]	δ [°]	z	Klass.	Spek.	T_{obs} [h]	N_{on}	N_{off}	α	Exc.	Sig. [σ]	$\Gamma = 2.5$ OG $\Phi_{1\text{TeV}}^{\Gamma}$	3.0 [% Krebsfl.]	3.5
NGC 3607	169.23	18.05	0.000	QSR	S2	0.9	2	26	0.1726	-2.5	-1.24	5.44	5.76	5.74
NGC 4550	188.88	12.22	0.001	AGN	S3	41.7	164	1160	0.1353	7.0	0.52	0.56	0.47	0.37
NGC 4552	188.92	12.56	0.001	AGN	S2	41.0	144	1142	0.1355	-10.7	-0.82	0.37	0.31	0.24
NGC 5253	204.98	-31.64	0.001	AGN	H2	2.8	9	122	0.1497	-9.3	-2.27	0.84	0.64	0.46
NGC 1386	54.19	-36.00	0.002	AGN	S1i	16.6	87	509	0.1539	8.7	0.89	0.94	0.66	0.44
NGC 4278	185.03	29.28	0.002	AGN	S3b	1.6	1	29	0.1306	-2.8	-1.63	3.97	5.63	7.56
NGC 4548	188.86	14.51	0.002	AGN	S3	7.9	27	217	0.1218	0.6	0.10	12.09	13.86	14.35
NGC 660	25.76	13.64	0.003	AGN	S3	3.5	14	79	0.1408	2.9	0.77	2.10	1.79	1.45
SDSS J01430+1338	25.76	13.64	0.003	AGN	S2	3.5	14	79	0.1408	2.9	0.77	2.10	1.79	1.45
UGC 7377	184.96	29.61	0.003	AGN	S3	1.7	1	15	0.1424	-1.1	-0.82	4.89	6.95	9.33
NGC 4374	186.27	12.89	0.003	AGN	S2	33.7	115	850	0.1412	-5.0	-0.43	0.51	0.43	0.34
NGC 4941	196.05	-5.55	0.003	AGN	S2	0.4	1	18	0.1074	-0.9	-0.71	7.36	5.63	4.10
NGC 4438	186.94	13.01	0.004	AGN	S3b	44.7	170	1171	0.1313	16.3	1.21	0.62	0.52	0.41
NGC 4569	189.21	13.16	0.004	AGN	S	26.2	89	792	0.1284	-12.7	-1.21	0.56	0.48	0.38
ESO 428-G14	109.13	-29.32	0.005	AGN	S2	2.4	8	87	0.1259	-3.0	-0.89	1.64	1.11	0.72
NGC 4477	187.51	13.64	0.005	AGN	S2	39.7	111	936	0.1416	-21.5	-1.81	0.24	0.20	0.16
NGC 4579	189.43	11.82	0.005	AGN	S3b	24.0	81	615	0.1315	0.1	0.02	0.83	0.70	0.55
NGC 4813	194.15	-6.82	0.005	AGN	S2	1.7	5	60	0.1335	-3.0	-1.08	1.94	1.43	1.01
NGC 7496	347.45	-43.43	0.005	AGN	S2	1.8	19	56	0.2082	7.3	1.76	17.17	12.67	8.80
NGC 7552	349.04	-42.58	0.005	AGN	H2	6.7	47	299	0.1551	0.6	0.08	1.31	0.91	0.59
NGC 7582	349.60	-42.37	0.005	AGN	S1i	7.0	55	303	0.1529	8.7	1.15	1.70	1.18	0.78
NGC 7590	349.73	-42.24	0.005	AGN	S2	7.0	41	343	0.1520	-11.1	-1.50	0.66	0.46	0.30
MARK 52	186.43	0.57	0.007	AGN	H2	8.7	45	353	0.1170	3.7	0.53	1.23	0.91	0.64

Fortsetzung auf nächster Seite

Fortsetzung:

	RA [°]	δ [°]	z	Klass.	Spek.	T_{obs} [h]	N_{on}	N_{off}	α	Exc.	Sig. [σ]	$\Gamma = 2.5$ OG $\Phi_{1\text{TeV}}^{\Gamma}$	3.0 [% Krebsfl.]	3.5
NGC 4501	188.00	14.42	0.007	AGN	S2	11.2	44	434	0.1065	-2.2	-0.31	0.98	0.85	0.70
NGC 4388	186.44	12.66	0.008	AGN	S1h	39.7	138	1070	0.1355	-7.0	-0.55	0.42	0.35	0.28
NGC 4412	186.65	3.96	0.008	AGN	S2	5.9	23	167	0.1354	0.4	0.08	2.16	1.70	1.26
NGC 7172	330.51	-31.87	0.008	AGN	S2	48.5	334	2289	0.1358	23.2	1.22	0.76	0.55	0.37
ESO 509-IG64	203.65	-23.68	0.009	AGN	H2	0.4	2	5	0.1308	1.3	1.22	17.58	17.28	16.16
NGC 7378	341.95	-11.82	0.009	AGN	S2	5.2	19	189	0.1406	-7.6	-1.46	0.58	0.38	0.23
KUG 0239+013	40.56	1.58	0.010	AGN		3.2	6	109	0.1398	-9.2	-2.57	0.41	0.30	0.21
UGC 11630	311.89	0.41	0.012	AGN	S2	1.0	6	21	0.1666	2.5	1.11	13.06	9.79	6.94
NGC 4169	183.08	29.18	0.013	AGN	S2	0.5	1	6	0.1711	0.0	-0.02	23.87	37.04	54.32
MARK 766	184.61	29.81	0.013	AGN	S1n	1.7	5	39	0.1287	0.0	-0.01	8.91	12.75	17.21
NGC 5135	201.43	-29.83	0.013	AGN	S2	1.2	8	36	0.1551	2.4	0.88	6.07	4.55	3.21
Q 2207+0122	332.62	1.62	0.013	AGN		0.4	-	-	-	-	-	0.00	0.00	0.00
ESO 202-G23	67.00	-47.91	0.016	AGN	S3	4.4	27	205	0.1461	-2.9	-0.51	1.72	1.21	0.81
IRAS 09026-3817	136.14	-38.49	0.016	AGN	S1.0	1.2	7	46	0.1144	1.7	0.68	5.99	4.57	3.22
ESO 323-G32	193.32	-41.63	0.016	AGN	S1.9	3.2	18	92	0.1561	3.6	0.85	2.16	1.52	1.02
ESO 269-G12	194.17	-46.93	0.016	AGN		0.3	3	8	0.1951	1.4	0.91	17.84	12.87	8.76
Q 0050+0220	13.28	2.62	0.017	AGN		2.1	10	42	0.1428	4.0	1.38	3.93	3.03	2.20
MARK 573	25.99	2.35	0.017	AGN	S1h	1.9	8	68	0.1076	0.7	0.24	3.29	2.57	1.90
MARK 577	27.37	12.51	0.017	AGN		2.1	8	69	0.1096	0.4	0.15	2.72	2.28	1.82
Q 0148+0126	27.85	1.70	0.017	AGN		14.2	46	420	0.1303	-8.7	-1.14	0.45	0.34	0.25
SDSS J00197+0035	4.95	0.59	0.018	AGN	S2	0.5	2	18	0.1072	0.1	0.05	8.65	7.35	5.89
SDSS J00217+0033	5.44	0.56	0.018	AGN	S2	1.3	5	28	0.1474	0.9	0.39	5.34	4.58	3.69
SDSS J01469+1307	26.75	13.12	0.018	AGN	S2	4.1	9	94	0.1287	-3.1	-0.88	1.16	0.99	0.80

Fortsetzung auf nächster Seite

Fortsetzung:

	RA [°]	δ [°]	z	Klass.	Spek.	T_{obs} [h]	N_{on}	N_{off}	α	Exc.	Sig. [σ]	$\Gamma = 2.5$ OG $\Phi_{\text{TeV}}^{\Gamma}$ [%	3.0 Krebsfl.]	3.5
UGC 4332	124.91	21.11	0.018	AGN	S2	0.8	2	13	0.1737	-0.3	-0.16	8.82	9.25	8.99
NGC 6926	308.28	-2.03	0.019	AGN	S2	1.2	5	26	0.1648	0.7	0.31	4.13	3.05	2.12
SDSS J02136-0043	33.41	-0.72	0.020	AGN	S1	0.9	1	23	0.1110	-1.6	-1.07	4.46	4.20	3.69
IRAS F12498+2721	193.07	27.09	0.021	AGN	S3	2.9	7	65	0.1266	-1.2	-0.41	4.72	6.12	7.50
D 16	194.29	27.40	0.021	AGN	S1	7.1	27	171	0.1287	5.0	0.96	3.50	4.57	5.64
NGC 235	10.72	-23.54	0.022	AGN	S1	11.4	47	348	0.1415	-2.3	-0.30	0.80	0.57	0.37
KUV 13000+2908	195.61	28.86	0.022	AGN	H2	6.8	25	153	0.1416	3.3	0.65	3.50	4.63	5.79
NGC 5260	205.08	-23.86	0.022	AGN	S2	0.3	1	9	0.1658	-0.5	-0.40	16.73	16.75	15.88
MARK 50	185.85	2.68	0.023	AGN	S1.2	12.1	41	325	0.1384	-4.0	-0.57	0.65	0.49	0.35
KISSB 113	195.35	29.31	0.023	AGN	S2	4.9	14	128	0.1245	-1.9	-0.47	2.74	3.69	4.69
MARK 860	234.86	24.95	0.023	AGN	S?	5.7	16	134	0.1060	1.8	0.44	2.26	2.56	2.74
NGC 7214	332.28	-27.81	0.023	AGN	S1.2	1.6	5	51	0.1310	-1.7	-0.64	3.92	3.72	3.25
NGC 1019	39.61	1.91	0.024	AGN	S1.5	1.6	6	36	0.1338	1.2	0.49	8.10	6.38	4.74
NGC 4922B	195.35	29.31	0.024	AGN	S2	4.9	15	129	0.1262	-1.3	-0.30	2.97	3.99	5.08
KUG 1259+280	195.50	27.78	0.024	AGN		7.6	27	174	0.1299	4.4	0.84	3.13	4.07	5.02
NGC 4966	196.57	29.06	0.024	AGN	S3	3.2	13	77	0.1106	4.5	1.34	6.28	8.45	10.78
GSC 6133 00078	202.67	-21.66	0.024	AGN	S2	0.3	1	4	0.1516	0.4	0.42	17.42	17.38	16.45

Tabelle A.3: *Hard-Konfiguration: Die Tabelle gibt Positionen und spektrale Klassifizierung nach Véron-Cetty und Véron (2006) aller in Unterkapitel 3.3 untersuchten AGN zusammen mit der jeweiligen akzeptanzgewichteten Beobachtungsdauer (entspricht 0.5 Grad Offset) an. Außerdem werden Signifikanzen und Flussgrenzen für verschiedene Photonindices Γ , sowie N_{on} , N_{off} , α und der Excess angegeben.*

Literaturverzeichnis

- R. U. Abbasi et al. Search for Cross-Correlations of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays with BL Lacertae Objects. *The Astrophysical Journal*, 636:680–684, 2006.
- R. U. Abbasi et al. First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression. *Physical Review Letters*, 100(10):101101, March 2008.
- F. Aharonian et al. Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector. *Astroparticle Physics*, 22:109–125, 2004.
- F. Aharonian et al. Upper limits from HESS active galactic nuclei observations in 2005-2007. *Astronomy & Astrophysics*, 478:387–393, 2008.
- F. Aharonian et al. Observations of the Crab nebula with HESS. *Astronomy & Astrophysics*, 457:899–915, 2006a.
- F. Aharonian et al. A low level of extragalactic background light as revealed by γ -rays from blazars. *Nature*, 440:1018–1021, 2006b.
- F. Aharonian et al. The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays. *The Astrophysical Journal*, 636:777–797, 2006c.
- F. Aharonian et al. An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. *The Astrophysical Journal*, 664:71–74, 2007.
- J. Albert et al. MAGIC Upper Limits on the Very High Energy Emission from Gamma-Ray Bursts. *The Astrophysical Journal*, 667:358–366, 2007.
- D. E. Alexandreas et al. New limit on the rate-density of evaporating black holes. *Physical Review Letters*, 71:2524–2527, October 1993.
- M. Amenomori, Z. Cao, und et al. *Search for 10 TeV Gamma Bursts from Evaporating Primordial Black Holes with the Tibet Air Shower Array*. International Cosmic Ray Conference, 1995.
- T. Antoni et al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astroparticle Physics*, 24:1–2, 2005.

- R. Atkins et al. TeV Gamma-Ray Survey of the Northern Hemisphere Sky Using the Milagro Observatory. *The Astrophysical Journal*, 608:680–685, 2004.
- D. Berge. *A detailed study of the gamma-ray supernova remnant RX J1713.7-3946 with H.E.S.S.* PhD thesis, 2006.
- D. Berge, S. Funk, und J. Hinton. Background modelling in very-high-energy γ -ray astronomy. *Astronomy&Astrophysics*, 466:1219–1229, 2007.
- L. Bergström und A. Goobar. *Cosmology and Particle Astrophysics*. Springer-verlag, 2nd edition, 2004.
- K. Bernlöhr. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/~bernloehr/HESS/>, 2000.
- D. J. Bird et al. Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high energies. *Physical Review Letters*, 71:3401–3404, 1993.
- O. Bolz. *Absolute Energiekalibration der abbildenden Cherenkov-Teleskope des H.E.S.S. Experiments und Ergebnisse erster Beobachtungen des Supernova-Überrests RX J1713.7-3946*. PhD thesis, 2004.
- Semendjaev K.A. Musiol G. Mühlig H. Bronstein, I.N. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 5. Auflage, 2001.
- E. Bugaev, P. Klimai, und V. Petkov. Photon spectra from final stages of a primordial black hole evaporation in different theoretical models. *ArXiv e-prints*, 706, 2007.
- M. L. Burns und R. V. E. Lovelace. Theory of electron-positron showers in double radio sources. *The Astrophysical Journal*, 262:87–99, 1982.
- B. J. Carr. *Primordial Black Holes as a Probe of Cosmology and High Energy Physics*, volume 631. Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, 2003.
- C. J. Cesarsky. Cosmic-ray confinement in the galaxy. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 18:289–319, 1980.
- J. R. Chisholm. Clustering of primordial black holes: Basic results. *Physical Review D*, 73(8):083504, 2006.
- V. Connaughton et al. A search for TeV gamma-ray bursts on a 1-second time-scale. *Astroparticle Physics*, 8:179–191, February 1998.
- L. Costamante und G. Ghisellini. TeV candidate BL Lac objects. *Astronomy&Astrophysics*, 384:56–71, 2002.
- J. W. Cronin, T. K. Gaisser, und S. P. Swordy. Cosmic rays at the energy frontier. *Scientific American*, 276:44, 1997.

- G. J. Feldman und R. D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Physical Review D*, 57:3873–3889, 1998.
- C. Ferrigno, P. Blasi, und D. de Marco. High energy gamma ray counterparts of astrophysical sources of ultra-high energy cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 23: 211–226, 2005.
- B. Funk, J. Gonzales, und et al. *Search for TeV-gamma Rays from Evaporating Primordial Black Holes*, volume 2. International Cosmic Ray Conference, 1995.
- S. Funk. *A new population of very high-energy γ -ray sources detected with H.E.S.S. in the inner part of the Milky Way*. PhD thesis, 2005.
- S. Funk, G. Hermann, J. Hinton, D. Berge, K. Bernlöhner, W. Hofmann, P. Nayman, F. Toussenel, und P. Vincent. The trigger system of the H.E.S.S. telescope array. *Astroparticle Physics*, 22:285–296, 2004.
- S. Gabici und F. A. Aharonian. Gamma ray signatures of ultra high energy cosmic ray accelerators: electromagnetic cascade versus synchrotron radiation of secondary electrons. *Astrophysics and Space Science*, 309:465–469, 2007.
- D. S. Gorbunov und S. V. Troitsky. A comparative study of correlations between arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays and positions of their potential astrophysical sources. *Astroparticle Physics*, 23:175–189, 2005.
- D. S. Gorbunov, P. G. Tinyakov, I. I. Tkachev, und S. V. Troitsky. Evidence for a Connection between the γ -Ray and the Highest Energy Cosmic-Ray Emissions by BL Lacertae Objects. *The Astrophys. Journal*, 577:93–96, 2002.
- K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Physical Review Letters*, 16:748–750, 1966.
- F. Halzen et al. Gamma rays and energetic particles from primordial black holes. *Nature*, 353:807–815, 1991.
- S. Hawking. Gravitationally collapsed objects of very low mass. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 152:75, 1971.
- S. W. Hawking. Black hole explosions? *Nature*, 248:30, 1974.
- S. W. Hawking. Black holes from cosmic strings. *Physics Letters B*, 231:237–239, 1989.
- S. W. Hawking, I. G. Moss, und J. M. Stewart. Bubble collisions in the very early universe. *Physical Review D*, 26:2681–2693, 1982.
- HEGRA Collaboration. The time structure of Cherenkov images generated by TeV gamma-rays and by cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 11:363–377, 1999.

- V. F. Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, 13:1084–1091, 1912.
- A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22:425–444, 1984.
- A. M. Hillas. *Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma*, volume 3. Proceedings of the International Cosmic Ray Conference, 1985.
- W. Hofmann, I. Jung, A. Konopelko, H. Krawczynski, H. Lampeitl, und G. Pühlhofer. Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images. *Astroparticle Physics*, 12:135–143, 1999.
- H. V. Klapdor-Kleingrothaus und K. Zuber. *Particle Astrophysics (revised edition)*. IoP Publishing, 2000.
- J.-P. Lenain, C. Boisson, H. Sol, und K. Katarzyński. A synchrotron self-Compton scenario for the very high energy γ -ray emission of the radiogalaxy M 87. Unifying the TeV emission of blazars and other AGNs? *Astronomy & Astrophysics*, 478:111–120, 2008.
- A. Levinson. Particle Acceleration and Curvature TeV Emission by Rotating, Supermassive Black Holes. *Physical Review Letters*, 85:912–915, July 2000.
- T.-P. Li und Y.-Q. Ma. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *Astrophysical Journal*, 272:317–324, 1983.
- E. T. Linton. *A search for primordial black holes and a study of spectral variation in Markarian 421 using the Whipple 10-M telescope*. PhD thesis, The University of Chicago, United States – Illinois, 2006.
- E. T. Linton et al. A new search for primordial black hole evaporations using the Whipple gamma-ray telescope. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 1:13, January 2006.
- J. H. MacGibbon und R. H. Brandenberger. γ -ray signatures from ordinary cosmic strings. *Physical Review D*, 47:2283–2296, 1993.
- K. Maki, T. Mitsui, und S. Orito. Local Flux of Low-Energy Antiprotons from Evaporating Primordial Black Holes. *Physical Review Letters*, 76:3474–3477, 1996.
- A. Mastichiadis und R. J. Protheroe. Very High Energy Gamma-Ray Emission from Active Galactic Nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 246:279–286, September 1990.
- M. Nagano und A. A. Watson. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Reviews of Modern Physics*, 72:689–732, 2000.
- Particle Data Group. Particle Physics Booklet. *Physics Letters B*, 592, 2004.

- G. Pelletier und E. Kersalé. Acceleration of UHE cosmic rays in gamma-ray bursts. *Astronomy&Astrophysics*, 361:788–794, 2000.
- Pierre-Auger Kollaboration. Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects. *Science*, 318:938, November 2007.
- R. J. Protheroe und R. W. Clay. Ultra High Energy Cosmic Rays. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 21:1–22, 2004.
- R. J. Protheroe und A. P. Szabo. High energy cosmic rays from active galactic nuclei. *Physical Review Letters*, 69:2885–2888, 1992.
- J. P. Rachen und P. L. Biermann. Extragalactic Ultra-High Energy Cosmic-Rays - Part One - Contribution from Hot Spots in Fr-II Radio Galaxies. *Astronomy&Astrophysics*, 272:161, 1993.
- F. M. Rieger und F. A. Aharonian. Variable VHE gamma-ray emission from non-blazar AGNs. *Astronomy&Astrophysics*, 479:5–8, 2008.
- W. A. Rolke, A. M. López, und J. Conrad. Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 551:493–503, 2005.
- G. Siemieniec-Oziębło und M. Ostrowski. On energy spectra of UHE cosmic rays accelerated in supergalactic accretion flows. *Astronomy&Astrophysics*, 355:51–55, 2000.
- G. Sigl. Ultrahigh-Energy Cosmic Rays: Physics and Astrophysics at Extreme Energies. *Science*, 291:73–79, 2001.
- M. Takeda et al. Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min Cutoff. *Physical Review Letters*, 81:1163–1166, 1998.
- M. Teshima. MAGIC discovers pulsed VHE gamma ray emission above 25 GeV from the Crab pulsar. *The Astronomer's Telegram*, 1491, 2008.
- A. Unsöld und B. Baschek. *Der neue Kosmos*. Springer-Verlag, 2002.
- C. M. Urry und P. Padovani. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107:803, September 1995.
- A. V. Uryson. Identification of extragalactic cosmic-ray sources using data from various detection facilities. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 89:597–602, 1999.
- J. P. Vallée. Cosmic magnetic fields - as observed in the Universe, in galactic dynamos, and in the Milky Way. *New Astronomy Review*, 48:763–841, 2004.

- V. Vasileiou. *A Blind Search for Transient Bursts of Very High Energy γ Rays With Milagro*, volume 1000. American Institute of Physics Conference Series, 2008.
- M.-P. Véron-Cetty und P. Véron. A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition. *Astronomy & Astrophysics*, 455:773–777, 2006.
- T. C. Weekes, M. F. Cawley, D. J. Fegan, K. G. Gibbs, A. M. Hillas, P. W. Kowk, R. C. Lamb, D. A. Lewis, D. Macomb, N. A. Porter, P. T. Reynolds, und G. Vacanti. Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique. *The Astrophysical Journal*, 342:379–395, 1989.
- G. T. Zatsepin und V. A. Kuz'min. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4:78, 1966.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei dieser Arbeit auf vielfältige Art und Weise unterstützt haben. Besonders danken möchte ich

- Herrn Hofmann für das spannende Thema und die Betreuung dieser Arbeit
- Dalibor Nedbal für seine Unterstützung, Diskussionen und wertvolle Antworten auf ungezählte Fragen
- Rolf Bühler und Christopher van Eldik für hilfreiche Diskussionen und das Korrekturlesen
- Stefan Hoppe für wichtige Hinweise und Anregungen bei der Erstellung der Himmelskarten
- Christoph Deil, Wilfried Domainko, Kathrin Egberts, Andreas Förster und Stefan Ohm für das Korrekturlesen
- Isabelle Wenig für die schönen Spaziergänge zur Auflockerung der Arbeit
- der Heidelberger H.E.S.S.-Gruppe für die angenehme Atmosphäre

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern Hedi und Heinz, meiner Schwester Miriam und meinem Bruder Simon, für die Unterstützung und den Rückhalt, den sie mir geben.