

INAUGURAL - DISSERTATION
zur Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Faical Ait Benkhali
aus Marrakesch
Tag der mündlichen Prüfung: 03 Mai 2017

**Beobachtungen Aktiver
Galaktischer Kerne mit den H.E.S.S.
Cherenkov-Teleskopen und dem
Fermi-LAT im hochenergetischen
 γ -Bereich und Optimierung des
Antriebssystems des HESS II
Teleskops**

Gutachter: Prof. Dr. Werner Hofmann
Prof. Dr. Stefan Wagner

Kurzfassung

Die γ -Astronomie eröffnet ein neues Fenster zur Erforschung des Weltalls und der Beobachtung hochenergetischer kosmischer Objekte. In Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden anhand von Beobachtungen im Energiebereich von 100 MeV bis 100 TeV mit den abbildenden Cherenkov-Teleskopen des H.E.S.S. Experiments und dem an Bord des Fermi-Satelliten befindlichen Fermi-LAT γ -Strahlendetektor verschiedene extragalaktische γ -Quellen untersucht. Mit Hilfe von H.E.S.S. konnten insgesamt 21 Aktive Galaktische Kerne (AGN) mit einer statistischen Detektionssignifikanz von mehr als 4σ als TeV γ -Quellen nachgewiesen werden. Hierbei konnte ebenfalls durch die Datenauswertung Variabilität im γ -Emissionsfluss auf Zeitskalen von Tagen mit einer Signifikanz von $> 99\%$ in neun von ihnen festgestellt werden. Zudem konnten auf Basis einer Morphologie-Studie ihre intrinsischen Ausdehnungen im VHE γ -Bereich abgeschätzt und für die Ausrichtungsgenauigkeit der Teleskope ein mittleren Wert von $(25.2 \pm 1.6)''$ ermittelt werden. Ferner konnte anhand einer Korrelationsstudie ein starker Zusammenhang zwischen der Differenz der Spektralen Indizes im TeV und GeV γ -Bereich und der Rotverschiebung z gezeigt bzw. ohne Modellierung des EBL-Spektrums ein starker Hinweis auf den Einfluss des EBL-Effekts auf die TeV γ -Spektren erbracht werden. Dazu konnte in Einklang mit der Annahme der leptonischen SSC-Modelle hinsichtlich der Emissionsmechanismen der γ -Strahlung in Blazaren eine Leuchtkraft-Beziehung der Form $L_\gamma \sim L_X^{0.93}$ zwischen den Röntgen- L_X und L_γ γ -Leuchtkräften aufgestellt werden. Ferner konnte eine starke Antikorrelation mit einem Korrelationskoeffizienten nach Pearson von $\rho = (-0.87 \pm 0.11)$ zwischen Γ_{GeV} und Γ_{TeV} den Spektralen Indizes der relativ nahliegenden Blazare ($z \leq 0.2$) gefunden werden.

Darüber hinaus wurden die Fermi-LAT Daten der HBL-Blazare PG 1553+113 und PKS 0447-439 im HE γ -Bereich mit Hilfe des Pass 8 Algorithmus analysiert. Hierzu konnte unter Einsatz des Lomb-Scargle-Periodogramms und von Bootstrap Resampling-Simulationen in den Lichtkurven dieser γ -Quellen jeweils Quasi-Periodizität mit einer statistischen Signifikanz von $> 5\sigma$ nachgewiesen werden. Zur Erklärung des Verhaltens wurden neben Instabilitäten im Akkretionscheibe-Jet System und Jet-Präzessionsbewegung auch ein Binäresystem aus supermassereichen Schwarzen Löchern (SMBH) als mögliche Szenarien diskutiert. Zusätzlich wurden auf Grundlage der Spektral- bzw. Variabilitätsanalyse Hinweise auf das Vorhandensein spektraler Veränderungen in den Spektralen Energieverteilungen (SED) der Radiogalaxien Centaurus A und M87 geliefert, deren Ursache vermutlich im additiven HE γ -Emissionsbeitrag einer zusätzlichen zweiten physikalischen Komponente liegt.

Des Weiteren wurde das Antriebssystem des HESS II Teleskops durch die Entwicklung zweier Überwachungssysteme zur Minimierung des Ausfallrisikos und Steigerung der Beobachtungszeit optimiert. Zum einen wurde ein System zur Überwachung der Kühlung der Servomotoren im HESS II Antriebssystem und deren Kühlungseinheiten entworfen. Zum anderen wurde ein weiteres System zur Diagnose der strukturellen bzw. mechanischen Zustände kritischer Teleskop-Komponenten basierend auf der Vibrationsanalyse konzipiert. Danach erfolgte die Installation und Konfiguration der Hardware in Namibia, sowie die Implementierung der für beide Systeme entwickelten Steuerungssoftware im Data-Acquisition-System (DAQ). Schließlich wurden die vorläufigen Vibrationsdaten unter Verwendung der statistischen Methoden der Zeitreihenanalyse und einiger Verfahren der nichtlinearen Dynamik analysiert.

Abstract

γ -astronomy has opened a new window of investigation of the universe as well as high-energy cosmic objects. In this study, several extragalactic γ -ray sources were analysed within an energy range of 100 MeV and 100 TeV. Observations were made with the H.E.S.S. experiment at TeV energies as well as the space-based Fermi-LAT at GeV energies. A total of 21 Active Galactic Nuclei (AGN) were detected with H.E.S.S. and confirmed as TeV γ -ray emitters with a statistical detection significance of more than 4σ . Nine of these sources show a variability on daily timescales at a $> 99\%$ confidence level. A study on their source morphology was carried out and their intrinsic extensions within the VHE γ -ray range were estimated. The pointing accuracy of the telescopes were determined as $(25.2 \pm 1.6)''$. Furthermore, a strong correlation between the difference in spectral indices in the TeV and GeV energy range and their respective redshifts was shown. Therefore, strong evidence for the influence of the EBL effect on the TeV γ -ray spectra was found without modelling the EBL Spectrum. Additionally, probing leptonic SSC models of emission mechanisms of γ -rays in blazars, a luminosity relation of the form $L_\gamma \sim L_X^{0.93}$ between X-ray and γ -ray luminosities was empirically derived and a strong anti-correlation was found between GeV and TeV spectral indices of relatively close blazars ($z \leq 0.2$) with a Pearson correlation coefficient of $\rho = (-0.87 \pm 0.11)$.

Fermi-LAT data of the HBL blazars PG 1553+113 and PKS 0447-439 were analysed in the high-energy (HE) γ -ray energy range using Pass 8 algorithms. Accordingly, by use of the Lomb-Scargle-Periodogram and bootstrap resampling simulations, quasi-periodicity within their respective light curves could be verified with a significance of $> 5\sigma$. In order to explain this behaviour, instabilities in the accretion disk-jet system, jet-precession movement and a binary system of supermassive black holes (SMBH) were discussed. Additionally, based on spectral and variability analyses, hints of spectral changes within the spectral energy distribution (SED) of the radio galaxies Centaurus A and M87 were found. The origin of these spectral features could be due to the additive HE γ -ray emission contribution of an additional second physical component.

The drive system of HESS II was optimized by introducing two monitoring systems, which has led to a minimized risk of failure as well as an increased observation time. A system was developed for monitoring the cooling of servo controllers in the HESS II drive system and their respective cooling units. An additional system was devised for the diagnosis and monitoring of critical structural and mechanical telescope components based on a vibrational analysis. The installation and configuration of hardware was conducted in Namibia

as well as implementation of control software for both systems in the Data-Acquisition-System (DAQ). Eventually, preliminary vibration data was analysed with statistical methods of time series analysis and some methods of non-linear dynamics.

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben mehrere Personen in ununterschiedlicher Weise beigetragen, denen ich zu ganz herzlichem Dank verpflichtet bin. Besonders danken möchte ich Herrn Prof. Dr. Werner Hofmann, der mir die Promotion ermöglicht hat und mich bei der Fertigstellung dieser Arbeit stets ermutigt und unterstützt hat. Dies weiteren gilt mein Dank Max-Planck-Gesellschaft für die finanzielle Unterstützung.

Ein besonderer Dank gilt meiner Familie, meinen Freunden und meinen Arbeitskollegen in MPIK und Namibia, die mich immer unterstützt haben.

Faical Ait Benkhali

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Zielsetzung	3
1.3	Gliederung	4
2	Aktive Galaktische Kerne	7
2.1	Einführung	7
2.2	Das AGN-Standardmodell	10
2.2.1	Das supermassereiche Schwarze Loch	11
	Das Antihierarchische Wachstum	12
	Schwarzschild-Lösung	13
	Kerr-Lösung	14
2.2.2	Akkretionsscheibe	15
2.2.3	Staubtorus	17
2.2.4	Broad Line Region (BLR)	19
2.2.5	Narrow Line Region (NLR)	19
2.2.6	Jets	19
	Blandford-Payne-Szenario	21
	Blandford-Znajek-Mechanismus	21
	Die Jet-Struktur	22
2.3	Klassifikation	23
2.3.1	Seyfert-Galaxien	23
2.3.2	Quasare	24
2.3.3	Radiogalaxien	24
2.3.4	Blazare	25
2.4	Die physikalischen Vorgänge in der Hochenergie- γ -Astrophysik	28
2.4.1	Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung	28
2.4.2	Die Strahlungsprozesse im γ -Bereich	29
	Synchrotronstrahlung	29
	Bremsstrahlung	30
	Inverser Compton-Effekt	30
	Pionenzerfall (π^0)	31

2.4.3	Beschleunigungsmechanismen im γ -Bereich	32
	Impulsdiffusion (Fermi II-Prozess)	33
	Schockbeschleunigung (Fermi I-Prozess)	33
2.5	Das extragalaktische Hintergrundlicht (EBL)	35
3	Die abbildende Cherenkov-Technik	37
3.1	Die Entstehung von Luftschauern	38
3.1.1	Elektromagnetische Luftschauer	38
3.1.2	Hadronische Luftschauer	38
3.1.3	Der Cherenkov-Effekt	41
3.2	Das High Energy Stereoscopic System	41
3.3	Rekonstruktion der Luftschauer	43
3.3.1	Hillas-Parametrisierung	43
3.3.2	Richtungsrekonstruktion	44
3.3.3	Energierrekonstruktion	45
3.3.4	Die γ -Hadron Separation	46
4	TeV γ-Beobachtungen Aktiver Galaktischer Kerne mit den H.E.S.S. Cherenkov-Teleskopen	49
4.1	Der TeV AGN-Datensatz	49
4.2	H.E.S.S. Analysis Pipeline	53
4.3	Nachweis der AGN im VHE γ -Bereich	54
4.4	Spektralanalyse der extragalaktischen γ -Quellen	59
4.5	Variabilitätsanalyse der TeV γ -Lichtkurven	63
4.6	Morphologie-Studie der AGN im VHE γ -Bereich	67
4.6.1	TeV-Emissionsregionen der Radiogalaxie M87	75
4.7	Korrelationsanalyse astrophysikalischer Größen	80
4.7.1	Einfluss des EBL-Effekts auf die TeV γ -Spektren	80
4.7.2	Röntgen- und γ -Strahlung Leuchtkraft-Beziehung	82
4.7.3	Korrelation zwischen Γ_{GeV} und Γ_{TeV} Spektralen Indizes	87
5	Fermi-LAT GeV γ-Beobachtungen Aktiver Galaktischer Kerne	91
5.1	Der Fermi-Satellit	91
5.1.1	Large Area Telescope (LAT)	92
	Antikoinzidenz-Detektor (ACD)	93
	Tracker (TKR)	93
	Kalorimeter (CAL)	93
	Data Acquisition System (DAQ)	94
5.1.2	Fermi-LAT Datenanalyse	94
	Events-Rekonstruktion	94

	Instrument Response Function (IRF)	95
	Analyse-Prozedur der LAT-Daten	97
5.2	Ergebnisse der Fermi-LAT Datenanalyse	99
5.2.1	Galaxien-Portrait	99
	Die Riesengalaxie M87	99
	Centaurus A	99
	PG 1553+113	99
	PKS 0447-439	100
5.2.2	Count-Maps	100
5.2.3	Die γ -Spektren	102
5.2.4	Periodizitätsanalyse der Fermi-LAT Lichtkurven	105
	Lomb-Scargle-Periodogramm (LSP)	105
	PG 1553+113	106
	PKS 0447-439	108
	Physikalische Interpretation der Quasiperiodizität	116
5.2.5	Die Spektrale Energieverteilung (SED)	120
6	Hinweise auf zweite HE Emissionskomponente in den Radiogalaxien	
	CenA und M87	123
6.1	Spektrale Veränderung im HE γ -Spektrum	124
6.2	Variabilitätsanalyse im HE γ -Bereich	129
6.2.1	Die γ -Lichtkurven in den Energiebändern I/II	129
6.2.2	Fraktionelle Variabilitätsamplitude (F_{var})	131
6.2.3	Kombinierte Fermi-LAT und HESS SED	133
6.2.4	Physikalische Interpretation und Diskussion	136
	SMBH magnetosphärisches Modell	136
	Multiple-Blobs SSC-Model	137
	Dunkle Materie Szenario	139
7	HESS II Antriebssystem	141
7.1	Aufbau des HESS II Antriebssystems	141
7.1.1	Das Energieversorgungskonzept	143
7.1.2	Der Servomotor	144
7.1.3	Der Drehgeber (Shaft Encoder)	145
7.1.4	Die Elektromagnet-Federdruckbremse (Brake)	146
7.1.5	Der Positionsschalter (Switch)	147
7.1.6	Servo-Umrichter KE/KW	150
7.1.7	Die ACU-Steuereinheit	151
7.1.8	Das GPS-System	152

7.1.9	Das Notfall-Antriebssystem	153
8	Überwachungssystem für HESS II Kühlungssystem	155
8.1	Die Funktionsweise des Kühlsystems	156
8.2	Aufbau des Überwachungssystems	157
8.2.1	Die Temperatursensoren	158
8.2.2	Der Durchflussmesser	159
	Kalibrierung der Durchflussmesser	160
8.2.3	Analog-Eingangs-Module	161
8.2.4	I-8KE8 Einheit	163
8.2.5	Die Steuerungssoftware	163
8.3	Diskussion der Ergebnisse	166
8.3.1	Änderung der Durchflussrate	166
8.3.2	Die Temperaturänderung	169
8.3.3	Ausblick	175
9	Vibrationsüberwachungssystem	177
9.1	Condition Monitoring	178
9.2	Vibrationsanalyse	180
9.3	Aufbau des Vibrationsüberwachungssystems	181
9.3.1	Die Vibrationssensoren	181
9.3.2	Die Vibrationstransmitter	185
9.3.3	Die Datenerfassungseinheit Labjack T7-Pro	187
9.3.4	Die Installation	189
9.4	Die Softwarearchitektur	192
9.5	Diskussion der Ergebnisse	194
9.5.1	Die Datenaufnahme	195
9.5.2	Analyse im Zeitbereich	198
	Statistische Methoden	198
	Poincare Plot	203
	Hurst Exponent	206
9.5.3	Analyse im Frequenzbereich	209
	Fast Fourier Transformation	209
	Cesptrum	211
	Wasserfalldiagramm	212
10	Anhang	215
10.1	Signifikanzkarten des TeV AGN-Datensatzes	215
10.2	γ -Spektren der TeV AGN	215
10.3	TeV γ -Lichtkurven	215

Meinen Eltern

FATIMA *und* AHMED

in Dankbarkeit gewidmet.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Vor mehr als hundert Jahren gelang es dem österreichischen Physiker [VICTOR FRANZ HESS](#) (1883-1964), mit Hilfe zahlreicher abenteuerlicher Ballonflüge die Existenz einer durchdringenden kosmischen Höhenstrahlung nachzuweisen. Im Jahr 1936 erhielt er dann von der Königlichen Schwedischen Akademie der Wissenschaften KVA gemeinsam mit [CARL DAVID ANDERSON](#)¹ (1905-1991) den Nobelpreis für Physik in Anerkennung seiner bahnbrechenden Forschung, die zur Entdeckung der Kosmischen Strahlung geführt hat [[Hess, 1912](#)]. Diese fundamentale Entdeckung war der Startschuss für intensive Forschungsarbeiten zur Untersuchung der hochenergetischen Kosmischen Strahlung, sowohl hinsichtlich ihrer physikalischen Eigenschaften und Natur, als auch ihrer Herkunft und öffnete die Tür zur Bildung neuer wissenschaftlicher Disziplinen, etwa der Astroteilchenphysik und der γ -Astronomie.

Die beachtlichen Fortschritte in der experimentellen Messtechnik während der zwanziger Jahre ermöglichten es, die fundamentale Zusammensetzung der Höhenstrahlung zu erforschen und führten schließlich u.a. zur Entdeckung des Positrons (e^+), des Muons (μ) und des Pions (π) in der kosmischen Strahlung. Etwa 1000 energiereiche Teilchen pro Quadratmeter treffen jede Sekunde auf die oberen Schichten der Erdatmosphäre. Den weitaus größten Anteil der einströmenden Teilchen bilden Protonen mit 85% und Alpha-Teilchen zu 12%. Dazu kommen schwerere Atomkerne, Elektronen sowie Positronen mit 2.8%. Auf Grund der Wechselwirkung mit den Gasmolekülen der Luft bilden sich Schauer mit einer hohen Anzahl von Sekundärteilchen, von denen jedoch nur ein kleiner Bruchteil die Erdoberfläche erreicht. Damit fungiert die Atmosphäre nicht nur als wertvoller Schutzschild gegen die eindringende gefährliche kosmische Strahlung, sondern bietet auch die Möglichkeit Teilchen und deren Wechselwirkung bei extrem hohen Energien zu untersuchen.

¹ US-amerikanischer Physiker.

Die γ -Astronomie ist ein relativ junges Forschungsgebiet der Astronomie, das sich insbesondere mit der Untersuchung der γ -Strahlung im hochenergetischen emittierenden Objekte im Weltall γ -Bereich¹ befasst. Als solche wurden inzwischen eine Vielfalt an Quellen identifiziert, die in der Regel zu den außergewöhnlichsten Himmelskörpern des Universums gehören – angefangen bei schnell rotierenden Pulsaren und den Überresten von Supernovaexplosionen in der Milchstraße über die Röntgendoppelsterne XRB² und die enorm energiereichen Gammastrahlenblitze GRB (Gamma Ray Burst) bis hin zu den aktiven galaktischen Kernen, wie Quasaren und Blazaren.

Beim Eintritt in die Erdatmosphäre löst die einfallende primäre kosmische Strahlung infolge der Wechselwirkung mit den Luftmolekülen Kaskaden von Sekundärteilchen (ausgedehnte Luftschaue) aus, deren Untersuchung einen Rückschluss auf die physikalischen Eigenschaften des Primärteilchens ermöglicht. Der Strom der erzeugten Sekundärteilchen führt seinerseits beim Durchflug der Atmosphäre zur Abstrahlung elektromagnetischer Strahlung, dem blauen Cherenkov-Licht [Bolotovski and Lekin, 1960]. Prinzipiell beruht die abbildende atmosphärische Cherenkov-Technik auf der Detektion der in den oberen Schichten der Erdatmosphäre hervorgerufenen Cherenkov-Strahlung und erlaubt auf diese Weise die hochenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung mit Energien von ungefähr 20 GeV bis hin zu 100 TeV zu untersuchen. Im Gegensatz zu den geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung werden die VHE Photonen auf ihrem Weg zur Erde nicht durch Magnetfelder abgelenkt. Dieser entscheidene Vorteil erlaubt anhand der Bestimmung ihrer Ankunftsrichtung deren Entstehungsort zu lokalisieren bzw. die Identifizierung der Emittierenden γ -Quellen und somit aufschlussreiche Rückschlüsse über die sich an ihnen abspielenden physikalischen Prozesse zu ziehen. Hierbei sind die Erzeugungsmechanismen der hochenergetischen γ -Strahlung nicht-thermischer Natur und trotz intensivster Forschung immer noch nicht vollständig geklärt. Nichtsdestotrotz eröffnete die γ -Strahlen-Beobachtung mit Hilfe der bodengebundenen stereoskopischen Cherenkov-Teleskope – HESS, MAGIC, VERITAS, etc. – ein neues Fenster zum Universum und trugen maßgeblich zu einem besseren Verständnis der komplexen Phänomene im hochenergetischen γ -Bereich des elektromagnetischen Spektrums bei.

¹ Im HE (High Energy) und VHE (Very High Energy) γ -Bereich.

² X-Ray Binaries.

1.2 Zielsetzung

Die vorliegende Arbeit verfolgt zwei Hauptziele. Zum einen sollen Aktive Galaktische Kerne mit den H.E.S.S. Cherenkov-Teleskopen und dem Fermi-LAT im hochenergetischen γ -Bereich untersucht werden. Zunächst sollen die in einem Zeitraum von etwa 10 Jahren aufgenommenen HESS-Daten zur Beobachtung Aktiver Galaktischer Kerne mit Hilfe der zur Luftschauer-Rekonstruktion konzipierten HAP-Plattform analysiert werden. Hierzu sollen die in einem zusammengestellten Datensatz aus mehreren extragalaktischen γ -Quellen als erstes im Hinblick auf ihre Detektierbarkeit im TeV γ -Bereich untersucht werden. Daraufhin sollen Spektral- und Variabilitätsanalysen, sowie Morphologie-Studien der detektierten TeV γ -Objekte zur Bestimmung ihrer intrinsischen Ausdehnung und zur Abschätzung der Ausrichtungsgenauigkeit der HESS Cherenkov Teleskope durchgeführt werden. Zusätzlich soll auf Basis der erzielten Ergebnisse das Vorhandensein möglicher Korrelationen zwischen einigen im γ -Bereich relevanten astrophysikalischen Größen geprüft und quantifiziert werden. Ein weiteres wichtiges Ziel dieser Arbeit besteht in der Untersuchung der Aktiven Galaktischen Kerne im GeV γ -Bereich unter Verwendung der vom Fermi-LAT Detektor – an Bord des Fermi-Satelliten – in einem Zeitintervall von etwa 8 Jahren aufgezeichneten Daten. Diesbezüglich sollen die Fermi-LAT Daten der Blazare PG 1553+113 und PKS 0447-439 im Energiebereich zwischen 100 MeV und 300 GeV unter Einsatz des Pass 8 Algorithmus analysiert und deren Lichtkurven auf Periodizität mit Hilfe des Lomb-Scargle-Periodogramms und Bootstrap Resampling-Simulationen überprüfen werden. Darüber hinaus sollen Himmelskarten und γ -Spektren, sowie γ -Lichtkurven der naheliegenden Radiogalaxien Centaurus A und M87 im HE γ -Bereich erstellt werden und deren Spektrale Energieverteilungen auf das Vorliegen möglicher spektralen Veränderungen im Zusammenhang mit Variabilitätsänderung überprüft werden.

Zum anderen widmet sich der zweite Teil dem Ziel, das Antriebssystem (Drive System) des HESS II Teleskops zu optimieren. Damit ist gemeint, das mit dem Antriebssystem verbundene Ausfallrisiko durch gezielte präventive Maßnahmen möglichst minimal zu halten und somit die Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Beobachtungszeit zu maximieren. Aus diesem Hauptziel leiten sich wiederum zwei weitere Ziele ab. Zum einen soll ein geeignetes System zur zuverlässigen Diagnose der strukturellen und mechanischen Zustände wichtiger und kritischer Komponenten des Teleskops, nämlich Getriebe bzw. Lager, entwickelt werden. Hierbei liegt der Hauptfokus beim Entwurf und der Entwicklung dieses Systems auf dem Einsatz einer nicht destruktiven Schwingungsbasierten Methode, der Vibrationsanalyse. Zum anderen soll aufgrund

der stetig ansteigenden Anzahl der mit dem Kühlsystem zusammenhängenden Probleme ein geeignetes System zur Überwachung der Veränderung der Temperatur und des Wasserdurchflusses innerhalb der Kühlungseinheit des HESS II Antriebssystems entworfen werden. Darauf aufbauend soll anschließend für beide Systeme die für den Verwendungszweck passende Steuerungssoftware konzipiert und programmiert werden und parallel dazu die entwickelte Hardware zusammen mit der dazugehörigen Software gemeinsam getestet werden. Schließlich soll dann die Installation und Konfiguration der Hardware vor Ort in Namibia, sowie die Implementierung der Steuerungssoftware im DAQ¹ und die Datenaufnahme erfolgen.

1.3 Gliederung

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei Hauptteile, die im Folgenden kurz vorgestellt werden sollen. Der sich an die Einleitung anschließende erste Teil beschäftigt sich mit den γ -Beobachtungen Aktiver Galaktischer Kerne im GeV und TeV γ -Bereich und besteht seinerseits aus fünf Kapiteln. Am Anfang wird im nächsten Kapitel zur Einführung in die Thematik ein allgemeiner Überblick über die Aktiven Galaktischen Kerne gegeben und die relevanten physikalischen Vorgänge im Bereich der Hochenergie γ -Astrophysik werden vorgestellt und erklärt. Im Anschluss daran werden im Kapitel drei die Grundlagen der abbildenden Cherenkov Technik erläutert und auf die im HESS-Experiment zum Einsatz kommenden Messtechniken zur Beobachtung der TeV γ -Quellen kurz eingegangen. Im Kapitel vier werden die Ergebnisse der verschiedenen durchgeführten Studien zur Untersuchung der extragalaktischen γ -Quellen im VHE γ -Bereich präsentiert. Diese beinhalten neben dem Nachweis der Aktiven Galaktischen Kerne im TeV γ -Bereich und deren Spektral- und Variabilitätsanalyse ebenfalls die durchgeführte Morphologie-Studie zur Ermittlung ihrer Positionen und intrinsischen Ausdehnungen, sowie die Korrelationsanalyse einiger abgeleiteter astrophysikalischer Größen. Das darauffolgende Kapitel fünf gliedert sich in zwei Abschnitte und beinhaltet die Ergebnisse der im GeV γ -Bereich durchgeführten Analyse der Fermi-LAT Daten. Dabei erfolgt zuerst eine kurze Beschreibung des fundamentalen Aufbaus des Fermi-LAT Detektors und der Funktionsweise seiner wichtigen Komponenten. Danach erfolgt die Präsentation der resultierenden Ergebnisse aus der Fermi-LAT

¹ Data Acquisition System.

Pass8-Analyse und Periodizitätsanalyse unter Verwendung des Lomb-Scargle-Periodogramms. Schließlich werden die Ergebnisse der Überprüfung der Spektrale Energieverteilung der Radiogalaxien Cen A und M 87 im HE γ -Bereich auf das Vorhandensein möglicher spektraler Veränderungen vorgestellt und deren Diskussion wird in Kapitel sechs behandelt.

Der zweite Hauptteil der vorliegenden Arbeit befasst sich hauptsächlich mit der Optimierung des Antriebssystems des HESS II Teleskops und Steigerung seiner Performanz. Das achte Kapitel stellt zunächst das HESS II Teleskop vor und erläutert anschließend den Aufbau des Antriebssystems. Dabei wird ein besonderer Schwerpunkt auf die wichtigsten Hardwarekomponenten gelegt. Im darauf folgenden Kapitel werden die Funktionsweise des Kühlsystems und der Aufbau des entwickelten Überwachungssystems zunächst erklärt und das entsprechend im DAQ implementierte Software-Konzept kurz vorgestellt. Im Anschluss daran werden die Ergebnisse der Messungen graphisch dargestellt und diskutiert. Das letzte Kapitel befasst sich zu Beginn mit der Bedeutung des Begriffes CONDITION MONITORING. Daraufhin wird auf die Grundprinzipien und die operativen Einsatzmöglichkeiten der Vibrationanalyse eingegangen. Abschließend wird das Schwingungsüberwachungssystem, beginnend bei den ICP-Schwingungssensoren und Vibrationstransmittern über die Signale verarbeitende Datenerfassungseinheit LabJack T7-PRO bis hin zu der durchgeführten Installation und Implementierung im DAQ beschrieben. Ferner werden die aufgenommenen Daten präsentiert und die ersten Ergebnisse diskutiert.

Kapitel 2

Aktive Galaktische Kerne

“Das Weltall ist voller magischer Dinge, die geduldig darauf warten, dass unsere Sinne schärfer werden.”

—(Eden Phillpotts, 1862-1960)

2.1 Einführung

Aktive Galaktische Kerne, die mit der englischen Abkürzung AGN (Active Galactic Nuclei) genannt werden, gehören zu den interessantesten Quellen im Universum. Streng genommen bezeichnet der Ausdruck AGN in der astronomischen Gemeinschaft ausschließlich den extrem hell leuchtenden Innenbereich¹ von bestimmten Galaxien. Ferner weist die Zentralregion eine extrem große Flächenhelligkeit auf und überstrahlt oft selbst die gesamte restliche Galaxie mit ihren Abermilliarden leuchtenden Sterne (siehe die [Abbildung 2.1](#)). Zum Vergleich beträgt beispielsweise die gesamte emittierte Energie im sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums im Fall von Seyfert Galaxien $\sim 10^{11} L_{\odot}$ ² und kann in einem Quasar sogar die Leuchtkraft aller übrigen Sterne um den Faktor 100 oder mehr übersteigen. Darüber hinaus besitzen diese kosmischen Objekte weitere Merkmale. Zum einen weisen sie Emissionsspektren, die sich über mehrere Größenordnungen von Radio-Wellenlängen über Röntgen- bis hin zum hochenergetischen γ -Bereich erstrecken. Zum anderen dominieren zahlreiche starke und sehr breite Emissionslinien die optischen bzw. UV-Spektren der meisten Quasaren. Die darauffolgende [Abbildung 2.2](#) stellt exemplarisch das optische Spektrum des zuerst entdeckten und scheinbar hellsten Quasars am Sternenhimmel mit einer Rotverschiebung $z = 0.158$,

¹ Die besonders leuchtkräftige Kernregion ist dimensionsmäßig sehr kompakt im astronomischen Vergleich zu der beherbergenden Galaxie.

² Die mittlere Leuchtkraft der Sonne $L_{\odot} = 3.845 \cdot 10^{23} \text{ W}$.

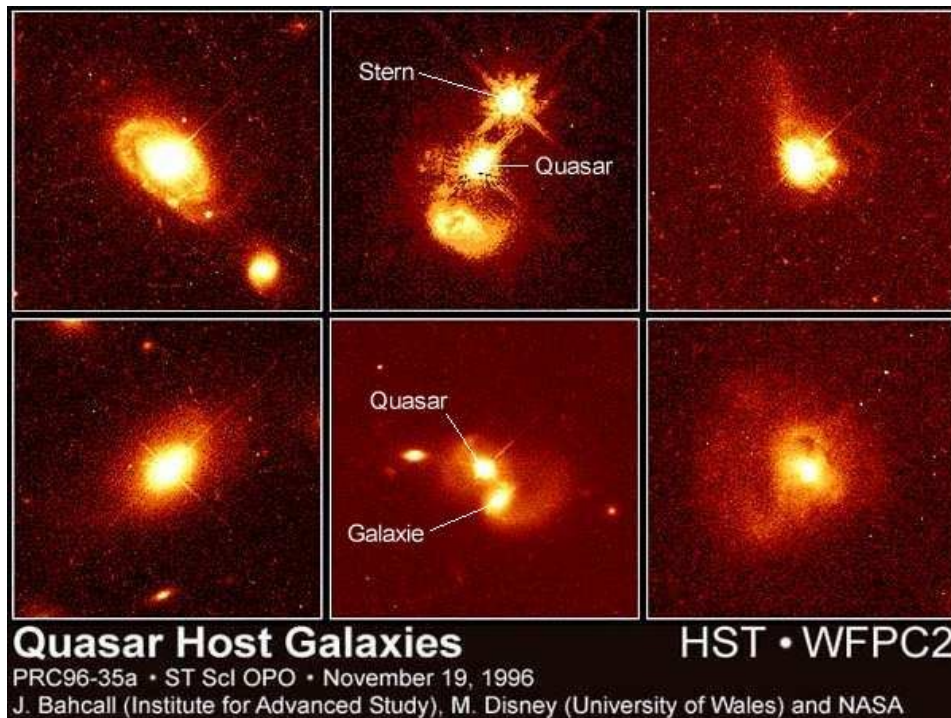


ABBILDUNG 2.1: Die Zentralregion eines Quasars zeigt eine extrem große Flächenhelligkeit auf und überstahlt selbst die gesamte restliche Galaxie. (Quelle: Hubble-Weltraumteleskop HST)

den 3C273¹ dar. Hierbei sind die charakteristischen breiten Emissionslinien, insbesondere die H_{α} -Linie des Wasserstoffs deutlich zu erkennen. Im Gegensatz dazu weist das überlagerte Spektrum von Vega nur relativ schmale Emissionslinien auf. Das Vorhandensein derart breiter Emissionslinien, die teilweise von hochionisierten Atomen stammen und die außerordentlich breite Emissionsspektren von AGN lassen auf eine nicht-thermische Natur der emittierten Strahlung schließen und erlauben zusätzlich Rückschlüsse über die dafür verantwortlichen Beschleunigungsmechanismen im hochenergetischen Bereich zu ziehen. Eine weitere ganz besondere Eigenschaft der AGN äußert sich in der ausgeprägten zeitlichen Veränderung des Strahlungsflusses bei fast allen Frequenzen und auf verschiedenen Zeitskalen von mehreren Jahren bis hin zu wenigen Minuten. Historisch gesehen führten gerade derartige auffällig Fluktuationen (0.3 bis 0.5 mag binnen weniger Monate) zur Klassifikation der Quasare als Veränderliche Sterne. Daher rührt auch die Bezeichnung Quasi-Stellar, abgekürzt als Quasar. Zugleich stellte die beobachtete Variabilität Astrophysiker vor ein neues Rätsel: Die aus dieser Variabilitätszeitskala resultierende räumliche Ausdehnung des zentralen Emissionsbereichs beläuft sich auf eine

¹ (3C) The third Cambridge Catalog.

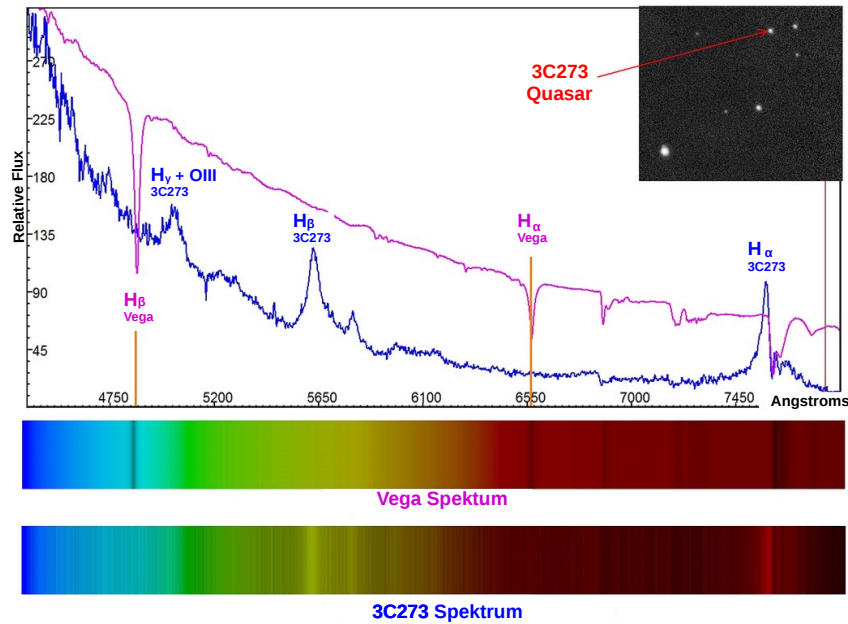


ABBILDUNG 2.2: Die charakteristischen breiten Emissionslinien, insbesondere die H_{α} -Linie sind im Spektrum des Quasars 3C273 deutlich zu erkennen. Im Gegensatz dazu weist das überlagerte Spektrum von Vega nur relativ schmale Emissionslinien auf

Größenordnung von nur einem Lichttag¹. Mit anderen Worten: Aus einem für astronomische Maßstäbe winzigen Gebiet vom Durchmesser unseres Sonnensystems kommt eine Energiemenge von ungeheurem Ausmaß, äquivalent im Umfang zur gesamten Leuchtkraft von mehreren Milliarden Sternen zusammen, und überstrahlt sogar die gesamte Galaxie. Die dabei freigesetzten Energien ziehen bedeutsame Auswirkungen auf die umgebenden Galaxien und das Intergalaktische Medium nach sich. Hiermit sollten AGNs eine Schlüsselfunktion bei der Entstehung und Entwicklung von Galaxiensystemen besonders in der Frühphase des Universums gespielt haben und dadurch das aktuelle Erscheinungsbild des Universums entscheidend mitgeformt haben. Die AGN wurden dank zahlreicher Astronomieprojekte über Jahrzehnte in unterschiedlichen Wellenlängen. Um nur einige Beispiele zu nennen: Der Sloan Digital Sky Survey (SDSS) zur Bestimmung der Entfernungen und Eigenschaften von über einer Million Galaxien und Quasaren durch genaue Photometrie in den fünf Filtern, der Close AGN Reference Survey (CARS) der europäischen Südsternwarte ESO zur detaillierten Untersuchung der 40 naheliegenden AGN² und die Röntgensatelliten Chandra³ der NASA bzw. XMM-Newton⁴ der europäischen

¹ Ein Lichttag entspricht $2.54 \cdot 10^{15} \text{ cm}$.

² Mit einer Rotverschiebung $0.01 < z < 0.06$

³ Besitzt eine Ortsauflösung von $0.5'$ und deckt einen Energiebereich von 0.1 bis 10 keV ab.

⁴ Der Energiebereich erstreckt sich von 0.1 bis zu 15 keV

Weltraumbehörde *ESA* zur Erforschung des Universums im X-Ray-Bereich und nicht zuletzt der Fermi-Satellit sowie die bodengebundenen Cherenkov Teleskope – *HESS, MAGIC, VERITAS* etc. – zur Erforschung der γ -Strahlung. Aus statistischer Sicht repräsentieren die AGN zwar nur 10% der Galaxien im Universum, stellen jedoch trotzdem ein einzigartiges kosmisches Laboratorium zur Erforschung der bei hohen Energien stattfindenden physikalischen Vorgänge bzw. der dahinter stehenden Gesetzmäßigkeiten dar und bieten die besonderen Gelegenheit, die nicht-thermische Gammastrahlung insbesondere im Bereich der extrem hohen Energien von über $10^{20}eV$ zu untersuchen.

2.2 Das AGN-Standardmodell

Im Laufe der 80er Jahre rückte die Frage nach einem einzigen allgemeinen Konzept zur Beschreibung und Klassifikation der vielfältigen AGN-Klassen immer mehr in den Vordergrund. Mittlerweile hat sich ein adäquateres vereinheitlichtes Modell etabliert, das sogenannte Standardmodell der AGN.

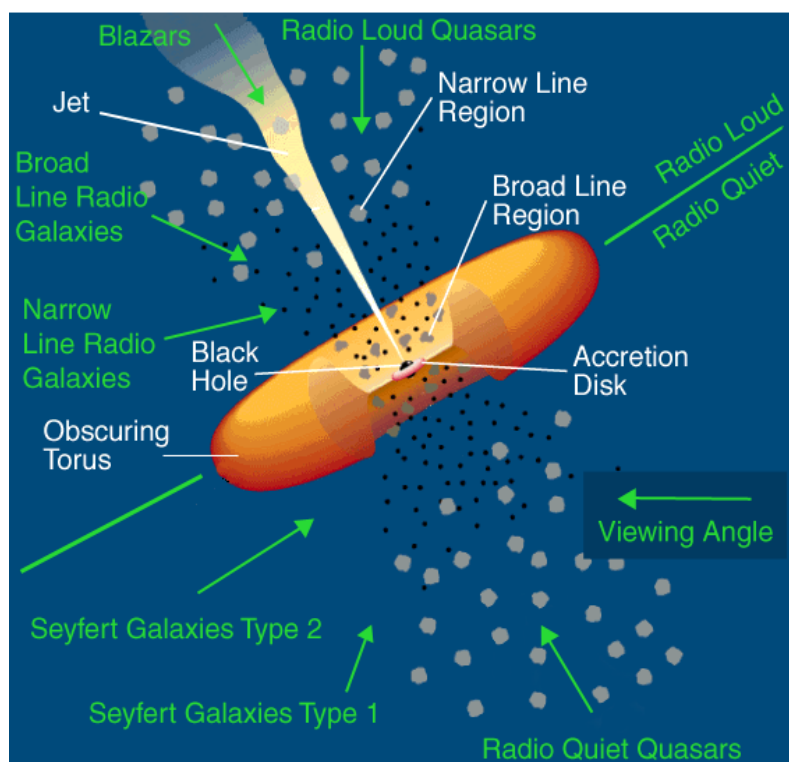


ABBILDUNG 2.3: Schematische Darstellung eines AGN. Abhängig vom Blickwinkel des Betrachters resultieren jeweils unterschiedliche Erscheinungsbildern – AGN-Klassen – der AGN.

Die Idee dahinter basiert einerseits auf der Annahme, dass die unterschiedlichen AGN-Klassen stets aus den folgenden charakteristischen Komponenten bestehen [Urry and Padovani, 1995] [Antonucci, 1993]:

- supermassereiches Schwarzes Loch
- Akkretionsscheibe
- Staubtorus
- Jet

Bei den verschiedenen Klassen ergeben sich je nach dem Grad der Ausprägung, unterschiedliche Erscheinungsbilder der AGN. So dominieren beispielsweise die Jets die gesamte äußere Erscheinung von Radiogalaxien und sind auch verantwortlich für deren starke Radioemission. Andererseits beruht das AGN-Standardmodell auf der einfachen Annahme, dass die verschiedenen AGN-Erscheinungen im Grunde genommen auf rein geometrische Effekte zurückzuführen sind. Diese bewirken im Endeffekt eine Veränderung der Erscheinungsbilder der AGN abhängig vom Blickwinkel des Betrachters. Auf diese Weise erscheinen Blazare aufgrund der direkten räumlichen Orientierung des Jets in die Beobachterraichtung extrem hell.

2.2.1 Das supermassereiche Schwarze Loch

Lange Zeit galten Schwarze Löcher nur als ein mathematisches Konstrukt des menschlichen Geistes und eine wohl bizarre Kuriosität. Heutzutage repräsentieren sie eine Verständnisgrundlage zahlreicher physikalischer Phänomene und stecken im Allgemeinen hinter vielen Erscheinungen im Weltall. Aus mathematischer Sicht sind Schwarze Löcher eine Vorhersage der allgemeinen Relativitätstheorie von ALBERT EINSTEIN und stellen die erste von dem deutschen Physiker KARL SCHWARZSCHILD gefundene Lösung der Einsteinschen Feldgleichungen dar, auch genannt die äußere Schwarzschild-Lösung. Diese beschreibt im Wesentlichen nicht rotierende, statische Schwarze Löcher mit den beiden merkwürdigen charakteristischen Komponenten, dem Ereignishorizont und der Singularität. Schwarze Löcher zeichnen sich durch ihr extrem starkes Gravitationsfeld aus und können aufgrund der in der intrinsischen Singularität konzentrierten gesamtemasse das Raum-Zeit-Kontinuum um sich herum derart krümmen, dass selbst elektromagnetische Wellen, wie etwa sichtbares Licht nicht mehr entweichen können. Ebenfalls stellen ihre Kollision bzw. Verschmelzung ein kosmisches Spektakel der Superlative dar, bei der selbst die Struktur der Raumzeit erschüttert und durch die Propagation der vor kurzem von LIGO¹ entdeckten Gravitationswellen in Schwingungen versetzt wird. Im Allgemein

¹Laser Interferometer Gravitation Wave Observatory

werden Schwarze Löcher anhand ihrer Masse häufig in zwei Hauptgruppen unterteilt, Stellare (SBH) und Supermassereiche Schwarze Löcher (SMBH). Die SBHs repräsentieren das Endstadium der Sternentwicklung und kennzeichnen sich durch eine relativ kleine Masse im Bereich von wenigen bis einigen zehn Sonnenmassen¹. Das Versiegen der thermonuklearen Energiequelle im Sterninneren wirkt sich primär destabilisierend auf das hydrostatische Gleichgewicht aus und führt durch Überhandnahme des Gravitationsdrucks gegenüber dem Strahlungsdruck zum Kollaps des Sterns [Janka, 2012] und bei Sternen mit mehr als $\sim 8M_{\odot}$ im Bruchteil einer Sekunde zu einer kataklysmischen Explosion, einer sogenannten Supernova² [Casares, 2007]. Dabei wird die äußere Hülle mit Geschwindigkeiten von mehr als 10000 km/s in den interstellaren Raum geschleudert und der übrig gebliebene Kern fällt infolge des Gravitationskollaps in sich zusammen und kollabiert daraufhin rasch zu einem Schwarzen Loch [Schneider, 2006]. Cygnus X-1 ist ein guter Vertreter dieser Gruppe. Im Gegensatz dazu besitzen die SMBHs noch weit größere Massen von 10^6 bis $10^{10} M_{\odot}$ ³ und befinden sich normalerweise in den Zentren der Galaxien. Es gibt sogar immer mehr Hinweise darauf, dass beinahe jede Galaxie im Zentrum ein SMBH beherbergt [Schneider, 2006].

Das Antihierarchische Wachstum

Die Beobachtungen von AGNs bei sehr hohen kosmologischen Rotverschiebungen weisen auf eine außerordentlich frühzeitige Bildung von SMBHs in der anfänglichen Entstehungsphase des Universums hin. Merkwürdigerweise existieren SMBHs bereits bei einer Rotverschiebung ($z \sim 6$) oder weniger als eine Milliarde Jahre nach dem Urknall. Von einem statistischen Standpunkt aus betrachtet sind bei kosmologisch großen Distanzen ($z \sim 2$) besonders viele leuchtkräftige AGN wie die Quasare vorhanden, dagegen existieren bei einer Rotverschiebung von ($z \sim 0.7$) hauptsächlich mehr leuchtschwache AGN, wie die Seyfert-Galaxien. Da die Leuchtkraft ein Maß für die Akkretionsrate des zentralen Schwarzen Loches ist, lässt sich schließen, dass es einer ständigen Versorgung des schwarzen Loches mit einer ungeheuren Menge an Materie bedarf, um in der kosmologisch gesehen kurzen Zeitdauer auf so eine enorme Masse anzuwachsen [Bührke, 2010].

¹ $M_{\odot} = 1.98 \cdot 10^{30}$ kg

² Ein gewaltiger Energiestoß von $\sim 10^{51}$ erg

³ Das schwerste bekannte SMBH liegt im Quasar S5 0014+813 mit $(41.4 \pm 12.2) \times 10^9 M_{\odot}$ [Ghisellini et al., 2009].

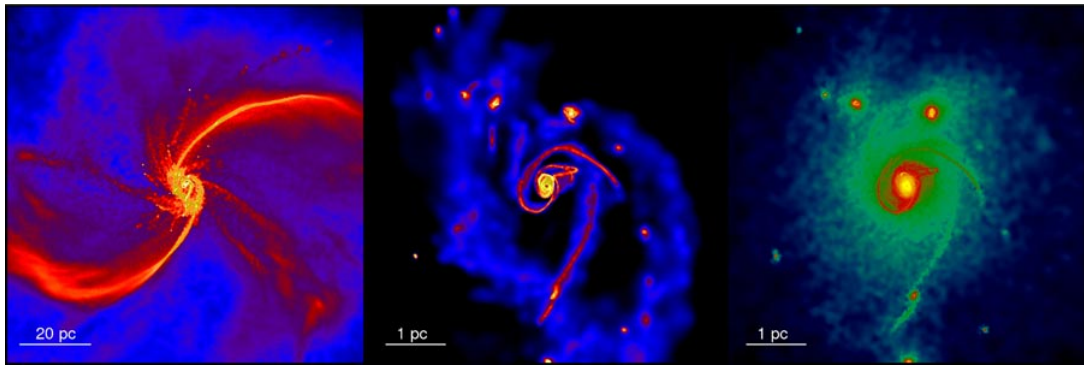


ABBILDUNG 2.4: Eine numerische Computersimulationen zur Nachbildung von SMBH in der Frühphase des Universums [Mayer et al., 2010].

Eine Lösung für dieses Dilemma schlugen L. Mayer *et al.* 2010 anhand von Computersimulationen vor [Mayer et al., 2010]. Hierbei führen Zusammenstöße zwischen Protogalaxien zur Erzeugung hochgradig instabiler Gaswolken, die in kurzer Zeit eine Gasscheibe bilden und aufgrund spiralförmiger Strömungen immer mehr Gas in das Zentrum der Scheibe befördern. Dieser Prozess beschleunigt die Entstehung von einem zentralen Superstern mit zehntausenden Sonnenmassen, der sich wiederum rapid entwickelt und schließlich zu einem massereichen Schwarzen Loch kollabiert.

Schwarzschild-Lösung

K. SCHWARZSCHILD leistete entscheidende Pionierarbeit bei der Suche nach einer Lösung der nichtlinearen, gekoppelten Einsteinschen Feldgleichungen. Seine Abhandlung beschrieb das relativistische Gravitationsfeld eines kugelsymmetrischen elektrisch ungeladenen und nicht-rotierenden schwarzen Lochs und führte den neuen Begriff Ereignishorizont ein, auch bekannt bei statischen Schwarzen Löchern als Schwarzschildradius. Dieser charakteristische Radius R_s definiert den Grenzradius, zu dem ein Objekt der Masse M komprimiert werden muss, damit an seiner Oberfläche die Fluchtgeschwindigkeit genau der Lichtgeschwindigkeit c entspricht.

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} \quad (2.1)$$

Die Äußere Schwarzschild Lösung kündigt aber auch offen die Existenz einer zentralen punktförmigen Krümmungssingularität an, die hinter dem Ereignishorizont verborgen ist und die Struktur der Raumzeit unendlich krümmt.

Kerr-Lösung

Der neuseeländische Mathematiker **PATRICK KERR** veröffentlichte 1963 eine exakte Lösung der Einsteinschen Feldgleichungen für ungeladen maximal rotierende Schwarze Löcher in kartesischen Koordinaten [Müller, 2004].

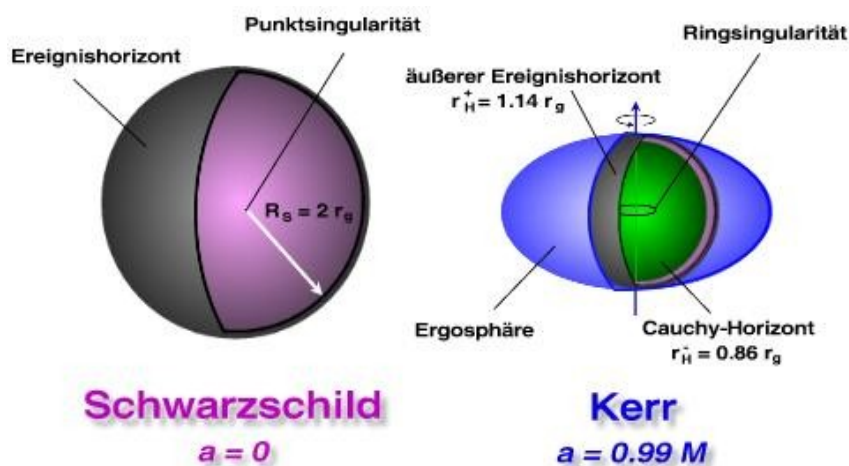


ABBILDUNG 2.5: Der spezifische Drehimpuls bzw. Kerr-Parameter a wird zur Beschreibung der Rotation eines Schwarzen Loches. Dieser kann einen Wert zwischen -1 und +1 annehmen und parametrisiert in beiden Grenzfällen ein schwarzes Loch, dessen Horizont am Äquator mit der halben Lichtgeschwindigkeit rotiert. Im Fall einer Schwarzschild-Lösung gilt $a = 0$.

Die Kerr-Löcher weisen im Vergleich zu den Schwarzschild-Löchern eine Reihe zusätzlicher Besonderheiten auf. Hierzu besitzen sie neben dem herkömmlichen Ereignishorizont (äußerer Horizont) ebenfalls einen zweiten inneren Horizont, an dem alle von außen einfallende Strahlung und Materie sich sammelt, den sogenannten Cauchy-Horizont¹. Ein weiteres besonders Merkmal der rotierenden Schwarzen Löcher ist die Ergosphäre. Diese abgeplattete Kugeloberfläche spielt eine Schlüsselrolle bei der Beschleunigung von Teilchen bzw. der Entstehung relativistischer Jets und charakterisiert den Bereich in unmittelbarer Nähe des Ereignishorizonts, innerhalb dessen die Raumzeit selbst aufgrund des Frame-Dragging Effekts² [Ciufolini and Pavlis, 2004] zur Rotation gezwungen wird und kein statischer Beobachter existieren kann. Unterhalb des inneren

¹ Eine Oberfläche von unendlicher Blauverschiebung

² Mit Hilfe der LAGEOS und Gravity Probe-B Satelliten bei der Erde nachgewiesen.

Horizontes wird die Punkt singularität bei den statischen Löchern durch einen unendlich dünnen Ring abgelöst, die Ringsingularität [Müller, 2004].

In der Theorie der schwarzen Löcher wird üblicherweise der spezifische Drehimpuls bzw. Kerr-Parameter $a = \frac{J}{M^2 c}$ (wobei J der Drehimpuls ist) zur Beschreibung der Rotation derartiger Objekte verwendet. Dieser kann eigentlich jeden beliebigen Wert zwischen -1 und +1 annehmen und parametrisiert in beiden Grenzfällen ein schwarzes Loch, dessen Horizont am Äquator mit der halben Lichtgeschwindigkeit rotiert. Ferner gilt bei der Schwarzschild-Lösung $a = 0$ und die Ringsingularität schrumpft infolgedessen auf die zentrale Punkt singularität zusammen [Müller, 2004].

2.2.2 Akkretionsscheibe

Befindet sich in der unmittelbaren Nähe eines Schwarzen Lochs eine große Gaswolke aus z.B. atomarem Gas oder interstellarem Staub, so wird es mit der Zeit immer mehr verdichtet und letztendlich unter dem starken gravitativen Einfluss in Richtung des Ereignishorizonts befördert. Dieses durch die Gravitation getriebene Zusammenfallen der Materie ins Loch nimmt aufgrund der Drehimpulserhaltung jedoch keinen radialsymmetrischen Verlauf an. Dadurch bildet sich eine rotierende abgeplattete Akkretionsscheibe in der Umgebung solcher kompakter Objekte, deren Entstehung und Entwicklung im Rahmen der Akkretionsphysik bzw. Magnetohydrodynamik¹ [Montesinos, 2012] beschrieben werden und Gegenstand aktueller Forschung stehen [Bonning et al., 2007]. Beim Einfallen von Materie auf ein SMBH werden die Gasteilchen auf keplerische Umlaufbahnen gezwungen und in Abhängigkeit von ihrer Distanz zum Loch in eine Differentielle Rotation gebracht. Dabei wird der Drehimpuls durch Zusammenstöße der Teilchen miteinander bzw. wegen Turbulenzen² in der Akkretionsströmung ständig von innen nach außen transportiert und somit die Akkretionsscheibe in immer stärkere Rotation versetzt. Gemäß dem Virialsatz wird die Hälfte der potentiellen Energien zunächst in kinetische Energie umgewandelt. Die dadurch gewonnene Rotationsenergie sorgt aufgrund der Reibungskräfte für eine Aufheizung des einströmenden Gases auf hohe Temperaturen von 10^5 bis zu 10^7 Kelvin und gleichzeitig zur Umwandlung der inneren Energie u.a. in hochenergetische Röntgenstrahlung. Dabei ergeben sich im Spektrum von AGN charakteristische breite Emissionslinien vor allem des Elements Eisen (wie die Eisen-K-Linie um 6.4 keV), die über den Mechanismus der

¹ Allgemein Relativistische Magnetohydrodynamik.

² Die entscheidende Rolle im Drehimpulstransport spielt die magnetische Turbulenz.

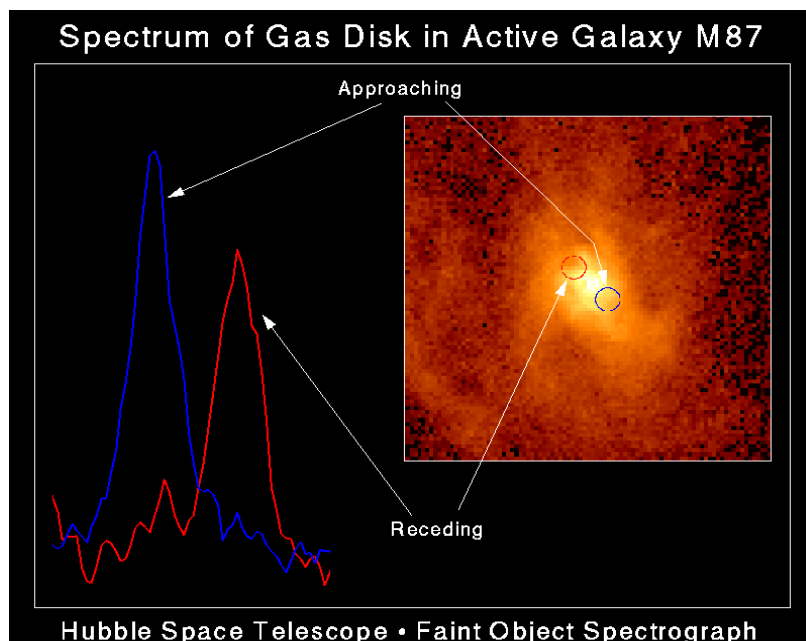


ABBILDUNG 2.6: Rotierende Akkretionscheibe in M87 Beim Einfallen von Materie auf ein SMBH werden die Gasteilchen auf keplersche Umlaufbahnen gezwungen und in Abhängigkeit von ihrer Distanz zum Loch in einer Differentieller Rotation gebracht

Fluoreszenz gebildet werden und Rückschlüsse auf einige physikalische Eigenschaften des SMBHs (Masse und Drehimpuls) geben. Zur Erklärung der beobachteten Akkretionsleuchtkräfte in der Umgebung Schwarzer Löcher wurden verschiedene physikalische Theorien vorgeschlagen. Es stellt sich heraus, dass die Effizienz ϵ der Akkretionsprozesse die Schlüsselrolle im Verständnis derartiger Phänomene ist und einen entscheidenden Einfluss auf die resultierenden Leuchtkräfte hat. Aufgrund der zu kleinen Effizienz von $\epsilon \leq 0.8\%$ hat sich beispielsweise die Annahme, dass die konventionelle thermonukleare Energiegewinnung der zugrunde liegenden Mechanismus für die hohe beobachteten Leuchtkräfte ist, von Grund auf als falsch erwiesen [Schneider, 2006]

Theoretischen Berechnungen im Rahmen der Akkretionstheorie zufolge stellt die gravitative Energiegewinnung durch Umwandlung potenzieller Energie in Strahlung den einzigen physikalischen Mechanismus mit ausreichender Effizienz zur Erklärung der enormen Leuchtkräfte dar. Folglich beträgt die maximale Effizienz für nicht-rotierende SMBHs (Schwarzschild-Löchern) $\epsilon \sim 6\%$ und wird jedoch maßgebend durch den infolge der Lochrotation auftretenden Frame-Dragging Effekt beeinflusst. Dieses Phänomen bewirkt bei maximal rotierenden Kerr-Löchern eine Verdrillung der Raumzeitgeometrie im Bereich der Ergosphäre und eine Erweiterung der Akkretionsscheibenfläche bedingt durch

den infolge der Zentrifugalkraft zusammengepressten äußeren Ereignishorizont. Auf dieser Weise wird immer mehr Materie viel näher an das SMBH befördert und somit mehr potenzielle Energie vom Gravitationsfeld des zentralen Objekts angezapft [Schneider, 2006]. Dies macht sich hauptsächlich an der hohen Effizienz $\epsilon \sim 29\%$ deutlich bemerkbar.

2.2.3 Staubtorus

Der Staubtorus ist eine großskalige schlauchförmige Materieansammlung, die den inneren Bereich von AGNs in einer Entfernung von typischerweise einigen Lichtjahren vom SMBH umschließt und ein gigantisches Materiereservoir von etwa 10^4 bis zu $10^8 M_{\odot}$ aus relativ kaltem Material mit Temperaturen in der Größenordnung von 100 bis 1500 Kelvin bildet. Nach heutiger Auffassung besteht dieses ausgedehnte Gebilde hauptsächlich aus dichtem Gas und Staub¹, deren Ursprung sich in den im interstellaren Raum befindlichen Materiewolken findet [Schneider, 2006]. Diese Gas- und Staubwolken stammen ihrerseits

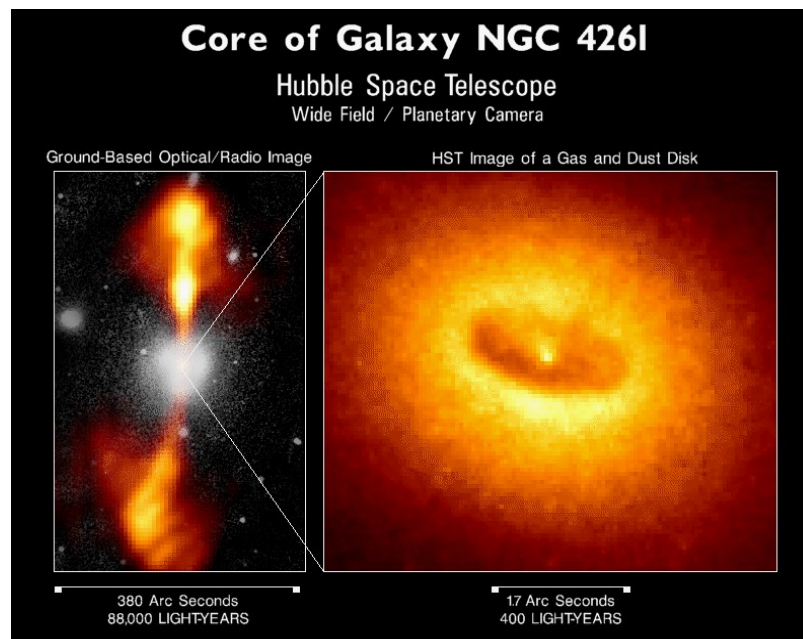


ABBILDUNG 2.7: Eine großskalige schlauchförmige Materieansammlung in NGC 4261, die den Staubtorus bilden (Quelle: HST).

ursprünglich von den Sternen, die am Endstadium ihrer Sternentwicklung gewaltige Mengen an Material ins All weggeschleudert haben und bilden in der

¹ Überwiegend aus Silizium-Sauerstoffverbindungen (Silikate)

Regel angesichts der Toruskonfiguration ein für Störungen anfälliges und dynamisch instabiles System. Einige wesentliche Konsequenzen solcher Instabilitäten – Papaloizou Pringle Instabilität¹ (PPI) [Papaloizou and Pringle, 1984] – zeigen sich insbesondere im effizienten Drehimpulstransport und der daraus resultierenden Förderung der Materie aus dem Staubtorus ins Zentrum der Galaxie [Elitzur and Shlosman, 2006] [Schneider, 2006].

Der Staubtorus absorbiert den größten Anteil der von der Akkretionsscheibe emittierten thermischen bzw. hochenergetischen Strahlung und gilt als optisch dick. Hierbei streuen die aus der zentralen Region stammenden energiereichen Photonen an dem dichten bzw. kalten Material des Staubtorus und werden dadurch massiv abgeschwächt. Als Folge dieser Prozesse heizt sich der Staub im Torus auf mehrere hundert Kelvin auf und emittiert dabei thermische Strahlung im IR-Spektralbereich, die sich in den Spektren einer Vielzahl von Quellen als Buckel (red bump) im IR manifestiert und als Staubemission² bezeichnet wird. Darüber hinaus verdeckt der Torus die Sicht auf die innere Region und sorgt für eine Unterteilung der AGN in zwei orientierungsabhängige Typen (Typ I/II).

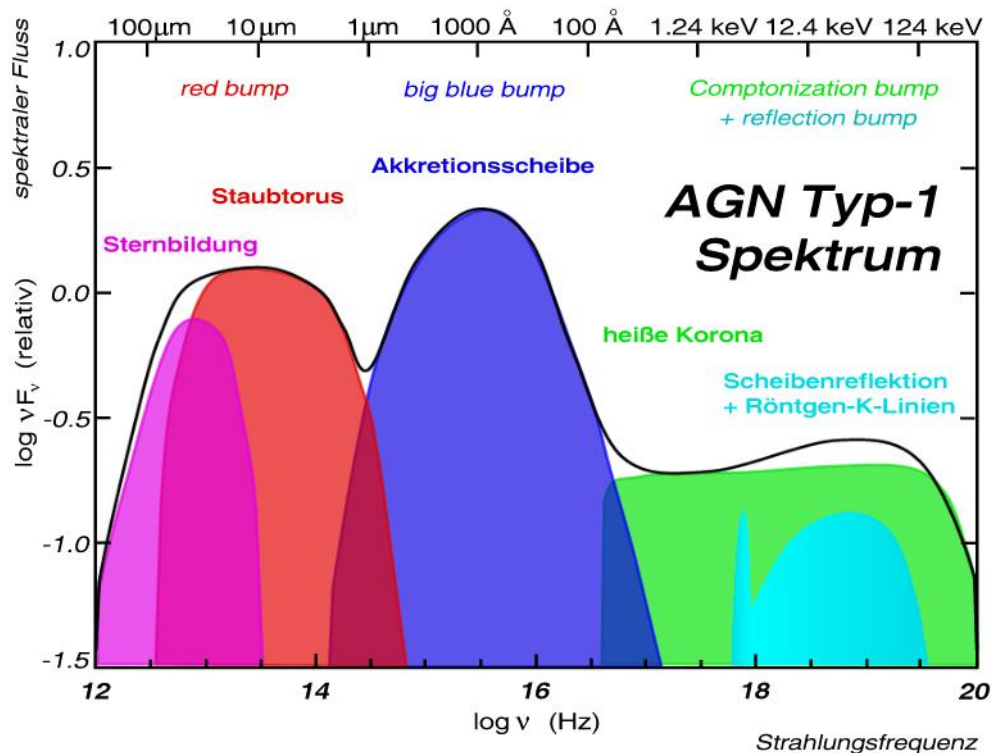


ABBILDUNG 2.8: das thermische Energiespektrum eines AGN vom Typ I (Quelle: A. Müller).

¹ Nicht-axiale Störungen kleiner Ordnung zerstören jede Toruskonfiguration [Papaloizou and Pringle, 1984].

² Beispielsweise zeigt Silizium bei $10 \mu\text{m}$ eine starke charakteristische Spektrallinie.

2.2.4 Broad Line Region (BLR)

Bei der Broad-Line-Region (BLR) handelt sich um ein kompaktes Gebiet aus ionisierten Gaswolken mit einer charakteristischen hohen Teilchendichte von $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$, das den inneren Bereich umgibt und sich in einer Entfernung von einigen tausend bis einigen zehntausend astronomischen Einheiten vom SMBH befindet. Die Emissionsspektren der Gaswolken aus diesem Bereich sind durch außerordentlich breite Emissionslinien charakterisiert, die dem Doppler-Effekt zufolge auf hohe Geschwindigkeiten in der Größenordnung von 30.000 km/s schließen lassen und auf die Anwesenheit eines starken gravitativen Feldes in der direkten Nachbarschaft hinweisen [Czerny and Hryniewicz, 2011].

Weiterhin lassen sich aus der Ionisationsstufen der Elemente bzw. der Anzahl der Linienphotonen pro Volumenelement durchschnittliche Temperaturen von $T \sim 20000$ Kelvin ermitteln und Hinweise auf eine inhomogene Gasverteilung in BLR finden. Hierbei verläuft sich die Anzahl der in dieser Region vorhandenen Gaswolken schätzungsweise auf 10^{10} . Daneben lassen sich mit Hilfe einiger extrem aufwendigen bzw. auf die Variabilität in den Spektrallinien basierenden Untersuchungsmethoden¹ räumliche Ausdehnungen der Gaswolken von typischerweise 10^{11} cm abschätzen [Schneider, 2006].

2.2.5 Narrow Line Region (NLR)

Neben den sehr breiten Emissionslinien, die auf die BLR zurückzuführen sind, treten zusätzlich in den meisten AGN- Spektren mit Ausnahme von BL Lacs, weitere schmale Spektrallinien auf. Deren Dopplerverbreiterung deuten auf optisch dünne Gasansammlungen mit eher langsamen Geschwindigkeiten von 500 km/s hin. Diese im Abstand von 10 bis 100 Parsec weit vom inneren Bereich entfernte Emissionsregion wird als Narrow Line Region bezeichnet und erstreckt sich über eine großräumige Distanz von der Größenordnung ~ 100 Parsec. Darüber hinaus weist dieses Gebiet im Vergleich zu BLR eine geringere Gasdichte von typischerweise $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ und niedrigere Temperaturen von $T \sim 16000$ K, sowie eine charakteristische kegelförmige Struktur auf [Bührke, 2010].

2.2.6 Jets

Jets sind gigantische kosmische Objekte (siehe [Abbildung 2.9](#)), die äußerst stark gebündelte Plasmaströmungen mit relativistischen Geschwindigkeiten weit in das Intergalaktische Medium schießen und sich über riesige Distanzen bis

¹ z.B. das Reverberation Mapping.

auf Mpc-Skala erstrecken. Diese kollimierten Ausströmungen bestehen hauptsächlich aus Elektronen, Protonen und Positronen, sowie Ionen aller Arten von leichten chemischen Elementen bis hin zu relativistischen Eisenkernen, die durch die gewaltige Gravitationskraft des SMBHs angesaugt, verdichtet und im Nachhinein unter der Wirkung außerordentlich starke Magnetfelder auf spiralförmigen Bahnen aus dem Zentrum der Galaxie herausgeschleudert und auf extreme Energien beschleunigt werden. Zur Erklärung von Entstehung derartigen gebündelten Materiestrahlen wurden im Zusammenhang mit der Magnetohydrodynamik seit den 60er Jahre verschiedene theoretische Modelle entwickelt und komplexe bzw. rechenintensive Computersimulationen durchgeführt.

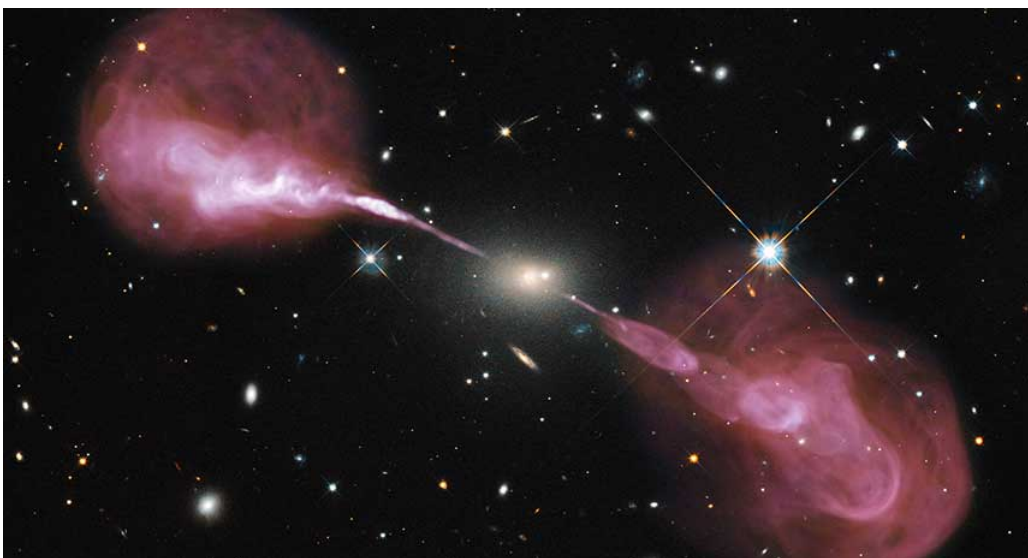


ABBILDUNG 2.9: Kombination aus Radiodaten und Beobachtungen im sichtbaren Licht für die Radiogalaxie Hercules A. Im Bild sind starke gebündelte Plasmaströmungen zu sehen.
(Quelle : NASA, ESA)

Es stellte sich schnell heraus, dass die auf der reinen Hydrodynamik basierenden Jetmodelle zwar viele beobachtete AGN- Phänomene insbesondere im Zusammenhang mit der Akkretionsscheibe reproduzieren können, jedoch an der Nachbildung der gebündelten Jets scheitern. In Anbetracht dessen war eine Erweiterung der theoretischen Ansätze durch die Berücksichtigung der durch die Wirkung von elektrischen und magnetischen Feldern auf die turbulenten Plasmaströme auftretenden Effekten erforderlich [Blandford and Znajek, 1977] [Müller, 2004]. Im Rahmen der Magnetohydrodynamik wurden eigentlich zwei Hauptszenarien zur Erklärung der Jet-Bildung und die dahinter stehenden physikalischen Mechanismen vorgeschlagen:

Blandford-Payne-Szenario

Das Blandford-Payne-Szenario wurde im Jahr 1982 von den beiden Astrophysikern [R. BLANDFORD](#) und [D. PAYNE](#) zur Beschreibung der Jetbildung vorgeschlagen [[Blandford and Payne, 1982](#)]. Die Entstehung gebündelter Materiestrahlen gestaltet sich in diesem Szenario folgendermaßen:

In der Umgebung Schwarzer Löcher geht es chaotisch zu. Dabei verdichtet sich das einströmende Material in der sich drehenden Akkretionsscheibe und erhitzt sich auf einige Millionen Kelvin. In Folge dessen ionisiert sich das Gas stark bis vollständig und bildet ebenfalls ein heißes hochgradig ionisiertes Plasma aus verschiedenen Elementen. Die erzeugten Ionen induzieren bei der Rotation um den zentralen Bereich bzw. dem Einsturz im Schwarzen Loch Magnetfelder, deren Feldlinien die Scheibenoberfläche durchstoßen und folglich Teilchen aus der Akkretionsscheibe in einer Art Plasmawind (Scheibenwind) katapultieren. Die Windgeschwindigkeiten sind umgekehrt proportional zum Quadrat der Entfernung vom Zentrum und sind am größten in der Nähe vom SMBH und können sogar relativistische Geschwindigkeiten erreichen.

Blandford-Znajek-Mechanismus

Der Blandford-Znajek-Mechanismus wurde im Jahr 1977 von [R. BLANDFORD](#) und [R. ZNAJEK](#) zur Charakterisierung der Prozesse zur Extraktion von Rotationsenergie eines rotierenden Schwarzen Lochs mittels Gravitomagnetismus¹ formuliert. Demzufolge kann das vorgeschlagene Szenario zusammenfassend folgendermaßen erläutert werden [[Blandford and Znajek, 1977](#)]:

In der Ergosphäre, dem Bereich in unmittelbarer Nähe eines Kerr-Loches spielen die Effekte der allgemeinen Relativitätstheorie insbesondere der Frame-Dragging-Effekt eine bedeutende Rolle. Demgemäß wird die Raumzeit stark gekrümmt und unweigerlich gezwungen mit dem sich drehenden Schwarzen Loch zu rotieren. Infolgedessen werden die Plasmaströme in der Ergosphäre mit der Winkelgeschwindigkeit des äußeren Horizonts in Rotation gebracht und die Magnetfeldern eng verdrillt, aufgewickelt und schließlich vernichtet². Dabei wird die dadurch freigesetzte Energie an die Plasmaströme übertragen, die elektromagnetische Energie-Flüsse (Poynting-Flüsse) in Abständen von etwa 100 Schwarzschildradien bilden und die akkretierte Materie mit sich nach außen in ein achsensymmetrisches schlauchförmiges Gebilde reißen. Die Verdrillung der Magnetfelder und das Schleudern der Plasmateilchen entziehen

¹ Ein auf [JOHN WHEELER](#) zurückgehender eleganter Formalismus zur Beschreibung von Gravitomagnetischen Feldern in der Umgebung kompakter Objekte.

² Die magnetische Rekonexion.

dem Schwarzen Loch seine Rotationsenergie und führen zur Verlangsamung seiner Drehgeschwindigkeit. Dieser Energieverlust wird aber durch eine kontinuierliche Versorgung des Schwarzen Loches mit Materie kompensiert .

Die Jet-Struktur

Streng genommen sind Jets keine stetigen kontinuierlichen Materieströme, sondern zeigen eine auffällige interne Struktur, die durch mehrere Komponenten ausgeprägt ist. Darunter fallen im Wesentlichen die folgenden Substrukturen:

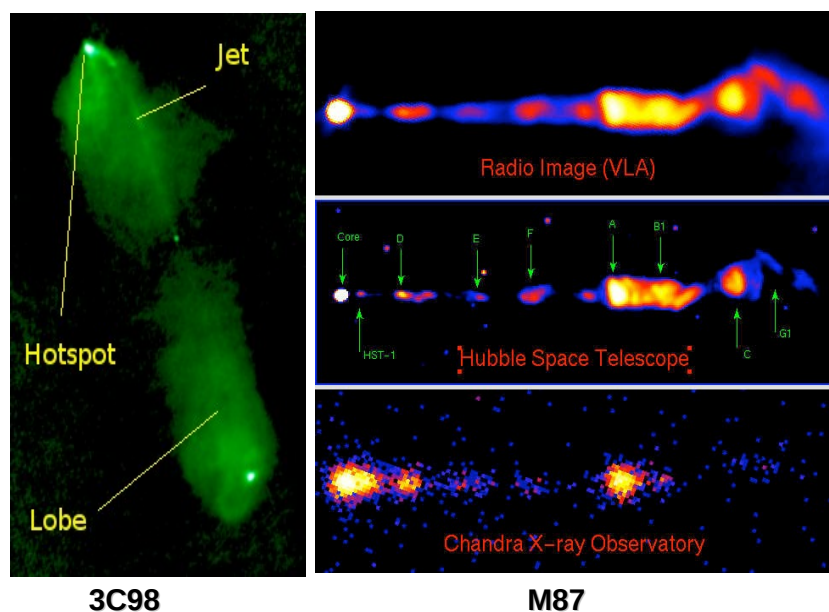


ABBILDUNG 2.10: VLA- und HST- sowie Chandra-Aufnahmen der Galaxien M87 und 3C98 in verschiedenen Wellenlängen. Hier sind zahlreiche entlang der überdichte helle Emissionsgebiete (Knoten) und heiße bzw. hell leuchtende Regionen (Hot Spots) an der Jetspitze, sowie die Lobes deutlich zu erkennen.

- **Knoten:** Zahlreiche entlang der Ausbreitungsrichtung verteilte überdichtete helle Emissionsgebiete, die infolge interner Schockwellen entstehen.
- **Hot Spots:** Es handelt sich um heiße bzw. hell leuchtende Regionen an der Jetspitze, die durch den Zusammenstoß des Jets mit dem umgebenden intergalaktischen Medium zustande kommen.
- **Lobes:** bezeichnen die räumlich ausgedehnten bogenförmigen Gebilde, die in der Regel das ausströmende Jetplasma umhüllen.

2.3 Klassifikation

AGN stellt einen Sammelbegriff vielfältiger extragalaktischer Objekte dar, bei denen eine starke nicht-thermische Emission aus einem räumlich gering ausgedehnten Bereich im Zentrum der Host-Galaxie beobachtet wird. Im Allgemeinen wird sich bei der Klassifizierung der AGNs in unterschiedlichen Klassen an bestimmten Einteilungsmerkmalen im Zusammenhang mit dem AGN-Standardmodell orientiert. Dazu zählen beispielsweise Eigenschaften wie die Jet-Orientierung, die Leuchtkraft und nicht zuletzt die Intensität der Radioemission [Urry and Padovani, 1995] [Antonucci, 1993]. Unter der Berücksichtigung der vereinheitlichten Modelle von AGN soll in Folgenden lediglich ein kurzer Überblick über die verschiedenen Gruppen von AGN gegeben werden.

2.3.1 Seyfert-Galaxien

Seyfert-Galaxien wurden nach dem Astronomen [CARL SEYFERT](#) benannt, der diese AGN-Klasse am Mount-Wilson- Observatorium intensiv erforscht hat. Es handelt sich in den meisten Fällen um Spiralgalaxien, deren Kerne außerordentlich hell leuchten und charakteristische Emissionslinien mit starken Dopplerverbreiterungen aufweisen. Die Astronomen unterscheiden auf Basis der Linienverbreiterung zwischen zwei Typen von Seyfert-Galaxien [Singh et al., 2011] [Schneider, 2006]:

- **Typ I:**

besitzen neben schmalen Emissionslinien mit Breite von einigen Hundert km/s ebenfalls starke und deutlich breite Emissionslinien von über 10.000 km/s, die auf die sich schnell bewegenden Gaswolken in der kompakten und dichten Broad-Line-Region (BLR) zurückzuführen sind.

- **Typ II:**

weisen nur schmale Emissionslinien auf, die auf die räumlich ausgedehnte dünnere Narrow-Line- Region (NLR) zurückgehen.

Ein anderer Ansatz zur Erklärung der beobachteten Unterschiede zwischen den beiden Typen rührt von der unterschiedlichen Orientierung des Staubtorus relativ zu unserer Blickrichtung her. Anders gesagt, falls eine freie Sicht in den inneren Bereich der Galaxie möglich ist, dann liegt eine Typ-I Seyfert-Galaxie vor. Wird jedoch der Kern von dem dichten Gas im Torus verdeckt, dann liegt eine Typ II Seyfert-Galaxie vor.

2.3.2 Quasare

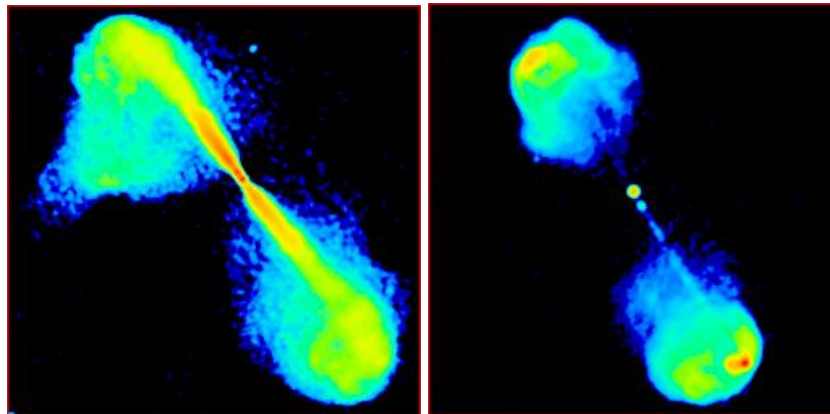
Quasare sind sehr weit entfernte Galaxien mit hohen kosmologischen Rotverschiebungen, die ungeheure Energiemengen in verschiedenen Wellenlängenbereichen emittieren und zu den leuchtkräftigsten Objekten im Universum gehören. Sie zeichnen sich aus durch einen kleinen bzw. extrem leuchtkräftigen Kern, der das Tausendfache von der Leuchtkraft der gesamten beherbergenden Galaxie erreichen kann und sie auf optischen Aufnahmen nahezu sternförmig erscheinen lässt. Die Spektren von Quasaren sind durch eine ausgeprägte Ansammlung¹ von scharfen und dicht aneinander liegenden Absorptionslinien² charakterisiert, die durch die Absorption der emittierten Strahlungen beim Durchlaufen großskaliger Wolken aus intergalaktischem Wasserstoff zustande kommen. Diese extragalaktischen Objekte repräsentieren etwa 5 bis 10% der beobachteten AGN-Population und unterscheiden sich im Bezug auf die Spektraleigenschaften von Seyfert-Galaxien durch sehr schwache stellare Absorptionslinien (Sternlicht) und eine erhöhte Emission der Broad-Line-Region im Vergleich zu Narrow-Line-Region. Ferner zeigen die sogenannten OVVs (Optically Violently Variables) – eine Unterklasse der Quasare – im optischen Bereich eine heftige und kurzzeitige Variabilität auf Zeitskalen von wenigen Tagen und emittieren dabei stark polarisierte Strahlungen [Schneider, 2006].

2.3.3 Radiogalaxien

Radiogalaxien sind in den meisten Fällen massereiche elliptische Galaxien, deren Kerne eine außergewöhnlich starke Radioemission aufweisen und deren Strahlungsleistungen im Radiobereich in der Regel solche von gewöhnlichen Galaxien um mehrere Größenordnungen übertreffen. Dank dem Einsatz hochauflösender Radiointerferometrie wie dem VLA (Very Large Array) wurden diese starken Radioquellen im Laufe der Jahre hinsichtlich ihrer inneren räumlichen Strukturen systematisch untersucht. Die Ergebnisse solcher Untersuchungen untermauerten die These, dass die Radiostrahlungen eigentlich nicht direkt aus den Galaxien selbst stammen, sondern aus den stark gebündelten Materiestrahlen (Jet und Counter-Jet) bzw. den zwei ausgedehnten bogenförmigen Strukturen (Radiolobes), die die beiden Jets nahezu komplett umhüllen und für gewöhnlich symmetrisch zum Zentrum der Galaxie angeordnet sind. Die uns nächsten und bekanntesten Vertreter dieser Klasse sind M87 und Centaurus A.

¹ Lyman-Alpha-Wald.

² Insbesondere den Ly- α -Übergang des neutralen Wasserstoffs.



(a) FR I: 3C2796

(b) FR II: 3C47

ABBILDUNG 2.11: Fanaroff-Riley-Klassifikation

Das Spektrum der Radiostrahlung zeigt die charakteristische Form eines Potenzspektrums $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, was auf Synchrotronstrahlung als wesentlichen Mechanismus schließen lässt. Astronomische Beobachtungen haben demzufolge ergeben, dass der Spektralindex α eine maximale Häufigkeit bei 0.8 besitzt und in der Regel zwischen 0.6 und 1 variieren kann. Grundsätzlich lassen sich die Radiogalaxien im Hinblick auf ihre Morphologie bzw. Strahlungsleistung im Radiobereich gemäß Fanaroff-Riley-Klassifikation in zwei Gruppen unterteilen [Bührke, 2010] [Schneider, 2006]:

- **FR I:** Ihre Flächenhelligkeit ist in der Nähe des Kerns am höchsten bzw. fällt nach außen ab und die emittierten Strahlen sind in Zentrumsnähe nicht sehr stark gebündelt.
- **FR II:** zeichnen sich aus durch besonders stark kollimierte Jets und äußerst helle Emissionsgebiete (Hotspots) weit entfernt vom Kern.

2.3.4 Blazare

Blazare¹ sind gekennzeichnet durch eine schnelle bzw. starke Variabilität über das gesamte elektromagnetische Spektrum vom Radio- bis hin zum Gamma-Bereich und eine intensive Emission von Radiostrahlung und stark polarisiertem Licht. Im Gegensatz zu Quasaren sind die Jets bei Blazaren fast direkt auf die Blickrichtung des Beobachters ausgerichtet. Dieser Projektionseffekt führt aufgrund des relativistischen Dopplereffekts zu einer Verstärkung der Synchrotronstrahlung und einer höheren Helligkeit im Vergleich zu gleich entfernten

¹ Blazing Quasi Stellar Objects.

Quasaren. Die spektrale Energieverteilung (Spectral Energy Distribution) von Blazaren zeigt eine charakteristische Doppelhügel-Struktur. Hierbei erstreckt sich die erste niederenergetische Komponente vom Radio- bis in den Röntgenbereich und weist in der Regel ein niederfrequentes Maximum (Synchrotronmaximum) auf. Die zweite Komponente der Blazar-SED reicht vom Röntgen- bis hin in den sehr hochenergetischen γ -Bereich.

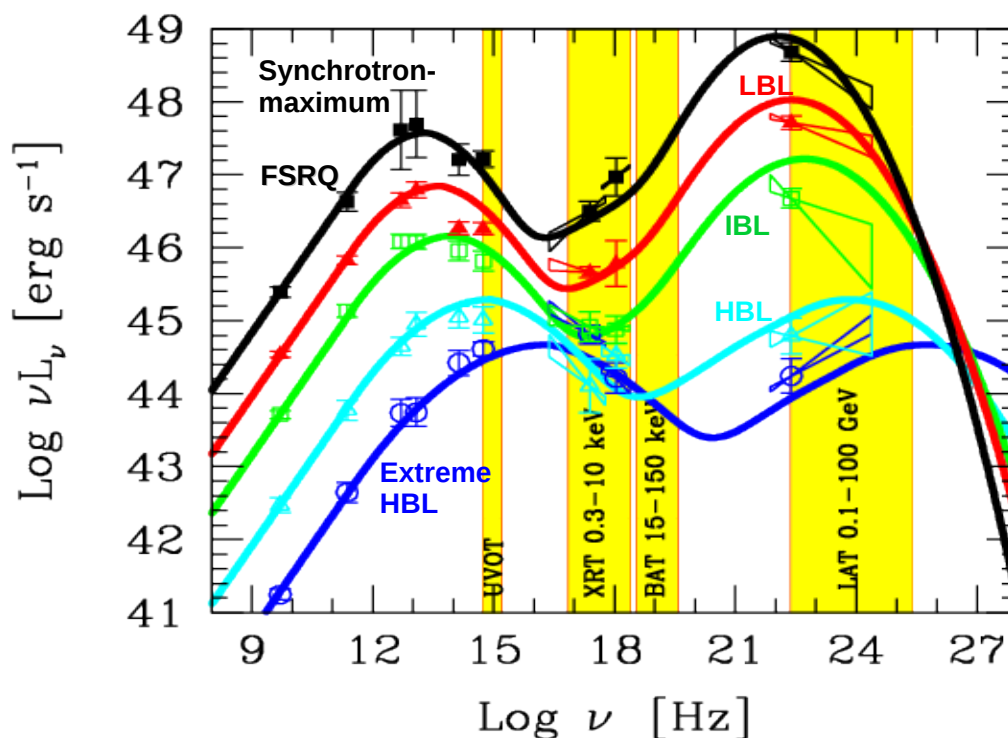


ABBILDUNG 2.12: Die charakteristische Doppelhügel-Struktur der Blazaren. Die von FOSSATI *et al.* (1998) [Fossati *et al.*, 1998] vorgeschlagene Blazarsequenz klassifiziert die Blazare entsprechend ihrer absoluten Leuchtkraft und der Lage des Synchrotronmaximums in den oben dargestellten Sub-Klassen (FSRQ, LBL, IBL, HBL, Extreme HBL).

FOSSATI *et al.* (1998) [Fossati *et al.*, 1998] schlugen zur Klassifizierung der unterschiedlichen Blazar-Klassen, die sogenannte Blazarsequenz als grundlegendes Einordnungsschema vor. Demnach werden die Blazare entsprechend ihrer absoluten Leuchtkraft und der Lage des Synchrotronmaximums in verschiedene Gruppen aufgeteilt.

Im Folgenden werden zwei der wichtigsten Typen kurz vorgestellt:

- **FSRQ-Typ** (Flat-Spectrum Radio Quasars):

zeichnen sich durch eine extrem hohe bolometrische Leuchtkraft in der Größenordnung von $10^{46-48} \text{ erg s}^{-1}$ und sehr ausgeprägte breite Emissionslinien – Überlagerung der Emissionslinien aus BLR –, sowie einen relativ starken Abfall der Röntgenspektren bei hohen Energien aus. Laut Messungen im Radiobereich entsprechen die FSRQs die FR-II Radiogalaxien, bei denen der Jet eigentlich in Blickrichtung ausgerichtet ist.

- **HBL-Typ** (High Frequency Peaked Blazars):

strahlen den Großteil der Synchrotronstrahlung im UV und niedrigen Röntgen-Energiebereich aus und weisen annähernd gleiche Luminositäten in beiden SED-Hügeln auf. Im Vergleich zu den anderen Typen sind die HBLs in allen Wellenlängen die leuchtschwächsten Blazare. Nichtsdestotrotz können die Objekte hochenergetische Strahlung jenseits von einigen TeV emittieren. De facto sind die Mehrheit der von Cherenkov-Teleskope detektierten Blazaren HBL-Blazare.

2.4 Die physikalischen Vorgänge in der Hochenergie- γ -Astrophysik

Das erfolgreiche Standardmodell der Teilchenphysik fasst unser heutiges Verständnis der grundlegenden Bestandteile der baryonischen Materie und der zwischen ihnen ausgeübten Kräfte zusammen. Die Entwicklung der Teilchenphysik hat in den vergangenen Jahrzehnten durch Entdeckungen neuer Teilchen bzw. Phänomene die moderne Physik und Weltanschauung sehr stark geprägt und führte u.a. zur Erweiterung der traditionellen astronomischen Beobachtungen und Entstehung neuer Zweige, insbesondere der Astroteilchenphysik. Im Folgenden sollen daher ein kurzer Überblick über das Energiespektrum der kosmischen Strahlung und deren Zusammensetzung gegeben werden. Im Anschluss daran werden die relevantesten, nichtthermischen Emissionsprozesse bei der Erzeugung hochenergetischer Strahlung in der γ -Astronomie vorgestellt.

2.4.1 Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung

Die Erde wird permanent von hochenergetischen Teilchen aus dem Weltraum bombardiert, deren Energie sich über mehr als 10 Größenordnungen von einigen GeV bis über 10^{20} eV erstreckt und vornehmlich einem Potenzgesetz folgt. Bei den Teilchen der kosmischen Strahlung handelt es sich vorwiegend um Protonen und in geringem Teil Elektronen, sowie vollständig ionisierten Atomen. Als mögliche Quellen kommen neben der Sonne und den Supernova-Explosionen bzw. Pulsaren in der Milchstraße auch AGNs in Betracht. Die [Abbildung 2.13](#) zeigt das Energiespektrum der kosmischen Strahlung, das mit Hilfe verschiedener Experimente und unter Verwendung unterschiedlicher Messtechniken gemessen wurde und sich typischerweise durch drei aufeinander folgende Potenzgesetze der Form $E^{-\Gamma}$ parametrisieren lässt. Der Spektralindex Γ beträgt bis zu dem sogenannten Knie bei einer Energie von etwa $5 \cdot 10^{15}$ eV ungefähr 2.7. Oberhalb dieser Energie fällt die Energieverteilung der kosmischen Strahlung mit $\Gamma \approx 3.0$ erst einmal steil ab, um dann wieder bei einer zweiten Knickstelle mit einer Energie von 10^{19} eV, dem sogenannten Knöchel auf einen Index $\Gamma \approx 2.7$ abzuflachen. Am oberen Ende des Energiespektrums bei extremen Energien von einigen Zehntausend PeV ist ein charakteristischer Abbruch der Energieverteilung zu erkennen, der sogenannte GZK-cuttoff¹. Im Hinblick darauf erleiden hochenergetische Protonen einen starken Energieverlust von

¹Nach den Physikern [K. GREISEN](#), [G. ZATSEPIN](#) und [W. KUSMIN](#)

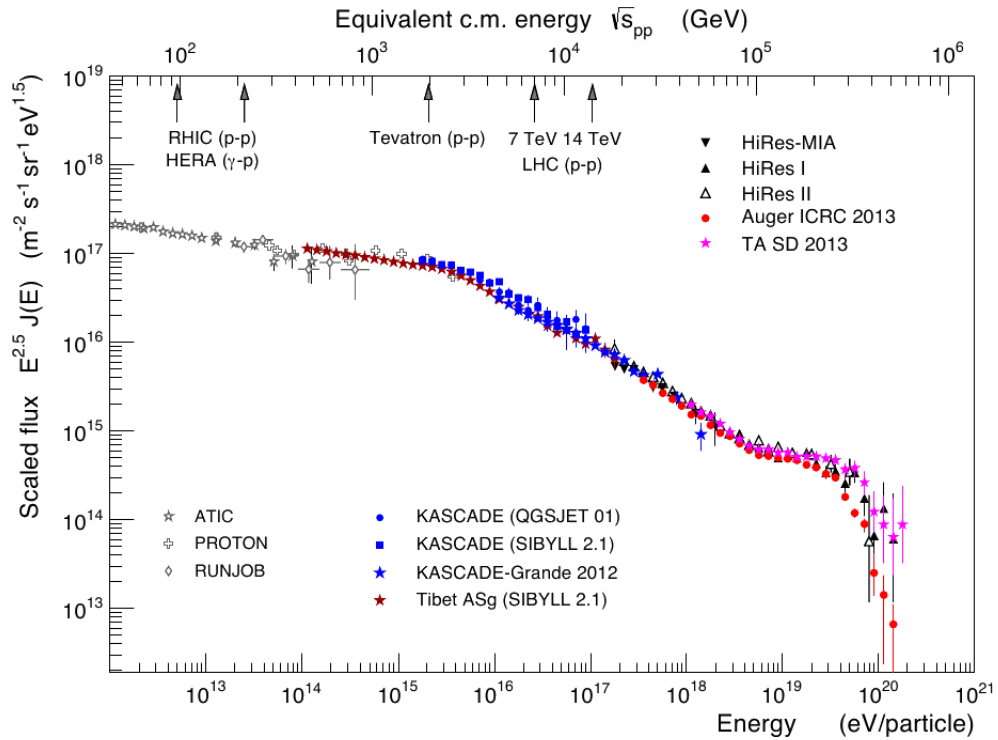


ABBILDUNG 2.13: Energiespektrum der kosmischen Strahlung.
(Quelle: KASCADE)

etwa 20 % bei einer Energie von $6 \cdot 10^{19}$ eV durch inelastische Stöße mit Photonen des kosmischen Mikrowellenhintergrundes (CMB) und erzeugen dabei Delta-Baryonen Δ^+ , die wiederum gemäß Gleichung 2.2 oder Gleichung 2.3 in Pionen zerfallen.

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (2/3) \quad (2.2)$$

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+ \quad (1/3) \quad (2.3)$$

2.4.2 Die Strahlungsprozesse im γ -Bereich

Synchrotronstrahlung

Bei der Synchrotronstrahlung handelt es sich um sehr intensive und natürlich gebündelte elektromagnetische Strahlung, die bei der Ablenkung eines elektrisch geladenen Teilchens, der Masse m , der relativistischen Geschwindigkeit β/c und der Energie γmc^2 in einem Magnetfeld B aufgrund der Lorentzkraft tangential zu deren Bewegungsrichtung abgestrahlt wird. Die abgestrahlte Synchrotronleistung eines Teilchens entspricht seinem Energieverlust während der Beschleunigung und lässt sich gemäß die Formel in Gleichung 2.4 berechnen.

$$P_{syn.} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 \frac{B^2}{8\pi} \quad (2.4)$$

Dabei stellt σ_T den Thomson-Wirkungsquerschnitt dar. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung ist proportional zur Ruhemasse eines Teilchens. Dadurch, dass das Elektron ungefähr 1836-Mal leichter ist als das Proton, spielt die von Elektronen abgestrahlte Synchrotronstrahlung eine viel bedeutendere Rolle in der Astrophysik. Eine weitere ganz besondere Eigenschaft der Synchrotronstrahlung äußert sich in deren linearer Polarisierung, die meist in der Beobachtung von zahlreichen kosmischen Quellen als spezifisches Erkennungszeichen solcher Strahlung dient. Ferner wird die Synchrotronstrahlung in der Astronomie als wichtiger Indikator zur Messung der Magnetfelder über astronomische Entfernungen verwendet.

Bremsstrahlung

Bremsstrahlung ist, wie die Name verrät, elektromagnetische Strahlung, die von einem Teilchen der Energie E bei der Abbremsung beim Durchlauf durch die Materie aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung mit den Atomkernen der Sorten N , der Ionenladung Z_i und der Dichte n_i emittiert wird. Die gesamte Verlustleistung eines Teilchens durch diesen Prozess in einem vollständig ionisierten Gas lässt sich in erster Näherung folgendermaßen bestimmen.

$$P_{Brem.} = \frac{e^6}{16\pi^3\epsilon_0 m^2 c^4 \hbar} \sum_{i=1}^N n_i Z_i (Z_i + 1) E [\ln(2\gamma) + 1/3] \quad (2.5)$$

Bremsstrahlung hat ein kontinuierliches Spektrum, das sich über einen relativ breiten Frequenzbereich erstreckt und stellt einen bedeutenden Mechanismus bei der Entwicklung von Luftschauern beim Eintritt der kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre dar.

Inverser Compton-Effekt

Der inverse Compton-Effekt (IC) ist im Prinzip der Umkehrprozess der Comptonstreuung und beschreibt die Streuung eines hochenergetischen Teilchens an einem Photon deutlich geringerer Energie. Bei diesem Streuprozess kann den niederenergetischen Photonen beachtliche Energie übergeben werden und dadurch zur Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen führen. Die Energie des gestreuten Photons E'_γ lässt sich wie folgt berechnen.

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1 + \beta \cos(\alpha)}{1 - \beta \cos(\theta_\gamma^{IC}) + \frac{E_\gamma}{E_e} (1 + \cos(\theta_\gamma^{IC} + \alpha))} \quad (2.6)$$

Wobei E_γ und E_e die Energien des ein- bzw. auslaufenden Photons und Teilchens (z.B. Elektron), θ_γ^{IC} den auftretenden Streuwinkel zwischen den Flugrichtungen der beiden Teilchen nach dem Zusammenstoß und α den Winkel des einfallenden Photons gegen die Richtung des einlaufenden Teilchens angibt. Die durch den IC erzeugte Gammastrahlung ist eine Kontinuumstrahlung und spielt eine Schlüsselrolle für das Verständnis der sich in Jets bzw. Akkretions-scheiben abspielenden physikalischen Vorgänge. Abhängig von der Photonenenergie E_γ wird beim IC-Prozess zwischen den beiden folgenden Streubereichen unterscheiden:

- **Thomson-Bereich:** ($E_\gamma \ll \frac{mc^2}{\gamma}$)

Die gesamte Verlustleistung eines Teilchens der Masse m bei der Streuung an einem isotropen elektromagnetischen Feld niedrigerenergetischer Photonen der Dichte n_γ ergibt sich gemäß der Formel in (1.7), wobei U_γ die Energiedichte des Strahlungsfelds $U_\gamma = n_\gamma E_\gamma$ angibt.

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T \gamma^2 \beta^2 \cdot U_\gamma \quad (2.7)$$

Die Hintergrundstrahlung dominiert im intergalaktischen Medium (IGM) und hat eine typische mittlere Energiedichte von $U_\gamma \approx 0.26 \text{ MeV m}^{-3}$. Daraus ergibt sich z.B. eine mittlere freie Weglänge von einem Elektron der Energie 100 GeV für IC-Streuung an den CMB-Photonen von 3.7 Mpc. Zum Vergleich beträgt die Entfernung zu Andromeda Galaxie 0.77 Mpc.

- **Klein-Nishina-Bereich:** ($E_\gamma \gg \frac{mc^2}{\gamma}$)

Aus der Quantenelektrodynamik folgt, dass der Wirkungsquerschnitt σ_c bei hohen Photonenenergien mit der Energie stark abfällt. Dieser Grenzfall wird Klein-Nishina-Bereich genannt und es gilt hier $\sigma_c \ll \sigma_T$. Hierbei übernimmt das einfallende Photon, dessen Energien viel höher als die Ruheenergie des Elektrons ist, nahezu die gesamte kinetische Energie des Elektrons.

Pionenzerfall (π^0)

Neutrale Pionen entstehen ab einer Energieschwelle von 300 MeV vorwiegend bei inelastischen Stößen von Atomkernen, insbesondere Protonen durch starke Wechselwirkung, und haben eine Lebensdauer von $\tau = 0.8 \cdot 10^{-16} \text{ s}$. Daher wird der Erzeugungsmechanismus von Pionen als ein hadronischer Prozess bezeichnet. Die entstandenen neutralen Pionen zerfallen zu etwa 99% über elektromagnetische Wechselwirkung gemäß (1.6) in zwei γ Photonen, deren Energie im

Bezugssystem des Pions 70 MeV beträgt. Diese Reaktionskette ist wesentlich bei der Wechselwirkung der relativistischen Teilchen mit den Atomkernen des interstellaren Gases in der Milchstraße oberhalb einer Energie von 100 MeV.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.8)$$

2.4.3 Beschleunigungsmechanismen im γ -Bereich

Im folgenden Abschnitt soll ein kurzer Einblick in die Beschleunigungsmechanismen zur Erzeugung hochenergetischer γ -Strahlung gegeben werden. Hier werden die Fermi-Prozesse erster bzw. zweiter Ordnung, die meist eine zentrale Rolle in vielen astrophysikalischen Modellen spielen, als wesentliche Mechanismen zur Teilchenbeschleunigung auf relativistische Geschwindigkeiten und auf extrem hohen Energien bis in den PeV-Bereich vorgestellt.

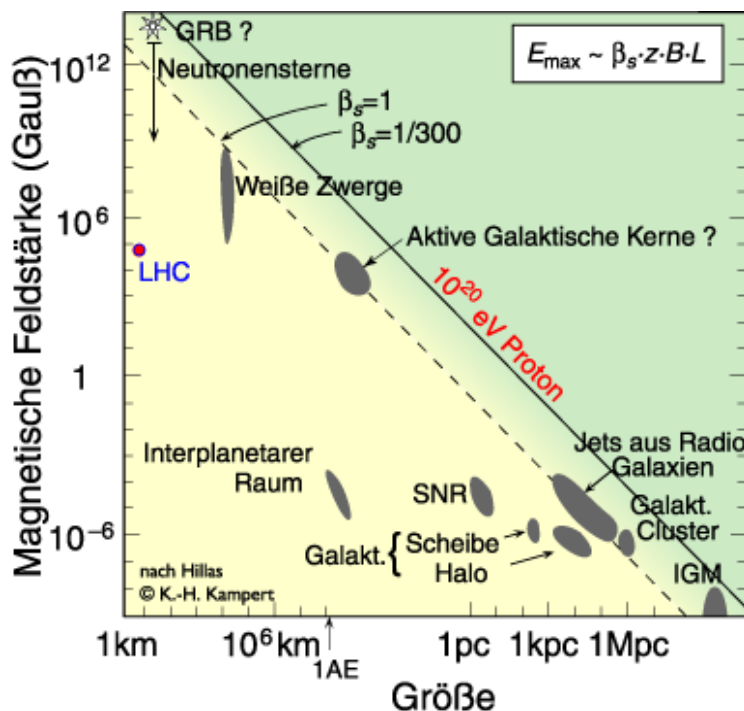


ABBILDUNG 2.14: Im Hillas-Diagramm wird die charakteristische Größe einer Quelle gegen die vermutete Magnetfeldstärke aufgetragen. Quellen unterhalb der durchgezogenen Linie können keine Protonen auf Energien $> 10^{20}$ eV beschleunigen (Quelle: Desy).

Unabhängig vom Beschleunigungsmechanismus lässt sich die maximal von einem Teilchen erreichbare Energie gemäß Gleichung 2.9 abschätzen.

$$E_{max} = \beta_s Z \left(\frac{B}{1 \mu G} \right) \left(\frac{R}{1 kpc} \right) 10^{18} eV \quad (2.9)$$

Wobei Z die Ladung des Teilchens, β_s ein Maß für die Geschwindigkeit der Schockwellen, B das Magnetfeld in der Beschleunigungsregion und R deren Ausdehnung angibt. Trägt man die Magnetfeldstärke B und die Ausdehnung von astrophysikalischen Objekten graphisch gegenüber einander auf, erhält man das so genannte Hillas-Diagramm (siehe [Abbildung 2.14](#)). Dieses zeigt im Endeffekt nichts anderes als eine vereinfachte Darstellung von in Frage kommenden kosmische Strahlung emittierenden Quellen.

Impulsdiffusion (Fermi II-Prozess)

Der ursprünglich von [ENRICO FERMI](#) stammende Beschleunigungsmechanismus wird häufig in der Literatur als Fermi II bezeichnet. Dieser beschreibt die elastische Streuung geladener Teilchen an turbulenten bzw. zufällig verteilten magnetisierten Plasmawolken. Im Grunde genommen handelt es sich um einen stochastischen Prozess, der im statistischen Mittel die Teilchen durch die Wechselwirkung mit einer Plasmawolke beschleunigt, ohne dabei auf die Notwendigkeit auf eine Schockfront zurückgreifen zu müssen.

Ein relativistisches Teilchen tritt mit der Energie E_1 unter einem Winkel θ_1 in eine Plasmawolke, wechselwirkt darin elastisch mit den Plasmateilchen und erfährt dadurch Richtungsänderungen – stochastische Bewegungen –. Nach einiger Zeit verlässt das Teilchen schließlich die Wolke unter einem anderen Winkel θ_2 bzw. mit der Energie E_2 im Laborsystem und einem Geschwindigkeitsgewinn, der vom Betrag der mittleren Geschwindigkeit der Wolke entspricht. Der Energiegewinn des Teilchens ergibt sich aus der Eigenbewegung der Plasmawolke und lässt sich mit Hilfe einer Lorentztransformation in das Laborsystem gemäß [Gleichung 2.10](#) ermitteln, wobei β_s die Geschwindigkeit der sich bewegenden Plasmawolke darstellt.

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\frac{4}{3}\beta_s^2}{1 - \beta_s^2} \approx \frac{4}{3}\beta_s^2 \quad (2.10)$$

Schockbeschleunigung (Fermi I-Prozess)

Der Fermi-Prozess der ersten Ordnung beschreibt die Beschleunigung von geladenen relativistischen Teilchen am Frontbereich einer mit der Geschwindigkeit V_s in einem turbulenten Plasma sich ausbreitenden Stoßwelle beispielsweise bei Supernova-Explosionen. Hierbei werden die Teilchen an den magnetischen Inhomogenitäten im geschockten Plasma vor und hinter der Schockfront mehrmals gestreut. Durch die häufige Überquerung der Schockfront können die Teilchen aufgrund der Wechselwirkung mit der Stoßwelle erheblich mehr

Energie gewinnen, bevor sie dann entkommen. Daraus ergibt sich rein rechnerisch ein relativer Energiegewinn ΔE bei jedem Beschleunigungszyklus.

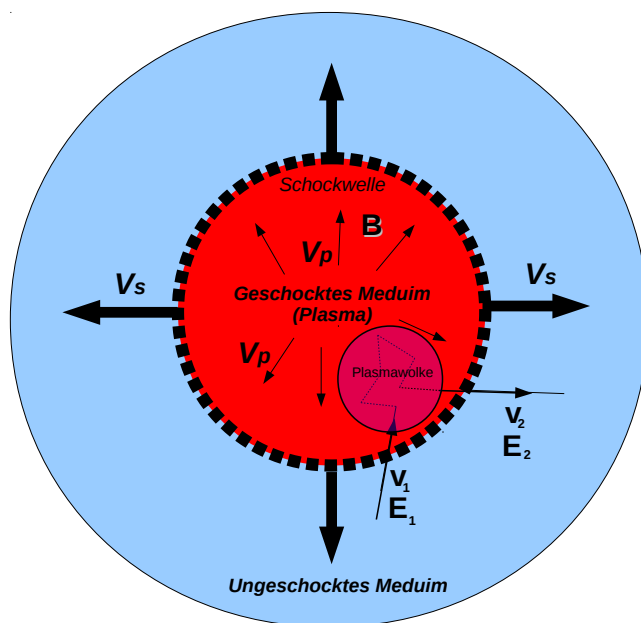


ABBILDUNG 2.15: Fermi-Beschleunigung erster Ordnung

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{4}{3}\beta_s = \frac{4}{3}\left(\frac{r-1}{r}\right) \cdot \frac{V_s}{c} \quad (2.11)$$

Wobei E_0 die Anfangsenergie des Teilchens und r der Kompressionsrate des Mediums entspricht. Ferner erhöht sich die Endenergie des Teilchens E_n nach dem Durchlaufen von n Zyklen folgendermaßen:

$$E_n = \left(1 + \frac{\Delta E}{E_0}\right)^n \cdot E_0 \quad (2.12)$$

Das daraus resultierende Energiespektrum folgt einem Potenzgesetz, wie es auch anhand zahlreicher Beobachtungen im Gamma-Bereich insbesondere bei den Supernova-Überresten (SNR: Supernova Remnant) nachgewiesen wurde.

2.5 Das extragalaktische Hintergrundlicht (EBL)

Das diffuse extragalaktische Hintergrundlicht EBL (Extragalactic Background Light) stellt eine isotrope elektromagnetische Strahlung dar, die das gesamte Universum erfüllt und im Laufe dessen Entwicklungsgeschichte von den verschiedensten kosmischen Objekten ausgestrahlt wurde, und zwar von der Entstehungsphase der allerersten Sterne und Galaxien bis in die gegenwärtige Zeit [Gould and Schréder, 1967] [Dole et al., 2006]. Im Grunde ist das EBL eine Überlagerung von Strahlungsfeldern verschiedener Wellenlängen im Bereich des Infraroten CIB (Cosmic Infrared Background), des optischen und ultravioletten COB (Cosmic Optical Background), sowie der stark rotverschobenen Emission des kosmischen Mikrowellenhintergrundes (CMB). Allerdings tragen CIB und COB mit lediglich $\sim 5\%$ der integrierten Helligkeit von CMB nur einen verhältnismäßig geringen Teil zum EBL bei. Die [Abbildung 2.16](#) zeigt den spektralen Verlauf der wesentlichen Komponenten von EBL [Franceschini et al., 2008].

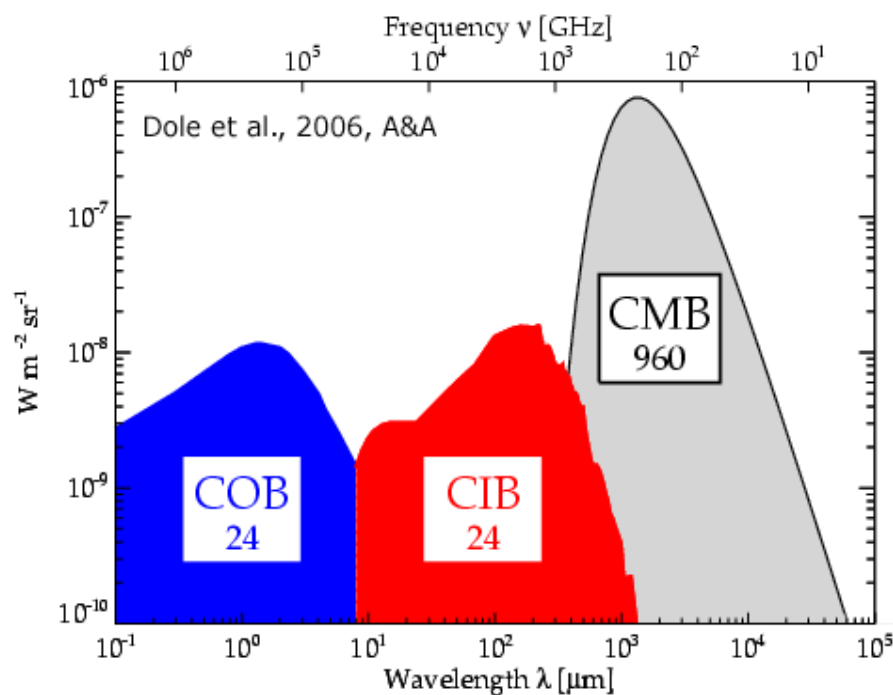


ABBILDUNG 2.16: Eine Überlagerung von Strahlungsfeldern verschiedener Wellenlängen im Bereich des Infraroten CIB (Cosmic Infrared Background), des optischen und ultravioletten COB (Cosmic Optical Background), sowie der stark rotverschobenen Emission des kosmischen Mikrowellenhintergrundes (CMB) [Franceschini et al., 2008]

Die von extragalaktischen Quellen emittierten TeV-Photonen wechselwirken mit den EBL-Photonen durch den Paarbildungsprozess in [Gleichung 2.13](#) und werden dadurch auf dem langen Weg durchs Universum absorbiert.

$$\gamma_{TeV} + \gamma_{EBL} \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.13)$$

Diese Tatsache führt zur Veränderung des gemessenen differentiellen Energieflusses $\Phi_{\gamma,obs.}$ im TeV-Bereich in Abhängigkeit von der Rotverschiebung z der beobachteten TeV-Emitter gemäß der folgenden Gleichung:

$$\Phi_{\gamma,obs.}(E) = \Phi_{\gamma,intr.}(E) \cdot \exp(-\tau(E, z)) \quad (2.14)$$

Wobei $\Phi_{\gamma,intr.}(E)$, den intrinsischen differentiellen Energiefluss der TeV-Quelle und τ die optische Tiefe der extragalaktischen TeV-Photon der Energie E darstellt. Hierzu ergibt sich die optische Tiefe aus der numerischen Integration der in [Gleichung 2.15](#) dargestellten Formel unter Verwendung eines passenden EBL Modellspektrums¹ bzw. eines geeigneten kosmologischen Modells (z.B. Das Lambda-CMD-Modell).

$$\tau(E, z_s) = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_s} dz \frac{(1+z)^2}{\sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda}} \cdot \int_{-1}^1 d\mu \frac{1-\mu}{2} \int_{\epsilon_t}^{\infty} d\epsilon n(\epsilon, z) \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon, E, \mu, z) \quad (2.15)$$

- z_s : Die Rotverschiebung der TeV-Quelle.
- H_0 : Die Hubble-Konstante $\approx (67.15 \pm 1.2) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.
- μ : Der μ -Parameter ist $\cos(\theta)$.
wobei θ Der Winkel zwischen dem γ und EBL-Photon.
- Ω_m : Der Dichteparameter der baryonischen Materie ≈ 0.3
- Ω_Λ : Der Dichteparameter der dunklen Energie ≈ 0.7
- $n(\epsilon, z)$: Die Photonendichte im EBL und ϵ die Photonenergie.
- $\sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon, E, \mu, z)$: Der $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt der Paarbildung.

¹ Z.B. Franceschini Modell [[Franceschini et al., 2008](#)].

Kapitel 3

Die abbildende Cherenkov-Technik

“Auch Umwege erweitern unseren Horizont.”

—(Ernst Ferstl, Schriftsteller)

Die Erdatmosphäre fungiert als Schutzschild gegen kosmische Strahlung und ist für Photonen ab Energien von einigen Elektronenvolt undurchlässig. Dementsprechend ist eine direkte Beobachtung der TeV γ -Photonen vom Erdboden aufgrund der Intransparenz der Atmosphäre für diese höherenergetische Strahlung nicht möglich. Da die γ -Photonen allerdings beim Eindringen in die Atmosphäre mit Luftmolekülen wechselwirken, bevor sie schließlich absorbiert werden, ist ein indirekter Nachweis möglich. Die prominenteste und zugleich erfolgreichste Methode zur Detektion höherenergetischer γ -Photonen ist die sogenannte abbildende Cherenkov-Technik. Diese nutzt eigentlich die Erdatmosphäre selbst als Detektor und ermöglicht dadurch anhand der Analyse der gemessenen Luftschauerbilder die Rekonstruktion der Energie und Richtung des primären γ -Photons. Zusätzlich bietet diese Technik eine größere Detektionsfläche für die γ -Quanten – in der Größenordnung von etwa 10^5 m^2 – gegenüber Satellitenexperimenten¹. In diesem Kapitel sollen die physikalischen Grundlagen und die Funktionsweise der bodengebundenen Cherenkov-Technik beschrieben werden. Als Nächstes wird auf die Entstehung der Luftschauer und deren Entwicklung eingegangen und danach wird der Cherenkov Effekt, der eine entscheidende und zentrale Rolle bei dieser Methode spielt, erläutert. Schließlich wird dann die Messtechnik mit deren Hilfe das HESS-Experiment hochenergetische Phänomene untersucht kurz vorgestellt.

¹ Die Detektionsfläche des Fermi-LAT Detektors an Bord des Fermi-Satellits beträgt lediglich ungefähr 9500 cm^2 – das Maximum der effektiven Fläche A_{eff} liegt im Energiebereich zwischen 1 und 10 GeV – [Atwood et al., 2009a].

3.1 Die Entstehung von Luftschauern

Die hochenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung erzeugen beim Eintritt in die Erdatmosphäre durch Wechselwirkung mit Luftmolekülen eine große Vielfalt an Sekundärteilchen und elektromagnetischer Strahlung, die ihrerseits wiederum mit anderen Moleküle wechselwirken und weitere Teilchen kaskadartig produzieren. Im Fachjargon wird die entstehende Teilchenlawine als Luftschauer bezeichnet. Es handelt sich dabei um eine mehrere Kilometer lange Kaskaden von Sekundärteilchen und elektromagnetischer Strahlung, die entlang die Schauerachse in Richtung Erdboden propagiert. Im Allgemeinen wird abhängig von der Natur der primären schauerauslösenden Teilchen zwischen zwei Arten von Luftschauern unterschieden. Zum einen werden elektromagnetische Schauer durch Photonen und Leptonen ausgelöst, zum anderen induzieren die Hadronen – überwiegend Protonen – die Bildung von hadronischen Schauern. Hierbei liegt der Hauptunterschied zwischen den beiden Schauerarten in den zu Grunde liegenden Wechselwirkungsprozessen der involvierten Teilchen und in der daraus resultierenden Schauerentwicklung.

3.1.1 Elektromagnetische Luftschauer

Beim Eintreffen von Photonen bzw. Leptonen auf die oberen Schichten der Erdatmosphäre entstehen elektromagnetische Schauer, die sich in ständig wechselnder Folge von Bremsstrahlungs- und Paarerzeugungsprozessen der Strahlungslänge X_0 entwickeln. Dabei zerstrahlen die VHE γ -Photonen durch die Wechselwirkung mit den Atomen der Luftmoleküle in Elektron-Positron-Paare, die im Coulomb-Feld der Atomkerne später abgelenkt werden und infolgedessen ihre Energie in Form von Bremsstrahlung verlieren. Dieser Vorgang setzt sich kontinuierlich so lange fort, bis die kritische Energie E_c ¹ unterhalb deren die Energieverluste durch Ionisation weitgehend dominieren, erreicht wurde und keine weitere Sekundärteilchen mehr erzeugt werden können. Ein besonderes, charakteristisches Merkmal der elektromagnetischen Schauer aus geometrischer Sicht ist ihre geringe seitliche Ausdehnung um die Schauerachse.

3.1.2 Hadronische Luftschauer

Beim Eindringen von Hadronen – Protonen, Neutronen oder Atomkernen – in die Erdatmosphäre spielt die starke Wechselwirkung die wesentliche Rolle

¹ Die kritische Energie hängt von der Kernladungszahl des beteiligten Atoms ab und beträgt ungefähr 80 MeV in der Luft [[Hagiwara et al., 2002](#)].

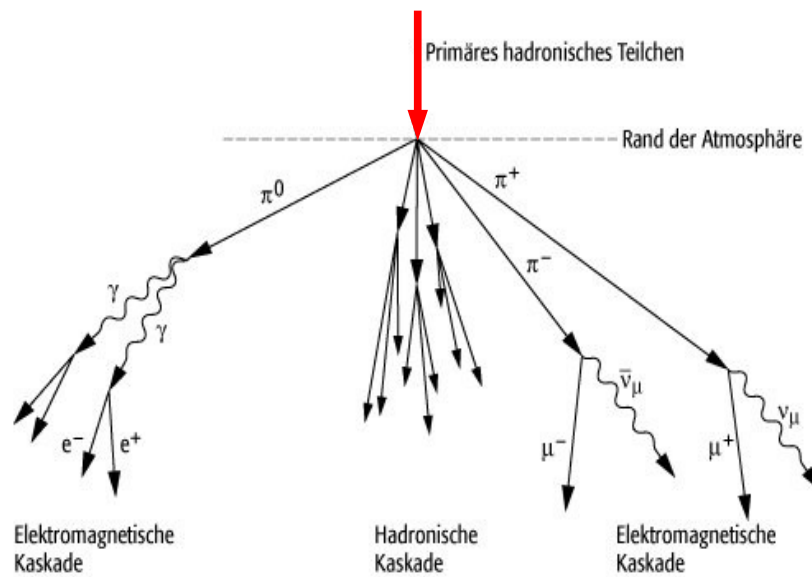


ABBILDUNG 3.1: Schematische Darstellung des hadronischen Luftschauers. Das primäre hadronische Teilchen (roter Pfeil) erzeugt beim Eindringen in die Erdatmosphäre durch die starke Wechselwirkung mit den Atomen der Luftmoleküle Kernfragmente und π^\pm und π^0 -Mesonen, die weiterhin in γ -Photonen, Muonen sowie Neutrinos zerfallen und Subkaskade bilden.

und dominiert bei kleinen Abständen über alle anderen Wechselwirkungsarten. Dabei kommt es während der Wechselwirkungsprozesse zur Bildung von einer Lawine relativistischer Teilchen, dem Hadronischen Luftschauer. Grundsätzlich handelt es sich um inelastische Streuprozesse, bei denen neue Hadronen (Baryonen oder Mesonen) in der Teilchenkaskade erzeugt werden und erneut weitere Atomkerne der Luftmoleküle aufgespalten werden können. Bei diesen Prozessen entstehen eine Vielzahl von Kernfragmenten und leichte Mesonen, insbesondere π^\pm und π^0 -Mesonen und deren Resonanzen, die ihrerseits entsprechend den untenstehenden Zerfallkanälen in γ -Photonen, Muonen¹ sowie Neutrinos zerfallen und ebenfalls weitere hadronische sowie elektromagnetische Subkaskaden bilden (siehe das Schema in [Abbildung 3.1](#)).

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (3.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \quad (3.2)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \quad (3.3)$$

¹ Der stärkste Kanal ist der π^0 -Zerfall in 2 γ -Photonen. Dagegen zerfallen die Mesonen schwach in μ^\pm -Muonen und Neutrino ν_μ bzw. Antineutrino $\bar{\nu}_\mu$.

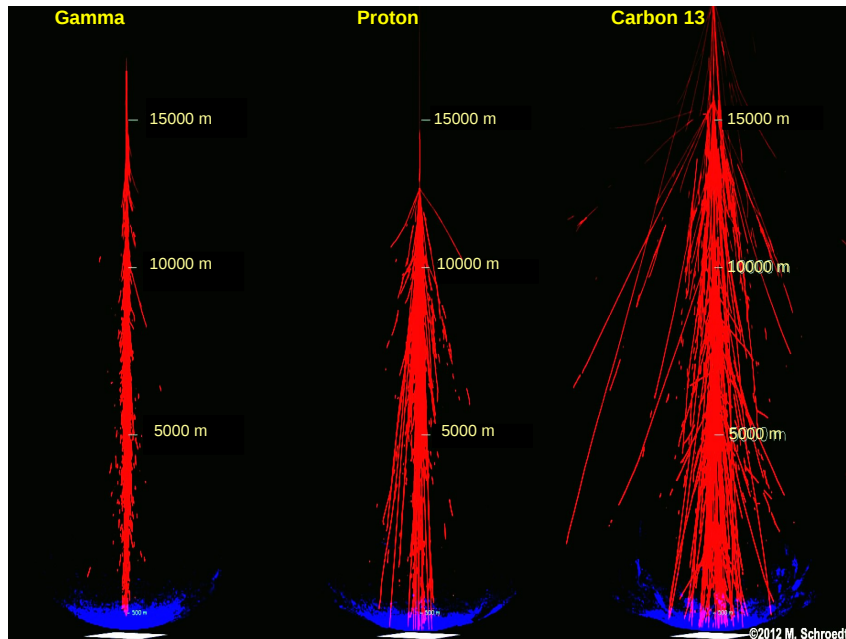


ABBILDUNG 3.2: Die Monte Carlo Simulationen der Entwicklung hadronischer und elektromagnetischer Luftschauer. Es ist von links nach rechts ein γ -Photon, ein Proton- und ein Kohlenstoffschauer zu sehen. Die laterale Verteilung der hadronischen Schauer ist breiter und unregelmäßiger als die elektromagnetischen Schauer der γ -Photonen ausgebildet.

Die Entwicklung hadronischer Schauer ist daher wesentlich komplizierter und durch inelastische Kern-Kern-Reaktionen geprägt, in denen es durch die starke Wechselwirkung zur Bildung zahlreicher neuer Sekundärteilchen und angeregter Kernzustände, sowie Ausbildung von hadronischen und elektromagnetischen Subkaskaden kommt. In [Abbildung 3.2](#) sind die Monte Carlo simulierten Entwicklungen hadronischer und elektromagnetischer Luftschauer für ein γ -Photon, ein Proton sowie einen Kohlenstoffkern dargestellt. Daraus lassen sich charakteristische Unterschiede im Erscheinungsbild der Luftschauer deutlich erkennen. Die hadronischen Schauer sind im Vergleich zum elektromagnetischen Schauer vergleichbarer Energie aufgrund der inelastischen Streuung an ausgedehnten Teilchen bzw. des höheren Transversalimpulses der starken Wechselwirkung in ihre laterale Verteilung breiter und unregelmäßiger geformt. Die elektromagnetischen Schauer zeichnen sich dagegen wegen der mehrfachen Coulomb-Streuungen in den Teilchenkaskaden und deren kleinen mittleren Streuwinkel durch eine kleine laterale Ausdehnung sowie eine kurze Strahlungslänge¹ aus.

¹ Die Eindringtiefe der Hadronen in der Erdatmosphäre ist größer als bei den γ -Photonen vergleichbarer Energie. X_0 beträgt im Schnitt bei Protonen ungefähr $X_{(1TeV)} \approx 85 \text{ g/cm}^2$ und ist mehr als doppelt so groß wie die Strahlungslänge der γ -Photonen.

3.1.3 Der Cherenkov-Effekt

Bewegt sich ein elektrisch geladenes Teilchen mit dem Bruchteil β der Lichtgeschwindigkeit durch ein dielektrisches Medium mit Brechungsindex n und überschreitet dabei die Phasengeschwindigkeit des Lichts $\frac{c}{n}$ im Medium, dann kommt es zur Emission eines bläulichen Lichts, der sogenannten Cherenkov-Strahlung¹. Diese spielt eine zentrale Rolle bei der Detektion der Luftschauer und dem Nachweis der Kosmischen Strahlung durch die Cherenkov Teleskope. Das liegt daran, dass der überwiegende Teil der während den Streuprozesse erzeugten Sekundärteilchen elektrisch geladen sind bzw. die oben erwähnte Bedingung erfüllen und somit Cherenkov-Licht ausstrahlen. Dabei erfolgt die Abstrahlung des Cherenkov-Lichts jedoch nicht isotrop im Raum, sondern zeigt eine Winkelabhängigkeit. Daher beschreibt die dabei emittierte Strahlung entlang der Flugrichtung des geladenen Teilchen einen Kegel, dessen Öffnungswinkel Θ sich aus der [Gleichung 3.4](#) berechnen lässt.

$$\cos(\Theta) = \frac{1}{n\beta} \quad (3.4)$$

Die im Luftschauer ausgelösten Strahlungskegel überlagern sich anschließend zu einem Lichtkegel, dessen Grundfläche aufgrund der mehrfachen Coulomb Streuung einen verschmierten Lichtkreis² mit einem Radius von typischerweise 120 m auf den Erdboden bildet [[Bernlöhr, 2014](#)] [[Berg, 2006](#)].

3.2 Das High Energy Stereoscopic System

Das High Energy Stereoscopic System H.E.S.S. ist ein System von insgesamt fünf abbildenden Cherenkov-Teleskopen in einer Höhe von 1800 m im Khomas-Hochland, etwa 100 km südwestlich der Hauptstadt von Namibia, Windhoek, zur Erforschung der γ -Strahlung im VHE Energiebereich zwischen 30 GeV und einigen 10 TeV. Die vier baugleichen Teleskope der Phase I sind auf den Eckpunkten eines Quadrats mit einer Kantenlänge von 120 m aufgebaut. Diese Anordnung dient der stereoskopischen Abbildung der von kosmischer Strahlung in der Erdatmosphäre ausgelösten Luftschauer. Die Teleskope besitzen jeweils einen Hauptspiegel von 12 m Durchmesser. Die Spiegelreflektorfläche beträgt 106 m^2 und wird von 380 Segmenten mit jeweils 60 cm Durchmesser gebildet, deren Ausrichtungen mit Hilfe von Elektromotoren justiert werden können.

¹ Benannt nach ihrem Entdecker, dem russischen Physiker [PAWEL CHERENKOV](#)

² Ein typischer elektromagnetischer Schauer besitzt bei 1 TeV Photonenenergie in der Regel ein Schauermaximum bei ungefähr 8 km und einen mittleren Öffnungswinkel von 1° . Dabei treffen am Erdboden schätzungsweise 100 Photonen pro m^2 auf.



ABBILDUNG 3.3: Das High Energy Stereoscopic System

Zur Steigerung der Empfindlichkeit des HESS Observatoriums wurde das fünfte Teleskop CT5 der Phase II im Juli 2012 erstmals in Betrieb genommen. Es wurde im Schnittpunkt der Diagonalen der Phase-I-Teleskope konstruiert und ist mit einem hexagonal segmentierten Spiegel von 28 m Durchmesser und einer Spiegelreflektorfläche von 614 m^2 ausgestattet. Somit handelt es sich hierbei um das bislang größte jemals gebaute Cherenkov-Teleskop der Welt. Außerdem verfügt das neue Teleskop über lichtempfindliche Kamera mit 2048 Pixeln, die in eine Entfernung von 36 m (Fokallänge) von der Mitte des parabolischen Spiegelträgers montiert ist und eine hochauflösende CCD-Kamera zur Kontrolle der Abbildungsfunktion PSF bzw. der Teleskopausrichtung.

Merkmal	HESS I	HESS II (Mono)
Montierung	Alt-Az	Alt-Az
Gesamtgewicht	60 Tonnen	580 Tonnen
Spiegelfläche	106 m^2	614 m^2
Fokallänge	15 m	36 m
Belichtungszeit	16 ns	16 ns
Winkelauflösung	$< 0.1^\circ$	$0.24^\circ - 0.28^\circ$
Energiebereich	100 GeV - 100 TeV	40 GeV \sim 30 TeV
Blickfeld (FOV)	5°	3.2°
Anzahl der Pixel	960	2048
Baujahr	2003	2012

TABELLE 3.1: Ein Überblick über einige technische Daten der HESS Teleskope [[Hofverberg et al., 2013](#)] [[Herr, 2008](#)].

3.3 Rekonstruktion der Luftschauer

Durch das Zusammenschalten mehrerer HESS Cherenkov-Teleskope entsteht ein stereoskopisches System, das die Beobachtung der Luftschauer aus verschiedenen Blickwinkeln ermöglicht und dadurch genauere Rekonstruktion der Ankunftsrichtung des primären einfallenden Teilchens sowie dessen Energie erlaubt. Im Folgenden sollen einige Aspekte der stereoskopischen Beobachtungsmethode hinsichtlich ihres Einsatzes bei der Analyse der Schauerbilder kurz erläutert werden, ohne dass vertieft auf die Einzelheiten eingegangen wird.

3.3.1 Hillas-Parametrisierung

Wie vorher bereits erwähnt wurde, emittiert ein Luftschauer während seiner Entwicklung Cherenkov-Strahlung innerhalb eines Lichtkegels, dessen Projektion in der Kamera-Ebene ein charakteristisches Abbild ergibt, das von der Art und Energie des primären Teilchens abhängt. Die Rekonstruktion eines Luftschauers erfordert zur Gewährleistung zuverlässiger und genauer Resultate die Durchführung mehrerer Schritte. Nach der Eliminierung der Runs¹, welche die Standard HESS Datenqualität-Kriterien – gute Wetterbedingungen, keine technischen Probleme und eine stabile Trigger Rate etc. (siehe [Kapitel 4](#)) – nicht ordnungsgemäß erfüllen, werden zunächst die Effekte der unterschiedlichen Empfindlichkeit sowie Verstärkung der einzelnen Kamerapixel korrigiert. Danach werden die einzelnen Kamerabilder auf Basis der in [[Aharonian et al., 2004](#)] beschriebenen Verfahren kalibriert. Im Anschluss daran erfolgt die Bereinigung der kalibrierten Schauerbilder von Rauschen². Hierbei wird ein Kamerapixel nur dann berücksichtigt, wenn er mindestens ein Signal von 5 Photoelektronen (p.e) liefert sowie einen Nachbapixel mit mehr als 10 p.e besitzt. Zur Durchführung der Bereinigungsverfahren werden geeignete Algorithmen eingesetzt, die sogenannten *Image Cleaning* Algorithmen. In der Regel weisen die von γ -Photonen induzierten Luftschauer zusammenhängende und in erster Ordnung nahezu elliptische Schauerbildern in der Kamera-Ebene auf. Im Gegensatz dazu zeigen Hadron induzierte Ereignisse meistens eine deutlich breitere und ungeordnete Lichtverteilung. Zur Parametrisierung der aufgezeichneten Kamerabilder wird im Allgemeinen eine auf einen Vorschlag von [M. Hillas](#) zurückgehende Methode angewendet, die Hillas-Parametrisierung [[M. Hillas, 1985](#)].

¹ Es handelt sich lediglich um Beobachtungsböcke (Observation-Runs), deren Dauer sich prinzipiell im optimalen Fall auf 28 min beläuft [[Balzer et al., 2014](#)].

² Grundsätzlich werden die Beobachtungen der von Luftschauern erzeugten Cherenkov-Strahlung durch den Licht-Hintergrund – stammt u.a. von Sternen, den Hintergrund der galaktischen Ebene bzw. irdischen Lichtquellen – am Nachthimmel NSB (Night Sky Background) beeinflusst [[Aharonian et al., 2004](#)].

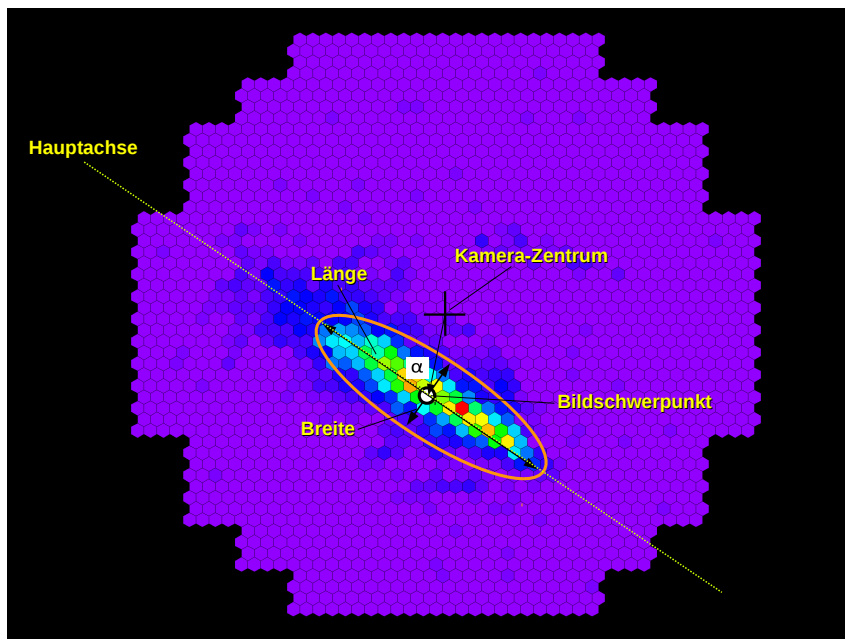


ABBILDUNG 3.4: HESS II Kamerabild eines γ -artigen Ereignisses, das als ein Kandidat für einen elektromagnetischen Luftschauer rekonstruiert wurde. Die Farbcodierung erfolgt nach dem RGB-Farbraum und kodiert die Amplitude der einzelnen Pixel, die die gemessene Lichtmenge in Einheiten von registrierten Photoelektronen (p.e) angibt. Die Ellipse zeigt das Ergebnis der Bildparametrisierung auf Basis der Hillas-Parametrisierung [M. Hillas, 1985].

Hierzu lassen sich die Formen der Luftschauerbilder hauptsächlich durch die folgenden Hillas-Parameter mathematisch beschreiben: die Lichtintensität der einzelnen Pixel, die Breite und Länge, sowie Distanz des Schwerpunktes der Ellipse vom Kamera-Zentrum und dessen Position und Orientierung in der Cherenkov-Kamera. Die [Abbildung 3.4](#) stellt exemplarisch das aufgezeichnete Bild eines typischen γ -artigen Ereignisses in der HESS II Kamera und dessen Hillas-Parametrisierung dar.

3.3.2 Richtungsrekonstruktion

Nach einer gezielten Transformation aller Kamerabilder eines Luftschauers in ein gemeinsames Koordinatensystem¹ können die durch die bestimmten großen Hauptachsen der einzelnen Ellipsen festgelegten Geraden zum Schnitt gebracht werden und somit die Ankunftsrichtung des Primärteilchens rekonstruiert wird.

¹ Hierbei handelt es sich um das zweidimensionale Kamera-Koordinatensystem, das in der Regel zum Einsatz kommt, um Positionen der aufgezeichneten Luftschauer in den Kamera-Ebenen der einzelnen HESS Teleskope zu vergleichen.

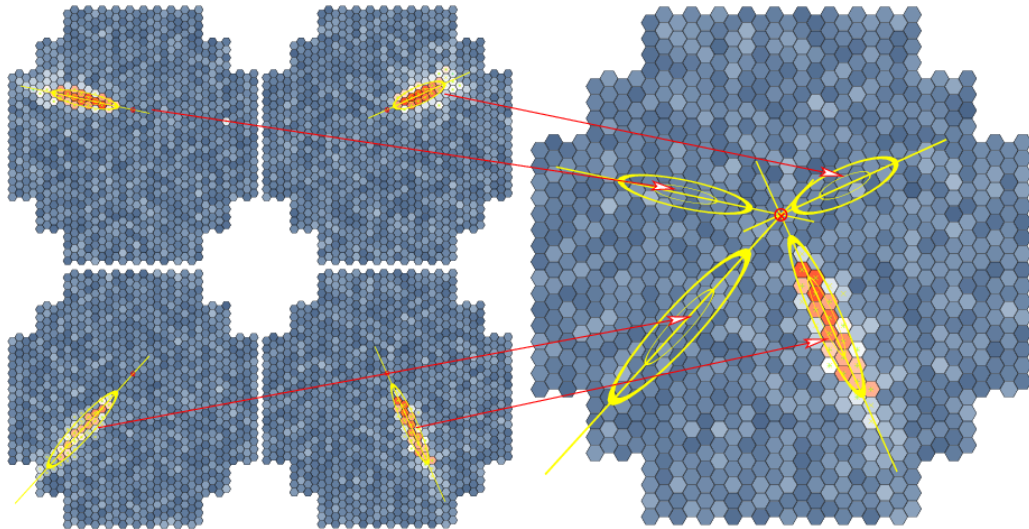


ABBILDUNG 3.5: Die Überlagerung der einzelnen Kamerabilder aus der stereoskopischen Beobachtung eines Luftschauers mit vier HESS-Teleskopen in einem gemeinsamen Koordinatensystem. Die Richtungsrekonstruktion des Primären Teilchens erfolgt durch Schnitt der Hauptachsen der Hillas-Ellipsen in dem überlagerten Kamerabild (rechts im Bild) [Völk and Bernlöhr, 2009].

Im Endeffekt basiert das grundlegende Prinzip der stereoskopischen Richtungsrekonstruktion auf die genauere Bestimmung der Position der sich ergebenden Schnittpunkte. Hierzu werden die Hauptachsen als erstes paarweise geschnitten und danach wird eine Mittelung der so erhaltenen Schnittpunkte durchgeführt. Dabei wird als Basis für Gewichtung¹ der zwischen zwei Hauptachsen eingeschlossene Winkel α angenommen. Schließlich wird dann der sich daraus resultierende Gesamtschnittpunkt in den Himmelskoordinaten (*RADEC*-System) transformiert. Die HESS Teleskope erreichen mit Hilfe dieser Rekonstruktionsverfahren eine Winkelauflösung² von weniger als 0.1° für die einzelnen γ -Photonen [Hofmann et al., 1999].

3.3.3 Energierekonstruktion

Bei der Untersuchung der kosmischen Quellen im VHE γ -Bereich verschaffen die Messungen zur Charakterisierung des Energiespektrums gewöhnlich ein besseres Verständnis über die sich in diesen Objekten abspielenden hochenergetischen Prozesse und sind deshalb von großem Interesse. Dies erfordert

¹ Zur Erhöhung der Genauigkeit der Positionsbestimmung wird mit der Gesamtanzahl an Photonen im Schauerbild (Bildamplitude) gewichtet.

² Die Genauigkeit der Richtungsrekonstruktion der primären Teilchen wird generell von mehreren Faktoren – u.a. der Abbildungsfunktion (PSF) und dem Ausrichtungsmodell (Pointing-Model) [Gillesen, 2003] der Teleskope – beeinflusst.

dementsprechend eine möglichst genaue Energierekonstruktion der primären Teilchen. Zu diesem Zweck werden die Intensität und Form der Lichtverteilung der während der Entwicklung des Luftschauers abgestrahlten Cherenkov Strahlung als Maß verwendet, um Rückschlüsse auf die Energie des Schauer auslösenden primären Teilchens zu ziehen. Hierzu löst ein primäres γ -Photon der Energie E_γ in der Atmosphäre einen elektromagnetischen Luftschauer aus und erzeugt in den HESS Teleskopen Schauerbilder mit bestimmten Intensitäten¹ Durch den Vergleich zwischen den gemessenen und Monte-Carlo simulierten γ -Schauern kann aus dem aufgezeichneten Lichtsignal die Energie des primären Teilchens indirekt bestimmt werden [Parsons and Hinton, 2014]. Grundsätzlich erfolgen die Monte-Carlo Simulationen der γ -Schauer für unterschiedliche Energien unter Berücksichtigung der Eigenschaften des Detektors. Die Ergebnisse der Simulationen werden schließlich in der sogenannten Lookup-Tabelle gelistet. Hierbei werden neben die Detektionswahrscheinlichkeit der Schauer ebenfalls die Bildhelligkeit² in den einzelnen Kameras berechnet. Auf Basis dieser Methode zur Energierekonstruktion können die Energien der primären Teilchen mit Hilfe der HESS Teleskope mit einer relativen Energieauflösung³ $\Delta E_\gamma / E_\gamma$ von bis etwa 10% rekonstruiert werden [Parsons and Hinton, 2014].

3.3.4 Die γ -Hadron Separation

Eine der wesentlichen Herausforderungen, mit denen die TeV γ -Astronomie andauernd konfrontiert ist, besteht hauptsächlich in der Trennung zwischen Hadronen- und γ -Photonen induzierten Luftschauern. Der Grund dafür liegt in erster Linie darin, dass der größte Teil der rekonstruierten Luftschauer von Hadronen und nicht von γ -Photonen hervorgerufen werden. Aus diesem Grund ist die Verbesserung des Signal-Untergrundverhältnis durch die Anwendung geeigneter Techniken von großer Bedeutung für eine effiziente bzw. zuverlässige Separation zwischen γ -artigen und hadronischen Ereignissen. Ein entscheidender Vorteil der stereoskopischen Beobachtungsmethode besteht in der signifikanten Reduzierung des durch das Nachthimmel-Hintergrund NSB verursachten Untergrundrauschens. Elektromagnetische Luftschauer zeichnen sich durch eine schmale Form bzw. kleine laterale Ausdehnung aus. Im Vergleich

¹ Dabei ist die gesamte gemessene Lichtmenge vom Zenitwinkel der Beobachtung, dem Offset vom Kamerazentrum sowie von der Distanz der jeweiligen Teleskope vom Schnittpunkt der Schauersymmetrieachse mit dem Boden abhängig.

² Bei der Energierekonstruktion spielt die genaue Bestimmung der optischen Effizienz der HESS Teleskope aufgrund der zeitlichen Veränderung der Spiegelreflektivität eine wesentliche Rolle insbesondere bei der Abschätzung der systematischen Fehler [Bolz, 2004].

³ Die Energieauflösung unter dem Einsatz der ImPACT-Methode ist im Energiebereich von 0.1 bis zu 100 TeV signifikant kleiner als mit der Hillas-Methode [Parsons and Hinton, 2014].

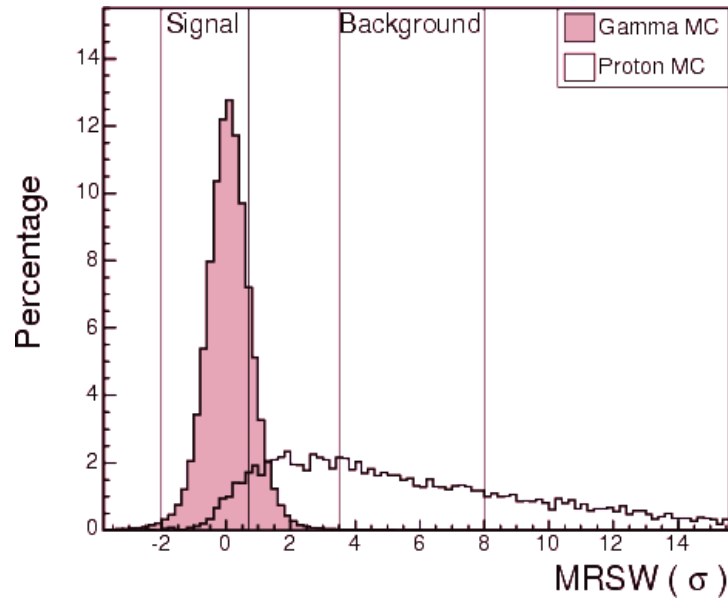


ABBILDUNG 3.6: Die Verteilung des MSCW-Parameters für Monte-Carlo simulierte γ -artige und hadronische (Protonen) Ereignisse in Einheit von σ [Berge et al., 2007a].

dazu weisen hadronische Schauer normalerweise ein breites Erscheinungsbild mit einer starken Tendenz zu einer asymmetrischen lateralen Ausdehnung und unregelmäßigen Helligkeitsverteilung des emittierten Lichtsignals auf. Unter Verwendung geeigneter Schnitte auf die mittels Hillas-Parametrisierung abgeleiteten Bildparameter können effiziente γ -Hadron Separationstechniken eingesetzt werden. Hierzu werden zunächst aus den beobachteten Schaubildern die entsprechenden Hillas-Parameter extrahiert und die im i -ten Teleskop gemessene Bildbreite w_i bestimmt. Im Anschluss daran wird dann auf Basis von simulierten γ -Luftschauern ein mittlerer Erwartungswert $\langle w \rangle_{\gamma,i}$ für die erwartete Bildbreite eines γ -artigen Ereignisses berechnet und schließlich eine skalierte Bildbreite¹ $MRSW$ (Mean Reduced Scaled Width) gemäß der unten stehenden Gleichung 3.5 definiert [Benbow, 2005] [Aharonian et al., 2006a].

$$MRSW = \frac{1}{N_{tel}} \cdot \sum_{i=1}^{N_{tel}} \left(\frac{w_i - \langle w \rangle_{\gamma,i}}{\sigma_{\gamma,i}} \right) \quad (3.5)$$

Hierbei bezeichnet N_{tel} die Zahl der bei der Detektion des jeweiligen Ereignisses beteiligten Teleskope und $\sigma_{\gamma,i}$ die Streuung der berechneten Bildbreite eines γ -artigen Ereignisses.

¹ Im Fall des Vorliegens eines γ -Schauers ergibt der Quotient $\frac{w_i - \langle w \rangle_{\gamma,i}}{\sigma_{\gamma,i}}$ einen Wert nahe Null und weist für die hadronischen Ereignisse hingegen deutlich größere Werte auf.

Kapitel 4

TeV γ -Beobachtungen Aktiver Galaktischer Kerne mit den H.E.S.S. Cherenkov-Teleskopen

4.1 Der TeV AGN-Datensatz

Schätzungsweise 40% der mit den HESS Teleskopen zur Verfügung stehenden Beobachtungszeit wird im Mittel für die Beobachtung der Extragalaktischen TeV γ -Quellen eingesetzt. Die wesentlichen Ziele dabei sind die Erhöhung der Anzahl der im VHE γ -Bereich detektierten AGN und zugleich das Erlangen eines besseren Verständnisses der aus diesen kosmischen Objekten ausgehenden γ -Strahlung, sowie der sich in ihnen abspielenden physikalischen Phänomene [H. E. S. S. Collaboration et al., 2014]. In den letzten Jahren ist die Anzahl der mit der neuen Generation von Cherenkov Teleskopen entdeckten AGN stetig angewachsen und es wurden mittlerweile sogar TeV γ -Emitter mit Rotverschiebungen jenseits von $z \geq 0.5$ aufgespürt [Krawczynski, 2011]. Dabei hat das HESS Experiment durch die Entdeckung von mindestens 20 neuen Extragalaktischen Objekten – Stand 2016¹ – maßgeblich zur Erweiterung der im VHE γ -Bereich bekannten AGN beigetragen [H. E. S. S. Collaboration et al., 2014]. Bei der überwiegenden Mehrheit der von HESS identifizierten AGN handelt es sich um Blazare [Raue and H.E.S.S. Collaboration, 2012].

Zur Untersuchung der AGN im VHE γ -Bereich wurde im Rahmen der hier vorliegenden Studie ein Datensatz aus den bis 2013 mit den HESS Teleskopen (Phase I²) beobachteten extragalaktischen γ -Quellen zusammengestellt.

¹ <http://tevcat.uchicago.edu/>

² Phase I besteht aus den stereoskopischen Beobachtungen (Stereo Mode) mittels der vier Teleskope CT1 bis CT4. Im July 2012 wurde das HESS Experiment wie geplant in Phase II erweitert und das fünfte Teleskop CT5 im Betrieb genommen, dessen Sensitivität und Winkel- ($\sim 0.1^\circ$ für einzelne Photonen) sowie Energieauflösung ($<20\%$) die seiner Vorgänger übertreffen [Stawarz and for the H. E. S. S. Collaboration, 2013].

Dieser Datensatz – im nachfolgenden als TeV AGN-Datensatz bezeichnet – wurde in der nachstehenden [Tabelle 4.1](#) mit den dazugehörigen Referenzen zusammengefasst. Er enthält insgesamt 23 VHE helle AGN, darunter 18 Blazare (BLL) und zwei Radiogalaxien (RDG), sowie einen Quasar des Typs FSRQ. Die Himmelspositionen der untersuchten γ -Quellen wurden hier in den galaktischen Koordinaten in [Abbildung 4.1](#) überlagert mit der von Fermi-LAT gemessenen Intensitätsverteilung der γ -Strahlung [[Thompson, 2013](#)] als rote Punkte markiert. Mit Ausnahme von HESS 1943+213 befinden sich alle aus dem TeV AGN-Datensatz stammenden γ -Quellen außerhalb der galaktischen Scheibe der Milchstraße ($|b| \leq 10^\circ$) und sind über den gesamten Himmel verteilt. Dabei markiert der Stern die Position des galaktischen Zentrums.

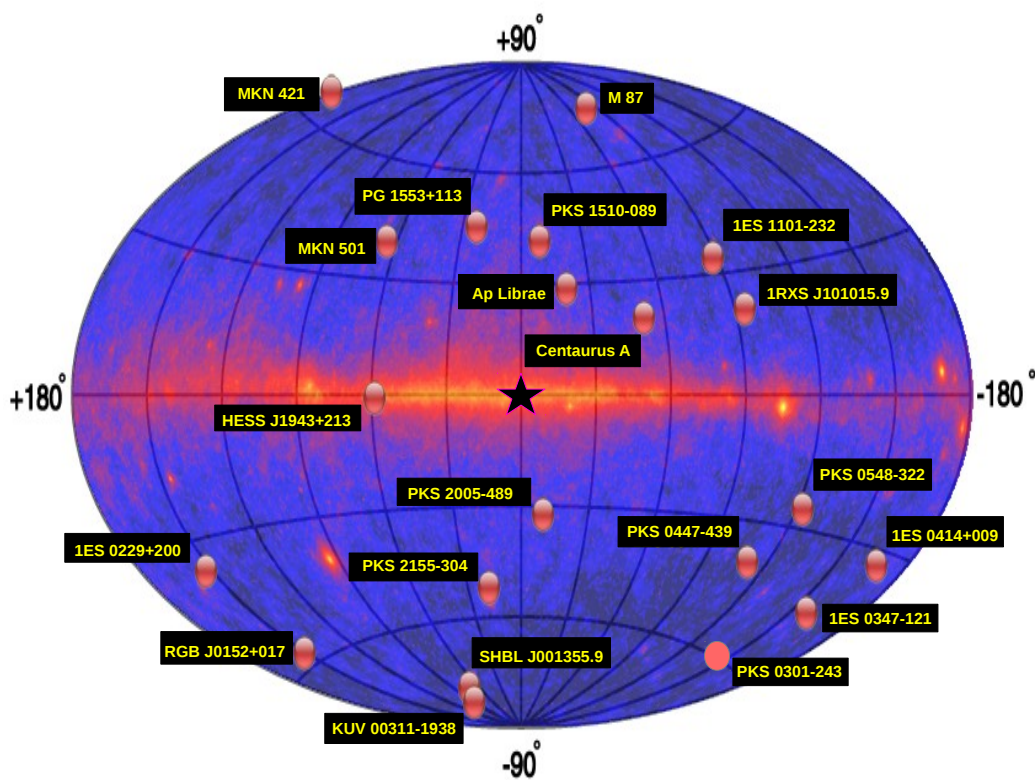


ABBILDUNG 4.1: Die Verteilung der im TeV AGN-Datensatz enthaltenen extragalaktischen γ -Quellen, die über eine Zeitspanne von ungefähr 10 Jahren mit Hilfe der HESS Teleskope beobachtet wurden (rote Punkte). Die Himmelskarte ist in galaktischen Koordinaten dargestellt. Dabei bezeichnet die Hintergrundkarte die beobachtete Intensitätsverteilung der γ -Strahlung am Himmel, gemessen von Fermi-LAT oberhalb von 100 MeV [[Thompson, 2013](#)]. In dieser Darstellung befindet sich das galaktische Zentrum der Milchstraße im Mittelpunkt der Karte und die galaktische Ebene verläuft entlang des Äquators.

(Quelle: <http://tevcat.uchicago.edu/>)

Nr.	AGN	Typ	Runs	RA ¹	DEC ¹	Redshift ²	Ref. ²
1	1ES 0229+200	BLL	219	38.2026	20.2882	0.14	[³][⁴]
2	1ES 0347-121	BLL	111	57.3466	-11.9909	0.188	[⁵]
3	1ES 0414+009	BLL	182	64.2187	1.08999	0.287	[⁶]
4	1ES 1101-232	BLL	156	165.907	-23.492	0.186	[⁷]
5	1ES 2322-409	BLL	48	351.186	-40.6804	0.1736	[²⁸]
6	1ES 1213-423	BLL	253	198.764	-42.6138	0.105	[²⁷]
7	1RXS J101015	BLL	123	152.567	-31.319	0.143	[⁸]
8	AP Lib	BLL	54	229.424	-24.3721	0.049	[⁹]
9	Centaurus A	RDG	505	201.365	-43.0191	0.0018	[¹⁰]
10	HESS 1943+213	BLL	94	295.979	21.3022	> 0.14	[¹¹][¹²]
11	M 87	RDG	215	187.706	12.3911	0.0044	[¹³]
12	Mkn 421	BLL	55	166.114	38.2088	0.031	[¹⁴]
13	Mkn 501	BLL	13	253.468	39.7602	0.034	[¹⁵]
14	PG 1553+113	BLL	73	238.929	11.1901	0.49	[¹⁶]
15	PKS 0301-243	BLL	107	45.8604	-24.1199	0.266	[¹⁷]
16	PKS 0447-439	BLL	40	72.3529	-43.8358	0.343	[¹⁸]
17	PKS 0548-322	BLL	120	87.669	-32.2712	0.068	[¹⁹]
18	PKS 1510-089	FSRQ	111	228.211	-9.09995	0.359	[²⁰]
19	PKS 2005-489	BLL	287	302.356	-48.8316	0.071	[²¹]
20	PKS 2155-304	BLL	730	329.717	-30.2256	0.116	[²²]
21	RGB J0152+017	BLL	113	28.165	1.78816	0.08	[²³]
22	SHBL J001355-9	BLL	89	3.48356	-18.9018	0.095	[²⁴]
23	KUV 00311-1938	BLL	163	8.39329	-19.3592	0.61	[²⁵][²⁶]

TABELLE 4.1: Der im Rahmen dieser Arbeit zusammengestellte TeV AGN-Datensatz enthält die folgenden oben gelisteten extragalaktischen γ -Objekte. Dabei stehen die Abkürzungen (BLL) für Blazare, (RDG) für Radiogalaxien und (FSRQ) für Flat Spectrum Radio Quasar. Bei der Datenanalyse wurden die im Fermi-LAT Data Server angegebenen Äquatorialkoordinaten (RA/DEC) der entsprechenden γ -Quellen als Test-Positionen angenommen. Insgesamt beläuft sich die Zahl aller aufgenommen Runs auf 3861 Runs bzw. eine Beobachtungszeit (*Live Time*) von etwa 1652.6 h.

¹<https://fermi.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/ssc/LAT/LATDataQuery.cgi>

²<http://tevcat.uchicago.edu/>

³ [Kaufmann et al., 2011] ⁴ [Aharonian et al., 2007b] ⁵ [Aharonian et al., 2007a]

⁶ [Aliu et al., 2012] ⁷ [Aharonian et al., 2007e]

⁸ [H.E.S.S. Collaboration et al., 2012] ⁹ [Raue and H.E.S.S. Collaboration, 2012]

¹⁰ [Aharonian et al., 2009] ¹¹ [H.E.S.S. Collaboration et al., 2011a]

¹² [H.E.S.S. Collaboration et al., 2011b] ¹³ [Aharonian et al., 2006b]

¹⁴ [Aharonian et al., 2005] ¹⁵ [Lorentz et al., 2016] ¹⁶ [Abramowski et al., 2015a]

¹⁷ [H.E.S.S. Collaboration et al., 2013a] ¹⁸ [Zech et al., 2011]

¹⁹ [Aharonian et al., 2010] ²⁰ [H.E.S.S. Collaboration et al., 2013]

²¹ [H.E.S.S. Collaboration et al., 2010] ²² [Aharonian et al., 2007d]

²³ [Lenain et al., 2008b] ²⁴ [H.E.S.S. Collaboration et al., 2013b]

²⁵ [Neronov et al., 2015] ²⁶ [Becherini et al., 2012]

²⁷ [HESS Collaboration et al., 2013] ²⁸ [Ciprini, 2013]

Bei der HESS Datenanalyse wurden die Äquatorialkoordinaten (RA/DEC) der jeweiligen γ -Quellen aus dem Fermi-LAT Data Server bzw. 3FGL-Katalog entnommen und als Test-Positionen verwendet. Ferner wurde bei der Auswahl der für die Datenanalyse in Frage kommenden Runs darauf geachtet, einen möglichst großen, homogenen Datensatz aus den Rohdaten der unterschiedlichen Teleskope zusammenzutragen, um eine bessere Statistik zu erzielen. Um eine bestmögliche Richtungsrekonstruktion der registrierten γ -artigen Ereignisse zu erhalten, wurden bei der Run-Selektion ausschließlich Runs in Betracht gezogen, bei denen mindestens drei Teleskope an der Beobachtung beteiligt waren. Zur Gewährleistung der notwendigen homogenen Datenqualität (DQ) für den gesamten Datensatz wurden daher die einzelnen Runs gemäß der Standard HESS DQ-Kriterien ausgewählt. Die Datenqualität-Auswahl¹ spielt eine zentrale Rolle bei der Bereitstellung von brauchbaren Daten bzw. der Überprüfung der systematischen Effekte für eine zuverlässige Analyse und lässt sich in die zwei folgenden Kategorien unterteilen [[Hahn et al., 2013](#)]:

- **Detektionskriterien:** Sie stellen generell grundlegende Untersuchungen zur Kontrolle des möglichen Vorhandenseins von Hardware Problemen während der Datenübernahme dar, welche DQ eventuell beeinträchtigen können. Diese umfassen in der Regel die Überprüfung der Einhaltung der pro Run vorausgesetzten Mindestdauer, der Integrität der Daten und die Performanz der Kameras im Hinblick auf die Anzahl der defekten Pixel (Broken Pixels), sowie die Performanz des Antriebssystems im Bezug auf den Grad der Abweichung von der gewünschten Ausrichtungsposition.
- **Spektral-Kriterien:** Die Energie- und Richtungsrekonstruktionen der primären Teilchen erfolgen durch den Vergleich der abgebildeten Schauerbilder mit den anhand von MC Simulationen und unter Berücksichtigung fest definierter Hardwareparameter und mittlerer atmosphärischen Bedingungen errechneten Bildern. Um den Einfluss der atmosphärischen Effekte in Form von Wolken bzw. Aerosol auf den Absorptionsgrad des Cherenkov-Lichts und somit auf die DQ einzubeziehen, werden Schnitte auf die Fluktuationen der Zentral-Trigger Rate angewendet [[Bernlöhr, 2000](#)].

Zusammengefasst ergaben sich nach der Selektion insgesamt 3861 Runs, die ein Zeitfenster von ungefähr 10 Jahren abdecken und zusammenaddiert eine korrigierte Beobachtungszeit (*Live Time*) von etwa 1652.6 Stunden ausmachen.

¹ Zur Anwendung der DQ Auswahlkriterien wurde das Perl-Script *findruns.pl* (DQ) auf die in der MySQL-Datenbank eingetragenen Datensätze angewendet.

4.2 H.E.S.S. Analysis Pipeline

Die H.E.S.S. Analysis Pipeline – im Folgenden abgekürzt HAP¹ – ist eine der offiziell unterstützten Plattformen zur Ereignisrekonstruktion bzw. Analyse der HESS Daten. HAP ist ein objektorientiertes auf ROOT basiertes Software-Plattform, deren Module hauptsächlich in C++ programmiert und für die Analyse sowohl im Online- als auch Offline-Modus unter Verwendung von *SASH* Programmen konzipiert wurden [Balzer et al., 2014]. Die HAP-Plattform umfasst eine umfangreiche Ansammlung verschiedener Systempaketen, Funktionen und Algorithmen zur Handhabung und Analyse, sowie zur Auswertung der Beobachtungs- und Simulationsdaten des HESS Experiments. Zusätzlich ist HAP in der Lage, neben den basierend auf **Kaskade** simulierten Schauerbildern [Kertzman and Sembroski, 1994] ebenfalls die aus der Simulation des gesamten HESS Teleskop Arrays mit der Simulationspipeline **Corsika**² und **Simtelarray** [Bernlöhr, 2008] resultierenden MC-Daten zu bearbeiten. Bei der HAP Datenanalyse werden die folgenden Schritte durchlaufen [Khelifi et al., 2016]:

- **Datenebene DL0:**

Die Reduktion der Rohdaten durch die Eliminierung der redundanten und irrelevanten Daten und Anwendung der Kalibrationstools und der *Image Cleaning* Algorithmen zur Bereinigung der Kamerabilder, sowie auch der Durchführung der vorläufigen Rekonstruktionsanalyse.

- **Datenebene DL1:**

Zusammenführung aller pro Observations-Run bearbeiteten Datensätze in einer gemeinsamen Datei in ROOT Format und dann schließlich die Speicherung der bereinigten Daten in der sogenannten DST-Datei.

- **Datenebene DL2:**

Filterung und Sortierung der Ereignisse zur Steigerung des Signal-Rausch-Verhältnisses und Rekonstruktion der Energie und Ankunftsrichtung der primären Teilchen, sowie die Klassifizierung in Quell- und Untergrundeignisse nach Herkunftsregionen (On- bzw. Off-Region).

- **Datenebene DL3:**

Durchführung der High-Level Analyse und anschließend die Erstellung der Signifikanzkarten, Überschusskarten und morphologischen Bilder der γ -Quellen, sowie die Generierung von γ -Spektren und Lichtkurven.

¹ Ist die Standardkurzform, wird aber hinsichtlich der γ -Hadron Separationstechniken in zwei verschiedenen Varianten mit HAP-HD und HAP-France spezifiziert [Khelifi et al., 2016].

² COsmic Ray SIMulation for KAscade. <https://www.ikp.kit.edu/corsika/>

4.3 Nachweis der AGN im VHE γ -Bereich

Die HESS Teleskope verfügen über ein großes Gesichtsfeld – der Durchmesser beträgt ungefähr 5° . Dieses Merkmal ermöglicht dementsprechend die Durchmusterung eines großflächigen Himmelsbereichs und erlaubt somit das Aufspüren und die Entdeckung neuer TeV γ -Quellen. Die gestellten Anforderungen zur Validierung der Detektion¹ einer γ -Quelle setzen grundsätzlich das Auftreten eines signifikanten Überschusses der in Quell-Richtung lokalisierten γ -Ereignisse im Vergleich zu der aus den benachbarten Untergrundregionen stammenden Ereignisse voraus. Die Signifikanzkarten bzw. Überschusskarten (Excess-Maps) sind deshalb ausgezeichnete Hilfsmittel zur Darstellung und gleichzeitigen Untersuchung der morphologischen Struktur kosmischer Objekte in der γ -Astronomie. Die Erstellung der Signifikanzkarte einer γ -Quelle erfolgt durch die Ermittlung der Anzahl der in der Region um die entsprechende Quelle detektierten γ -Ereignisse und deren statistische Signifikanz. Daher wird bei der Signifikanzbestimmung von einem statistischen Ansatz Gebrauch gemacht, um die Anzahl der über der Anzahl an Hintergrundereignissen liegenden Überschussereignisse N_{exc} zu ermitteln. Hierzu wird an erster Stelle die Verteilung des quadrierten Winkelabstandes Θ^2 der Ereignisse bestimmt, wobei Θ den Winkel zwischen der rekonstruierten Schauerrichtung und der wahren Objektposition darstellt. Zur Bestimmung des Ereignisüberschusses werden dann die Ereignisse in der Hintergrundregion (Off-Region) N_{bg} anhand der Gleichung 4.1 von der gesamten Anzahl der γ -Ereignisse N_{on} innerhalb eines gewissen Winkelschnittes für die On-Region subtrahiert.

$$N_{exc} = N_{on} - \underbrace{\alpha \cdot N_{off}}_{N_{bg}} \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet α den Normalisierungsfaktor, welcher sich aus der Beobachtungszeit und der Akzeptanz² ϵ_γ des Systems berechnen lässt. Schließlich kann dann die statistische Signifikanz S_γ der Überschussereignisse anhand der folgenden Gleichung 4.2 nach Li & Ma bestimmt werden [Li and Ma, 1983].

$$S_\gamma = \sqrt{2} \cdot \sqrt{N_{on} \text{Log} \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \cdot \frac{N_{on}}{N_{on} + N_{off}} \right] + N_{off} \text{Log} \left[(1 + \alpha) \cdot \frac{N_{on}}{N_{on} + N_{off}} \right]} \quad (4.2)$$

¹ Beim Übersteigen einer Signifikanz von 5σ gilt eine γ -Quelle im Allgemeinen als detektiert.

² Die Akzeptanz ϵ_γ hängt sowohl von der Position der Ereignisse im Gesichtsfeld der Kamera als auch vom Zenitwinkel ab, unter dem die Quelle beobachtet wird.

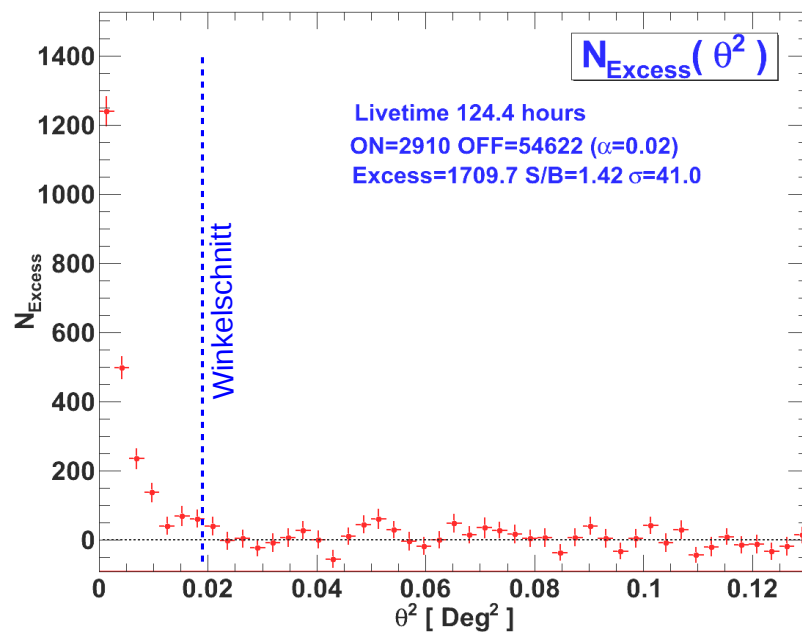


ABBILDUNG 4.2: Die Verteilung des quadrierten Winkelabstandes Θ^2 eines Ereignisses zur wahren Position von PKS 2005-489 (On-Region). Die blaue Linie zeigt den Winkelschnitt $\Theta^2 \leq 0.02 \text{ Deg}^2$.

Die [Abbildung 4.2](#) demonstriert exemplarisch die Anwendung der oben vorgestellten HAP-Analyse¹ auf die HESS Daten zur Erstellung der Θ^2 -Verteilung des quadrierten Winkelabstandes Θ^2 relativ zur wahren Position von PKS 2005-489, sowie der Verteilung der nach [[Li and Ma, 1983](#)] berechneten statistischen Signifikanz. Bei der Untergrundabschätzung² [[Berge et al., 2007b](#)] werden neben der untersuchten γ -Quelle selbst die im Bereich der Off-Regionen liegenden bekannten Quellen sowie helle Sterne mittels Ausschlussregionen maskiert. Zum Glätten der statistischen Fluktuationen und zugleich besserer Veranschaulichung der Signifikanzkarten wurden alle innerhalb eines Kreises mit PSF-Radius – Point Spread Function (PSF) – auftretenden Ereignisse aus der On- und Off-Region für jedes Bin der Himmelskarte aufaddiert. Im Endeffekt lässt sich die Verteilung der Untergrundereignisse durch eine Normalverteilung des Mittelwerts $\mu = 0$ und der Breite $\sigma = 1$ beschreiben. Dabei weisen jegliche Abweichungen hiervon auf das Vorhandensein einer möglichen γ -Quelle im Kamera-Gesichtsfeld oder aber auch auf Systematische Effekte hin.

Alle im TeV AGN-Datensatz enthaltenen γ -Quellen wurden individuell mit HAP-Software der Version ICRC gemäß der im [Kapitel 3](#) beschriebenen HESS Standardmethoden zur Energie- und Richtungsrekonstruktion der primären

¹ Die Analyse wurde hier unter Verwendung von *std_Zeta* durchgeführt.

² Das Ring-Background-Modell eignet sich aufgrund deren geringeren systematischer Unsicherheiten gut zur Detektion unbekannter γ -Quellen [[Berge et al., 2007b](#)].

Teilchen analysiert. Hierzu wurden die jeweiligen Runs unter der Anwendung von *std_ImPACT* Konfiguration separat prozessiert. Dabei wurden ein maximaler Ereignis-Offset von $\psi = 2.5^\circ$ für jedes rekonstruierte γ -Ereignis, sowie ein maximaler Run-Offset von 4° von der Position der Quelle vorausgesetzt. Darüber hinaus wurde das Ring-Background-Modell zur Modellierung des Untergrundes verwendet und zur Qualitätskontrolle der durchgeführten Analyse zusätzlich die entsprechenden Diagnose-Diagramme erstellt. Im Folgenden werden die Ergebnisse der Signaldetektion in den einzelnen AGN gezeigt.

Die [Abbildung 4.3](#) stellt das resultierende TeV γ -Signal von vier der analysierten γ -Quellen in den Jahren zwischen 2003 und 2013 oberhalb einer Energie von 200 GeV dar. Die Signifikanzkarten der restlichen extragalaktischen Objekte wurden zur besseren Übersicht im Anhang im [Abschnitt 10.1](#) dargestellt. Hierbei lässt sich an den Positionen der meisten untersuchten AGN ein deutlicher Überschuss an γ -Photonen feststellen. Zusätzlich weisen die berechneten Signifikanzkarten in den überwiegenden Fällen eine zufriedenstellende Parametrisierung des Untergrundsignals auf – strukturlose Residual-Karten. Abgesehen von 1ES 1312-423 im Gesichtsfeld von Cen A (siehe [Abbildung 10.1 \(f\)](#)) wurden keine weiteren TeV γ -Quellen im Gesichtsfeld der Kameras während der Beobachtungen der einzelnen Quellen nachgewiesen [[Becherini et al., 2010](#)]. Die aus der HAP-Analyse resultierenden Ergebnisse wurden in [Tabelle 4.2](#) aufgelistet. Dargestellt wurden dabei die Anzahl der registrierten On- bzw. Off-Ereignisse, der Normierungsfaktor α , sowie die daraus sich ergebende Anzahl der Überschuss-Ereignisse N_{exc} und die nach Li & Ma bestimmte Signifikanz. Aus der selben Tabelle wird ersichtlich, dass bis auf drei Objekte alle im TeV AGN-Datensatz enthaltenen γ -Quellen mit einer Signifikanz von mindestens 5σ detektiert wurden. Bei den wenigen Signifikanten γ -Quellen handelt es sich hier um die drei Blazare 1ES 2322-409 und SHBL J001355-9 sowie KUV 00311-1938. Im Fall des ersten AGN liegt die Vermutung nahe, dass wegen der relativ kurzen Beobachtungszeit nicht genug Statistik vorhanden ist. Denn die statistische Signifikanz ist eine zeitabhängige Größe und nimmt im Falle der Beobachtung eines zeitlich konstanten γ -Flusses mit der Quadratwurzel der Beobachtungszeit proportional zu. Ferner konnte die Arbeit¹ von [[Becherini et al., 2012](#)] [BECHERINI et al.](#) hinsichtlich der ersten Entdeckung² von KUV 00311-1938 im VHE γ -Bereich nicht bestätigt werden. Die Analyse wurde insbesondere durch die Tatsache erschwert, dass dieses extragalaktische Objekt sich bei einer hohen Rotverschiebung von ungefähr $z \sim 0.61$ befindet. Dies führt dementsprechend

¹ Die Entdeckung von KUV00311-1938 mit einer Signifikanz von 5.1σ unter dem Einsatz von Paris-MVA zur Analyse der Beobachtungsdaten von HESS [[Becherini et al., 2012](#)].

² KUV 00311-1938 wurde unter einem mittleren Zenitwinkel von ungefähr 11.2° beobachtet.

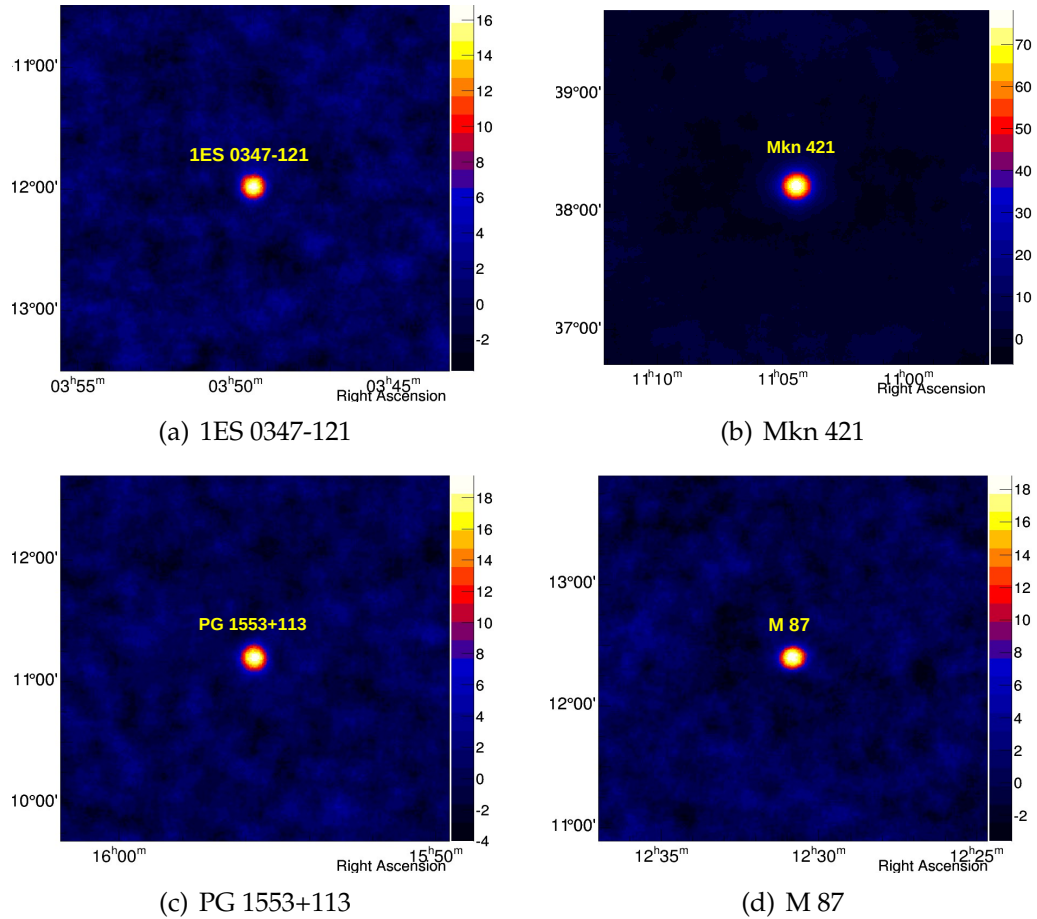


ABBILDUNG 4.3: Die ermittelten TeV γ -Signifikanzkarten ($4^\circ \times 4^\circ$) oberhalb einer Energie von 200 GeV, berechnet nach [Li and Ma, 1983] und zentriert um die Positionen – im RA/DEC J2000 äquatoriales Koordinatensystem – der jeweiligen AGN. Die Analyse erfolgte in HAP Version ICRC unter Anwendung von std_ImPACT. Der Untergrund wurde mittels der Ring-Methode ($R_{min} = 0.5^\circ$ und $R_{max} = 0.7^\circ$) abgeschätzt. Die Farbcodierung erfolgt nach dem RGB-Farbräum und kodiert die statistische Signifikanz in Einheiten der Standardabweichung σ

AGN	Signifikanz	Excess	N_{on}	N_{off}	α	Live Time ¹
1ES 0229+200	14.77	469.3	1309	38668	0.0217	93.328
1ES 0347-121	16.63	397.6	835	19443	0.0225	46.717
1ES 0414+009	7.88	217.8	892	29330	0.0229	77.186
1ES 1101-232	21.76	775.6	1779	45645	0.0219	68.819
1ES 2322-409	4.33	53.8	187	6054	0.0219	19.257
1ES 1312-423	6.04	128.1	526	18202	0.0218	107.37
1RXS J101015	7.98	157.1	590	18574	0.0223	51.932
AP Lib	13.26	227.3	446	10047	0.0217	22.610
Centaurus A	10.75	464.4	2136	75324	0.0222	214.289
HESS1943+213	10.14	185.6	455	12330	0.0218	40.920
M87	19.62	782.8	2092	57428	0.0227	91.255
Mkn 421	72.63	1597.7	1733	6274	0.0215	23.894
Mkn 501	16.01	172.8	240	3075	0.0218	5.842
PG 1553+113	19.89	451.9	823	16981	0.0218	31.469
PKS 0301-243	5.67	128.9	592	16796	0.0242	43.912
PKS 0447-439	13.99	170.0	266	4342	0.0221	17.262
PKS 0548-322	9.11	221.0	725	2287	0.0222	49.845
PKS 1510-089	6.55	146.0	585	20289	0.0216	46.106
PKS 2005-489	41.02	1709.7	2910	54622	0.0219	124.400
PSK 2155-304	305.98	56384.9	59625	6450	0.5023	320.320
RGBJ0152+017	12.65	274.9	652	17480	0.0215	48.261
SHBL J001355-9	3.55	65.9	381	14102	0.0223	38.498
KUV 00311-1938	2.10	54.2	686	28602	0.0220	68.99

¹ Die Beobachtungszeit (*Live Time*) ist in Einheit Stunden angegeben.

TABELLE 4.2: Zusammenfassung der aus der HAP-Analyse des TeV AGN-Datensatzes und unter Verwendung von *std_ImPACT*-Methode resultierenden Ergebnisse. Dabei ergibt sich der Überschuss aus der Differenz der Anzahl der gemessenen γ -artigen Ereignisse N_{on} und der Anzahl anhand der Gleichung 3.1 abgeschätzten Untergrundereignisse N_{bg} . Die statistische *Signifikanz* der im VHE γ -Bereich beobachteten γ -Emission wurde in Einheiten der Standardabweichung σ nach Li & Ma [Li and Ma, 1983] gezeigt. Der Normalisierungsfaktor α lässt sich aus der Beobachtungszeit und der Akzeptanz ϵ_γ des Systems berechnen.

aufgrund des EBL-Effekts [Costamante, 2013a] zu einer signifikanten Absorption der emittierten TeV γ -Photonen durch deren Wechselwirkung mit den CMB-Photonen und somit zur Verringerung des γ -Flusses im VHE γ -Bereich.

4.4 Spektralanalyse der extragalaktischen γ -Quellen

Das Energiespektrum bildet in der γ -Astronomie eine leistungsfähige Darstellungsmethode zur Untersuchung der physikalischen Eigenschaften γ -Strahlung emittierender Objekte und spielt besonderes bei der Modellierung der TeV γ -Emissionen und den damit verbundenen Mechanismen eine zentrale Rolle. Prinzipiell erfolgt die Berechnung der differentiellen γ -Spektren einer Quelle durch die Ermittlung der Anzahl N_γ der innerhalb einer gewissen Energie dE_i pro Zeiteinheit Δt (Live Time) auf einer von der Energie der rekonstruierten Ereignissen abhängige Einheitsfläche A_{eff} (die Effektive Fläche) eintreffenden γ -Photonen. Die Effektive Fläche² stellt ein Maß für die Nachweiseffizienz der HESS-Teleskope dar und ist nicht nur von der Energie der γ -Photonen, sondern auch vom Zenitwinkel der Beobachtung, dem maximalen Offset ψ , dem radialen Abstand zwischen Quellposition und Kamerazentrum, sowie weiteren Beobachtungsparametern abhängig. Zur Energierekonstruktion der primären γ -Quanten werden in der Regel die aus den Schauerdaten rekonstruierten Parameter – Zenitwinkel, Offset, Bildamplitude etc. – mit den auf Basis von numerischen MC-Simulationen errechneten Parametern³ [Parsons and Hinton, 2014] für jedes Teleskop verglichen. Anhand der Gleichung 4.3 lassen sich schließlich die rekonstruierten Energien der primären einfallenden Teilchen E_{rec} ableiten.

$$E_{rec} = \left(\frac{1}{\sum_{i=1}^{N_{Tel}} (\sigma_i^2)} \right) \cdot \left(\sum_{i=1}^{N_{Tel}} \frac{E_i}{(\sigma_i^2)} \right) \quad (4.3)$$

Die aus den N_{Tel} Teleskopen sich ergebenden Energien E_i werden gemittelt und mit dem Quadrat der jeweiligen Fehler σ_i gewichtet. Die relative Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$ der Teleskope beträgt in der Regel schätzungsweise 10 bis 15%. Für die Erstellung der differentiellen Energiespektren wurden Energien unterhalb der Energieschwelle¹ (threshold energy) E_{th} aufgrund der systematischen Überschätzung der rekonstruierten Energien nicht benutzt. Hierzu wird die Energieschwelle für jeden aufgenommenen Run individuell ermittelt und

² Die Bestimmung der Effektiven Fläche erfolgt unter Berücksichtigung der Myonkorrektur.

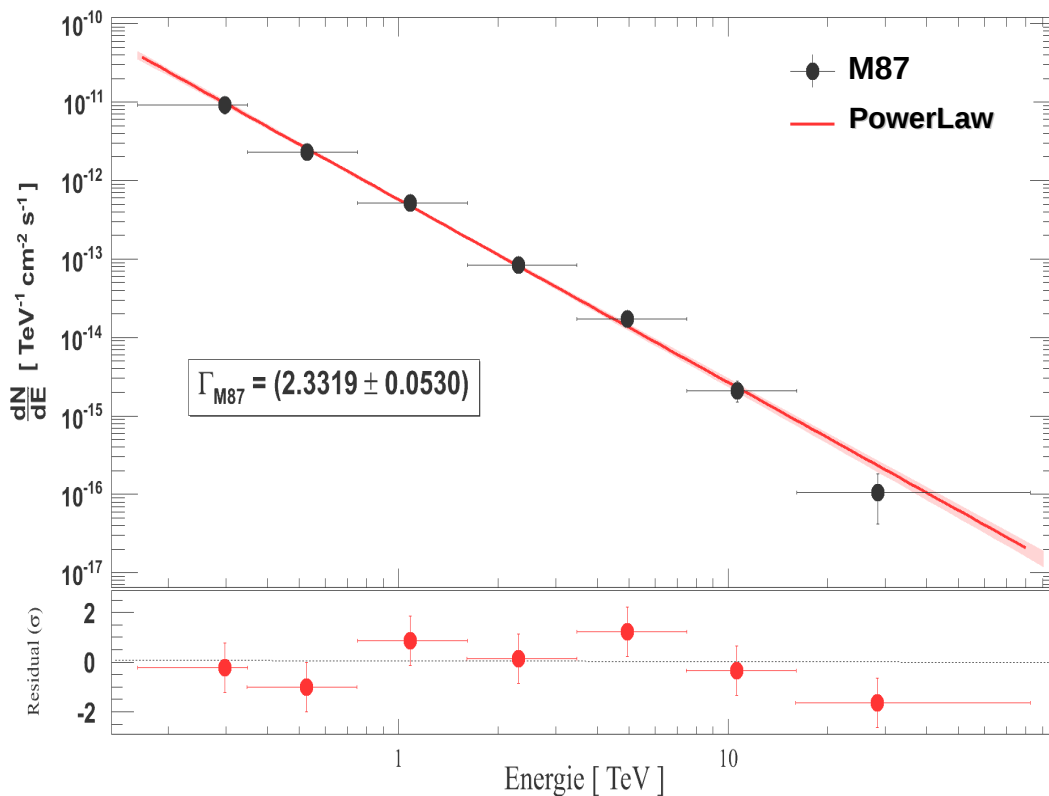
³ Lookup Tables.

¹ Die Energieschwelle charakterisiert die Energie unterhalb der keine brauchbaren Ereignisse nachgewiesen werden können. Dabei hängt sie über die effektive Fläche stark vom Zenitwinkel der Beobachtung und von den gewählten Ereignis-Schnitten ab.

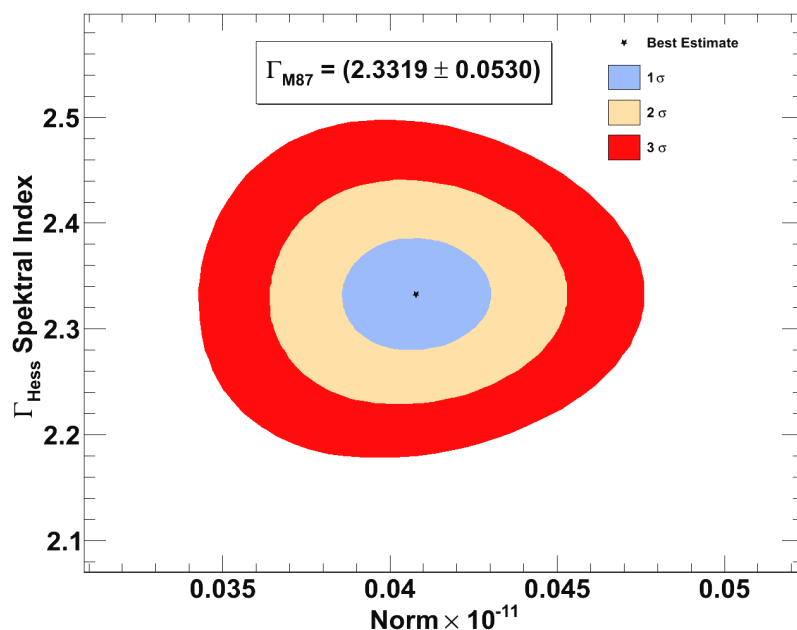
es wird jedesmal nur die über der Schwelle liegenden Energien zur Erstellung der γ -Spektren erlaubt. In [Abbildung 4.4 \(a\)](#) wird beispielsweise das differentielle Energiespektrum mit entsprechenden statistischen Fehlern von M87 aus den Beobachtungen zwischen den Jahren 2003 und 2013 für einen begrenzten VHE γ -Bereich von 160 GeV bis etwa 82 TeV graphisch dargestellt. Die durchgezogene rote Linie zeigt eine analytische Anpassung an die Daten mit einer PowerLaw-Funktion gemäß [Gleichung 4.4](#). Der rote schattierte Bereich stellt das anhand statistischen Fehler ermittelten 68 %-Konfidenzniveau dar.

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (4.4)$$

In [Gleichung 4.4](#) bezeichnet $\Phi_0 = (4.08 \pm 0.22) \times 10^{-13} \text{ TeV cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ die Normierungskonstante, $E_0 = 1.156 \text{ TeV}$ die Referenzenergie und $\Gamma = (2.3319 \pm 0.0530)$ den Spektral-Index. Die Anpassung mit dem in [Gleichung 4.4](#) angegebenen Potenzgesetz hat einen relativ guten χ^2 -Wert von 6.06 bei 5 Freiheitsgraden (NDF) und einen P-Wert von ungefähr 0.3. Weiter wurden bei der Anpassung des γ -Spektrums mittels eines reinen Potenzgesetzes zusätzlich die Konfidenzintervalle der spektralen Parameter – die Norm und der Spektral Index Γ – berechnet. Hierzu werden im Grunde genommen für alle denkbaren Kombinationen der Parameter die statistische Abweichung der Log-Likelihood Differenz ermittelt und deren Verteilung graphisch in [Abbildung 4.4 \(b\)](#) gezeigt. Analog zur oben erläuterten Vorgehensweise wurden die differentiel- len γ -Energiespektren für alle im TeV AGN-Datensatz enthaltenen Objekte erstellt. Zur Übersichtlichkeit wurden die γ -Spektren in [Abschnitt 10.2](#) im Anhang vollständig abgebildet. In Anschluss daran wurden die abgeleiteten Spek- tren parametrisiert und die Spektralen Indizes der einzelnen AGN in den ent- sprechenden Energiebereichen berechnet. Die aus der Datenanpassung resul- tierenden Werte sind in [Tabelle 4.3](#) für jeden AGN dargestellt. Allerdings stellt das Powerlaw-Modell nicht unbedingt immer eine geeignete Näherung zur Parametrisierung der Spektren einiger γ -Quellen über den ganzen Energiebe- reich dar. Dies lässt sich beispielsweise am Energiespektrum von PKS 2155-304 in [Abbildung 4.6 \(g\)](#) feststellen. Hierbei fällt die Anzahl der detektierten γ - Photonen, insbesondere bei hohen Energien deutlich schneller ab, als es das PowerLaw-Modell beschreibt. Zudem wurden die integralen Flüsse der jewei- ligen γ -Quellen durch Integration über einer fest definierten Grenzenergie ober- halb der Energieschwelle berechnet. Die daraus folgenden Werte des integralen γ -Flusses über der Grenzenergie von 1 TeV sind in der gleichen Tabelle zu- sammengetragen. Die Darstellung erfolgte in Einheit des Krebsnebel-Flusses.



(a) Das VHE γ -Spektrum von M87



(b) Die Konfidenzintervalle des M87 Spektralen Indizes

ABBILDUNG 4.4: Das differentielle γ -Spektrum der Radiogalaxie M87 erhalten aus der HAP-Analyse der HESS Daten im VHE γ -Bereich zwischen 200 GeV und 82 TeV. Die verwendeten Daten erstrecken sich über einen Zeitraum von insgesamt 10 Jahren von 2004-05-05 bis 2013-04-05. Die durchgezogene rote Linie repräsentiert die Parametrisierung der Datenpunkte mit Hilfe einer linearen Funktion (PowerLaw). Der rot schattierte Bereich bezeichnet das entsprechende 68%-Konfidenzniveau (nur statistische Fehler). Der Spektrale Index von M87 beträgt $\Gamma_{M87} = (2.3319 \pm 0.0530)$

AGN	Spektral Index Γ_{Hess}	Energy Range [TeV]	$\phi_{(>1.0\text{ TeV})}^{Hess}$ [%–Crab]	E_{th}^{save} [GeV]	$\langle E_{th} \rangle$ [GeV]
1ES 0229+200	2.6252 ± 0.0951	[0.32 .. 61.89]	1.1%	320	370 ± 44
1ES 0347-121	2.9807 ± 0.1131	[0.18 .. 51.09]	0.6%	180	198 ± 27
1ES 0414+009	3.8598 ± 0.2228	[0.20 .. 61.89]	0.1%	200	238 ± 24
1ES 1101-232	2.8712 ± 0.1418	[0.15 .. 61.89]	1.2%	150	211 ± 101
1ES 2322-409	3.1029 ± 0.3440	[0.15 .. 90.85]	0.2%	150	203 ± 20
1ES 1312-423	3.2947 ± 0.3267	[0.15 .. 56.23]	0.2%	147	224 ± 79
1RXS J101015	3.0819 ± 0.2460	[0.18 .. 56.23]	0.2%	180	196 ± 14
AP Lib	2.4506 ± 0.1077	[0.20 .. 74.98]	2.1%	200	187 ± 22
Centaurus A	2.5519 ± 0.1195	[0.11 .. 90.85]	0.5%	110	219 ± 61
HESS 1943+213	3.0686 ± 0.1706	[0.32 .. 68.13]	1.8%	320	486 ± 135
M 87	2.3319 ± 0.0530	[0.16 .. 82.54]	2.1%	160	293 ± 122
Mkn 421	2.9702 ± 0.0383	[0.91 .. 82.54]	106.5%	910	782 ± 344
Mkn 501	2.9272 ± 0.1417	[1.33 .. 82.54]	88.4%	1330	1301 ± 270
PG 1553+113	4.2605 ± 0.1747	[0.26 .. 61.89]	0.1%	260	282 ± 46
PKS 0301-243	2.8668 ± 0.1030	[0.18 .. 68.13]	0.002%	180	183 ± 14
PKS 0447-439	3.4908 ± 0.2144	[0.20 .. 51.09]	0.5%	200	234 ± 18
PKS 0548-322	2.3647 ± 0.1241	[0.15 .. 61.89]	0.9%	150	187 ± 31
PKS 1510-089	4.3271 ± 0.5968	[0.20 .. 90.85]	0.001%	200	201 ± 35
PKS 2005-489	2.9328 ± 0.0440	[0.18 .. 61.89]	1.7%	180	244 ± 99
PKS 2155-304	3.0255 ± 0.0067	[0.13 .. 61.89]	13.0%	130	214 ± 108
RGB J0152+017	2.9204 ± 0.1355	[0.24 .. 51.09]	0.5%	240	199 ± 17
SHBL J001355-9	2.8343 ± 0.2702	[0.20 .. 90.85]	0.4%	200	202 ± 26
KUV 00311-1938	5.5566 ± 1.8374	[0.16 .. 51.09]	0.001%	160	241 ± 29

TABELLE 4.3: Die vorliegende Zusammenfassung dokumentiert die aus der Spektralanalyse des TeV AGN-Datensatzes resultierenden Ergebnisse. Die Spektralen Indices wurden jeweils durch Anpassung eines Potenzgesetzes an die differentiellen γ -Spektrn abgeleitet [Aharonian et al., 2006a]. Gezeigt werden zusätzlich die Energiebereiche, innerhalb deren die γ -Ereignisse registriert wurden, die γ -Flüsse oberhalb einer Energie von 1 TeV in Einheit des Krebsnebel- Flusses, sowie die sichere Energieschwelle E_{th}^{save} bzw. die über alle Runs gemittelte Energieschwelle $\langle E_{th} \rangle$.

Dabei fällt vor allem deutlich auf, dass Mkn 421 und Mkn 501 sowie PKS 2155-304 im Vergleich zu den anderen untersuchten AGN ausgesprochen starke TeV-Emitter sind.

4.5 Variabilitätsanalyse der TeV γ -Lichtkurven

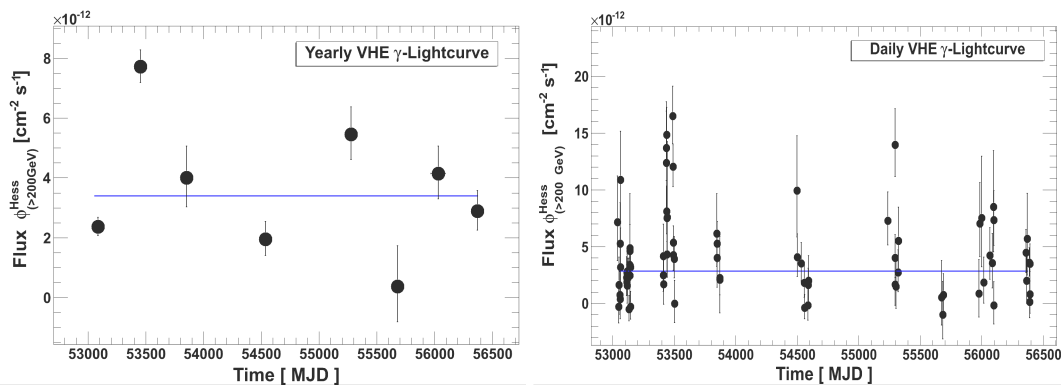
Nach der Erstellung der Signifikanzkarten und der spektralen Betrachtung der im TeV AGN-Datensatz enthaltenen Objekte sollen im Folgenden die jeweils entsprechenden Lichtkurven generiert und deren γ -Flussvariabilität mit Hilfe der fraktionellen Variabilitätsamplitude (F_{var}) [Vaughan et al., 2003] (mehr Details in [Unterabschnitt 5.2.2](#)) und der χ^2 linearen Regression quantifiziert werden. Der γ -Fluss ergibt sich aus dem Verhältnis der Überschussereignissen N_{exc} und der innerhalb einer On-Region erwarteten Ereignisse N_δ :

$$N_\delta = \int_0^{E_c} \int_{t_{start}}^{t_{Ende}} \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} A_{eff}(E, Z(t)) dE dt \quad (4.5)$$

Die Integralberechnung erfolgt dabei oberhalb der Energieschwelle E_{th} in zwei nacheinander auszuführenden Integrationen über die Beobachtungszeit zwischen t_{start} und t_{Ende} , sowie über die Energie bis zu einer oberen Energiegrenze¹ E_c unter der Annahme eines reinen Potenzgesetzes mit einem fest definierten Spektralen Index Γ . Dabei stellen ϕ_0 die Flussnorm der Referenzenergie E_0 und $A_{eff}(E, Z(t))$ die effektive Fläche dar, deren Wert insbesondere von der aus den MC-Simulationen berechneten wahren Energie E und dem Zenitwinkel $Z(t)$ abhängig ist [Aharonian et al., 2006a].

Im Allgemeinen werden die integralen Photonenflüsse der beobachteten γ -Quellen oberhalb einer gewissen Energie standardmäßig (siehe [Tabelle 4.3](#)) relativ zu dem bekannten γ -Fluss des Crab-Nebels [Aharonian, F. et al., 2006] $\phi_{(>1.0\text{TeV})}^{Crab} = (2.26 \pm 0.08_{stat}) \times 10^{-11} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ angegeben. Für den speziellen Fall, dass bei der Beobachtung eines schwachen γ -Emitters kein signifikantes Signal detektiert wird, erfolgt dann eine Berechnung der oberen Grenze auf den integralen Fluss der entsprechenden Quelle. Die täglichen γ -Lichtkurven der im TeV AGN-Datensatz enthaltenen γ -Quellen wurden unter Verwendung vom *MakeLightCurve.C* Skript erstellt und zur besseren Überschaubarkeit in den [Abbildung 10.7](#), [4.8](#) und [4.9](#) im Anhang zusammengetragen. Ein ganz besonderes Beispiel zur Illustration der charakteristischen extremen Flussvariation der AGN während deren Ausbruchphasen bietet in diesem Zusammenhang die

¹ Der Wert der oberen Energiegrenze E_c wird durch den zugänglichen Energiebereich der MC-Simulationen begrenzt und liegt normalerweise bei ungefähr 125 TeV.



(a) Jährliche Lichtkurve

(b) Tägliche Lichtkurve

ABBILDUNG 4.5: Die zeitliche Änderung des Integralen γ -Photonenflusses der Radiogalaxie M87 aus dem Zeitraum zwischen 04.02.2004 und 11.04.2013 oberhalb einer Energie von 200 GeV. Die blaue durchgezogene Linie bezeichnet den besten aus der Parametrisierung der Flusspunkte mit einer konstanten Funktion passenden γ -Flusswert. Die Darstellung der γ -Lichtkurven erfolgt in Modifiziertem Julianischem Datum (MJD) in den Basiseinheiten (a) Jährlich und (b) Täglich.

Lichtkurve von PKS 2155-304 in [Abbildung 10.7 \(b\)](#). Hierbei variiert der mittlere γ -Fluss außerordentlich stark und erreicht im Juli 2006 einen außergewöhnlich hohen maximalen Wert von $\phi_{(>200 \text{ GeV})} = (1.72 \pm 0.05) \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, der schätzungsweise einem um das Zehnfache gegenüber dem üblichen mittleren Fluss entspricht und auf zwei am 28. und 30. Juli stattgefundenen γ -Ausbrüche (Flares) zurückzuführen ist [[Aharonian et al., 2007c](#)]. Zur Fortsetzung der Diskussion über die Radiogalaxie M87 wurden in den [Abbildung 4.5 \(a\) und \(b\)](#) zur Veranschaulichung die oberhalb einer Energie von 200 GeV generierten Lichtkurven dargestellt. Die graphische Darstellung der Lichtkurven erfolgt zur besseren Bewertung der kurz- und langzeitigen γ -Flussveränderung sowohl auf täglicher wie auch jährlicher Basis und zeigt aufgrund von unterschiedlichen Beobachtungseinschränkungen (z.B wegen technischer Probleme oder schlechten Wetterbedingungen etc.) Zeitreihen mit äußerst ungleichmäßig abgetasteten Datenpunkten. Dabei liegen zwischen den einzelnen Beobachtungen Lücken von einem Tag bis zu einem Jahr. Nichtsdestotrotz lässt sich in den beiden Zeitbasen ein zeitlich veränderliches Emissionsverhalten der γ -Strahlung insbesondere während der sich in den Jahren 2005 und 2010 ereigneten γ -Ausbrüche erkennen [[Abramowski et al., 2012](#)]. Die qualitative Bewer-

tung der erzielten Ergebnisse bezüglich der Flussveränderung lässt die Schlussfolgerung zu, dass eine Vielzahl der untersuchten AGN einen durchaus konstanten Fluss mit marginalen Veränderungen innerhalb der statistischen Messunsicherheiten aufweisen. Im Gegensatz dazu zeigen andere Quellen eher mehr oder weniger deutliche γ -Flussvariationen im Tagesverlauf (z.B. PKS 2005-489) bis hin zu stark ausgeprägten γ -Ausbrüchen, wie beispielsweise im Fall von Mkn 421. Zur Quantifizierung der zeitlichen Variabilität wurden jeweils die normalisierten Excess-Varianz σ_{NXS} und der F_{var} -Index basierend auf den vorher erstellten γ -Lichtkurven berechnet. Dazu wurde jeweils auf die Lichtkurven eine einfache χ^2 lineare Regression durchgeführt und eine konstante Funktion an die Flusspunkte angepasst. Die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchung zur quantitativen Beurteilung des Vorhandenseins eines zeitlich variablen Emissionsverhaltens in den Lichtkurven der TeV AGN unter dem Einsatz der oben genannten Analysemethoden wurden in der nachstehenden [Tabelle 4.4](#) zusammengefasst. Zusätzlich zur Qualität des χ^2 -Anpassungstests und die F_{var} bzw. σ_{NXS} Werte¹ wurden in der gleichen Tabelle ebenfalls die aus den Lichtkurven berechneten mittleren Photonenströme $\langle\phi\rangle$ angezeigt, sowie die Wahrscheinlichkeit $Prob.$, die gemessenen Datenpunkte mit einem konstanten Fluss anzupassen. Auf Grundlage der aus dem χ^2 -Test resultierenden Ergebnisse wurde zeitliche Variabilität im VHE γ -Bereich in insgesamt 9 der 23 untersuchten γ -Quellen mit einer statistischen Signifikanz von mehr als 99% nachgewiesen. Dieser Befund wurde zusätzlich durch die signifikant von Null verschiedenen Werte für F_{var} und σ_{NXS} -Indizes erhärtet. An dieser Stelle ist es wichtig darauf hinzuweisen, dass der χ^2 -Test eine relativ starke Abhängigkeit von den statistischen Unsicherheiten der γ -Flussmessungen hat. Dies kann unter gewissen Umständen, etwa im Fall schwacher leuchtender γ -Quellen, zu einer systematischen Verzerrung der erzielten Ergebnisse hinsichtlich der Variabilität führen. Bei den restlichen AGN konnten entweder schwache oder gar keine signifikanten Hinweise auf Flussveränderungen festgestellt werden.

¹ Für den Fall, dass die γ -Flussmessungen großen statistischen Unsicherheiten unterliegen, lässt sich F_{var} auf Grund der sich aus Berechnung ergebenden negativen σ_{NXS} Werte nicht berechnen und keine repräsentative Aussage über die Variabilität anhand F_{var} -Faktor treffen. Negative σ_{NXS} Werte deuten auf die Abwesenheit bzw. schwache Variabilität in der Lichtkurve oder aber auch eine Überschätzung der statistischen bzw. systematischen Fehler hin [[Abdo et al., 2010](#)].

AGN	$\langle \phi \rangle$ [$\times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	Fvar	σ_{NXS}	ϕ_{χ^2} [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	χ^2/NDF	Prob. [%]
1ES 0229+200	(4.57 \pm 4.58)	0.40 \pm 0.18	0.16 \pm 0.02	3.24 $\times 10^{-12}$	115/94	6.64
1ES 0347-121	(4.56 \pm 4.69)	0.68 \pm 0.13	0.46 \pm 0.03	3.62 $\times 10^{-12}$	93/55	0.10
1ES 0414+009	(2.53 \pm 4.04)	0.38 \pm 0.51	0.14 \pm 0.15	1.52 $\times 10^{-12}$	86/86	46.96
1ES 1101-232	(4.37 \pm 2.45)	0.15 \pm 0.23	0.02 \pm 0.01	4.09 $\times 10^{-12}$	61/40	1.61
1ES 2322-409	(1.23 \pm 5.63)	–	-1.38 \pm 3.41	0.45 $\times 10^{-12}$	107/142	98.65
1ES 1312-423	(1.22 \pm 5.58)	–	-1.31 \pm 2.34	0.44 $\times 10^{-12}$	108/152	96.85
1RXS J101015	(2.11 \pm 2.57)	–	-0.49 \pm 0.07	1.53 $\times 10^{-12}$	51/59	73.62
AP Lib	(4.38 \pm 3.05)	0.31 \pm 0.21	0.09 \pm 0.02	3.74 $\times 10^{-12}$	32/27	22.23
Centaurus A	(0.87 \pm 1.84)	–	-0.87 \pm 0.21	0.66 $\times 10^{-12}$	157/185	93.51
HESS 1943+213	(9.78 \pm 10.1)	–	-0.01 \pm 0.04	5.30 $\times 10^{-12}$	66/47	3.48
M 87	(4.11 \pm 3.77)	0.69 \pm 0.08	0.48 \pm 0.01	2.86 $\times 10^{-12}$	221/79	10 ⁻¹³
Mkn 421	(21.1 \pm 2.65)	0.86 \pm 0.03	0.74 \pm 0.01	4.85 $\times 10^{-12}$	1085/17	0.0
Mkn 501	(23.4 \pm 4.89)	0.92 \pm 0.10	0.85 \pm 0.04	3.58 $\times 10^{-12}$	82/3	10 ⁻¹⁶
PG 1553+113	(22.9 \pm 13.6)	0.82 \pm 0.13	0.67 \pm 0.04	15.1 $\times 10^{-12}$	97/27	10 ⁻⁸
PKS 0301-243	(3.22 \pm 4.02)	–	-0.33 \pm 0.08	1.56 $\times 10^{-12}$	67/56	15.5
PKS 0447-439	(6.80 \pm 5.51)	0.62 \pm 0.15	0.38 \pm 0.03	4.91 $\times 10^{-12}$	42/15	0.02
PKS 0548-322	(1.73 \pm 1.56)	–	-0.41 \pm 0.02	1.35 $\times 10^{-12}$	49/53	59.85
PKS 1510-089	(2.07 \pm 3.71)	–	-0.66 \pm 0.43	1.82 $\times 10^{-12}$	42/44	51.48
PKS 2005-489	(8.70 \pm 7.32)	0.71 \pm 0.04	0.50 \pm 0.01	6.08 $\times 10^{-12}$	409/131	0.0
PKS 2155-304	(61.7 \pm 7.05)	2.41 \pm 0.01	5.82 \pm 0.01	41.4 $\times 10^{-12}$	28465/219	0.0
RGB J0152+017	(3.57 \pm 3.36)	0.84 \pm 0.18	0.70 \pm 0.09	2.84 $\times 10^{-12}$	89/41	10 ⁻³
SHBL J001355-9	(0.75 \pm 1.98)	0.19 \pm 3.84	0.04 \pm 2.20	0.33 $\times 10^{-12}$	42/44	52.19

TABELLE 4.4: Die vorliegende Übersicht stellt die aus der Variabilitätsanalyse des TeV AGN-Datensatzes resultierenden Ergebnisse dar. Die besten Flusswerte ϕ_{χ^2} wurden jeweils durch Anpassung einer konstanten Funktion an die γ -Lichtkurven mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate (χ^2 -Test) abgeleitet. Fvar und σ_{NXS} bezeichnen die berechneten Werte der fraktionellen Variabilitätsamplitude und der normalisierten Excess-Varianz [Vaughan et al., 2003] [Edelson et al., 2002]. $\langle \phi \rangle$ repräsentieren die aus den Lichtkurven ermittelten mittleren γ -Flüsse.

4.6 Morphologie-Studie der AGN im VHE γ -Bereich

Die Abbildungsfunktion – PSF – charakterisiert die räumliche Auflösung der Teleskope und dementsprechend das Bild einer TeV γ -Punktquelle in den aufgenommenen H.E.S.S.-Daten. Die aus den rekonstruierten Schauerrichtungen resultierende zweidimensionale Verteilung der detektierten γ -Photonen hängt grundsätzlich von verschiedenen Parametern ab und lässt sich in der Regel durch eine Summe zweier Gauß-Funktionen gemäß der [Gleichung 4.6](#) mathematisch annähern:

$$PSF = A_1 \cdot \text{Exp}\left(-\frac{1}{2} \frac{\Theta^2}{\sigma_1^2}\right) + A_2 \cdot \text{Exp}\left(-\frac{1}{2} \frac{\Theta^2}{\sigma_2^2}\right) \quad (4.6)$$

Dabei repräsentieren Θ^2 den quadrierten Winkelabstand zwischen der rekonstruierten und simulierten Schauerrichtung, σ_1^2 bzw. σ_2^2 die Breiten und A_1 bzw. A_2 die Amplituden der Gauß-Verteilungen. Zur Bewertung der Qualität der Abbildungsfunktion wird normalerweise der 68%-Containment Radius benutzt, innerhalb dessen 68% der rekonstruierten γ -artigen Ereignisse liegen. Ferner ist aufgrund der Ungenauigkeit bei der Richtungsrekonstruktion der Schauerrichtung eine Verschlechterung der PSF bei hohen Zenitwinkeln zu erwarten. Bei der Untersuchung der Morphologie von AGN im VHE γ -Bereich wurden im Zusammenhang mit dieser Studie ausschließlich γ -Quellen aus dem TeV AGN-Datensatz in Betracht gezogen, deren Detektionssignifikanz S_γ oberhalb einer unteren Grenze von 4σ lagen. Die Durchführung der Morphologie-analyse erfolgte mit Hilfe des in HAP integrierten *HDSourceFit* Moduls und unter der Verwendung der Pointlike und Gaussian Modelle. Das auf C++ basierende *HDSourceFit* Modul wurde zur Ausführung der morphologischen Analyse bzw. Anpassung von einer oder mehreren im FOV nebeneinander liegenden γ -Quellen unter Berücksichtigung der PSF konzipiert. Hierzu werden im ersten Schritt die nötigen Informationen über die PSF unter Einsatz des *ExtractPSF*-Tools aus den entsprechenden Runs extrahiert. Anschließend wird die extrahierte PSF mit dem konstruierten Modell u.a. mit Hilfe von FFT-Methoden zusammengefaltet und daraus eine Modellkarte – Convolved Model Map – (siehe die nachstehende [Abbildung 4.7](#)) erstellt. Im Anschluss daran werden die auf Basis von der HAP-Analyse generierten Himmelskarten (On, Off, Überschuss-Karte etc.) aus den ausgegebenen ROOT-Dateien ausgelesen. Schließlich folgt dann die Anpassung des Modells an die Daten unter Einsatz der Algorithmen

TMinuit der ROOT-Klasse zur numerischen Minimierung von Funktionen. Dabei kommen bei der Minimierungsprozedur meistens zwei Statistiken¹ zum Einsatz: das Maximum-Likelihood Verfahren bzw. die Methode der Kleinsten Quadrate (χ^2). Zur Bestimmung der Schwerpunktspositionen des Überschusses an VHE γ -Photonen aus den Richtungen der untersuchten Quellen wurden als intrinsische Emissionsprofile neben dem Pointlike-Modell ebenfalls eine Gauß-Funktion der charakteristischen Breite σ vorausgesetzt. Die angenommenen Modelle wurden dann mit dem passenden PSF gefaltet und nachher jeweils an die entsprechenden Himmelskarten des TeV AGN-Datensatzes angepasst. Um eine möglichst gute Anpassung der charakteristischen Modell-Parameter zu erzielen, wurde die Maximum-Likelihood Methode unter dem Einsatz des deutlich robusteren Levenberg-Marquardt-Algorithmus² bei der Minimierungsprozedur eingesetzt. Die anhand von Gütekriterien ermittelten besten Schätzwerte für die wahren Positionswerte der γ -Quellen wurden für die beiden Modelle in den (*RA/DEC*) Äquatorialkoordinaten in der folgenden [Tabelle 4.5](#) dargestellt. Ebenfalls wurde die Abweichung $\Delta\theta$ (in Bogensekunden) der rekonstruierten Position von der wahren Position für die untersuchten TeV AGN unter der Annahme eines Pointlike Models berechnet und in der folgenden [Abbildung 4.8 \(a\)](#) graphisch veranschaulicht. Die Parametrisierung der erhobenen Messdaten durch eine konstante Funktion ergab unter dem Einsatz der Software *Kmpfit*³ den besten Schätzwert von $\langle\Delta\theta\rangle = (25.2 \pm 1.6)''$. Da es sich bei den meisten hier betrachteten AGN um Blazare bzw. technisch gesprochen Punktquellen handelt, liefert dieser im Endeffekt ein Maß für die Ausrichtungsgenauigkeit der HESS I Teleskope und deckt sich, den Erwartungen entsprechend weitgehend mit dem im sogenannten Pointing-Modell angenommenen Pointing-Fehler von ungefähr 20 Bogensekunden. Ein weiterer interessanter Aspekt der Morphologie-Studie ist die Einschätzung der intrinsischen Ausdehnung – gemessen im Bezugssystem des Beobachters – der γ -Quellen. Zu diesem Zweck wurde als intrinsisches Emissionsprofil das Gauß-Modell der Breite σ angenommen und individuell an die Himmelskarten jedes AGN gemäß der oben beschriebenen Vorgehensweise angepasst. Die daraus abgeleiteten Werte sind in [Tabelle 4.5](#) wiedergegeben und in [Abbildung 4.8 \(b\)](#) graphisch abgebildet. Als wesentliches Resultat der quantitativen Analyse der AGN-Morphologie ergab sich durch eine lineare Parametrisierung der Messpunkte ein bester Schätzwert für die intrinsische Ausdehnung der γ -Quellen

¹ Bei der Minimierungsprozedur wird das Maximum-Likelihood Verfahren für gewöhnlich auf die On-Karten die χ^2 -Methode auf die Überschusskarten angewendet.

² Hier gilt es u.a. globale und nicht lokale Extrema der Likelihood-Funktion zu finden.

³ Ein Modul des Kapteyn-Paketes zur Anwendung des (nicht-linear) χ^2 -Tests
<https://www.astro.rug.nl/software/kapteyn/>

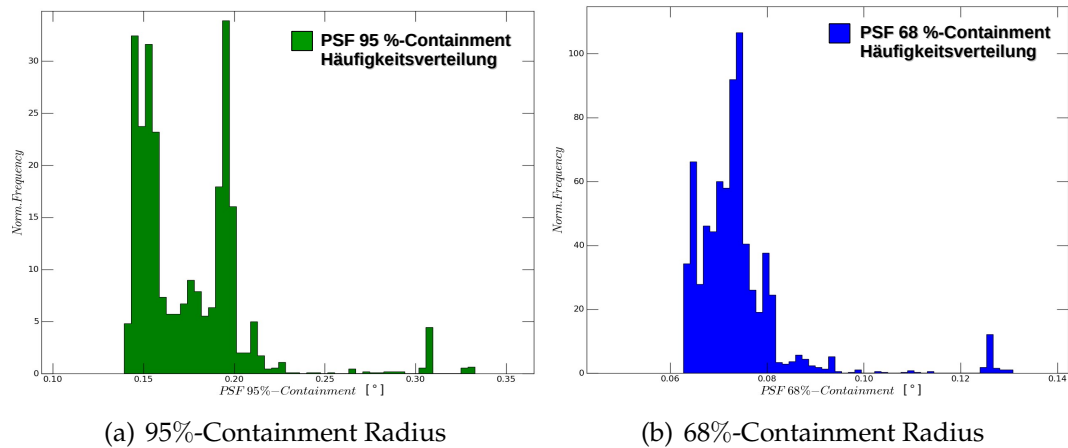


ABBILDUNG 4.6: Die Häufigkeitsverteilungen der aus den –215– Beobachtungsruns von M87 unter dem Einsatz von *ExtractPSF*-Tools extrahierten 68% bzw. 95%-Containment Radien.

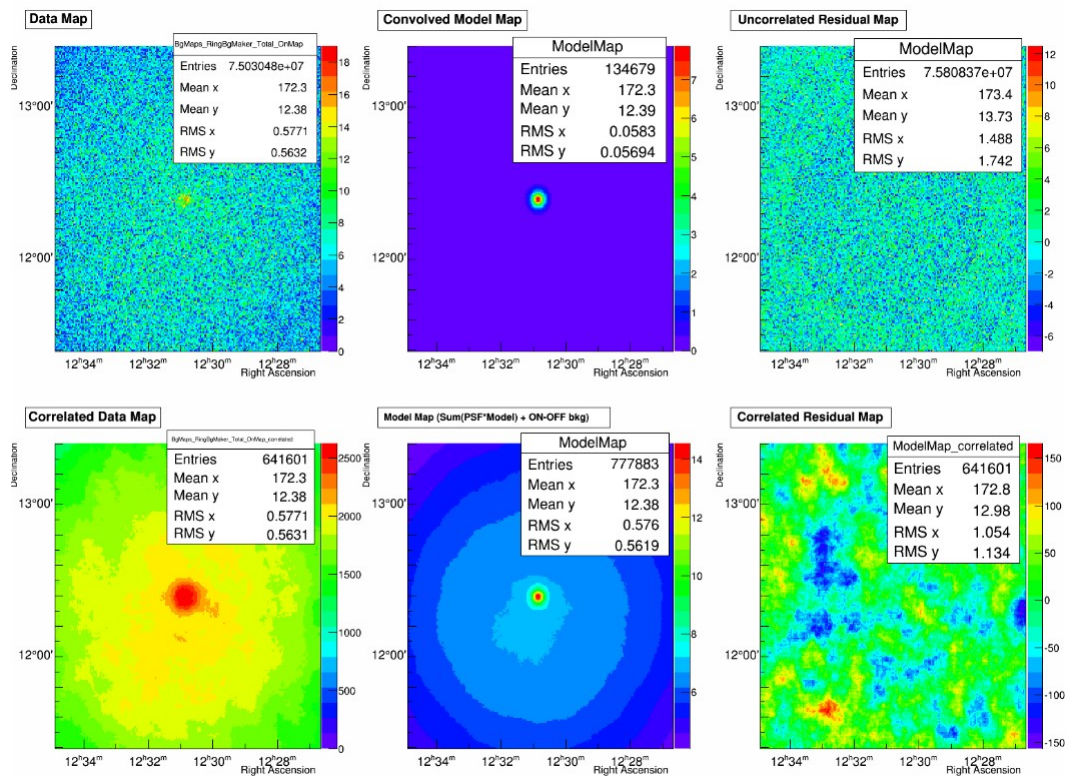
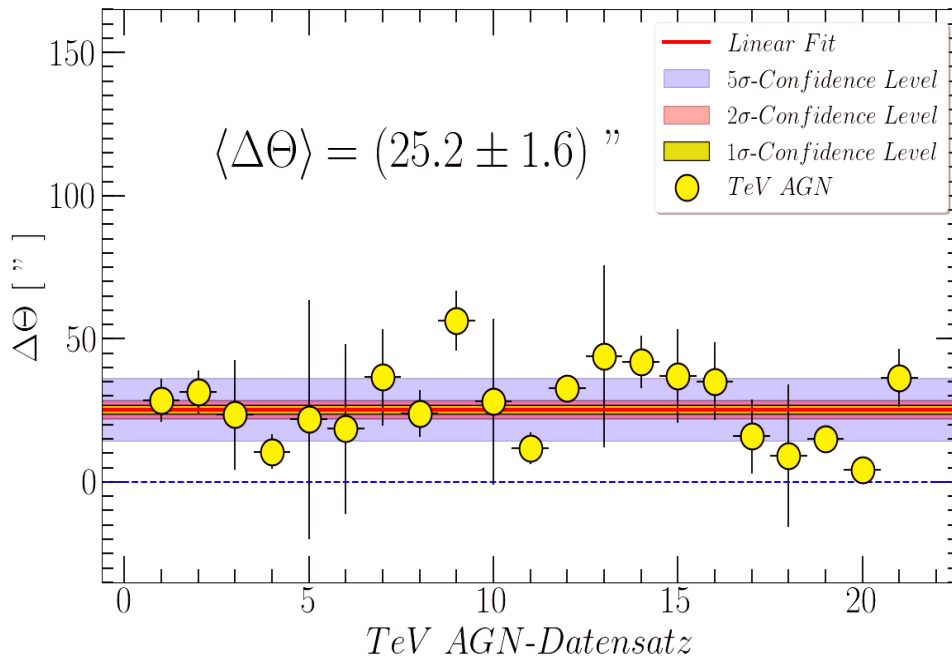


ABBILDUNG 4.7: Zusammenstellung einiger nützlichen Karten zur Morphologie Studie. Gezeigt sind: (**Oben**) die Karte der aufgenommenen Daten (On-Map) und die mit PSF gefaltete Modellkarte [$sum(Model*PSF)$], sowie die Residualkarte des angepassten Modells. (**Unten**) die korrelierte Datenkarte, die Modellkarte unter Berücksichtigung des Untergrundes (BG) [$sum(Model*PSF)$] + [$On-Off$]BG, sowie die dazugehörige korrelierte Residualkarte.

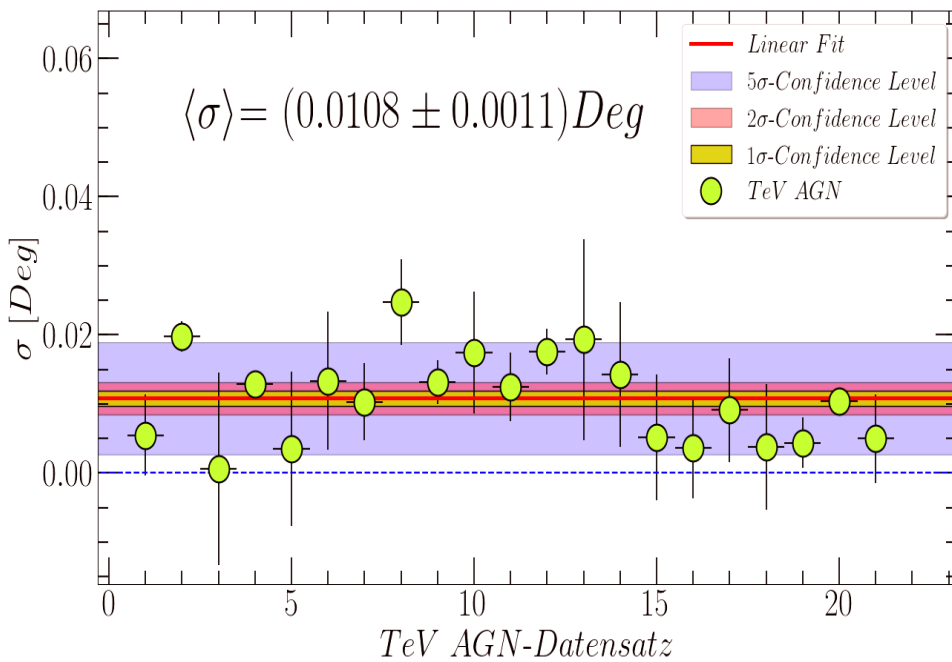
von $\langle\sigma\rangle = (0.0108 \pm 0.0011)$ Grad. Dieses Ergebnis fällt entgegen den Erwartungen überraschend signifikant von Null verschieden aus. Die Genauigkeit der Rekonstruktion der γ -artigen Ereignisse wird von mehreren Faktoren beeinflusst – Systematische Fehler –. Hierzu können mechanische Verformungen der Teleskope oder Verdrehungen deren Kameras zu großen systematischen Fehlern – Pointing-Fehler – bei der Richtungsrekonstruktion führen. Darüber hinaus können Veränderungen der Spiegelreflektivität oder Einschränkungen der Pixelierung der Kamera (z.B. defekte Pixel) die Abbildungsfunktion (PSF) signifikant beeinträchtigen und dementsprechend eine systematische Verzerrung der Ergebnisse bezüglich der Position bzw. Ausdehnung der γ -Quellen verursachen. Jedoch ist der Versuch diesen Befund einzig auf die systematischen Unsicherheiten zurückzuführen nicht ausreichend für eine befriedigende Erklärung und sogar bei der genaueren Betrachtung einzelner γ -Quellen wie z.B. PKS 2155-304 zum Scheitern verurteilt. Denn laut der intuitiven Erwartungen sollte dieser extrem helle Blazar in den HESS Daten des VHE γ -Bereiches beinahe punktförmig – mit einer räumlichen Ausdehnung $\sigma \sim 0^\circ$ – erscheinen. Das kann aber bei einer Ausdehnung von $\sigma = (0.0104 \pm 0.0003)$ Deg eindeutig nicht behauptet werden, obwohl die Abweichung der rekonstruierten Position von der wahren Position in diesem Fall sehr gering ist bzw. lediglich $\Delta\theta \sim 4.4''$ beträgt. Diese Situation und die damit verbundene Problematik ändern sich aber grundlegend, wenn die Möglichkeit in Betracht gezogen wird, dass die hier festgestellte Diskrepanz zu punktuellen γ -Emissionen tatsächlich aus der intrinsischen Ausdehnung der Emissionsgebiete hervorgeht. Durch einen gezielten Wechsel der Perspektive (Schematische Darstellung in [Abbildung 4.9](#)) könnten die nötigen Hinweise erbracht und die oben aufgeführte Behauptung einigermaßen legitimiert werden. Den Ausgangspunkt bildet die auf das SSC-Modell (siehe nächstes [Kapitel 4](#)) basierende Annahme, dass die beobachteten γ -Emissionen aus sphärischen, homogenen leptonischen Populationsregionen (Blobs) entstanden, die auf den Beobachter mit relativistischen Geschwindigkeiten entlang des Jets – dessen Öffnungswinkel θ im Fall von Blazaren allgemein bis zu $\sim 10^\circ$ beträgt – zubewegt. Im Endeffekt bedeutet dieses, dass die in HESS Daten gemessene Ausdehnung Θ eines bei einer Rotverschiebung z sich befindlichen Blazars im Grunde genommen eine stochastische Überlagerung der γ -Emissionsprofile aller Blobs darstellt, die sich – zeitlich – von der Hauptachse des Jets (in Wirklichkeit ein Kegel) stetig nach außen entfernen. Ein möglicher Ansatz zur Überprüfung der hier aufgestellten Hypothese wäre beispielsweise die Erstellung von energieabhängigen Himmelskarten und die Untersuchung der Morphologie der Blazare in den einzelnen Energiebändern.

AGN	Pointlike Model			Gaussian Model			$\langle Z(t) \rangle$ [Deg]
	RA	Dec	$\Delta\Theta$ [']	RA	Dec	σ [Deg]	
1ES 0229+200	38.2105 \pm 0.0015	20.2908 \pm 0.0014	(28.5 \pm 7.4)	38.2071 \pm 0.0031	20.2892 \pm 0.0036	0.0055 \pm 0.0059	45.13
1ES 0347-121	57.3533 \pm 0.0015	-11.9851 \pm 0.0015	(31.5 \pm 7.6)	57.3534 \pm 0.0018	-11.9837 \pm 0.0018	0.0198 \pm 0.0022	17.98
1ES 0414+009	64.2223 \pm 0.0040	1.0954 \pm 0.0035	(23.5 \pm 19.1)	64.2201 \pm 1.1488	1.0911 \pm 1.4593	0.0006 \pm 0.0139	26.29
1ES 1101-232	165.908 \pm 0.0013	-23.4948 \pm 0.0011	(10.6 \pm 6.1)	165.9077 \pm 0.0015	-23.4945 \pm 0.0013	0.0129 \pm 0.0019	22.32
1ES 2322-409	351.178 \pm 0.0093	-40.6825 \pm 0.0069	(21.8 \pm 41.7)	351.1928 \pm 0.0084	-40.6841 \pm 0.0092	0.0035 \pm 0.0112	20.01
1ES 1312-423	198.762 \pm 0.0082	-42.6188 \pm 0.0009	(18.6 \pm 29.7)	198.7613 \pm 0.0089	-42.6201 \pm 0.0067	0.0133 \pm 0.0100	23.52
1RXS J101015	152.5787 \pm 0.0033	-31.3171 \pm 0.0033	(36.6 \pm 16.8)	152.5837 \pm 0.0033	-31.3162 \pm 0.0031	0.0103 \pm 0.0056	12.57
AP Lib	229.4366 \pm 0.0018	-24.3824 \pm 0.0014	(23.8 \pm 8.2)	229.4293 \pm 0.0053	-24.3715 \pm 0.0048	0.0241 \pm 0.0064	11.85
Centaurus A	201.3829 \pm 0.0023	-43.0105 \pm 0.0018	(56.4 \pm 10.5)	201.3820 \pm 0.0027	-43.0095 \pm 0.0021	0.0132 \pm 0.0032	23.56
HESS 1943+213	295.9874 \pm 0.0060	21.3028 \pm 0.0054	(28.1 \pm 29.0)	295.9889 \pm 0.0065	21.3001 \pm 0.0061	0.0174 \pm 0.0088	48.73
M 87	187.7064 \pm 0.0011	12.3944 \pm 0.0011	(11.9 \pm 5.6)	187.7071 \pm 0.0025	12.3931 \pm 0.0023	0.0125 \pm 0.0050	39.83
Mkn 421	166.1102 \pm 0.0008	38.2173 \pm 0.0007	(32.6 \pm 3.8)	166.1115 \pm 0.0018	38.2183 \pm 0.0014	0.0176 \pm 0.0033	62.30
Mkn 501	253.4819 \pm 0.0070	39.7661 \pm 0.0054	(43.9 \pm 31.8)	253.4835 \pm 0.0078	39.7686 \pm 0.0062	0.0193 \pm 0.0146	63.56
PG 1553+113	238.9407 \pm 0.0018	11.1923 \pm 0.0018	(42.0 \pm 9.2)	238.9346 \pm 0.0037	11.1950 \pm 0.0037	0.0143 \pm 0.0105	36.90
PKS 0301-243	45.8563 \pm 0.0035	-24.1294 \pm 0.0029	(36.9 \pm 16.4)	45.8517 \pm 0.0076	-24.1313 \pm 0.0085	0.0052 \pm 0.0091	9.455
PKS 0447-439	72.3657 \pm 0.0031	-43.8391 \pm 0.0021	(35.2 \pm 13.5)	72.3616 \pm 0.0086	-43.8414 \pm 0.0046	0.0037 \pm 0.0074	23.13
PKS 0548-322	87.6741 \pm 0.0027	-32.2721 \pm 0.0024	(15.9 \pm 13.0)	87.6738 \pm 0.0050	-32.2715 \pm 0.0046	0.0091 \pm 0.0075	13.23
PKS 1510-089	228.2136 \pm 0.0050	-9.0996 \pm 0.0048	(9.2 \pm 24.9)	228.2241 \pm 0.0104	-9.1044 \pm 0.0056	0.0038 \pm 0.0091	19.47
PKS 2005-489	302.3575 \pm 0.0010	-48.827 \pm 0.0007	(15.0 \pm 4.4)	302.3581 \pm 0.0042	-48.8273 \pm 0.0011	0.0044 \pm 0.0037	33.49
PKS 2155-304	329.7183 \pm 0.0002	-30.2250 \pm 0.0002	(4.4 \pm 1.0)	329.7109 \pm 0.0002	-30.2206 \pm 0.0002	0.0104 \pm 0.0003	19.59
RGB J0152+017	28.1598 \pm 0.0020	1.7795 \pm 0.0020	(36.4 \pm 10.2)	28.1609 \pm 0.0040	1.7789 \pm 0.0048	0.0050 \pm 0.0064	26.88

TABELLE 4.5: Die vorliegende Zusammenfassung gibt die aus der Morphologie-Studie des im TeV AGN-Datensatzes im VHE γ -Bereich erhaltenen Ergebnisse. Die erhaltenen Positionen erfolgen in den Äquatorialkoordinaten (RA/DEC) und wurden jeweils durch Anpassung von Pointlike bzw. Gaussian-Model an die HESS Überschusskarten der γ -Quellen bestimmt. $\Delta\Theta$ und σ stellen unter Anwendung eines Pointlike-Modells die Abweichung in Bogensekunden der ermittelten Position von der wahren Position der γ -Quelle sowie die intrinsische Ausdehnung der AGN unter der Annahme eines Gaussian-Modells dar. $\langle Z(t) \rangle$ bezeichnet den mittleren Zenitwinkel [Aharonian et al., 2006a].



(a) Die Abweichung $\Delta\Theta$ der extrahierten Position von der wahren Position.



(b) Die intrinsische Ausdehnung σ der einzelnen γ -Quellen.

ABBILDUNG 4.8: (a) Die Abweichung $\Delta\Theta$ (in Bogensekunden) der rekonstruierten Position von der wahren Position für die hier untersuchten TeV AGN unter der Berücksichtigung eines Pointlike Modells. (b) Die mittels *HDSOURCEFIT* ermittelte intrinsische Ausdehnung einzelner γ -Quellen unter der Annahme eines einfachen gaussischen Emissionsprofils der Breite σ .

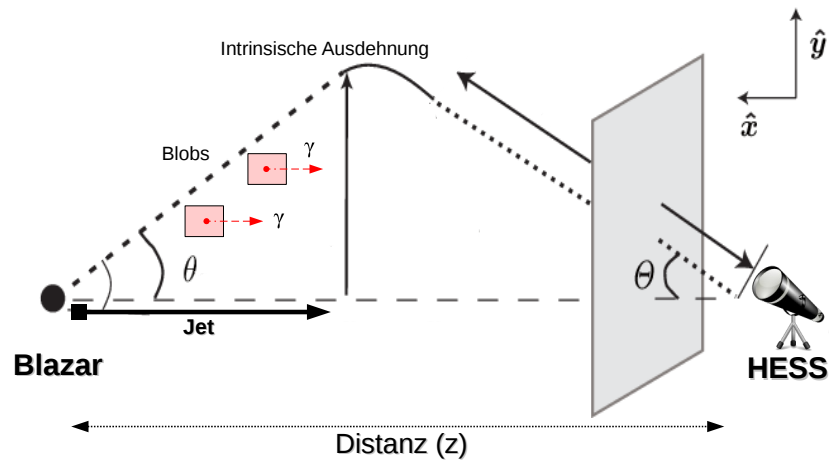


ABBILDUNG 4.9: Eine senkrecht zur Sichtlinie gezeichnete schematische Darstellung eines bei einer Distanz z liegenden Blazars. Dabei bezeichnen θ die Öffnungswinkel des Jets relativ zum Beobachter und Θ die im Bezugssystem des Beobachters gemessene Blazar-Ausdehnung. Die rot dargestellte Quadrate symbolisieren die sich entlang den Jet bewegten Blobs.

Rein hypothetisch gesehen sollte in Abhängigkeit der Energie ein Gradient der räumlichen Ausdehnung festgestellt werden. Im Klartext heißt das, dass die Blazare bei hohen Energien tendenziell punktförmig erscheinen und bei niedrigen Energien aufgrund der Verlangsamung (Abkühlung) der Blobs eher ausgedehnter abgebildet werden. Allerdings drängt sich unausweichlich in diesem Zusammenhang die Frage auf, warum andere leuchtschwächere Blazare z.B. PKS 2005-489 verhältnismäßig kleinere Ausdehnung besitzen und beinahe punktförmig auftreten. Dieser Sachverhalt gibt den Anlass – in Analogie zu Radio-Bereich – zu einer weiteren Vermutung im Bezug auf die Emissionsregionen der γ -Strahlung: Bei der Betrachtung der Fanaroff-Riley-Klassifikation FR I/II der Radiogalaxien (siehe [Unterabschnitt 1.3.3](#)) fällt auf, dass, falls sich der HESS Beobachter parallel – der Winkel zwischen Sichtlinie und Jet $\theta \leq 10^\circ$ – zu den Jets dieser Objekte befinden würde, er dann in seinem Bezugssystem eine FR-I Radiogalaxie als Punktquelle klassifizieren würde – die Flächenhelligkeit ist in der Nähe des Kerns am höchsten bzw. der Jet ist in Zentrumsnähe sehr stark gebündelt –. Im Gegensatz dazu wird eine FR-II Radiogalaxie für ihn, wegen der weit entfernt vom inneren Region liegenden und äußerst hellen Emissionsgebiete (Hotspots/Lobes), deutlich ausgedehnter erscheinen.

Die oben aufgestellte Hypothese lässt sich jedoch durch ein einfaches Rechenbeispiel teilweise widerlegen. Dieser Berechnung zufolge ergeben sich für die abgeschätzten Entfernungen der γ -Emissionsgebiete von den Innenbereiche Distanzwerte in der Größenordnung von Mpc. In der Literatur wird dagegen von Entfernungen in der Größenordnung von typischerweise pc bis einigen Kpc ausgegangen.

4.6.1 TeV-Emissionsregionen der Radiogalaxie M87

Auf Grund der beschränkten Ortstauflösung der Cherenkov Teleskope sind die Ortsangaben über die Herkunftsregionen der γ -Strahlung meistens mit hohen Unsicherheiten behaftet und lassen daher in der Regel nicht viel Spielraum, um aus den gewonnenen Ergebnissen befriedigende Aussagen zu extrahieren. Nichtsdestotrotz ist die Frage nach dem Ursprung der aus der AGN emittierten γ -Photonen von zentraler Bedeutung zum besseren Verständnis der physikalischen Mechanismen, die sich in VHE γ -Bereich in diesen kosmischen Objekten abspielen. Um dieser Frage nachzugehen wurde die Morphologie von M87 im Zusammenhang mit ihrer Flussvariabilität im VHE γ -Bereich untersucht. Diese naheliegende Radiogalaxie bietet aufgrund ihres um 15° zur Beobachtungsrichtung geneigten Jets und variablen γ -Flusses ein geeignetes Forschungsobjekt zur Untersuchung der TeV-Emissionsregionen [Abdo et al., 2009]. Um eine bestmögliche Richtungsrekonstruktion der γ -Ereignisse bzw. eine genauere Bestimmung der Schwerpunktsposition des Überschusses an γ -Photonen zu erreichen wurden bei der Run-Selektion ausschließlich Beobachtungsruns aufgenommen, bei denen alle vier HESS I Teleskope bei der Beobachtung beteiligt waren. Danach wurden die ausgewählten Runs gemäß der Standard HESS-Prozedur bearbeitet und mit Hilfe von HAP-HD bzw. unter Verwendung der *std_ImPACT* Methode analysiert. Schließlich wurden die Himmelskarten, das differentielle Spektrum, sowie die Run-weise¹ bzw. täglichen Lichtkurven erstellt und jeweils mittels entsprechender Diagnostic-Tools hinsichtlich ihrer Qualität und Gültigkeit hin überprüft. Zur besseren Unterscheidung zwischen den Zuständen hoher (High State) und niedrigerer (Steady State) γ -Emissionsaktivität von M87 wurde die Methode der bayesischen Blöcke (Bayesian Block) auf die erstellte Run-weise Lichtkurve angewendet. Es handelt sich dabei um ein leistungsstarkes statistisches Verfahren zur Erkennung von Flussvariationen in den Lichtkurven unter Berücksichtigung der Fehler der Daten [Scargle et al., 2013].

Die folgende [Abbildung 4.10](#) stellt die daraus resultierende Lichtkurve² dar. Auf Basis dieser Technik wurden insgesamt sechs bayesische Blöcke identifiziert, deren mittlere γ -Flüsse sich annäherungsweise in zwei Niveaus unterteilen lassen. Die Blöcke 2 und 5 definieren zusammen den höheren Zustand bzw. die Blöcke 1, 3 und 6 charakterisieren hingegen den niedrigeren Zustand. Um den γ -Flusswert bei der Bestimmung der Zustände möglichst konstant zu halten, wurde der vierte Block wegen des niedrigeren negativen Flussniveaus

¹ Die Basiseinheit der Zeitschritte in der Lichtkurve entspricht in diesem Fall die Dauer eines Beobachtungsruns bzw. 28 min.

² Die bayesische Blöcke Analyse erfolgte hier im sogenannten Fluss-Modus (Flux-Mode). Alternative Variante ist das Ereignisse-Modus (Events-Mode).

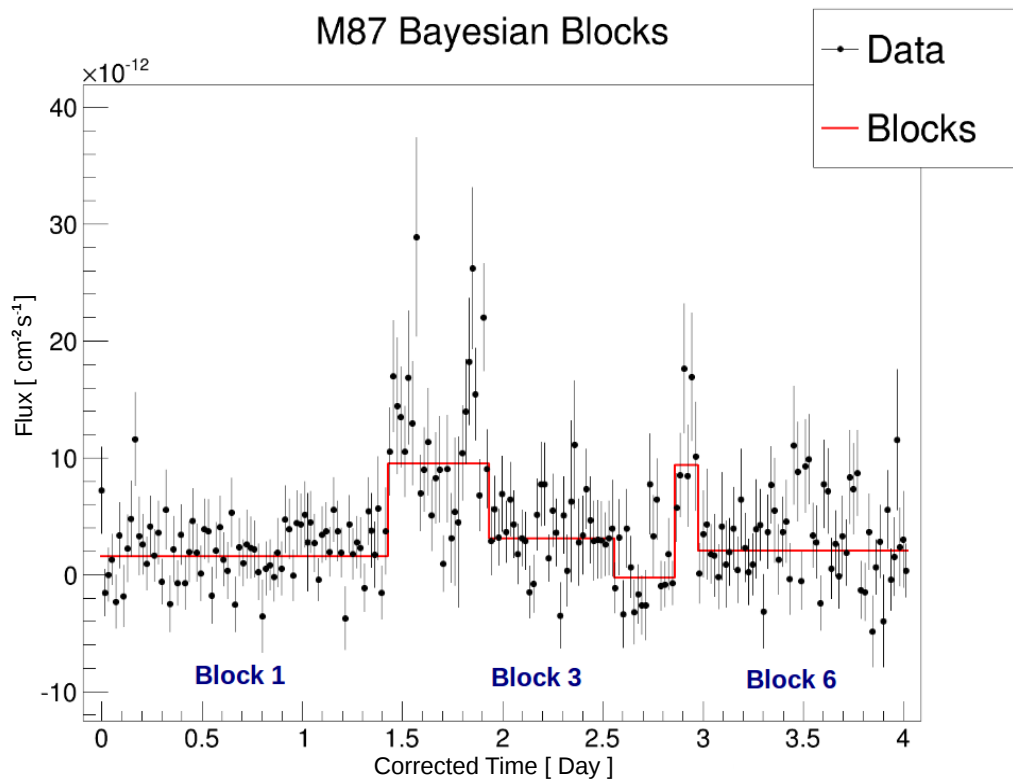


ABBILDUNG 4.10: Die Darstellung zeigt die Run-weise γ -Lichtkurve von M87 zusammengetragen, mit den entsprechenden im Fluss-Mode berechneten bayesischen Blöcken [Scargle et al., 2013]. Dabei wurden die Lücken zwischen den einzelnen Runs eliminiert und die Zeitachse in Basiseinheit der korrigierten Zeit dargestellt. Sechs Blöcke (rote Linien) wurden insgesamt dadurch identifiziert.

aus der weiteren Analyse ausgeschlossen. In einem nächsten Schritt wurden die oben abgeleiteten Zustände der γ -Emissionsaktivität von M87 wiederum mit HAP-HD separat analysiert und die dazugehörigen Himmelskarten bzw. γ -Spektren erstellt. Die folgende [Abbildung 4.11](#) veranschaulicht einen charakteristischen Unterschied zwischen den beiden Zuständen im Bezug auf deren spektralen Verlauf im überlagernden differentiellen γ -Spektrum. Hierzu zeichnet sich der High State den Erwartungen entsprechend durch eine höhere Emission der γ -Photonen über das gesamte Spektrum aus, sowie einen flacheren spektralen Verlauf (bis hin zu Energien von über 20 TeV) als der Steady State. Ferner wurden die abgeleiteten γ -Spektren jeweils mit linearen Funktionen parametrisiert und die Spektralen Indizes des entsprechenden Zustandes berechnet. Die aus der Anpassung der Spektren erhaltenen Ergebnisse sind in der [Tabelle 4.6](#) zu finden und bestätigen die obere Schlussfolgerung hinsichtlich des beobachteten spektralen Unterschieds zwischen den beiden Zuständen – Γ_{M87}

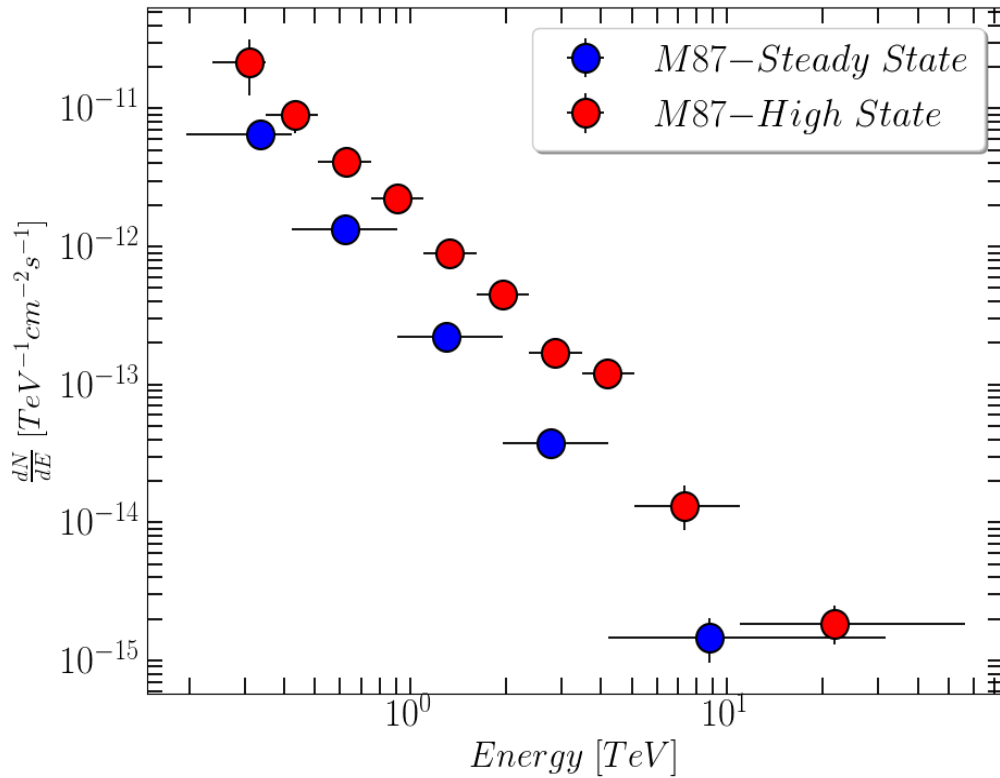


ABBILDUNG 4.11: Das differentielle γ -Spektrum der Radiogalaxie M87 erhalten durch die HAP-Analyse der HESS Daten im VHE γ -Bereich während der beiden Zustände hoher (High State) und niedrigerer (Steady State) γ -Emissionsaktivität. Die Parametrisierung der Messdaten mit linearen Funktionen (PowerLaw) ergab die in der untenstehenden [Tabelle 4.6](#) eingeschätzten Werte für die Spektralen Indizes.

Zustand	$S_\gamma [\sigma]$	Block	Γ_{M87}	$\phi [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$	$\Delta\theta$	68%-KN
High	18.4	(1, 3, 6)	2.192 ± 0.07	9×10^{-12}	34.9''	10.8''
Steady	13.5	(2, 5)	2.427 ± 0.08	2×10^{-12}	27.1''	12.6''

TABELLE 4.6: Zusammenfassung der sich auf Basis der bayesischen Blöcke Methode ergebenden Ergebnisse der HAP-Analyse von M87 in den Zuständen hoher (High) und niedrigerer (Steady) γ -Emissionsaktivität. Dabei repräsentieren S_γ die Detektionssignifikanz in Einheiten von σ , Γ_{M87} den Spektralen Index und ϕ den mittleren γ -Fluss in den Blöcken. $\Delta\theta$ und 68%-KN bezeichnen die Abweichung der rekonstruierten von der wahren Position von M87 und die entsprechenden 68%-Konfidenzniveau.

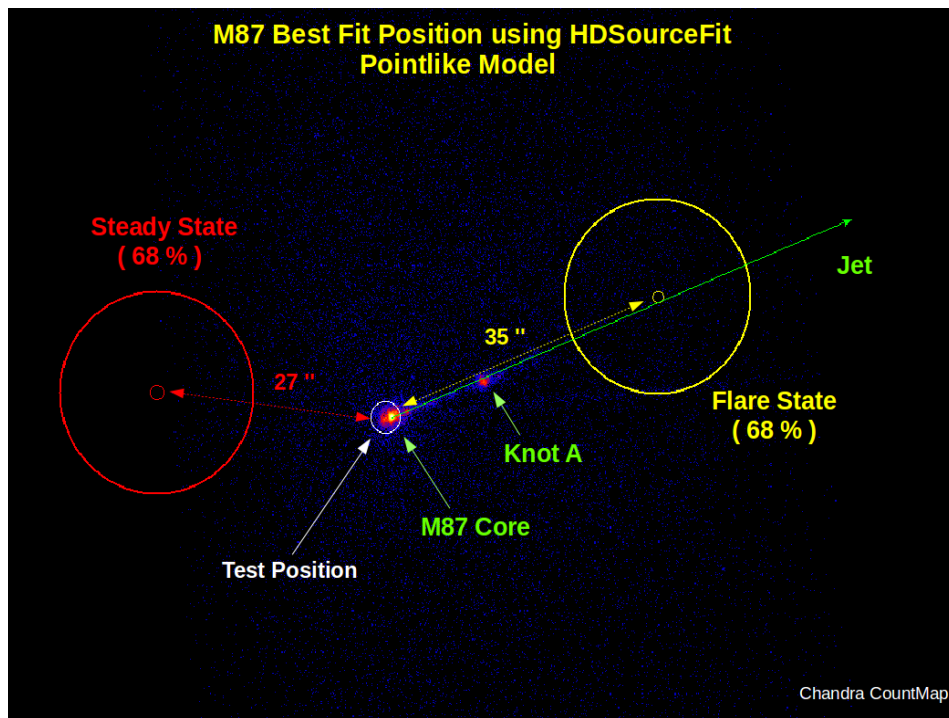


ABBILDUNG 4.12: Ein vergrößerter Ausschnitt der X-Ray Ereigniskarte von M87, aufgenommen mit dem Röntgenteleskop *Chandra*. Die Konturlinien stellen die 68%-Grenze der intrinsischen Ausdehnung des TeV γ -Emissionsgebietes im High State (gelber Kreis) und Steady State (roter Kreis) dar. Die Position des Zentrums ist mit einem weißen Kreis kennzeichnet (Test Position).

wird kleiner in der Phase hoher γ -Emissionsaktivität –.

Zur Bestimmung der rekonstruierten M87 Position wurde als intrinsisches Emissionsprofil ein Punktquelle Modell angenommen, mit dem PSF gefaltet und jeweils an die entsprechenden Himmelskarten angepasst. Die für die beiden Zustände ermittelten Schwerpunktpositionen unter Verwendung der Maximum-Likelihood Methode liegen bei den folgenden Äquatorialkoordinaten:

- **High State:** RA = (187.6962 ± 0.0023) , DEC = (12.3945 ± 0.0031)
- **Steady State:** RA = (187.7056 ± 0.0025) , DEC = (12.3911 ± 0.0032)

Zur besseren Veranschaulichung der Ergebnisse wurden die Positionen auf der mit *Chandra* aufgenommenen X-ray Ereigniskarte¹ von M87 markiert. Wie in der [Abbildung 4.12](#) ersichtlich, befinden sich die Schwerpunktpositionen des

¹ Die X-Ray Ereigniskarte von M87 wurde aus dem *Chandra*-Datenarchiv entnommen <http://cxc.cfa.harvard.edu/cda/>

Überschusses an γ -Photonen aus M87 während der High bzw. Steady Phase eindeutig nicht im selben Emissionsgebiet und liegen über eine Bogenminute weit räumlich auseinander. Interessanterweise fällt die ermittelte beste Position im Zustand hoher γ -Emissionsaktivität exakt mit der Lage des Jets zusammen. Aber andererseits weicht die Position von M87 im Steady State vom Zentralen Bereich ab und liegt eher außen in Richtung des Counter-Jets [Sparks et al., 1992]. So aufschlussreich dieses Ergebnis auf den ersten Blick scheinen mag, so sollten dennoch die Schlussfolgerungen hier vorsichtig gezogen werden und daher die ganze Argumentationskette im Zusammenhang mit den Systematischen Fehlern bzw. unter Berücksichtigung der oben abgeschätzten Ausrichtungsgenauigkeit der HESS I Teleskope von $\sim 25''$ betrachtet werden. Allerdings bietet dieses Ergebnis einen vergleichsweise guten Anhaltspunkt, um an die vorher erwähnte Fragestellung bezüglich der TeV γ -Emissionsregionen gründlich heranzugehen. Hierbei können beispielsweise der M87 Datensatz mit den neu aufgenommenen Beobachtungsruns vor allem der HESS II Daten erweitert, die Auswahlkriterien der Runs verschärft und der Algorithmus zur Bestimmung der bayesischen Blöcke optimiert, sowie die fortgeschrittene *Sherpa* Software¹ zur Analyse der Morphologie verwendet werden. Ein vielversprechendes Nutzungspotenzial der im M87 verfolgten Vorgehensweise bezüglich der Bestimmung der γ -Emissionsregion und deren Veränderung stellen die hell leuchtenden Blazare insbesondere PKS 2155-304 bzw. PG 1553+113 dar. Letzterer zeigt z.B eine signifikante quasi-periodische Änderung des HE γ -Flusses in Abhängigkeit von der Zeit mit einer Periode von etwa 2.2 Jahren. Eine mögliche Erklärung führt dieses Verhalten auf eine eventuelle Präzessionsbewegung des Jets zurück (siehe Kapitel 4). Diese Hypothese impliziert somit eine zeitliche Veränderung – möglicherweise auch quasi-periodisch – der Position dieser γ -Quelle. Daher sieht die Grundidee einfach ausgedrückt vor, die TeV γ -Lichtkurve von PG 1553+113 in mehrere Blöcke zu teilen bzw. die Schwerpunktsposition der Überschusskarte innerhalb jedes Blockes zu bestimmen und anhand dessen schließlich die zeitliche Variation der Position zu untersuchen.

¹ <http://cxc.harvard.edu/sherpa/>

4.7 Korrelationsanalyse astrophysikalischer Größen

In der Astronomie leisten Korrelationsstudien¹ generell einen wichtigen Beitrag zur Erkennung bzw. Charakterisierung möglicher Zusammenhänge zwischen physikalischen Größen und liefern wertvolle Informationen über das mögliche Vorhandensein von Gesetzmäßigkeiten in den behandelten Daten. Anhand der mit HAP-Analyse erhobenen Daten wurden die Korrelationen zwischen einiger im γ -Bereich relevanten astrophysikalischen Größen untersucht.

4.7.1 Einfluss des EBL-Effekts auf die TeV γ -Spektren

Wie bereits im [Unterabschnitt 1.8](#) erwähnt, stellt das extragalaktische Hintergrundlicht (EBL) die aufintegrierte isotrope Strahlung dar, die über die gesamte Geschichte des Universums von allen kosmischen Objekten – wie z.B. Galaxien, Sterne, Staubwolken etc. – emittiert wurde [[Dole et al., 2006](#)]. Die in die Atmosphäre eintretenden TeV γ -Photonen durchqueren große Entfernungen und können von den niederenergetischen Photonen des EBL insbesondere CMB-Photonen über den Prozess der Paarerzeugung $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ absorbiert werden [[Gould and Schröder, 1967](#)]. Daher ist die Absorptionsrate der TeV γ -Photonen eine distanzabhängige Größe und wird infolgedessen mit zunehmender Rotverschiebung z immer stärker [[Lorentz et al., 2015](#)]. Aus diesem Grund erscheinen auch die gemessenen γ -Spektren weit entfernter Blazare deutlich steiler. Der Zusammenhang zwischen dem beobachteten Energiefluss $\Phi_{beob.}(E_\gamma)$ und dem intrinsischen Energiefluss $\Phi_{intr.}(E_\gamma)$ bei Rotverschiebung z sich befindlichen γ -Quelle bei Energie E_γ ist durch folgende [Gleichung 4.7](#) gegeben [[Aharonian, F. et al., 2007](#)].

$$\Phi_{beob.}(E_\gamma) = \Phi_{intr.}(E_\gamma) \cdot e^{-\tau_{\gamma\gamma}(z, E_\gamma)} \quad (4.7)$$

$\tau_{\gamma\gamma}(z, E_\gamma)$ charakterisiert die optische Tiefe einer Quelle und ist grundsätzlich von der Energie der γ -Photonen abhängig – dabei ist τ wesentlich größer für TeV als GeV γ -Photonen –. Unter der Annahme, dass sowohl das beobachtete als auch das intrinsische γ -Spektrum einem Potenzgesetz folgen, lässt sich aus der oben dargestellten Beziehung die folgende [Gleichung 4.8](#) herleiten.

$$e^{-\tau(z, E_\gamma)} \sim \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{-\delta(z, E_\gamma)} \quad (4.8)$$

¹ Beispielsweise erbrachte die Korrelationsstudie vom Astronom [E.HUBBLE](#) zwischen den Entfernungen der Galaxien und deren Fluchtgeschwindigkeit den entscheidenden Hinweis auf die Expansion des Universums. Eine Entdeckung, die die Weltanschauung grundlegend änderte.

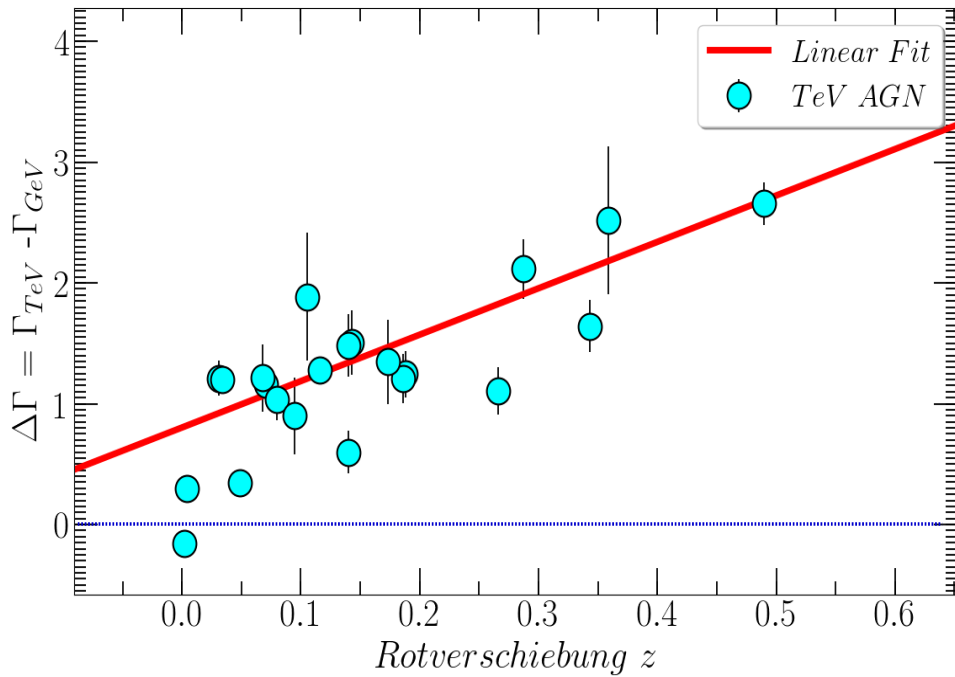


ABBILDUNG 4.13: Die Darstellung zeigt die Differenz $\Delta\Gamma$ zwischen den Spektralen Indizes Γ_{TeV} und Γ_{GeV} in Abhängigkeit von der Rotverschiebung z . Die rot gezeichnete Linie stellt die Parametrisierung der Daten mit einer linearen Funktion dar. Die Berechnung des Korrelationskoeffizienten nach Pearson ergab eine signifikante Korrelation mit $\rho = (0.78 \pm 0.02)$ und einem P -Wert von 1.78×10^{-5} . Dieser Zusammenhang weist auf den Einfluss des EBL-Effekts auf die γ -Spektren hin [Lorentz et al., 2015].

Dabei bezeichnet $\delta(z, E_\gamma)$ die Differenz¹ zwischen dem beobachteten und dem intrinsischen spektralen Index und E_0 eine Normierungskonstante. Da die GeV γ -Photonen im Grunde genommen nicht oder nur sehr gering von dem EBL-Effekt beeinflusst werden, ist die Näherung $\Gamma_{intr.} \approx \Gamma_{GeV}$ durchaus berechtigt. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Differenz $\delta(z, E_\gamma) \sim \Delta\Gamma$ zwischen den Spektralen Indizes Γ_{TeV} im VHE γ -Bereich und Γ_{GeV} der GeV γ -Photonen im HE γ -Bereich einen aufschlussreichen Parameter zur Untersuchung des EBL-Effekts in Abhängigkeit von der Rotverschiebung bereitstellt. Hierfür wurden die Γ_{GeV} Indizes aller im TeV AGN-Datensatz enthaltenen γ -Quellen aus dem 3FGL Fermi-Katalog² entnommen (siehe Tabelle 4.7) und im Anschluss daran deren Differenz zu den ermittelten Γ_{TeV} Indizes berechnet. Schließlich wurden die daraus abgeleiteten Differenzwerte graphisch gegen-

¹ $\delta(z, E_\gamma) = \Gamma_{beob.} - \Gamma_{intr.}$

² Der Spektral Index von HESS 1943+213 im HE γ -Bereich beträgt $(1.59 \pm 0.19_{stat.} \pm 0.13_{sys.})$ und wurde aus der Arbeit von PETER et al. [Peter et al., 2014] entnommen.

über die Rotverschiebung z der einzelnen Quellen in [Abbildung 4.13](#) aufgetragen. Anhand der Ergebnisse ist – wie erwartet – deutlich erkennbar, dass der EBL-Effekt für die naheliegenden Objekte vor allem Cen A und M87 weitgehend vernachlässigbar ist. Für weit entfernte γ -Quellen weicht $\Delta\Gamma$ dagegen immer stärker von Null ab. Zur Quantifizierung des Grades des Zusammenhanges zwischen $\Delta\Gamma$ und z wurde der Korrelationskoeffizient nach Pearson geschätzt. Bei dieser Berechnung ergab sich eine signifikante Korrelation mit einem Korrelationskoeffizient $\rho = (0.78 \pm 0.02)$ und einem P -Wert von 1.78×10^{-5} . Hier soll auf jeden Fall darauf hingewiesen werden, dass bei der Bestimmung der Messunsicherheiten nur statistische Messabweichungen berücksichtigt wurden bzw. die Systematischen Fehler¹ bei der Ermittlung der Spektralen Indizes Γ_{GeV} und Γ_{TeV} nicht in Betracht gezogen wurden.

Der aufgestellte Zusammenhang zwischen $\Delta\Gamma$ und der Rotverschiebung erlaubt ohne Modellierung des EBL-Spektrums einen durchaus signifikanten Hinweis auf den Einfluss des EBL-Effekts auf die beobachteten TeV γ -Spektren weit entfernter γ -Quellen zu erbringen.

4.7.2 Röntgen- und γ -Strahlung Leuchtkraft-Beziehung

In den letzten Jahrzehnten wurden die Blazare mit verschiedenen Instrumenten über das gesamte elektromagnetische Spektrum von Radio- bis hin zum VHE γ -Bereich intensiv untersucht. Grundsätzlich können die Untersuchungen zur Korrelationen zwischen den Strahlungsemissionen in verschiedenen Wellenlängen verwendet werden, um die theoretischen γ -Emissionsmodelle zu überprüfen und einzuschränken. Dem SSC-Modell zufolge sind die Röntgen- und γ -Strahlung in VHE-Bereich aufgrund ihres gemeinsamen Ursprunges (Leptonische Populationen) kausal miteinander eng verbunden [[Katarzyński et al., 2001](#)] [[Błażejowski et al., 2005](#)]. Um diesem Zusammenhang zwischen der Röntgenstrahlung und den VHE γ -Photonen im Emissionsverhalten der Blazare auf den Grund zu gehen, wurde die Leuchtkraft-Beziehung zwischen L_X und L_γ – die Leuchtkräfte in X-Ray und VHE γ -Bereich – untersucht. Als Nächstes wurden dafür die γ -Leuchtkräfte der im TeV AGN-Datensatz enthaltenen Quellen² auf Basis der oben aufgeführten Ergebnisse der HAP-Analyse ermittelt.

¹ Diese können unter gewissen Umständen zur Verzerrung der Ergebnisse und somit zur Abschwächung der Korrelation führen. Hier jedoch bleibt selbst bei einer Annahme von $\delta_{sys}(\Delta\Gamma) \sim 0.15$ der Zusammenhang noch bestehen – unter der Voraussetzung $\delta_{sys}(\Gamma_{GeV})$ (Fermi) und $\delta_{sys}(\Gamma_{TeV})$ (Hess) liegen in der Größenordnung von ~ 0.1 –

² Der Blazar KUV 00311-1938 wurde wegen der schwachen Detektionssignifikanz von etwa 2.1σ und der großen Unsicherheit auf Rotverschiebung von der Analyse ausgeschlossen.

Zur Berechnung der Leuchtkraft L_γ der Quellen im VHE γ -Bereich wurde die folgende Gleichung 4.9 unter den Annahmen des Standardmodells der Kosmologie¹ (Lambda-CDM-Modell) und einer isotropen Emission der γ -Strahlung eingesetzt [Singal et al., 2014] [Ajello et al., 2012].

$$L_\gamma = \frac{4\pi D_L^2(z)}{(1+z)^{2-\Gamma}} \cdot \Phi(E) \quad (4.9)$$

Wobei $D_L(z)$ die Leuchtkraftdistanz² und $\Phi(E)$ den integralen Energiefluss der bei der Rotverschiebung z sich befindlichen Quelle oberhalb einer Energie von 200 GeV und unter der Berücksichtigung der K-Korrektur [Hogg et al., 2002] darstellen. Die aus der Berechnung resultierenden Werte sind in Tabelle 4.7 wiedergegeben. Die dazu entsprechenden Röntgen-Leuchtkräfte L_X wurden aus der NED-Datenbank³ (NASA Extragalactic Database) entnommen. Die Röntgen- L_X und γ -Leuchtkräfte L_γ wurden schließlich einander grafisch in der darauf folgenden Abbildung 4.14 gegenüber gestellt. Die Frage nach der Ausmaß des linearen Zusammenhangs zwischen diesen beiden astrophysikalischen Größen lässt sich aus statistischer Sicht wieder unter Verwendung des Pearson'schen Korrelationskoeffizienten quantitativ beantworten. Die Berechnung liefert einen positiven Pearson-Korrelationskoeffizienten von $\rho = (0.86 \pm 0.12)$ sowie einen P-Wert von 8.93×10^{-7} . Dieses Ergebnis weist auf das Vorliegen einer starken Korrelation zwischen den Röntgen- und γ -Leuchtkräften im betrachteten Datensatz hin und bestätigt gleichzeitig die vom SSC-Modell aufgestellte Hypothese bezüglich des vorausgesetzten kausalen Zusammenhangs in Blazaren zwischen den im X-Ray und VHE γ -Bereich emittierten Photonen. Trotzdem sollte man beim Betrachten der vorliegenden Beziehung im Auge behalten, dass im Endeffekt der Datensatz lediglich 20 Blazare enthält. Diese Zahl ist eigentlich zu klein – statistisch gesehen nicht ausreichend –, um eine allgemeingültige Regel aufzustellen. Auf Basis der aufgestellten Leuchtkraft-Beziehung lässt sich die in Gleichung 4.10 dargestellte Näherungsformel ableiten.

$$L_{\gamma(E_\gamma > 200 \text{ GeV})} \sim L_{\gamma(E_X > 0.1 \text{ KeV})}^{0.93} \quad (4.10)$$

Im Allgemeinen wird die Emission hochenergetischer γ -Strahlung im Fall von Blazaren mit Hilfe zwei verschiedener Grundsätze behandelt und modelliert:

¹Mit den folgenden kosmologischen Parameter: [Ajello et al., 2012] [Hogg, 1999] $H_0 = 67.7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.308$ und $\Omega_\Lambda = 0.692$.

²Zur Bestimmung der Leuchtkraftdistanz $D_L(z)$ wurde der kosmologische Rechner (Cosmological Calculator) der COSMOTOOLS V1.0 Software verwendet. Dieser ist unter <http://www.bo.astro.it/~cappi/cosmotools> und der NED Datenbank zu finden.

³<https://ned.ipac.caltech.edu/>

AGN	Spektral Index Γ_{Fermi}	$\Phi_{>200\text{ GeV}}^{HESS}$ [$10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	L_D [Mpc]	L_γ^{HESS} [$10^{44} \text{ erg s}^{-1}$]	L_X [$L_\odot \text{ erg s}^{-1}$]	Band [keV]	Mission
1ES 0229+200	2.0254 \pm 0.1496	(1.33 \pm 0.20)	682.9	1.29 \pm 0.19	1.40×10^{12}	[0.3 – 10]	Swift
1ES 0347-121	1.7344 \pm 0.1563	(0.85 \pm 0.13)	944.2	1.72 \pm 0.27	8.50×10^{11}	[0.3 – 10]	Swift
1ES 0414+009	1.7450 \pm 0.1141	(0.84 \pm 0.46)	1522.1	5.01 \pm 2.86	1.12×10^{12}	[0.1 – 2.4]	ROSAT
1ES 1101-232	1.6748 \pm 0.1446	(2.29 \pm 0.50)	933.1	4.27 \pm 0.94	1.40×10^{12}	[2.0 – 10]	RXTE
1ES 2322-409	1.7559 \pm 0.0622	(1.17 \pm 0.98)	864.5	2.00 \pm 1.68	5.25×10^{11}	[0.1 – 2.4]	ROSAT
1ES 1312-423	1.4082 \pm 0.4214	(0.72 \pm 0.11)	500.8	0.39 \pm 0.18	1.42×10^{11}	[0.3 – 3.5]	EO IPC
1RXS J101015	1.5763 \pm 0.1003	(0.93 \pm 0.53)	698.9	0.99 \pm 0.57	4.35×10^{11}	[0.1 – 2.4]	ROSAT
AP Lib	2.1122 \pm 0.0269	(2.77 \pm 0.59)	224.9	0.27 \pm 0.06	3.49×10^{10}	[15 – 150]	Swift
Centaurus A	2.7030 \pm 0.0293	(0.53 \pm 0.09)	3.8	$10^{-5} \pm 10^{-6}$	6.91×10^8	[2.0 – 10]	INTEGRAL
HESS 1943+213	1.5900 \pm 0.1900	(2.46 \pm 0.65)	682.9	2.53 \pm 0.67	3.51×10^{11}	[14 – 195]	Swift
M 87	2.0401 \pm 0.0655	(2.74 \pm 0.41)	16.8	0.001 ± 10^{-4}	8.94×10^8	[0.1 – 2.4]	ROSAT
Mkn 421	1.7716 \pm 0.0077	(44.48 \pm 0.94)	140.4	1.73 \pm 0.03	5.79×10^{11}	[2.0 – 10]	Swift
Mkn 501	1.7164 \pm 0.0162	(25.92 \pm 1.33)	154.4	1.22 \pm 0.06	2.24×10^{11}	[4.0 – 8.0]	BeppoSAX
PG 1553+113	1.6043 \pm 0.0252	(2.72 \pm 0.23)	2849.5	9.80 \pm 1.37	5.27×10^{13}	[0.3 – 10]	Swift
PKS 0301-243	1.7615 \pm 0.1642	(0.68 \pm 0.15)	1395.4	4.53 \pm 1.23	5.52×10^{11}	[0.1 – 2.4]	ROSAT
PKS 0447-439	1.8490 \pm 0.0153	(5.40 \pm 0.29)	1870.4	7.03 \pm 1.22	8.84×10^{11}	[0.3 – 10]	Swift
PKS 0548-322	1.6502 \pm 0.1642	(1.15 \pm 0.46)	316.3	0.22 \pm 0.09	5.84×10^{11}	[0.3 – 10]	Swift
PKS 1510-089	1.8100 \pm 0.1301	(0.66 \pm 0.51)	1972.6	10.1 \pm 3.59	6.12×10^{12}	[15 – 150]	Swift
PKS 2005-489	1.7734 \pm 0.0313	(3.24 \pm 0.20)	330.9	0.72 \pm 0.04	1.27×10^{12}	[2.0 – 10]	BeppoSAX
PKS 2155-304	1.7503 \pm 0.0177	(19.45 \pm 0.39)	557.3	13.0 \pm 0.03	2.85×10^{12}	[0.3 – 10]	Swift
RGB J0152+017	1.8866 \pm 0.1030	(1.19 \pm 0.32)	375.2	0.35 \pm 0.17	2.18×10^{10}	[0.5 – 2.0]	Swift
SHBL J001355-9	1.9352 \pm 0.1674	(0.55 \pm 0.28)	450.1	0.22 \pm 0.11	6.06×10^{10}	[0.1 – 2.4]	ROSAT

TABELLE 4.7: Die vorliegende Zusammenfassung stellt die bei der Korrelationsanalyse verwendeten Werte für die Spektralen Indizes im HE γ -Bereich und die Röntgen- bzw. γ -Leuchtkräfte dar. Die Werte von Γ_{Fermi} wurden aus dem 3FGL Fermi-Katalog entnommen. Die Leuchtkräfte L_X der γ -Quellen in den entsprechenden X-Ray Energiebändern (Band) erfolgten aus der NED-Datenbank. $D_L(z)$ und $\Phi_{>200\text{ GeV}}^{HESS}$ repräsentieren die berechneten Leuchtkraftdistanzen bzw. die integralen Energieflüsse oberhalb einer Energie von 200 GeV der TeV AGN. Die Leuchtkräfte L_γ im VHE γ -Bereich wurden gemäß ?? berechnet [Ajello et al., 2012] [Hogg, 1999].

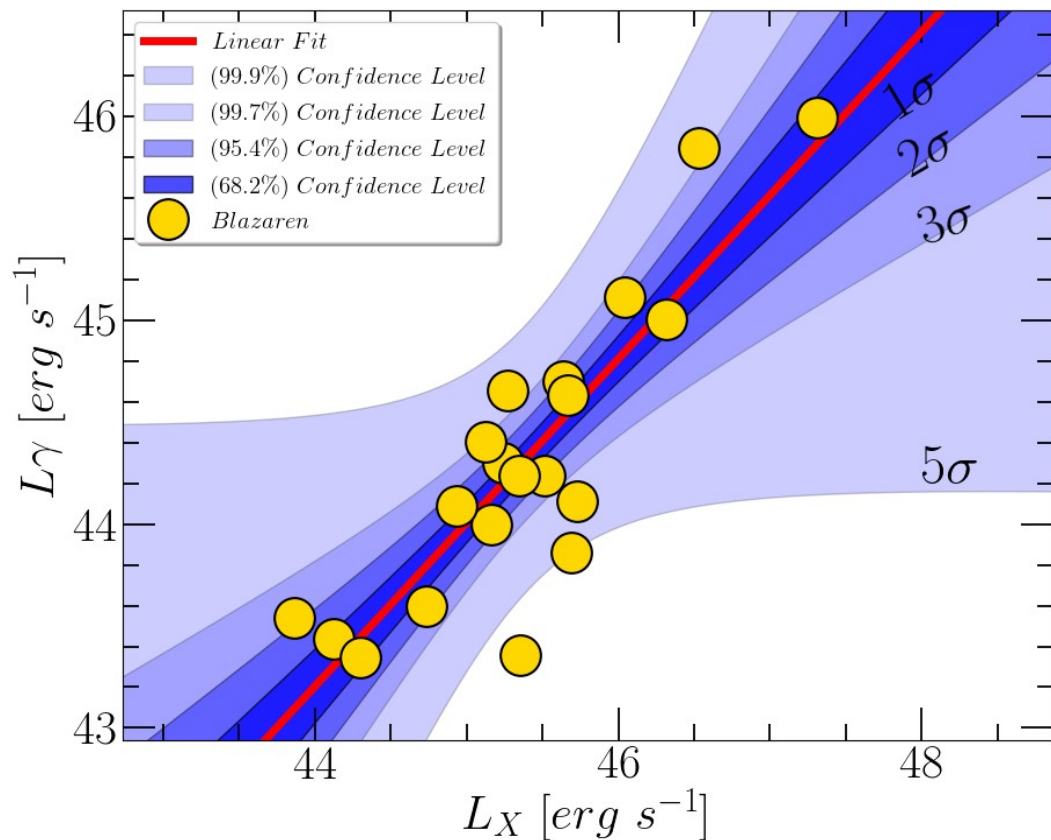


ABBILDUNG 4.14:

Der Zusammenhang zwischen den Röntgen- L_X und L_γ γ -Leuchtkräfte der im TeV AGN-Datensatz enthaltenen Blazare, dargestellt in einer logarithmischen Skalierung. Die rot gezeichnete Linie stellt eine Parametrisierung der Datenpunkte mit einer linearen Funktion dar. die blau schattierten Bereiche kennzeichnen die entsprechenden σ -Konfidenzintervalle. Dabei beträgt der Korrelationskoeffizient nach Pearson $\rho = (0.86 \pm 0.12)$ mit einem P-Wert von ungefähr 8.93×10^{-7} . Für die aufgestellte Leuchtkraft-Beziehung lässt sich dann die Näherungsformel $L_\gamma \sim L_X^{0.93}$ ableiten. Dieses Ergebnis steht so weit in Einklang mit der Annahme der leptonischen SSC-Modelle hinsichtlich der Emissionsmechnismen der γ -Strahlung in Blazare [Begelman et al., 2008] [Albert et al., 2007].

- **Leptonisches Modell:**

Die Leptonischen Jet-Modelle führen die γ -Emission im GeV und TeV γ -Bereich auf die Vielfachstreuung niederenergetischer Photonen an die relativistischen Elektronen bzw. Positronen im Jet durch Inverse-Compton (IC) Prozesse zurück. Der Herkunft dieser Photonen (Seed Photons) ist allerdings noch unklar. Ein mögliches Szenario bietet das weit verbreitete Synchrotron-Selbst-Compton-Modell¹, das bei der Modellierung der meisten SED generell weniger Parameter benötigt und den Ursprung der Saat-Photonen in den Jet-eigenen Synchrotronphotonen sieht. Hierbei wird beispielsweise bei den Einzonen-SSC Modellen von der Grundannahme ausgegangen, dass die γ -Strahlungsemissionen aus mehreren sphärischen, homogenen und aus Leptonen bestehenden Regionen (Blobes) stammen, die sich auf den Beobachter mit relativistischen Geschwindigkeiten entlang des Jets zubewegt. Die in einem zufällig ausgerichteten Magnetfeld sich bewegenden Leptonischen Populationen emittieren bei der Beschleunigung Synchrotron-Strahlung und führen dadurch zur Bildung der niederenergetischen SED-Hügel. In diesen Zonen erfolgt dann aus der Mehrfachen IC-Streuung der niederenergetischen Photonen an denselben relativistischen Synchrotronstrahlung emittierenden Leptonen-Populationen, der hochenergetische SED-Hügel [Begelman et al., 2008] [Albert et al., 2007]. Eine andere alternative Erklärung zum Ursprung der Saat-Photonen stellt die sogenannte externe IC-Strahlung (EC, External Inverse Compton) dar [Nieppola et al., 2011]. In diesem Szenario treten die Broad-Linie-Region [Sikora et al., 1994], die Akkretionsscheibe [Dermer and Schlickeiser, 1993], sowie die molekularen Wolken im Torus [Sokolov and Marscher, 2005] als potenzielle Herkunftsregionen der Röntgenstrahlung auf.

- **Hadronisches Modell:**

Den sogenannten hadronischen Modelle zufolge lässt sich der hochenergetische Teil des SED nicht durch die IC-Strahlung erklären, sondern eher durch die unterschiedlichen Wechselwirkungen der relativistischen Hadronen (Protonen) im Jet mit umgebender Materie und Strahlungsfeldern. Diese sind somit aufgrund der indizierten Protonen-Kaskaden für die beobachteten γ -Emission in Blazare verantwortlich. Für den interessierten Leser bietet die Arbeit von BÖTTCHER et al. im Rahmen der Veröffentlichung [Böttcher et al., 2013] einen Überblick über den beiden Modelle zur Beschreibung der Emissionsmechanismen der γ -Strahlung in den von Fermi-LAT detektierten Blazaren.

¹Synchrotron Self-Compton Model (SSC-Model).

4.7.3 Korrelation zwischen Γ_{GeV} und Γ_{TeV} Spektralen Indizes

Im Rahmen der vorliegenden Korrelationsstudie sollte zusätzlich noch geprüft werden, ob eine mögliche Beziehung zwischen den Γ_{GeV} und Γ_{TeV} Spektralen Indizes der untersuchten TeV Blazare besteht. Für dieses Ziel wurden als Nächstes die aus dem 3FGL Katalog entnommenen Indizes gegen die auf Basis der HAP-Analyse im TeV γ -Bereich ermittelten Spektralen Indizes graphisch in der unten stehenden [Abbildung 4.15](#) aufgetragen.

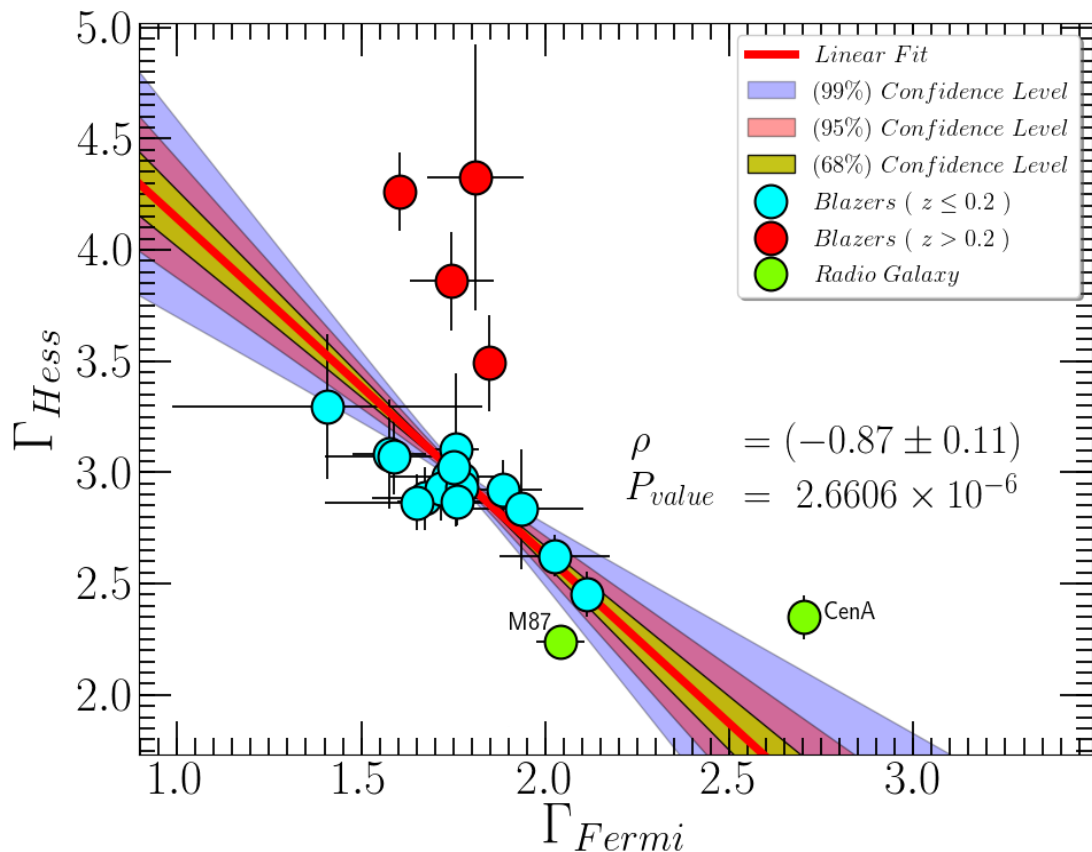


ABBILDUNG 4.15:

Die Beziehung zwischen den Γ_{GeV} (Fermi) und Γ_{TeV} (Hess) Spektralen Indizes der untersuchten TeV AGN. Die Γ_{GeV} -Werte wurden aus dem 3FGL Katalog des Fermi-LAT entnommen. Die TeV Spektralen Indizes erfolgten aus der hier durchgeführten HAP-Analyse. Die rot gezeichnete Linie stellt eine Parametrisierung der Datenpunkte der bei einer Rotverschiebung von $z \leq 0.2$ liegenden Blazare mit einer linearen Funktion dar und die schattierten Bereiche kennzeichnen die dazugehörigen σ -Konfidenzintervalle. Der für die zweite Gruppe berechnete Korrelationskoeffizient nach Pearson beträgt $\rho = (-0.87 \pm 0.11)$ mit einem P-Wert von ungefähr 2.66×10^{-6} und weist auf das Vorhandensein einer starken Antikorrelation zwischen den GeV und TeV Spektralen Indizes der naheliegenden Blazare auf. Die TeV Indizes wurden auf den EBL-Effekt hin nicht korrigiert [[Lorentz et al., 2015](#)].

Wie aus der Abbildung hervorgeht, lassen sich die hier beobachteten TeV γ -Quellen entsprechend ihrer AGN-Klasse und Rotverschiebung Näherungsweise in drei Kategorien unterteilen. Hierzu besteht die erste Gruppe aus den beiden in unmittelbarer Naheliegenden Radiogalaxien M87 und Centaurus A, die zweite Kategorie bilden die Blazare mit relativ moderater kosmologischer Rotverschiebung $z \leq 0.2$ und schließlich stellen die restlichen vier¹ mit $z > 0.2$ die letzte Gruppe zusammen. Aus den Ergebnisse der zweiten Gruppe wurde mit Hilfe einer linearen Funktion eine Parametrisierung der resultierenden Datenpunkte durchgeführt und in der selben Abbildung mit den entsprechenden Konfidenzintervalle zusammengezeichnet. Darüber hinaus wurde der Korrelationskoeffizient nach Pearson zwischen den Γ_{GeV} und Γ_{TeV} Spektralen Indizes für diese Gruppe bestimmt. Die Berechnung ergab einen Wert $\rho = (-0.87 \pm 0.11)$ mit einem P-Wert von ungefähr 2.66×10^{-6} und deutet somit auf das Vorliegen einer starken Antikorrelation zwischen den beiden Parametern hin.

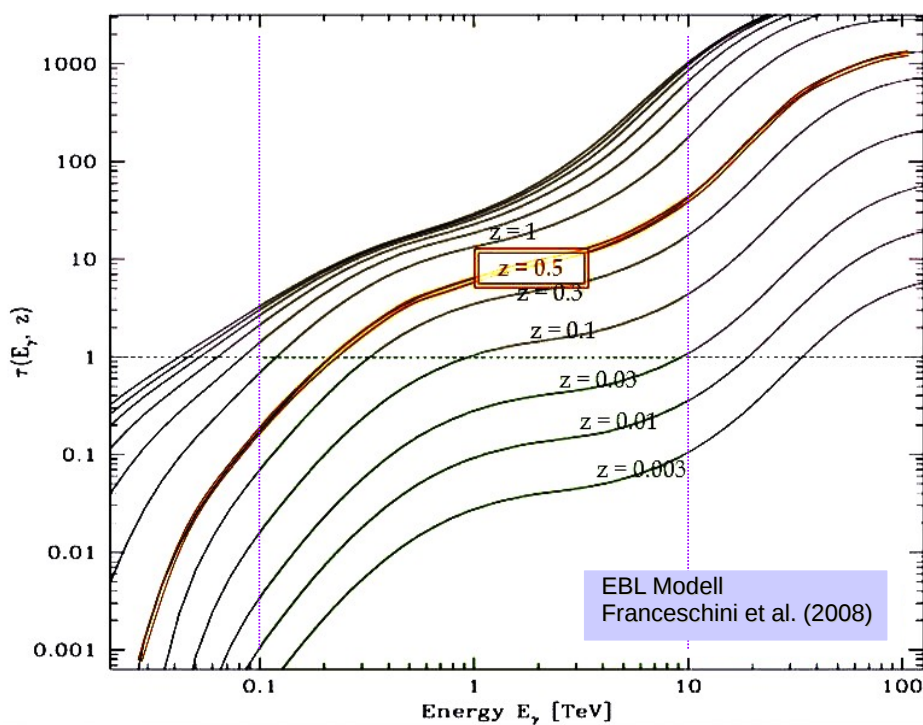


ABBILDUNG 4.16: Die Veränderung der optischen Tiefe $\tau(E_\gamma, z)$ der TeV γ -Photonen in Abhängigkeit von der Energie E_γ und Rotverschiebung z der emittierenden extragalaktischen γ -Quellen nach Franceschini Modell [Franceschini et al., 2008].

Die Auswahl der zweiten Kategorie bei der Quantifizierung der Beziehung zwischen Γ_{GeV} und Γ_{TeV} lässt sich in diesem Kontext dadurch begründen, dass die aus naheliegenden Blazare ($z \leq 0.2$) stammenden γ -Photonen basierend

¹ Es handelt sich dabei um drei Blazare und einen FSRQ, den PKS 1510-089 ($z = 0.359$).

auf Franceschini Modell [Franceschini et al., 2008] in erster Näherung in relativ geringeren Maße vom EBL-Effekt betroffen sind. Im Gegensatz dazu ist der Einfluss des EBL-Effektes auf die γ -Spektren bzw. TeV Spektral Indizes der weit entfernten Blazare – insbesondere ab einer Rotverschiebung $z > 0.3$ – nicht mehr vernachlässigbar [Sanchez, 2010] (siehe Abbildung 4.16). Die festgestellte starke Antikorrelation zwischen den GeV und TeV Spektralen Indizes lässt im Rahmen des SSC-Modells die Vermutung aufkommen, dass möglicherweise ein kausaler Zusammenhang zwischen auf der einen Seite den Röntgen- und TeV γ -Photonen und den Optischen¹ und GeV γ -Photonen auf der anderen Seite besteht. Diese Hypothese stützt sich sowohl auf die beobachtete charakteristische Doppelhügel-Struktur in der spektrale Energieverteilung der Blazaren als auch auf die in Fermi-Blazare festgestellte Korrelation zwischen der Radio- und γ -Strahlung [Ghirlanda et al., 2011]. Die Bestätigung der aufgestellten Beziehung zwischen den Spektralen Indizes bzw. die Untermauerung der oben genannten Hypothese setzt eine exakte Behandlung der hier diskutierten Fragestellung voraus und erfordert dementsprechend eine Korrektur der abgeleiteten TeV γ -Spektren auf EBL-Effekt unter Verwendung von beispielsweise Franceschini Modell [Franceschini et al., 2008].

¹ Beziehungsweise Radiostrahlung.

Kapitel 5

Fermi-LAT GeV γ -Beobachtungen Aktiver Galaktischer Kerne

5.1 Der Fermi-Satellit

Das Fermi Gamma-Ray Space Telescope, im Folgenden abgekürzt Fermi¹, ist ein Weltraumteleskop der NASA zur Beobachtung und Untersuchung der hoch-energetische γ -Strahlung emittierenden Objekte, das im Juni 2008 mit einer Delta II Rakete von dem US-Weltraumbahnhof Cape Canaveral startete und in kreisförmige Umlaufbahn in einer Höhe von 565 km und einer Inklination von 25.6 Grad zum Erdäquator gebracht wurde [Atwood et al., 2009b].

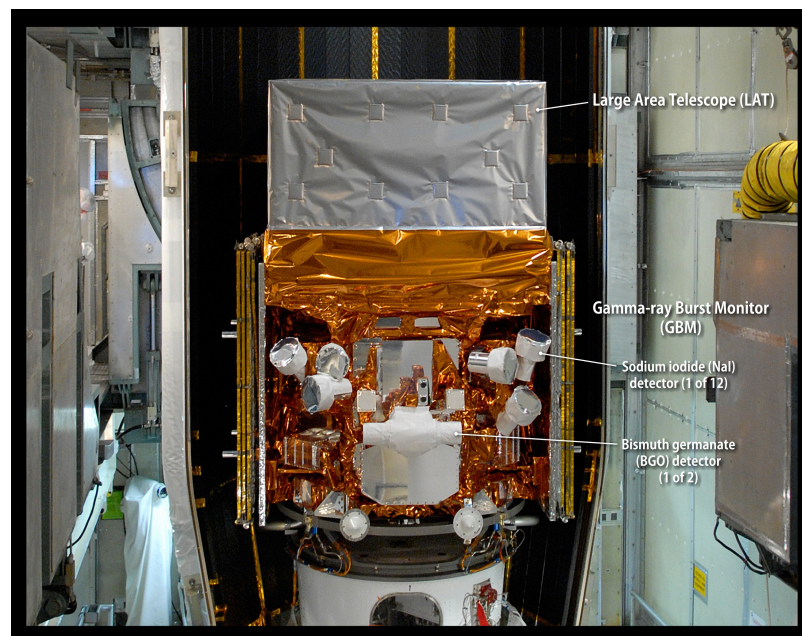


ABBILDUNG 5.1: Fermi Gamma-Ray Space Telescope

¹ Zu Ehren des italienischen Physikers [ENRICO FERMI](#) (1901-1954).

Die [Abbildung 5.1](#) zeigt ein Bild aus seitlicher Perspektive des Fermi Satellites nach der Montage auf die Trägerrakete. Der Fermi-Satellit trägt zwei wissenschaftliche Hauptinstrumente: Das drei Tonnen schwere und im Energiebereich zwischen 20 MeV und 500 GeV empfindliche **LAT** (Large Area Telescope) und das zum Aufspüren von Gammablitzten entwickelte **GBM** (Gamma-Ray Burst Monitor). Im Folgenden soll ein Überblick über den fundamentalen Aufbau des LAT und die Funktionsweise dessen zentraler Komponenten gegeben werden.

5.1.1 Large Area Telescope (LAT)

Das auf einer modularen Architektur basierte Large Area Telescope befindet sich im Oberteil des Fermi-Satelliten und besitzt eine geometrische Fläche von etwa 1 m^2 bzw. ein Gesichtsfeld von 2.4 Sr ($\sim 20\%$ des Himmels). Hierbei handelt es sich im Prinzip um einen Paarbildungs-Detektor, der beim Durchgang eines γ -Photons durch mehrere aus dünnen Wolframfolien¹ bestehende Schichten Elektron-Positron-Paare erzeugt. Diese wiederum hinterlassen beim Durchfliegen durch Streifen aus Siliziumhalbleiter charakteristische Spuren, mit deren Hilfe sich die Trajektorie des γ -Photons rekonstruieren lässt, und deponieren schließlich ihre Energie an einem am Unterteil des LAT liegenden Kalorimeter, an dem dann die Teilchen gestoppt werden und deren Gesamtenergie gemessen wird. Im Folgenden werden die wichtigsten LAT-Komponenten vorgestellt [[Atwood et al., 2009b](#)].

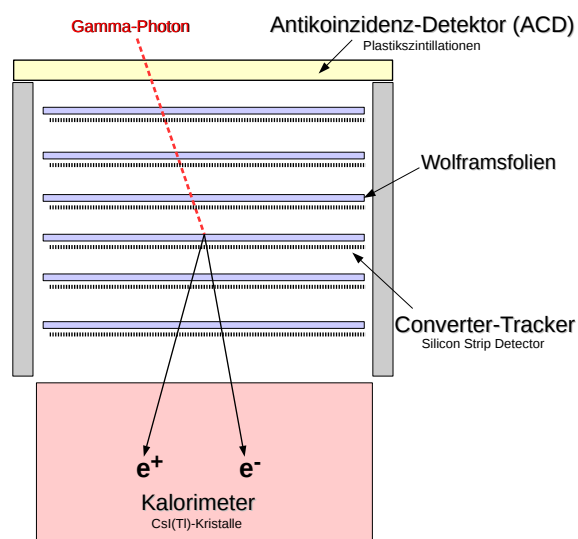


ABBILDUNG 5.2: Large Area Telescope (LAT)

¹Das Element Wolfram (W) zeichnet sich durch eine hohe Ordnungszahl ($Z = 74$) aus.

Antikoinzidenz-Detektor (ACD)

Fermi-LAT steht permanent unter dem Beschuss von kosmischen Teilchen und Erdalbedo insbesondere beim Überqueren der Südatlantischen Anomalie (SAA). Dieses Hintergrundrauschen führt mit seinem hohen Fluss¹ von 4 kHz/m² zur ständigen Bildung von e^+e^- -Paaren im LAT und damit zur Registrierung von unerwünschten Ereignissen. Aus diesem Grund war die Verwendung von spezifischen Auswahlkriterien zur Unterscheidung zwischen den verschiedenen Events-Typen erforderlich und genau an dieser Stelle kommt der Antikoinzidenz-Detektor (ACD) zum Einsatz. Der ACD besteht insgesamt aus 89 einzelnen Plastiksintillationen und erlaubt bis zu 99.97% der geladenden Teilchen aus dem Hintergrundrauschen herauszufiltern [Sanchez, 2010] [Atwood et al., 2009b].

Tracker (TKR)

Der Tracker –oder Converter-Tracker– spielt eine fundamentale Rolle bei der Detektion und Richtungsrekonstruktion der in LAT eingetroffenen γ -Photonen. Zur Erfüllung dieser Aufgaben wurde der Tracker mit 16 Modulen mit jeweils 18 XY-Ebenen Siliziumstreifen-Detektoren (Silicon Strip Detector) SSD ausgestattet. Vor den SSD-Anordnungen sind wiederum Wolfram-Schichten verschiedener Dicke angebracht, an denen sich aus den γ -Photonen beim Auftreffen auf die Wolframatome e^+e^- -Paare bilden. Auf Grund der Wechselwirkung der dadurch erzeugten geladenen Teilchen mit den in der SSD befindlichen Silizium-Atomen lassen sich dann ihre Position in der XY-Ebene lokalisieren. Zugleich werden die von benachbarten SSD-Ebenen getriggerten Signale zeitlich verglichen, um daraus Rückschlüsse über die Position in der Z-Achse zu ziehen [Atwood et al., 2009b].

Kalorimeter (CAL)

Die von den γ -Photonen erzeugten e^\pm -Paare werden schließlich in einem aus 16 Modulen mit jeweils 96 optisch voneinander isolierten CsI(Tl)-Kristallen bestehenden Kalorimeter vollständig abgebremst und dabei ihre gesamte Energie deponiert. Im Prinzip lässt sich die im Szintillator freigesetzte Energie durch die Messung der erzeugten Lichtmenge mithilfe einer Photodiode bestimmen. Die mit Thallium dotierten Kristalle sind in 8 Schichtebenen mit jeweils 12 Kristallen angeordnet und besitzen eine *Hodoskop*-Konfiguration². Diese verschafft

¹ Der Krebsnebel-Fluss beträgt lediglich einige Photonen pro Minute pro m².

² Jede Ebene liegt parallel zur nächsten und senkrecht zu der darunterliegenden Schicht.

eine 3-dimensionale Abbildung der elektromagnetischen Teilchenschauer und erlaubt gleichzeitig eine gute Energieauflösung [Atwood et al., 2009b].

Data Acquisition System (DAQ)

Das DAQ-System sammelt die Daten der verschiedenen Untersysteme bzw. Hardware-Instrumente im LAT ein und führt bereits an Bord des Satelliten vorläufige Event-Selektionsschnitte zur Datenreduzierung durch. Durch den geschickten Einsatz eines geeigneten Algorithmus **OBF** (On Board Filter) lässt sich die Datenmenge der zur Erde zu übertragenden Daten auf ~ 400 Hz pro Kontakt erheblich reduzieren. Dies entspricht immerhin 1.5 GByte pro Kontakt¹ bei einer Umlaufzeit von 96 Minuten pro Erdumrundung [Sanchez, 2010].

5.1.2 Fermi-LAT Datenanalyse

Im Folgenden soll das Konzept der Beschaffenheit und Analyse der LAT-Daten vorgestellt werden. Hierbei wird bei der Beschreibung der Bearbeitungsprozesse nicht ins Detail eingegangen, sondern lediglich auf die wesentlichen Aspekte der Datenverarbeitung.

Events-Rekonstruktion

Die von Fermi-LAT zur Erde übermittelten Daten werden durch den Vergleich der mittels ACD, Tracker und Kalorimeter registrierten Ereignisse mit den anhand von Simulationen zu erwartenden Ergebnisse zunächst in Hintergrund bzw. γ -Events klassifiziert. Die Klassifikationskriterien basieren sowohl auf aufwendigen Monte-Carlo Simulationen der Instrumente und Wechselwirkungen zwischen Photonen bzw. geladenen Teilchen und den Detektoren, als auch auf den Ergebnissen der vor dem Start im CERN und GSI durchgeführten Experimente zur Energiekalibrierung von künstlich erzeugten Ionenstrahlen und γ -Strahlen. Anschließend werden die selektierten Event-Daten in zwei separaten Dateien im FITS-Format gespeichert. Die erste Datei, die sogenannte *Photon-File* beinhaltet neben insgesamt 22 Event-Parametern ebenfalls die Detektionszeit der γ - Photonen. Im Gegensatz dazu enthält die zweite Datei, das *Spacecraft-File* ausschließlich Informationen über die Position und Orientierung des Fermi-Satelliten im Weltall in 30-sekündigen Zeitfenstern [Deil, 2011].

¹ Ein Kontakt alle drei Stunden.

Instrument Response Function (IRF)

Die Instrument Response Function (IRF) fasst alle charakteristischen Merkmale vom Fermi-LAT zusammen und beschreibt im Endeffekt die Effektivität des Detektors bzw. Detektionswahrscheinlichkeit eines γ -Photons der Energie E_γ in Abhängigkeit von seinem Eintrittswinkel θ im LAT und der Energie bzw. Position-Rekonstruktion des Systems. Mathematisch lässt sich die IRF folgendermaßen ausdrücken [Sanchez, 2010]:

$$IRF(E_\gamma, \theta) = A_{eff}(E_\gamma, \theta) \cdot PSF(E_\gamma, \theta) \cdot \Delta E_\gamma \quad (5.1)$$

- **Effektive Fläche** $A_{eff}(E_\gamma, \theta)$:

Diese Größe ist definiert als das Produkt der geometrischen Fläche mit Detektionswahrscheinlichkeit eines unter dem Winkel θ eintretenden γ -Photons und wird anhand von Monte-Carlo Simulationen bestimmt. Die Effektive Fläche beträgt im Zentrum des FOV etwa $\sim 7000 \text{ cm}^2$ bei 1 GeV.

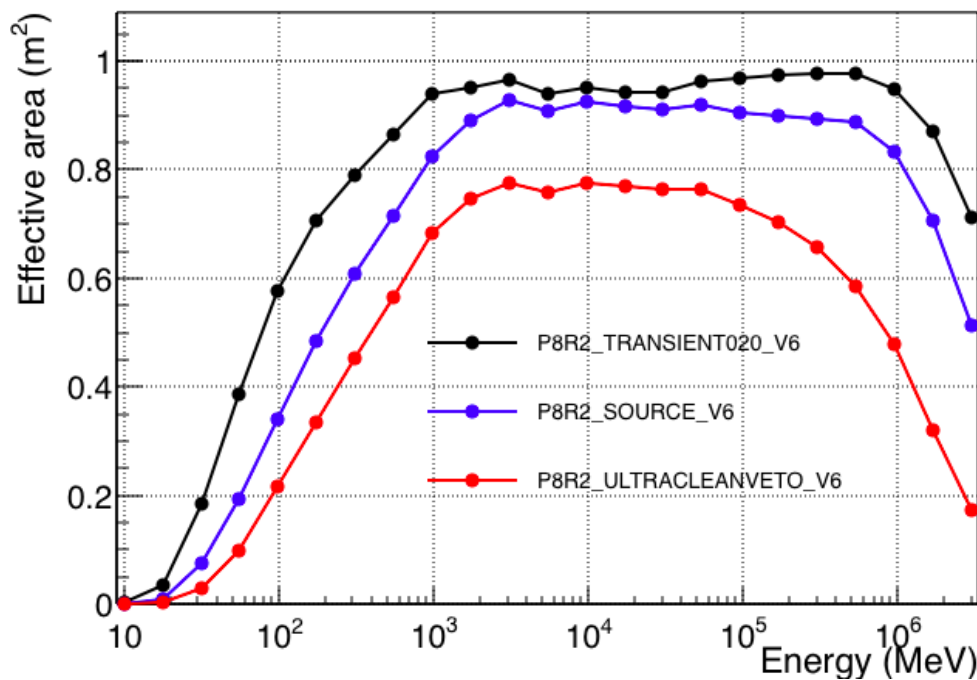


ABBILDUNG 5.3:

Die Effektive Fläche $A_{eff}(E_\gamma, \theta)$ von Fermi-LAT in Abhängigkeit der Energie.

- **Point Spread Function** $PSF(E_\gamma, \theta)$:

Die PSF charakterisiert die Wahrscheinlichkeitsdichte an einer gegebenen Position P_R die wahre Position P_T zu rekonstruieren und ist im Grunde ein Maß für den Fehler auf die Richtungsrekonstruktion des detektierten γ -Photons. Die Breite dieser Größe lässt sich in Abhängigkeit von E_γ in erster Näherung gemäß [Gleichung 5.2](#) abschätzen [[Sanchez, 2010](#)].

$$PSF(E_\gamma) = \sqrt{(0.8 \cdot (E_\gamma^{-0.8}/1 \text{ GeV}))^2 + (0.07)^2} \quad (5.2)$$

- **Energieauflösung** ΔE_γ :

ΔE_γ bezeichnet die kleinste Energiedifferenz, die das Kalorimeter noch trennen kann. Diese energieabhängige Größe liegt in der Größenordnung von $\sim 10\%$ [[Atwood et al., 2009b](#)] und nimmt für Energien oberhalb von 1 GeV auf Grund der kleinen Dimensionen des Kalorimeters zu, denn γ -Photonen mit höheren Energien verursachen größere elektromagnetische Teilchenschauer .

Analyse-Prozedur der LAT-Daten

Im Rahmen dieser Arbeit wurde bei der Analyse der extragalaktischen γ -Quellen nach der Standardprozedur vorgegangen und dementsprechend wurden mehrere Ablaufschritte sequentiell ausgeführt. Zunächst wurden die beiden FITS-Dateien *Photon* bzw. *Spacecraft*-File direkt von dem Fermi Science Support Center (FSSC) Datenserver¹ heruntergeladen. Hierzu wurden nur die aus einer Region (Region of Interest) **ROI** mit einem 15 Grad Radius um die Positionskordinaten (*RA/Dec*) der jeweiligen Quelle stammenden Ereignisse für die weitere Analyse ausgewählt und ein relativ breiter Energiebereich von 100 MeV bis 500 GeV, sowie eine Zeitspanne (MET²) von ungefähr acht Jahren selektiert. Zur Rekonstruktion und Klassifikation der von LAT registrierten Events wurde die letzte Version der LAT-Daten-Pipeline, der Pass8 (*P8R2*) Algorithmus benutzt.

Die im Folgenden kurz geschilderten Analyseschritte folgen die im Handbuch Analysis-threads und Science-Tools beschriebenen Standardmethoden aus dem Fermi **Cicerone** Version v10r0p5.

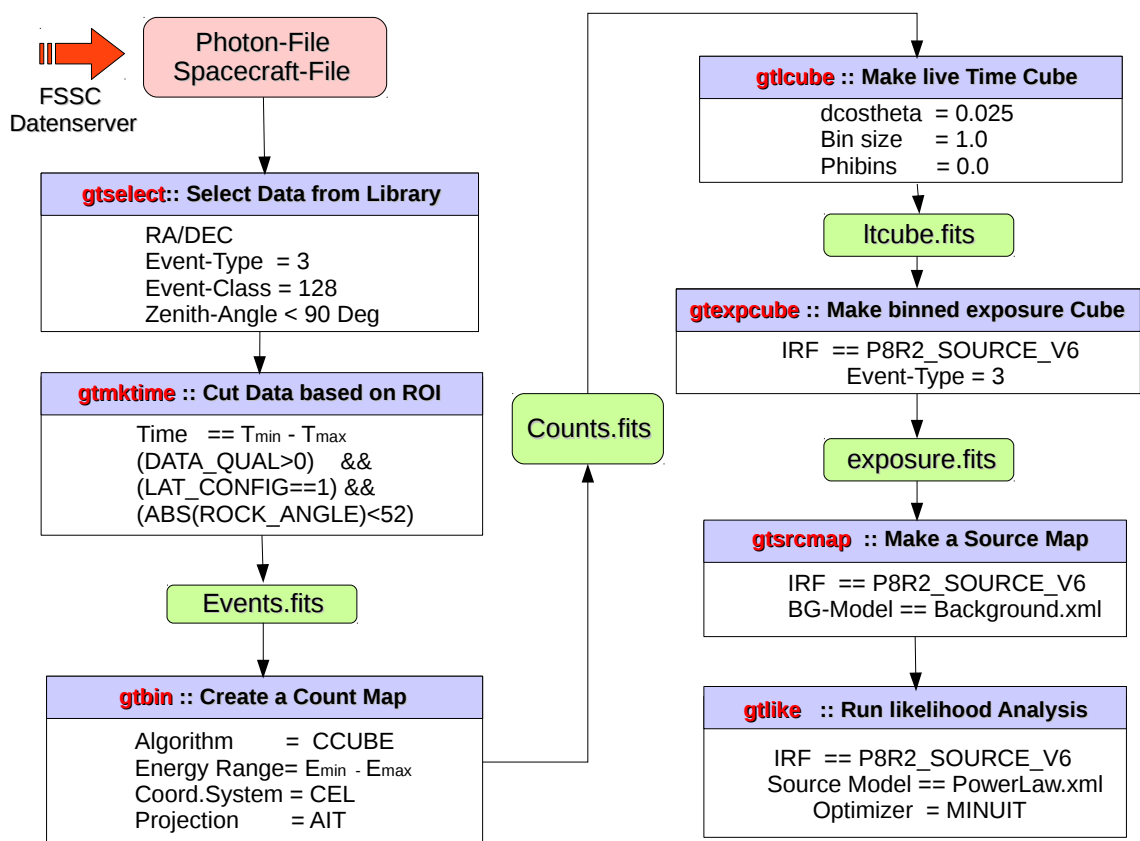


ABBILDUNG 5.4: Fermi-LAT Binned Likelihood Analyse.

¹<http://fermi.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/ssc/LAT/LATDataQuery.cgi>

²Mission Elapsed Time: Die Zeit in Sekunden seit dem 01.01.2001 um 00:00:00 UTC

- **gtselect**: Im ersten Schritt wurden alle unter einem Zenitwinkel¹ von 90° oder größer detektierten Events auf Grund des Erd-Albedos herausgefiltert. Zudem wurden ausschließlich Events vom Typ drei² weiter in der Analyse berücksichtigt und einen Energieschnitt zwischen 100 MeV und 300 GeV durchgeführt.
- **gtmktime**: Um den gesamten Himmel in zwei Umlaufbahnen beobachten zu können, rotiert der Fermi-Satellit um seine eigene Achse mit dem ROCK_ANGLE -Winkel. Dieser wurde hier auf den Standardwert gemäß $ABS(ROCK_ANGLE) < 52$ festgelegt. Außerdem wurden bei der Datenselektion nur Zeitintervalle im Betracht gezogen, während denen Fermi keine technischen Probleme aufwies und sich außerhalb des SAA³ befand.
- **gtbin**: Dieses Tool dient dazu, den generierten Datensatz (*Event file*) in eine All-Sky-Karte in Himmelskoordinaten mit Hilfe von AIT Off-Projektion (zentriert um RA,DEC = 0,0) umzuwandeln und u.a Lichtkurven zu erzeugen.
- **gtlcube**: Der IRF ist von dem Winkel zwischen der Quellen-Richtung und der LAT z-Achse abhängig. Hierzu verwendet *gtlcube* die im *Spacecraft-File* vorhandenen Pointing-Daten zur Berechnung einer Funktion, die den 3D-Raum und die Quellen-Position sowie den Neigungswinkel umfasst, die sogenannte *Livetime Cube*.
- **gtexpcube**: Erzeugt eine Exposure-Karte für verschiedene Energien beim Multiplizieren der Effektiven Fläche mit der Exposure und Integration über den Raumwinkel.
- **gtsrcmap**: Faltet das für die Quellen in ROI gewählte Modell mit der IRF unter Berücksichtigung der Isotropen und Extra bzw.- Galaktischen diffusen Emission und erzeugt dabei die erwartete Counts-Karte für eine gegebene Beobachtung.
- **gtlike**: Führt die sogenannte Binned Likelihood Analyse durch, bei der die beobachteten Daten mit dem gewählten Modell verglichen werden.

¹ Der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des Photons und der zwischen dem Fermi-Satellit und Erdzentrum verlaufenden Verbindungsgerade.

² SOURCE-class bezieht die FRONT und BACK Events in der Analyse ein.

³ Südatlantische Anomalie.

5.2 Ergebnisse der Fermi-LAT Datenanalyse

Bevor die Ergebnisse der Datenanalyse präsentiert werden, soll an dieser Stelle eine kurze Beschreibung der im GeV-Bereich untersuchten Galaxien erfolgen.

5.2.1 Galaxien-Portrait

Die Riesengalaxie M87

Die elliptische Riesengalaxie M87, auch Virgo A genannt, ist eine gigantische FR-I Radiogalaxie, die sich im Zentrum des Virgo-Galaxienhaufens in einer Entfernung von etwa 16 Mpc ($z=0.0043$) [Aharonian et al., 2003] befindet und einen Durchmesser von etwa 37 kpc hat. M87 zeichnet sich aus durch ein sehr massereiches Schwarzes Loch im Kern, dessen Masse etwa $(3.5 \pm 0.9) \times 10^9 M_{\odot}$ [Walsh et al., 2013] beträgt und einen um 6° kollimierten bzw. 15° in Beobachtungsrichtung abgeneigten Jet, der sich im Radiobereich über eine Distanz¹ von bis 30 kpc erstreckt und sich mit einer scheinbaren Überlichtgeschwindigkeit von 4 bis 6c bewegt. Im hochenergetischen TeV-Bereich wurde M87 im Jahr 2004 von HESS mit einer 4.7σ Signifikanz und einem differentiellen Energiefluss von $(2.43 \pm 0.75) \times 10^{-13} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bzw. einem Spektralindex $\Gamma = (2.62 \pm 0.35)$ detektiert [Beilicke et al., 2005].

Centaurus A

Centaurus A ist die nächstgelegene Radiogalaxie $d_z \simeq 3.8 \text{ Mpc}$ ($z=0.00183$) und ist charakterisiert durch zwei gigantische Radio-Lobes bzw. zwei gegenüberliegenden Jets, die unter einem Winkel von 15° bis 80° gegen die Sichtlinie geneigt sind, sowie starke Emissionen von Röntgen- bzw. γ -Strahlung. In deren Zentrum wird ein SMBH mit einer Masse $(6.5 \pm 0.7) \times 10^7 M_{\odot}$ vermutet [Marconi, A. et al., 2006]. In TeV-Energiebereich wurde Cen A von HESS über mehrere Jahre intensive beobachtet. Dabei konnten bis *dato* keine Hinweise auf Variabilität festgestellt werden. Das beobachtete TeV Spektrum lässt sich mittels einer PowerLaw-Funktion parametrisieren mit einem Spektralindex $\Gamma = (2.7 \pm 0.5_{stat} \pm 0.2_{sys})$ [Aharonian et al., 2009].

PG 1553+113

PG 1553+113 gehört zu den extremsten HBLs und wurde in VHE ($E > 100 \text{ GeV}$) zum ersten Mal im Jahr 2005 von HESS entdeckt. Das gemessene Spektrum ist

¹Der Jet hat in optischen Aufnahmen von HST eine Länge von 1.5 kpc.

ungewöhnlich weich und hat einen Spektralindex von $\Gamma_{TeV} = 4.0 \pm 0.6$. Im Gegensatz dazu ist der von Fermi ermittelte Index in HE sehr hart und beträgt $\Gamma_{GeV} = 1.68 \pm 0.03$ [Ackermann et al., 2015a]. Das macht PG 1553+113 zu einem der γ -Emitter mit der größten jemals gemessenen Spektral-Differenz ($\Delta\Gamma \approx 2.3$) zwischen den TeV und GeV Spektralen Indizes. Zudem bleibt die Rotverschiebung dieser Quelle trotz mehrerer Messversuche immer noch mit relativen großen Unsicherheiten behaftet und wird auf etwa $z \sim 0.5$ geschätzt [Abramowski et al., 2015b].

PKS 0447-439

Dieser BL-Lac Blazar gehört zu den hellsten extragalaktischen γ -Objekten in der sogenannten Fermi-bright-Source Liste und hat ein hartes Spektrum im GeV-Energiebereich mit einem Index $\Gamma_{GeV} = 1.68 \pm 0.03$ und einem Integralen Fluss zwischen 0.1 und 200 GeV von $(1.45 \pm 0.05) \times 10^{-10} \text{ erg}\cdot\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. In VHE wurde dieser γ -Quelle erstmals von HESS 2009 entdeckt. Hierbei wurden ein weicher Spektralindex $\Gamma_{TeV} = (3.89 \pm 0.37_{stat} \pm 0.22_{sys})$ und ein bei 1 TeV normalisierter Fluss von $(3.5 \pm 1.1_{stat} \pm 0.9_{sys}) \times 10^{-13} \text{ TeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ festgestellt [Costamante, 2013b] [Raue et al., 2009].

5.2.2 Count-Maps

Zur effizienten Durchführung der im vorherigen Unterabschnitt beschriebenen Binned-Likelihood Analyse wurde das auf Konfigurationsdateien bzw. Python basierte Enrico-Softwarepaket¹ Version 0.1 verwendet. Unter der Verwendung von *gtbins* wurden zuerst die Binned Count-Maps für jede der oben vorgestellten γ -Quellen im Energiebereich zwischen 100 MeV und 300 GeV erstellt. Die [Abbildung 5.5](#) zeigt eine logarithmische Darstellung der daraus resultierenden Counts-Karten eines etwa $10^\circ \times 10^\circ$ um den AGN zentrierten Bereich. Zur besseren Visualisierung wurden die Karten unter der Benutzung der in HEASARC-Paket² implementierten DS9-Software³ mit einer 2D Gauß-Funktion geglättet. Die hier untersuchten extragalaktischen Objekte wurden den Erwartungen entsprechend als Punktquellen identifiziert und deren Positionen fallen mit den vom 3FGL-Katalog angegebenen Stellen zusammen. Erwähnenswert an dieser Stelle sind die galaktische Emission (im Süden) und einige schwache Quellen im näheren Umfeld von Centaurus A, sowie die hohe Intensität (Counts) von PG 1553+113.

¹ <https://enrico.readthedocs.io/en/latest/index.html>

² <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software.html>

³ SAOImage DS9 ist eine astronomische Abbildungs- und Datenvisualisierungssoftware

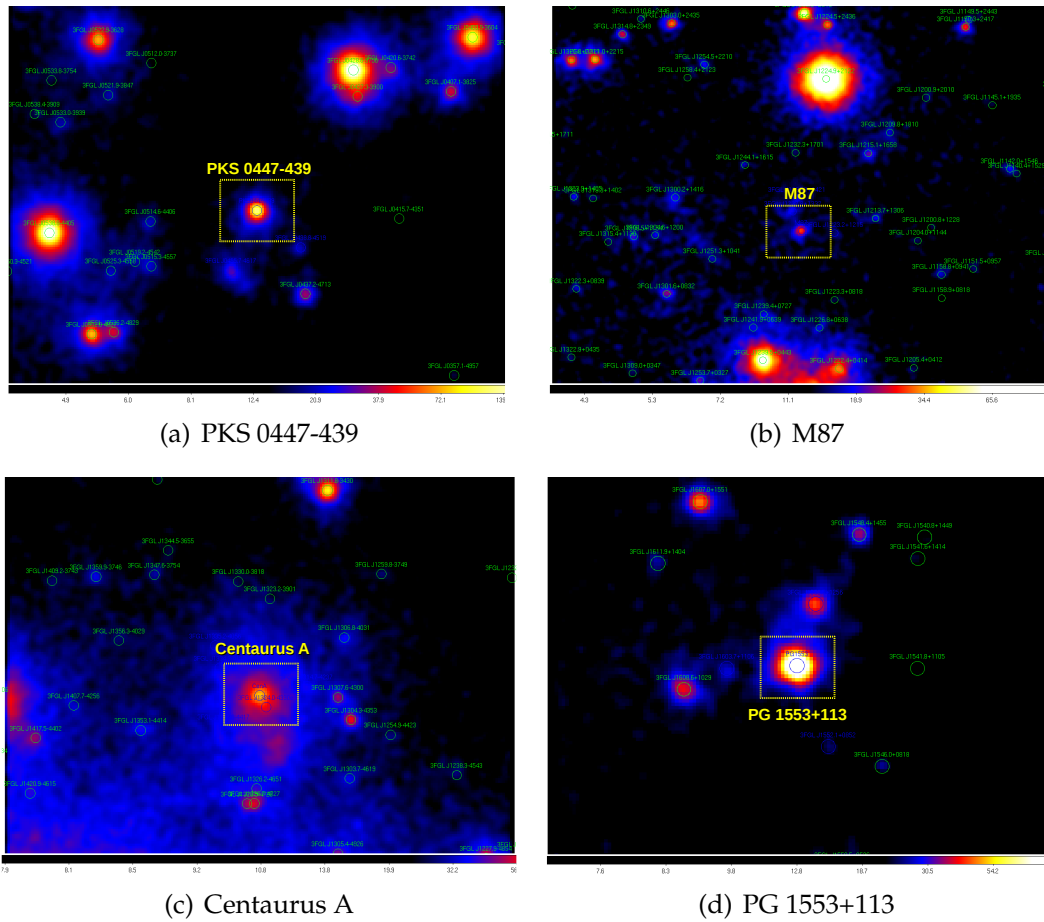


ABBILDUNG 5.5:
Die ermittelten GeV γ -Countskarten der hier untersuchten AGN in HE γ -Bereich zwischen einer Energie von 100 MeV und 300 GeV.

5.2.3 Die γ -Spektren

Um den AGN quantitativ (Spektrum, Lichtkurve etc.) zu analysieren und zu bewerten, wird generell von der Hypothese ausgegangen, dass das differentielle Spektrum jeder im ROI befindlichen Quelle sich in einer funktionalen Form beschreiben lässt. Daraus lässt sich dann eine mathematische Funktion $S(E_\gamma, \theta)$ (siehe [Gleichung 5.3](#)) konstruieren, die die aufsummierte Emission aus aller von Punkt- und diffusen Quellen innerhalb von ROI stammenden γ -Photonen bildet. Hierbei bezeichnet θ in diesem Zusammenhang die Bild-kordinaten.

$$S(E_\gamma, \theta) = \sum_i S_i^{Punkt}(E_\gamma, \theta) + \sum_j S_j^{Diff.}(E_\gamma, \theta) \quad (5.3)$$

Zur Konstruktion der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Modelle wurden die im ROI liegenden Quellen durch Potenzgesetze modelliert bzw. die folgenden Emissionsquellen in der Modellierung einbezogen und dann eine XML-Datei mit allen wichtigen Modellangaben erstellt:

- **Punktquellen:** Die in dem vier jährigen 3FGL-Katalog detektierten und in der *gll_psc_v16.fit*¹ FITS-Datei angegebenen γ -Punktquellen.
- **Galaktische diffuse Emission:** Die durch die Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit dem ISM hervorgerufene und in der *gll_iem_v06.fits*² Datei für den diffusen Hintergrund des LAT parametrisierten γ -Emission.
- **Extragalaktische diffuse Emission:** Die isotrope diffuse Komponente zur Modellierung (*isotropic_iem_v02.txt*³) des extragalaktischen γ -Strahlung Hintergrunds EGB (Extragalactic Gamma-ray Background).

Anschließend folgt die Anwendung der maximalen Likelihood Methode mit Hilfe des *gtlike*-Tool auf die gefilterten Daten und die Minimierung der Logarithmus der Likelihood-Funktion unter der Verwendung des MINUIT Optimization Algorithmus. Auf Basis des oben beschriebenen binnend Likelihood Verfahrens wurden für die analysierten AGN die jeweiligen Spektren erstellt und die entsprechenden Spektralindizes ermittelt. Hierbei wurden neben dem γ -Strahlungsmodell der beobachteten Quelle auch jenes Emissionsmodell gezeigt, welches sich aus der Überlagerung der Emissionen aller im ROI befindlichen Quellen ergibt. Die Qualitätsbeurteilung der Analyse lässt sich im Laufe

¹ http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/4yr_catalog/

² <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

³ http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/software/aux/isotropic_iem_v02.txt

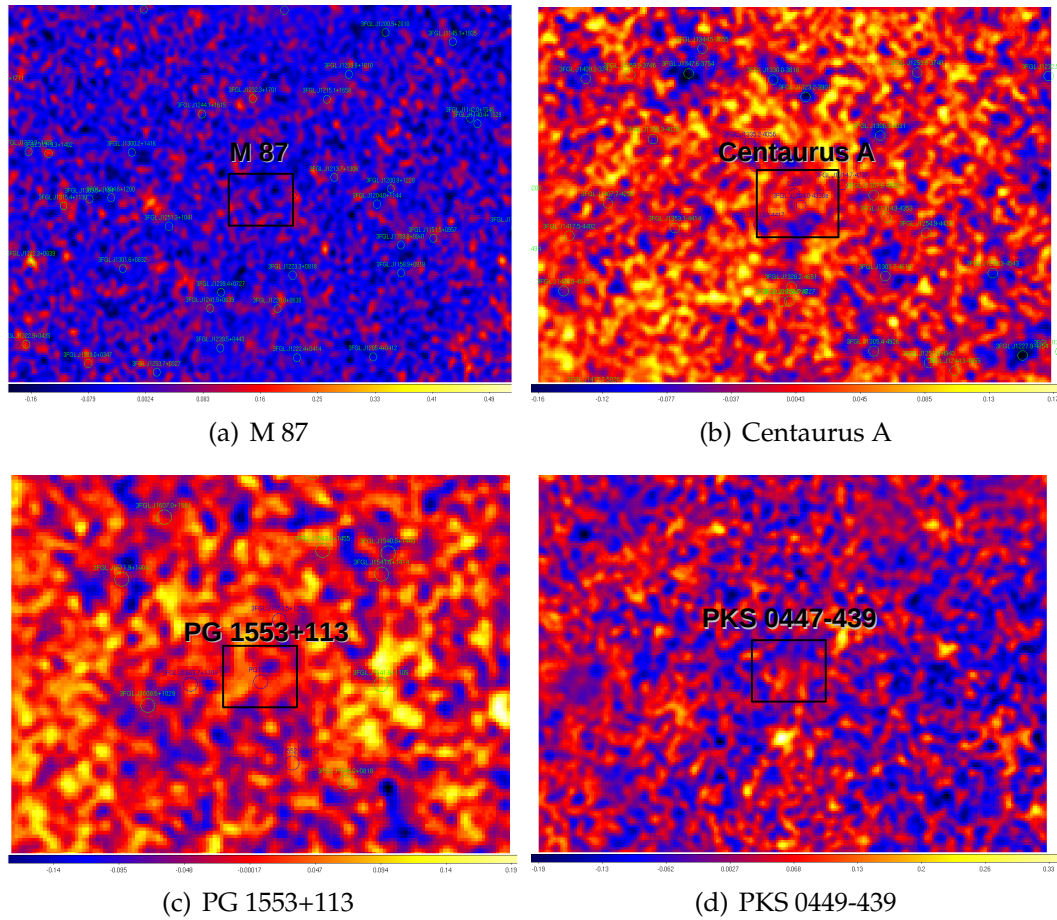


ABBILDUNG 5.6:

Die berechneten GeV Residual-karten der untersuchten AGN in HE γ -Bereich.

der gesamten binned Likelihood Prozedur anhand verschiedener Tests systematisieren. So wird beispielsweise durch die Überprüfung der Fehler und Warnungen aus den verschiedenen generierten Protokolldateien ein erster Einblick in die Qualität der durchgeführten Analyse verschafft. Ferner ermöglicht die Kontrolle der erzeugten Residual-Karten die Ergebnisse der Modellanpassung an die Beobachtung zu prüfen. Hierzu werden die Beiträge des Diffusen Hintergrundes und der im ROI befindlichen 3FGL-Katalog Punktquellen eliminiert bzw. die Differenz zwischen der erwarteten Counts-Karte und den beobachteten Daten gebildet. Zur Modellierung der γ -Emission aus der untersuchten AGN wurde das in Gleichung 5.4 definierte PowerLaw2 Modell verwendet.

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N \cdot (\Gamma + 1) E^\Gamma}{E_{max}^{(1+\Gamma)} - E_{min}^{(1+\Gamma)}} \quad (5.4)$$

Wobei E_{max} und E_{min} die obere bzw. untere Energiegrenze zur Berechnung des differentiellen Flusses $\frac{dN}{dE}$ darstellen. Die [Abbildung 5.6](#) zeigt nach der Subtraktion der Modelle strukturlose Residual-Karten ohne erkennbare Muster. Dieses lässt darauf schließen, dass die gemessenen Daten durch die erstellten Modelle hinreichend gut modelliert wurden.

Aus der Spektralanalyse ergaben sich für den Spektralindex bzw. integralen Fluss von 100 MeV bis 300 GeV die in [Tabelle 5.1](#) aufgelisteten Werte. Die hieraus ermittelten Spektralindizes stimmen im Rahmen der Fehlergrenzen gut mit den jeweils aus dem 3FGL-Katalog angegebenen Werten überein. Die einzi-

AGN	Typ	3FGL-Katalog Γ_{3FGL}	Diese Studie Γ_{Studie}	Integral Fluss $\Phi_{GeV} [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$
M87	RDG	2.04 ± 0.06	2.04 ± 0.04	$(1.62 \pm 0.14) \times 10^{-8}$
Centaurus A	RDG	2.70 ± 0.03	2.68 ± 0.02	$(1.63 \pm 0.05) \times 10^{-7}$
PG 1553+113	BLL	1.60 ± 0.03	1.67 ± 0.01	$(6.54 \pm 0.13) \times 10^{-8}$
PKS 0447-439	BLL	1.84 ± 0.02	1.84 ± 0.01	$(6.79 \pm 0.14) \times 10^{-8}$

TABELLE 5.1: Die berechneten Spektralen Indizes im HE γ -Bereich für die mit Fermi-LAT untersuchten γ -Quellen. Zum Vergleich wurden die aus dem 3FGL-Katalog entnommenen Werte gezeigt.

ge Ausnahme stellt PG 1553+113 dar, deren Spektralindex im Vergleich zu dem aus 3FGL-Katalog etwas weicher ausfällt. Der Grund dafür liegt in erster Linie darin, dass dieser HBL-Blazar aufgrund der beobachteten Variabilität in dessen Lichtkurve als variable γ -Quelle im GeV-Bereich eingestuft wurde. Diese Tatsache macht sich besonders bei der Betrachtung des aus dem 2FGL Katalog extrahierten Spektralindex von $\Gamma_{2FGL} = 1.67 \pm 0.02$ bemerkbar. Dazu werden im 3FGL-Katalog nur die in den ersten 48 Monaten der Fermi Mission aufgenommenen Daten in der Unbinned Likelihood Analyse berücksichtigt. Dagegen wurden bei dieser Studie fast doppelt so viele Daten analysiert bzw. der Pass8 Rekonstruktion-Algorithmus eingesetzt, dessen PSF schärfer und effektive Fläche breiter (für $E < 100$ MeV und HE-Bereich) als vorherige Versionen sind.

5.2.4 Periodizitätsanalyse der Fermi-LAT Lichtkurven

Lomb-Scargle-Periodogramm (LSP)

LOMB und **SCARGLE** entwickelten mit dem Lomb-Scargle-Periodogramm eine neue Methode zur Periodizitätsanalyse der unregelmäßigen nicht gleichabständigen Datenreihen und zum Testen der Signifikanz schwacher periodischer Signale [Scargle, 1982] [Townsend, 2010]. Das LSP ist in vieler Hinsicht ähnlich zu der Fourier Leistungsspektraldichte (PSD) in der Fourier-Spektralanalyse, die oft zum Erfassen von Periodizität bei regelmäßigen Zeitreihen verwendet wird.

Gegeben sei folgende Zeitreihe $y(t)$ mit N Messungen y_i zu den Beobachtungszeiten t_i ($i = 1, \dots, N$), dem Mittelwert \bar{y} und der Standardabweichung σ . Das normalisierte Lomb-Scargle-Periodogramm wird in der Regel für eine gegebene Kreisfrequenz ω (oder Periode $P=2\pi/\omega$) wie folgt definiert :

$$P(\omega) = \frac{1}{2\sigma^2} \left(\frac{\left[\sum_i (y_i - \bar{y}) \cos(\omega(t_i - \tau)) \right]^2}{\sum_i \cos^2(\omega(t_i - \tau))} + \frac{\left[\sum_i (y_i - \bar{y}) \sin(\omega(t_i - \tau)) \right]^2}{\sum_i \sin^2(\omega(t_i - \tau))} \right) \quad (5.5)$$

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_i \sin(2\omega t_i)}{\sum_i \cos(2\omega t_i)} \quad (5.6)$$

Dabei bezeichnet der Parameter τ das sogenannte Time-Offset. Das dahinter stehende Prinzip basiert auf der Überlegung, die Daten mit einer periodischen Funktion $f(t) = a \cdot \cos(\omega t) + b \cdot \sin(\omega t)$ zu parametrisieren und darauf die aus den Messwerten y_i und der Modell-Funktion $f(t)$ gebildete Differenz nach der Methode der kleinsten Quadrate (χ^2 -Methode) zu minimieren.

Eines der wichtigsten Probleme bei der Periodizitätsanalyse astronomischer Zeitreihen ist die Bewertung der Signifikanz der festgestellten Perioden. Grundsätzlich müssen zur Validierung einer Periode einige Kriterien erfüllt sein und bestimmte Parameter genauer unter die Lupe genommen werden.

- **False-Alarm Probability: (FAP)**

FAP kennzeichnet die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens eine der M unabhängigen Frequenzen (Z_0) in einem vorgegebenen Frequenzbereich des berechneten Leistungsspektrums durch weißes Rauschen zustande gekommen ist. Diese wird durch die Formel (4.8) gegeben [Scargle, 1982]

$$FAP = 1 - \left[(1 - e^{-Z_0}) \right]^M \quad (5.7)$$

Zur Berechnung des FAP Signifikanzniveaus wurden in der vorliegenden Arbeit Monte-Carlo Simulationen auf Basis der Bootstrap¹ Methode für die jeweiligen Lichtkurven durchgeführt.

Die Fermi-LAT Lichtkurven charakterisieren die Veränderung des Flusses einer γ -Quelle als Funktion der Zeit und können im Prinzip je nach Zweck bzw. Genauigkeit der Analyse nach zwei verschiedenen Methoden berechnet werden:

- **Aperture Photometrie:** Die wichtigsten Vorteile dieser Methode liegen in der Einfachheit bzw. Schnelligkeit, und der Unabhängigkeit von den verwendeten Himmelsmodellen. Hierbei wird der diffuse Hintergrund bei der Analyse nicht berechnet bzw. modelliert, was dementsprechend zu einer Überschätzung des Flusses führt. In der Regel kommt diese Technik bei der Berechnung der Fermi-Katalog-Lichtkurven häufig zum Einsatz.
- **Likelihood-Methode:** Diese beruht auf der Anwendung eines bestimmten Modells zur Parametrisierung des ROI und insbesondere zur genauen Abschätzung des diffusen Hintergrunds. Dies wiederum erlaubt bessere bzw. robustere Ergebnisse zu erzielen und u.a. Rückschlüsse über zeitliche Veränderung der Spektralenindizes zu ziehen. Der Nachteile dabei ist insbesondere die hohe Rechenintensität.

Um möglichst genaue Messergebnisse des γ -Flusses zu erreichen, wurde bei Bestimmung der Fermi-LAT-Langzeitlichtkurven in der vorliegenden Studie die Likelihood-Methode eingesetzt. Im Folgenden werden die daraus resultierenden Lichtkurven präsentiert und deren Periodizitätsanalyse mit Hilfe von LSP vorgeführt und im Anschluss daran einige physikalische Interpretationen der beobachteten Sachverhalte diskutiert.

PG 1553+113

Als Grundlage für die Periodizitätsanalyse wurden in dieser Studie die HE-Langzeitlichtkurven im Energiebereich von 100 MeV bis 300 GeV erstellt. Die in der Abbildung [Abbildung 5.7](#) dargestellte Lichtkurve erstreckt sich über einen Zeitraum von 95 Monaten, also von 2008.08.04 bis 2016.06.14 (239557417 - 487585241 MET). Bei den angezeigten Fehlerbalken handelt es sich lediglich um die 1σ -Konfidenzintervalle, deren Natur rein statistisch ist. Die systematischen Fehler auf dem Fluss sind dagegen energieabhängig und werden in der Regel für Fermi-LAT auf 10% bei 100 MeV, 5% bei 500 MeV und 20% bei

¹Basiert auf wiederholtem Ziehen (Resampling) aus den beobachteten Daten

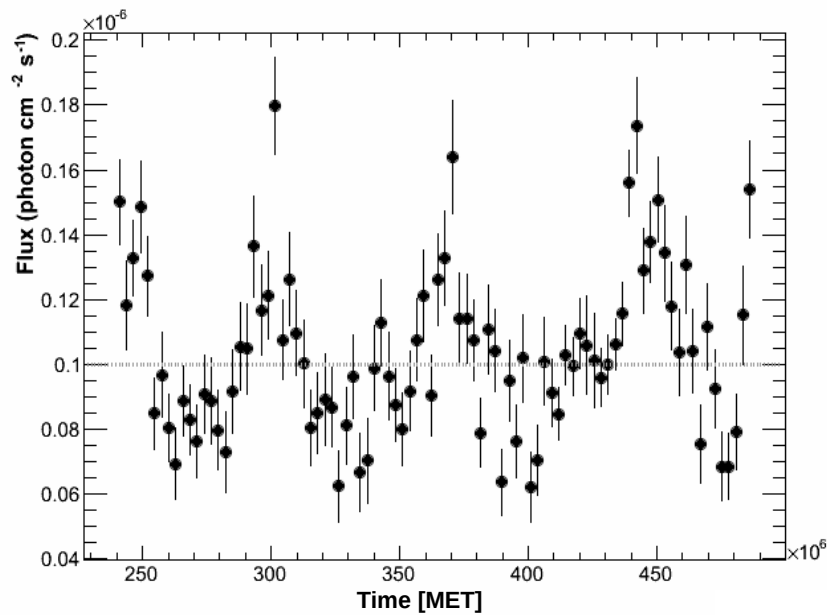


ABBILDUNG 5.7: PG 1553+113 Monatliche-Lichtkurve

10 GeV abgeschätzt. Bei der visuellen Betrachtung des in [Abbildung 5.7](#) illustrierten zeitlichen Verlaufs fällt eine quasiperiodische Oszillation des gemessenen Flusses mit schätzungsweise 2.1 Jahren Periodendauer auf. Ferner variiert der Photonfluss zwischen Minimum und Maximum um ungefähr den Faktor 3 und der durchschnittliche Fluss beträgt $\Phi_m = (1.00 \pm 0.02) \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dazu ist an dieser Stelle zusätzlich anzumerken, dass die Lichtkurve streng genommen keinen reinen sinusförmigen aufweist. Um die beobachtete Quasi-Oszillation zu quantifizieren und demnach die dazugehörige Periode möglichst genau zu bestimmen, wurde ein Python-Skript¹ zur Berechnung des generalisierten Lomb-Scargle-Periodogramms (GLSP) auf Basis des von [M. ZECHMEISTER et al. \[Zechmeister and Kürster, 2009\]](#) neu entwickelten Formalismus geschrieben und auf die wöchentliche Lichtkurve von PG 1553+113 angewendet. Die festgestellten Perioden sind in [Abbildung 5.8](#) in zeitlicher Form graphisch veranschaulicht. Die Interpretation der beobachteten Perioden und deren statistischer Signifikanz werden normalerweise durch die begrenzte Lichtkurvenlänge und das vorhandene Rauschen bzw. die stochastischen Fluktuationen erschwert. Zur Behandlung dieser Problematik bzw. Bewertung der Signifikanz der Perioden wurden 1000 Bootstrap Resampling-Simulationen durchgeführt und die daraus berechneten Signifikanzniveaus zusätzlich zum Plot hinzugefügt. Die ΔBIC -Achse zeigt das sogenannte Bayessche Informationskriterium (Bayesian Information Criterion) BIC, welches in der Statistik ein Kriterium zur

¹Unter der Anwendung von AstroML-Package (Machine Learning for Astrophysics)

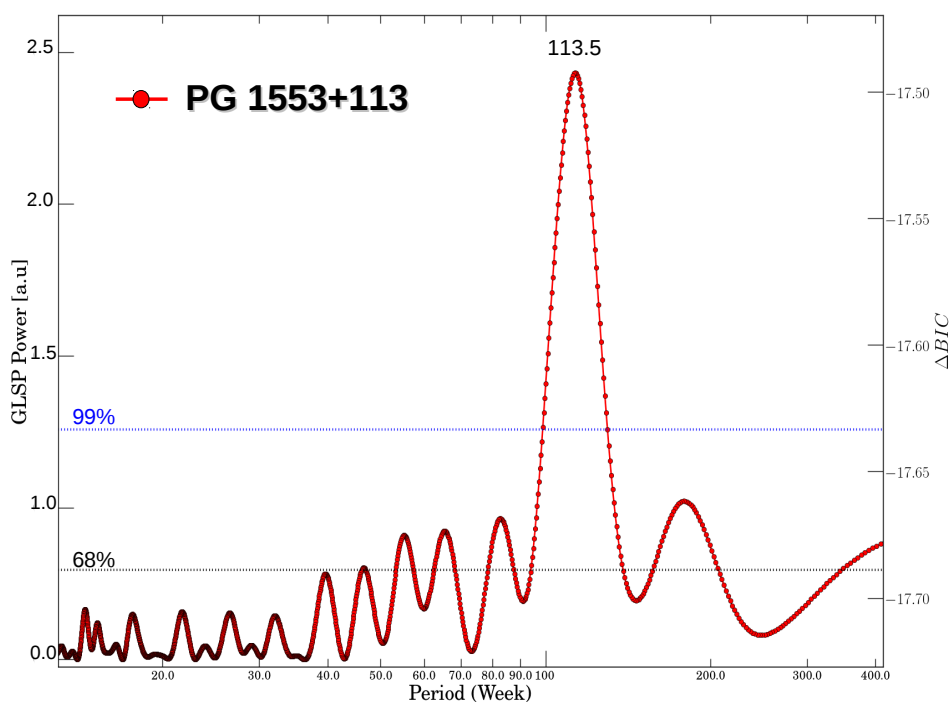


ABBILDUNG 5.8: Das berechnete GLSP von PG 1553+113. Die blaue vertikale Linie bezeichnet das aus Boot-Strap Simulationen bestimmten 99%-Konfidenzintervall.

Modellauswahl (Modelle mit dem niedrigsten BIC werden bevorzugt) darstellt. Aus der obenstehenden Abbildung lässt sich eine Periode von 113.5 Wochen bestimmen. Dieser liegt deutlich oberhalb des 99% Konfidenzniveaus und hat dementsprechend eine Wahrscheinlichkeit kleiner als 1%, eine auf Rotes Rauschen zurückgehende statistische Fluktuation zu sein. Aus der vorhergehenden Analyse ergeben sich starke Hinweise auf eine signifikante Periode der Variabilität von PG 1553+113 im GeV-Energiebereich bei (794.5 ± 35) Tagen bzw. (2.17 ± 0.10) Jahren. Dieser Wert stimmt ganz gut mit der in der Veröffentlichung¹ [Ackermann et al., 2015b] der Fermi LAT Collaboration angegebenen Periode von (798 ± 30) Tagen bzw. (2.18 ± 0.08) Jahren überein.

PKS 0447-439

Analog zur Vorgehensweise in der Analyse von PG 1553+113 wurden die Fermi-LAT Langzeitlichtkurven von PKS 0447-439 im Energiebereich von 100 MeV bis 300 GeV über einen Zeitraum von 93 Monaten bzw. von 2008.08.04 bis 2016.04.14 (239557417 - 482325925 MET) ermittelt. Die [Abbildung 5.9](#) zeigt die

¹ Die hier präsentierten Ergebnisse der Periodizitätsanalyse von PG 1553+113 wurden unabhängig und bereits vor der Veröffentlichung der Fermi-LAT Collaboration ermittelt [Ackermann et al., 2015b].

wöchentliche Lichtkurve von PKS 0447-439. Einigermaßen gut zu erkennen ist auch hier ein quasi-zyklisches Verhalten der Flussveränderung zwischen zwei beinahe konstanten Extremen Flusswerten.

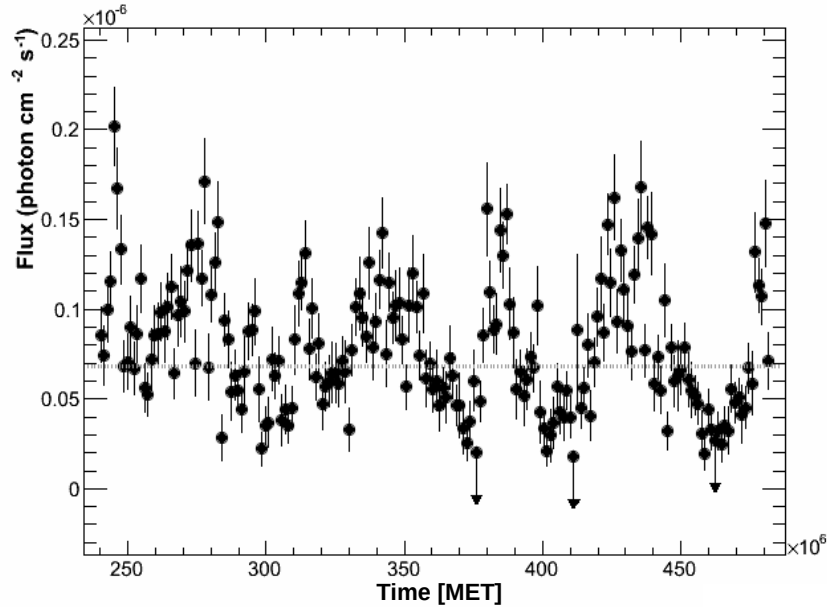


ABBILDUNG 5.9: PKS 0447-439 Wöchentliche Lichtkurve

Beim Durchlaufen einer schwachen Emissionsphase sinkt aufgrund des niedrigen Flusses die Detektionswahrscheinlichkeit der γ -Quelle merklich. Bei der Flussbestimmung wurde deshalb während der Likelihood Analyse im Falle der Unterschreitung einer standardmäßig definierten Detektiongrenze $TS < 9$ gleich ein Upperlimit (UL) berechnet. Die Datenpunkte mit UL sind in der Lichtkurve mit einem Pfeil gekennzeichnet. Zusätzlich wurden zur Beurteilung der *gtlike* Analyse die Lichtkurven auf die Gültigkeit der Fehlerbalkenberechnung mit Hilfe von zugleich generierten Diagnose-Plots geprüft. In der [Abbildung 5.10 \(a\)](#) ist beispielsweise die γ -Lichtkurve von PKS 0447-439 auf Monatsbasis mit dem entsprechenden Diagnose-Plot zu sehen. Hierzu wurden das Verhältnis des gemessenen Flusses und der jeweils entsprechenden Unsicherheit $\frac{Flux}{\Delta Flux}$ graphisch gegenüber $\frac{N_{pred}}{\sqrt{N_{pred}}}$ in [Abbildung 5.10 \(b\)](#) angezeichnet. Bei einer zufriedenstellenden Berechnung der Messfehler ist eine starke lineare Abhängigkeit zwischen diesen beiden Größen zu erwarten. Dabei stellt N_{pred} die Anzahl der unter dem Winkel Θ erwarteten γ -Photonen der Energie E_γ dar. Diese Zahl lässt sich in der Regel folgendermaßen berechnen :

$$N_{pred} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \int_{ROI} S_q(E_\gamma, \theta) \cdot \varepsilon(E_\gamma, \theta) dE d\theta \quad (5.8)$$

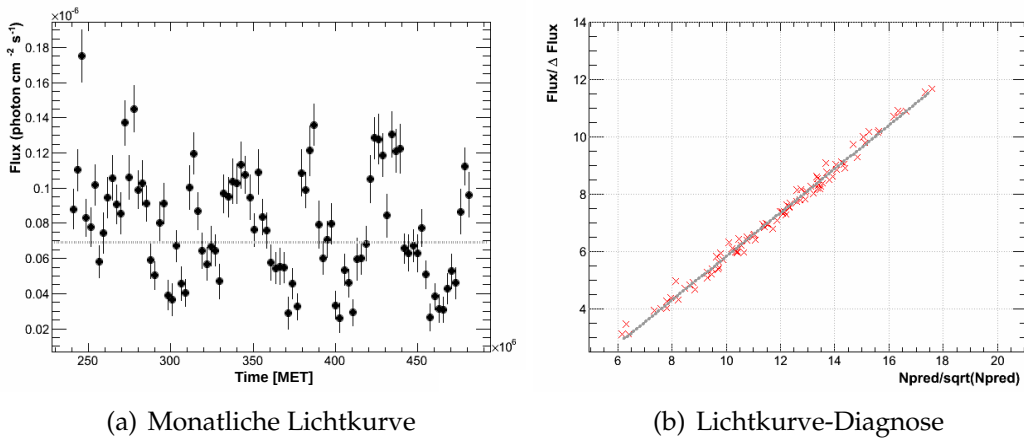


ABBILDUNG 5.10: Diagnose der PKS 0447-439 Lichtkurve (siehe Text für mehr Details)

Wobei $S_q(E_\gamma, \theta)$ und $\varepsilon(E_\gamma, \theta)$ sukzessive die errechnete γ -Emission der Quelle und deren Belichtung (Exposure) repräsentieren.

Die GLSP Analyse der wöchentlichen γ -Lichtkurve ist in der [Abbildung 5.11](#) zusammen mit den entsprechenden Signifikanzniveaus veranschaulicht. Der GLSP Kurvenverlauf lässt das Vorhandensein von insgesamt drei ausgeprägten Maxima erkennen, die deutlich über das anhand von den 1000 Bootstrap Resampling Simulationen eingeschätzten 99%-Konfidenzniveau herausragen und insofern einen Hinweis auf die mögliche Existenz multipler Perioden im zeitlichen Flussverlauf der emittierten γ -Strahlung hindeuten. Die Profile der Maxima wurden durch eine Summe von 3 Gauss-Verteilungen gefittet, deren Überlagerung zugleich durch den Minimierungsprozess der χ^2 -Methode an den GLSP Verlauf angepasst wurde. Die daraus resultierenden Perioden sind in aufsteigender Reihenfolge auf Wochenbasis wie folgt: $\Pi_1^\gamma = (66.2 \pm 0.5)$ und $\Pi_2^\gamma = (83.4 \pm 0.7)$ sowie $\Pi_3^\gamma = (136.1 \pm 6.7)$. Allerdings sind die Intensitäten der letzten beiden Peaks beinahe identisch und eindeutig höher als die Intensität des erstens. Da Π_3^γ fast doppelt so groß wie Π_1^γ ist, liegt die Vermutung nahe, dass es hierbei um einen harmonischen Peak erster Ordnung handelt. Besonders erwähnenswert ist an dieser Stelle, dass der Fermi-Stellit eine Präzessionsbewegung mit einer Periodendauer von 53.4 Tagen ausführt. Bildlich gesprochen führt diese Bewegung dazu, dass die *RA* und *DEC* der Bahnpole (Orbit Poles) einen Kreis von 25.6° am Himmel fast alle zwei Monate zeichnen. Diese Tatsache schließt imfolgedessen die mit der Fermi Umlaufbahn zusammenhängenden Perioden als mögliche Ursache für die hier beobachteten Perioden aus. Zur Untermauerung der Hypothese, dass die festgestellte Quasi-Periodizität eigentlich weder auf irgendwelche technische Ursachen (Instrument) noch auf

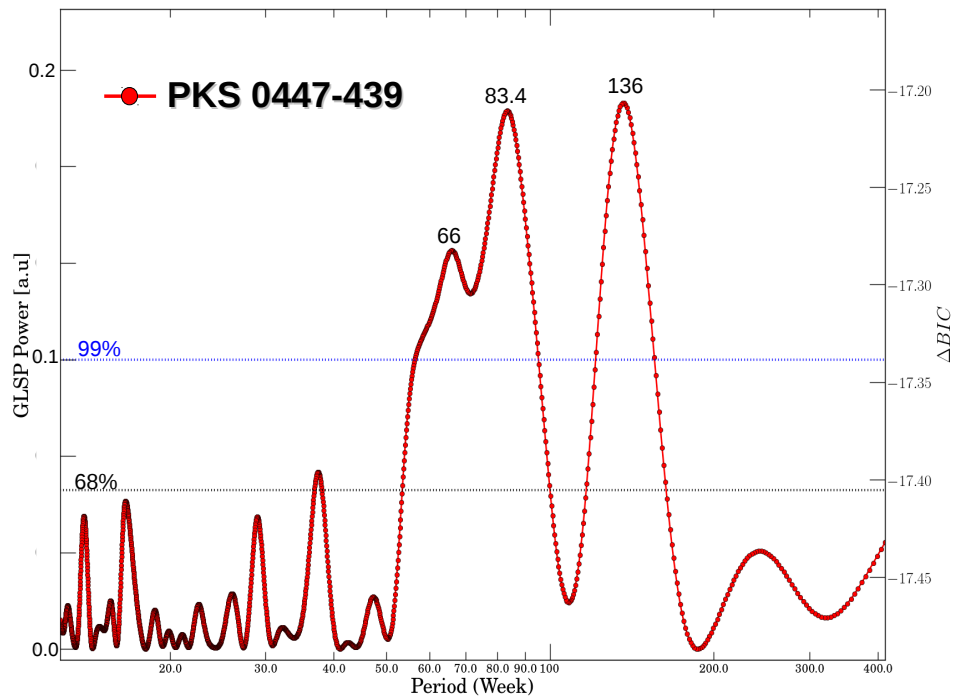


ABBILDUNG 5.11: Das berechnete GLSP von PKS 0447-439 γ -Lichtkurve. Die blaue vertikale Linie bezeichnet das aus Boot-Strap Simulationen bestimmten 99%-Konfidenzintervall.

die eingesetzten Datenanalyseverfahren zurückzuführen sind, wurden in der vorliegenden Arbeit als weitere Grundlage für die Periodizitätsanalyse die vom vollautomatischen Teleskop ATOM¹ aufgenommenen optischen Lichtkurven des Blazars PKS 0447-439 hinzugezogen.

ATOM (**A**utomatisches **T**eleskop für **O**ptisches **M**onitoring) ist ein 75 cm-Spiegelteleskop der Landessternwarte Heidelberg, welches für die Durchführung vollautomatischer Beobachtungen im optischen Spektralbereich der im TeV Bereich emittierenden und von HESS beobachteten Aktiven Galaktischen Kernen in Namibia zur gemeinsamen Nutzung bereitgestellt wurde. Die folgende [Abbildung 5.12](#) zeigt die flusskalibrierte optische Lichtkurve auf Tagesbasis von PKS 0447-439 im R-Band über insgesamt 1278 Tage von 11.08.2009 bis zum 09.02.2013. Im Gegensatz zum Weltraumteleskop Fermi unterliegen die Beobachtungen mit den erdgebundenen Teleskopen nicht nur der Verfügbarkeit der technischen Instrumente, sondern auch den stetigen klimatischen Schwankungen der Erdatmosphäre auf verschiedenen Zeitskalen. All diese Effekte zusammen führen zwangsläufig zur einer unregelmäßigen Abtastung bzw. Entstehung von Beobachtungslücken in den Lichtkurven. Nichtsdestotrotz ist das quasi-oszillatorische Verhalten der Flussveränderung auch im optischen

¹<https://www.lsw.uni-heidelberg.de/projects/hess/ATOM/>

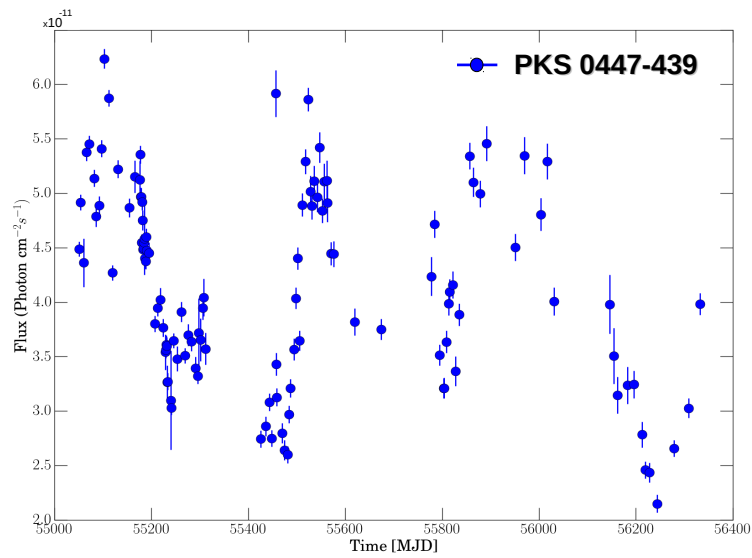


ABBILDUNG 5.12: Die mit Hilfe von ATOM erstellte optische Lichtkurve von PKS 0447-439

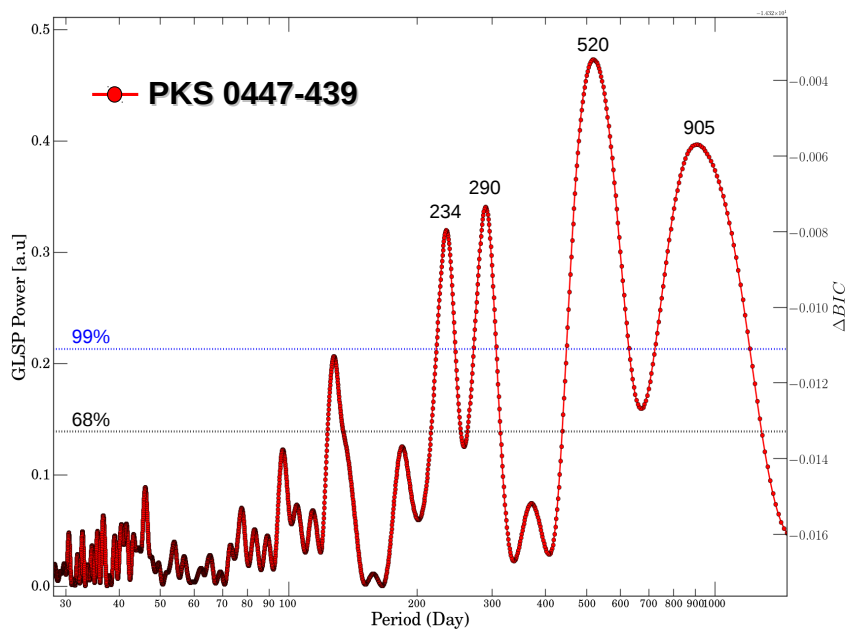


ABBILDUNG 5.13: Das berechnete GLSP von PKS 0447-439 basierend auf die optische Lichtkurve von ATOM. Die blaue vertikale Linie bezeichnet das aus Boot-Strap Simulationen bestimmten 99%-Konfidenzintervall.

ATOM	Fermi-LAT
Optisch (R-Band)	100 MeV < E_γ < 300 GeV
[Tage]	[Tage]
$\Pi_1^R = (234.3 \pm 1.5)$	–
$\Pi_2^R = (290.1 \pm 1.7)$	–
–	$\Pi_1^\gamma = (463.4 \pm 3.5)$
$\Pi_3^R = (520 \pm 8.5)$	$\Pi_2^\gamma = (583.8 \pm 4.9)$
$\Pi_4^R = (905 \pm 49)$	$\Pi_3^\gamma = (952.7 \pm 47)$

TABELLE 5.2: Zusammenfassung der beobachteten Perioden im optischen und HE γ -Bereich.

Bereich auf den ersten Blick gut erkennbar. Zur Bestimmung der Periodendauer wurde das GLSP der optischen Lichtkurve berechnet und graphisch in der darauffolgenden [Abbildung 5.13](#) mit den dazugehörigen Konfidenzniveaus dargestellt. Aus dem vorhergehenden Ergebnis der GLSP Analyse lässt sich auf die Existenz von insgesamt vier ausgeprägte Peaks schließen, deren Signifikanz das durch MC-Simulation ermittelte 99%-Konfidenzniveau eindeutig übersteigt. Die daraus sich im R-Band ergebenden Perioden sind in aufsteigender Reihenfolge auf Wochenbasis wie folgt: $\Pi_1^R = (33.5 \pm 0.2)$, $\Pi_2^R = (41.4 \pm 0.2)$ bzw. $\Pi_3^R = (74.3 \pm 1.4)$, und schließlich $\Pi_4^R = (129 \pm 7)$. Der Vergleich der beiden Werte Π_3^R und Π_4^R mit den vorherigen aus der γ -Lichtkurve herausgefundenen Perioden Π_2^γ bzw. Π_3^γ ergibt eine im Rahmen der Fehlergrenzen akzeptable Ähnlichkeit. Dieses Ergebnis erhärtet damit den Verdacht, dass es sich bei der beobachteten Quasiperiodizität höchstwahrscheinlich um einen intrinsischen Effekt handelt, der durch die Quelle selbst hervorgerufen wird. Andererseits besitzen Π_1^R und Π_2^R keine übereinstimmenden Perioden im γ -Bereich und weisen außerdem nicht vernachlässigbare Intensitätsunterschiede auf. Die Ergebnisse der durchgeführten Periodizitätsanalyse wurden zum leichten Vergleich in der folgenden [Tabelle 5.2](#) zusammengefasst und zur besseren grafischen Veranschaulichung zusammen in [Abbildung 5.16](#) dargestellt. Um den erwähnten Unterschieden näher auf den Grund zu gehen und zugleich den Einfluss der Erdatmosphäre auf die Periodizitätsanalyse von PKS 0447-439 im optischen Bereich zu beurteilen, wurde die zeitliche Veränderung des sogenannten atmosphärischen Transparenzkoeffizienten ATC (Atmospheric Transparency Coefficient) [[Hahn et al., 2014](#)] auf mögliche Periodizität mittels LSP untersucht. Die [Abbildung 5.14](#) zeigt den Variationsverlauf des ATC über einen Zeitraum von etwa 10 Jahren. Die Häufigkeitsverteilung der gemessenen ATC Werte streut um einen langzeitigen Mittelwert von ~ 1.0 mit einem FWHM-Wert von $\sim 9\%$. Die Analyse der Daten mit LSP ergab, dass die Veränderungen der ATC Werte

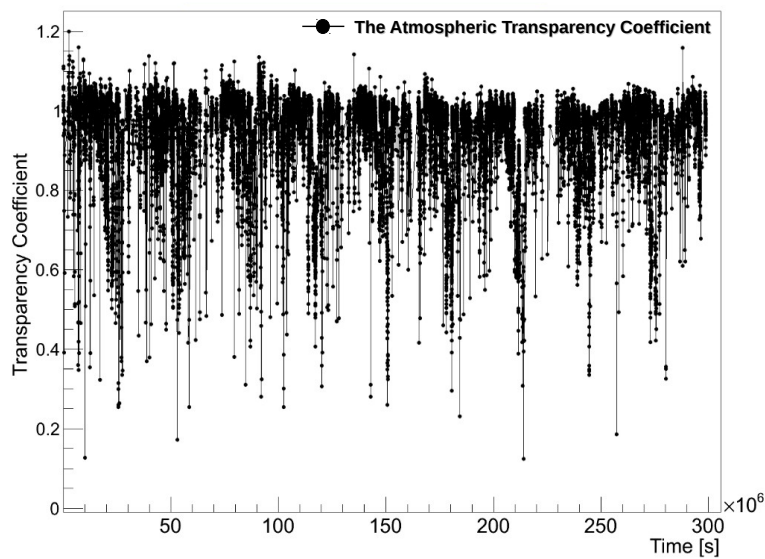


ABBILDUNG 5.14: Der zeitliche Verlauf des ATC

regelmäßigen sich jährlich wiederholenden zyklischen Schwankungen folgen. Das daraus erhaltene Ergebnis ist in [Abbildung 5.15](#) veranschaulicht.

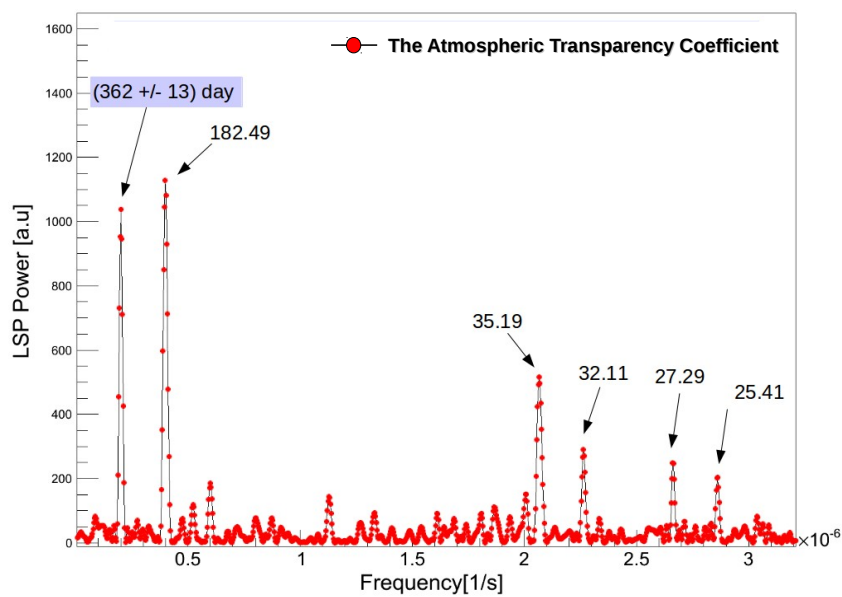


ABBILDUNG 5.15: Das berechnete LSP des ATC

Hierbei stellen der Peak bei ungefähr ~ 182.5 Tagen und dessen Harmonischen bei (362 ± 13) die signifikantesten Perioden der Zeitreihe dar. Diese saisonalen Schwankungen fallen mit den Zeiten (August und Oktober) der jährlichen Verbrennung der Biomasse in Namibia und seinen Nachbarländern

zusammen – dies führt zu einer Erhöhung des atmosphärischen Aerosolgehaltes¹ –. Schließlich lässt sich zusammenfassend festhalten, dass die in der optischen Lichtkurve festgestellten Perioden nicht auf atmosphärische Effekte zurückzuführen sind. Diese Ergebnisse sind allerdings an dieser Stelle mit Vorsicht zu interpretieren. Denn wie bereits oben erwähnt wurde, sind die ATOM Lichtkurven mit Beobachtungslücken behaftet, die auf Grund des Simpling-Effektes unter bestimmten Umständen signifikanten Perioden im GLSP hervorrufen können und dementsprechend die Ergebnisse der Periodizitätsanalyse systematisch verzerren. Um den Einfluss des Simpling Effektes auszuschließen, muss normalerweise eine ausreichend hohe Anzahl von Lichtkurven mit Hilfe MC-Simulationen simuliert und unter dem Einsatz einer Maximum-Likelihood Analyse mit den beobachteten Daten verglichen werden.

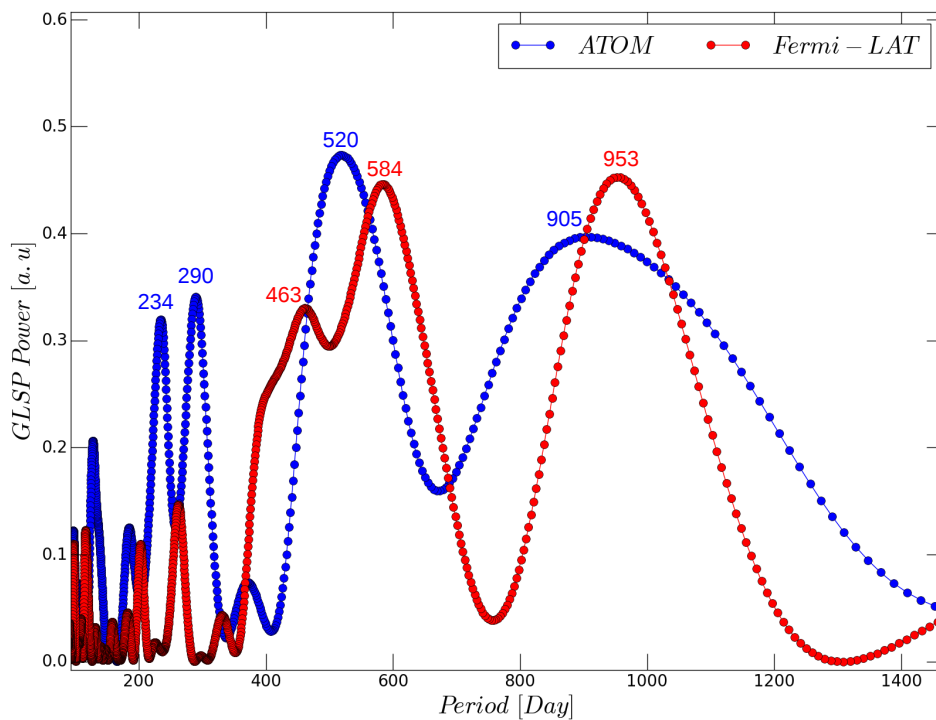


ABBILDUNG 5.16: Überlagerung der berechneten GLSP auf Tagesbasis für die optischen bzw. γ -Lichtkurven von PKS 0447-439

Beim weiteren Vergleich der in optischen und in γ -Lichtkurven festgestellten Perioden erhärten sich die Hinweise auf das Vorhandensein einer möglichen Korrelation zwischen den beiden Wellenlängen. So treten die optischen Peaks Π_3^R und Π_4^R früher auf, und besitzen einen mittleren zeitlichen Vorsprung von etwa ~ 56 Tagen gegenüber den γ -Peaks Π_2^γ bzw. Π_3^γ . Zu einer ähnlichen Feststellung gelangten M. ACKERMANN *et al.* [Ackermann *et al.*, 2015b] im Bezug auf PG 1553+113 – die zeitliche Verschiebung beträgt (130 ± 14) Tage – und

¹Aerosole sind die in der Atmosphäre schwebenden festen bzw. flüssigen Teilchen

auch [COHEN *et al.*](#) [[Cohen *et al.*, 2014](#)] in Zusammenhang mit deren Studie der Korrelation zwischen den optischen (KAIT¹) und γ -Lichtkurven (Fermi-LAT) von insgesamt 157 Blazaren.

Die weit verbreitete und akzeptierte Auffassung geht davon aus, dass die in Blazaren beobachteten optischen bis UV-Emissionen ihren Ursprung in der Synchrotron-Emission der im Jet beschleunigten Elektronen haben. Dagegen sind die hochenergetischen Emissionen im GeV und TeV-Energiebereich eher entweder auf die Streuung IC (Inverse Compton-Streuung) der Synchrotron emittierenden Elektron-Population an die niederenergetischen Photonen, oder auf die im Jet sich abspielenden Hadronischen Prozesse zurückzuführen. Den leptonischen Modellen zur Erklärung der Blazar-Emission zufolge finden sich sowohl die Synchrotron- als auch die IC-Emission im Jet und sie sind beide der gleichen Elektronen-Population zuzuordnen. Demzufolge ist eine starke Korrelation zwischen den nieder- und hochenergetischen Strahlungen zu erwarten.

Physikalische Interpretation der Quasiperiodizität

Zum Abschluss dieses Abschnitts werden nun einige mögliche physikalische Interpretationen der in den beiden γ -Quellen beobachteten Quasiperiodizität diskutiert. Die Suche nach der Periodizität in den AGN-Lichtkurven hat im niederenergetischen Bereich eine lange Geschichte – wie beispielsweise beim Quasar OJ287. Im Hochenergie γ -Bereich wurden periodische Änderungen des γ -Flusses sehr selten beobachtet. De facto stellt PG 1553+113 in der Literatur bis dato den einzigen Kandidat mit soliden Hinweisen auf eine mögliche Quasiperiodizität der γ -Emission in HE dar. Vom theoretischen Standpunkt betrachtet, wurden hingegen schon viele Szenarien zur Erklärung derartiger Erscheinungen vorgeschlagen, wobei viele der entwickelten Modelle als Gemeinsamkeit eine Veränderung der Jet-Orientierung voraussagen. Im Folgenden sollen drei mögliche Szenarien kurz erläutert werden.

- **Pulsierende Akkretion:**

Dem auf der relativistischen 3D GMHD² Simulation basierenden MCAF (Magnetically Choked Accretion Flow) Modell zufolge ist die Quasiperiodizität bei Blazaren auf Instabilitäten im Akkretionscheibe-Jet System zurückzuführen, die durch ineffiziente Energiezufuhr von der Akkretionsscheibe am unteren Ende des Jets nahe dem SMBH hervorgerufen werden [[Ackermann *et al.*, 2015b](#)]. Im Allgemeinen haben die erwarteten

¹Katman Automatic Imaging Telescope

² General relativistic Magnetohydrodynamic

Flussänderungen bei einem maximal rotierenden ($a \sim 0.9$) SMBH typischerweise eine sehr kurze Periode von $\sim (M_{SMBH}/10^8 M_\odot) \cdot 10^5 s$. Diese Dauer ist allerdings bei den sich langsam drehenden SMBH länger. Da die hier beobachteten Perioden in der Größenordnung von einigen Hunderten von Tagen liegen, kann dieses Szenario hier für eher unwahrscheinlich gehalten werden [Fragile and Meier, 2009] [Tchekhovskoy et al., 2011].

- **Jet Präzession:**

In den VLBI¹ Daten des Quasars 3C273 wurden beispielsweise sehr gute Hinweise auf eine Präzessionsbewegung des Jets mit einer Periode von 16 Jahren innerhalb eines Kreiskegels mit einem halben Öffnungswinkel von $\sim 3.9^\circ$ gefunden. F. RIEGER [Rieger, 2004] schlug einen nicht-ballistischen hydrodynamischen Jet-Präzessionsmechanismus zur Interpretation der Quasiperiodizität vor. Hierzu führen nicht-ballistische spiralförmige Bewegungen der Blobs zu einer quasiperiodischen Veränderung der Emissionsrichtung der Photonen entlang des Jets und sind demzufolge für die beobachtete Quasiperiodizität verantwortlich. Gleichzeitig verstärkt sich die im Laborsystem gemessene Intensität auf Grund des Dopplerverschiebungseffekts (Doppler boosting) in Folge der relativistischen Bewegung der Jetkomponenten in Beobachterichtung, um den differentiellen Dopplereffektor D_+ [Rieger, 2004].

$$D_+ = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos(\theta))} \quad (5.9)$$

Wobei γ den Lorentz Faktor und Θ den Winkel zwischen dem Jet und der Beobachterichtung darstellen. Den Berechnungen zufolge ist eine Variation des D_+ Faktors von etwa $\sim 40\%$ bei einem Präzessionswinkel von $\sim 1^\circ$ ausreichend um die in PG 1553+113 beobachtete Flusschwankung um den ~ 2.8 Faktor zu erklären. Ferner ergeben sich unter der Annahme einer Jet-Präzession Perioden auf den Zeitskalen von mindestens einem Jahr oder länger. Dies deckt sich mit den Erwartungen bezüglich der Periodendauer in PG 1553+133 und PKS 0447-439.

- **Binäres SMBH-System:**

Ein weiteres vielversprechendes Szenario basiert auf der Annahme, dass das zentrale SMBH von einem zweiten supermassereichen schwarzen Loch umrundet wird und dessen Jet dadurch zu einer Präzessionsbewegung gezwungen wird. Beide SMBH bilden daraufhin ein binäres SMBH-System

¹Very Long Baseline Interferometry

(SMBH-System)[[Begelman et al., 1980](#)]. Die daraus erwarteten Perioden liegen in der Größenordnung von ~ 1 bis 25 Jahren. Somit stellt die SMBBH-Hypothese auch einen potenziellen Kandidat zur Interpretation der beobachteten Quasiperiodizität in den beiden untersuchten Blazaren dar. Basierend auf die Arbeit von [F. RIEGER](#) [[Rieger, 2005](#)] und unter Berücksichtigung der Rotverschiebung wurden die intrinsischen Perioden unter Annahme von zwei verschiedenen γ - Faktoren¹ aus der Formel [Gleichung 5.10](#) bestimmt und in der [Tabelle 5.3](#) dargestellt [[Rieger, 2005](#)].

$$P_{obs.} = \left(\frac{1+z}{\gamma^2} \right) \cdot P_{intri.} \tag{5.10}$$

Ferner wurde das in der [Gleichung 5.11](#) formulierte dritte Keplersche Gesetz verwendet, um die Größenordnung der räumlichen Ausdehnung des SMBBH-Systems ξ in Fall PG 1553+113 abzuschätzen.

$$a^3 = \frac{G(M_{\bullet} + m_{\star})}{4\pi^2} \cdot T^2 \tag{5.11}$$

Wobei M_{\bullet} und m_{\star} die Massen des SMBH und einschließlich dessen Begleiters darstellen, deren Summe dann eine totale Masse von $\sim 1.6 \times 10^8 M_{\odot}$ bzw. einen Schwarzschild-Radius von $R_s \sim 4.69 \times 10^{11} \text{m}$ bzw. $3.13 AU^2$ ergibt.

Blazar	z	$P_{obs.}$ [Tagen]	$P_{intri.}(\gamma = 2)$ [Jahren]	$P_{intri.}(\gamma = 15)$ [Jahren]	ξ [$10^3 \cdot R_s$]
PG 1553+113	0.50	$\Pi_{pg}^{\gamma} = (794.5 \pm 35)$	5.78	325.5	2.25 .. 6.51
PKS 0447-439	0.34	$\Pi_1^{\gamma} = (463.4 \pm 3.5)$	3.74	211.1	—
		$\Pi_2^{\gamma} = (583.8 \pm 4.9)$	4.72	266.4	—
		$\Pi_3^{\gamma} = (952.7 \pm 47)$	7.72	435.6	—

TABELLE 5.3: Zusammenfassung der intrinschen Perioden und eine Abschätzung der räumlichen Ausdehnung ξ des SMBBH-Systems in PG 1553+113 .

Ein rotierendes binäres SMBH-System der reduzierten Masse μ und der Ausdehnung a erleidet auf Grund der Abstrahlung von Gravitationswellen durch die Annäherung der beiden SMBH einen Energieverlust. Für den einfachen speziellen Fall einer Kreisbahn lässt sich aus der ART einem Annäherungsausdruck [Gleichung 5.12](#) für die Lebensdauer τ_{GW} des

¹ Um die γ -Faktoren innerhalb der in den Literatur angegebenen Werte möglichst konsistent zu halten – Beispielsweise wurde in [[Rieger, 2005](#)] $\gamma \sim 3$ bzw. $\gamma \sim 10$ gewählt.

² Der Marsorbit hat eine Ausdehnung von $\sim 3.05 AU$.

SMBH-Systems bis zum Kollaps bzw. zur Verschmelzung der SMBH herleiten.

$$\tau_{GW} \sim \frac{c^5 a^4}{G\mu M^2} \quad (5.12)$$

Für die in [Tabelle 5.3](#) durchgeführten Berechnungen zur Bestimmung der Lebensdauer wurde die Annahme $M_\bullet = m_\star$ unterstellt. Darüberhinaus wurde zur Berechnung der Rotationsgeschwindigkeit des Begleiters die aus klassischen Überlegungen folgende Gleichung [Gleichung 5.13](#) benutzt.

$$V_{rot.} = \frac{\pi a}{T} \quad (5.13)$$

Blazar	ξ [R_s]	Lebensdauer [Jahren]	γ -Faktor	$V_{rot.}$ [c]
PG 1553+113	2250	$\tau_{GW}^1 \sim 148 \times 10^6$	2	6.01%
	6511	$\tau_{GW}^2 \sim 10.6 \times 10^9$	15	0.33%

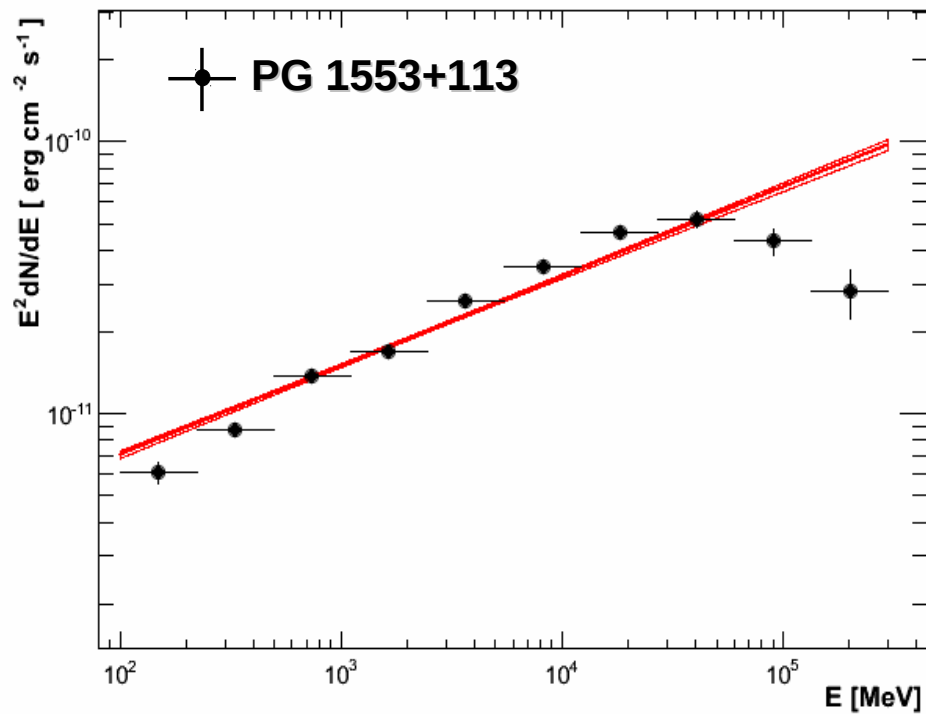
TABELLE 5.4: Eine Abschätzung der Lebensdauer eines möglichen SMBBH-Systems bis zur Verschmelzung im Fall PG 1553+113.

5.2.5 Die Spektrale Energieverteilung (SED)

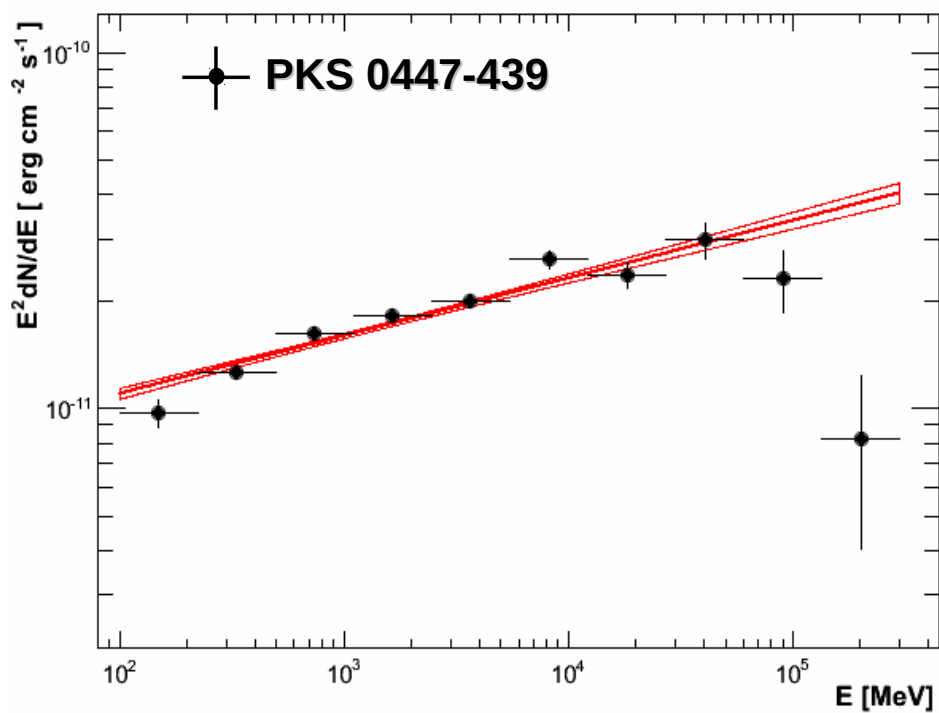
Die Spektrale Energieverteilung SED (Spectral Energy Distribution) veranschaulicht die Energieverteilung, die bei verschiedenen Wellenlängen des Energiespektrums ausgestrahlt werden und liefert einen entscheidenden Beitrag zum näheren Verständnis der sich in AGN abspielenden physikalischen Vorgänge und zur effektiven Untersuchung der Multi-Wavelength-Beobachtungsdaten. In der Literatur werden die SED üblicherweise in Abhängigkeit der Energie E in der folgenden Darstellungsform repräsentiert.

$$\nu F(\nu) = E^2 \cdot \frac{dN}{dE} \quad (5.14)$$

Dabei stellen $F(\nu)$ den Fluss bei der Frequenz ν und $\frac{dN}{dE}$ das differentielle Energiespektrum der beobachteten Quelle dar. Der wesentliche Vorteil dieses doppelt logarithmischen Diagramms liegt am direkten Zusammenhang zwischen der unter der Kurve liegenden Fläche und dem in dem entsprechenden Energieintervall emittierten Energiefluss. Diese Proportionalität vermittelt dementsprechend einen ersten Überblick über die spektralen Emissionseigenschaften der betrachteten Quelle. Nach der Bewertung des differentiellen Energieflusses in jedem Energieintervall ΔE (etwa 3 Bins pro Dekade) unter Einsatz des zur Rekonstruktion des Energiespektrums geeigneten *glike* Tool wurden die entsprechenden Energieverteilungen durch Multiplizieren mit dem Quadrat der mittleren Energie des jeweiligen Energiebins berechnet und schließlich die statistischen 1σ -Fehler bestimmt. Ferner wurde zur Berechnung der Obergrenzen (Upperlimits) in jedem Energiebins eine Detektionswahrscheinlichkeit der γ -Quelle von $TS < 9$ – dieser Wert entspricht eine Signifikanz von ungefähr 3σ – festgelegt. Die [Abbildung 5.17 \(a\)](#) und [\(b\)](#) zeigen die aus der Fermi-LAT Analyse resultierenden Spektralen Energieverteilungen von PG 1553+113 und PKS 0447-439 im GeV-Bereich mit den entsprechenden Linearen Parametrisierungen bzw. deren 68%-Konfidenzintervalle. Daraus lässt sich in beiden Fällen ein Abschnitt des zweiten charakteristischen hochenergetischen SED-Hügels ganz deutlich erkennen. Dieser besitzt im Fall von PG 1553+113 ein Maximum von $5 \cdot 10^{-11} \text{ erg}\cdot\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei einer Energie von etwa $\sim 50 \text{ GeV}$ bzw. $3 \cdot 10^{-11} \text{ erg}\cdot\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei einer Energie von $\sim 40 \text{ GeV}$ für PKS 0447-439. Grundsätzlich nehmen die Emissionsaktivitäten eines Blazars im hochenergetischen γ -Bereich mit steigender Zufuhr der hochenergetischen Teilchen in die Emissionszonen zu und führen infolgedessen zu einer Verschiebung der SED Maxima zu höheren Frequenzen bzw. Energien.



(a) PG 1553+113



(b) PKS 0447-439

ABBILDUNG 5.17: Die Spektral Energieverteilung SED der beiden untersuchten Blazaren im hochenergetischen Bereich zwischen 100 MeV und 300 GeV

Kapitel 6

Hinweise auf zweite HE Emissionskomponente in den Radiogalaxien CenA und M87

Beinahe 72% (1563/2192) der im Fermi-Lat 3FGL Katalog¹ gelisteten γ -Quellen wurden als Radio-laute² AGN klassifiziert [Ackermann et al., 2015]. Bei der überwiegenden Mehrheit von 98% handelt es sich letztlich um Blazare. Die restlichen 2% der von LAT detektierten AGN wurden als Radiogalaxien identifiziert, deren Jets nicht direkt zur Sichtlinie des Beobachters ausgerichtet sind (MAGNs³) [Migliori et al., 2016]. Während die Emissionsmechanismen der γ -Strahlung in Blazaren recht gut verstanden sind [Böttcher, 2007], ist der Ursprung der von den Radiogalaxien emittierten HE γ -Photonen noch nicht zufriedenstellend geklärt [Abdo et al., 2010c] [Kataoka et al., 2011].

Im Fokus der folgenden Kapitel stehen die Spektrale Energieverteilung der Radiogalaxien Centaurus A [Abdo et al., 2010b] und M87 [Abdo et al., 2009], sowie deren HE γ -Flussvariabilität über eine Zeitspanne von etwa 8 Jahren. Hierzu werden vorhandene Hinweise auf Abweichungen vom Potenzgesetz in den Fermi-LAT SED der beiden Radiogalaxien im Zusammenhang mit Variabilitätsänderungen der γ -Flüsse in den untersuchten Energieintervallen erörtert. Im Anschluss daran werden die Fermi-LAT Ergebnisse mit der im TeV-Energiebereich durchgeführten HAP-Analyse (siehe Kapitel 3) der HESS Daten verglichen. Schließlich werden dann die HE Emissionsbeträge zusätzlicher hochenergetischer Komponenten jenseits der leptonischen SSC Jet-Modelle als mögliche Ursache für die in den SED beobachteten spektralen Veränderungen diskutiert [Sahakyan et al., 2013] [Brown et al., 2016].

¹http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/4yr_catalog/

²Historisch wurden die AGN mit Hilfe des Quotienten $R = \frac{L(5GHz)}{L(B)}$ der Leuchtkraft $L(5GHz)$ im Radiobereich bei 5GHz zur optischen (Blau-Filter) Leuchtkraft $L(B)$ unterteilt. Radio-laute AGN haben typischerweise einen Quotienten von $R > 100$ [Kellermann et al., 1989] [ki, C. Leip et al., 2006]

³Misaligned AGNs [Abdo et al., 2010c]

6.1 Spektrale Veränderung im HE γ -Spektrum

Zur Modellierung der HE γ -Emission der beiden Radiogalaxien wurde jeweils ein PowerLaw-Modell verwendet und für die Parametrisierung sowohl die Normierung als auch der Spektrale Index als frei wählbare Parameter angenommen. Die unter Verwendung von *gtlike* durchgeführte Binned Likelihood Analyse bzw. die Teststatistik TS (Test Statistic) ergaben die in der nachstehenden [Tabelle 6.1](#) zusammengefassten Ergebnisse, wobei die angegebenen Fehler rein statistischer Natur sind. Die Detektionssignifikanzen der beobachteten Quellen wurden anhand der Teststatistik durch den Vergleich der Werte der Log-Likelihood Funktionen gemäß [Gleichung 6.2](#) ermittelt [[Mattox et al., 1996](#)].

$$TS = -2 \cdot \text{Log} \left(\frac{L_0}{L_S} \right) \quad (6.1)$$

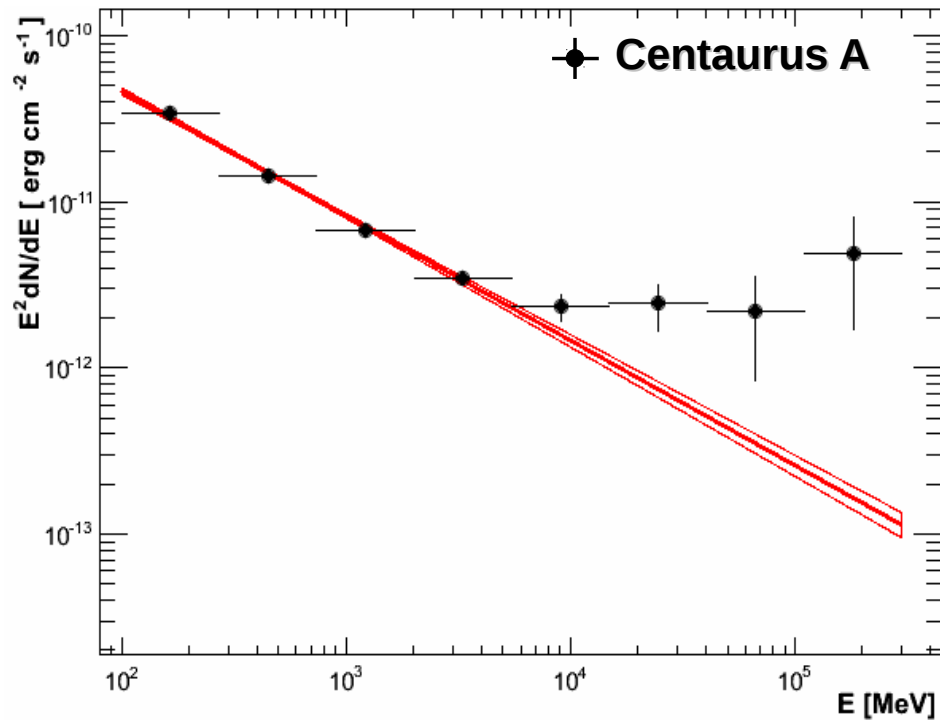
Dabei bezeichnen L_S bzw. L_0 die berechneten Likelihood Funktionen unter der Annahme der mit bzw. ohne (Null-Hypothese) die untersuchte γ -Quelle konstruierten Modelle. Eine γ -Quelle gilt allgemein als detektiert, wenn der Wert $TS = 28$ ist, das entspricht einer Detektionswahrscheinlichkeit von ungefähr 5σ .

AGN	E_{min} [MeV]	E_{max} [GeV]	Spektral Index Γ_{Fermi}	N_{pred}	TS	Integraler Fluss [$\times 10^{-9} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
Cen A	100	300	2.68 ± 0.06	23956	7266	(163.38 ± 4.55)
M87	100	300	2.04 ± 0.04	2601	1088	(16.22 ± 1.45)

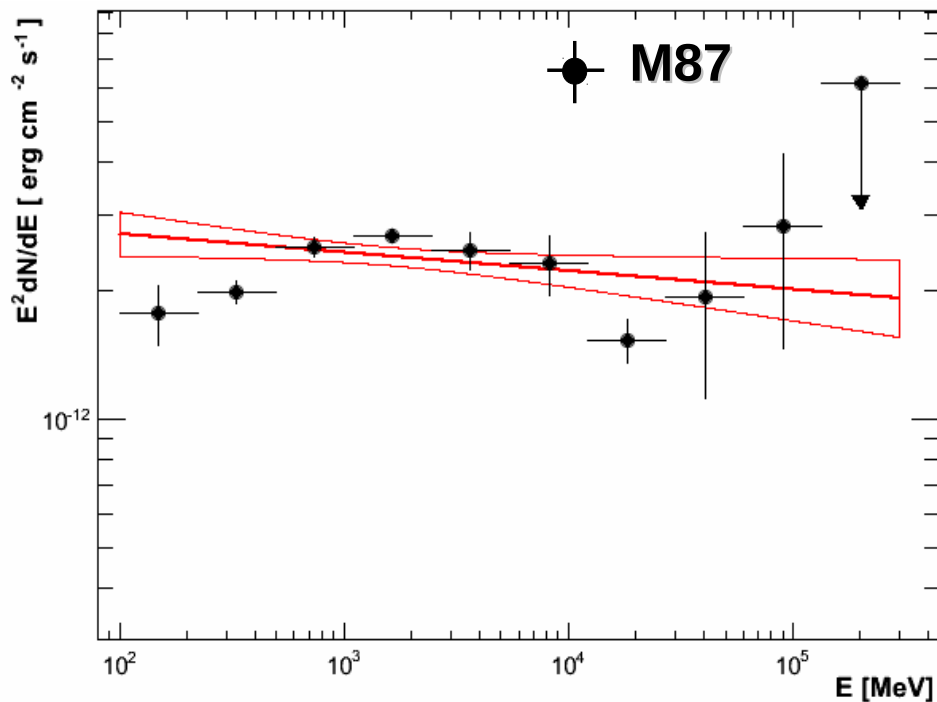
TABELLE 6.1: Die zwischen 100 MeV und 300 GeV und unter der Annahme eines PowerLaw Emissionsmodells berechneten spektralen Indizes der beiden Radiogalaxien CenA bzw. M87 und deren Integrale Flüsse. N_{pred} bezeichnet die Anzahl der erwarteten γ -Photonen in den Energiebereichen zwischen E_{min} und E_{max} .

Die [Abbildung 6.4 \(a\)](#) und [\(b\)](#) stellen die resultierenden SED im HE Bereich zwischen 0.1 und 300 GeV mit jeweils einem gewählten Energiebinning von 10 Bins dar. Rein qualitativ zeigen die erhaltenen SED in beiden Fällen oberhalb von γ -Photonenenergien in der Größenordnung von einigen GeV eine klare Tendenz zur Abweichung von einem Potenzgesetz und deuten damit auf mögliche spektrale Veränderung¹ der γ -Spektren im HE-Bereich hin, welche wiederum prinzipiell durch eine Überlagerung verschiedener Spektralkomponenten erklärt werden könnte [[Sahakyan et al., 2013](#)]. Um dem Vorhandensein eventueller spektraler Veränderung auf den Grund zu gehen und die Sachlage

¹ Die Veränderung erfolgt in Richtung härterer γ -Spektren.

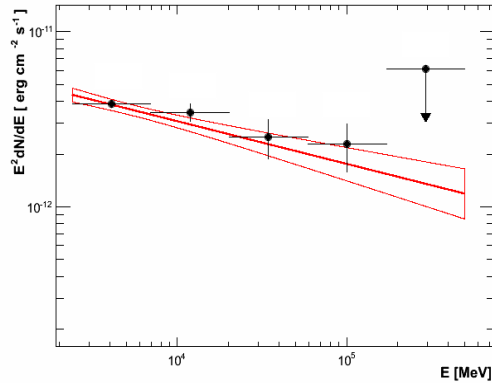
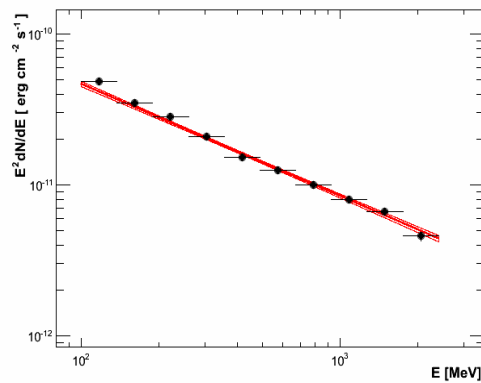


(a) Centaurus A

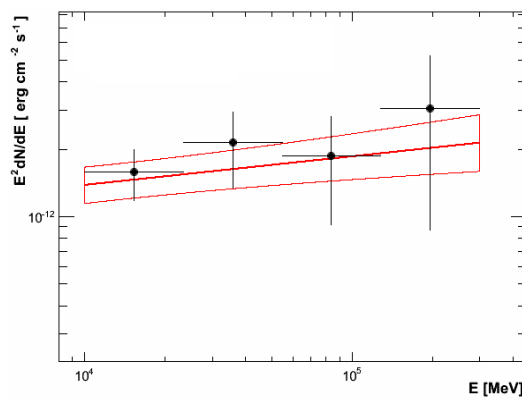
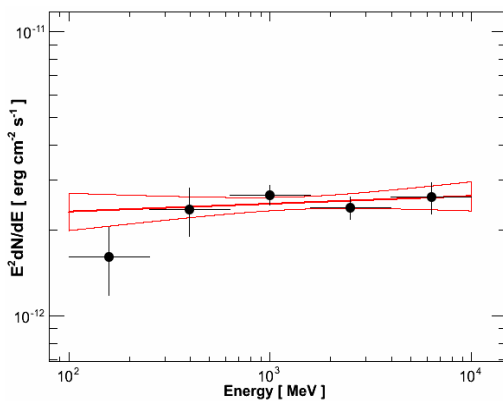


(b) M87

ABBILDUNG 6.1: Die Spektrale Energieverteilung (SED) der beiden Radiogalaxien Centaurus A und M87 im HE γ -Bereich zwischen 100 MeV und 300 GeV. Die dicken durchgezogenen roten Linien stellen die Parametrisierung der Datenpunkte mittels PowerLaw Modellen mit den auf der Basis von Binned Likelihood Analyse berechneten Spektrale Indizes $\Gamma_{CenA} = (2.68 \pm 0.02)$ bzw. $\Gamma_{M87} = (2.04 \pm 0.04)$ dar. Die zwei dünnen durchgezogenen roten Linien kennzeichnen die entsprechenden 68%-Konfidenzniveaus (nur statistische Fehler). Energie-Bins mit $TS < 9$ wurden mit Oberen Grenzen bei 95%-Konfidenzniveau (Pfeil) ersetzt.



(a) CenA: Energieband I von 0.1 bis 2.4 GeV (b) CenA: Energieband II von 2.4 bis 300 GeV



(c) M87: Energieband I von 0.1 bis 10 GeV (d) M87: Energieband II von 10 bis 300 GeV

ABBILDUNG 6.2: Die Spektralen Energieverteilungen (SED) der Radiogalaxien Centaurus A und M87 in den entsprechenden Energiebändern (I/II) zwischen 0.1 und 300 GeV. Der spektrale Bruch ereignet sich jeweils oberhalb der Energien 2.4 und 10 GeV. Die dicken durchgezogenen roten Linien charakterisieren die Parametrisierung der Datenpunkte.

quantitativ zu bewerten, wurden die SED der beobachteten Radiogalaxien jeweils in zwei Energieintervalle unterteilt und daraufhin einzeln mit Hilfe von *gtlike* entsprechend der im Kapitel 4 erläuterten Binned Likelihood Analyseprozedur untersucht. Dabei erfolgte die gewählte Unterteilung in zwei verschiedene Energiebänder (I/II) in Abhängigkeit von der entsprechenden Lage der Energie des vermuteten spektralen Bruches. Das erste Energieband erstreckt sich von 100 MeV bis 2.4 GeV für CenA bzw. bis 10 GeV für M87, das zweite Energieband reicht jeweils von der Energie des spektralen Bruches bis hin zu 300 GeV. Anschließend wurden die sich daraus ergebenden SED-Datenpunkte in dem jeweiligen Energieband zwischen E_{min} und E_{max} unter der Verwendung linearer Funktionen parametrisiert und die entsprechenden spektralen Indizes ermittelt. Die damit erhaltenen Ergebnisse sind in der Tabelle 6.2 angegeben.

AGN	E_{min} [GeV]	E_{max} [GeV]	Spektral Index Γ_{Fermi}	N_{pred}	TS	Integraler Fluss [$\times 10^{-9} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
Cen A	0.1	2.4	2.74 ± 0.02	24037	6585	(166.8 ± 4.74)
	2.4	300	2.24 ± 0.07	284	730	(47.24 ± 11.25)
M87	0.10	10	1.97 ± 0.06	2403	958	(14.89 ± 1.63)
	10	300	1.87 ± 0.07	28	137	(5.48 ± 1.81)

TABELLE 6.2: Die unter der Verwendung von *gtlike* berechneten Spektralen Indizes der beiden Radiogalaxien CenA bzw. M87 in den jeweiligen Energiebänden (I/II) und deren Integrale Flüsse. TS bezeichnet die Detektionswahrscheinlichkeit der γ -Quelle in den Energiebereichen zwischen E_{min} und E_{max} [Ackermann et al., 2012].

Die Auswertung der Test-Statistik lässt eindeutig erkennen, dass die beiden beobachteten Radiogalaxien in den gewählten Energiebändern (I/II) mit einer sehr hohen Signifikanz detektiert wurden. So betragen beispielsweise die Detektionswahrscheinlichkeiten von CenA und M87 im Energieband I oberhalb 100 MeV $TS = 6585$ und $TS = 958$. Diese entsprechen Detektionssignifikanzen¹ von ungefähr 81σ bzw. 31σ . Ferner zeigen die ermittelten spektralen Indizes eine erkennbare Tendenz zur Veränderung und werden mit steigender Energie (Energieband II) stetig härter. Zugleich stimmen die sich aus dieser Studie ergebenden Spektralen Indizes von Centaurus A in den beiden Energiebändern I und II im Rahmen der Fehlergrenzen zufriedenstellend mit den in einer vor kurzem erschienenen Arbeit von BROWN et al. [Brown et al., 2016] berechneten Werten von $\Gamma_1 = 2.766 \pm 0.001_{stat} + (+0.500)_{sys}^2$ im Energieband I bzw. $\Gamma_2 = 2.282 \pm 0.014_{stat} + (+0.075)_{sys}$ im Energieband II überein und bestätigen somit die Hypothese der spektralen Veränderung im HE γ -Spektrum von CenA. Im Vergleich zu der im CenA festgestellten deutlichen spektralen Veränderung fällt jedoch der Unterschied zwischen den Spektralen Indizes in den Energiebändern I und II in M87 vergleichsweise gering aus. Dieser Punkt wird später im Unterabschnitt 6.2.3 noch ausführlicher diskutiert. Die Berechnung der Leuchtkraft L_γ der beiden Galaxien im HE γ -Bereich erfolgte wie im Kapitel 4 mit Hilfe der Gleichung 4.9 und unter die gleichen Annahmen. Die somit erhaltenen Ergebnisse sind in der darauffolgenden Tabelle 6.3 wiedergegeben.

Centaurus A und M87 gehören beide zu den sogenannten Fanaroff Riley Typ I (FR I) Radiogalaxien [Fanaroff and Riley, 1974], die im Vergleich zu den

¹ Im Allgemeinen lässt sich eine Annäherung der Detektionssignifikanz aus der Berechnung der Quadratwurzel der Detektionswahrscheinlichkeit TS ermitteln. [Ackermann et al., 2012]

² Die statistischen Fehlern sind Extrem klein. Es stellt sich die Frage wie konnte so eine Genauigkeit erreicht werden.

AGN	z	$D_L(z)$ [Mpc]	E_{min} [GeV]	E_{max} [GeV]	Γ_{HE}	L_γ [$\times 10^{38}$ erg s $^{-1}$]
Cen A	0.00183	$(3.8 \pm 0.1)^1$	0.1	2.4	2.74 ± 0.02	(7.41 ± 0.21)
			2.4	300	2.24 ± 0.07	(2.09 ± 0.29)
M87	0.00423	$(16.7 \pm 0.2)^2$	0.1	10	1.97 ± 0.06	(12.75 ± 1.39)
			10	300	1.87 ± 0.07	(4.69 ± 1.55)

TABELLE 6.3: Die unter der Verwendung der Gleichung 4.9 bestimmten intrinsischen HE γ -Leuchtkräfte der Radiogalaxien Centaurus A und M87 in den jeweiligen Energiebändern I und II.

$D_L(z)$ bezeichnen die angenommenen Leuchtkraftdistanzen.

¹ [Harris et al., 2010] ²[Brodatzki et al., 2011].

anderen AGN-Klassen durch intensive Radioemission und schwache optische Emission, sowie um einige Größenordnungen niedriger Leuchtkraft – daher werden sie auch in der Regel als LLAGNs (Low Luminosity AGNs) genannt – ausgezeichnet sind [Melia, 2009] [Brodatzki et al., 2011]. Darüber hinaus scheint der sogenannte Big Blue Bump¹ im thermischen Spektrum einiger LLAGNs gar nicht vorhanden zu sein [Ho, 2008]. Die hier ermittelten intrinsischen HE γ -Leuchtkräfte von den Größenordnungen $\sim 10^{38-39}$ erg s $^{-1}$ der beiden FR I Radiogalaxien sind daher konsistent mit den Erwartungen und spiegeln unterdessen deren charakteristischen Merkmale wieder.

¹ Der blaue Hügel ist auf die Emission der optischen bzw. UV-Strahlung zurückzuführen.

6.2 Variabilitätsanalyse im HE γ -Bereich

Grundsätzlich lassen sich aus der Untersuchung der zeitlichen Variabilität der Lichtkurven im γ -Bereich – sofern vorhanden – wichtige Eigenschaften der emittierenden Region herleiten. Beispielsweise lässt sich die intrinsische räumliche Ausdehnung R der emittierenden Region bei Veränderungen des beobachteten γ -Flusses innerhalb einer Zeitskala Δt_{var} auf die in [Gleichung 6.2](#) angegebene obere Grenze einschränken [[Foschini et al., 2011](#)] [[Sahakyan et al., 2013](#)].

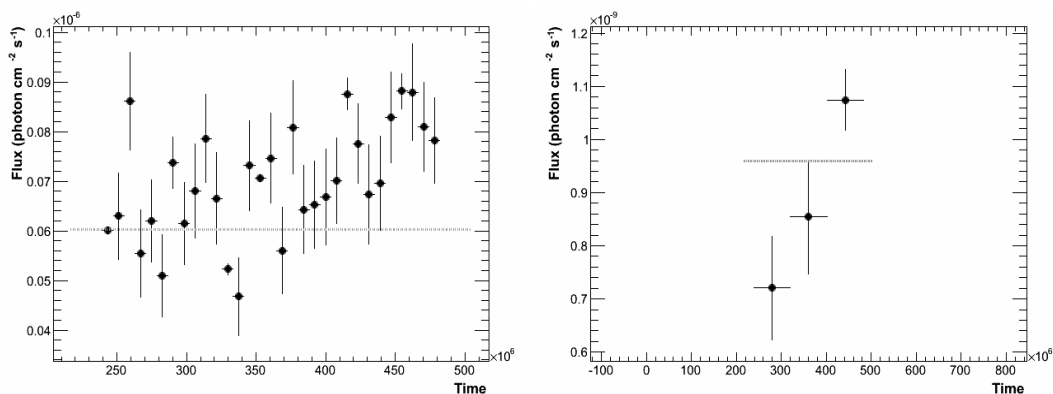
$$R \sim \frac{\gamma_D}{1+z} \cdot c \Delta t_{var} \quad (6.2)$$

Dabei repräsentieren z die Rotverschiebung der Quelle, γ_D den Doppler-Boosting Faktor und c die Lichtgeschwindigkeit. Zur Charakterisierung der Variabilität der beiden spektralen Komponenten von CenA und M87 in den im vorangegangenen Abschnitt definierten Energiebändern sollen im Folgenden jeweils die entsprechenden Lichtkurven über einen Zeitraum von etwa acht Jahren generiert und anschließend mit Hilfe von der fraktionellen Variabilitätsamplitude F_{var} und einfacher linearer Funktionen analysiert werden.

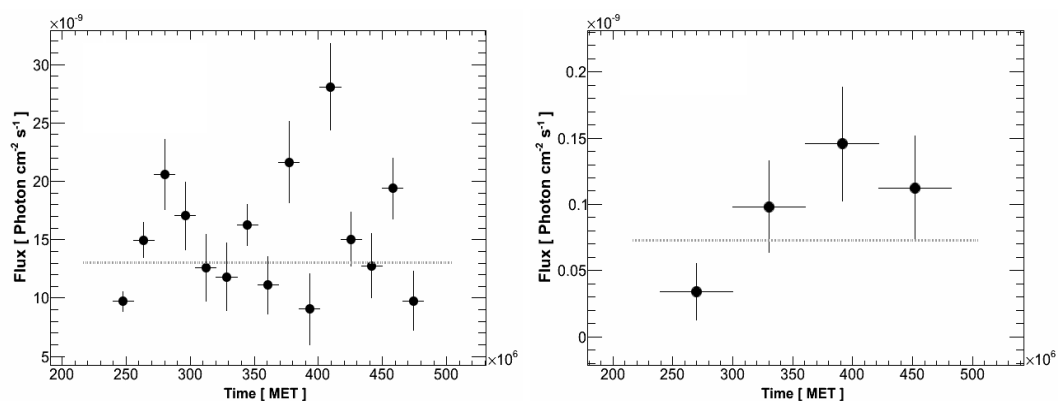
6.2.1 Die γ -Lichtkurven in den Energiebändern I/II

Zur Erzeugung der γ -Lichtkurven wurden die Fermi-LAT Daten in den jeweiligen Energiebändern in mehrere Zeitschritte unterteilt, auf denen dann separat die Binned Likelihood Analysemethode angewendet wurde. Zusätzlich wurden die spektralen Indizes aller im ROI¹ befindlichen hellen γ -Quellen bei der Modellierung als frei wählbare Parameter gesetzt, während für alle restlichen die im 3FGL Katalog angegebenen Werte verwendet wurden. Darüber hinaus wurden ausschließlich Zeitintervalle gewählt, in denen die Detektionswahrscheinlichkeit der entsprechenden γ -Quelle oberhalb eines Werts $TS > 25$ liegt. Die daraus resultierenden Lichtkurven wurden in der [Abbildung 6.3](#) graphisch dargestellt. Die angezeichneten Fehlerbalken stehen dabei für die statistisch berechneten 68%-Konfidenzintervalle. Die Lichtkurven von CenA und M87 erstrecken sich jeweils über eine Zeitspanne von insgesamt 93 Monaten von 2008-08-04 bis 2016-04-12 (239557417 – 482132006 MET). Für die Feststellung des Vorliegens einer zeitlichen Variabilität in den ermittelten γ -Lichtkurven wurden die fraktionelle Variabilitätsamplitude und die χ^2 lineare Regression verwendet, worauf im folgenden Unterabschnitt kurz eingegangen werden soll.

¹ Standardmäßig werden die Spektralen Indizes Γ aller in einem Radius von 3° um den zu untersuchenden AGN liegenden γ -Quellen bei der Modellierung als frei wählbare Parameter in der XML-Datei gesetzt <http://enrico.readthedocs.io/en/latest/>.



(a) Energieband I (von 100 MeV bis 2.4 GeV). (b) Energieband II (von 2.4 GeV bis 300 GeV). Jedes Bin entspricht ungefähr ~ 3 Monaten. Jedes Bin entspricht ungefähr ~ 31 Monaten.



(c) Energieband I (von 100 MeV bis 10 GeV). (d) Energieband II (von 10 GeV bis 300 GeV). Jedes Bin entspricht ungefähr ~ 6 Monaten. Jedes Bin entspricht ungefähr ~ 23 Monaten.

ABBILDUNG 6.3: Die generierten γ -Lichtkurven von Centaurus A (a, b) bzw. M87 (c, d) in den jeweiligen Energiebändern (I/II) zwischen 0.1 und 300 GeV und in unterschiedlichen Zeiteinteilungen. Die gestrichelten horizontalen Linien zeigen die besten aus der Parametrisierung mit linearen Funktionen passenden γ -Flusswerte.

6.2.2 Fraktionelle Variabilitätsamplitude (F_{var})

Zur Quantifizierung und Charakterisierung der Variabilität der untersuchten Radiogalaxien in verschiedenen Energiebändern wurde die fraktionelle Variabilitätsamplitude F_{var} (Fractional Variability Amplitude) unter Berücksichtigung des mittleren statistischen Fehlers $\langle \sigma_{err}^2 \rangle$, dem Quadrat der einzelnen Fehler auf dem ermittelten Fluss ϕ gemäß Gleichung 6.6 berechnet [Vaughan et al., 2003] [Tsujiimoto et al., 2015].

$$F_{var} = \sqrt{\frac{S^2 - \langle \sigma_{err}^2 \rangle}{\langle \phi \rangle^2}} \quad (6.3)$$

Wobei $\langle \phi \rangle$ den mittleren γ -Fluss und S die Standardabweichung der N durchgeführten Flussmessungen darstellen. Dazu wurde die Unsicherheit ΔF_{var} auf F_{var} anhand der Formel in Gleichung 6.7 geschätzt [Poutanen et al., 2008].

$$\Delta F_{var} = \sqrt{F^2 + err(\sigma_{NXS}^2)} - F_{var} \quad (6.4)$$

$err(\sigma_{NXS}^2)$ bezeichnet den statistischen Fehler der normalisierten Excess-Varianz σ_{NXS}^2 (Normalised Excess Variance)¹ [Nandra et al., 1997] [Edelson et al., 2002] und lässt sich aus der folgenden Gleichung 6.8 bestimmen [Vaughan et al., 2003].

$$err(\sigma_{NXS}^2) = \sqrt{\left(\sqrt{\frac{2}{N}} \cdot \frac{\langle \sigma_{err}^2 \rangle}{\phi^2} \right)^2 + \left(\sqrt{\frac{\langle \sigma_{err}^2 \rangle}{N}} \cdot \sqrt{\frac{2F_{var}}{\phi}} \right)^2} \quad (6.5)$$

Darüber hinaus wurde auf Grundlage der generierten γ -Lichtkurven in den beiden Energiebändern I und II für Centaurus A bzw. M87 eine einfache χ^2 lineare Regression durchgeführt. Diesbezüglich wurden die in verschiedene Zeitschritte unterteilten Lichtkurven in Abbildung 6.3 mit Hilfe konstanter Funktionen parametrisiert. Die besten aus der Parametrisierung passenden Flusswerte sind zur Veranschaulichung graphisch als gestrichelte horizontale Linien eingezeichnet. Die sich aus der Anwendung der beiden Methoden ergebenden Ergebnisse sind in der Tabelle 6.4 zusammengefasst.

Die Auswertung der Ergebnisse der oben erläuterten Variabilitätsanalyse lassen eindeutig darauf schließen, dass sowohl CenA als auch M87 in den jeweiligen Energiebändern I klare Hinweise auf signifikante Variabilität des γ -Flusses zeigen. Diese äußern sich insbesondere in den deutlich von null verschiedenen F_{var} -Werten und den extrem geringen berechneten Wahrscheinlichkeiten ($Prob.$) für die Anpassung der Datenpunkte an konstanten Funktionen

¹ $\sigma_{NXS}^2 = \frac{1}{N\langle \phi \rangle^2} \cdot \sum_{i=1}^N [(\phi_i - \langle \phi \rangle)^2 - \sigma_{err,i}^2]$ [Nandra et al., 1997]

AGN	Energieband [GeV]	Fvar	χ^2	NDF	Prob. [%]	Fluss Φ [$\times 10^{-9} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
Cen A	[0.1 .. 2.4]	0.11 ± 0.03	482.45	31	$4.73 \cdot 10^{-81}$	(60.01 ± 0.01)
	[2.4 .. 300]	0.13 ± 0.11	10.97	3	0.41	(0.96 ± 0.01)
M87	[0.1 .. 10]	0.29 ± 0.05	62.42	15	$4.37 \cdot 10^{-6}$	(13.00 ± 0.01)
	[10 .. 300]	0.19 ± 0.29	7.76	4	5.11	(0.07 ± 0.01)

TABELLE 6.4: Die unter der Anwendung von [Gleichung 6.6](#) nach [\[Vaughan et al., 2003\]](#) berechneten fraktionellen Variabilitätsamplituden F_{var} und die Ergebnisse der durchgeführten χ^2 linearen Regression mit Hilfe linearer Funktionen (Konstanter Fluss) in den beiden Energiebändern (I/II) für Centaurus A bzw. M87. *Prob.* bezeichnet die Wahrscheinlichkeit in Prozent die Datenpunkte Φ mit einer konstanten Modellfunktion anzupassen.

für den γ -Fluss. Im Gegensatz dazu weisen die beiden γ -Quellen im entsprechenden Energieband II bzw. im Rahmen der statistischen Fehlergrenzen der ermittelten F_{var} -Indizes keine signifikanten bis nur marginale Veränderungen in der Flussvariabilität auf. Nichtsdestotrotz sind die Ergebnisse der Variabilitätsuntersuchung im Energieband II auf Grund der begrenzten Statistik nur eingeschränkt aussagekräftig. Die Ergebnisse lassen ferner erkennen, dass der γ -Fluss von M87 im Energieband I bzw. im selben Zeitraum verglichen mit dem von Centaurus A bis zu einem Faktor drei stärker variiert.

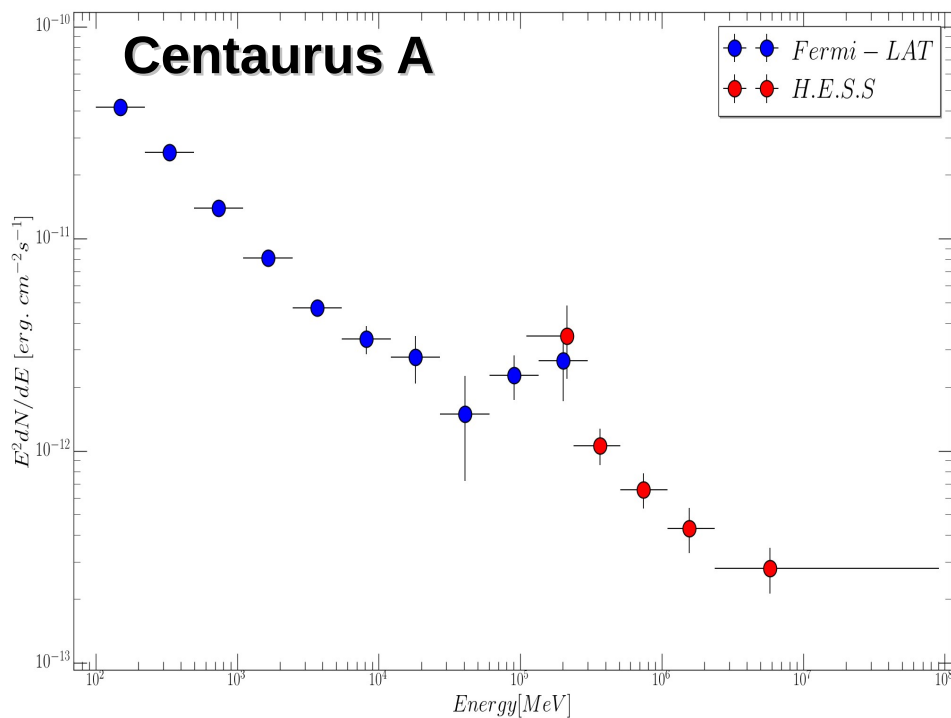
Zusammenfassend lässt sich aus der Spektralanalyse bzw. der vorliegenden Variabilitätsanalyse mittels F_{var} und χ^2 -linearen Regression festhalten, dass Hinweise auf Abweichungen vom Potenzgesetz in den HE γ -Spektren der beiden Radiogalaxien Centaurus A und – wie im nächsten Unterabschnitt gezeigt wird – M87 vorliegen. Die Flussvariabilitäten der beiden hier untersuchten γ -Quellen im Energieband I sind eindeutig veränderlich bzw. inkonsistent mit einem zeitlich konstanten γ -Fluss und deuten somit darauf hin, dass die γ -Emission ihren Ursprung in den im Jet befindlichen leptonischen¹ Populationen hat [\[Abdo et al., 2010a\]](#) [\[Lenain, J.-P. et al., 2008\]](#). Hingegen tendiert der γ -Fluss

¹ Die charakteristische Doppelhügel SED-Struktur wurde z.B im Fall CenA basierend auf das one-zone homogene Synchrotron Self-Compton Model (SSC) – leptonische Plasma-Blobs, die sich entlang des Jets (sub-Parsec-scale Jets) mit relativistischen Geschwindigkeiten bewegen – vom Radiobereich bis hin zu einigen GeV ausreichend gut modelliert [\[Chiaberge et al., 2001\]](#).

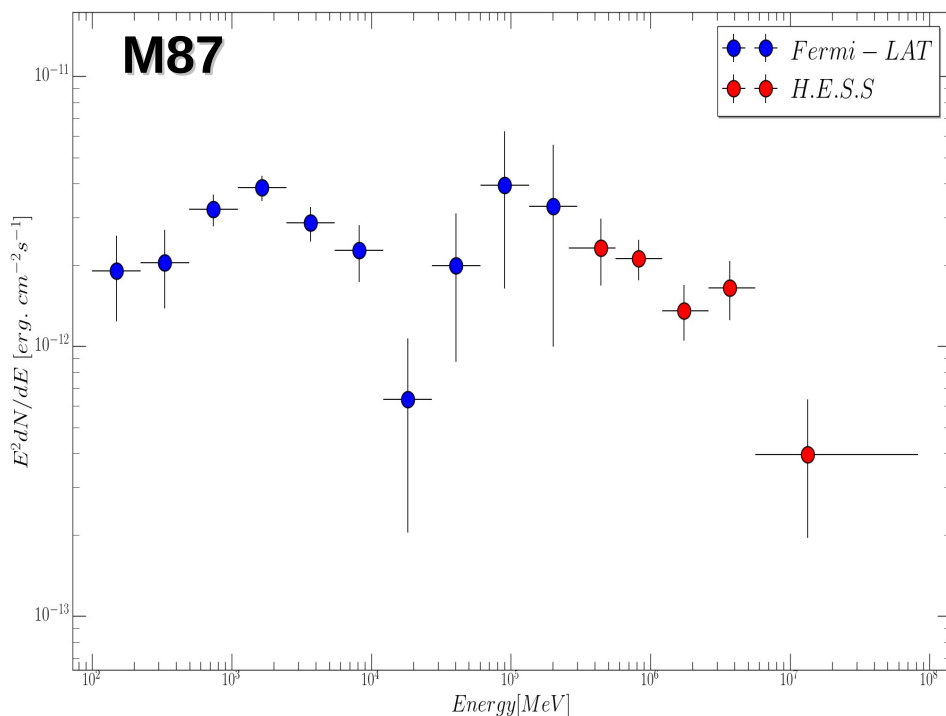
im Energieband II über die gesamte Beobachtungszeit hinweg konstant zu bleiben und lässt infolgedessen die Vermutung zu, dass die in diesem Energiebereich abgestrahlten γ -Photonen möglicherweise aus einer zweiten zusätzlichen Hochenergetischen Emissionskomponente in unmittelbarer Nähe des supermassereichen Schwarzen Lochs (Core) stammen. Denn erwartungsgemäß sollten die hochenergetischen Elektronen oberhalb der Energie des spektralen Bruches schnell an Energie verlieren und dementsprechend gleichzeitig zur einer auffälligen Variabilität des beobachteten γ -Flusses führen, dies ist aber offensichtlich nicht der Fall weder für Centaurus A noch für M87.

6.2.3 Kombinierte Fermi-LAT und HESS SED

Zur Untermauerung der vorherigen Hypothese und zugleich der Überprüfung der Übereinstimmung der Fermi-LAT Ergebnisse mit denen anderer unabhängiger Experimenten wurden die sich im VHE-Bereich aus der HAP-Analyse der HESS Daten ergebenden SEDs mit denen von Fermi-LAT kombiniert. Hierfür wurden CenA und M87 sowohl im HE als VHE-Bereich erneut analysiert und die entsprechenden SED generiert, nun aber ausschließlich simultan bzw. teilweise zeitlich überlappende Daten (Fermi-LAT und HESS) bei der Analyse berücksichtigt. Die auf diese Weise zusammengestellten Daten erstrecken sich im Fall CenA über eine Zeitspanne von ca. 21 Monaten von 2008-08-04 bis 2010-07-13, bei M87 decken sie einen Zeitbereich von etwa vier Jahren von 2008 bis 2013 ab. Die daraus entstandenen kombinierten SED sind in der folgenden [Abbildung 6.4](#) dargestellt. Wie aus den zusammengesetzten γ -Spektren ersichtlich, stimmen die mit Hilfe von Fermi-LAT im HE-Bereich errechneten SED-Datenpunkte mit denen im VHE-Bereich mit denen der HAP-Analyse in den beiden Radiogalaxien innerhalb des Überlappungsbereichs der beiden Instrumente bei etwa 200 GeV recht gut überein. Zusätzlich bekräftigt die Auswertung der sich ergebenden kombinierten SED insofern die ursprüngliche Hypothese, dass wahrscheinlich eine zweite zusätzliche Emissionskomponente – möglicherweise sogar mehrere – für den beobachteten additiven Emissionsbeitrag in den HE γ -Spektren von CenA und M87 verantwortlich sind. Wie bereits im vorherigen [Abschnitt 6.1](#) erwähnt scheint die Signifikanz des Spektralen Bruches in M87 bei einer Energie von etwa 10 GeV verhältnismäßig geringer zu sein als in CenA. Bei der Betrachtung der in [Abbildung 6.5](#) dargestellten und sich über die ganze Beobachtungszeit von ca. 8 Jahren hin erstreckenden γ -Lichtkurve liegt die Vermutung nahe, dass ein Zusammenhang zwischen dem am Anfang 2014 beobachteten Zustand hoher γ -Emissionsaktivität (High State)



(a) Centaurus A



(b) M87

ABBILDUNG 6.4: Die Spektralen Energieverteilungen (SED) der Radiogalaxien CenA und M87 erhalten von der HAP Analyse der HESS Daten (rote Punkte) in VHE-Bereich oberhalb 200 GeV bzw. der *gtlike* Binned Likelihood Analyse der Fermi-LAT Daten (blaue Punkte) im HE γ -Bereich zwischen 0.1 und 300 GeV. In der Fehlerrechnung der 68%-Konfidenzintervalle wurden nur die statistischen Fehler berücksichtigt. Die Daten erstrecken sich im Fall von CenA von 2008-08-04 bis 2010-07-13 und bei M87 decken sie einen Zeitbereich von insgesamt vier Jahren von 2008 bis 2013.

– der rot markierte Datapunkt – und der Veränderung der Signifikanz des festgestellten spektralen Bruches besteht.

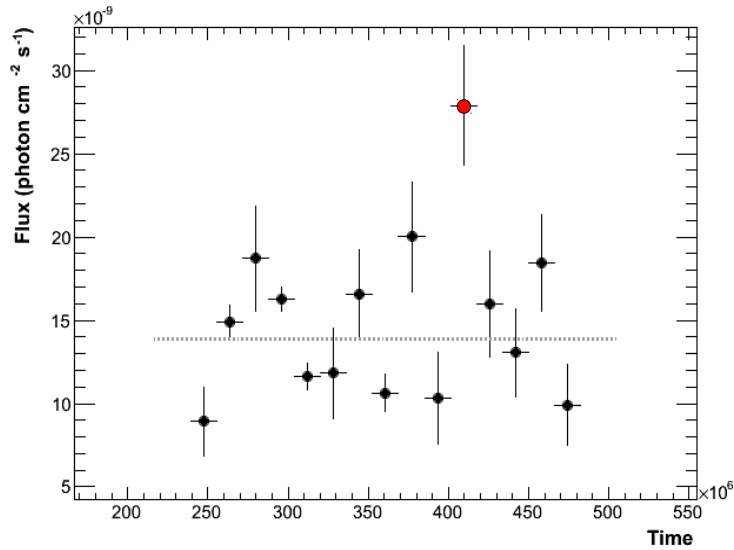


ABBILDUNG 6.5: Die γ -Lichtkurve von M87 über eine Zeitspanne von 93 Monaten von 2008-08-04 bis 2016-04-12 im Energiebereich zwischen 100 MeV und 300 GeV. Jedes Bins entspricht etwa ~ 6 Monaten. Der rot markierte Datapunkt (2014) charakterisiert den Zustand hoher γ -Emissionsaktivität (High State). Die gestrichelte horizontale Linie zeigt den besten aus der Parametrisierung mit einer konstanten Funktion passenden γ -Flusswert.

Aus diesem Grund wurden die zwischen 2008 und 2013 aufgenommenen Fermi-LAT Daten des Zustands niedriger γ -Emissionsaktivität (Steady State) ebenfalls in zwei Energiebänder unterteilt und jeweils mit *gtlike* erneut analysiert. Die sich daraus ergebenden Ergebnisse sind in der folgenden [Tabelle 6.5](#) zusammengefasst. Daraus lässt sich eine Veränderung (hardening) – die Signifikanz der Veränderung liegt bei etwa 2σ – des spektralen Indizes zwischen den Energiebändern I/II erkennen.

AGN	E_{min} [GeV]	E_{max} [GeV]	Spektral Index Γ_{Fermi}	N_{pred}	TS	Integraler Fluss [$\times 10^{-9} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
M87	0.10	10	1.97 ± 0.07	1554	613	(14.15 ± 1.90)
	10	300	1.49 ± 0.21	14	76	(0.81 ± 0.72)

TABELLE 6.5: Die unter der Verwendung von *gtlike* berechneten spektralen Indizes von M87 in den Energiebändern (I/II) zwischen E_{min} und E_{max} und deren integrale Flüsse. Die analysierten Daten erstrecken sich von 2010 bis 2013 und charakterisieren hier den Zustand niedriger γ -Emissionsaktivität, den Steady State.

6.2.4 Physikalische Interpretation und Diskussion

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden auf Grundlage der spektralen bzw. Variabilitätsanalyse einige Hinweise auf das Vorhandensein möglicher spektraler Veränderungen in den γ -Spektren der Radiogalaxien CenA und M87 geliefert, deren Ursache vermutlich im additiven HE γ -Emissionsbeitrag einer zusätzlichen zweiten physikalischen Komponente liegt. Im nächsten Schritt sollen nun die präsentierten Ergebnisse in Beziehung zu einigen vorhandenen theoretischen Modellen gesetzt bzw. im Bezug auf die möglichen physikalischen Interpretationen diskutiert werden. Im allgemeinen gestaltet es sich auf Grund der beschränkten Ortsauflösung und Empfindlichkeit der in der γ -Astronomie zum Einsatz kommenden Teleskope schwierig, eindeutig die Emissionsregion der von Radiogalaxien emittierten hochenergetischen γ -Strahlung (Core oder Jet) räumlich zu begrenzen [Khiali et al., 2015] [Kachelrieß et al., 2010]. Die zweite Komponente lässt sich daher u.a. auf eines der folgenden Szenarien begründen:

SMBH magnetosphärisches Modell

Die Magnetosphäre bildet die Übergangsregion zwischen der Akkretionsscheibe und dem Ereignishorizont eines rotierenden SMBH und stellt angesichts des in ihr vorhandenen magnetisierten Plasmas ein potenzielles Entstehungsgebiet zur Bildung relativistischer Jets dar. Auf Grund der Rotationbewegung des Kerr-SMBH wird die Raumzeit nahe des Ereignishorizonts selbst zur Rotation gezwungen (Frame-Dragging Effekt) [Thirring, 1918] [Ciufolini and Pavlis, 2004]. Infolgedessen bildet sich eine abgeplattete Kugelfläche (Ergosphäre) zwischen dem inneren Horizont – dessen Radius R_H sich gemäß Gleichung 6.6 abschätzen lässt – und dem für ein nicht-rotierendes SMBH ($a = 0$) charakteristischen Schwarzschildradius R_S . Dabei bezeichnet a den sogenannten Kerr-Parameter bzw. den spezifischen Drehimpuls mit der Eigenschaft $0 \leq a \leq 1$.

$$R_H = \frac{R_S}{2} \cdot \left(1 + \sqrt{1 - a^2}\right) \quad (6.6)$$

Beim Einfallen von heißem Plasma auf das zentrale Gebiet des AGN wird in der Akkretionsscheibe potentielle Energie in kinetische Energie umgesetzt. Die Wechselwirkung zwischen der mit dem SMBH rotierenden Magnetosphäre und der Akkretionsscheibe führt zur Generierung gewaltiger Ströme innerhalb der Magnetosphäre – deren Stärke im Fall eines maximal rotierenden SMBH in der

Größenordnung von $\sim 10^{18}$ Ampere liegt – und daher gleichzeitig zur Entstehung von Magnetfeldern. Die in der Nähe des SMBH verlaufenden Magnetfelder spielen eine zentrale Rolle bei der Entstehung der relativistischen kollimierten Materieströme [Camenzind, 1995] [Fendt, 1997]. Dem MHD-Szenario zufolge werden die Magnetfeldstrukturen am Innenrand der Akkretionsscheibe bzw. Ergosphäre wegen der starken differentiellen Rotation toroidal gestaucht bzw. aufgewickelt. Infolgedessen können die hochverdichteten einstürzenden Plasmaströme nicht mehr von SMBH akkretiert werden, vielmehr verlassen sie das System als Plasma-Wind und werden innerhalb der Alfvén-Fläche bzw. jenseits des Lichtzylinders durch die starken toroidalen Magnetfelder in Richtung der Rotationsachse des SMBH gezwungen und kollimiert [Camenzind, 1986]. Abhängig von der Rotation der Magnetfeldlinien und der Stromverteilung können die Plasmateilchen dadurch zentrifugal entlang offene Flussflächen auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden und auf dieser Weise einen Bulk-Lorentzfaktor von etwa $\Gamma_b \sim 10$, sowie einen Bündelungsradius von $(5 - 10)R_S$ erreichen [Rieger, 2011]. Darüber hinaus geht aus der Arbeit von F. RIEGER und F. AHARONIAN hervor, dass bei der zentrifugalen Beschleunigung von Elektronen in LLAGNs – Centaurus A – sogar Lorentzfaktoren von bis zu $\Gamma_b \sim (10^7 - 10^8)$ [Rieger and Aharonian, 2009] erreicht werden können. Derartig hohe Werte führen durch die inverse Compton-Streuung der aus dem ADAF² stammenden niederenergetischen Photonen (im sub-mm Bereich) an den relativistischen Elektronen zu deren Beschleunigung auf TeV-Energien und Erzeugung von γ -Leuchtkräften in der Größenordnung von einigen 10^{39} erg s^{-1} . Dadurch bietet das magnetosphärische Modell eine vielversprechende Erklärung für die festgestellten zusätzlichen HE γ -Emissionen und deren Ursprung, sowie für die beobachteten niedrigen γ -Leuchtkräfte von CenA und M87. In diesem Zusammenhang drängt sich jedoch zwangsläufig die Frage auf, ob die unter diesem Szenario emittierten hochenergetischen γ -Strahlungen überhaupt aus der zentralen Region entweichen können oder eher durch Paa- rerzeugungsprozesse mit den aus der Akkretionsscheibe bzw. Staubtorus stam- menden IR-Photonen absorbiert werden, was das Modell eindeutig in Schwierigkeiten bringen werde [Acciari et al., 2009] [Cheung et al., 2007].

Multiple-Blobs SSC-Model

J.P. LENAIN *et al.* [Lenain et al., 2008a] entwickelten ein neues auf mehreren Emissionsregionen (multiple Blobs) basierendes SSC-Szenario zur Modellierung

² Bei der ADAF (Advection-Dominated Accretion Flow) handelt es sich um eine Materieströmung aus heißem, dünnem Gas, die eine etwa kugelförmige Struktur um das kompakte zentrale Objekt annimmt.

der beobachteten SED der MAGN über das gesamte Energiespektrum vom Radio- bis hin zum VHE Bereich und gleichzeitig zur Interpretation der Kurzzeitvariabilität (sofern vorhanden) der γ -Flüsse. Die Grundidee dieses Modells basiert auf der Annahme, dass die Emissionsregion der hochenergetischen γ -Strahlung sich aus mehreren kleinen Blobs – deren räumliche Ausdehnung jeweils in Größenordnung von 10^{14} cm (~ 7 AE) liegt – besteht. Diese bewegen sich in leicht unterschiedlichen Richtungen entlang des verlängerten Jets am unteren Rand des Begrenzungsbereichs zwischen dem Jet und dem SMBH gerade oberhalb der Alfvén-Flächen in einem Abstand von ungefähr $R_{cap} \sim 100R_S$ zum zentralen Gebiet. Folglich gilt im Grenzfall der oben erwähnten Annahme, dass, je kleiner der Radius der Blobs wird, desto ähnlicher wird das Multiple-Blobs Modell zu einem kontinuierlichen Zonen Modell. Jedem der Blobs wird ein Doppler-Boosting-Faktor γ_D^i gemäß der untenstehenden [Gleichung 6.7](#) zugeteilt.

$$\gamma_D^i = \frac{1}{\Gamma_b(1 - \beta_b \cos(\alpha_i))} \quad (6.7)$$

Dabei stellen Γ_b den Bulk-Lorentz-Faktor¹ und α_i den Winkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor eines einzelnen Blobs i und der Beobachtungsrichtung dar. Hierzu tragen die schnellen und kompakten Blobs auf Grund der Beschleunigung (Shock) der Leptonen-Populationen durch den SSC-Mechanismus zur Emission von Röntgen- und γ -Photonen bei. Während der Propagation der Materieströme entlang des Jets durch Regionen geringer Dichte bzw. schwächerer Magnetfelder gewinnen die dort befindlichen Leptonen zunächst an Energie und kühlen sich im Anschluss daran mit einer gewissen Verzögerung durch Abstrahlung von niederenergetischen Photonen im Radiobereich ab. Diese Behauptung lässt sich insbesondere durch die beobachtete Verzögerung zwischen VHE und Radio-Ausbruch (Flare) unterstützen. Darüber hinaus folgt aus der Multiple-Blobs Annahme notwendigerweise das Vorhandensein von zwei verschiedenen Variabilitätszeitskalen: Einerseits die vom Ausdehnungsradius der jeweiligen Blobs abhängige Kurzzeitvariabilität und auf der anderen Seite die langzeitige Variabilität des γ -Flusses im Zusammenhang mit der Rotation des Jets in Abhängigkeit der spiralförmig herumlaufenden Magnetfelderlinien. Das Multiple-Blobs SSC-Modell liefert insofern eine durchaus akzeptable Interpretation des in SED von Centaurus A und M87 festgestellten spektralen Bruchs [[Lenain et al., 2008a](#)] [[Acciari et al., 2009](#)].

¹Moderate Γ_b -Werte $\sim (4 - 20)$

Dunkle Materie Szenario

Gerade einmal 5% des Universums besteht aus sichtbarer baryonischer Materie. Der Großteil der im All vorhandenen Energie von rund 69% macht hingegen die Dunkle Energie (DE) aus. Die restlichen 26% entfallen auf eine geheimnisvolle Materieform und zugleich einen grundlegenden physikalischen Bestandteil der heutigen kosmologischen Modelle¹ [Planck Collaboration et al., 2016], die Dunkle Materie (DM). Die Notwendigkeit der Existenz der dunklen Materie zur Beschreibung der großräumigen Strukturbildung im Universum und Deutung der Stabilität [Roberts, 1976] [Carlberg et al., 1996] von Galaxien bzw. Galaxienhaufen, sowie Erklärung der akustischen Spitzen (Acoustic Peaks) [Planck Collaboration et al., 2014] in der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung gilt inzwischen in der Fachwelt als nahezu unumstritten. Mehrere Modelle der DM sagen die Annihilation von DM in leichteren bereits bekannten Teilchen aus dem Standard Modell (SM) voraus, deren Hadronisierung zur Emission von hochenergetischer γ -Strahlung mit einer vergleichbaren Masse wie der DM-Teilchen führt [Kuhlen, 2010] [Brown et al., 2016]. Diese Voraussage bietet somit die Möglichkeit indirekt nach DM mit Hilfe der aus Annihilationen resultierenden γ -Strahlung zu suchen.

Der erwartete differentielle Fluss Φ_γ^{DM} der durch Annihilationsprozesse von DM-Teilchen der Masse m_{DM} in dem Raumwinkel $\Delta\Omega$ gemessenen γ -Strahlung lässt sich für einen Annihilationswirkungsquerschnitt von $\langle\sigma v\rangle$ in Teilchen des SM anhand der Gleichung 6.8 bestimmen [Charbonnier et al., 2011].

$$\frac{d\Phi_\gamma^{DM}}{dE_\gamma}(E_\gamma, \Delta\Omega) = \frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_{DM}^2} \cdot \sum_i \left(b_i \frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma} \right) \cdot \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{l.o.s.} \rho^2(r(s)) ds \quad (6.8)$$

Dabei bezeichnet $\frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma}$ den differentiellen γ -Photonen Fluss pro Annihilationskanal i mit dem jeweiligen Verzweigungsverhältnis b_i (Branching Fraction) und $\rho^2(r(s))$ das Quadrat der DM-Dichteverteilung entlang der durch s parametrisierten Entfernung $r(s)$ zum Maximum der Dichteverteilung der DM, dessen Integral über sowohl den Winkel θ zur Sichtlinie (*l.o.s.*) (line of sight) als auch den Raumwinkel $d\Omega = 2\pi(1 - \cos(\theta))$, den astrophysikalischen J-Faktor ergibt.

Den theoretischen Modellen zufolge sind insbesondere im Zentrum von massiven Galaxien auf Grund des starken gravitativen Einflusses auf die in der Umgebung von SMBH dichteren Ansammlungen von DM-Materie (DM-Spike)

¹ Nach dem heutigen Kenntnisstand gilt folgendes: Das Universum ist flach $\Omega \approx 1$. Die Energiedichte $\Omega_\Lambda = (0.692 \pm 0.012)$ und $\Omega_m = (0.308 \pm 0.012)$ mit $\Omega_m = \Omega_{CDM} + \Omega_b$, wobei Ω_b und Ω_{CDM} den Anteil der baryonischen bzw. kalte (Cold) dunklen Materie im Universum darstellen [Planck Collaboration et al., 2016].

Verstärkung der DM-Annihilation bzw. Erhöhung der Emission von hochenergetischer γ -Strahlung zu erwarten [Bertone et al., 2002] [Charbonnier et al., 2011]. Im Allgemeinen wird die Dichteverteilung $\rho(r)$ der DM im Halo durch die sogenannten N-Körper Kosmologischen Simulationen bzw. aus den beobachteten Rotationskurven der Galaxien [Sofue, 2012] ermittelt. Diese lässt sich beispielsweise im Fall eines NFW-Profiles¹ gemäß der Gleichung 6.9 beschreiben [Navarro et al., 1997].

$$\rho_{NFW}(r) \propto \frac{1}{r(1+r/r_s)^2} \quad (6.9)$$

Dabei repräsentiert r den Abstand zum Zentrum der Galaxie und r_s einen Skalierungsfaktor. In der oben bereits erwähnten Arbeit von [Brown et al., 2016] wurde die aus Fermi-LAT und HESS Datenpunkten zusammengesetzte SED² von CenA basierend auf das DM-Szenario modelliert bzw. unter der Annahme, dass der zusätzliche Emissionsbetrag im HE γ -Spektrum durch die Selbst-Annihilation der DM-Teilchen in Leptonen bzw. Quarks und anschließend in γ -Strahlung hervorgerufen wird. Hierzu ergab sich aus der Anpassung der Daten unter Verwendung von NFW-Profilen zur Modellierung der DM-Dichteverteilung eine Begünstigung des Annihilationskanals aus Top und Anti-Top Quarks ($t\bar{t}$) durch die Annihilation eines ungefähr 3 TeV schweren DM-Teilchens mit einem Annihilationswirkungsquerschnitt $\sigma v \simeq 1.6 \times 10^{-32} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ [Brown et al., 2016].

¹Navarro Frenk White-Profil

²Die HE Datenpunkte ergaben sich aus der Binned Likelihood Analyse der über einen Zeitraum von 7.5 Jahren aufgenommenen Fermi-LAT Daten [Brown et al., 2016]. Die VHE Datenpunkte erfolgten aus den im Jahr 2009 veröffentlichten HESS Ergebnisse im Zusammenhang mit der Entdeckung von Centaurus A im VHE γ -Bereich [Raue et al., 2010].

Kapitel 7

HESS II Antriebssystem

“Qualität bedeutet, etwas ordentlich zu erledigen, auch wenn niemand zuschaut.”

—(Henry Ford, 1863-1947)

7.1 Aufbau des HESS II Antriebssystems

Das HESS II Teleskop (CT5) verfügt ähnlich wie die meisten großen Teleskopanlagen über eine sogenannte Alt-Azimutale Montierung. Diese zeichnet sich in erster Linie durch ihre relative Einfachheit und mechanische Tragfähigkeit aus. Hier wird die eine Drehachse senkrecht (Azimuth) und die andere waagrecht (Elevation) zum Boden ausgerichtet. Die signifikante Einsparung in den anfallenden Baukosten und die bedeutende Gewichtsreduzierung machen die Alt-Azimutale Montierung zur Standardmontierung von großen Teleskopen schlechthin. Die etwa 600 Tonnen schwere Stahlkonstruktion wird hauptsächlich von sechs Fahrgestellen (Bogie) zu gleichen Teilen getragen, von denen allerdings nur vier Antriebsmotoren und Getriebe beherbergen. Jede aktive Teleskopachse wird im normalen Betriebsmodus von vier 24 KW Motoren angetrieben und kann eine maximale Geschwindigkeit von bis zu $1.67^\circ/s$ bzw. eine Beschleunigung von $0.5^\circ/s^2$ erreichen. Der gesamte Bewegungsbereich des Teleskops erstreckt sich über ein breites Intervall von 73.5° bis 642.4° für die Azimuthachse und -31.9° bis 175.7° für die Elevationsachse [[Hofverberg et al., 2013](#)].

7.1.1 Das Energieversorgungskonzept

In der gesamten HESS Site wird die Stromversorgung durch den namibianischen Energieversorger NAMPOWER gewährleistet. Nichtsdestotrotz verfügt die Anlage über zwei separate lokale Diesel-Generatoren mit einer Leistung von je 175 KW, die für den Fall eines generellen Stromausfalls oder des Versagens der Hauptversorgungsleitungen innerhalb von 30 bis 40 Sekunden den für den Anlagenbetrieb erforderlichen Strom produzieren können.

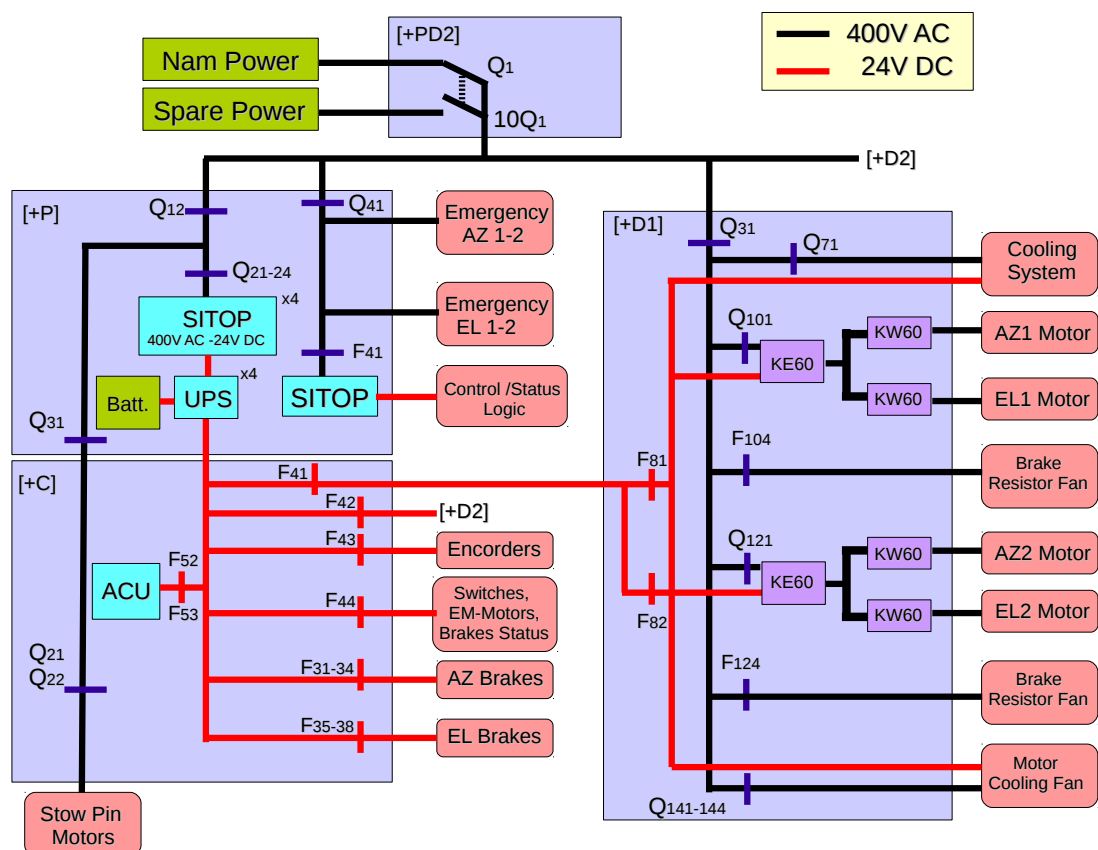


ABBILDUNG 7.2: Das Energieversorgungskonzept des HESS II Teleskops : Q (Schalter), F (Schalter), KE/KW (Servo-Umrichter)

Die für den normalen Betriebsablauf des HESS II Teleskops notwendige Energieversorgung umfasst im Wesentlichen zwei Hauptstromversorgungssysteme. Einerseits liefert das 400V AC System den für die elektrischen und mechanischen Hauptkomponenten benötigten Strom. Diese schließen folgende Teile mit ein:

- **Die Antriebskabinette (+D1 und +D2) :** Diese beherbergen die Energieversorgung für das Kühlungssystem und die Antriebsmotoren bzw. Ventilatoren sowie die Servo-Umrichter und die Bremswiderstandslüfter.

- **Stromkabinett (+P)** : Dieses Kabinett versorgt neben dem gesamten Notfallsystem insbesondere die Notfallmotoren und die vier 24V DC Spannungswandler SITOP mit Strom.
- **Kontrollkabinett (+C)** : Das Kontrollkabinett liefert u.a. die für Versorgung der Stow-Pin-Motoren benötigte elektrische Energie.

Andererseits versorgt das **24V DC System** hauptsächlich die Steuerlogik des gesamten Antriebssystems und ist mit einer unterbrechungsfreien Stromversorgung UPS verbunden, um im Fall einer Störung im Stromnetz die Versorgung kritischer elektrischer Komponenten zu garantieren.

7.1.2 Der Servomotor

Seitlich an jedem der Hauptgetriebe ist ein 28 KW leistungsstarker Servomotor der Firma AMK befestigt. Es handelt sich dabei um einen 4-poligen Drehstromasynchronmotor, der, wie der Name schon verrät, nicht exakt mit der Erregefrequenz dreht. Er besitzt ein Drehmoment lediglich bei Abweichung seiner Drehzahl von der synchronen Drehzahl der Netzfrequenz und wird daher im Betriebsbereich in Abhängigkeit von dieser Abweichung entweder als Motor – dreht langsamer als das Netz – oder als Generator – schneller – bezeichnet.

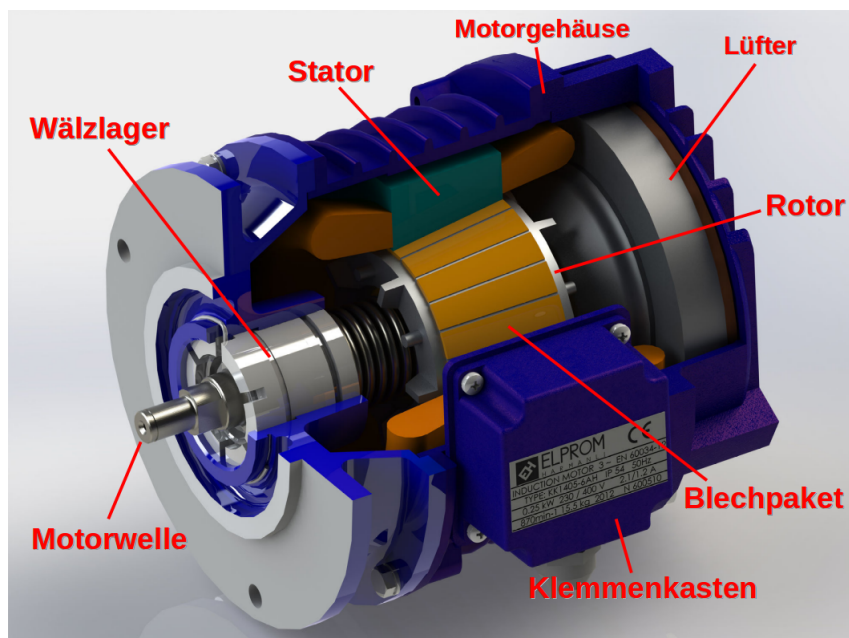


ABBILDUNG 7.3: Schematische Darstellung eines Servomotors

Der Asynchronmotor ist der weltweit am häufigsten verwendete Industriebetriebsmotor. Er ist relativ einfach in Aufbau bzw. Bedienung und zeichnet sich insbesondere durch seine Robustheit gegenüber elektrischer und mechanischer

Überlastung aus. Im allgemeinen setzt sich der Asynchronmotor aus zwei Hauptbestandteilen zusammen, dem zylinderförmigen rotierenden Teil, dem Rotor und dem fest mit dem Gehäuse zusammengebauten Teil, dem Stator. Diese beiden Teile sind zur Steigerung der magnetischen Kopplung nur durch einen schmalen Luftspalt voneinander getrennt und bestehen ihrerseits wiederum aus mehreren aufeinandergestapelten und zur Vermeidung von Wirbelströmen von einander durch eine dünne Oxidschicht bzw. Silikat-Phosphatschicht isolierten Eisenblechen. Die Einspeisung zeitvarianter gegenseitig um 120° phasenverschobener sinusförmiger Ströme der Frequenz f in den um $120^\circ/p^1$ räumlich versetzten und im Stator untergebrachten Wicklungen führt zur Bildung eines mit f/p um die Rotationsachse drehenden magnetischen Feldes (Drehfeld) und induziert einen Strom in den Rotorwicklungen. Die durch die Rotorleiter fließenden Ströme rufen nun ebenfalls ein magnetisches Feld hervor, das durch die Überlagerung mit dem Statorfeld gemäß der Lenzschen Regel den Rotor in Rotation versetzt und dem Servomotor ein Drehmoment verleiht.

7.1.3 Der Drehgeber (Shaft Encoder)

Um den hohen Genauigkeitsanforderungen des HESS-Experimentes insbesondere bei der schnellen und präzisen Teleskopachsenpositionsbestimmung innerhalb vorgegebener Fehlergrenzen zu genügen, wurden drei digitale 17-Bit Drehgeber von Typ ROC 417 an geeigneten Stellen im HESS II Teleskop eingebaut. Zur Positionserfassung der Elevationsachse wurden zwei identische

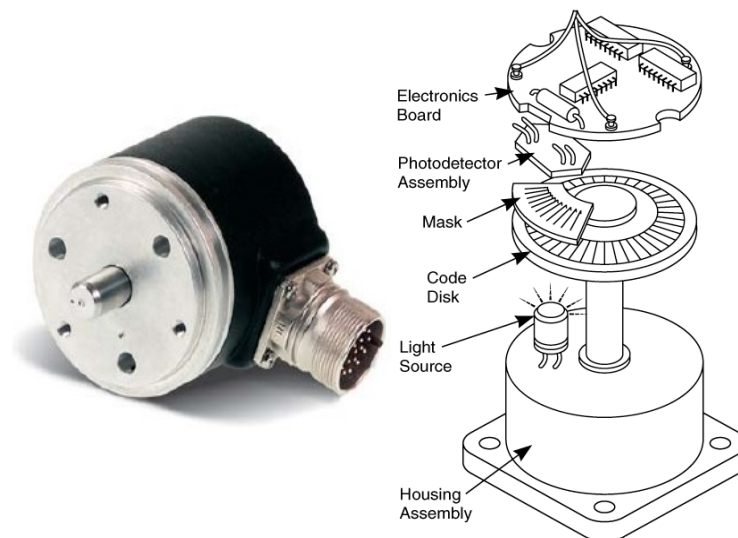
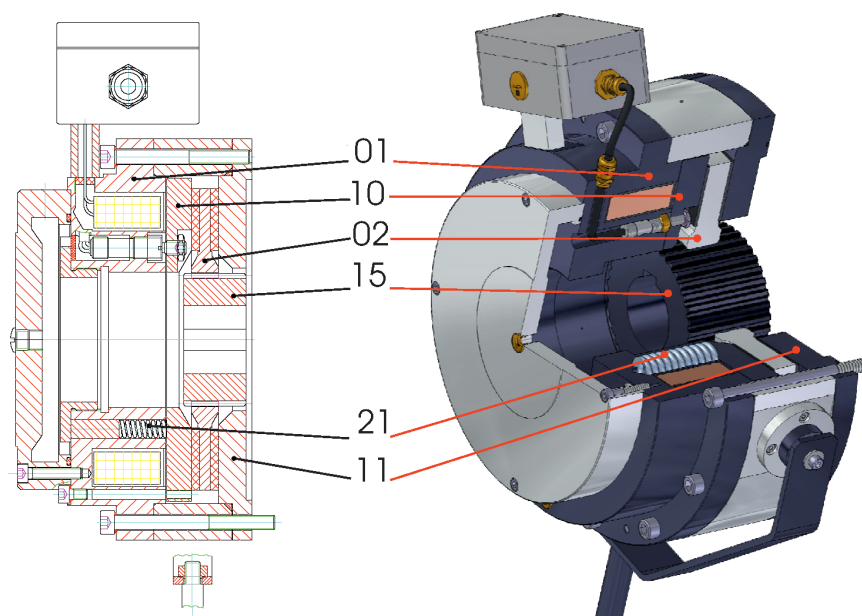


ABBILDUNG 7.4: Der Drehgeber ROC 417

¹Die Polpaarzahl



- | | |
|------------------|-------------------|
| 01: Spulenkörper | 11: Bremsflansch |
| 02: Reibscheibe | 15: Mitnehmernabe |
| 10: Ankerscheibe | 21: Druckfelder |

ABBILDUNG 7.5: Die Elektromagnet-Federdruckbremse

Drehgeber auf den am äußeren Rand des Teleskops befindlichen Elevationslagern installiert, die das Erreichen einer absoluten Genauigkeit von ungefähr 2.4 Bogensekunden bei der Positionsbestimmung ermöglichen. Hierbei wird aus den beiden gemessenen Positionen der arithmetische Mittelwert gebildet. Das Funktionsprinzip eines Drehgebers ist denkbar einfach: Hier wird eine sich drehende Scheibe, auf der ein regelmäßig geordnetes Strichgitter angebracht ist, mit einer LED optisch beleuchtet. Das von der LED ausgesendete Licht wird durch das Strichgitter moduliert und dann von einem hinter der rotierenden Scheibe stehenden lichtempfindlichen Detektor registriert. Gleichzeitig werden ständig die im Detektor entstehenden Impulse gezählt und dann ein zu dem zurückgelegten Drehwinkel proportionales Signal ausgegeben.

7.1.4 Die Elektromagnet-Federdruckbremse (Brake)

Um die Sicherheit und Stabilität des Teleskops während des gesamten Betriebes zu gewährleisten, spielen auch die Induktionsbremsen, die auf dem Wellenende der Servo-Motorwelle befestigt sind, eine wichtige Rolle. Sie dienen hauptsächlich dazu, das Teleskop aus der Bewegung sicher abzubremsen und zugleich an einer bestimmten Position im Stillstand stabil zu halten.

Im allgemeinen funktionieren die Federdruckbremsen nach dem Fail-Safe-Prinzip, auch Sicherheitsprinzip genannt. Das Prinzip besagt im Wesentlichen, dass bei allen Betriebsbedingungen einschließlich, Not-Aus und Stromausfall sowie bei einer Betriebsstörung durch Beschädigung der Bremse selbst das wirkende Bremsmoment aufrechterhalten bleibt und die Bremswirkung garantiert ist. Die Funktionsweise einer Induktionsbremse lässt sich folgendermaßen erklären :

- **Bremsen:** Wenn ein Strom durch die im Spulenkörper eingebaute Bremsspule (01) fließt, wird die Ankerscheibe (10) durch die hervorgerufene elektromagnetische Kraft gegen den von Druckfedern (21) erzeugten Druck in Richtung Spulenkörper gezogen und kommt dort zum Stillstand. Dies führt zu Entlastung der Reibscheibe mit Reibbelag (02) und die Bremse wird dadurch gelüftet (siehe [Abbildung 7.5](#)).
- **Halten :** Im stromlosen Zustand wird die Ankerscheibe von mehreren Druckfedern (21) gegen die Reibscheibe (2) gedrückt. Diese wird dadurch zwischen Ankerscheibe (10) und Bremsflansch eingespannt und infolgedessen die Bewegung des rotierenden Teiles blockiert.

Im HESS II Teleskop kommen insgesamt acht Federdrucksbremsen der Firma Stromag zum Einsatz. Diese besitzen ein maximales Bremsmoment von 170 Nm und sind in der Lage, bei einer normalen Bremsung das Teleskop während der Fahrt mit der maximalen Geschwindigkeit von $1.67^\circ/s$ innerhalb von 2.1 Sekunden zum Stillstand zu bringen. Im Fall einer Notbremsung reduziert sich die Bremszeit unter Verwendung des maximalen Bremsmoments sogar auf 1.4 Sekunden.

7.1.5 Der Positionsschalter (Switch)

Mit zunehmender Größe und Komplexität der Teleskoplanlage wächst dementsprechend auch der Bedarf nach einem hohen Sicherheitsstandard. Zur Gewährleistung der Sicherheitsanforderungen während des gesamten Teleskopbetriebes wurden diverse Sicherheitsmaßnahmen getroffen und unter anderem verschiedene Sicherheitselemente an unterschiedlichen Stellen eingesetzt. Die mechanischen Positionsschalter stellen ein gutes Beispiel dafür dar. Diese kommen für gewöhnlich zur Bestimmung von Positionen und Endstellungen sich

bewegender mechanischer Komponenten zum Einsatz und sorgen für einen erhöhten Schutz von Mensch und Maschine gegen mögliche Gefahren und irreparablen Schaden. Das HESS II Teleskop verfügt über eine Reihe von Positionsschaltern, die grundsätzlich in drei Kategorien nach ihrem Zweck klassifiziert werden können :

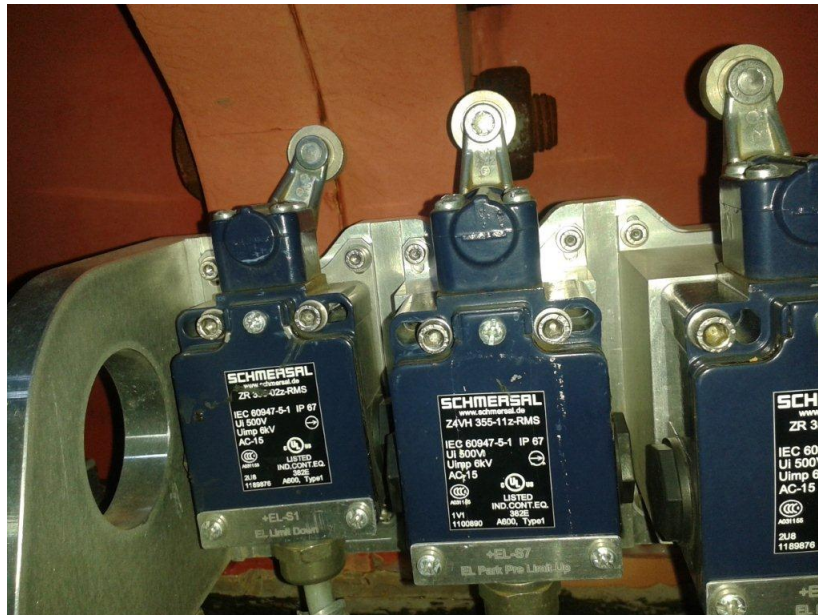


ABBILDUNG 7.6: Die Positionsschalter auf die Elevationsachse

- **End-Schalter:** Die End-Schalter befinden sich in unmittelbarer Nähe zu den mechanischen Grenzen des Teleskops und bilden damit die letzten Schutzlinien vor einer nicht vorgesehenen bzw. unkontrollierten Bewegung in die Richtung der mechanischen Barrieren. Eine Kurzzeitbetätigung des Positionsschalters während des normalen Betriebes für mindestens 0.1 Sekunde deutet auf ein sehr ernsthaftes Problem im Antriebssystem hin. Tritt dieser Fall ein, führt dies zum sofortigen und automatischen Stopp des Teleskops durch eine direkt wirkende Notbremse.
- **Pre-Limit-Schalter:** Die Pre-Limit Schalter wurden im HESS II stets vor den End Schalter eingebaut und für gewöhnlich zur ordnungsgemäßen Erfüllung zweier Aufgaben benötigt. Zum einen dienen ihre genau bekannten Installationsorte im normalen Modus zur Kontrolle der vom Drehgeber angegebenen Positionen und bei der Annäherung an die mechanischen Grenzen bzw. für den Fall einer Überschreitung der tolerierbaren

Positionsschalter		
Bezeichnung	Beschreibung	Position (Grad)
AZ_Limit_Up	Azimuth Obergrenze	642.40
AZ_Limit_Down	Azimuth Untergrenze	73.50
AZ_Park_Position	Azimuth Parkposition	179.98
AZ_Pre_Limit_Up	Azimuth Vor-Obergrenze	628.50
AZ_Pre_Limit_Down	Azimuth Vor-Untergrenze	88.40
EL_Limit_Up	Elevation Obergrenze	175.70
EL_Limit_Down	Elevation Untergrenze	-25.70
EL_Park_Position	Elevation Parkposition	-31.964
EL_Pre_Limit_Up	Elevation Vor-Obergrenze	170.60
EL_Pre_Limit_Down	Elevation Vor-Untergrenze	-18.40

TABELLE 7.1: Die Installationslage ausgewählter Positionsschalter

Abweichung dazu das Teleskop zum Stillstehen zu bringen. Zum Anderen führt die mechanische Betätigung des Schalters im Rate-Modus¹ zu einer signifikanten Geschwindigkeitsreduzierung und zur Einschränkung des erlaubten Bewegungsbereichs.

- **Park-Schalter:** Grundsätzlich muss das Teleskop am Ende jeder Beobachtungsnacht ordnungsgemäß geparkt werden. Damit ist gemeint, dass die beiden Teleskopachsen in die dafür vorgesehenen Parkpositionen in Azimuth und Elevation gefahren werden müssen. Dies dient dem Schutz vor der Sonne bzw. starkem Wind – bei Windgeschwindigkeit über 5 *m/s*. Hierbei wird die Teleskop-nase und somit auch die Kamera in Richtung Boden bewegt, was ein relativ riskantes Manöver darstellt. Die Park-Position-Schalter signalisieren das Erreichen der sicheren Parkposition und bewirken automatisch nach ihrer Betätigung die Deaktivierung der Motoren. Somit bringen sie auch das Teleskop zum Stillstand.

Die relativ starken Temperaturschwankungen, die sich meistens zwischen -5°C im Winter und über 30°C im Sommer bewegen, stellen hohe Anforderungen an das Material bzw. die Konstruktion und verursachen eine Dehnung und Kontraktion des Stahls. Um diesem Effekt so weit wie möglich entgegenzukommen, werden die Werte der Parkpositionen ständig auf ihre Gültigkeit geprüft und in regelmäßigen Abständen aktualisiert. In der folgenden Tabelle wurden die Werte einiger der wichtigen Positionsschalter zusammengefasst.

¹ Die Aktivierung des Rate-Moduses (z.B. beim Park-Prozedur) führt zu einer signifikanten Reduzierung der Geschwindigkeit des Teleskops.

7.1.6 Servo-Umrichter KE/KW

Die Genauigkeitsanforderungen des HESS-Experiments bei der Positionierung des Teleskops stellen hohe Ansprüche an die Hardware und setzen leistungsfähige Servomotoren¹ bzw. Umrichter (Controller) voraus. Der Servo-Umrichter wurde für Bewegungen mit hoher Präzision und Dynamik konzipiert und dient in der Regel zur Geschwindigkeits- und Drehmomentregelung der Servomotoren. Die im +D1/+D2 Kabinett befindlichen modularen Umrichterreihen AMK-



ABBILDUNG 7.7: Die Servo-Umrichter KE und KW

KASYN KE/KW der Firma AMK sind gekennzeichnet durch kompakte Einspeise- und Wechselrichter-Module im Leistungsbereich bis 100 kW und bestehen hauptsächlich aus zwei Komponenten :

- **Das Versorgungsmodul KE (Power Supply Module) :** Das Versorgungsmodul versorgt neben den Achsmodulen (siehe weiter) ebenfalls den Servomotor mit der zum Betrieb nötigen Energie. Dabei wird aus der dreiphasigen Netzspannung von NomPower $U = 400 \text{ V AC}$ eine Gleichspannung von 600 V DC erzeugt. Ferner reguliert dieses Modul die rückgespeiste überschüssige Bremsenergie über eine Rückspeisungseinheit. Hier wird die aufgenommene Energie entweder ins Netz rückgespeist oder in einem an das Modul angeschlossenen Bremswiderstand direkt in Wärme umgewandelt.

¹Das Wort "Servo" ist vom lateinischen "servus" abgeleitet und bedeutet Diener oder Helfer.

- **Das Achsmodul KW (Inverter Module) :** Das digitale Achsmodul KW steuert und überwacht alle zentralen Funktionen des Servomotors im Vierquadrantenbetrieb¹. Dieses Modul enthält neben einer internen Stromversorgungseinheit und mehreren Feldbuschnittstellen noch zusätzlich einen mit 8 MHz getakteten Mikrorechner als zentrale Steuerungseinheit und kann standardmäßig in den Betriebsarten Drehzahlregelung oder Drehmomentregelung betrieben werden. Die Steuerung des Servomotors wird dann durch die im Mikrocomputer implementierten Geschwindigkeits- und Positionsregelschleifen bzw. durch kontrollierte Veränderung der sinusförmigen Ausgangsströme realisiert.

7.1.7 Die ACU-Steuereinheit

Das Herzstück des HESS II Antriebssystems ist die ACU-Steuereinheit, im Folgenden abgekürzt als ACU (Antenna Control Unit). Diese Einheit befindet sich in +C Kabinett und ist für die störungsfreie Zusammenarbeit aller einzelnen Komponenten des Antriebssystems verantwortlich und daher entscheidend für eine zuverlässige Funktion des gesamten Systems. Alle internen Vorgänge in der ACU laufen auf einem mit 1 GHz getakteten Intel Celeron M Prozessor und werden automatisch von einer umfassenden Echtzeit-Kontrollsoftware² der Firma BECKHOFF verwaltet und gesteuert. Beim ACU-Bootvorgang wird der System-Manager initialisiert, der wiederum weitere Initialisierungspakete in einer sequentiellen Reihenfolge aufruft und ausführt. Im Anschluss daran werden alle mit dem System über Feldbusse verbundenen Hardware-Komponenten auf ihre Funktionalität überprüft und entsprechend den in der Datenbank fest vorgegebenen Parameterwerten konfiguriert. Die ACU bietet insgesamt drei verschiedene Benutzeroberflächen :

- **Local Control Panel (LCP):**

Diese erlaubt dem Anwender, sich einen direkten Überblick über den aktuellen Teleskopzustand zu verschaffen und durch Eingabe von Befehlen über einen Touchscreen unmittelbar mit der ACU zu interagieren.

- **Hand Held Panel (HHP) :** Durch Anschließen von einem tragbaren Hand Held Panels an einen der an verschiedenen Stellen im Teleskop eingebauten Multi-Pin Steckverbindern bekommt der privilegierte Anwender die Möglichkeit, das ganze Teleskop von außerhalb des Antriebskabinetts zu bewegen.

¹Der Servomotor kann in beide Drehrichtungen sowohl beschleunigen als auch abbremesen.

²TwinCAT

- **TCP/IP (Remote Interface):**

Ermöglicht dem weit entfernt sitzenden Anwender, direkt auf alle wichtigen Funktionen der ACU zuzugreifen, entweder über das Lokalnetzwerk oder das Internet, und auf diese Weise die komplette Steuerung des Teleskops zu übernehmen. Dieser Zugriff erfolgt in den meisten Fällen aus dem internen lokalen Netzwerk, der Zugriff aus dem Internet ist aus Sicherheitsgründen auf nur zwei Personen¹ mit besonderer Zugangsbechtigung beschränkt. Dies erlaubt beispielsweise im Fall einer Funktionsstörung schnell und flexibel zu intervenieren. Darüber hinaus erfolgt die Kommunikation während des normalen Teleskopbetriebs zwischen dem im DAQ implementierten Tracking Controller und der ACU ausschließlich über das TCP/IP Protokoll.



ABBILDUNG 7.8: Die Antennen-Steuereinheit

7.1.8 Das GPS-System

Die Positionen der astronomischen Objekte werden auf der Himmelsphäre in der Regel durch Angabe zweier Winkel, die Deklination δ und die Rektaszension RA eindeutig festgelegt. Zur Positionsbestimmung der Himmelskörper im Äquatorial-Koordinatensystem werden eine extrem genaue Zeitmessung der astronomischen Standardzeit UT (Universal Time) und eine exakte Definition der aktuellen Teleskop-Position benötigt. Zur Erfassung solcher wichtigen Informationen mit einer hohen Genauigkeit ist die Verwendung des globalen Positionsbestimmungssystems GPS (Global Positioning System) unabdingbar.

¹am MPI-K Heidelberg

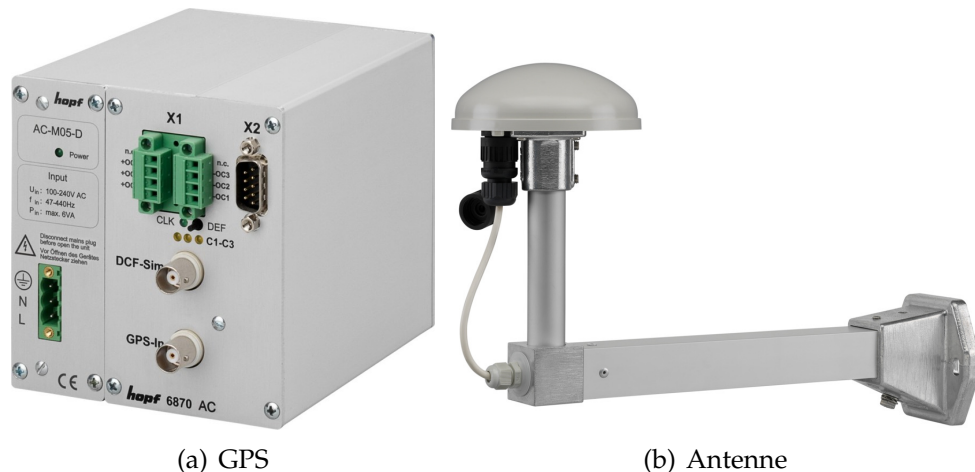


ABBILDUNG 7.9: Das GPS-System des HESS II Antriebssystems.

Das auf der Basis von 24 Satelliten mit 3 Ersatzsatelliten entwickelte GPS-System ermöglicht, jeden Ort auf der Erde ständig von mindestens 6 Satelliten abzudecken. Hierzu tragen diese Satelliten im Inneren eine Rubidium-Atomuhr mit einer Genauigkeit von bis zu 10^{-12} und umlaufen zurzeit zweimal am Tag die ganze Erde in einer Erdumlaufbahn von etwa 20000 km Höhe. Das bei den durchgeführten Wartungsarbeiten im Jahr 2014 neu installierte HESS II GPS-System besteht hauptsächlich aus zwei Komponenten der Firma Hopf Elektronik GmbH, dem im +C Antriebskabinett zur Auswertung der empfangenen Signale eingebaute GPS-Empfangsmodul (GPS-Satellitenfunkuhr) und der an der östlichen Elevationslager montierte 4490G10-Antenne. Die ausgesendeten Satellitensignale werden eigentlich aus der Grundfrequenz der an Bord befindlichen Atomuhren von 10.23 MHz abgeleitet und auf zwei Trägerfrequenzen im GHz-Bereich $L1 = 1575.42$ MHz (Zivile Nutzung) und $L2 = 1227.60$ MHz ausgestrahlt.

Anhand der über die Antenne empfangenen Signale lässt sich im Endeffekt die genaue GPS-Uhrzeit und somit auch eine exakte Positionsbestimmung ermitteln. Wobei an dieser Stelle darauf hingewiesen werden soll, dass die Weltzeit UTC¹ derzeit 13 Sekunden hinter GPS-UTC herläuft.

7.1.9 Das Notfall-Antriebssystem

Das Notfall-Antriebssystem ist ein komplett unabhängiges und für die Notfälle etabliertes Antriebssystem, das bei einem technischen Versagen bzw. einer Betriebsstörung des Hauptantriebes das Teleskop sicher zur Parkposition fahren kann. Dieses System wird u.a. über eine separate Stromleitung – Diesl Ge-

¹ Universal Time Coordinated.

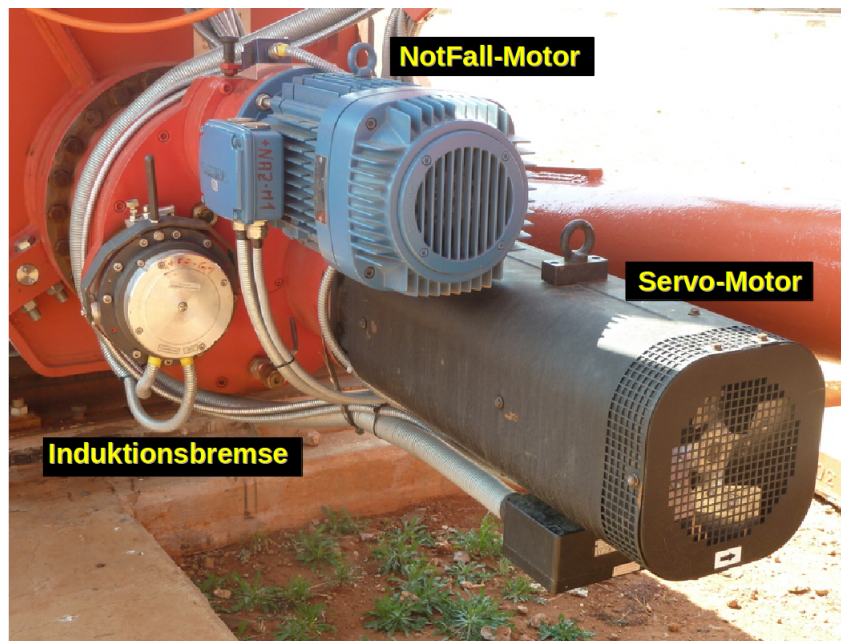


ABBILDUNG 7.10:
Der Servo und Notfall-Motor, sowie die Bremse.

nerator – mit Energie versorgt und verfügt über sechs Motoren des typs KBA 125B 12/2 von Demag mit einer maximalen Rotationsgeschwindigkeit von 3354 rpm². Diese ermöglichen beispielsweise die Azimuthachse im Schnellmodus mit einer Geschwindigkeit von 0.345°/s zu bewegen. Ferner sind alle Komponenten des Notfall Antriebssystems auf keine Software angewiesen und werden nur durch eine hardwaremäßig kodierte Logik gesteuert.

Zu den wichtigsten Komponenten, durch welche die Sicherheit des Teleskopes während eines derartigen Betriebsmodus gewährleistet werden können, gehören mehrere an kritischen Stellen installierte Notschalter und Not-Aus-Schaltköpfe. Die Umschaltung vom Antriebssystem auf das Notfall-System erfolgt durch die Umstellung auf Notstromaggregat und dann im Anschluss auch durch die mechanische Betätigung eines am oberen Breichen der Getriebe befestigten Handhebels.

² Drehung pro Minute.

Kapitel 8

Überwachungssystem für HESS II Kühlungssystem

Wie bei den meisten dynamischen Maschinen verbraucht der Servomotor einen Teil der Energie – der größte Teil geht u.a. in interne Verluste verloren –, um seinen eigenen Rotor zur Rotation zu bringen. Wird das Teleskop während des Betriebs beschleunigt, so nimmt die kinetische Energie des gesamten Teleskops dementsprechend stark zu und erreicht bei einer maximalen Drehgeschwindigkeit von 2997 rpm einen Wert von ca. 166 KJ. Beim Abbremsen kehrt sich dieser Prozess jedoch um, die Servomotoren arbeiten dann als Generatoren und stellen die während der Drehung im Rotor gespeicherte kinetische Energie in den Servoumrichter zurück. Auf diese Art wird die kinetische Energie in elektrische Energie umgewandelt. Dies wird in der Fachwelt als *Regenerative Braking* bezeichnet.

Die in die Servoumrichter rückgespeiste Bremsenergie wird über einen in das KE-Modul integrierten Vierquadrantensteller (Controlled inverter bridge) weitergeleitet und mit einem relativ hohen Wirkungsgrad ins Versorgungsnetz zurückgeführt – aus der Rückspeisung der Bremsenergie direkt ins Netz resultiert im Allgemeinen ein in erster Linie energieeffizienter und Kosten sparender Betrieb der ganzen Anlage –. Im HESS II Antriebssystem wird in der Regel die überschüssige Energie in den DC BUS-Kondensatoren zwischenzeitlich gespeichert, um beispielsweise bei später folgenden Beschleunigungsvorgängen auferufen zu werden. Aufgrund der begrenzten Ladungsspeicherkapazität der DC BUS Kondensatoren steigt die Spannung im Zwischenkreis bei weiterem Aufladen kontinuierlich an. Ein derartiger Anstieg hätte im schlimmsten Fall weitreichende Konsequenzen für alle elektronischen Bauteile bzw. deren Isolierung im +D Antriebskabinett. Um ein derartiges Szenario zu vermeiden, sind die KE-Module mit durchgehenden externen Bremswiderstände PTC ausgerüstet. Diese sind für den korrekten und sicheren Betrieb von großer Wichtigkeit

und dienen dem Schutz vor Schäden durch Überspannungen in den DC BUS-Kondensatoren. Hierzu wird die zugeführte überschüssige elektrische Energie in den Bremswiderständen PTC mit einem Widerstandswert von ca. 8Ω direkt in Wärme umgewandelt und durch Wärmeaustausch weiter an die Umgebung abgegeben.

8.1 Die Funktionsweise des Kühlsystems

Der aufgrund der Verlustleistung in den Antriebskabinetten verursachten Temperaturanstieg beeinträchtigt die einwandfreie Funktion der empfindlichen Elektronik und kann unter bestimmten Umständen die nur begrenzt hitzebeständigen elektronischen Bauteile beschädigen. Aus diesem Grund ist eine dauerhafte effiziente Kühlung und ein ständiger Abtransport der produzierten Wärme an der äußeren Seite des Antriebskabinetts von großer Wichtigkeit. Zur Kühlung der beiden Antriebskabinette +D1 / +D2 werden dort aktuell zwei Rückkühlanlagen der Firma Rittal GmbH Co. KG von Typ SK 3360.100 eingesetzt.

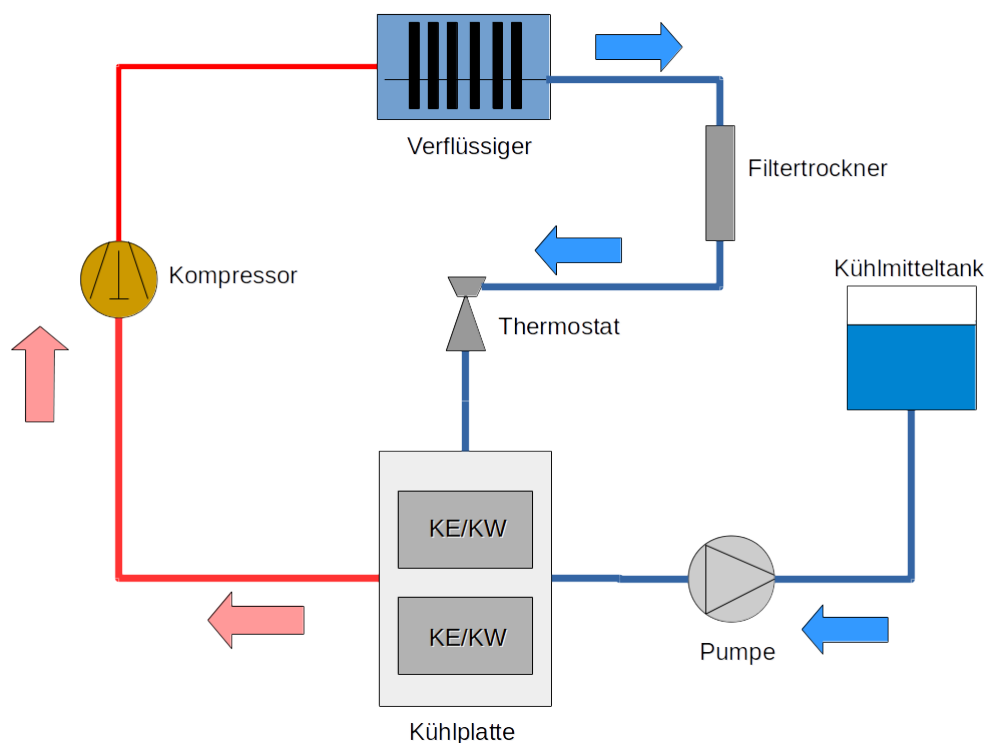


ABBILDUNG 8.1: Aufbau der Rückkühlanlage

Zu den wichtigsten Einzelkomponenten dieses geschlossenen Kühlsystems zählen der Verflüssiger im Inneren des Kühlsystems zur Kondensierung des

Kühlmitteldampfs, der Thermostat zur Temperaturregulierung und die Pumpe zum Treiben des Kühlmittels durch die Leitungen sowie der Kompressor zur Gasverdichtung. Das Kühlmittel wird mit einem Druck von 1.5 Bar und einer Durchflussrate von etwa 10 Litern pro Minute in das Kühlsystem befördert und fließt durch mehrere 10.5 mm breite Kühlkanäle mitten in eine aus einer Aluminiumlegierung $AlMgSi_{0.5}$ bestehende und in direktem Kontakt zu den Bremswiderständen stehende Kühlungsplatte. Daraufhin wird die in den Bremswiderständen freigesetzte Energie durch Wärmeaustausch an das Kühlmittel weitergegeben. Der dadurch eventuell entstandene Kühlmitteldampf wird mit Hilfe des leistungsstarken Kompressors abgesaugt und verdichtet und dabei in den Verflüssiger gepresst. Aufgrund des ausgeübten Drucks kondensiert der Kühlmitteldampf im Verflüssiger und gibt infolgedessen die Kondensationswärme an die umgebende Luft frei. An Qualität und Zusammensetzung der im Kühlkreislauf zirkulierenden Kühlflüssigkeit werden bestimmte Anforderungen gestellt. Demnach soll sie geringe Härte, insbesondere niedrige Karbonathärte, aufweisen und im optimalen Fall einen pH-Wert zwischen 7 und 8.5 besitzen. Ferner soll sie auch in der Lage sein, bakterielle und chemische Verunreinigungen zu beseitigen und Ablagerungen bzw. Korrosion möglichst zu vermeiden. Zur Erfüllung dieser Voraussetzungen kommt deshalb als Kühlmittel statt nur reinem Wasser eine Mischung aus destilliertem Wasser und mehrerer kombinierter chemischer Substanzen zum Einsatz.

8.2 Aufbau des Überwachungssystems

Die Beobachtung der Gammastrahlung emittierenden Himmelsobjekte durch stereoskopische Systeme unterliegt dem Einfluss von vielen verschiedenen, nicht immer vorhersehbaren Faktoren, unter anderem den Wetterbedingungen, den Mondphasen und nicht zuletzt der technischen Verfügbarkeit der Teleskope. Aufgrund dessen ist die zur Verfügung stehende Beobachtungszeit ein knappes Gut. Eine möglichst effiziente Nutzung dieser wertvollen Zeit erfordert neben einer genauen Planung und einer effektiven Umsetzung vor allem die Funktionsbereitschaft aller wichtigen Systemkomponenten darunter auch das Antriebssystem und dessen Kühlsystem. Angesichts der zunehmenden Anzahl von den mit dem Kühlsystem zusammenhängenden Problemen und den dadurch verursachten Antriebssystemausfällen und dem daraus resultierenden Beobachtungszeitverlust war die Suche nach möglichen Lösungen und das Umsetzen passende Gegenmaßnahmen dringend erforderlich. Aus dieser Sachlage

heraus entstand die Projektidee, ein Echtzeit-Überwachungssystem zur Beobachtung bzw. Analyse der Temperatur und Durchflussrate-Veränderungen im Kühlsystem des HESS II Teleskops zu entwickeln. Dieses System soll eventuell auftretende Probleme oder ein ungewöhnliches Verhalten frühzeitig erkennen und gegebenenfalls Warnsignale rechtzeitig generieren, so dass bei Bedarf alle erforderlichen Maßnahmen zur Vorbeugung von Ausfällen getroffen werden können und dessen die Verfügbarkeit des HESS II Teleskops steigern.

8.2.1 Die Temperatursensoren

Für eine permanente und zuverlässige Temperaturmessung der Kühlplatten wurden Platin-Widerstand Temperaturfühler PT100 mit 4-adriger Teflon-PTFE Anschlussleitung¹ eingesetzt. Diese Dünnschicht-Temperatursensoren kennzeichnen sich durch einen relativ breiten Temperaturmessbereich von -50 °C bis 150 °C mit einer Genauigkeit von weniger als 0.25% des Skalenwerts und ein flexibles selbstklebendes Silikon-Pflaster. Das einfache Funktionsprinzip des Platin Temperaturfühlers basiert auf dem Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Änderung des elektrischen Widerstandes von Platin. Hierzu verfügt dieser Sensor über eine spezifische Widerstandskennlinie und liefert einen Widerstandswert in Abhängigkeit zur herrschenden Temperatur. So besitzt der PT100-Sensor beispielsweise bei einer Temperatur von 0 °C einen Nennwiderstand von $100\ \Omega$ – daher kommt auch die Bezeichnung PT100.



ABBILDUNG 8.2: Platin-Widerstand Temperaturfühler PT100

Insgesamt wurden 8 Temperaturfühler in die Nähe der Servoumrichter geklebt und mit Hochtemperatur-Silikon befestigt. Auf diese Weise kann man nicht nur den Zustand der Kühlplatte an verschiedenen Stellen überwachen, sondern bekommt auch indirekt einen Überblick über das Verhalten der Servoumrichter.

¹ Die Leitungen sind aus Polytetrafluorethylen hochhitzebeständige

8.2.2 Der Durchflussmesser

Zur Messung der Durchflussrate des Kühlmittels in den Rohrleitungen wurde an jedem der beiden Antriebskabinette +D1/+D2 ein RFA- Durchflussmesser der Firma GEMS installiert.



ABBILDUNG 8.3: RFA Durchflussmesser

Dieser analoge, mit 24V DC betriebene Messsensor weist ein kompaktes robustes Gehäuse mit flexiblem Anschlussadapter auf und deckt einen breiten Messbereich von 4 bis 45 l/min mit einer Genauigkeit von 7% des Skalenwerts bei niedriger Flussrate ab. Zusätzlich bietet seine durchsichtige glasfaserverstärkte Vorderseite die Möglichkeit einer leichten visuellen Kontrolle der Durchflussrate.

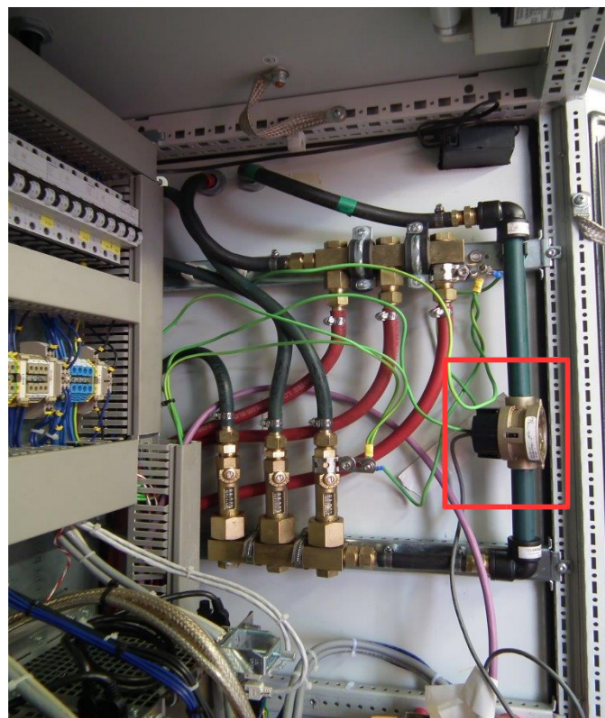


ABBILDUNG 8.4: RFA-Durchflussmesser im +D1 Antriebskabinett

Zur Verhinderung einer turbulenten Strömungen beim Eintreten der Kühlflüssigkeit in den Messsensor wurde zusätzlich ein ca. 10 cm langes verstärktes Kunststoffrohr zwischen Sensoreingang und dem Kühlmittelschlauch montiert. Die Durchflussmessung im RFA-Durchflussmesser beruht auf dem direkten Zusammenhang zwischen der durch das Rohr strömenden Kühlflüssigkeitsmenge und der durch Drehbewegung des Rotors erzeugten Ausgangsspannung von 0 bis 10 V DC.

Kalibrierung der Durchflussmesser

Angesichts der Anforderungen an genaue und zuverlässige Messergebnisse der Durchflussrate ist eine präzise Kalibrierung der eingebauten Durchflussmesser unter den in Namibia herrschenden realen Betriebsbedingungen erforderlich.

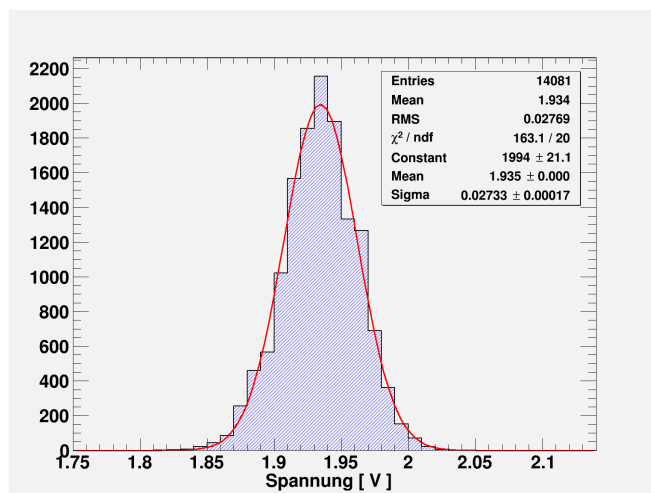


ABBILDUNG 8.5: Spannungsverteilung

Zu diesem Zweck wurde das Kühlsystem vorübergehend zu einem offenen System umgebaut. Auf diese Weise ergab sich die Möglichkeit, die Menge der einfließenden Kühlflüssigkeit zu kontrollieren und gleichzeitig die aus dem Kühlsystem austretende Kühlmittelmenge zu messen. Parallel zu einer schrittweisen Variation der durch die Pumpe beförderten Kühlmittelmenge in fest definierten Zeitabständen wurde die vom Durchflussmesser ausgegebene Spannung mit Hilfe eines Digital-Oszilloskops überwacht und gemessen. Um den unerwünschten Effekt der durch die turbulenten Strömungen verursachten Spannungsfluktuationen auf die Messgenauigkeit zu minimieren, wurde bei jeder Spannungsmessung eine große Anzahl Messwerte aufgenommen und eine Häufigkeitsverteilung erstellt. Weiterhin wurden diese Messdaten mit einer einfachen Gaussfunktion gefittet.

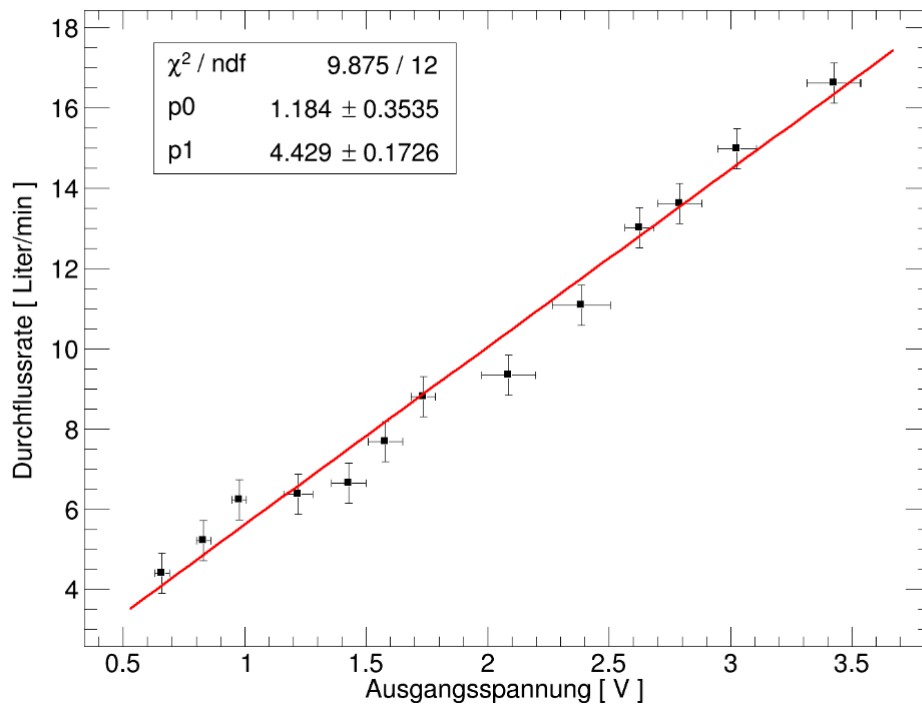


ABBILDUNG 8.6: Die Kalibrierung der Durchflussmessern

Anschließend wurden die daraus resultierenden Mittelwerte gegenüber den entsprechenden berechneten Durchflussraten in der [Abbildung 8.6](#) graphisch dargestellt und die daraus abgeleitete Korrelation mit einer linearen Funktion parametrisiert. Die aus dem Fit resultierenden Werte wurden in der Datenbank der DAQ unter den beiden DriveSetup-Parametern :

Flowrate_Calib_Line_Slope und Flowrate_Calib_Line_Constant
deklariert.

8.2.3 Analog-Eingangs-Module

Eine korrekte Verarbeitung und eine schnelle Übertragung zur DAQ der von den oben vorgestellten Messsensoren erfassten Daten erfordert an erster Stelle eine Digitalisierung der von Sensoren gelieferten analogen elektrischen Signale unter Verwendung der dafür erforderlichen und geeigneten Gerätetypen. Diese Aufgabe erfüllt ein Analog-Digital-Wandler, abgekürzt als ADC (Analog-Digital-Converter). Dazu wird das zeit- und wertkontinuierliche analoge Eingangssignal mittels einer Übertragungsfunktion in ein zeitdiskretes digitales Ausgangssignal, also eine binäre Zahlenfolge, umgewandelt.

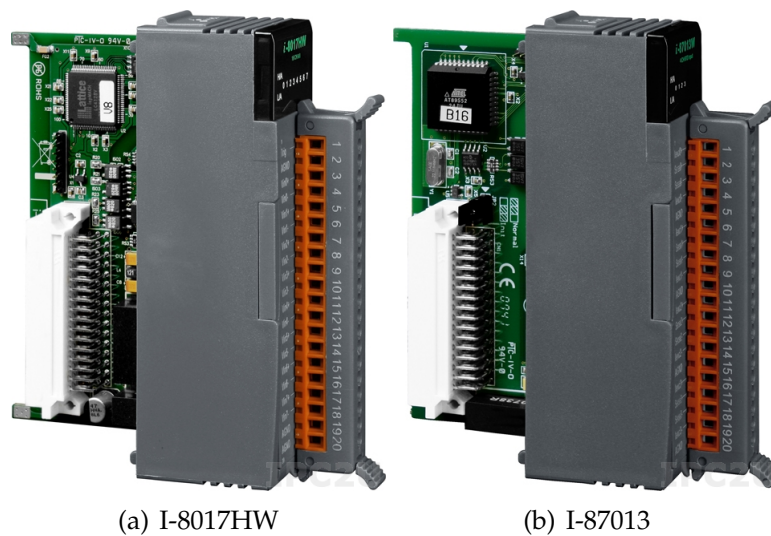


ABBILDUNG 8.7: ICP-DAS Module

Zur Erreichung dieses Ziels wurden insgesamt zwei 4-Kanal und ein 8-Kanal RTD Analog-Eingangs-Modul der Firma ICP-DAS verwendet. Diese kommen gewöhnlich im Bereich der industriellen Automatisierungstechnik zum Einsatz. Im Wesentlichen charakterisieren sie sich durch vergleichsweise kompakte Gehäuse und eine integrierte leuchtende LED-Anzeige zur direkten visuellen Prüfung der Funktion und einer schnellen Moduldiagnose.

- **I-87013 Modul:**

Dieses Analogeingangs-Modul erlaubt den direkten Anschluss der Widerstandssensoren zur Aufzeichnung der Temperaturänderung und bietet außerdem eine gute Auflösung von bis zu 16-bit mit einer Messgenauigkeit von 0.1% des Skalenwerts. Es kann mit einer Abtastrate von 10 Samples pro Sekunde arbeiten. Zum Betreiben dieses Moduls ist eine Gleichspannungversorgung von 5V DC erforderlich.

- **I-8017HW Modul :**

Dieses Modul dient zur Steuerung der Durchflussmesser und ist mit 16-Kanal single-ended oder 8 differentiellen Analog-Eingängen ausgestattet, die galvanisch von der Reglerelektronik entkoppelt sind. Zudem verfügt es über die unterschiedlichen Eingangsspannungsbereiche $\pm 10V$, $\pm 5V$, $\pm 2.5V$ und $\pm 1.25V$. Ferner erreicht es eine maximale Auflösung von 14 Bit bzw. eine hohe Abtastrate von bis zu 10 *Ksamples/s* und wird auch mit einer Spannungsquelle von 5V DC betrieben.

8.2.4 I-8KE8 Einheit

I-8KE8 ist eine auf das ANFRAGE/ANTWORT DCON¹ Kommunikationsprotokoll basierende Ethernet I/O-Einheit und bildet den Kern des entwickelten Überwachungssystems.



ABBILDUNG 8.8: Die I-8KE8 Einheit

Diese Einheit kann mit bis zu 8 ICP DAS-Modulen in dafür vorgesehenen 48-poligen Klemmblöcken bestückt werden und verfügt über einen 80 MHz getakteten Prozessor und einen internen RAM-Speicher. Daneben besitzt sie eine serielle RS-232 Schnittstelle für Konfiguration und Update der eingebetteten Firmware sowie einen 10 MBit/s schnellen Ethernet-Anschluss zur Kommunikation mit den Rechnern im lokalen Netzwerk. Es kann von maximal 6 Rechnern simultan angesprochen werden. Zum Betreiben ist eine Versorgungsspannung von 10 ~ 30 V DC notwendig.

8.2.5 Die Steuerungssoftware

Zur Steuerung der im vorherigen Abschnitt vorgestellten elektronischen Komponenten wurde eine auf C/C++ basierende Software-Umgebung entworfen. Das folgende Unterkapitel gibt einen kurzen Überblick über die für Echtzeit-Datenaufnahme entwickelte Steuerungssoftware und deren Implementierung im DAQ.

¹ Ein Protokoll im ASCII-Format zum Informationsaustausch mit I/O Modulen

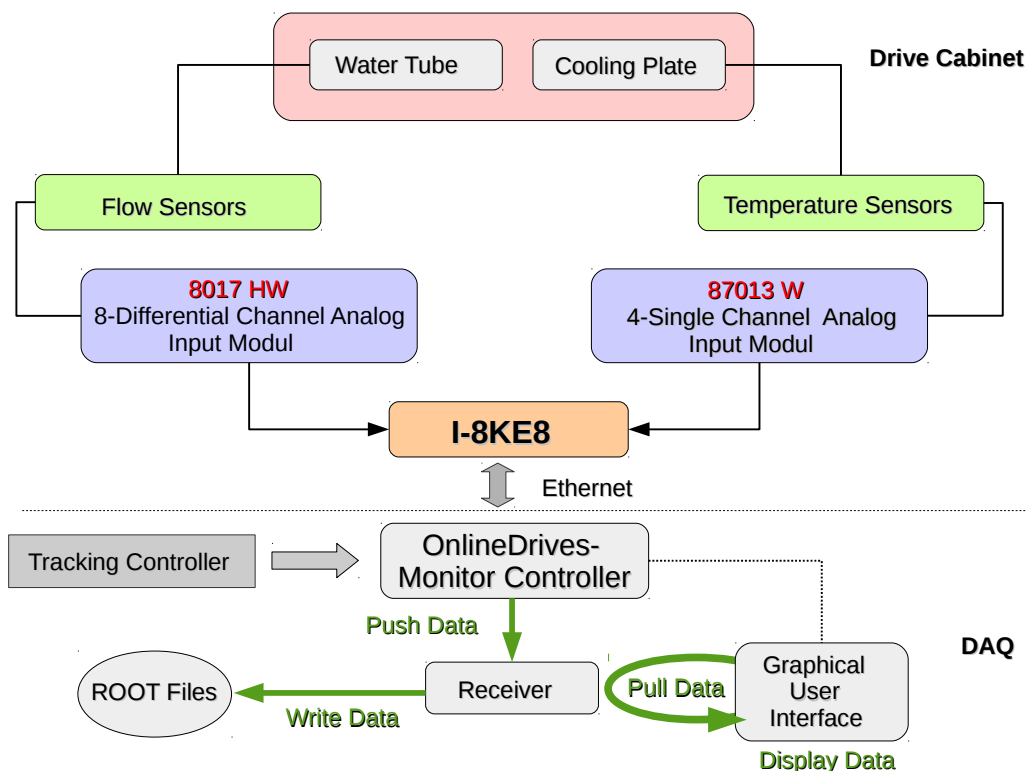


ABBILDUNG 8.9:

Flussdiagramm des Überwachungssystems des HESS II Kühlsystems

Vor dem Softwareentwurf wurden anfänglich spezifische Anforderungen an den Aufbau der geplanten Programme festgelegt, um die gewünschten Ergebnisse bei möglichst minimalem Risiko erzielen zu können. Diesbezüglich darf beispielsweise die Funktion der High-Level Software zur Steuerung des gesamten Teleskops, der sogenannte TRACKING CONTROLLER zu keinem Zeitpunkt durch die im Überwachungssystem laufenden Prozesse gestört werden. Darüber hinaus soll das auf die Hardware abgestimmte DCON Kommunikationsprotokoll unterstützt werden und mit der DAQ über die frei zugängliche omniORB¹ Implementierung kommuniziert werden. Zur Erfüllung dieser Forderungen wurde ein neuer Controller *Onlinedrives-Monitor Controller* programmiert und erfolgreich im DAQ in Namibia implementiert. So kann sichergestellt werden, dass die Arbeitsweise der Tracking Controller unter anderem während der Beobachtungszeit nicht durch Störungen im Betriebsablauf des Überwachungssystems beeinträchtigt wird. Der grundlegende Ablauf der ONLINEDRIVES-MONITOR CONTROLLER im Zusammenhang mit dem Überwachungssystem setzt sich aus den folgenden Schritten zusammen :

¹ Multithreaded CORBA ORB für C++ und Python zur Kommunikation zwischen den internen Prozessen.

- **Hardwarekonfiguration:** Für die Konfiguration und die Initialisierung der installierten Hardware mit den in der Datenbank vordefinierten Parameterwerten wurde die Klasse `ConfigureCoolingHardware` vorgesehen.
- **Datenaufnahme:** Um die von den Sensoren ausgegebenen Daten einzulesen, greift der Controller auf die Klasse `ProcessCoolingEvent` zu. Dabei übernehmen einige dazugehörige Funktionen wie z.B. `SendCommand()` und `GetChannelReading` die Aufgabe, die entsprechenden ASCII Befehle zu generieren bzw. an die I-8KE8 Einheit zu senden und im Nachhinein die empfangenen Antworten korrekt zu interpretieren.
- **Ausgabe und Speicherung der Daten:** Anschließend werden die aufgenommenen Daten in einem auf ROOT-basierten HESS Dateiformat in *Push mode*² gespeichert und zugleich in *Pull mode*³ auf der grafischen Benutzeroberfläche GUI der DAQ im Kontrollraum angezeigt.

²Die Daten werden von einem Prozess zum nächsten nur in einer Richtung gesendet.

³ Der Client-Prozess fragt den Server-Prozess in periodischen Zeitintervallen nach neuen eingehenden Daten

8.3 Diskussion der Ergebnisse

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse einer Analyse der im Zeitraum von 2014 bis 2016 mit Hilfe des Überwachungssystems aufgenommenen Messdaten dargestellt und anhand einiger ausgewählter Beispiele das Verhalten des Antriebssystems und dessen Kühleinheit diskutiert. Die Darstellung der Ergebnisse orientiert sich in ihrem Aufbau an der Kurz- und Langzeitänderung der Durchflussrate und der Temperatur im Kühlsystem. Zunächst werden die Resultate der Durchflussrate der in den Antriebskabinetten zirkulierenden Kühlflüssigkeit dargestellt. Danach wird auf das Temperaturverhalten der in der Nähe der Servoumrichter platzierten Temperatursensoren eingegangen und abschließend werden mit Blick in die Zukunft einige weitere Möglichkeiten zur Optimierung bzw. Vollautomatisierung des Kühlsystems diskutiert.

8.3.1 Änderung der Durchflussrate

Die untenstehende [Abbildung 8.10](#) zeigt den typischen Verlauf der Durchflussrate des Kühlmittels in den beiden Antriebskabinett +D1/+D2 während einer normalen Beobachtungsnacht.

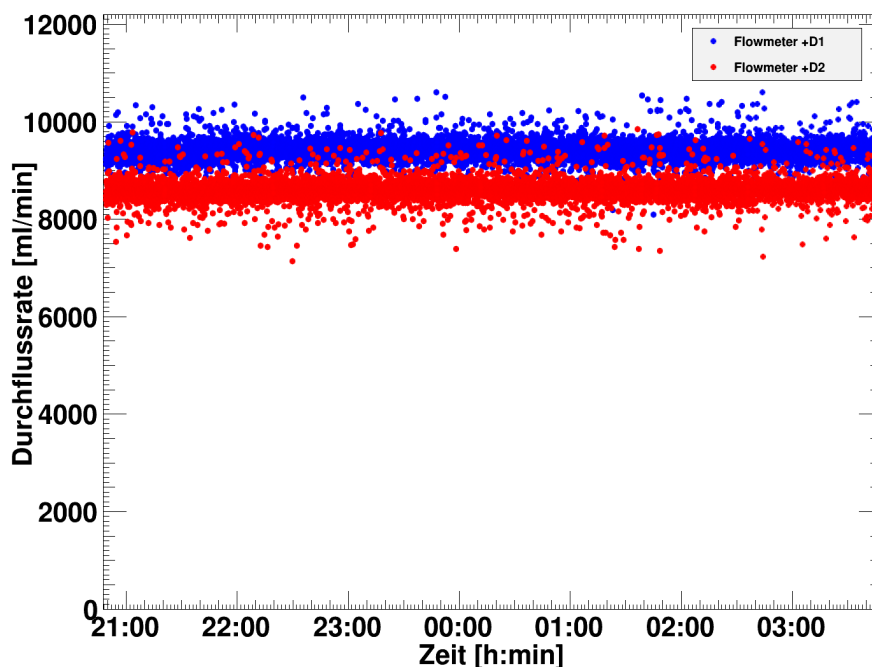


ABBILDUNG 8.10: Die Durchflussrate in +D1/+D2.

Daraus lässt sich erkennen, dass der Mittelwert der pro Minute beförderten Kühlflussigkeitsmenge in den beiden Kühleinheiten während des gesamten Teleskopbetriebs innerhalb der akzeptablen Abweichung von dem für eine ordnungsgemäße Arbeitsweise des Kühlsystems geforderten Soll-Wert von ca. 10 l/min liegt. Zugleich dokumentiert sich hier ein leichter aber doch erkennbarer Unterschied der Durchflussrate in der +D1 und +D2 -Antriebskabinett. Ferner beträgt die Streuung der Messpunkte um den Mittelwert gerade ± 200 ml/min und ist damit weit von den kritischen Werten von ungefähr 4 l/min entfernt. Nichtsdestotrotz deutet dies auf das Vorhandensein turbulenter Strömungen in den Rohrleitungen, deren Entstehung mit hoher Wahrscheinlichkeit entweder auf ein Anwachsen von Ablagerungen bzw. die Entwicklung von Störstellen in den Kühlkanälen oder aber auch auf einen erhöhten Anteil der in der Kühlflüssigkeit vorhanden Gasblasen zurückzuführen ist. Zur Untersuchung der Langzeit-Veränderung der Durchflussrate wurden die in dem oben erwähnten Zeitfenster aufgenommenen Daten in einer logarithmisch skalierten Häufigkeitsverteilung dargestellt und mit einer Gauss-Funktion gefittet. Die vorhe-

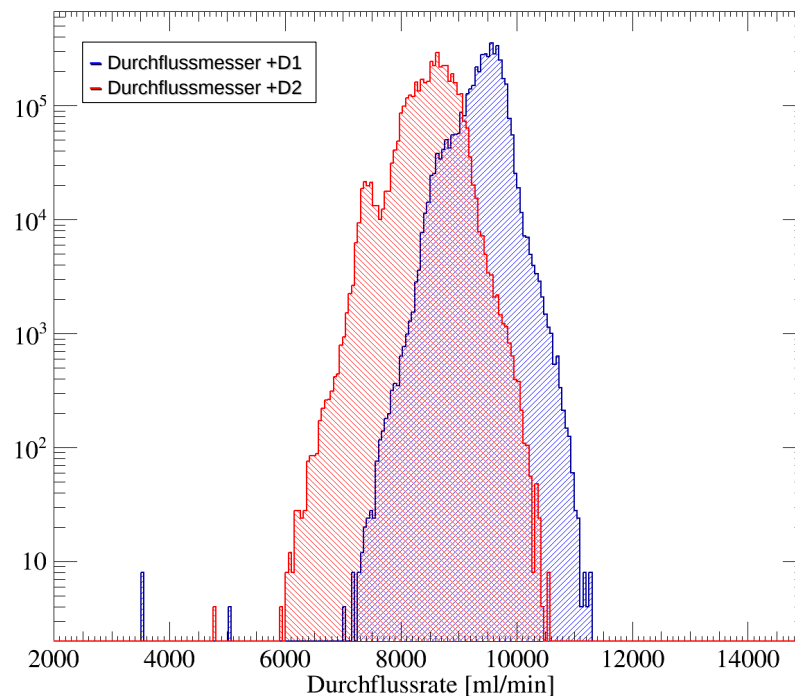


ABBILDUNG 8.11: Verteilung der Durchflussrate in +D1/+D2.

rigen Beobachtungen und die mit ihnen verbundenen Schlussfolgerungen werden durch die [Abbildung 8.11](#) und die daraus resultierenden Fit-Ergebnisse in der nachfolgenden [Tabelle 8.1](#) bekräftigt. Die beiden übereinander dargestellten

Sensor	Kanal	Entries	Mittelwert	RMS	χ^2/NDF	Sigma ¹
+D1	0	4454576	9434	337	$4.48 \cdot 10^5/79$	261.0
+D2	1	4454576	8537	402	$4.06 \cdot 10^6/86$	33.0

TABELLE 8.1:

Gauss-Fit der Verteilung der Durchflussrate in Einheit von ml/min.

Häufigkeitsverteilungen verlaufen symmetrisch und sind durch stark ausgeprägte Maxima und steile Wölbung (lineare Skalierung) ausgezeichnet. Weiterhin liegt der weitaus überwiegende Teil der Messpunkte dabei im Durchschnitt im mittleren Bereich um einen zufriedenstellenden Wert von 9 l/min, was wiederum in Bezug auf die Performanz zum einen eine stabile und konstante Durchflussrate und zum anderen indirekt ein gut funktionierendes Kühlsystem bedeutet. Dies sollte uns an dieser Stelle jedoch nicht davon abhalten einige Unzulänglichkeiten im Zusammenhang mit der Kühlung des +D2 Antriebskabinetts zu erwähnen. Die Durchflussrate weicht die meiste Zeit von dem erstrebenswerten Stand von 10 l/min ab und verbleibt in der Mehrheit der Fälle stets unter den in +D1 Kabinett gemessenen Werten. Um dieser Diskrepanz zwischen den beiden identisch aufgebauten Kühleinheiten auf den Grund zu gehen wurden mehrere Untersuchungen durchgeführt und verschiedene Lösungsansätze erarbeitet und getestet. So wurden beispielsweise sowohl die Pumpe und als auch der Kompressor im Rahmen von Reparaturarbeiten umgetauscht und die ganze Kühl-Pipeline mit Hilfe von einem luftbetriebenen Hochdruckreinigers gründlich durchgespült. Ferner wurde das Innere der Rohrleitungen während der jährlichen Wartungsarbeiten zuhilfenahme eines mit Mikrokamera ausgerüsteten Endoskopes auf mögliche Korrosion und Ablagerungen inspiziert.

Bedauerlicherweise waren die hier getroffenen Massnahmen nicht erfolgreich und zeigten im Großen und Ganzen bislang wenig Auswirkungen. In Anbetracht dieser Feststellung erscheint die naheliegende Vermutung, dass sich im Laufe der Zeit tief in den Kühlkanälen der Aluminiumplatte eventuell gebildet haben und mit der hier eingesetzten Diagnosetechnik nur schwer erkennbaren sind. Unabhängig von den genauen Gründen und der vollständigen Aufklärung der Ursachen für dieses Verhalten betonen die hier berichteten Ergebnisse jedoch in erster Linie die Funktionstüchtigkeit der beiden Kühlanlagen des HESS II Teleskops.

8.3.2 Die Temperaturänderung

Die [Abbildung 8.12](#) veranschaulicht den charakteristischen Verlauf der Temperaturen in der Nähe der Servoumrichter – Kühlungsplatten in +D1/+D2 – während einer normalen störungsfreien Observationsnacht.

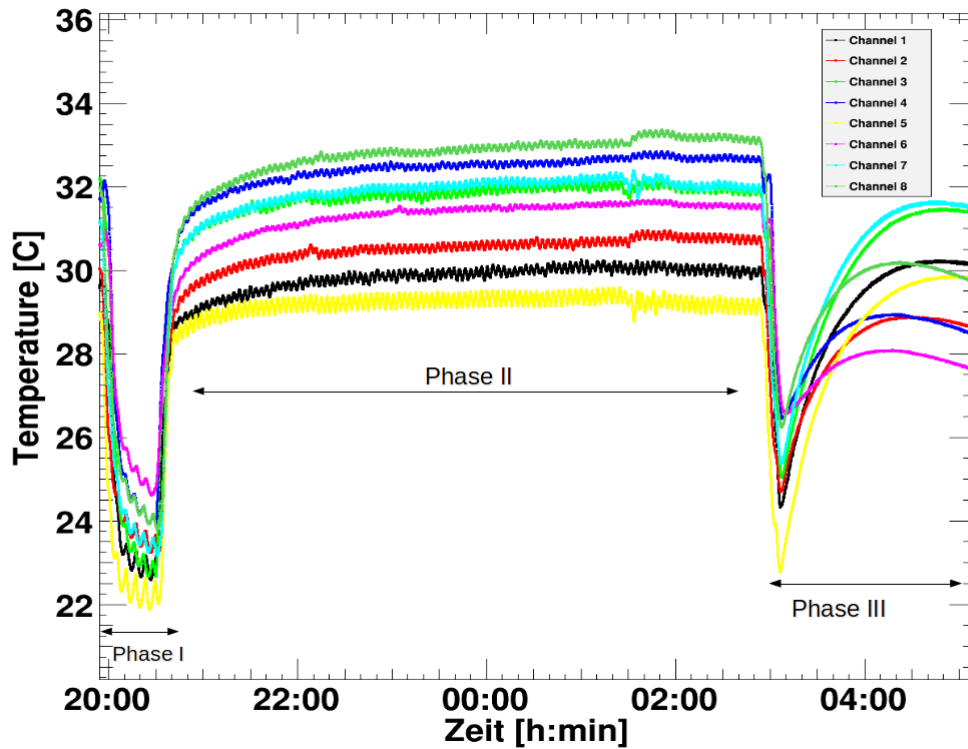


ABBILDUNG 8.12:

Die Temperaturänderung in +D1/+D2 während einer Beobachtungsnacht

Das HESS II Teleskop unterliegt den im Khomas-Hochland herrschenden Wetterbedingungen und befindet sich in einem ständigen Wärmeaustausch mit seiner Umgebung. Die Entwicklung der Temperatur im Laufe einer Nacht kann typischerweise in drei wesentliche aufeinanderfolgende Phasen eingeteilt werden, die im folgenden kurz vorgestellt und im Hinblick auf die im Antriebssystem intern laufenden Vorgänge näher beschrieben werden :

- **Phase I (Aktivierung):** Kurz vor Beginn einer Beobachtungsnacht wird zunächst eine in fest vorgegebener Reihenfolge definierte Initialisierungsprozedur in Gang gesetzt, die unter anderem das Einschalten der Antriebskabinen und deren Kühleinheiten beinhaltet. Dies bewirkt eine schnelle Abkühlung der Kühlplatten und eine Absenkung der Temperatur auf 25 bis 22 °C. Im Anschluss daran erfolgt die Aktivierung der Servomotoren durch Stromeinspeisung aus den Servo-Umrichtern und das

Ausfahren des Teleskops auf die Startposition mit den Teleskopkoordinaten (EL = 0.0 °, AZ = 180.0 °). Dieser Vorgang führt aufgrund der schnellen Aufladung der DC BUS Kondensatoren zu einem rapiden Anstieg der Temperaturwerte.

- **Phase II (Fahrt):** Hier übernimmt der TRACKING CONTROLLER über den Remote Interface-Modus die komplette Teleskopsteuerung und führt die vom DAQ-Runmanager abzuarbeitende Runliste sequentiell aus. Demzufolge wird das HESS II Teleskop in mehreren Positionen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten hin und her gefahren und dementsprechend in verschiedene Himmelsrichtung ausgerichtet. Trotz der hohen dynamischen und elektrischen Belastungen der Servomotoren ruft der Bewegungsablauf – dank der effizienten Kühlung – nur einen geringen Temperaturanstieg hervor. Die beobachteten Temperaturunterschiede sind im wesentlichen auf zwei mögliche Gründe zurückzuführen. Einerseits werden die Servo-Umrichter in Abhängigkeit von der Trajektorie der zu beobachtenden Quellen und der aktuellen Teleskopposition jeweils unterschiedlich beansprucht. Andererseits macht sich der oben diskutierte Effekt bezüglich der Ungleichheit der Durchflussrate in +D1 und +D2 Kabinett über den Temperaturverlauf auch hier bemerkbar.
- **Phase III (Deaktivierung):** Am Ende jeder Beobachtungsnacht wird das Teleskop zur Park-Position gefahren und ordnungsgemäß eingeparkt. Daraufhin werden alle Servomotoren deaktiviert und schließlich die Stromversorgung des ganzen Antriebssystems abgeschaltet, was folglich zunächst zu einem schnellen Temperaturabfall führt, dann mit wachsender Temperatur aufgrund des Wärmeaustauschs mit der Umgebung gemäß dem Newtonschen Abkühlungsgesetz zu einem Gleichgewichtszustand führt :

$$T(t) = T_0 \pm c \cdot e^{-kt}$$

Wobei T_0 die Anfangstemperatur und c und k Konstanten sind.

Zur Veranschaulichung der Nützlichkeit des entwickelten Überwachungssystems bei der Vorbeugung eventuell bevorstehender Probleme wird in der [Abbildung 8.13](#) beispielhaft ein während einer Beobachtungsnacht augetretener Vorfall angezeigt, bei dem aufgrund von Funktionsstörungen in der Kühleinheit des +D2 Antriebskabinett zum Auslösen des Alarmsignals gekommen ist. Die oben vorgestellten Phasen lassen sich in den dargestellten Temperaturverläufen besonders gut wiedererkennen.

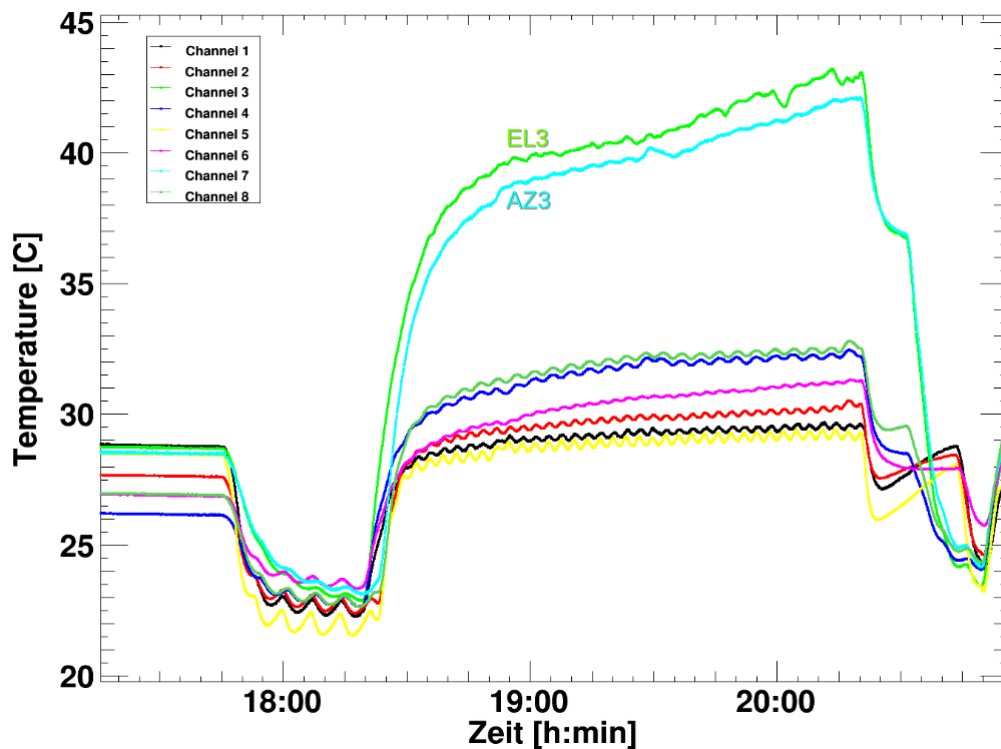


ABBILDUNG 8.13: Temperaturverlauf im Störfall

Im Gegensatz zu allen anderen Servoumrichtern, in deren Nähe der Temperaturverlauf innerhalb der zweiten Phase gewöhnlichen einen Anstieg bis zu einem maximalen Wert ca. 34 °C aufweist, gefolgt von einem deutlich abgeflachten Verlauf aufweisen, charakterisieren sich die Temperaturkurven unmittelbar zu den beiden Servo-Umrichtern AZ3 und EL3 am Anfang durch einen steilen Anstieg gefolgt mit einer langsameren, aber kontinuierlichen Zunahme der Temperaturwerte bis etwa 44 °C. Bei der Überschreitung eines vorher definierten kritischen Werts von 42 °C wird automatisch ein Alarm-Signal im Kontrollgebäude ausgelöst und parallel dazu eine Warnungsnachricht an die zuständigen Personen verschickt. Hierbei liegt die Begründung der hier gewählten Vorgehensweise primär in den aus hohen Temperaturen resultierenden unüberschaubaren Risiken. Darüberhinaus verschaffen diese Vorkehrungen der Shift-Crew genügend Zeit ihre nächsten Schritte zu planen und demgemäß zu handeln bevor die in den Servo-Umrichtern integrierten Microcontroller beim Erreichen eines Temperaturwerts von 52 °C alle Servomotoren aus Sicherheitsgründen automatisch deaktivieren und das Teleskop somit zum Stillstand bringen. In der Regel werden beim Auftreten solcher Vorfälle am nächsten Tag entweder die Rohrleitungen im betroffenen Bereich des Kühlsystems mit einem Hochdruckreiniger gespült oder aber auch die Kühlflüssigkeit

wegen möglicher Verunreinigungen (z.B. durch Bakterien) vorsichtshalber ersetzt. Eine genaue Analyse der zeitlichen Veränderungen der Temperatur lässt auf kurzen Zeitskalen einen signifikanten Verhaltensunterschied zwischen dem normalen Betrieb und dem Störfall erkennen. Wie aus der nachfolgenden [Abbildung 8.14](#) ersichtlich wird, zeigt die Temperaturkurve während des störungsfreien Betriebs einen deutlich erkennbaren periodischen Verlauf, der beinahe sinusförmig mit der Periodendauer $T \approx 3 \text{ min}$ ist.

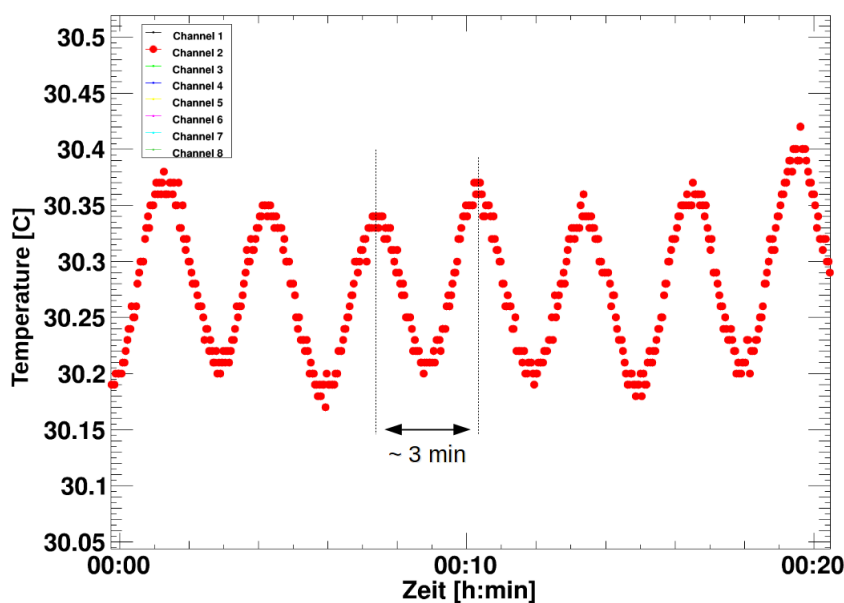


ABBILDUNG 8.14:
periodischer Temperaturverlauf während des störungsfreien Betriebs.

Das oben beschriebene Verhalten ist wahrscheinlich auf den zur Temperaturregelung in der Kühleinheit installierten Thermostat zurückzuführen. Dieser übernimmt unter anderem die Aufgabe die erforderliche Kühlflüssigkeitstemperatur durch regelmäßiges Ein- und Ausschalten des Kompressors zu regulieren und sorgt dadurch für das Aufrechterhalten einer konstanten Temperatur im Kühlsystem. Dieser Vorgang wird jedoch im Störfall infolge der Abnahme der Durchflussrate in den betroffenen Servo-Umrichter beeinträchtigt, was wiederum zum Eintreten eines aperiodischen Verhaltens führt und einen monotonen Temperaturanstieg bewirkt.

Zur Auswertung der Langzeit-Entwicklung der Temperatur in der Nähe der Servoumrichter wurden die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen der erfassten Messwerte in der folgenden [Abbildung 8.15](#) dargestellt und die Ergebnisse deren Parametrisierungen mittels einer gewöhnlichen Gauss-Funktion in der [Tabelle 8.2](#) zusammengebracht. Bei der Betrachtung der aus Gauss-

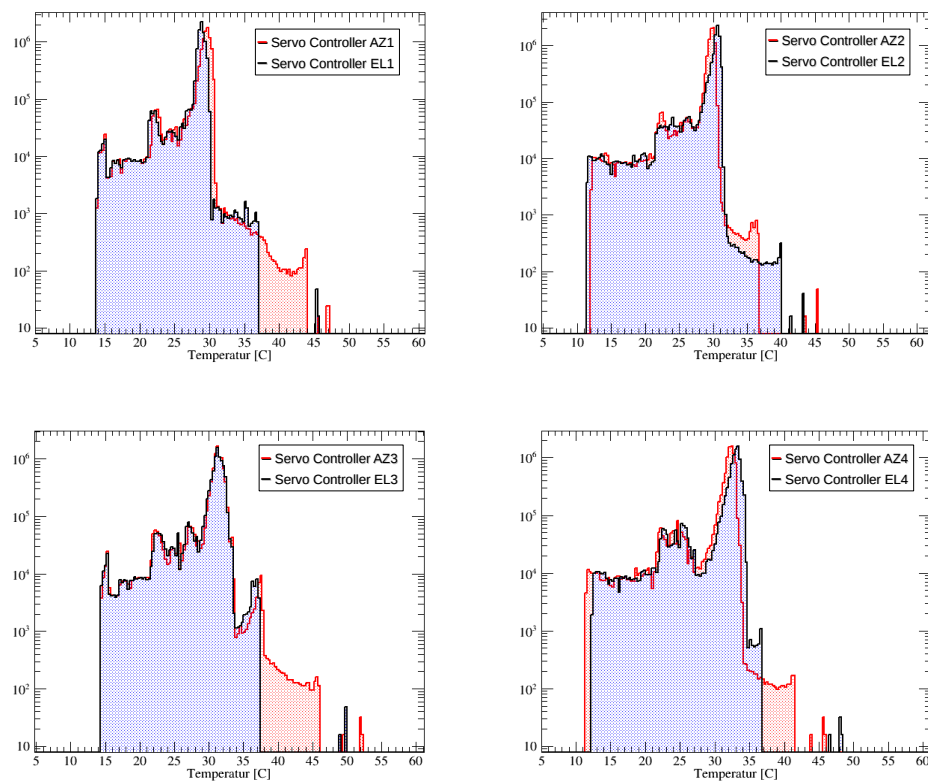


ABBILDUNG 8.15:
Verteilung der Langzeit-Entwicklung der Tempertur in der Nähe der Servoumrichter.

Sensor	Position	Kanal	Entries	Mittelwert	RMS	χ^2/NDF	σ
T1	EL1	1	8909152	28.84	2.426	$1.66 \cdot 10^6/101$	0.49
T2	EL2	2	8909152	28.87	2.782	$1.83 \cdot 10^6/82$	0.38
T3	EL3	3	8909152	30.48	2.804	$1.32 \cdot 10^6/106$	0.68
T4	EL4	4	8909152	30.94	3.607	$1.96 \cdot 10^6/101$	0.51
T5	AZ1	5	8909152	28.24	2.306	$1.25 \cdot 10^6/77$	0.44
T6	AZ2	6	8909152	29.40	3.079	$2.49 \cdot 10^6/96$	0.34
T7	AZ3	7	8909152	30.42	2.812	$1.54 \cdot 10^6/76$	0.71
T8	AZ4	8	8909152	30.67	3.625	$1.99 \cdot 10^6/82$	0.55

TABELLE 8.2: Gauss-Fit der Temperatur-Verteilung

Fit resultierenden Ergebnissen lässt sich eindeutig ablesen, dass die Durchschnittstemperaturen sich die meiste Zeit in einem für eine reibungslose Verwendung des Antriebssystems befriedigenden Temperaturbereich um einen mittleren Wert von 30 °C bewegen, was wiederum die bereits im Rahmen der Durchflussrate-Analyse angegebenen Resultate weitgehend bestätigt und eine zufriedenstellende Leistung des Kühlsystems und dessen Überwachungseinheit unterstreicht. Ungeachtet dessen erwies sich das hier entwickelte Überwachungssystem in Folge eines im Jahr 2015 augetretenen Vorfalls als lückenhaft. Bei diesem Zwischenfall führte ein totaler Stromausfall der gesamten HESS-Anlage während einer Beobachtungsnacht u.a. zu sofortigem Abschalten aller elektronischen Komponenten des Kühlsystems und zur Unterbrechung der Kühlung der AntriebSkabinette. Die Wiederaufnahme des Teleskopbetriebs nach diesem unvorhersehbaren Ereignis verursachte aufgrund der nicht erfolgten Inbetriebnahme der Kühleinheiten nach kurzer Zeit einen starken Temperaturanstieg in allen Servoumrichten und veranlasste das Überwachungssystem infolgedessen die entsprechenden Warnungen zu generieren. Diese nicht zu übersehenden Meldungen wurden auf unerklärlicher Weise nicht wahrgenommen und der Betrieb des HESS II Teleskops wurde daraufhin einfach fortgesetzt. Als die Temperatur den kritischen Wert von 52 °C überschritt, kam es wie es kommen musste: Der TRACKING CONTROLLER stoppte in Folge eines von der ACU gemeldeten fatalen Fehlers automatisch das Teleskop, wonach es aus Sicherheitsgründen unverzüglich eingeparkt werden musste. Wertevolle Beobachtungszeit ging dabei verloren.

8.3.3 Ausblick

Eine auf EDWARD A. MURPHY² zurückgehende Lebensweisheit besagt : *„Alles, was schiefgehen kann, wird auch schiefgehen“*. In diesem Aphorismus auch Murphys Gesetz genannt, manifestiert sich eine durchaus weise Aussage über menschliches Versagen bzw. über Fehlerursachen in komplexen Systemen. Einige überaus lehrreiche Beispiele in diesem Kontext bieten die Tschernobyl-Katastrophe und die im Jahr 2008 ausgebrochene globale Finanzkrise. Der oben in die Diskussion geworfene Vorfall weist auf einen eklatanten Fehlschlag des Sicherheits-Paradigmas hin und drängt darauf, die entsprechenden Konsequenzen zu ziehen bzw. einige Sicherheitskonzepte zu überdenken. Die Automatisierung der Prozesse bietet einen effizienten Weg zur Optimierung des Kühlsystems und zur Verbesserung des Risikomanagements. Der hier vorgeschlagene Lösungsansatz sieht eine kontinuierliche Erfassung des Zustands und der Steuerungs-Signale aller wichtigen Kühlsystem-Komponenten vor. Darunter fallen zum Beispiel die Pumpe, der Kompressor und der Verfüssiger, durch die Installation sogenannter Input/Output Relay-Modules in den noch frei zur Verfügung stehenden Klemmblöcken der I-8KE8 Einheit. Durch diese Herangehensweise soll grundsätzlich eine komplette automatische Fernsteuerung realisiert und unter anderem auch ein sich selbst regulierendes Kühlsystem erreicht werden.

²Ein US-amerikanischer Air Force-Ingenieur

Kapitel 9

Vibrationsüberwachungssystem

Die Messung von Körpertemperatur, Puls und Blutdruck verschafft in der Regel dem behandelnden Arzt einen allgemeinen Überblick über den Gesundheitszustand seines Patienten. In der Maschinenwelt ist das an sich nicht anders als beim Menschen. Im Grunde genommen lässt sich der Betriebszustand einer Maschine durch Anwendung einer ganzen Reihe von speziellen Hilfsindikatoren wie Temperatur, Schwingung und Ölstand etc. feststellen und durch geeignete Maßnahmen deren Arbeitsfunktion gezielt optimieren und dementsprechend die dadurch erzielte Zuverlässigkeit steigern.

Der Bau, der Betrieb und die Wartung von HESS II sind mit hohen Kosten verbunden. Grundsätzlich wurde HESS II für eine planmäßige Nutzungsdauer von mindestens 10 Jahren geplant. Aufgrund der Anforderungen an die gesamte Konstruktion hinsichtlich Stabilität und Sicherheit, sowie der zahlreichen nutzungs- und umweltbedingten Belastungen ist sowohl aus wissenschaftlicher als auch aus wirtschaftlicher Sicht ein effizientes Lebenszyklusmanagement durch Kosteneinsparung und Lebensdauermaximierung erforderlich. In diesem Sinn spielt eine regelmäßige Erfassung des Zustandes des Teleskops durch planmäßige Messungen aussagefähiger physikalischer Größen eine wichtige Rolle bei der frühzeitigen Erkennung von bevorstehenden Schäden und einer zuverlässigen Prognose der Schadensentwicklung, sowie bei der Planung gezielter Wartungsarbeiten.

Vor diesem Hintergrund und zur Maximierung der HESS II Verfügbarkeit bestand das primäre Ziel dieses Projekts darin, ein für diesen Aufgabenbereich maßgenau konzipiertes Überwachungssystem zu entwickeln und im HESS II Teleskop zu installieren.

9.1 Condition Monitoring

Am 3. Juni 1998 führte ein in einem Metallrad des ICE-884 entstandener Riss auf der Bahnstrecke Hannover–Hamburg zu dem bislang wohl verheerendsten Unfall der Hochgeschwindigkeitszüge in der deutschen Geschichte. 101 Menschen kamen bei diesem tragischen Unfall ums Leben und 88 wurden schwer verletzt. Eine frühzeitige Erkennung der damals aufgetretenen Materialschäden hätte diese Katastrophe und den Verlust von so vielen Menschenleben verhindern können. Die rechtzeitige Entdeckung von Materialermüdung und der daraus eventuell resultierenden Schäden stellt bei großen und komplexen Maschinen eine besondere technische Herausforderung dar und ist an sich aufgrund der im Inneren schwer zugänglichen und zumeist von außen nicht direkt erkennbaren Schwachstellen keine leichte Aufgabe. Die Bewertung des technischen Zustandes des HESS II Teleskops erfordert die Auswahl geeigneter Methoden zu einer effektiven Systemdiagnose und somit zur Vorbeugung von Systemausfällen und Reduzierung der durch Störungen verursachten Stillstandszeiten.

Condition Monitoring bietet eine Reihe von Lösungen und Lösungsansätzen zur Beobachtung Zusammenfassung der wichtigsten elektrischen bzw. mechanischen Merkmale und hat sich längst als Querschnittstechnologie aus den verschiedenen Gebieten Mechanik, Akustik, Elektronik etc. etabliert. Der Begriff stammt ursprünglich aus der englischen Sprache, bedeutet übersetzt ungefähr Zustandsüberwachung und beschreibt die systematische Datenaufzeichnung und Auswertung zustandsbezogener Informationen über Maschinen, Apparaturen und deren Komponenten mit den Hauptzielen einer zuverlässigen Zustandsdiagnose und einer gezielten vorausschauenden Wartung.

Zur Gewährleistung eines technisch einwandfrei funktionsfähigen Systems ist das Durchführen von passenden Maßnahmen zur Bewahrung des Idealzustandes und eine vorausschauende und intelligente Wartung unabdingbar. Dies wiederum setzt die konsequente Verfolgung einer gut bedachten Instandhaltungsstrategie voraus. Grundsätzlich lässt sich die Instandhaltung in die drei folgenden Kategorien einteilen :

- **Reaktive Instandhaltung :**

Dieses Vorgehen ist eine häufig angewandte, ungeplante Form von Instandhaltung, bei der eine Reaktion erst nach dem Ausfall einer Komponente bzw. dem Eintreten von Störungen, oder aufgrund des Erreichens einer in der Einrichtung definierten Schadensgrenze erfolgt. Diese Vorgehensweise stellt für die auf hohe Sicherheit und zuverlässige Systemfunktionalität angewiesene Anlage keine sinnvolle Strategie dar und führt im

Vergleich zu anderen Instandhaltungsstrategien zu den höchsten Ausfallzeiten und Ausfallfolgekosten.

- **Präventive Instandhaltung:**

Diese Art der Instandhaltungsstrategien basiert auf der Durchführung von Wartungseingriffen in planmäßig festgelegten Zeitabständen weitgehend unabhängig von jedem äußeren Einfluss und eignet sich aufgrund des im Vergleich zu der oben vorgestellten Strategie deutlich geringeren Ausfallrisikos mehr für sicherheitstechnisch besonders kritische Einrichtungen. Jedoch liegt die Herausforderung bei der Umsetzung dieser Strategie vor allem in dem bei verschiedenen Komponenten eines Systems unterschiedlich ausgewiesenen Ausfallverhalten und damit der zu erwartenden Lebensdauer.

- **Prädiktive Instandhaltung :**

Wie der Name schon erkennen lässt, handelt es sich bei dieser Instandhaltungsstrategie um ein vorausschauendes Wartungsverfahren, wodurch sich anhand der quantitativen Analyse der durch den Einsatz von geeigneten Sensoren in Echtzeit kontinuierlich gemessenen Maschinen Zustandsdaten feststellen lässt, zu welchem Zeitpunkt und vor allem an welchen Stellen Wartungsarbeiten notwendig sind. Dank dem verstärkten Einsatz moderner spezieller Algorithmen bei der Auswertung von Zustandsdaten, können heutzutage potentielle Störungen bzw. Schäden und drohende Stillstandzeiten, sowie deren Ursachen, bereits im Vorhinein erkannt und gegebenenfalls durch entsprechende Maßnahmen möglichst rechtzeitig beseitigt werden.

9.2 Vibrationsanalyse

Ein durch einen nicht rechtzeitig entdeckten Schaden entstandener Spontanbruch erfordert eine ungeplante Unterbrechung des gesamten Betriebs, um alle nötigen Reparaturmaßnahmen zu unternehmen. Das alles kostet wertvolle Beobachtungszeit, Arbeitskräfte und natürlich auch Geld und je nach Art und Umfang des verursachten Schadens kann sich die Reparatur leicht in die Länge ziehen – der Ausfall des HESS I Antriebssystems wegen Lagerprobleme ist ein gutes Beispiel. Auf dem Gebiet der Schadenserkennung und -Diagnose sind unterschiedliche auf der Messung verschiedener physikalischer Größen basierende Verfahren bekannt. Angesichts der vielfältigen Anforderungen an Funktionalität und Betriebsleistung aller Teleskopkomponenten ist die Auswahl einer geeigneten und vor allem zerstörungsfreien Methode erforderlich. Hier kommt die Vibrationsanalyse zur Schadensfrüherkennung an Motoren, Getriebe und der Stahlstruktur des Teleskops zum Einsatz. In den letzten Jahren hat die Vibrationsanalyse besonders in der Industrie eine weite Verbreitung gefunden und sich dabei auch stark weiterentwickelt. Dazu hat sie sich mittlerweile in einigen Bereichen wie Windkraftanlagen zu einem wichtigen Standardverfahren zur frühzeitigen Erkennung kritischer Betriebszustände etabliert.

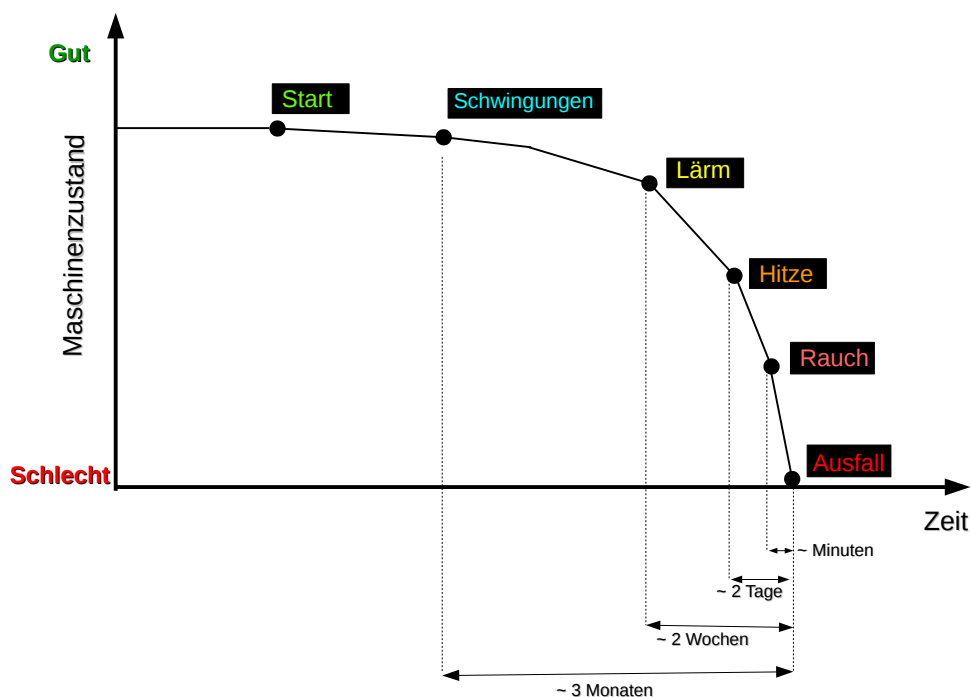


ABBILDUNG 9.1: Zustandsveränderung einer Maschine

Jede Maschine erzeugt im Betrieb gewisse Schwingungen in bestimmten Frequenzen. Diese variieren je nach innerem Aufbau und aktuellem Funktionszustand der Maschine und können sich unter bestimmten Umständen auf die gesamte Konstruktion übertragen. Man spricht hier von Resonanz. Hierbei führt die Überschreitung einer tolerierbaren Schwingungsgrenze aufgrund beispielsweise einer Unwucht oder eines Lagerdefektes zur starken Beeinträchtigung der ordnungsgemäßen Funktion und im Extremfall sogar zur Zerstörung der kompletten Maschine. Der Frequenzbereich mechanischer Maschinen erstreckt sich von wenigen Hertz bis in den Ultraschall-Bereich, wobei typischerweise die scharf definierten Frequenzen bei den meisten rotierenden Maschinen, wie Motoren, unterhalb 100 Hz liegen, wohingegen deren Harmonische bis hin zum KHz-Bereich reichen. Durch Messung und Bewertung der Maschinenschwingungen mittels geeigneter Vibrationssensoren ergibt sich nicht nur eine zerstörungsfreie Diagnose des mechanischen Maschinenzustandes, sondern noch viel mehr auch ein Früh-Warnsystem zur rechtzeitigen Erkennung von Schäden, bevor sie sich zu unerwünschten fatalen Folgen entwickeln.

9.3 Aufbau des Vibrationsüberwachungssystems

Angesichts der großen räumlichen Dimensionen und des hohen Gewichtes des HESS II Teleskops, sowie des in Namibia herrschenden subtropisch – kontinentalen Klimas sind mechanische Komponenten wie z.B. die Getriebe besonders schweren Belastungen ausgesetzt. Ausgehend von der Grundannahme, dass die daraus resultierenden Schäden, und die aufgrund der erforderlichen Reparaturmaßnahmen damit verbundenen erheblichen Einbußen der Beobachtungszeit, sich durch den Einsatz einer geeigneten prädiktiven Instandhaltungsstrategie frühzeitig erkennen lassen, entstand die Idee, ein auf Basis der Vibrationsanalyse beruhendes Überwachungssystem zu entwickeln. Der Schwerpunkt dieses Projekts liegt in der ersten Phase im Entwurf und Aufbau der Hardware sowie auch die Implementierung in DAQ der zur Steuerung des Systems nötigen Software.

In den folgenden Abschnitten werden sowohl das Konzept als auch die Komponenten auf denen das Vibrationsüberwachungssystem basiert vorgestellt.

9.3.1 Die Vibrationssensoren

Beschleunigungssensoren, häufig auch Accelerometer genannt, finden heutzutage in vielen Bereichen der Technik eine Anwendung. Die Erkennung von freiem Fall von Festplatten bzw. Smartphones, die Erfassung seismischer Aktivitäten

oder der Schutz vor Einbruch und Ladendiebstählen sind nur einige Beispiele für die vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten.

Die rasanten technologischen Fortschritte der letzten Jahre brachten eine Vielzahl unterschiedlicher Beschleunigungssensoren auf den Markt und trugen maßgeblich zur Entwicklung neuer Sensoren-Generationen bei. Trotz der Vielfältigkeit der auf dem Markt angebotenen Vibrationssensoren beruht jedoch die Funktion der meisten davon immer noch auf dem gleichen physikalischen Effekt, dem sogenannten piezoelektrischen Effekt¹.

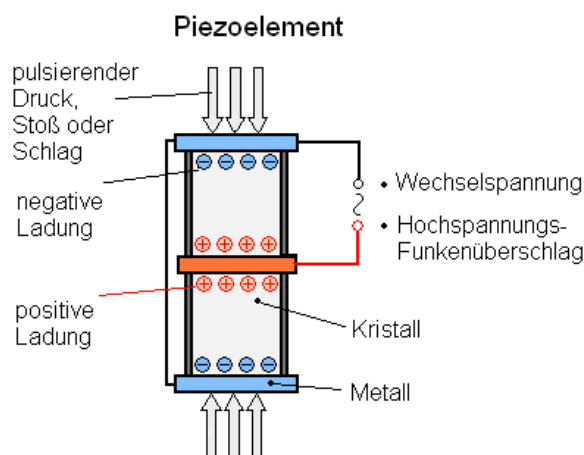
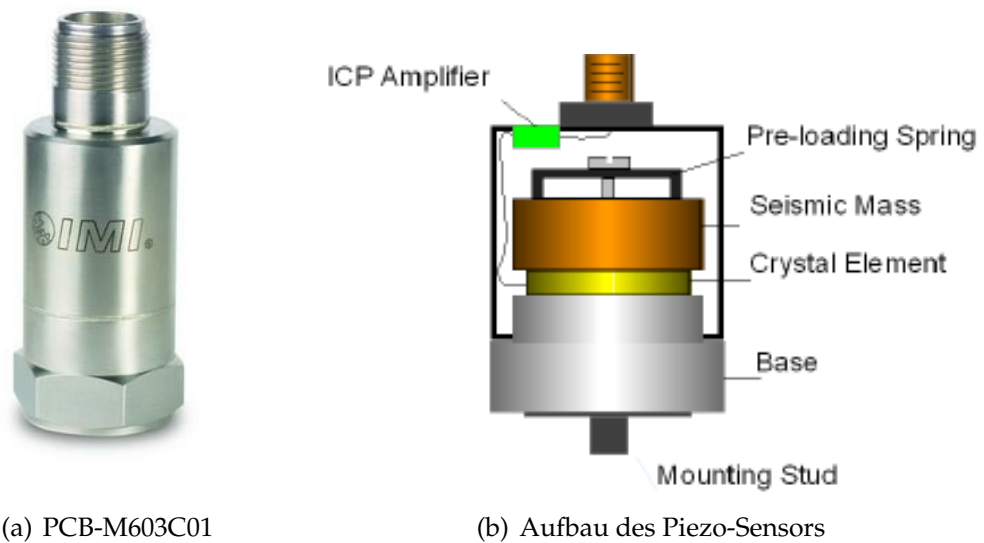


ABBILDUNG 9.2: Der piezoelektrische Effekt

In piezoelektrischen Kristallen wie Quarz verursacht eine gerichtete Verformung durch eine Druckeinwirkung die Bildung mikroskopischer Dipole innerhalb der Elementarzellen, die durch ihre Aufsummierung zur einer Makroskopischen Änderung der elektrischen Polarisation des gesamten Kristalls führen, und somit zur Entstehung von elektrischen Ladungen an deren Oberfläche (siehe [Abbildung 9.2](#)). Dieses Phänomen stellt die Grundlage zur Umwandlung von mechanischer Beschleunigung in ein direkt messbares elektrisches Signal dar. Im Beschleunigungssensor ist ein piezoelektrischer Kristall, z.B. Barium-Titanat, befestigt und mit einer trägen Masse verbunden. Eine äußere Beschleunigung ruft eine Kraftwirkung auf das piezoelektrische Element hervor und induziert aufgrund des piezoelektrischen Effekts Oberflächenladungen und somit auch eine elektrische Spannung.

¹ Das Wort „Piezo“ ist vom griechischen Wort für Druck abgeleitet.



(a) PCB-M603C01

(b) Aufbau des Piezo-Sensors

ABBILDUNG 9.3: ICP Vibrationssensor

Merkmale	PCB-M603C01
Messbereich	$\pm 50g$
Empfindlichkeit	$100mV/g$
Auflösung	$300\mu g$
Frequenzbereich	0.5 .. 10000 Hz
Abmessung	18.0 x 42.2 mm
Speisespannung	18 .. 28V DC

Das induzierte elektrische Signal ist in der Regel schwach und wird daher zunächst mit Hilfe eines im Sensor integrierten Verstärkers mit kapazitiver Rückkopplung zu einem Ausgangssignal verstärkt. Hierbei handelt es sich um die sogenannten ICP (Integrated Circuit Piezoelectric)-Sensoren. Der messbare Frequenzbereich reicht von 0.1 Hz bis 50 kHz und überdeckt einen Beschleunigungsbereich von 0.01 bis 25000 g .

Im Rahmen dieses Projektes wurden zur Aufnahme der Vibrationsdaten insgesamt 12 ICP-Sensoren des Typs PCB-M603C01 (siehe [Abbildung 9.3](#)) der Firma PCB SynoTECH an den in der [Abbildung 9.4](#) dargestellten und in der darunter liegenden Tabelle zusammengefassten Positionen eingebaut.

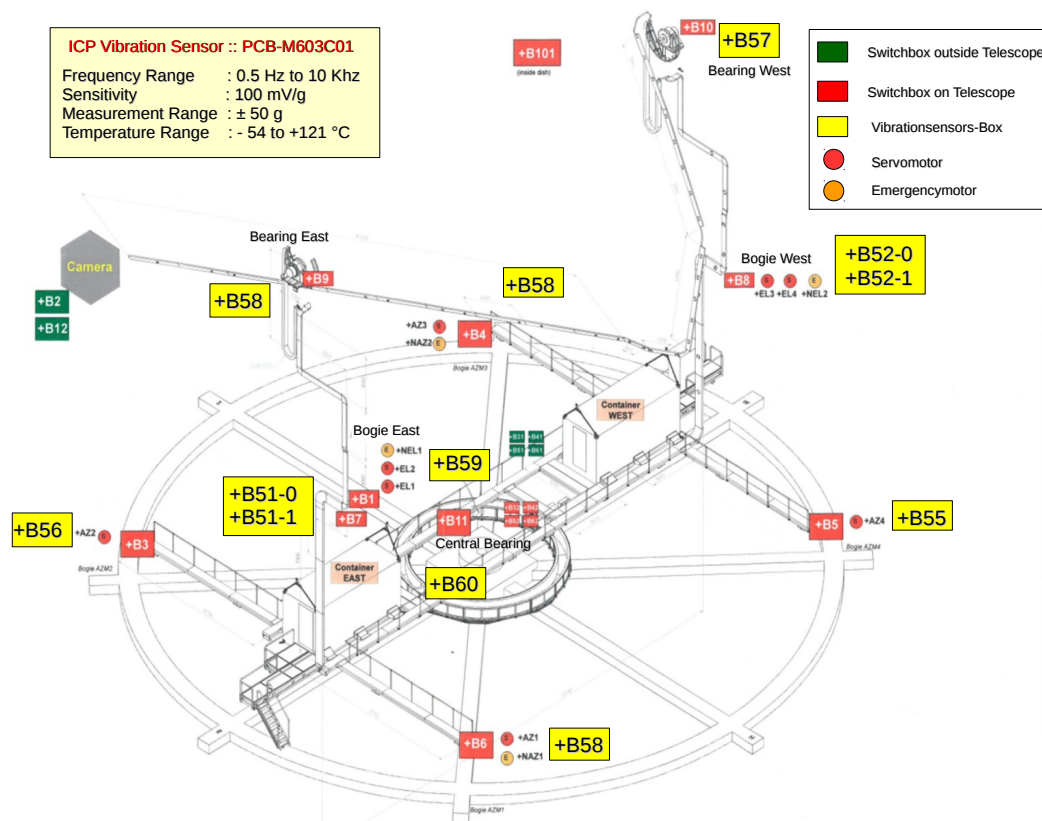


ABBILDUNG 9.4: Die Vibrationssensoren am HESS II Teleskop

Achse	Kanal	Transmitter	Sensor	Position
AZIMUTH	0	ICP-B1	+B54	Azimuth Bogie 1
	1	ICP-B2	+B53	Azimuth Bogie 2
	2	ICP-B3	+B56	Azimuth Bogie 3
	3	ICP-B4	+B55	Azimuth Bogie 4
	10	ICP-B11	+B59	Central Bearing
ELEVATION	11	ICP-B12	+B11	Telescope structure
	4	ICP-B5	+B51-0	Elevation Bogie 1
	5	ICP-B6	+B51-1	Elevation Bogie 2
	6	ICP-B7	+B52-0	Elevation Bogie 3
	7	ICP-B8	+B52-1	Elevation Bogie 4
8	ICP-B9	+B57	Elevation Bearing East	
9	ICP-B10	+B58	Elevation Bearing West	

Zur Befestigung der Sensoren an den entsprechenden Stellen wurden passende Halter gefertigt und montiert. Bei der Montage wurde besonders darauf geachtet, dass keine Unebenheiten zwischen dem Beschleunigungssensor und

der darunterliegenden Halterung entstehen und keine Beschädigung des Koaxialkabels erfolgen. Das Eintreten solcher Vorfälle hätte eine Kalibrierungsänderung der Sensoren und eine starke Verfälschung der Ergebnisse der Vibrationsmessungen zur Folge.

9.3.2 Die Vibrationstransmitter

Die von den piezoelektrischen Beschleunigungssensoren generierten Ausgangssignale müssen vor der weiteren Verarbeitung aufgrund des Einflusses der Kabelkapazität auf die gemessene Spannung und der hohen Empfindlichkeit gegenüber den elektromagnetischen Feldern in der Umgebung zunächst bearbeitet werden. An dieser Stelle kommt der ICP-Vibrationstransmitter zum Einsatz. Das Konzept zur Signalverarbeitung ist in der [Abbildung 9.5](#) schematisch dargestellt.

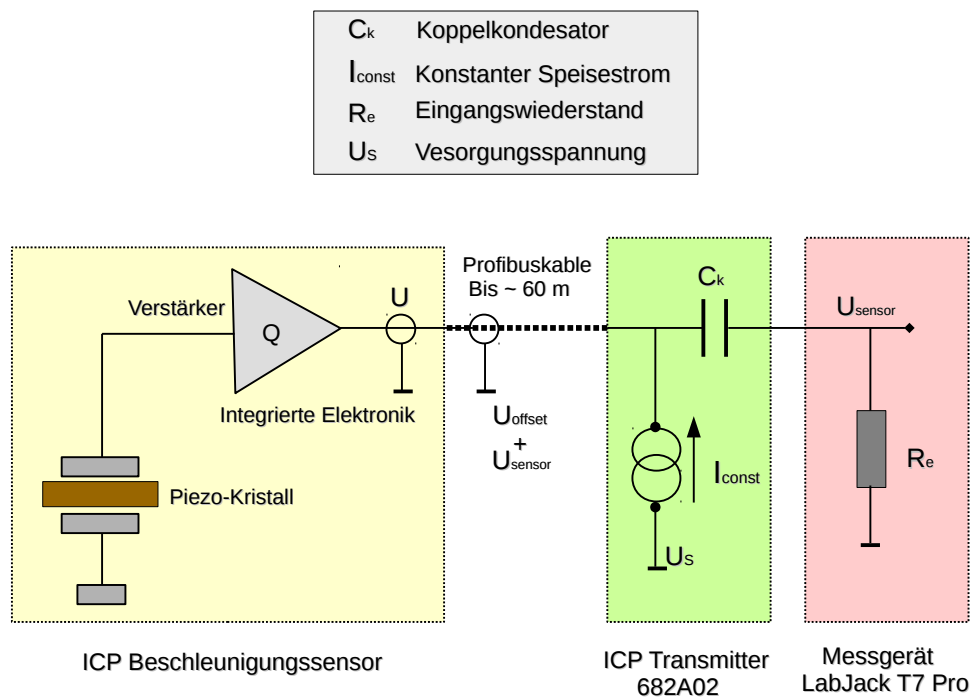


ABBILDUNG 9.5: Das ICP-Prinzip

Ein besonderes Merkmal des ICP-Prinzips liegt darin, dass die Versorgungsenergie und das vom Schwingungssensor ausgegebene Signal über die gleiche Kabelleitung übertragen werden. Hierzu versorgt der Transmitter die eingebaute Sensorelektronik über das Koaxialkabel mit einem konstanten Strom im Bereich von 2 bis 20 mA. Das registrierte Schwingungssignal überlagert sich

mit der Versorgungsspannung des Sensors von typischerweise 24V bis 30V und wird auf dieser Weise direkt vom Sensor über das Koaxialkabel transportiert. Im ICP-Transmitter erfolgt dann die Entkopplung der Gleichspannung U_{offset} über eine Hochpassschaltung und die Weiterleitung des Schwingungssignals zur Verarbeitung an die Datenerfassungseinheit.



ABBILDUNG 9.6: ICP Transmitter
Model 682A02

Die üblicherweise im Bereich von 100 bis 300 Ω liegende niedrige Ausgangsimpedanz des Schwingungssensors ist wenig störeffindlich und ermöglicht deshalb das Schwingungssignal über bis zu einige hundert Meter lange preiswerte Standard-Koaxialkabel ohne Qualitätsverluste zu übertragen. Während der Bauphase wurden insgesamt 12 Vibrationstransmitter in einem für das Überwachungssystem extra gefertigten Schaltschrank eingebaut und mit den entsprechenden Beschleunigungssensoren verkabelt. Bei den hierfür installierten Vibrationstransmittern handelt es sich um das Model 682A02 der Firma SynoTECH. Diese werden mit einer Betriebsspannung von 24V DC betrieben und liefert ein Ausgangssignal, das je nach Bedarf auf einen maximalen Wert von bis $\pm 6V$ eingestellt werden kann. Das Modul enthält eine interne umschaltbare Stromquelle, die einen standardmäßigen 4 mA Konstantenstrom bereitstellt und ist außerdem in der Lage Signale in einem Frequenzbereich zwischen 1 Hz bis 100 kHz zu übertragen. Zur Kontrolle der Funktionstüchtigkeit des Vibrationstransmitters sind an der Vorderseite zwei Leuchtdioden angebracht.

2.4 GHz Antenne für die LAN und Funk-Übertragung der Daten und die Kommunikation mit den am lokalen Netzwerk angeschlossenen Rechnern.

In der untenstehenden Tabelle sind einige der wichtigsten elektrischen und mechanischen Merkmale von Labjack T7 Pro zusammengefasst.

Merkmale	Labjack T7 Pro
Anzahl der Eingänge	14 Analoge Eingänge
Anzahl der Ausgänge	2 Analoge Ausgänge
Digitale I/O	23 multifunktionale I/O
Amplitudenauflösung	16 bis 22 Bit
Abtastrate	bis 100 $K_{samples/s}$
Analoger Spannungseingang	$\pm 10V, \pm 1V, \pm 0.1V, \pm 0.01V$
Signalverstärkung	x1, x10, x100, und x1000
Betriebsspannung	5VDC (USB-Anschluss)
Abmessungen	185 x 30 x 75 mm

Labjack T7-Pro greift die Schwingungssignale 1:1 an den Ausgängen der ICP-Transmitters über einen 37 poligen Steckverbinder (CB37) ab und nimmt somit in jedem Eingangskanal die Signalform eines der 12-Schwingungssensoren auf. An den Eingängen der Labjack-Einheit werden die Signale aufgeteilt und einen 8:1 Analog-Multiplexer¹ zugeführt, der wiederum von einem $\pm 20PPM$ genauen Quarzoszillator² (dem Taktgeber) so gesteuert werden, dass die einzelnen Meßsignale zeitlich nacheinander periodisch wiederholt ausgewählt und abgetastet werden (siehe [Abbildung 9.8](#)). Das Signal zu Rausch-Verhältnis und die Auflösung der von den Multiplexiern ausgegebenen Pulse lassen sich durch die Verwendung eines eingebauten Verstärkers (Verstärkungsfaktor bis zu 1000) signifikant verbessern. Grundsätzlich sind die von Sensoren generierten elektrischen Signale proportional zu den beobachteten physikalischen Vorgängen. Diese müssen zunächst vor der Weiterverarbeitung mit Hilfe einer geeigneten integrierten Signalkonditionierung digitalisiert werden.

Nach der Anpassung des aufgenommenen Signals durch die Signalkonditionierung z.B. Verstärkung konvertieren die integrierten Hochgeschwindigkeits Analog-Digital-Umwandler das am Ausgang des Verstärkers durchgeschaltete analoge Signal in ein digitales zeitdiskretes Signal und leiten dann dieses für die Weiterverarbeitung und Speicherung an den nachfolgend angeschlossenen Mikrocontroller weiter. Hierzu werden die generierten digitalen Daten in

¹Eine elektronische Schaltung, mit der aus mehreren Eingangssignalen genau eines ausgewählt und an den Ausgang durchgeschaltet wird

² Eine elektronische Schaltung zum Erzeugen von Schwingungen

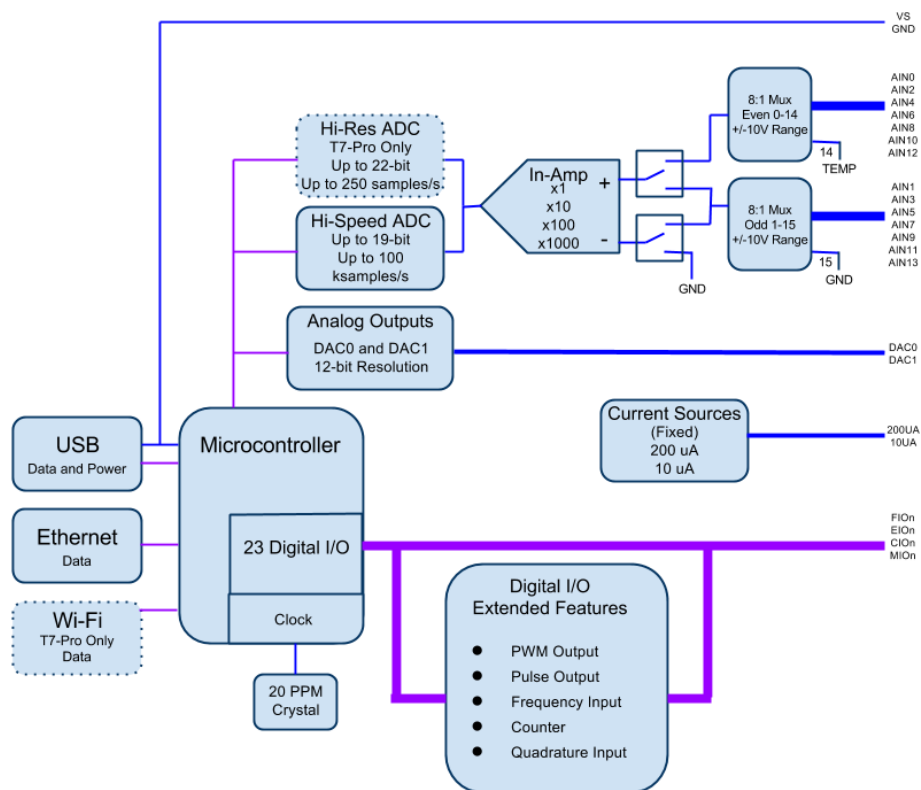


ABBILDUNG 9.8: Labjack T7-Pro Block Diagramm

einem FIFO-Buffer intern zwischengespeichert, um eine hohe Genauigkeit zu erreichen und Datenverlust zu vermeiden.

9.3.4 Die Installation

Zur besseren Handhabung und zum Schutz der Elektronik des Vibrationsüberwachungssystems wurden die dazu zugehörigen Komponenten in einem passenden Schaltschrank untergebracht, ordnungsgemäß geerdet und mit Bedacht untereinander verbunden (siehe [Abbildung 9.9](#)). Der Schaltschrank beherbergt neben den oben aufgeführten Datenerfassungseinheit und die Vibrationstransmittern noch zusätzlich einen Spannungswandler zur Bereitstellung der notwendigen Versorgungsspannungen 5V und 24V, sowie einen Glasfaser-Router SPIDER 5TX der Firma Hirschmann zu einem schnellen und sicheren Datentransport zwischen der Labjack-Einheit und den DAQ Servern. Die oberste Priorität bei der Planung und Montage des hier vorgestellten Überwachungssystems lag darauf, höchste Sicherheitsanforderungen bezüglich Blitz- und Überspannungsschutz aller im Antriebskabinett vorhandenen elektronischen Komponenten zu gewährleisten.

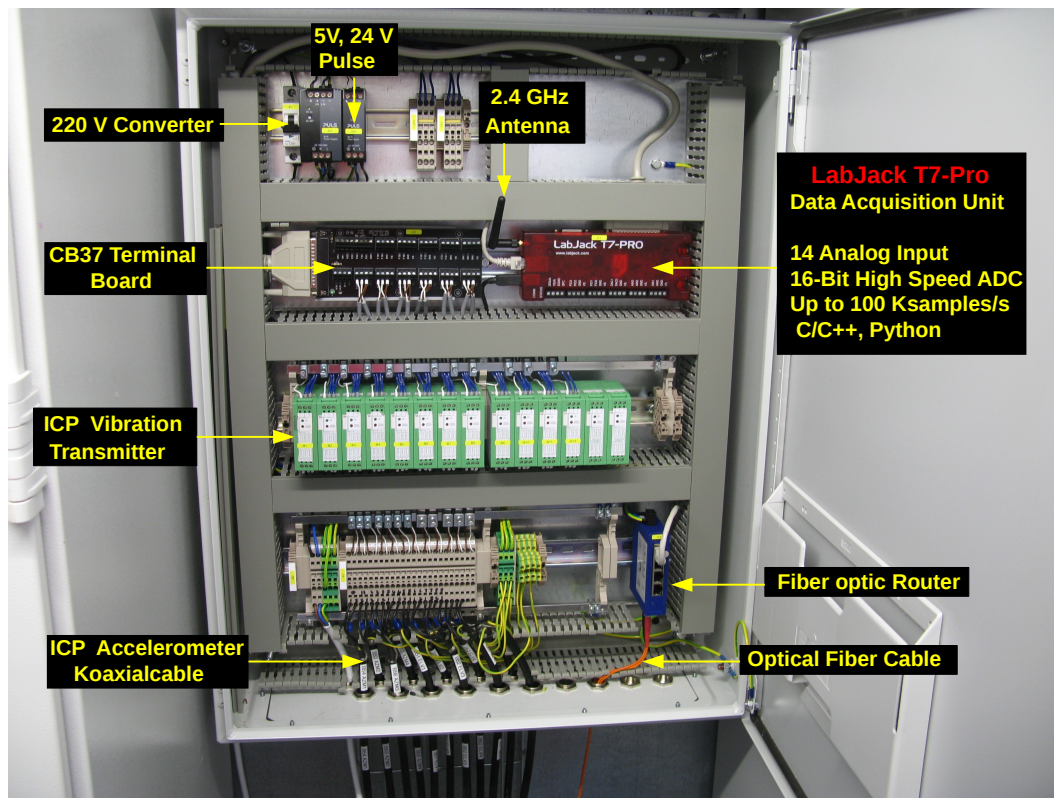
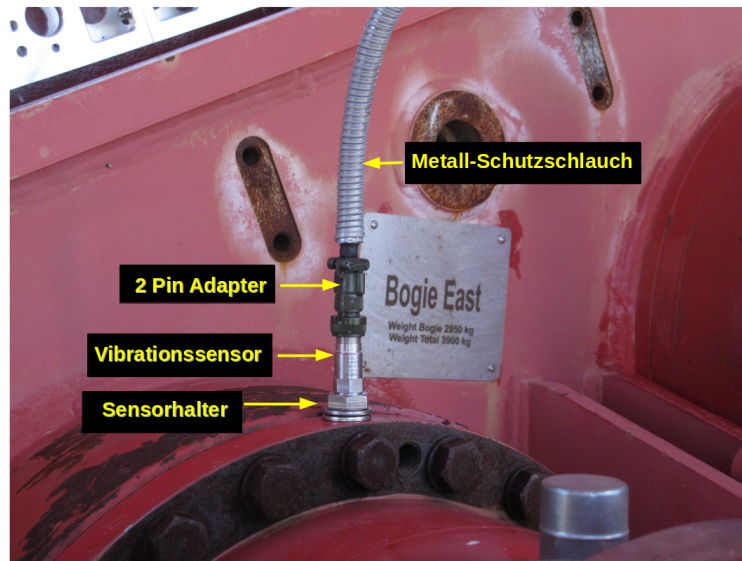
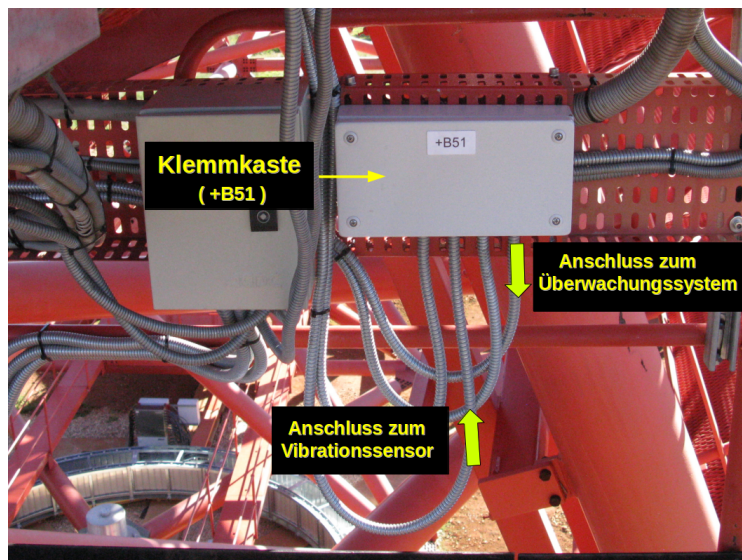


ABBILDUNG 9.9: Schaltschrank

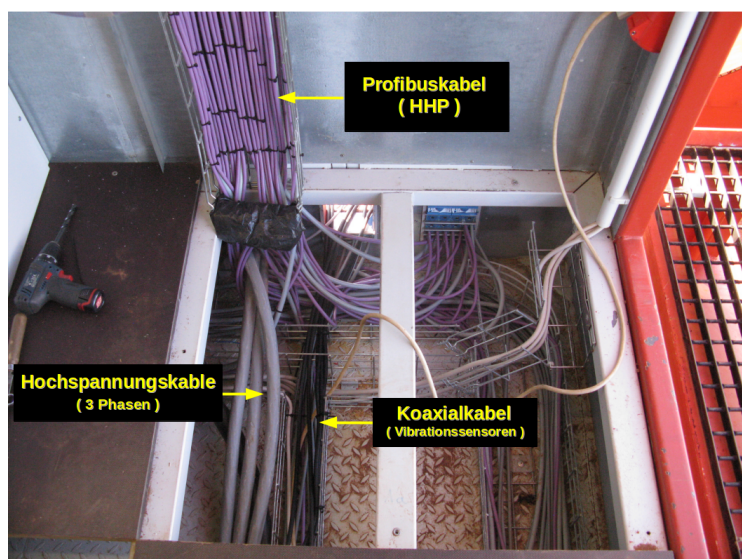
Aus diesem Grund wurde bei der Installation besonders sorgfältig darauf geachtet, eine strikte elektrische Trennung zwischen dem montierten Schaltschrank und allen elektronischen Bauelemente des Antriebssystems sicherzustellen. Für diesen Zweck wurden die bestehenden elektrischen kontaktverbindungen zwischen den beiden Systeme ausschließlich auf eine einzige, sichere Leitung eingeschränkt, das 5m lange Glasfaser-Übertragungskabel. Auf diese Weise wurde dafür gesorgt, dass im Fall eines Blitzeinschlages die im Außenbereich des Teleskopes installierten Vibrationssensoren die freigesetzte Energie nicht an die empfindlichen Elektronik des Antriebssystems weitergeleitet, sondern sicher von den Erdungsklemmen bzw. den Blitzschutzmodulen aufgenommen wird. Die Vibrationssensoren wurden auf der oberen Seiten der Getriebegehäuse bzw. der Mittellagern in Stellung gebracht und zuerst mit extra angebauten Klemmenkasten elektrisch verkabelt. Diese fungieren als Signalbrücken und dienen zum Zwischenklemmen aller Signale zwischen den durch Metallschläuchen geschützten störungsanfällig Sensor-Kabele und den Vierfach abgeschirmten Koaxialkabele. Zusätzlich wurden Insgesamt ca. 400 m Koaxiallabel zwischen allen Sensoren und dem Schaltschrank verlegt (siehe die nächste [Abbildung 9.10](#)).



(a) Vibrationssensor



(b) Klemmkaste +B51



(c) Koaxialkabel

ABBILDUNG 9.10: Die Systemverkabelung

9.4 Die Softwarearchitektur

Die Softwarearchitektur illustriert die grundlegenden Komponenten des Softwaresystems und beschreibt zugleich das interne Zusammenspiel zwischen den zentralen Software-Elementen untereinander. Der Schwerpunkt der Entwicklung des Vibrationsüberwachungssystems lag insbesondere im Entwurf und der Programmierung der Softwareumgebung zur Steuerung sämtlicher Module und der Verwaltung der Messdaten. Das in [Abbildung 9.11](#) schematisch dargestellte Entwurfsmuster veranschaulicht die bestehenden Verbindungen zwischen den wichtigen Elementen auf der Hardware und Software-Ebene.

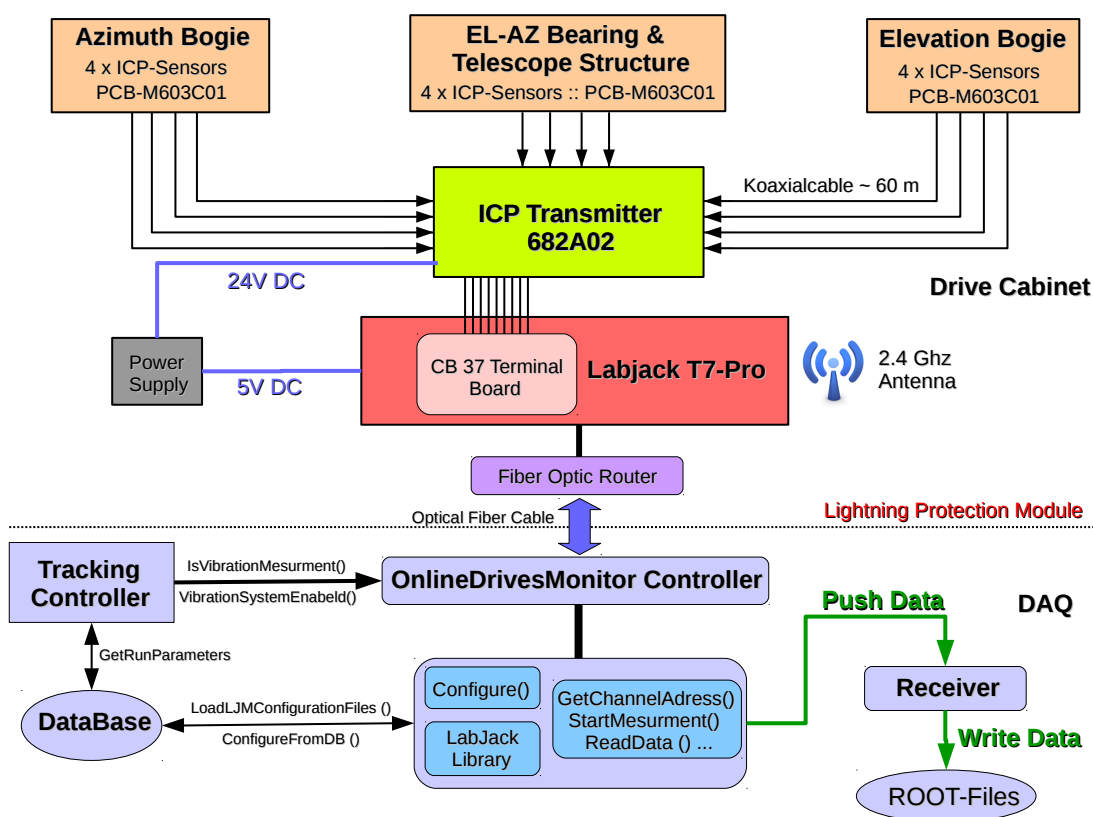


ABBILDUNG 9.11: Das Vibrationsüberwachungssystemkonzept

Das Grundkonzept der hier entworfenen Softwareplattform ähnelt im Prinzip dem der im [Kapitel 8](#) präsentierten Steuerungssoftware. Es wurde bei der Erstellung und der Implementierung der Software besonders auf eine klare Trennung zwischen den in TRACKING CONTROLLER mit hoher Priorität auszuführenden Anweisungen und den im Hintergrund laufenden Vibrationsüberwachungsprozessen einen großen Wert gelegt. Ferner wurde kein zusätzlichen HARDWARE CONTROLLER ausgearbeitet und grundsätzlich auf die Nutzung

kommerzieller lizenzierter Applikationen verzichtet. Dies hätte die Kommunikation zwischen der verschiedenen Elementen der High-Level-Software aufwendig und unüberschaubar werden lassen. Daher wurde für die Realisierung der Steuerungssoftware stattdessen auf den ONLINEDRIVES MONITOR CONTROLLER zurückgegriffen.

Die gesamte Software ist in C/C++ programmiert und unter Verwendung des sogenannten GOOGLE C++ TESTING/MOCKING FRAMEWORK¹ in der DAQ-Virtuelle Maschine Version 5.0² zunächst auf die erforderliche Kompatibilität und Stabilität getestet worden, bevor sie dann im DAQ in Namibia implementiert wurde. Zur Illustration der zugrundeliegenden Softwareabläufe lassen sich die internen Prozesse während der Aufzeichnung der Vibrationsdaten folgendermaßen untergliedern :

- **Hardwarekonfiguration:**

Die Konfiguration der Labjack-Einheit erfolgt durch den Aufruf der beiden Funktionen `ConfigureFromDB()` und `LoadLJMConfigurationFile()`. Diese holt sich die notwendigen Konfigurationsparameter direkt aus der HESS-Datenbank bzw. der `Ljm_Startup_Configs.json` Datei. Dafür wurden mehrere Einstellungsparameter, wie beispielsweise die IP-Adresse/Port zur Herstellung der Verbindung und die Übertragungswege (Ethernet, Wlan, USB) zum Datentransfer, sowie die Anzahl der abzutastenden Kanäle und die Abtastfrequenz zur Datenaufnahme etc. deklariert. Ferner wurde ein zusätzliches Flag (`Enable_Vibration_Measurment`) zur Aktivierung der Vibrationsmessungen zu den Runparameters zahlreicher Run Typen³ hinzugefügt.

- **Datenaufnahme:**

Ist dieses Flag auf `True` gesetzt, signalisiert der TRACKING CONTROLLER mittels der Funktion `IsVibrationMesurment()` den ONLINEDRIVES MONITOR CONTROLLER den Start der Initialisierungsprozedur zur Vibrationsmessung und ruft danach die Funktion `VibrationSystemEnabeld()` zur Aktivierung des Überwachungssystems auf.

Sobald die Prüfung bzw. die Konfiguration aller Teleskope-Komponenten und die Übertragung der von der ACU auszuführenden Tracktabelle⁴, sowie die Synchronisation der DAQ und Antriebssystem-GPS erfolgreich

¹ gtest und gmock

² Mittels VMWare Fusion

³ z.B. Pointing, StaticTracking und Observation-Run etc.

⁴ 400 Einträge

abgeschlossen ist, beginnt das Teleskop sich auf die entsprechende Position unverzüglich zu bewegen. Parallel zu den hier laufenden Prozessen übernimmt der ONLINEDRIVES MONITOR CONTROLLER die Steuerung aller in der Labjack- Einheit intern stattfindenden Vorgängen. Hierzu bestimmt er mittels `GetLJMChannelAddresses()` anhand der Kanalnamen (`AIN0`, `AIN1` etc.) die dafür vorgesehenen Kommunikationsadressen, öffnet die entsprechenden Kanäle und startet schließlich mit Hilfe der Funktionen `StartMeasurement()` und `ReadData()` die Vibrationsdaten blockweise im sogenannten Stream-Mode mit der vorgegebenen Abtastrate zu lesen.

- **Datenspeicherung:**

Die aufgenommenen Daten werden zuerst vorübergehend in einem 32764 Bytes großen FIFO-Buffer der Labjack-Einheit temporär zwischengespeichert und im Nachhinein in Paketen zum Glasfaser-Router zugeschickt. Im Anschluss daran erfolgt die Weiterleitung der Daten zum korrespondierenden Receiver (`DRIVESMONITOR RECEIVER`) unter der Aufsicht des DAQ- Managers und zum Schluß die Speicherung in *Push mode* in einem auf ROOT-basierten Dateiformat unter Verwendung der im SASH-Paket² deklarierten Klassen.

9.5 Diskussion der Ergebnisse

Wie bei jeder neuen Systemeinführung wurden die Funktionlität der realisierten Hardware und die Effizienz bzw. die Zuverlässigkeit der eingebetteten Steuerungssoftware, sowie die Datenqualität des neuen eingeführten Vibrationsüberwachungssystem in der Praxis während zahlreicher Beobachtungsnächten auf den Prüfstand gestellt. Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse einiger im Jahr 2015 durchgeführten Vibrationsmessungen gezeigt und eine vorläufige Analyse der dabei aufgenommenen Vibrationsdaten mit Hilfe verschiedener Analysemethoden in Zeit- und Frequenzbereich vorgestellt und diskutiert. Die Präsentation der Ergebnisse richtet sich in ihrem Aufbau und Ablauf im Wesentlichen nach dem folgenden Schema :

Es folgt zunächst die graphische Darstellung der Vibrationsdaten und die Assoziation der registrierten Schwingungen mit den im Teleskop laufenden Vorgängen. Im Anschluß daran werden die Schwingungsverhalten einiger mechanischen Komponenten während ein paar ausgewählten Runs unter die Lupe

² Storage and Analysis Software for H.E.S.S.

genommen und sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich methodisch analysiert. Hierbei liegt der Fokus hauptsächlich auf dem Echtzeitverhalten und der Kurzzeitanalyse.

9.5.1 Die Datenaufnahme

Die untenstehende [Abbildung 9.12](#) zeigt den typischen Schwingungsverlauf einer der acht Teleskope-Getriebe – hier in der Elevation-Achse – während eines StaticTrackingRuns

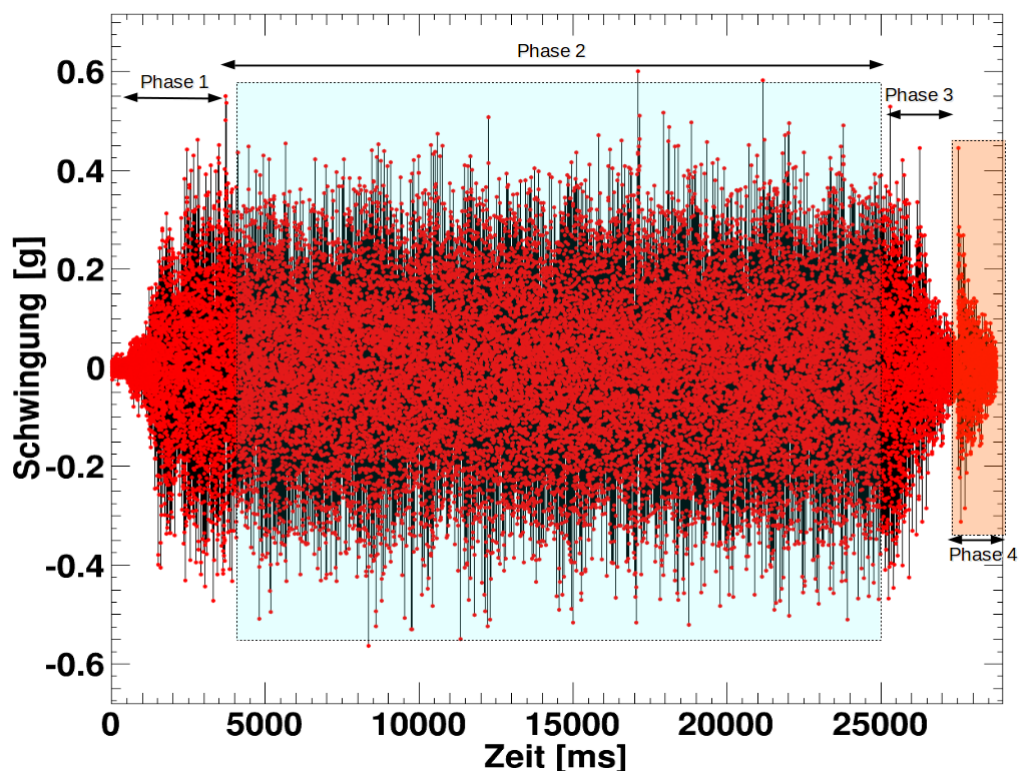


ABBILDUNG 9.12: der Schwingungsverlauf bei einem Static-TrackingRun

Die zeitliche Veränderung der Schwingung im Laufe einer Vibrationsmessung lässt sich charakteristischerweise in vier hintereinander angeordneten Phasen einteilen, worauf im Zusammenhang mit den im Antriebssystem internen laufenden Prozesse im folgenden kurz eingegangen wird :

- **Phase 1 (Beschleunigung) :**

Von dem Servomotor wird ein Drehmoment aufgebracht, das das Getriebe in Rotation versetzt und somit das Teleskope in Fahrt bringt. Zum Beginn dieser Bewegung vollziehen sich schwache Schwingungen symmetrisch um die Null-Lage. Mit steigender Drehzahl nimmt das Drehmoment gemäß der Drehmoment-Drehzahlkennlinie bis zu einem maximalen Wert (Kippmoment) von etwa 130 Nm kontinuierlich zu, um dann wieder bis zum Erreichen des Arbeitspunkts deutlich zu sinken.

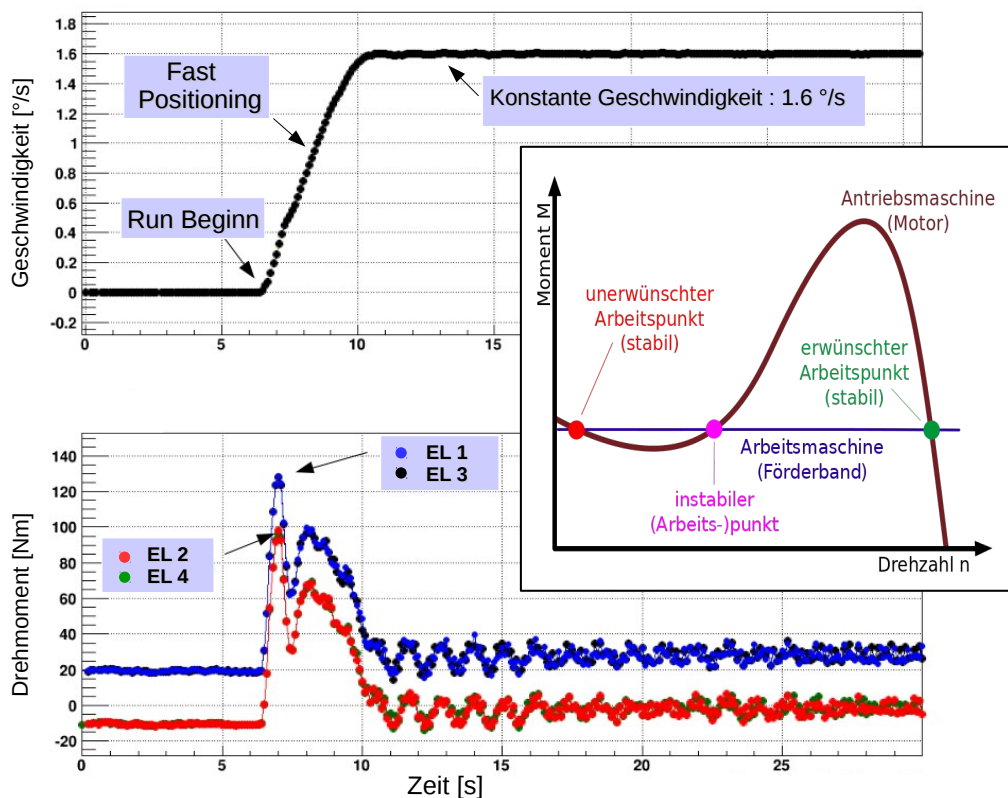


ABBILDUNG 9.13: Die Elevation-Servomotoren bei Fast-Positioning

Durch diesen Vorgang wird das Getriebe bzw. das Teleskope innerhalb von 3.8 Sekunden auf die maximale Geschwindigkeit 1.67 °/s beschleunigt und muss im Laufe dieser Phase unter dem Einfluss unterschiedlicher Kräfte stehen, die sich u.a. im plötzlich starken Anstieg des Schwingungslevels widerspiegeln.

- **Phase 2 (Fahrt) :**

Ist der stabile Arbeitspunkt erreicht, beginnt der Servomotor sich schließlich mit einer konstanten Rotationsgeschwindigkeit¹ zu drehen und das Teleskop nimmt dementsprechend Fahrt auf die gewünschte Position.

Durch den im Servoumrichter integrierten Drehmoment-Regelkreis wird das Drehmoment des Servomotors dann ständig hoch und herunter geregelt, so dass die Drehgeschwindigkeit am Ende immer konstant bleibt. Die meisten der Getriebebauteile werden während dieser Zeit stark beansprucht und erzeugen während ihrer Rotation aufgrund des zwischen ihnen bestehenden direkten mechanischen Kontakt charakteristische Schwingungen, die sich dabei untereinander und mit den vom Stahlkonstruktion hervorgerufenen Untergrundvibration überlagern und imfolgedessen ein komplexes Schwingungsprofile bilden.

- **Phase 3 (Verlangsamung) :**

Kurz vor Erreichen der Zielposition, beginnt die ACU die Stop-Prozedur einzuleiten und die beiden Achsen simultan zu stoppen. Gelingt es ihr jedoch aus welchen Grund auch immer das Teleskope nicht innerhalb von fünf Sekunden sicher anzuhalten, wird eine Notbremsung unverzüglich ausgelöst und das Teleskope zum Stillstand gezwungen. Aufgrund der Geschwindigkeitsreduzierung verringert sich die Intensität der auf das Getriebe ausgeübten Kräfte und das Vibrationsniveau geht im folgedessen in dieser Phase schrittweise zurück.

- **Phase 4 (Bremsen) :**

Sobald das Teleskope an der gewünschten Position zum Stehen kommt, deaktiviert der TRACKING CONTROLLER über die ACU alle Servomotoren und geht dann in Wartestellung bis weitere Anweisungen vom Runmanager eintreffen. In dieser Phase auch GoingToSafe-Phase genannt, greifen die Bremsen an die Endwellen der Getriebe an. Die Betätigung der Bremsen führt zum Ausüben mechanischer Kräfte auf das abzubremsende Getriebe, die sich in einem plötzlichen starken Anstieg der Vibrationsniveau manifestieren.

¹ $\omega_{el} = 2192 \text{ rpm}$ bzw. $\omega_{az} = 2997 \text{ rpm}$

9.5.2 Analyse im Zeitbereich

Nach der einführenden Beschreibung des Schwingungsverhalten im Hinblick auf die im Antriebssystem parallel stattfindenden Abläufe wird nun die quantitative Analyse der Vibrationsdaten im Zeitbereich betrachtet. Dabei sollen sowohl die statistische Methoden der Zeitreihenanalyse als auch einige Verfahren der nichtlinearen Dynamik eingesetzt werden.

Als Nächstes werden die Ergebnisse einigen der durchgeführten Vibrationsmessungen beispielhaft vorgestellt. Bei diesen Messungen ist abwechselnd jede der beiden Teleskope-Achsen in einer bestimmten Position festgehalten worden, während die andere mit der maximalen Geschwindigkeit bewegt wurde. Gleichzeitig dazu wurden alle aktiven Eingangskanäle der Labjack-Einheit mit einer Abtastrate von 250 Hz gescannt und dabei die Vibrationsdaten der entsprechenden Komponenten aufgenommen. Die folgende [Tabelle 9.1](#) fasst einige der durchgeführten Messungen zusammen.

Run	Azimuth	Elevation	Abtastrate	V_{Achse}	Fahrtrichtung
106936	180°.. 360°	0°	250 Hz	1.67°/s	Ost-West
106937	360°.. 180°	0°	250 Hz	1.67°/s	West-Ost
106938	180°	0° .. 86°	250 Hz	1.67°/s	Oben
106939	180°	86° .. 0°	250 Hz	1.67°/s	Unten

TABELLE 9.1: Zusammenfassung der Test-Messungen.

Statistische Methoden

Um Diagnoseinformationen aus den komplexen Schwingungsverläufe im Zeitbereich zu extrahieren, bietet sich die Berechnung geeigneter statistischer Kennzahlen als einfache Untersuchungsmethode zur zustandsorientierten Instandhaltung von Maschinenanlagen an. Im folgenden werden einige bei der Maschinendiagnose besonders häufig eingesetzten Indikatoren erläutert:

- **Arithmetisches und Quadratisches Mittel:**

Zu den aussagekräftigsten Parametern bei der Analyse in Zeitbereich gehören u.a. das arithmetische und das quadratische Mittel. Zur Untersuchung des Kurzzeit-Schwingungsverhaltens der Getriebe wurden die in dem oben erwähnten `StaticTrackingRuns` aufgenommenen Vibrationsdaten – im Betriebszustand von Fast-Positioning – in logarithmisch skalierten Häufigkeitsverteilungen graphisch dargestellt (siehe [Abbildung 9.14](#) und [Abbildung 9.15](#)) und mit einer Gauss-Funktion parametrisiert. Die Ergebnisse des Fits sind in [Tabelle 9.2](#) zusammengefasst. Aus der Tabelle lässt sich entnehmen, dass die berech-

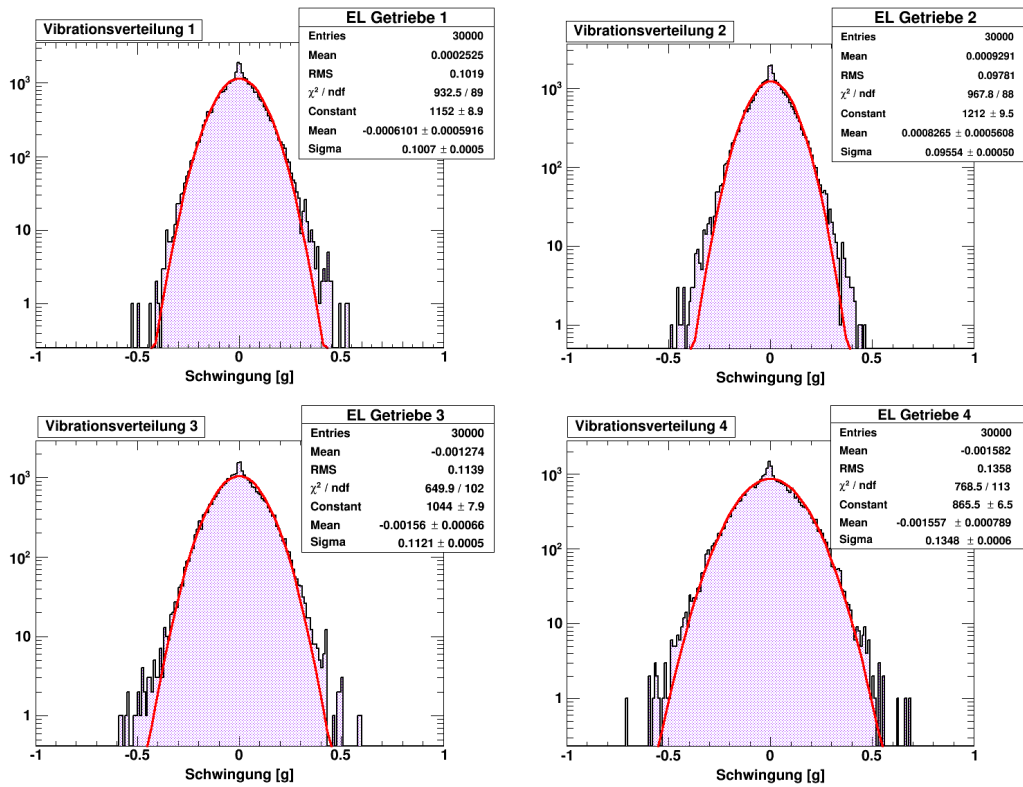


ABBILDUNG 9.14: Vibrationsverteilungen der EL-Getriebe

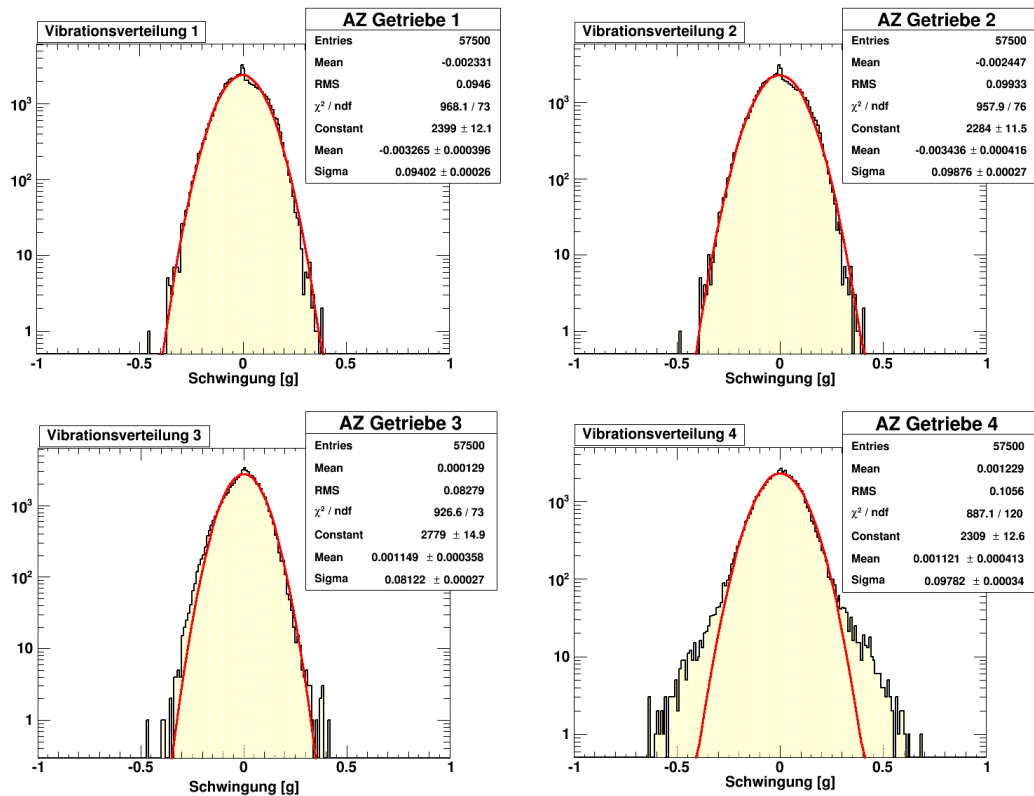


ABBILDUNG 9.15: Vibrationsverteilungen der AZ-Getriebe

Position	Run	Einträge	Mittelwert	RMS	χ^2/NDF	Sigma
EL Antriebe 1	106939	30000	0.25	102	932.5/89	100.7
EL Antriebe 2	106939	30000	0.93	98	967.8/88	95.5
EL Antriebe 3	106939	30000	1.27	114	649.9/102	112.1
EL Antriebe 4	106939	30000	1.58	135	758.5/113	134.8
AZ Antriebe 1	106936	57500	2.33	95	968.1/73	94.0
AZ Antriebe 2	106936	57500	2.44	99	957.9/76	98.7
AZ Antriebe 3	106936	57500	0.13	83	926.6/73	81.2
AZ Antriebe 4	106936	57500	1.13	107	887.1/120	97.8

TABELLE 9.2:

Gauss-Fit der Schwingungsverteilungen in der Einheit [mg].

neten durchschnittlichen Schwingungsmittelwerte an den angegebenen Stellen trotz der relativen hohen dynamischen Belastungen typischerweise in der Größenordnung von einiger mg liegen und damit nur geringfügig von Null abweichen. Im Zusammenhang mit der hier aufgestellten Schlußfolgerung sind noch ein paar zusätzliche Bemerkung zu machen: Beim direkten Vergleichen der Schwingungsniveaus der Antriebe beider Teleskopeachsen fällt auf, dass die Azimuth-Antriebe im Durchschnitt schwingungsanfälliger als der Getriebe im Elevation sind – in erster Näherung ist etwa doppelt so stark – Dies lässt sich in erster Linie dadurch begründen, dass die Azimuth-Antrieben zwei Drittel des gesamten Teleskopsgewicht tragen müssen und im gegensatz zu den Elevation-Antriebe Rollwiderstände zwischen Stahlrädern und Schienen während der Bewegung auftreten.

Das gleiche ist ebenso für die Elevation-Antriebe anzumerken, der Verdacht liegt auf einer denkbarer Veränderung der Balancierung der Elevationsachse im Laufe der Zeit im Zusammenhang mit der Vertiefung des Untergrundes. Bekräftigt wird diese Vermutung durch eine beobachtete Verschiebung der Teleskop-Nase in der Park-Position um 5.33 mm in ostlicher Richtung, was auch eine Veränderung der Azimuth-Park-Position verursachte und zugleich zu Problemen beim Einparken des Teleskopes führte. Trotzdem können die Störungen, die durch die auf den Teleskopschüssel ausgeübten Windkräfte erzeugt werden, an dieser Stelle ebenfalls als potentielle Ursachen nicht ausgeschlossen werden. Betrachtet man nun die RMS und Standardabweichungen in der Tabelle, so liegen diese Werte jedoch um bis zu zwei Größenordnungen höher als die Mittelwerte. Hier sind offensichtlich die durch den direkten mechanischen Kontakt zwischen einzelner Antriebskomponenten hervorgerufenen Kräfte am

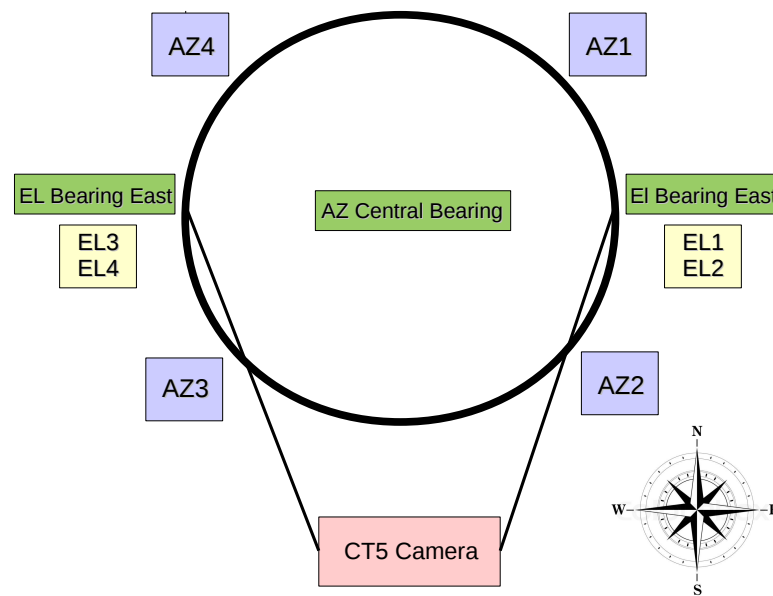


ABBILDUNG 9.16: Teleskope Naming Schema

Werk. Diese äußern sich vor allem in Form kurzzeitiger regelmäßiger Schwingungsspitzen, die sich über die Grundschiwingung in signifikante Maße abheben und führen dementsprechend zur Verbreiterung der Schwingungsverteilung. Ferner lassen sich insbesondere in der beiden Antriebe AZ4 und EL4 nennenswerte Abweichungen vom Durchschnitt erkennen.

- Peak-To-Peak (P-Peak):

Eine weitere Kenngröße ist der sogenannte Peak-To-Peak Parameter. Dieser Kennwert lässt sich aus dem mittleren Wert der Differenz zwischen dem minimalen und dem maximalen Schwingungswert einer Messung ermitteln und dient im allgemein als Maß der Seitwärtsbewegung bzw. durch den Vergleich mit den anfänglichen Referenzwerte als einen guten Indikator für den Grad der Ausbalancierung der Rotationsachse einer Maschine.

- Kurtosis:

Grundsätzlich bildet die Kurtosis ein Maß für die Schwankungsstärke bzw. den Impulszuschlag eines Vibrationssignals und eignet sich besonders gut dazu, den durchschnittlichen Anteil der Spitzenwerte im aufgenommenen Signal zu bewerten. Dabei werden die Extremwerte und Ausreißer stärker als die normalen Schwingungswerte gewichtet. Dadurch lassen sich Änderungen und Unregelmäßigkeiten im Schwingungsverhalten einer Maschine erkennen. Denn für gewöhnlich äußern sich die von Defekten erzeugten Impulse in Form von ausgeprägten Spitzen im Abständen der charakteristischen Drehungszeit der

zu diagnostizierenden Maschine, was dementsprechend mit einem hohen Kurtosiswert korrespondiert. Dieser Parameter lässt sich anhand der unten stehenden Formel berechnen, wobei σ die Standardabweichung der Schwingungssignals darstellt.

$$Kurtosis = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left(\frac{x_i - \bar{x}}{\sigma} \right)^4, \sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (9.1)$$

- **Crest Faktor:**

Das Verhältnis von Peak-To-Peak zu dem quadratischen Mittel wird als Crest-Faktor bezeichnet und im Bereich der Elektrotechnik als Kennwert zur Beschreibung der Signalformen häufig verwendet. Im Zusammenhang mit der Vibrationsanalyse dient er als Maß für die Impulshaftigkeit einer Schwingung.

So besitzen harmonische Schwingungen beispielsweise einen Crest-Faktor von $\sqrt{2} \approx 1.4$ – typisch sind Werte zwischen 3 und 6 –. Die aufgenommenen Vibrationsdaten wurden mit Hilfe der drei oben vorgestellten Kennzahlen analysiert. Die daraus resultierenden Werte wurden in der [Tabelle 9.3](#) zusammengefasst. Die berechneten Werte liegen innerhalb der akzeptablen Bereiche und deuten auf eine stabile Funktionalität der Getriebe bzw. hin.

Position	Run	Entries	P-Peak [mg]	Kurtosis	Crest Faktor
EL Bogie 1	106939	30000	430.2	1.915	5.220
EL Bogie 2	106939	30000	377.4	1.955	4.858
EL Bogie 3	106939	30000	476.1	1.906	5.181
EL Bogie 4	106939	30000	563.2	1.867	5.140
AZ Bogie 1	106936	57500	328.3	1.705	4.471
AZ Bogie 2	106936	57500	349.2	1.780	4.690
AZ Bogie 3	106936	57500	357.8	1.818	5.322
AZ Bogie 4	106936	57500	557.7	2.198	6.282

TABELLE 9.3: Zusammenfassung der Berechnung von P-Peak und Kurtosis, sowie Crest Faktor

Poincare Plot

Der zweidimensionale Poincaré-Plot ist ein nach dem französischen Mathematiker **HENRI POINCARÉ** benanntes geometrisches Verfahren zur Darstellung von Zeitreihenparametern in einem Zustandsraum. Diese Technik findet überwiegend bei der Atem bzw. Herz-rhythmusanalyse bzw. bei der Untersuchung chaotischer Systeme Anwendung und dient insbesondere zur visuellen Analyse der Variabilitätsentwicklung und zur quantitativen Beschreibung von Ähnlichkeiten bzw. Unterschieden in chaotischen Vorgänge. Dabei wird jedem Paar sukzessiver Messwerte S_i bzw. S_{i+1} der Zeitreihe ein Koordinatenpunkt (S_i, S_{i+1}) im Phasenraum zugeordnet. Auf diese Weise wird nun die Zeitreihe auf sich selbst abgebildet und die gesamten Messwerten der Reihe nach (artifizuell) graphisch aufgetragen. Die daraus resultierende graphische Darstellung reflektiert idealerweise eine aussagekräftige Abbildung des zugrundeliegenden Attraktors und kann durch verschiedene Kennzeichen beschrieben werden.

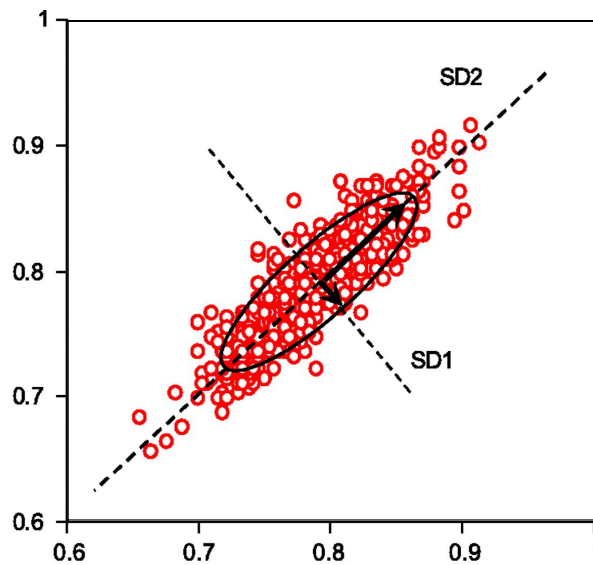


ABBILDUNG 9.17: Poincare Plot

Die Radien SD_1 der Neben- und SD_2 der Hauptachse bieten eine gute Möglichkeit die Entwicklung der Zeitreihe quantitative auszuwerten – die Bezeichnung SD steht für Standardabweichung (Standard Deviation) –. Diese beiden Parameter lassen sich anhand der folgenden Gleichungen mathematisch berechnen. Wobei (x_i, y_i) das Koordinatenpaar eines Punktes im Phasenraum definiert.

$$d_i^+ = \frac{|(x_i - \bar{x}) + (y_i - \bar{y})|}{\sqrt{2}}, d_i^- = \frac{|(x_i - \bar{x}) - (y_i - \bar{y})|}{\sqrt{2}}, \quad (9.2)$$

$$SD_1 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n (d_i^+)^2, SD_2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n (d_i^-)^2 \quad (9.3)$$

Dabei stellt grundsätzlich die Streuungsweite der Punkte senkrecht zur Identitätslinie $S_i = S_{i+1}$ ein Maß für die Kurzzeitvariabilität der Zeitreihe dar, hingegen charakterisiert die Streuung der Punkte entlang dieser Linie die 'langfristige' Variabilität. Aufschlussreich ist auch das Verhältnis SD_1/SD_2 der beiden Parametern, dessen starker Anstieg auf ein eventuell abnormales Verhalten hindeuten kann.

Im Folgenden werden die vorläufigen Ergebnisse der Studie zur Zustand der Getriebe unter Verwendung der oben ausgeführten Verfahren vorgestellt, miteinander verglichen und bewertet. Dabei wurden die Schwingungsdaten mit Hilfe der Poincare-Methode analysiert und die Frage nachgegangen, ob und inwieweit sich signifikante Veränderungen der Schwingungsverhalten im Vergleich zu den funktionstüchtigen Zuständen nachweisen lassen und daraus Rückschlüsse auf eventuell sich anbahnende technische Probleme zu ziehen. Die nachfolgende [Abbildung 9.18](#) und [Abbildung 9.19](#) zeigen jeweils zweidimensionale Streuungsdiagramme der EL- bzw. AZ-Getriebe, die anhand vom Poincare Verfahren entstanden sind. Wie aus den Abbildungen ersichtlich wird, verteilen sich die Datenpunkte bei fast allen Getriebe überwiegend um einen annähernd stabilen Fixpunkt bei der Stelle Null, was im Grunde genommen auf eine in erster Näherung stabile zeitliche Entwicklung eines dynamischen Systems hinweist.

Die Schwingungswerte der EL-Getriebe zeigen eine leichte Tendenz kreisförmige Strukturen in Phasenraum zu bilden. Im Gegensatz dazu scheinen die Schwingung im AZ-Getriebe eher eine elliptische bis zigarrenförmige Form zu erzeugen und entlang der Identitätslinie zu streuen. Mathematisch gesprochen neigen die Phasenraumtrajektorien im Allgemeinen für einen ungedämpften harmonischen Oszillator dazu Ellipsen bzw. Kreise und für den gedämpften Oszillator Spiralen zu bilden. Wie zu erwarten weisen fast alle Getriebe im großen und ganzen ein vergleichbares Schwingungsverhalten auf, lediglich AZ4- und in geringerem Ausmaß AZ3-Getriebe zeigen einige auffälligen Erscheinungen im Poincare-Plot. Hierbei ist die Streuung bedeutend breiter und die Verteilung der Datenpunkte um den Nullpunkt stärker verschmiert. Diese Feststellung gibt Anlass zum Verdacht, dass Unregelmäßigkeiten in den Betriebsabläufen jener mechanischen Komponenten vorhanden sein könnten, die eventuell hinter derartiger Verhaltensweise im Phasenraum stecken. Zur Bestätigung des Befundes Bestätigung dieses Befundes sollten weitere Vibrationsdaten aufgenommen und quantitativ bewertet werden.

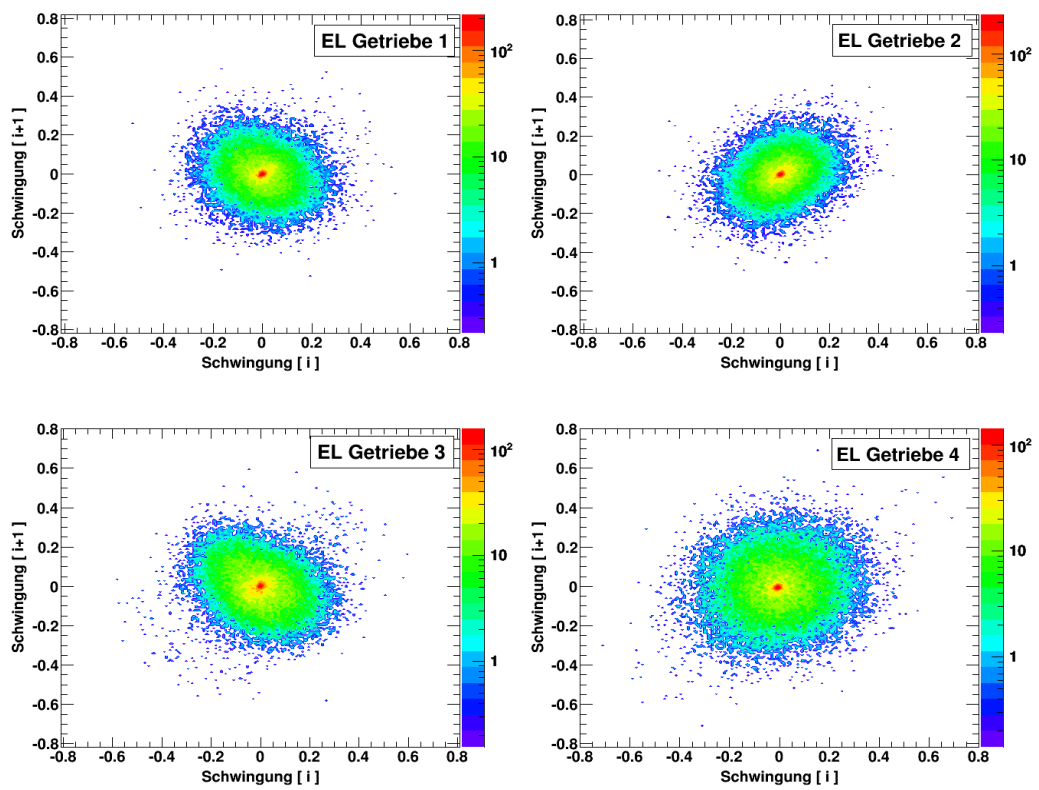


ABBILDUNG 9.18: Pointcare Plot der Elevation-Getriebe

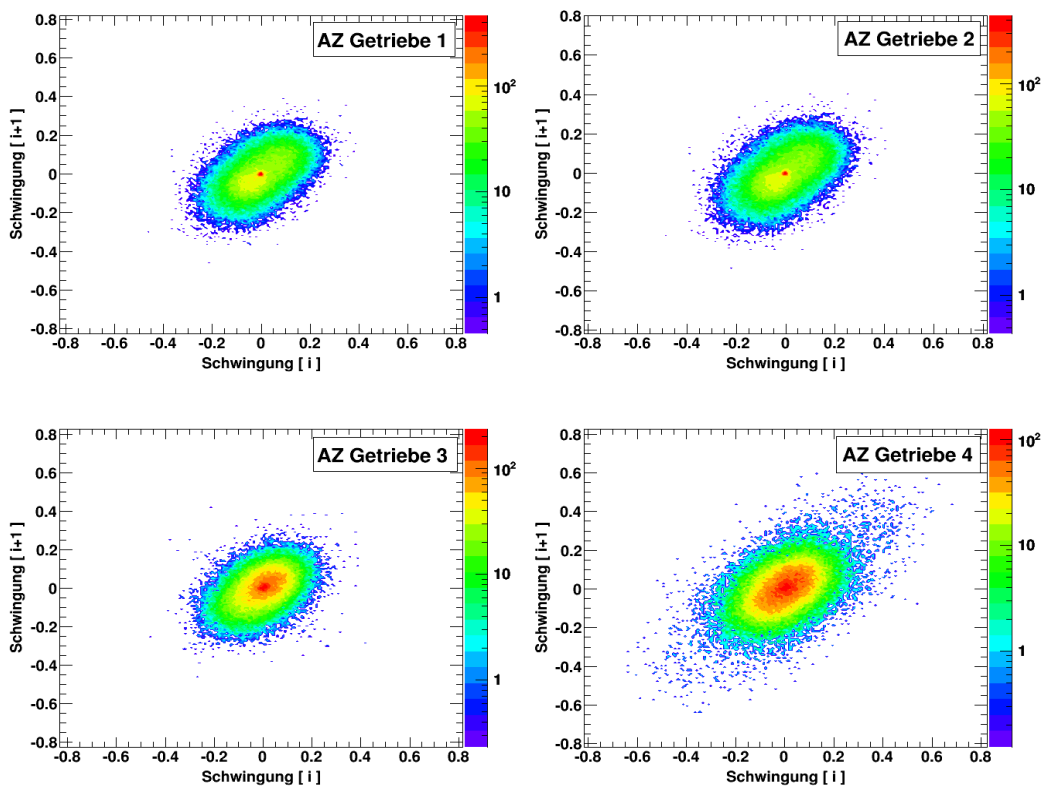


ABBILDUNG 9.19: Pointcare Plot der Azimuth-Getriebe

Hurst Exponent

Typischerweise charakterisiert die Variabilität einer Zeitreihe den Grad der Abweichung vom Mittelwert und wird für gewöhnlich über die Standardabweichung definiert. Nichtsdestotrotz können zwei Zeitreihen die gleiche Standardabweichung aufweisen, sich jedoch in Bezug auf die zeitliche Veränderung und die dynamische Entwicklung signifikant unterscheiden. Aus diesem Grund rücken inzwischen in der Forschung nichtlinearer dynamischer Systeme immer mehr neue auf Chaostheorie und Fraktal geometrie basierende Methoden in den Focus. Diese nichtlinearen Verfahren liefern im Gegensatz zu den konventionellen linearen Methoden Auskunft über die zeitabhängige Entwicklung und die Struktur der Zeitreihen.

Zu diesen Verfahren zählt u.a. auch der von [HAROLD EDWIN HURST](#) 1951 eingeführter Hurst-Exponent H zur Charakterisierung der zeitlichen Entwicklung des Wasserstandes am längsten Fluss der Welt, dem Nil. Dieser Faktor steht in direkter Verbindung mit der von dem Mathematiker [BENOÎT MANDELBROT](#) eingeführten fraktalen Dimension D einer Zeitreihe gemäß der folgenden Formel.

$$H = 2 - D \quad (9.4)$$

Im Endeffekt beschreibt diese Kennzahl das Langzeitgedächtnis einer Zeitreihe. Ganz grob ausgedrückt bedeutet diese Aussage, dass Ereignisse in der Vergangenheit tendenziell Auswirkungen auf zukünftige Ereignisse haben. Man spricht hier von Long Memory Effect, der mittlerweile in vielen unabhängigen Studien in Zeitreihen insbesondere bei Finanzreihen¹ nachgewiesen werden konnte. Zur Berechnung des Hurst-Exponents werden in der Literatur unterschiedliche Verfahren eingesetzt. Im Rahmen dieses Projekts wurde die klassische *Rescaled Range* Methode von Hurst – auch **R/S**-Analyse genannt – verwendet.

1. Zur Bestimmung des reskalierten Intervalls auf einer gegebenen Skala s wird die Zeitreihe $(x_i)_{i=1}^N$ der Länge N in $[N/s]$ Segmente der Länge s unterteilt. Darauf wird in jedem Segment τ den Mittelwert \bar{x}_τ gebildet und subtrahiert und schließlich zu der neuen Reihe $Y(\tau, s)$ zusammenaddiert.

$$Y(\tau, s) = \sum_{i=1}^s (x_i - \bar{x}_\tau) \quad (9.5)$$

¹ Aktien, Devisenkurse und nicht zuletzt auch Credit Default Swaps etc.

2. Anschließend wird in jedem Segment das Minimum bzw. das Maximum identifiziert und deren Differenz berechnet.

$$R(\tau, s) = \text{Max}_{(1 \leq j \leq s)} Y(\tau, j) - \text{Min}_{(1 \leq j \leq s)} Y(\tau, j) \quad (9.6)$$

3. Ferner wird die Standardabweichung $S(\tau, s)$ in jedem Intervall berechnet und hinterher für jedes Segment τ das Verhältnis R/S ermittelt bzw. der sogennate mittlere *reskalierte Bereich* - definiert.

$$\left[\frac{R}{S} \right] (s) = \frac{1}{[N/s]} \left(\sum_{\tau=1}^{[N/s]} \frac{R(\tau, s)}{S(\tau, s)} \right) \quad (9.7)$$

4. Diese ganze Prozedur wird für alle Skalen s zwischen 1 und N wiederholt durchgeführt und zum Schluss den Hurst Exponent über den folgenden in vielen Anwendungen beobachteten Zusammenhang ermittelt.

$$\left[\frac{R}{S} \right] (s) \sim s^H \quad (9.8)$$

Der Hurst-Exponent variiert zwischen Null und Eins und weist in Zusammenhang mit den zu analysierenden Prozesse folgende Eigenschaften auf:

- **Persistenz** : $0.5 < H \leq 1$

Diese Art von Prozessen sind im wesentlich dadurch charakterisiert, dass sie eine gewisse Evidenz für langreichweitige Autokorrelationen aufweisen und auf eine persistente Dynamik bzw. trendverstärkende Veränderungen hindeuten. Mit anderen Worten, je stärker sich der Hurst-Exponent Eins annähert, desto sicherer wird der zugrundliegende Trend. Folglich besitzt ein perfekt deterministischer Trend (gerade Linie) einen $H = 1$ und ein $D = 1$.

- **Random Walk** : $H = 0.5$

Bei Stochastischen Prozessen in nicht deterministische Zeitreihen, wie beispielsweise in der Finanzmarkt¹ ist jedes Ereignis komplett unabhängig vom vorausgegangenen bzw. die Vergangenheit hat keinen Anfluss auf die Zukunft und kann somit nicht zur Prognose der zukünftigen Entwicklung der Reihe verwendet werden. Je näher H an 0.5 rückt, desto ausgeprägter wird das zufällige und irreguläre Verhalten des zugrundliegenden Prozesses.

¹Der DAX hat einen Hurst-Exponent $H \approx 0.51$ (1998-2012)

- **Anti-Persistenz:** $0 \leq H < 0.5$

Ein Wert von $H < 0.5$ ist ein Hinweis auf das Vorliegen eines anti-persistenten Prozesses und deutet auf die Existenz einer negativen Korrelation zwischen den Zeitreihenwerten hin. Je stärker sich H Null annähert, desto eher wechselt der Trend seine Richtung und die Werte der Zeitreihe kehren immer wieder zum Mittelwert zurück. Dementsprechend besitzt eine harmonische Schwingung (Sinusförmiger Schwingungsverlauf) einen Wert $H = 0$ bzw. ein $D = 2$, was bekanntlich einen Kreis im Phasenraum bildet.

Die folgende [Tabelle 9.4](#) fasst die vorläufigen Ergebnisse der auf die Schwingungsdaten angewandeten Rescaled-Range-Analyse zusammen.

Position	Run	Entries	Blocks	Hurst Exponent
EL Getriebe 1	106939	30000	100	0.199 ± 0.032
EL Getriebe 2	106939	30000	100	0.196 ± 0.033
EL Getriebe 3	106939	30000	100	0.193 ± 0.043
EL Getriebe 4	106939	30000	100	0.208 ± 0.026
AZ Getriebe 1	106936	57500	200	0.203 ± 0.025
AZ Getriebe 2	106936	57500	200	0.205 ± 0.030
AZ Getriebe 3	106936	57500	200	0.206 ± 0.021
AZ Getriebe 4	106936	57500	200	0.217 ± 0.032

TABELLE 9.4:

Die aus Vibrationsdaten berechneten Hurst Exponenten

Aus der Tabelle geht eindeutig hervor, dass die ermittelten Werte des Hurst-Exponents auf beiden Achsen im Rahmen der Fehlergrenzen bei $H \approx 0.2$ liegen. Dieses Resultat weist auf das Vorhandensein eines anti-persistenten Prozesses im Schwingungsverhalten der Getriebe und im Rückschluss auf die Abwesenheit einer trendverstärkenden Veränderung in den Vibrationsdaten hin, was wiederum in erster Näherung auf eine im Wesentlichen stabile Funktionstüchtigkeit der Getriebe im Rahmen der Anforderungen andeutet.

Die Grundidee hinter der Einführung dieses Indikators sah vor, einen weiteren Anhaltspunkt für eine ergänzende Bewertung des aktuellen technischen Zustands der Antriebe zu erhalten. Jedoch besteht angesichts der leichten Diskrepanz zwischen den hier herausgefundenen Ergebnisse und den mit vorherigen Methoden erhaltenen Resultate im Bezug auf das Schwingungsverhalten der beiden Antriebe AZ4 bzw. EL4 Anlaß zur der Vermutung, dass der Hurst-Exponent im Vergleich zu den anderen Analysetechniken wohl eine geringere

Empfindlichkeit auf Veränderungen der mechanischen Zustand, also die Reaktionsfähigkeit auf Veränderungen im Schwingungsverhalten, nachweist. Nichtsdestoweniger liegt der entscheidende Vorteil bei der Verwendung derartiges Indikators in der sich dadurch ergebenden Möglichkeit, komplexe zeitliche Dynamik auf einfaches Grundmuster bzw. Zahl zurückzuführen.

9.5.3 Analyse im Frequenzbereich

In diesem Abschnitt sollen einige in der Vibrationsanalyse häufig verwendeten Methoden zur Analyse und Visualisierung – in Echtzeit- und auch im Offline-Modus – der Schwingungsdaten im Frequenzbereich kurz vorgestellt werden.

Fast Fourier Transformation

Die Spektralanalyse von Schwingungssignalen stellt eine geeignete Methode zur frühzeitigen Erkennung von unregelmäßigen Verhalten bzw. mechanischen Probleme in komplexen Maschinen dar und hat sich bisher in der Praxis als leistungsstarke Analysetechnik bewährt. Grundsätzlich basiert dieses Verfahren auf dem Vergleich der in den Schwingungsspektren erhaltenen Peaks mit den zuvor berechneten theoretischen kinematischen Frequenzen.

Bei der Spektralanalyse wird das aufgenommene Schwingungssignal mit Hilfe der Fast-Fourier-Transformation (FFT) vom Zeitbereich in den Frequenzbereich transformiert. Die erhaltenen Peaks repräsentieren dabei gewissermaßen das Ausmaß der Intensität bzw. der Häufigkeit der in der Maschine Auftreten Schwingungen und lassen sich hinsichtlich ihrer Positionen verschiedenen Einzelkomponenten zuordnen. Ändert sich im Laufe der Betriebszeit einer Maschine das Schwingungsspektrum durch Verschmierung bzw. Verzerrung der Peaks oder Erscheinen zusätzliche Spektrallinien, weist dieses deutlich darauf hin, dass sich mutmaßlich strukturelle Veränderung in den zugrundeliegenden mechanischen Komponenten anbahnen.

Um die Vorteile der FFT-Methode bei der Vibrationsanalyse zu demonstrieren wurde auf Basis der aufgenommenen Schwingungsdaten beispielhaft ein FFT-Spektrum für das EL2- Getriebe erstellt und in der [Abbildung 9.20](#) graphisch dargestellt. Aus der dargestellten Abbildung lässt sich das charakteristische FFT-Spektrum¹ eines Getriebes erkennen. Dieses zeichnet sich insbesondere durch zahlreiche schmale Linien aus, die bei unterschiedlicher Frequenzen liegen und verschiedener Amplituden besitzen. Der Grund für die hohe

¹ Zur besseren Veranschaulichung der Peaks wurde nur ein Ausschnitt des FFT- Spektrums – bis 160 Hz – graphisch dargestellt.

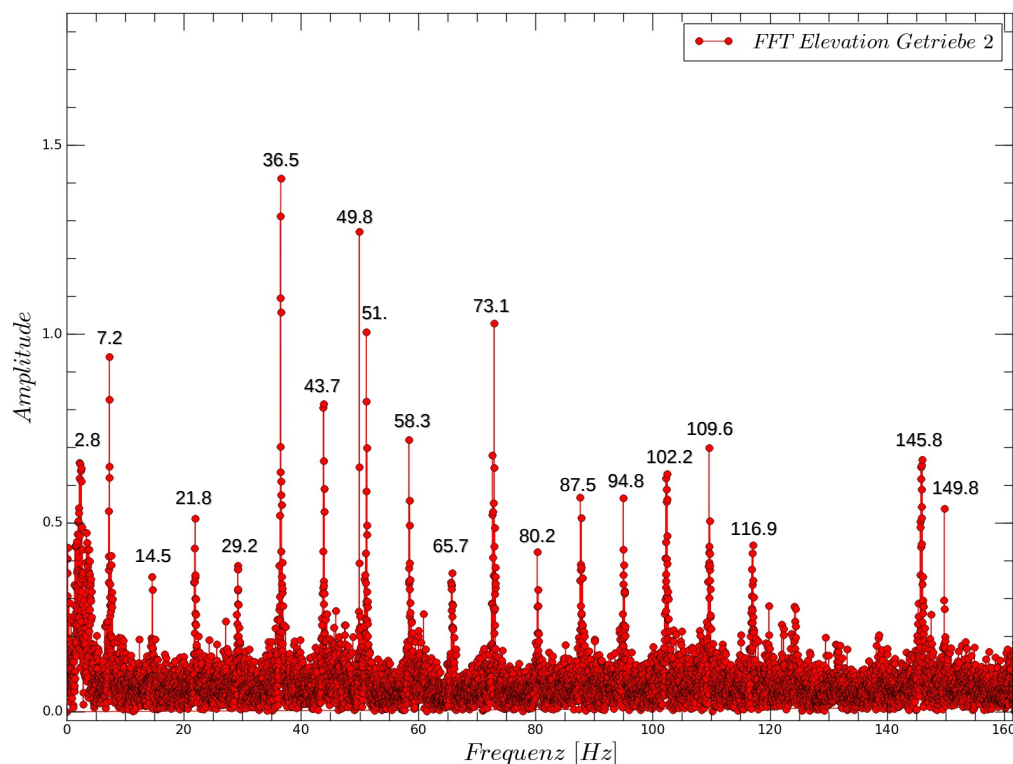


ABBILDUNG 9.20:
Das FFT-Spektrum des EL2-Getriebes

Anzahl der Peaks und deren Unterschiede liegt daran, die Getriebe aus mehreren aufeinander abgestimmten mechanischen Komponenten – z.B. Zahnräder, Wellen, etc. – bestehen, die bei der Rotation der Servomotoren während der Bewegung des Teleskops im mechanischen Kontakt – Reibung – miteinander treten. Bei solchem Kontakt geht aufgrund der Reibungsverluste ein Teil der Rotationsenergie einzelner Komponenten in Schwingungsenergie verloren und führt zur Erzeugung charakteristischer Schwingungen, die schließlich von Vibrationssensoren erfasst werden und charakteristische Peaks im FFT-Spektrum erzeugen. Beispielsweise entspricht der stärkste Peak im FFT-Spektrum bei 36.5 Hz (2190 rpm) die Drehfrequenz der Rotationsachse des Servomotors während der Bewegung der Elevations-Achse mit maximaler Geschwindigkeit. Dementsprechend lassen sich aus der Interpretation der Lage bzw. Intensität dieses Peaks Rückschlüsse über die Stabilität des mechanischen (dynamische) Rotationsverhalten des Servomotors ziehen. Analog kann die Veränderung des mechanischen Zustandes aller im Getriebe befindlichen Komponenten mit Hilfe des FFT-Spektrums auf diese Weise gezielt überwacht werden.

Cesptrum

Der Begriff Cesptrum wurde zum ersten Mal von [Borgert](#) im Jahr 1963 verwendet und zur Analyse der Signalen bzw. deren Leistungsspektrum in die Nachrichtentechnik eingeführt. Der Ausdruck **Cesptrum** leitet sich aus dem Begriff **Spectrum** durch Umtausch der Reihenfolge der ersten vier Buchstaben ab und definiert letztenendes die Fourier- Rückwärtstransformation des logarithmieren Frequenzspektrums eines Signals.

$$\left| \text{Cesptrum}(S(t)) \right|^2 = \left| \text{FFT}^{-1} \left[\text{Log} \left(\left| \text{FFT}(S(t)) \right|^2 \right) \right] \right|^2 \quad (9.9)$$

Im Grunde genommen bietet das Cesptrum in Zusammenhang mit der Vibrationsanalyse eine gute Möglichkeit, die harmonischen Schwingungsfrequenzen eines Getriebes aus dem Spektrum zu identifizieren bzw. deren Grundfrequenz zu rekonstruieren und vereinfacht u.a. die Analyse der Spektren und somit auch die Schadensdiagnose erheblich. Die [Abbildung 9.21](#) zeigt exemplarisch das für EL2-Getriebe anhand der Vibrationsdaten berechnete Cesptrum mit den entsprechenden harmonischen Schwingungsfrequenzen.

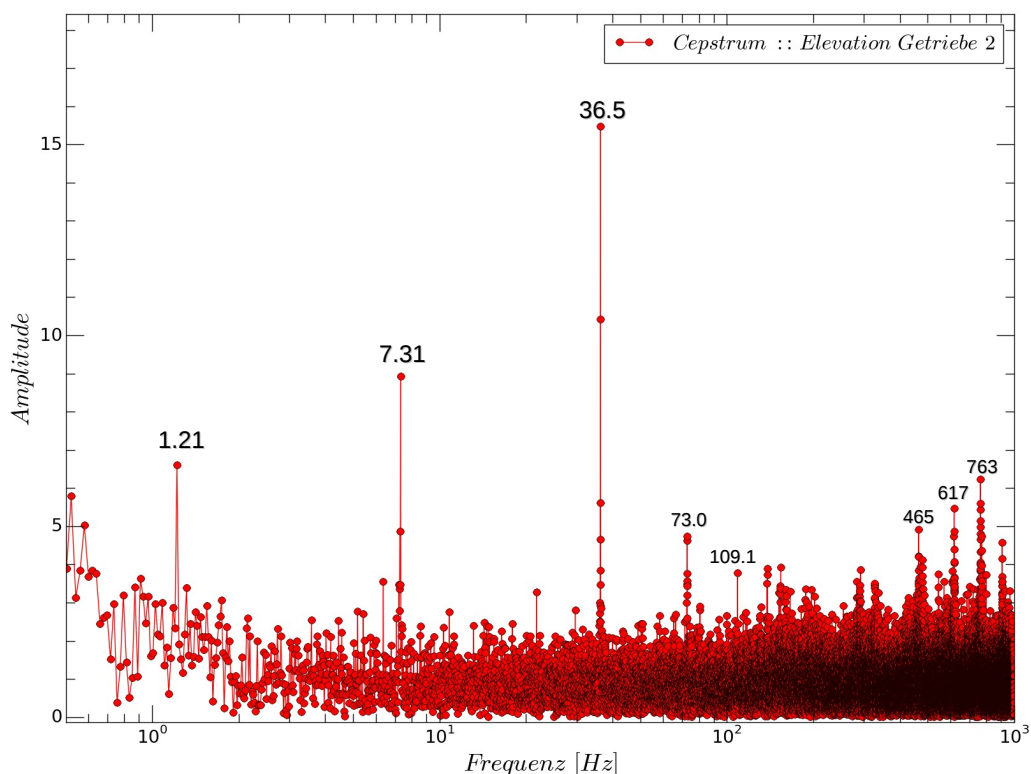


ABBILDUNG 9.21: Cesptrum des EL2-Getriebes

Wasserfalldiagramm

Das Wasserfalldiagramm ist eine im Gebiet der Vibrationsanalyse beliebte bzw. relativ viel eingesetzte Darstellungsmethode zur Visualisierung der durch unterschiedlichen Einflussfaktoren erzeugten Veränderungen im Schwingungsspektrum einer laufenden Maschine. In dieser sehr anschaulichen Darstellungsform lassen sich die Schwingungsverläufe noch deutlicher charakterisieren und das globale Vibrationsverhalten besser verfolgen. Dabei wird das ursprüngliche Schwingungssignal in äquidistante Zeitintervalle unterteilt und für jedes Teilintervall ein separates Schwingungsspektrum erstellt. Anschließend werden die resultierenden Spektren zeitlich versetzt hintereinander angeordnet und deren Intensität logarithmiert bzw. farblich kodiert. Die [Abbildung 9.22](#) stellt das berechnete Wasserfalldiagramm des EL2-Getriebes während der Bewegung des Teleskops in der Elevationsachse zwischen den Teleskop-Koordinaten -20° und 86° mit einer Geschwindigkeit von $0.5^\circ/\text{s}$ dar.

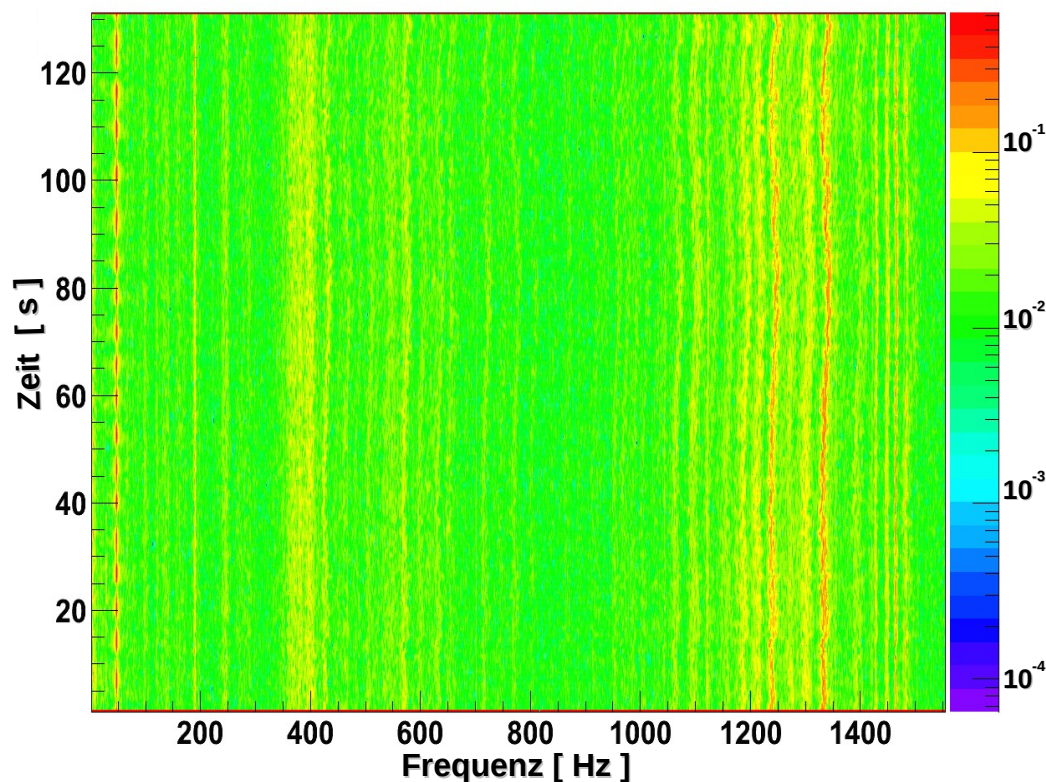


ABBILDUNG 9.22: Spektrogramm des EL2-Getriebes

Die untenstehenden [Abbildung 9.22](#) zeigt zum Schluß – in einem aufgetretenen Vorfall – der Vorteil der zerstörungsfreie Vibrationsanalyse bei der frühzeitigen Erkennung von möglicher mechanischen Probleme. Im oberen Teil der Abbildung ist der Schwingungsverlauf eines einwandfrei funktionierenden Getriebes (Azimuth Getriebe 1) zu sehen. Im Vergleich dazu wurde im unteren Teil der Abbildung der Schwingungsverlauf des AZ4-Getriebes, das ein abnormales Verhalten zeigt und charakteristische Ausschläge in zeitabstände von ungefähr 14 Sekunden aufweisen. Eine weitere sehr interessante Einsatzmöglichkeit des entwickelten Vibrationsüberwachungssystems ist die Echtzeiterfassung der Kameraschwingungen während der Beobachtung durch die Installation zusätzlicher Vibrationsensoren an der CT5-Kamera. Solche Messungen können dabei helfen, das Kamera-Verhalten während der Beobachtung besser zu verstehen bzw. dazu beitragen, das Pointing-Modell zu optimieren.

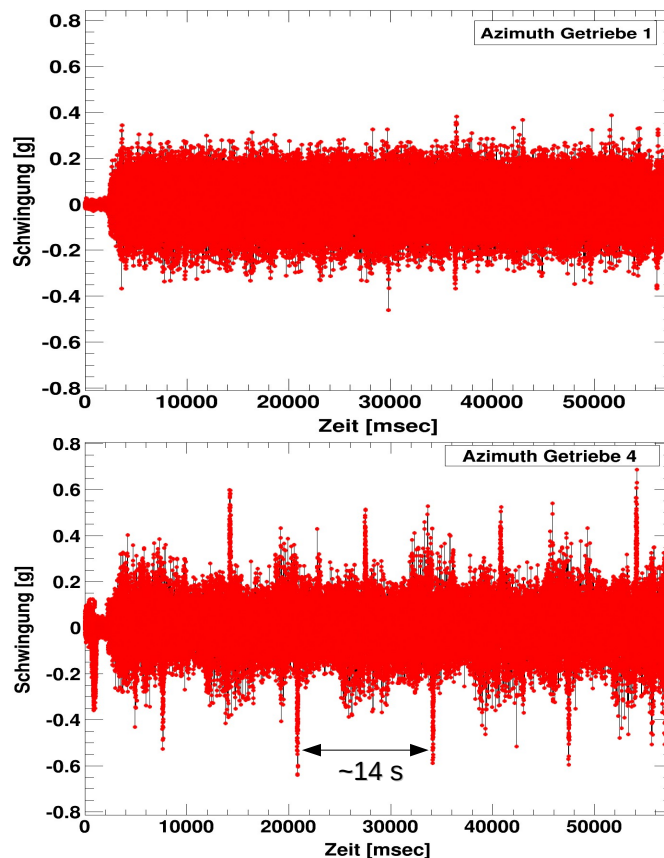


ABBILDUNG 9.23:
Das Schwingungsverhalten des AZ4- und AZ1-Getriebes.

Kapitel 10

Anhang

10.1 Signifikanzkarten des TeV AGN-Datensatzes

Die [Abbildungen \(4.1\)](#) und [\(4.2\)](#), sowie [\(4.3\)](#) stellen die mit HAP ermittelten γ -Signifikanzkarten ($4^\circ \times 4^\circ$) der im TeV AGN-Datensatz enthaltenen γ -Quellen oberhalb einer Energie von 200 GeV dar. Die Berechnung der γ -Signifikanz S_γ erfolgte nach [\[Li and Ma, 1983\]](#). Die Karten wurden um die *RA/DEC* Positionen im äquatoriales Koordinatensystem des entsprechenden AGNs zentriert. Der Untergrund wurde mit Hilfe der Ring-Methode abgeschätzt.

10.2 γ -Spektren der TeV AGN

Die [Abbildungen \(4.4\)](#) und [\(4.5\)](#), sowie [\(4.6\)](#) zeigen die differentiellen γ -Spektren der TeV AGN, erhalten aus der HAP-Analyse der HESS Daten im VHE γ -Bereich. Die durchgezogene rote Linie stellen die Parametrisierung der Datenpunkte mit Hilfe linearer Funktionen¹ (PowerLaw) dar. Die rot schattierten Bereiche kennzeichnen die entsprechenden 68%-Konfidenzniveaus. Die jeweils darunter liegenden Plots bezeichnen die Residualgraphen.

10.3 TeV γ -Lichtkurven

Die [Abbildungen \(4.7\)](#) und [\(4.8\)](#), sowie [\(4.9\)](#) repräsentieren die abgeleiteten täglichen γ -Lichtkurven der TeV AGN oberhalb einer Energie von 200 GeV. Die blau dargestellten Linien charakterisieren die Parametrisierung der Messpunkte mit konstanten Funktionen. Die Zeitdarstellung der Lichtkurven erfolgt in Modifiziertem Julianischem Datum (MJD).

¹Die Parametrisierung des γ -Spektrums von PKS 2155-304 erfolgte mit Hilfe eine LogParabola-Funktion, deren Schätzgüte bei der Anpassung der Messpunkte besser als eine PowerLaw-Funktion ist.

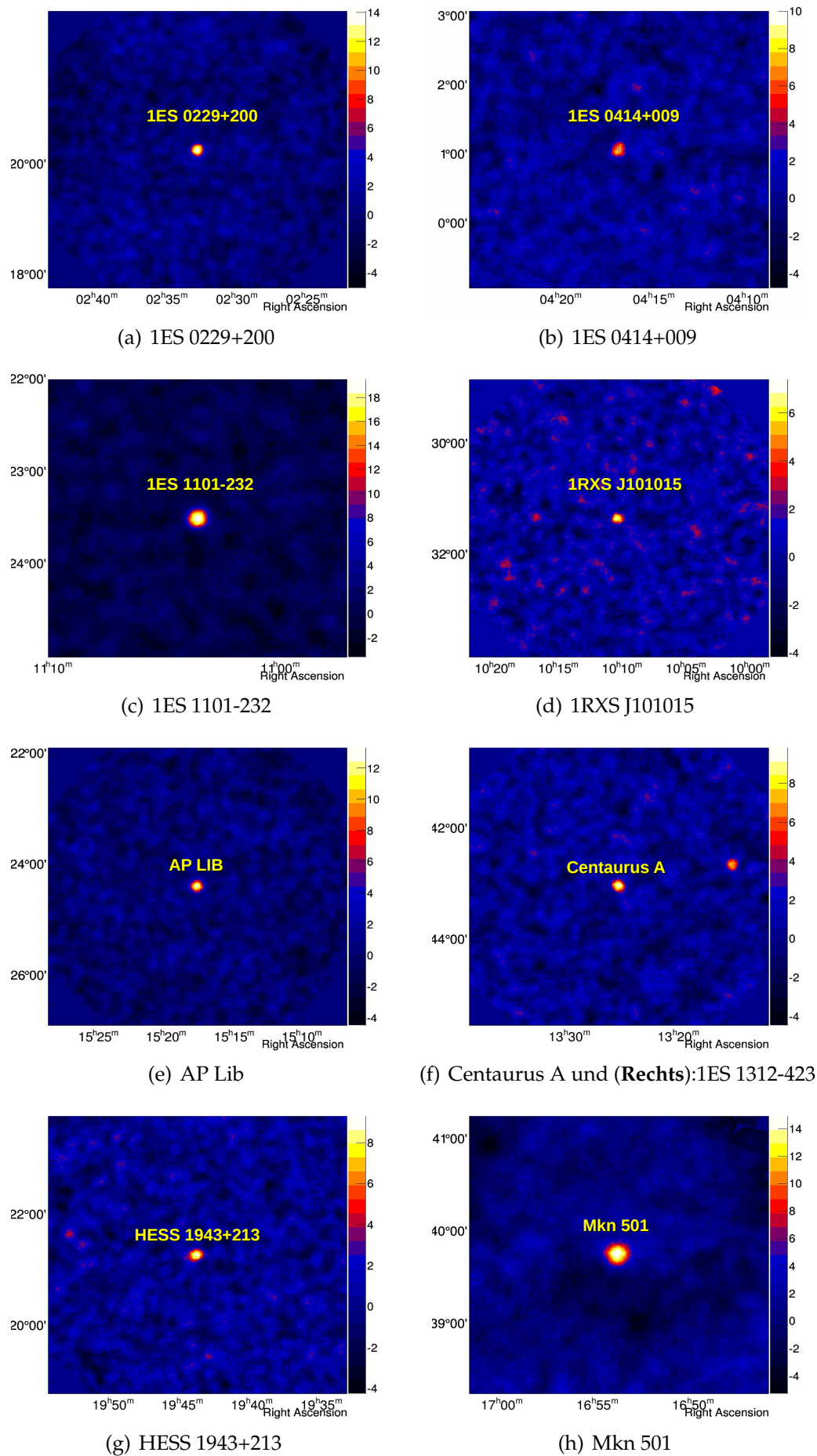


ABBILDUNG 10.1: Die TeV γ -Signifikanzkarten ($4^\circ \times 4^\circ$) zentriert um die RA/DEC Positionen der jeweiligen AGN.

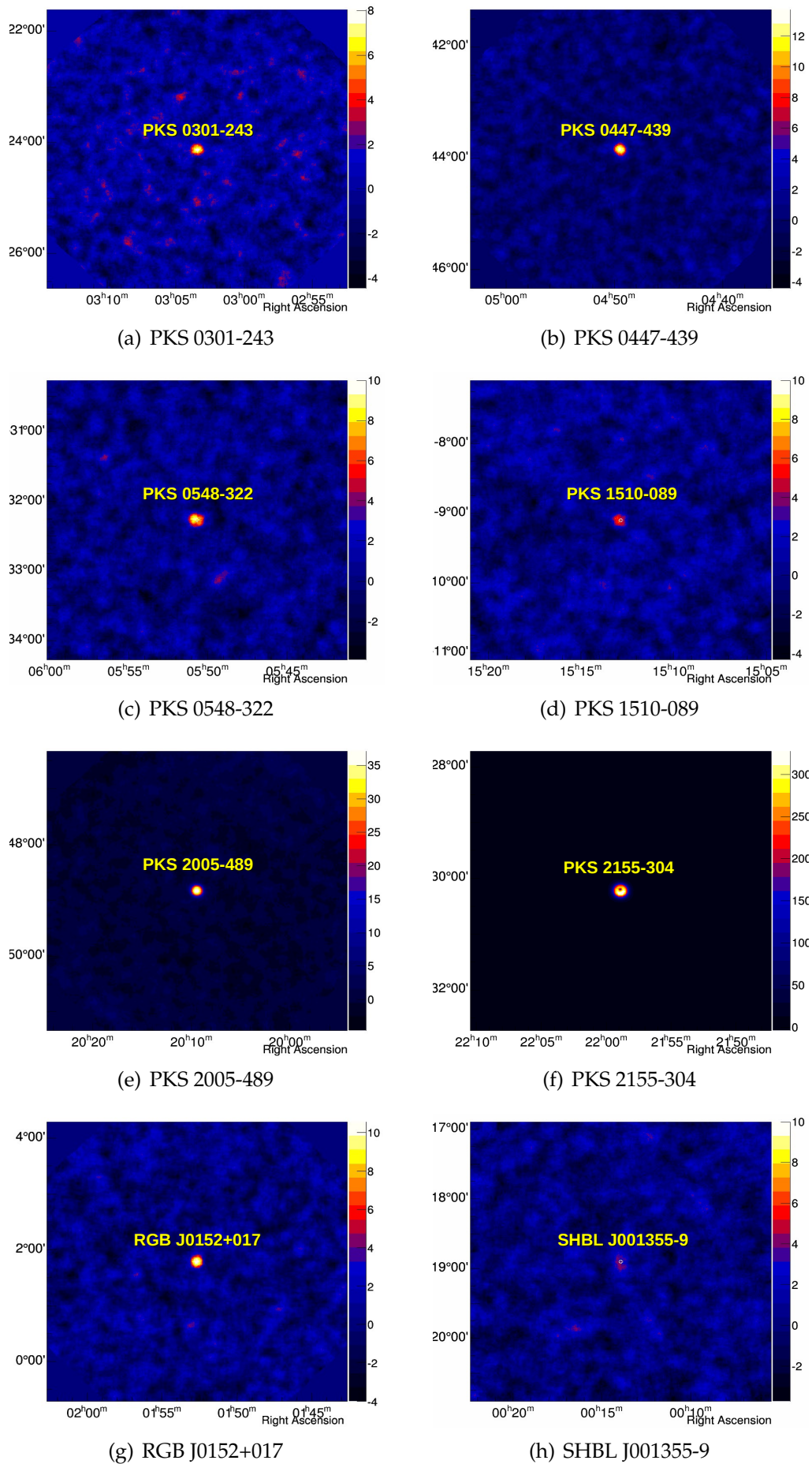
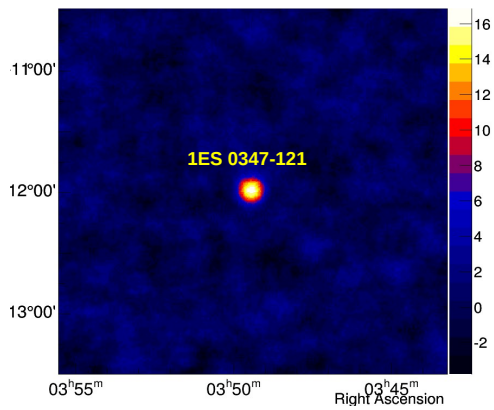
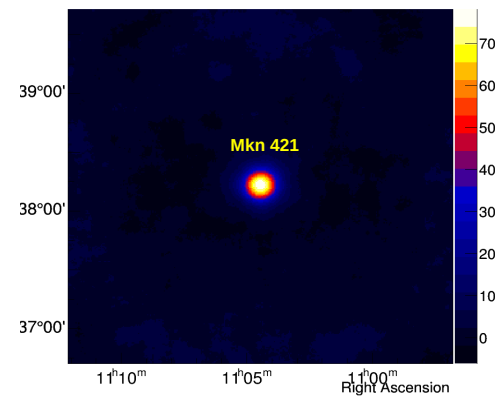


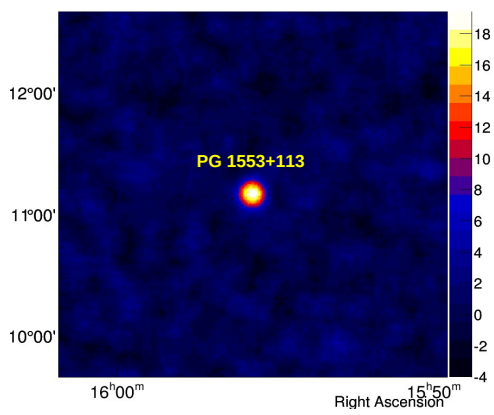
ABBILDUNG 10.2: Weitere TeV γ -Signifikanzkarten



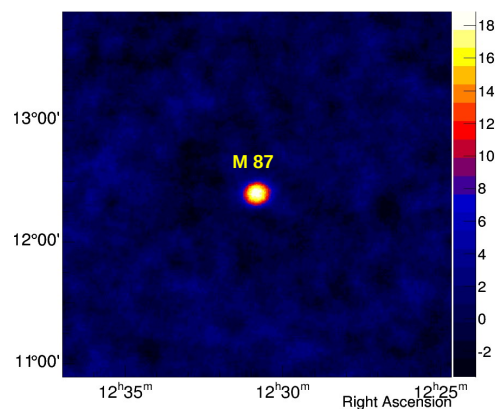
(a) 1ES 0347-121



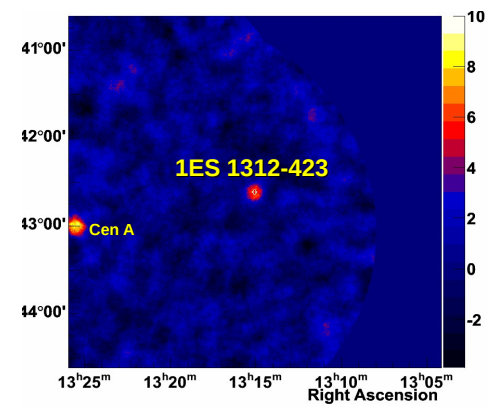
(b) Mkn 421



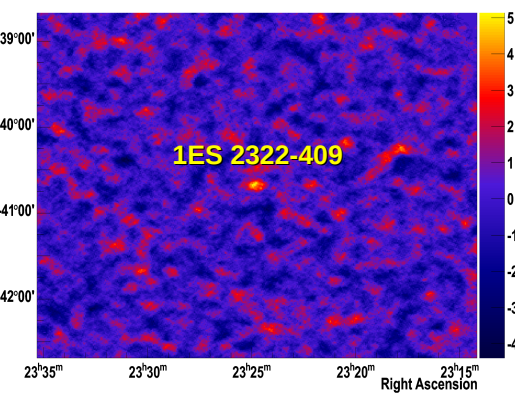
(c) PG 1553+113



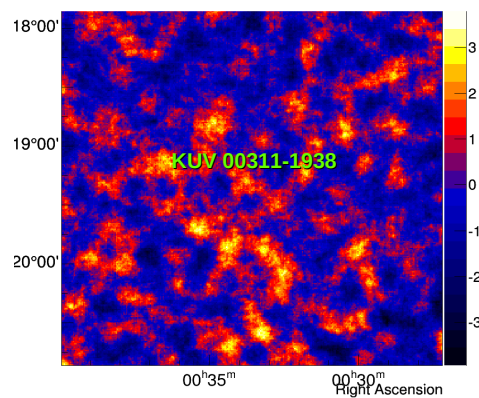
(d) M 87



(e) 1ES 1312-423



(f) 1ES 2322-409



(g) KUV 00311-1938

ABBILDUNG 10.3: Weitere TeV γ -Signifikanzkarten

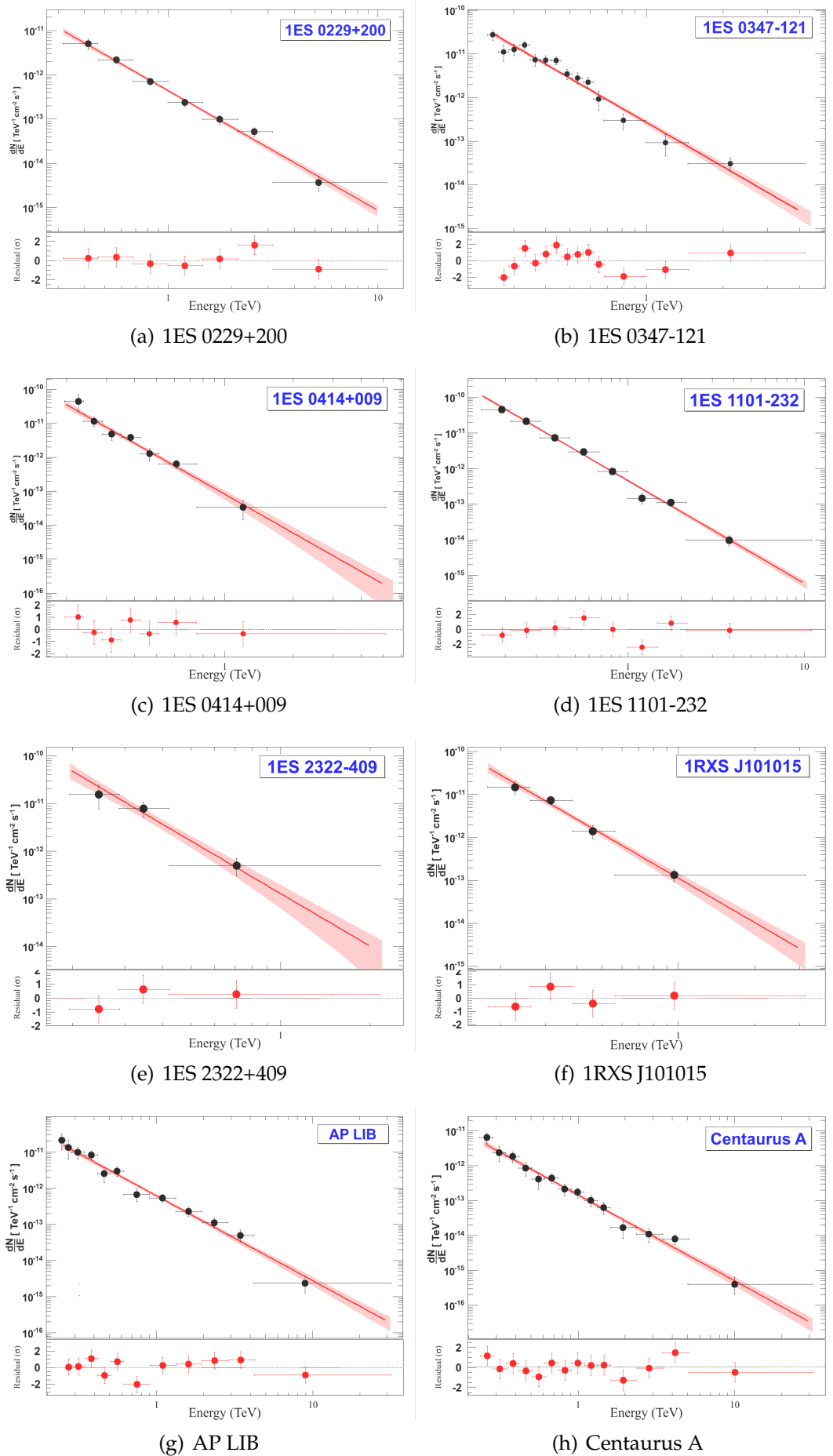
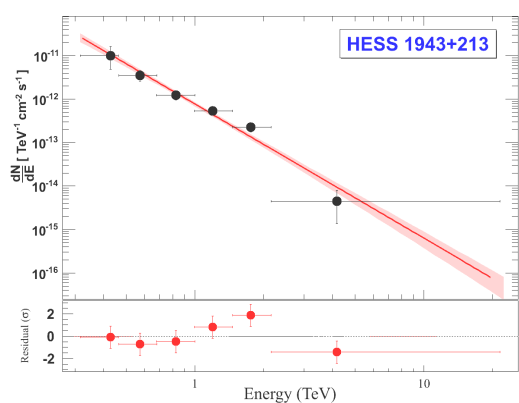
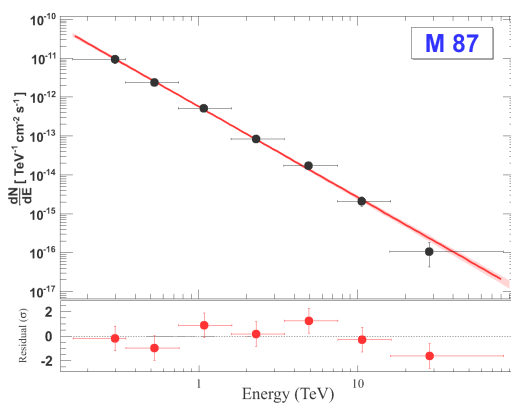


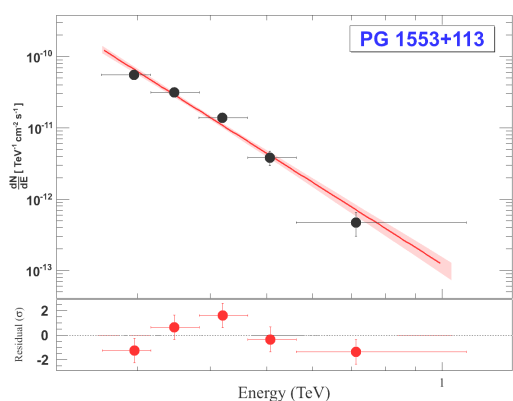
ABBILDUNG 10.4: Die differentiellen γ -Spektren der TeV AGN und deren Parametrisierung



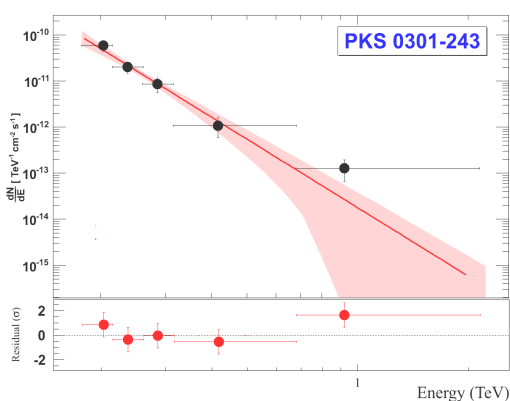
(a) HESS 1943+213



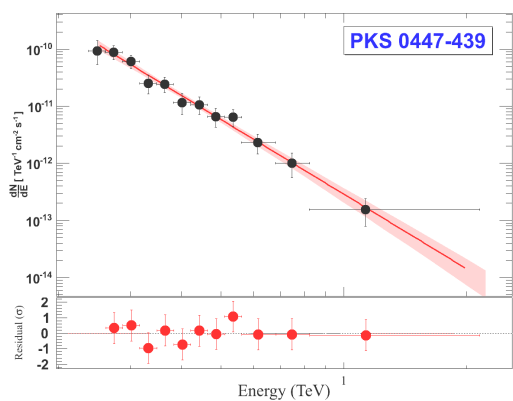
(b) M 87



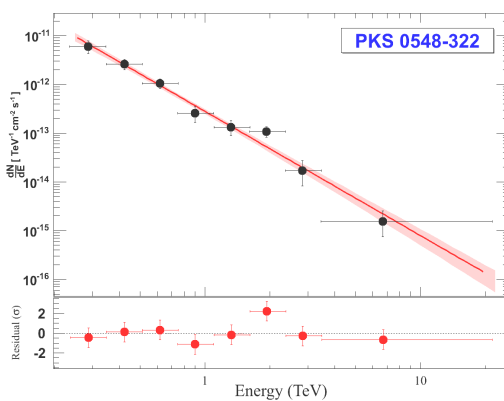
(c) PG 1553+113



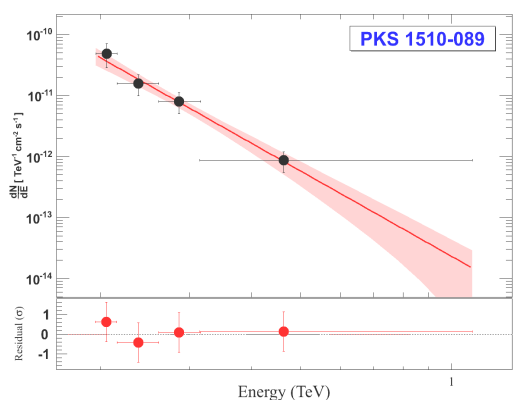
(d) PKS 0301-243



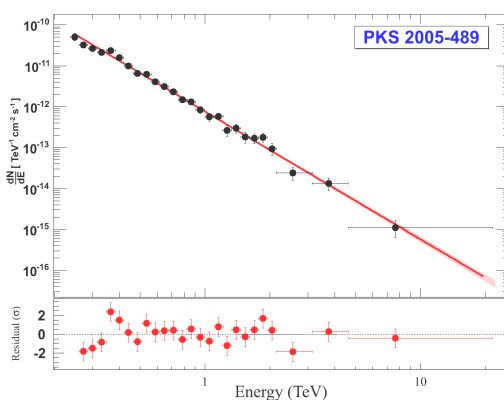
(e) PKS 0447-439



(f) PKS 0548-322



(g) PKS 1510-089



(h) PKS 2005-489

ABBILDUNG 10.5: Weitere differentielle γ -Spektren

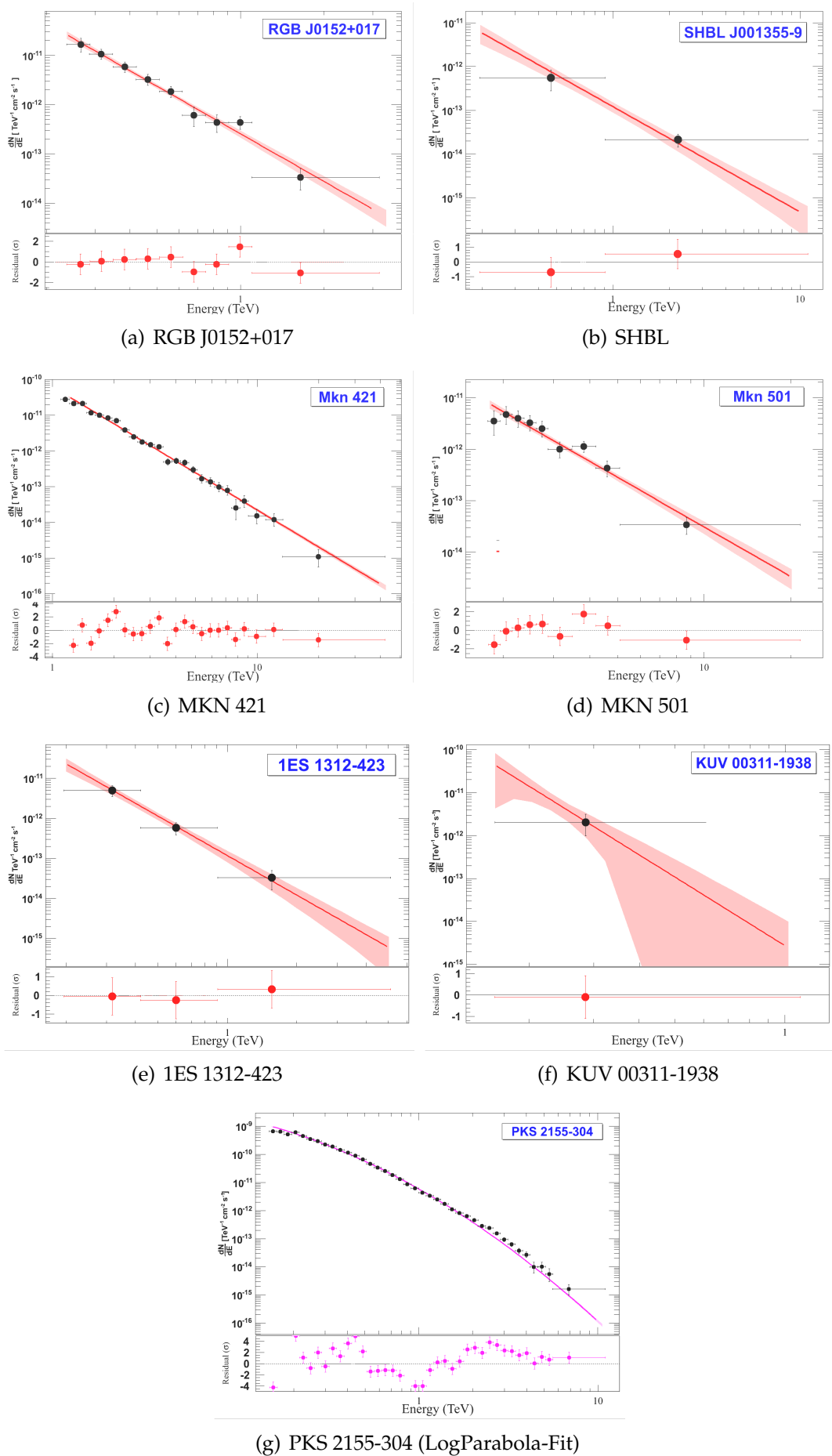


ABBILDUNG 10.6: Weitere differentielle γ -Spektren

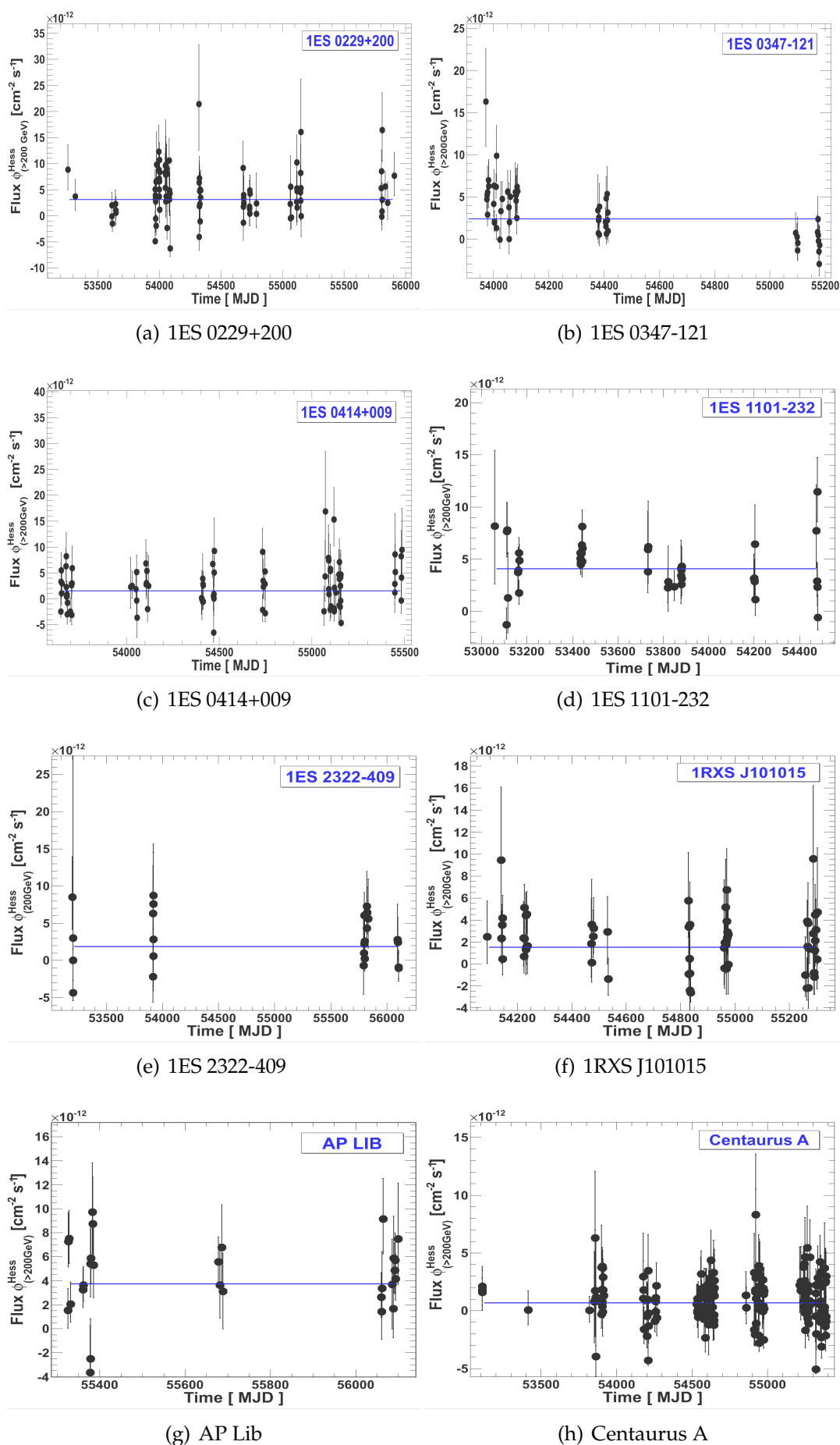


ABBILDUNG 10.7: Die tägliche γ -Lichtkurven der TeV AGN oberhalb einer Energie von 200 GeV und deren Parametrisierung.

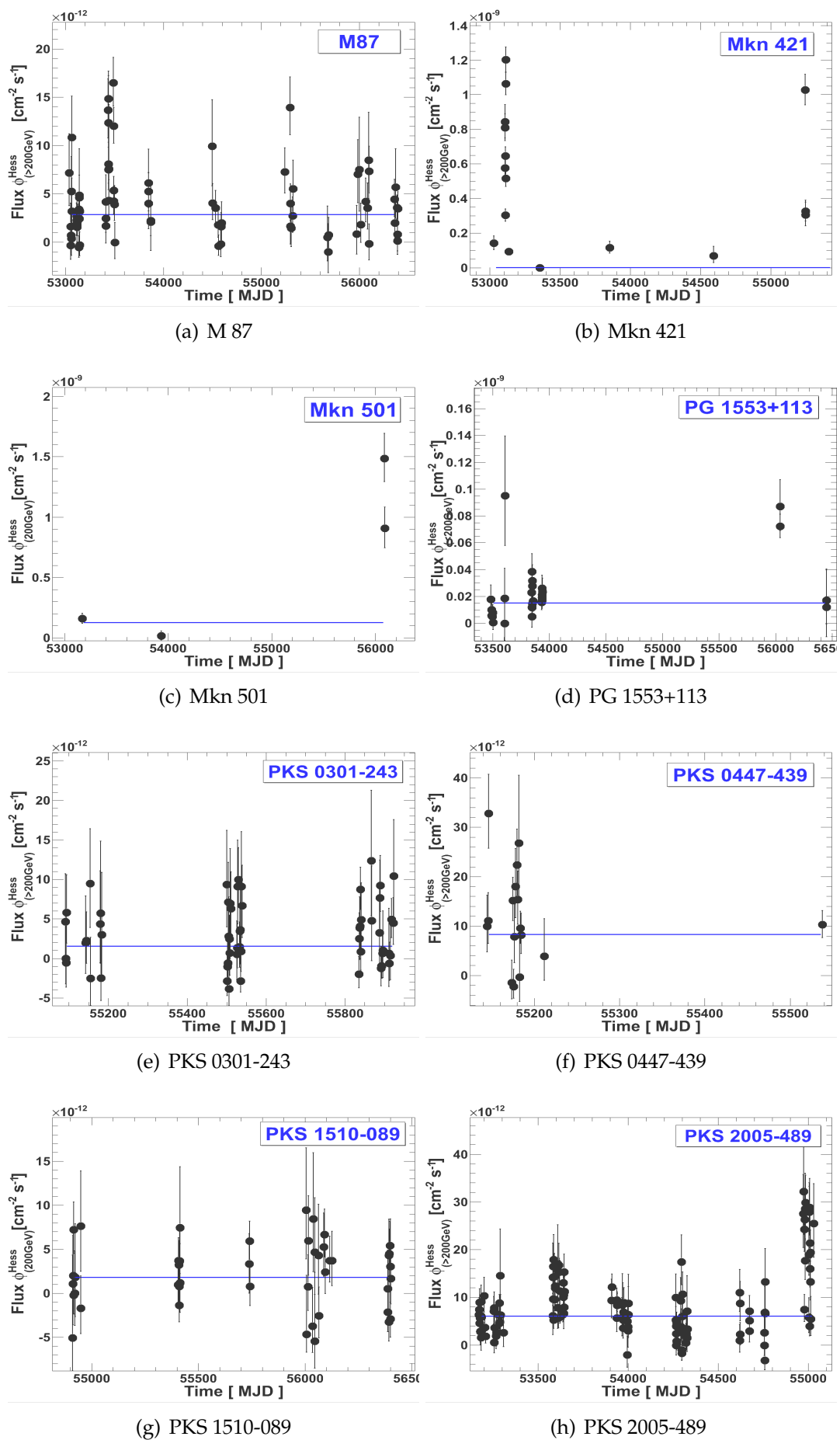


ABBILDUNG 10.8: Weitere tägliche γ -Lichtkurven

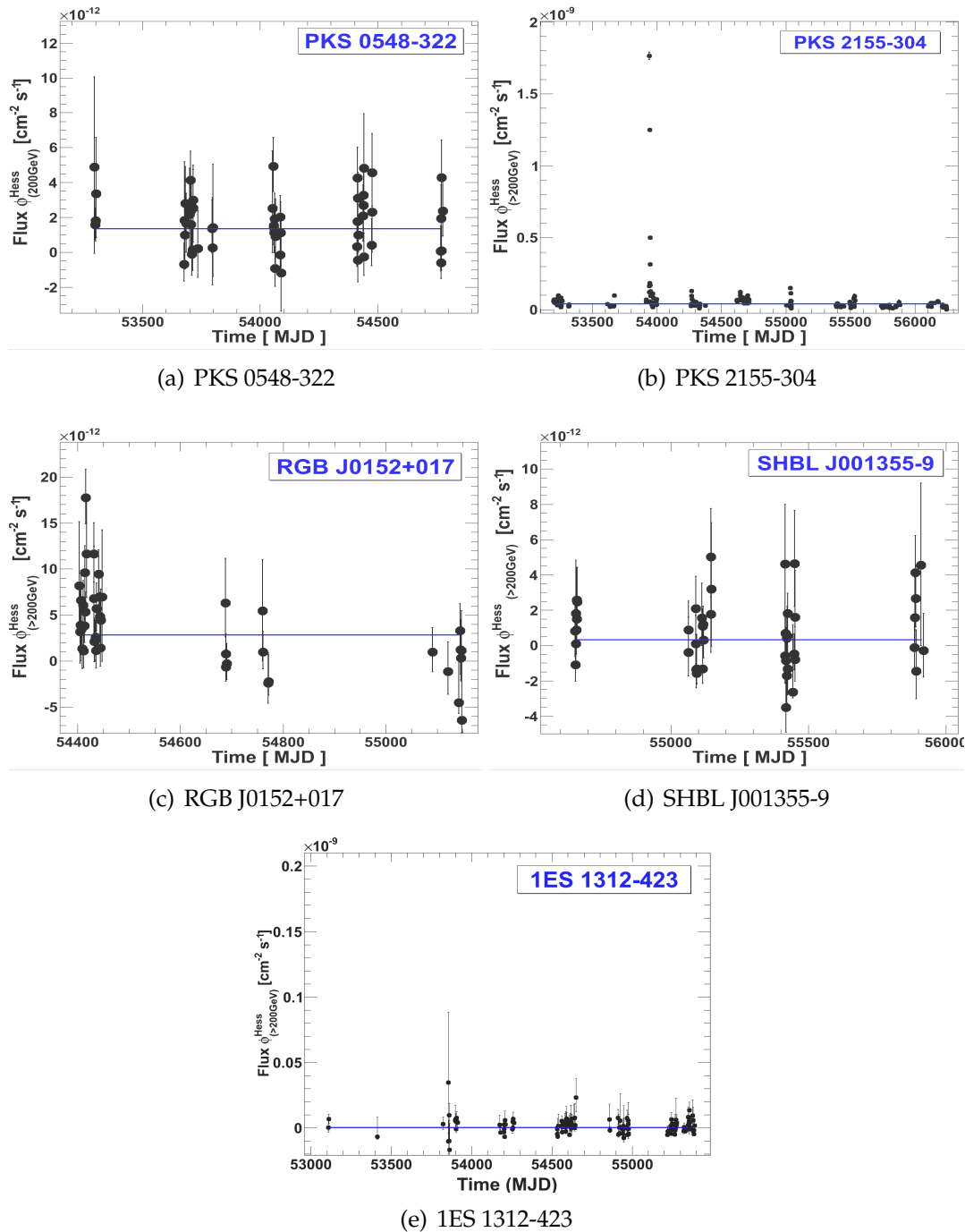


ABBILDUNG 10.9: Weitere tägliche γ -Lichtkurven

Literaturverzeichnis

- [Abdo et al., 2010] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Antolini, E., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Bechtol, K., Bellazzini, R., Berenji, B., Blandford, R. D., Bloom, E. D., Bonamente, E., Borgland, A. W., Bouvier, A., Bregeon, J., Brez, A., Brigida, M., Bruel, P., Buehler, R., Burnett, T. H., Busson, and et al. (2010). Gamma-ray Light Curves and Variability of Bright Fermi-detected Blazars. , 722:520–542.
- [Abdo et al., 2009] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Bechtol, K., Bellazzini, R., Berenji, B., Blandford, R. D., Bloom, E. D., Bonamente, E., and et al. (2009). Fermi large area telescope gamma-ray detection of the radio galaxy m87. *The Astrophysical Journal*, 707(1):55.
- [Abdo et al., 2010a] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Baughman, B. M., Bechtol, K., Bellazzini, R., Berenji, B., Blandford, R. D., Bloom, E. D., Bonamente, E., Borgland, A. W., Bouvier, A., Brandt, T. J., Bregeon, J., Brez, A., and et al. (2010a). Fermi large area telescope view of the core of the radio galaxy centaurus a. *The Astrophysical Journal*, 719(2):1433.
- [Abdo et al., 2010b] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Baughman, B. M., Bechtol, K., Bellazzini, R., Berenji, B., D., R., and et al. (2010b). Fermi large area telescope view of the core of the radio galaxy centaurus a. *The Astrophysical Journal*, 719(2):1433.
- [Abdo et al., 2010c] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Bechtol, K., Bellazzini, R., Berenji, B., Blandford, R. D., Bloom, E. D., Bonamente, E., Borgland, A. W., Bouvier, A., J., T., and et al. (2010c). Fermi large area telescope observations of misaligned active galactic nuclei. *The Astrophysical Journal*, 720(1):912.

- [Abramowski et al., 2012] Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., Balzer, A., Barnacka, A., Barres de Almeida, U., Becherini, Y., Becker, J., and et al. (2012). The 2010 Very High Energy γ -Ray Flare and 10 Years of Multi-wavelength Observations of M 87. , 746:151.
- [Abramowski et al., 2015a] Abramowski, A., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., Akhperjanian, A. G., Angüner, E. O., Backes, M., Balenderan, S., Balzer, A., Barnacka, A., Becherini, Y., and et al. (2015a). The 2012 Flare of PG 1553+113 Seen with H.E.S.S. and Fermi-LAT. , 802:65.
- [Abramowski et al., 2015b] Abramowski, A., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., Akhperjanian, A. G., Angüner, E. O., Backes, M., Balenderan, S., Balzer, A., Barnacka, A., Becherini, Y., and et al. (2015b). The 2012 Flare of PG 1553+113 Seen with H.E.S.S. and Fermi-LAT. , 802:65.
- [Acciari et al., 2009] Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., Bautista, M., Beilicke, M., Benbow, W., Bradbury, S. M., Buckley, J. H., Bugaev, V., Butt, Y., and et al. (2009). Radio Imaging of the Very-High-Energy γ -Ray Emission Region in the Central Engine of a Radio Galaxy. *Science*, 325:444.
- [Ackermann et al., 2012] Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., Allafort, A., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., and et al., D. (2012). The fermi large area telescope on orbit: Event classification, instrument response functions, and calibration. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 203(1):4.
- [Ackermann et al., 2015a] Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., Atwood, W. B., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Becerra Gonzalez, J., Bellazzini, R., Bissaldi, E., Blandford, R. D., Bloom, L. O., and et al. (2015a). Multiwavelength Evidence for Quasi-periodic Modulation in the Gamma-Ray Blazar PG 1553+113. , 813:L41.
- [Ackermann et al., 2015b] Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., Atwood, W. B., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Becerra Gonzalez, J., Bellazzini, R., Bissaldi, E., and et al. (2015b). Multiwavelength Evidence for Quasi-periodic Modulation in the Gamma-Ray Blazar PG 1553+113. , 813:L41.
- [Ackermann et al., 2015] Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Gonzalez, J. B., Bellazzini, R., Bissaldi, E., Blandford, R. D., Bloom, E. D., Bonino, R., Bottacini, E., Brandt, T. J., Bregeon, J., Britto, R. J., Bruel, P., Buehler, R., Buson, S., Caliandro, G. A., Cameron,

- R. A., Caragiulo, M., Caraveo, P. A., Carpenter, B., Casandjian, J. M., Cavazuti, E., Cecchi, C., Charles, E., and et al. (2015). The third catalog of active galactic nuclei detected by the fermi large area telescope. *The Astrophysical Journal*, 810(1):14.
- [Aharonian et al., 2003] Aharonian, F., Akhperjanian, A., Beilicke, M., Bernlöhr, K., Börst, H.-G., Bojahr, H., Bolz, O., Coarasa, T., and et al. (2003). Is the giant radio galaxy M 87 a TeV gamma-ray emitter? , 403:L1–L5.
- [Aharonian et al., 2010] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., Barres de Almeida, U., Bazer-Bachi, A. R., Becherini, Y., Behera, B., Benbow, W., Bernlöhr, K., Bochow, A., Boisson, C., Bolmont, J., Borrel, V., Brucker, J., Brun, F., Brun, P., and Bühler, a. e. (2010). Discovery of VHE γ -rays from the BL Lacertae object PKS 0548-322. , 521:A69.
- [Aharonian et al., 2009] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., de Almeida, U. B., Bazer-Bachi, A. R., Becherini, Y., Behera, B., Benbow, W., Bernlöhr, K., Boisson, C., Bochow, A., Borrel, V., Brion, E., Brucker, J., Brun, P., and et al. (2009). Discovery of Very High Energy γ -Ray Emission from Centaurus a with H.E.S.S. , 695:L40–L44.
- [Aharonian et al., 2009] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., de Almeida, U. B., Bazer-Bachi, A. R., Becherini, Y., Behera, B., Benbow, W., Bernlöhr, K., Boisson, C., Bochow, A., V., and et al. (2009). Discovery of very high energy γ -ray emission from centaurus a with h.e.s.s. *The Astrophysical Journal Letters*, 695(1):L40.
- [Aharonian et al., 2005] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., Berghaus, P., Bernlöhr, K., Boisson, C., Bolz, O., Braun, I., Breitling, F., Brown, A. M., Bussons Gordo, J., and Chadwick, a. e. (2005). Observations of Mkn 421 in 2004 with HESS at large zenith angles. , 437:95–99.
- [Aharonian et al., 2004] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., Berghaus, P., Bernlöhr, K., Bolz, O., Boisson, C., Borgmeier, and et al. (2004). Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A*. , 425:L13–L17.
- [Aharonian et al., 2007a] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., Bazer-Bachi, A. R., Behera, B., Beilicke, M., Benbow, W., Bernlöhr, K., Boisson, C., Bolz, O., Borrel, V., Braun, and et al. (2007a). Discovery of VHE γ -rays from the distant BL Lacertae 1ES 0347-121. *aap*, 473:L25–L28.

- [Aharonian et al., 2007b] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., Bazer-Bachi, A. R., Behera, B., Beilicke, M., Benbow, W., Bernlöhner, K., Boisson, C., Bolz, O., Borrel, V., Braun, I., Brion, E., Brown, A. M., Bühler, R., and et al. (2007b). New constraints on the mid-IR EBL from the HESS discovery of VHE γ -rays from 1ES 0229+200. , 475:L9–L13.
- [Aharonian et al., 2007c] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Behera, B., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., Bernlöhner, K., Boisson, C., Bolz, O., Borrel, V., Boutelier, T., and Braun, a. e. (2007c). An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. , 664:L71–L74.
- [Aharonian et al., 2007d] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Behera, B., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., Bernlöhner, K., Boisson, C., Bolz, O., Borrel, V., Boutelier, T., Braun, I., and et al. (2007d). An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. , 664:L71–L74.
- [Aharonian et al., 2006a] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., Bernlöhner, K., Boisson, C., Bolz, O., Borrel, V., Braun, I., Breitling, F., Brown, A. M., Bühler, R., Büsching, I., Carrigan, S., Chadwick, and et al. (2006a). Observations of the Crab nebula with HESS. */aap*, 457:899–915.
- [Aharonian et al., 2007e] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., Bernlöhner, K., Boisson, C., Bolz, O., Borrel, V., Braun, I., Brion, and et al. (2007e). Detection of VHE gamma-ray emission from the distant blazar 1ES1101-232 with HESS and broadband characterisation. , 470:475–489.
- [Aharonian et al., 2006b] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., Bernlöhner, K., Boisson, C., Bolz, O., Borrel, V., Braun, I., Brown, A. M., Bühler, R., Büsching, I., Carrigan, S., Chadwick, and et al. (2006b). Fast Variability of Tera-Electron Volt γ Rays from the Radio Galaxy M87. *Science*, 314:1424–1427.
- [Aharonian, F. et al., 2006] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., Bernlöhner, K., on, C. Boi, Bolz, O., Borrel, V., Braun, I., Breitling, F., and et al. (2006). Observations of the crab nebula with hess. *AA*, 457(3):899–915.
- [Aharonian, F. et al., 2007] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., de Almeida, U. Barre, Bazer-Bachi, A. R., Behera, B., Beilicke, M., Benbow, W., Bernlöhner, K., on, C. Boi, Bolz, O., Borrel, V., and et al. (2007). New constraints on the mid-ir

- ebl from the hess discovery of vhe γ -rays from 1es0229+200. *AA*, 475(2):L9–L13.
- [Ajello et al., 2012] Ajello, M., Shaw, M. S., Romani, R. W., Dermer, C. D., Costamante, L., King, O. G., Max-Moerbeck, W., Readhead, A., Reimer, A., Richards, J. L., and Stevenson, M. (2012). The luminosity function of fermi-detected flat-spectrum radio quasars. *The Astrophysical Journal*, 751(2):108.
- [Albert et al., 2007] Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., Antoranz, P., Armada, A., Baixeras, C., Barrio, J. A., Bartko, H., Bastieri, D., Becker, J. K., Bednarek, W., Berger, K., Bigongiari, C., and et al. (2007). Variable Very High Energy γ -Ray Emission from Markarian 501. , 669:862–883.
- [Aliu et al., 2012] Aliu, E., Archambault, S., Arlen, T., Aune, T., Beilicke, M., Benbow, W., Böttcher, M., Bouvier, A., Bradbury, S. M., Buckley, J. H., Bugaev, V., Byrum, K., Cannon, A., and et al. (2012). Discovery of High-energy and Very High Energy γ -Ray Emission from the Blazar RBS 0413. , 750:94.
- [Antonucci, 1993] Antonucci, R. (1993). Unified models for active galactic nuclei and quasars. , 31:473–521.
- [Atwood et al., 2009a] Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., Althouse, W., Anderson, B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Band, D. L., Barbiellini, G., and et al. (2009a). The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. , 697:1071–1102.
- [Atwood et al., 2009b] Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., Althouse, W., Anderson, B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Band, D. L., Barbiellini, G., and et al. (2009b). The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. , 697:1071–1102.
- [Balzer et al., 2014] Balzer, A., Füßling, M., Gajdus, M., Göring, D., Lopatin, A., de Naurois, M., Schlenker, S., Schwanke, U., and Stegmann, C. (2014). The H.E.S.S. central data acquisition system. *Astroparticle Physics*, 54:67–80.
- [Becherini et al., 2010] Becherini, Y., Behera, B., Biteau, J., Cerruti, M., Giebels, B., Lenain, J. P., de Naurois, M., Punch, M., Raue, M., Sanchez, D., Volpe, F., and Zech, A. (2010). New AGNs discovered at VHE by H.E.S.S. In *25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, page 167.
- [Becherini et al., 2012] Becherini, Y., Boisson, C., and Cerruti, M. (2012). Discovery of VHE gamma-ray emission from the very distant BL lac KUV 00311-1938 by H.E.S.S. *AIP Conf. Proc.*, 1505:490–493.

- [Becherini et al., 2012] Becherini, Y., Boisson, C., Cerruti, M., and H. E. S. S. Collaboration (2012). Discovery of VHE γ -ray emission from the very distant BL Lac KUV 00311-1938 by H.E.S.S. In Aharonian, F. A., Hofmann, W., and Rieger, F. M., editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 490–493.
- [Begelman et al., 1980] Begelman, M. C., Blandford, R. D., and Rees, M. J. (1980). Massive black hole binaries in active galactic nuclei. , 287:307–309.
- [Begelman et al., 2008] Begelman, M. C., Fabian, A. C., and Rees, M. J. (2008). Implications of very rapid TeV variability in blazars. , 384:L19–L23.
- [Beilicke et al., 2005] Beilicke, M., Cornils, R., Heinzlmann, G., Raue, M., Ripken, J., Benbow, W., Horns, D., Tluczykont, M., and H.E.S.S. Collaboration (2005). Observation of the Giant Radio Galaxy M87 at TeV Energies with H.E.S.S. In Chen, P., Bloom, E., Madejski, G., and Patrosian, V., editors, *22nd Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, pages 650–653.
- [Benbow, 2005] Benbow, W. (2005). The Status and Performance of H.E.S.S. In Aharonian, F. A., Völk, H. J., and Horns, D., editors, *High Energy Gamma-Ray Astronomy*, volume 745 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 611–616.
- [Berg, 2006] Berg, D. (2006). A detailed study of the gamma-ray supernova remnant RX J1713.7-3946 with H.E.S.S. . *PhD thesis*.
- [Berge et al., 2007a] Berge, D., Funk, S., and Hinton, J. (2007a). Background modelling in very-high-energy γ -ray astronomy. , 466:1219–1229.
- [Berge et al., 2007b] Berge, D., Funk, S., and Hinton, J. (2007b). Background modelling in very-high-energy γ -ray astronomy. , 466:1219–1229.
- [Bernlöhr, 2000] Bernlöhr, K. (2000). Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique*. *Astroparticle Physics*, 12:255–268.
- [Bernlöhr, 2008] Bernlöhr, K. (2008). Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim_telarray. *Astroparticle Physics*, 30:149–158.
- [Bernlöhr, 2014] Bernlöhr, K. (2014). Simulations of detector arrays and the impact of atmospheric parameters. In *International Workshop on Atmospheric Monitoring for High-Energy Astroparticle Detectors (AtmoHEAD 2013) Gif-sur-Yvette, France, June 10-12, 2013*.

- [Bertone et al., 2002] Bertone, G., Sigl, G., and Silk, J. (2002). Annihilation radiation from a dark matter spike at the Galactic Centre. , 337:98–102.
- [Blandford and Payne, 1982] Blandford, R. D. and Payne, D. G. (1982). Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. , 199:883–903.
- [Blandford and Znajek, 1977] Blandford, R. D. and Znajek, R. L. (1977). Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. , 179:433–456.
- [Błażejowski et al., 2005] Błażejowski, M., Blaylock, G., Bond, I. H., Bradbury, S. M., Buckley, J. H., Carter-Lewis, D. A., Celik, O., Cogan, P., Cui, W., Daniel, M., Duke, C., Falcone, A., Fegan, D. J., Fegan, S. J., Finley, J. P., Fortson, L., Gammell, S., Gibbs, K., Gillanders, G. G., Grube, J., and et al. (2005). A Multiwavelength View of the TeV Blazar Markarian 421: Correlated Variability, Flaring, and Spectral Evolution. , 630:130–141.
- [Bolotovskii and Lektin, 1960] Bolotovskii, B. M. and Lektin, E. M. (1960). J.v. jelly, "cerenkov radiation and its applications". *Soviet Physics Uspekhi*, 2(6):987.
- [Bolz, 2004] Bolz, O. (2004). 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*, 564:A9.
- [Bonning et al., 2007] Bonning, E. W., Cheng, L., Shields, G. A., Salviander, S., and Gebhardt, K. (2007). Accretion Disk Temperatures and Continuum Colors in QSOs. , 659:211–217.
- [Böttcher, 2007] Böttcher, M. (2007). Modeling the emission processes in blazars. *Astrophysics and Space Science*, 309(1):95–104.
- [Böttcher et al., 2013] Böttcher, M., Reimer, A., Sweeney, K., and Prakash, A. (2013). Leptonic and Hadronic Modeling of Fermi-detected Blazars. , 768:54.
- [Brodatzki et al., 2011] Brodatzki, K. A., Pardy, D. J. S., Becker, J. K., and Schlickeiser, R. (2011). Internal opacity in active galactic nuclei and the consequences for the tev observations of m87 and cen a. *The Astrophysical Journal*, 736(2):98.
- [Brown et al., 2016] Brown, A. M., Boehm, C., Graham, J., Lacroix, T., Chadwick, P. M., and Silk, J. (2016). Discovery of a new extragalactic source population of energetic particles. *ArXiv 1603.05469*.

- [Bührke, 2010] Bührke, T., editor (2010). *Geheimnisvoller Kosmos: Astrophysik und Kosmologie im 21. Jahrhundert*. Wiley-VCH Verlag GmbH Co. KGaA; Auflage: 2.
- [Camenzind, 1986] Camenzind, M. (1986). Jetbildung in schnell rotierenden Magnetosphären. *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg*, 67:191.
- [Camenzind, 1995] Camenzind, M. (1995). Magnetic Fields and the Physics of Active Galactic Nuclei. In Klare, G., editor, *Reviews in Modern Astronomy*, volume 8 of *Reviews in Modern Astronomy*, pages 201–234.
- [Carlberg et al., 1996] Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., Ellingson, E., Abraham, R., Gravel, P., Morris, S., and Pritchet, C. J. (1996). Galaxy Cluster Virial Masses and Omega. , 462:32.
- [Casares, 2007] Casares, J. (2007). Observational evidence for stellar-mass black holes. In Karas, V. and Matt, G., editors, *Black Holes from Stars to Galaxies – Across the Range of Masses*, volume 238 of *IAU Symposium*, pages 3–12.
- [Charbonnier et al., 2011] Charbonnier, A., Combet, C., Daniel, M., Funk, S., Hinton, J. A., Maurin, D., Power, C., Read, J. I., Sarkar, S., Walker, M. G., and Wilkinson, M. I. (2011). Dark matter profiles and annihilation in dwarf spheroidal galaxies: prospectives for present and future γ -ray observatories - I. The classical dwarf spheroidal galaxies. , 418:1526–1556.
- [Cheung et al., 2007] Cheung, C. C., Harris, D. E., and Stawarz, Ł. (2007). Superluminal Radio Features in the M87 Jet and the Site of Flaring TeV Gamma-Ray Emission. , 663:L65–L68.
- [Chiaberge et al., 2001] Chiaberge, M., Capetti, A., and Celotti, A. (2001). The bl lac heart of centaurus a. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 324(4):L33–L37.
- [Ciprini, 2013] Ciprini, S. (2013). Fermi-LAT detection of a GeV flare from the BL Lac object 1ES 2322-409. *The Astronomer's Telegram*, 5457.
- [Ciufolini and Pavlis, 2004] Ciufolini, I. and Pavlis, E. C. (2004). A confirmation of the general relativistic prediction of the Lense-Thirring effect. *Nature*, 431:958–960.
- [Ciufolini and Pavlis, 2004] Ciufolini, I. and Pavlis, E. C. (2004). A confirmation of the general relativistic prediction of the Lense-Thirring effect. *Nature*, 431:958–960.

- [Cohen et al., 2014] Cohen, D. P., Romani, R. W., Filippenko, A. V., Cenko, S. B., Lott, B., Zheng, W., and Li, W. (2014). Temporal Correlations between Optical and Gamma-Ray Activity in Blazars. , 797:137.
- [Costamante, 2013a] Costamante, L. (2013a). Gamma-Rays from Blazars and the Extragalactic Background Light. *International Journal of Modern Physics D*, 22:1330025–83.
- [Costamante, 2013b] Costamante, L. (2013b). Gamma-Rays from Blazars and the Extragalactic Background Light. *International Journal of Modern Physics D*, 22:1330025–83.
- [Czerny and Hryniewicz, 2011] Czerny, B. and Hryniewicz, K. (2011). The origin of the broad line region in active galactic nuclei. , 525:L8.
- [Deil, 2011] Deil, C. (2011). HESS and FERMI surveys of the galactic gamma-ray source population. *PhD thesis*.
- [Dermer and Schlickeiser, 1993] Dermer, C. D. and Schlickeiser, R. (1993). Model for the High-Energy Emission from Blazars. , 416:458.
- [Dole et al., 2006] Dole, H., Lagache, G., Puget, J.-L., Caputi, K. I., Fernández-Conde, N., Le Floch, E., Papovich, C., Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., and Blaylock, M. (2006). The cosmic infrared background resolved by Spitzer. Contributions of mid-infrared galaxies to the far-infrared background. , 451:417–429.
- [Edelson et al., 2002] Edelson, R., Turner, T. J., Pounds, K., Vaughan, S., Markowitz, A., Marshall, H., Dobbie, P., and Warwick, R. (2002). X-Ray Spectral Variability and Rapid Variability of the Soft X-Ray Spectrum Seyfert 1 Galaxies Arakelian 564 and Ton S180. , 568:610–626.
- [Elitzur and Shlosman, 2006] Elitzur, M. and Shlosman, I. (2006). The AGN-obscuring Torus: The End of the “Doughnut” Paradigm? , 648:L101–L104.
- [Fanaroff and Riley, 1974] Fanaroff, B. L. and Riley, J. M. (1974). The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 167(1):31P–36P.
- [Fendt, 1997] Fendt, C. (1997). Collimated jet magnetospheres around rotating black holes. General relativistic force-free 2D equilibrium. , 319:1025–1035.

- [Foschini et al., 2011] Foschini, L., Ghisellini, G., Tavecchio, F., Bonnoli, G., and Stamerra, A. (2011). Short time scale variability at gamma rays in FSRQs and implications on the current models. *ArXiv 1110.4471*.
- [Fossati et al., 1998] Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., and Ghisellini, G. (1998). A unifying view of the spectral energy distributions of blazars. , 299:433–448.
- [Fragile and Meier, 2009] Fragile, P. C. and Meier, D. L. (2009). General Relativistic Magnetohydrodynamic Simulations of the Hard State as a Magnetically Dominated Accretion Flow. , 693:771–783.
- [Franceschini et al., 2008] Franceschini, A., Rodighiero, G., and Vaccari, M. (2008). Extragalactic optical-infrared background radiation, its time evolution and the cosmic photon-photon opacity. , 487:837–852.
- [Ghirlanda et al., 2011] Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Tavecchio, F., Foschini, L., and Bonnoli, G. (2011). The radio- γ -ray connection in Fermi blazars. , 413:852–862.
- [Ghisellini et al., 2009] Ghisellini, G., Foschini, L., Volonteri, M., Ghirlanda, G., Haardt, F., Burlon, D., and Tavecchio, F. (2009). The blazar S5 0014+813: a real or apparent monster? , 399:L24–L28.
- [Gillessen, 2003] Gillessen, S. (2003). Arcsecond level pointing of the HESS telescopes. In *Proceedings, 28th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2003): Tsukuba, Japan, July 31-August 7, 2003*, pages 2899–2902.
- [Gould and Schröder, 1967] Gould, R. J. and Schröder, G. P. (1967). Opacity of the universe to high-energy photons. *Phys. Rev.*, 155:1408–1411.
- [H. E. S. S. Collaboration et al., 2014] H. E. S. S. Collaboration, Abramowski, A., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., Akhperjanian, A. G., Angüner, E., Anton, G., Balenderan, S., Balzer, A., Barnacka, A., and et al. (2014). Flux upper limits for 47 AGN observed with H.E.S.S. in 2004-2011. , 564:A9.
- [Hagiwara et al., 2002] Hagiwara, K., Hikasa, K., Nakamura, K., Tanabashi, M., Aguilar-Benitez, M., Amsler, C., Barnett, R., Burchat, P., Carone, C., Caso, C., Conforto, G., Dahl, O., Doser, M., Eidelman, S., Feng, J., , and et al. (2002). Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 66:010001+.
- [Hahn et al., 2014] Hahn, J., de los Reyes, R., Bernlöhr, K., Krüger, P., Lo, Y. T. E., Chadwick, P. M., Daniel, M. K., Deil, C., Gast, H., Kosack, K., and Marandon,

- V. (2014). Impact of aerosols and adverse atmospheric conditions on the data quality for spectral analysis of the H.E.S.S. telescopes. *Astroparticle Physics*, 54:25–32.
- [Hahn et al., 2013] Hahn, J., de los Reyes, R., Deil, C., Bernlöhr, K., Kosack, K., and Marandon, V. (2013). Heidelberg Data Quality Selection H.E.S.S. *Internal Note*.
- [Harris et al., 2010] Harris, G. L. H., Rejkuba, M., and Harris, W. E. (2010). The Distance to NGC 5128 (Centaurus A). *Publ. Astron. Soc. Austral.*, 27:457–462.
- [Herr, 2008] Herr, T. (2008). Suche nach extragalaktischen Punktquellen und Bursts von TeV-Gammastrahlung mit H.E.S.S. . *Diplomarbeit*.
- [Hess, 1912] Hess, V. F. (1912). Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Z. Phys.*, 13:1084.
- [H.E.S.S. Collaboration et al., 2013a] H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., Akhperjanian, A. G., Angüner, E., Anton, G., Balenderan, S., Balzer, A., and et al. (2013a). Discovery of very high energy γ -ray emission from the BL Lacertae object PKS 0301-243 with H.E.S.S. , 559:A136.
- [H.E.S.S. Collaboration et al., 2013b] H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Angüner, E., Anton, G., Balenderan, S., Balzer, A., Barnacka, A., and et al. (2013b). Discovery of high and very high-energy emission from the BL Lacertae object SHBL J001355.9-185406. , 554:A72.
- [HESS Collaboration et al., 2013] HESS Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Angüner, E., Anton, G., Balenderan, S., Balzer, A., Barnacka, A., and et al. (2013). HESS and Fermi-LAT discovery of γ -rays from the blazar 1ES 1312-423. , 434:1889–1901.
- [H.E.S.S. Collaboration et al., 2013] H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., Balenderan, S., Balzer, A., Barnacka, A., Becherini, Y., Becker Tjus, J., Behera, B., Bernlöhr, K., Birsin, E., Biteau, J., Bochow, A., Boisson, C., Bolmont, J., Bordas, and et al. (2013). H.E.S.S. discovery of VHE γ -rays from the quasar PKS 1510-089. , 554:A107.
- [H.E.S.S. Collaboration et al., 2011a] H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., Balzer, A., Barnacka,

- A., Barres de Almeida, U., Bazer-Bachi, and et al. (2011a). HESS J1943+213: a candidate extreme BL Lacertae object. , 529:A49.
- [H.E.S.S. Collaboration et al., 2011b] H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., Balzer, A., Barnacka, A., Barres de Almeida, U., Bazer-Bachi, A. R., Becherini, Y., Becker, J., and Behera, a. e. (2011b). HESS J1943+213: a candidate extreme BL Lacertae object. , 529:A49.
- [H.E.S.S. Collaboration et al., 2012] H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., Balzer, A., Barnacka, A., Becherini, Y., Becker, J., Bernlöhr, K., Birsin, E., Biteau, J., Bochow, A., Boisson, C., Bolmont, J., Bordas, P., Brucker, J., Brun, F., Brun, and et al. (2012). Discovery of VHE γ -ray emission and multi-wavelength observations of the BL Lacertae object 1RXS J101015.9-311909. , 542:A94.
- [H.E.S.S. Collaboration et al., 2010] H.E.S.S. Collaboration, Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., Barres de Almeida, U., Bazer-Bachi, A. R., Becherini, Y., Behera, B., Benbow, W., Bernlöhr, K., Bochow, A., Boisson, C., and Bolmont (2010). PKS 2005-489 at VHE: four years of monitoring with HESS and simultaneous multi-wavelength observations. , 511:A52.
- [Ho, 2008] Ho, L. C. (2008). Nuclear Activity in Nearby Galaxies. , 46:475–539.
- [Hofmann et al., 1999] Hofmann, W., Jung, I., Konopelko, A., Krawczynski, H., Lampeitl, H., and Pühlhofer, G. (1999). Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images. *Astroparticle Physics*, 12:135–143.
- [Hofverberg et al., 2013] Hofverberg, P., Kankanyan, R., Panter, M., Hermann, G., Hofmann, W., Deil, C., Benkhali, F. A., and for the H. E. S. S. Collaboration (2013). Commissioning and initial performance of the H.E.S.S. II drive system. *ArXiv 1307.4550*.
- [Hogg, 1999] Hogg, D. W. (1999). Distance measures in cosmology. *ArXiv Astrophysics 9905116*.
- [Hogg et al., 2002] Hogg, D. W., Baldry, I. K., Blanton, M. R., and Eisenstein, D. J. (2002). The K correction. *ArXiv Astrophysics 0210394*.
- [Janka, 2012] Janka, H.-T. (2012). Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62:407–451.

- [Kachelrieß et al., 2010] Kachelrieß, M., Ostapchenko, S., and Tomàs, R. (2010). TeV Gamma Rays from Ultrahigh Energy Cosmic Ray Interactions in the Cores of Active Galactic Nuclei: Lessons from Centaurus A. , 27:482–489.
- [Kataoka et al., 2011] Kataoka, J., Stawarz, , Takahashi, Y., Cheung, C. C., Hayashida, M., Grandi, P., Burnett, T. H., Celotti, A., Fegan, S. J., Fortin, P., Maeda, K., Nakamori, T., Taylor, G. B., Tosti, G., Digel, S. W., McConville, W., Finke, J., and D’Ammando, F. (2011). Broad-line radio galaxies observed with fermi-lat: The origin of the gev -ray emission. *The Astrophysical Journal*, 740(1):29.
- [Katarzyński et al., 2001] Katarzyński, K., Sol, H., and Kus, A. (2001). The multifrequency emission of Mrk 501. From radio to TeV gamma-rays. , 367:809–825.
- [Kaufmann et al., 2011] Kaufmann, S., Wagner, S. J., Tibolla, O., and Hauser, M. (2011). 1ES 0229+200: an extreme blazar with a very high minimum Lorentz factor. , 534:A130.
- [Kellermann et al., 1989] Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., and Green, R. (1989). VLA observations of objects in the Palomar Bright Quasar Survey. , 98:1195–1207.
- [Kertzman and Sembroski, 1994] Kertzman, M. P. and Sembroski, G. H. (1994). Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 343:629–643.
- [Khelifi et al., 2016] Khelifi, B., Djannati-Ataï, A., Jouvin, L., Lefaucheur, J., Lemièrre, A., Pita, S., Tavernier, T., and Terrier, R. (2016). HAP-Fr, a pipeline of data analysis for the HESS-II experiment. *PoS, ICRC2015*:837.
- [Khiali et al., 2015] Khiali, B., de Gouveia Dal Pino, E. M., and Sol, H. (2015). Particle Acceleration and gamma-ray emission due to magnetic reconnection around the core region of radio galaxies. *ArXiv 1504.07592*.
- [ki, C. Leip et al., 2006] ki, C. Leip, Falcke, H., Bennert, N., and ter, S. Hüttemei (2006). The radio structure of radio-quiet quasars. *AA*, 455(1):161–172.
- [Krawczynski, 2011] Krawczynski, H. (2011). Science drivers for AGN observations with the Cherenkov Telescope Array. *PoS, AGN2011*:009.
- [Kuhlen, 2010] Kuhlen, M. (2010). The Dark Matter Annihilation Signal from Dwarf Galaxies and Subhalos. *Advances in Astronomy*, 2010:162083.

- [Lenain et al., 2008a] Lenain, J.-P., Boisson, C., Sol, H., and Katarzyński, K. (2008a). 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? , 478:111–120.
- [Lenain et al., 2008b] Lenain, J. P., Nedbal, D., Raue, M., Kaufmann, S., Gérard, L., Hauser, M., and Giebels, B. (2008b). Discovery of VHE gamma rays from RGB J0152 017. In *Blazar Variability across the Electromagnetic Spectrum*, page 46.
- [Lenain, J.-P. et al., 2008] Lenain, J.-P., on, C. Boi, Sol, H., and ki, K. Katarzyń (2008). A synchrotron self-compton scenario for the very high energy γ -ray emission of the radiogalaxy m87 - unifying the tev emission of blazars and other agns? AA, 478(1):111–120.
- [Li and Ma, 1983] Li, T.-P. and Ma, Y.-Q. (1983). Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. , 272:317–324.
- [Lorentz et al., 2016] Lorentz, M., Brun, P., and for the H. E. S. S. Collaboration (2016). Limits on Lorentz invariance violation at the Planck energy scale from H.E.S.S. spectral analysis of the blazar Mrk 501. *ArXiv 1606.08600*.
- [Lorentz et al., 2015] Lorentz, M., Brun, P., and Sanchez, D. f. (2015). Determination of the extragalactic background light spectral energy distribution with H.E.S.S. *ArXiv 1509.03477*.
- [M. Hillas, 1985] M. Hillas, A. (1985). Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma rays and by nuclei. In C. Jones, F., editor, *Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference*, volume 3, pages 445–448, La Jolla.
- [Marconi, A. et al., 2006] Marconi, A., torini, G. Pa, Pacini, F., Axon, D. J., Capetti, A., Macchetto, D., Koekemoer, A. M., and Schreier, E. J. (2006). The supermassive black hole in centaurus a: a benchmark for gas kinematical measurements. AA, 448(3):921–953.
- [Mattox et al., 1996] Mattox, J. R., Bertsch, D. L., Chiang, J., Dingus, B. L., Digel, S. W., Esposito, J. A., Fierro, J. M., Hartman, R. C., Hunter, S. D., Kanbach, G., Kniffen, D. A., Lin, Y. C., Macomb, D. J., Mayer-Hasselwander, H. A., Michelson, P. F., von Montigny, C., Mukherjee, R., Nolan, P. L., Ramanamurthy, P. V., Schneid, E., Sreekumar, P., Thompson, D. J., and Willis, T. D. (1996). The Likelihood Analysis of EGRET Data. , 461:396.

- [Mayer et al., 2010] Mayer, L., Kazantzidis, S., Escala, A., and Callegari, S. (2010). Direct formation of supermassive black holes via multi-scale gas inflows in galaxy mergers. , 466:1082–1084.
- [Melia, 2009] Melia, F. (2009). *High-Energy Astrophysics*.
- [Migliori et al., 2016] Migliori, G., Siemiginowska, A., Sobolewska, M., Loh, A., Corbel, S., Ostorero, L., and Stawarz, (2016). First detection in gamma-rays of a young radio galaxy: Fermi-lat observations of the compact symmetric object pks 1718649. *The Astrophysical Journal Letters*, 821(2):L31.
- [Montesinos, 2012] Montesinos, M. (2012). Review: Accretion Disk Theory. *ArXiv* 1203.6851.
- [Müller, 2004] Müller, A. (2004). HESS and FERMI surveys of the galactic gamma-ray source population. *PhD thesis*.
- [Nandra et al., 1997] Nandra, K., George, I. M., Mushotzky, R. F., Turner, T. J., and Yaqoob, T. (1997). ASCA Observations of Seyfert 1 Galaxies. I. Data Analysis, Imaging, and Timing. , 476:70–82.
- [Navarro et al., 1997] Navarro, J. F., Frenk, C. S., and White, S. D. M. (1997). A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. , 490:493–508.
- [Neronov et al., 2015] Neronov, A., Semikoz, D., Taylor, A. M., and Vovk, I. (2015). Very high-energy γ -ray emission from high-redshift blazars. , 575:A21.
- [Nieppola et al., 2011] Nieppola, E., Tornikoski, M., Valtaoja, E., León-Tavares, J., Hovatta, T., Lähteenmäki, A., and Tammi, J. (2011). Correlation between Fermi/LAT gamma-ray and 37 GHz radio properties of northern AGN averaged over 11 months. , 535:A69.
- [Papaloizou and Pringle, 1984] Papaloizou, J. C. B. and Pringle, J. E. (1984). The dynamical stability of differentially rotating discs with constant specific angular momentum. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 208(4):721.
- [Parsons and Hinton, 2014] Parsons, R. D. and Hinton, J. A. (2014). A Monte Carlo template based analysis for air-Cherenkov arrays. *Astroparticle Physics*, 56:26–34.

- [Peter et al., 2014] Peter, D., Domainko, W., Sanchez, D. A., van der Wel, A., and Gässler, W. (2014). The host galaxy and Fermi-LAT counterpart of HESS J1943+213. , 571:A41.
- [Planck Collaboration et al., 2014] Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Armitage-Caplan, C., Arnaud, M., Ashdown, M., Atrio-Barandela, F., Aumont, J., Baccigalupi, C., Banday, A. J., and et al. (2014). Planck 2013 results. XV. CMB power spectra and likelihood. , 571:A15.
- [Planck Collaboration et al., 2016] Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Banday, A. J., Barreiro, R. B., Bartlett, J. G., and et al. (2016). Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. , 594:A13.
- [Poutanen et al., 2008] Poutanen, J., Zdziarski, A. A., and Ibragimov, A. (2008). Superorbital variability of X-ray and radio emission of Cyg X-1 - II. Dependence of the orbital modulation and spectral hardness on the superorbital phase. , 389:1427–1438.
- [Raue et al., 2009] Raue, M., Behera, B., Charbonnier, A., Giebels, B., Hauser, M., Kosack, K., Punch, M., and Zechlin, H.-S. (2009). H.E.S.S. discovers VHE emission from the Fermi LAT source PKS 0447-439. *The Astronomer's Telegram*, 2350.
- [Raue and H.E.S.S. Collaboration, 2012] Raue, M. and H.E.S.S. Collaboration (2012). The H.E.S.S. extragalactic sky. In *Journal of Physics Conference Series*, volume 355 of *Journal of Physics Conference Series*, page 012001.
- [Raue et al., 2010] Raue, M., Lenain, J.-P., Aharonian, F. A., Becherini, Y., Boisson, C., Clapson, A.-C., Costamante, L., Gérard, L., Medina, C., de Naurois, M., Punch, M., Rieger, F., So, H., Stawarz, L., Zech, A., and H.E.S.S. Collaboration (2010). Discovery of VHE γ -rays from Centaurus A. In Maraschi, L., Ghisellini, G., Della Ceca, R., and Tavecchio, F., editors, *Accretion and Ejection in AGN: a Global View*, volume 427 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 302.
- [Rieger, 2004] Rieger, F. M. (2004). On the Geometrical Origin of Periodicity in Blazar-type Sources. , 615:L5–L8.
- [Rieger, 2005] Rieger, F. M. (2005). Periodic variability and binary black hole systems in blazars. In Aharonian, F. A., Völk, H. J., and Horns, D., editors, *High Energy Gamma-Ray Astronomy*, volume 745 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 487–492.

- [Rieger, 2011] Rieger, F. M. (2011). Nonthermal Processes in Black Hole-Jet Magnetospheres. *International Journal of Modern Physics D*, 20:1547–1596.
- [Rieger and Aharonian, 2009] Rieger, F. M. and Aharonian, F. A. (2009). Centaurus A as TeV γ -ray and possible UHE cosmic-ray source. , 506:L41–L44.
- [Roberts, 1976] Roberts, M. S. (1976). The Rotation Curves of Galaxies. *Comments on Astrophysics*, 6:105.
- [Sahakyan et al., 2013] Sahakyan, N., Yang, R., Aharonian, F. A., and Rieger, F. M. (2013). Evidence for a second component in the high-energy core emission from centaurus a? *The Astrophysical Journal Letters*, 770(1):L6.
- [Sanchez, 2010] Sanchez, D. (2010). Étude et modélisation des noyaux actifs de galaxie les plus énergétiques avec le satellite Fermi . *PhD thesis*.
- [Scargle, 1982] Scargle, J. D. (1982). Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. , 263:835–853.
- [Scargle et al., 2013] Scargle, J. D., Norris, J. P., Jackson, B., and Chiang, J. (2013). Studies in Astronomical Time Series Analysis. VI. Bayesian Block Representations. , 764:167.
- [Schneider, 2006] Schneider, P., editor (2006). *Einführung in die Extragalaktische Astronomie und Kosmologie*, Heidelberg. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [Sikora et al., 1994] Sikora, M., Begelman, M. C., and Rees, M. J. (1994). Comptonization of diffuse ambient radiation by a relativistic jet: The source of gamma rays from blazars? , 421:153–162.
- [Singal et al., 2014] Singal, J., Ko, A., and Petrosian, V. (2014). Gamma-Ray Luminosity and Photon Index Evolution of FSRQ Blazars and Contribution to the Gamma-Ray Background. , 786:109.
- [Singh et al., 2011] Singh, V., Shastri, P., and Risaliti, G. (2011). X-ray spectral properties of Seyfert galaxies and the unification scheme. , 532:A84.
- [Sofue, 2012] Sofue, Y. (2012). Grand Rotation Curve and Dark Matter Halo in the Milky Way Galaxy. , 64:75.
- [Sokolov and Marscher, 2005] Sokolov, A. and Marscher, A. P. (2005). External Compton Radiation from Rapid Nonthermal Flares in Blazars. , 629:52–60.

- [Sparks et al., 1992] Sparks, W. B., Fraix-Burnet, D., Macchetto, F., and Owen, F. N. (1992). A counterjet in the elliptical galaxy M87. , 355:804–806.
- [Stawarz and for the H. E. S. S. Collaboration, 2013] Stawarz, L. and for the H. E. S. S. Collaboration (2013). Active Galaxies Studied with the H.E.S.S. Observatory. *ArXiv 1307.4823*.
- [Tchekhovskoy et al., 2011] Tchekhovskoy, A., Narayan, R., and McKinney, J. C. (2011). Efficient generation of jets from magnetically arrested accretion on a rapidly spinning black hole. , 418:L79–L83.
- [Thirring, 1918] Thirring, H. (1918). Über die Wirkung rotierender ferner Massen in der Einsteinschen Gravitationstheorie. *Physikalische Zeitschrift*, 19.
- [Thompson, 2013] Thompson, D. J. (2013). The Gamma-ray Sky with Fermi. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 243:58–63.
- [Townsend, 2010] Townsend, R. H. D. (2010). Fast Calculation of the Lomb-Scargle Periodogram Using Graphics Processing Units. , 191:247–253.
- [Tsujiimoto et al., 2015] Tsujimoto, S., Kushida, J., Nishijima, K., and Kodani, K. (2015). Blazar Variability and Evolution in the GeV Regime. *ArXiv e-prints*.
- [Urry and Padovani, 1995] Urry, C. M. and Padovani, P. (1995). Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. , 107:803.
- [Vaughan et al., 2003] Vaughan, S., Edelson, R., Warwick, R. S., and Uttley, P. (2003). On characterizing the variability properties of x-ray light curves from active galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 345(4):1271–1284.
- [Völk and Bernlöhr, 2009] Völk, H. J. and Bernlöhr, K. (2009). Imaging very high energy gamma-ray telescopes. *Experimental Astronomy*, 25(1):173–191.
- [Walsh et al., 2013] Walsh, J. L., Barth, A. J., Ho, L. C., and Sarzi, M. (2013). The m87 black hole mass from gas-dynamical models of space telescope imaging spectrograph observations. *The Astrophysical Journal*, 770(2):86.
- [Zech et al., 2011] Zech, A., Behera, B., Becherini, Y., Boisson, C., Giebels, B., Hauser, M., Kastendieck, M., Kaufmann, S., Kosack, K., Lenain, J. ., de Naurois, M., Punch, M., Raue, M., Sol, H., Wagner, S., and the H. E. S. S. collaboration (2011). Discovery of VHE emission from PKS 0447-439 with H.E.S.S. and MWL studies. *ArXiv 1105.0840*.

-
- [Zechmeister and Kürster, 2009] Zechmeister, M. and Kürster, M. (2009). The generalised Lomb-Scargle periodogram. A new formalism for the floating-mean and Keplerian periodograms. , 496:577–584.