

# INAUGURAL – DISSERTATION

zur  
Erlangung der Doktorwürde

der  
Naturwissenschaftlich – Mathematischen  
Gesamtfakultät

der Ruprecht – Karls – Universität  
Heidelberg

vorgelegt von  
Dipl.–Phys. Oliver Bolz  
aus Ludwigshafen

Tag der mündl. Prüfung: 21.07.2004



**Absolute Energiekalibration der  
abbildenden Cherenkov-Teleskope des  
H.E.S.S. Experiments und Ergebnisse  
erster Beobachtungen des  
Supernova-Überrests RX J1713.7-3946**

Gutachter: Prof. Dr. Werner Hofmann  
Prof. Dr. Franz Eisele



## **Absolute Energiekalibration der abbildenden Cherenkov-Teleskope des H.E.S.S. Experiments und Ergebnisse bisheriger Beobachtungen des Supernova-Überrests RX J1713.7-3946**

Die H.E.S.S.-Kollaboration betreibt in Namibia ein System von 4 abbildenden Cherenkov-Teleskopen, die Cherenkov-Licht aus Luftschauern nachweisen, welche von Teilchen aus der kosmischen Strahlung induziert werden. Für diese Teleskope wurde mit Komponenten aus der Automatisierungsindustrie ein Antriebskonzept entwickelt und implementiert, das den Anforderungen eines solchen Teleskops in Bezug auf Nachführungsgenauigkeit und Betriebssicherheit Rechnung trägt. Die erreichte Genauigkeit der Nachführung beträgt  $\sigma(\Delta_{\text{Elv}}) = 0.9''$  und  $\sigma(\Delta_{\text{Azm}}) = 1.9''$ . Als Kalibrationsmethode für den gesamten Detektor wurde die Kalibration mit Myon-Ringen implementiert, welche die Effizienz des Detektors als Verhältnis von gemessenen Photoelektronen zu empfangenen Photonen, mit einer Genauigkeit von 2% rekonstruiert. Der Einsatz der Methode zur Überwachung der Datenqualität von H.E.S.S. wird demonstriert. Der Supernova-Überrest RX J1713.7-3946 wird mit den ersten beiden Teleskopen des Systems auf die Emission von  $\gamma$ -Strahlung hin untersucht, über die zuvor von der CANGAROO Kollaboration berichtet wurde. Die  $\gamma$ -Emission dieses Objektes kann mit einer Signifikanz von  $20\sigma$  nachgewiesen werden, der integrale Fluss über einer Energie von 1 TeV wird bestimmt zu  $\Phi = (6.1 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 1.3_{\text{sys}}) \cdot 10^{-8} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , was niedriger als der bisher berichtete Wert liegt. RX J1713.7-3946 ist somit der erste schalenartige Supernova-Überrest, für den eine  $\gamma$ -Emission von zwei unabhängigen Experimenten nachgewiesen wurde, und die erste ausgedehnte Quelle in der  $\gamma$ -Astronomie, deren Morphologie untersucht werden kann.

## **Absolute energy calibration of the imaging Cherenkov telescopes of the H.E.S.S. experiment and results of first observations of the supernova remnant RX J1713.7-3946**

The H.E.S.S.-Collaboration runs in Namibia a system of 4 imaging Cherenkov-Telescopes, which detect Cherenkov-Light from air showers, induced by cosmic ray particles. A drive concept was developed for the telescopes using components coming from automotive industry, accounting for the demands of such a telescope regarding tracking accuracy and operating safety. The tracking accuracy reached is  $\sigma(\Delta_{\text{Elv}}) = 0.9''$  and  $\sigma(\Delta_{\text{Azm}}) = 1.9''$ . As calibration method for the whole detector, the calibration using muon-rings was implemented, that can reconstruct the efficiency of the detector, defined as ratio of measured photoelectrons to received photons, with an accuracy of 2%. The use of that method to monitor the data quality of H.E.S.S. is demonstrated. The supernova remnant RX J1713.7-3946 is examined with the first two system telescopes for  $\gamma$ -radiation, which has been reported before by the CANGAROO-Collaboration. The  $\gamma$ -emission from that object can be detected with a significance of  $20\sigma$ , the integral flux above an energy of 1 TeV is  $\Phi = (6.1 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 1.3_{\text{sys}}) \cdot 10^{-8} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , which is lower than the previously reported value. RX J1713.7-3946 is therefore the first shell-type supernova remnant, for which  $\gamma$ -emission is detected by two independent experiments, and the first extended source in  $\gamma$ -ray astronomy whose morphology can be studied.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Astrophysikalische Motivation</b>	<b>5</b>
1.1 Hypothesen zum Ursprung der kosmischen Strahlung . . . . .	5
1.2 Supernova-Überreste als mögliche Quellen von $\gamma$ -Strahlung . . . . .	6
1.3 Der Supernova-Überrest RX J1713.7-3946 . . . . .	7
1.3.1 Beobachtungen durch Röntgen-Satelliten . . . . .	8
1.3.2 Beobachtungen im $\gamma$ -Bereich . . . . .	9
1.4 Andere Quellenkandidaten für $\gamma$ -Strahlung . . . . .	11
<b>2 Das H.E.S.S. Teleskopsystem</b>	<b>15</b>
2.1 Der Nachweis von $\gamma$ -Strahlung durch die abbildende Cherenkov- Technik . . . . .	15
2.1.1 Die Entstehung von Luftschauern . . . . .	16
2.1.2 Die abbildende Cherenkov-Technik . . . . .	16
2.1.3 Stereoskopische Beobachtungen . . . . .	18
2.2 Das H.E.S.S. Experiment . . . . .	21
2.2.1 Beobachtungsstandort . . . . .	22
2.2.2 Aufbau und Mechanik der Teleskope . . . . .	22
2.2.3 Die Teleskopkamera . . . . .	25
2.2.4 Ergänzende Systeme und Messgeräte . . . . .	29
2.3 Das Antriebssystem der H.E.S.S. Teleskope . . . . .	31
2.3.1 Grundmerkmale des Systems . . . . .	31
2.3.2 Aufbau des Antriebssystems . . . . .	34
2.3.3 Realisierung der Teleskopsteuerung . . . . .	38
2.3.4 Sicherheitskonzept . . . . .	41
2.3.5 Tests der Antriebsmechanik . . . . .	48
2.3.6 Stabilität der Nachführung . . . . .	49
<b>3 Die Kalibration des Detektor-Systems mit Myon-Ringen</b>	<b>61</b>
3.1 Zu kalibrierende Komponenten . . . . .	61
3.2 Standard-Kalibrationsprozeduren . . . . .	63
3.2.1 Bestimmung der Nulllinien der Pixel . . . . .	64

3.2.2	Bestimmung der Verstärkungen der Pixel . . . . .	64
3.2.3	Homogenisierung der Sensitivität der Kamerapixel über das Gesichtsfeld . . . . .	64
3.3	Kalibration mit Myon-Ringen . . . . .	65
3.3.1	Geometrische Situation . . . . .	66
3.3.2	Erwartete Intensitätsverteilung . . . . .	66
3.3.3	Ermittlung der Ringparameter . . . . .	69
3.4	Myonen in der Atmosphäre . . . . .	76
3.4.1	Energiespektrum und Flussraten . . . . .	76
3.4.2	Ringverbreiternde Effekte . . . . .	78
3.5	Tests der Myon-Ring Methode mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen . . . . .	80
3.5.1	Vergleich von Monte-Carlo- zu Realdaten . . . . .	80
3.5.2	Rekonstruktion einzelner Parameter der Simulation . . . . .	84
3.5.3	Beeinflussung durch deaktivierte Pixel . . . . .	86
3.6	Ergebnisse der Myon-Ring-Kalibration . . . . .	87
3.6.1	Rekonstruktion des Energiespektrums der Myonen . . . . .	88
3.6.2	Zeitliche Entwicklung des Teleskopsystems . . . . .	89
3.6.3	Einfluss verschiedener Triggerbedingungen auf die Effizienz . . . . .	90
3.6.4	Beeinflussung der rekonstruierten Effizienzen durch die Nd-Werte . . . . .	95
3.6.4.1	Verwendbarkeit der Stereo-Modus Daten . . . . .	98
3.6.5	Korrelation der Teleskopeffizienz mit Umweltfaktoren . . . . .	99
3.6.6	Absolute Effizienzen der Teleskope . . . . .	103
3.7	Die Myon-Ring Methode als Mittel der Qualitätssicherung . . . . .	105
3.7.1	Test der Nulllinien der Pixel . . . . .	105
3.7.2	Bestimmung der Sensitivität einzelner Pixel . . . . .	105
3.7.3	Test der Homogenität der Kamerapixel über das Gesichtsfeld . . . . .	107
3.7.4	Fehler in der Ausleseketten für einzelne Pixel . . . . .	114
<b>4</b>	<b>Beobachtung des Supernova-Überrestes RX J1713.7-3946</b>	<b>117</b>
4.1	Auswahl der Datensätze und Analyseprinzip . . . . .	117
4.1.1	Selektionskriterien für Datensätze auf Run-Basis . . . . .	118
4.1.2	Schnitte auf die Schauerformparameter . . . . .	118
4.1.3	Analyseprinzip . . . . .	120
4.1.4	Ermittlung der Hintergrundereignisse . . . . .	122
4.2	Ergebnisse der Beobachtungen . . . . .	124
4.3	Astrophysikalische Bewertung der Ergebnisse . . . . .	130

---

<b>Zusammenfassung</b>	<b>133</b>
<b>5 Appendix</b>	<b>137</b>
5.1 Regelparameter der Servo Geschwindigkeitssteuerung . . . . .	137
<b>Danksagung</b>	<b>147</b>



# Abbildungsverzeichnis

1.1	ROSAT Aufnahme von RXJ1713 . . . . .	9
1.2	Hochaufgelöste Röntgenaufnahme von RXJ1713 von XMM-Newton und Detailaufnahme von Chandra . . . . .	10
1.3	Die Umgebung von RXJ1713 in verschiedenen Wellenlängenbereichen	11
1.4	Spektrum der nordwestlichen Emissionsregion von RXJ1713 . . . . .	12
2.1	Hillas-Parameter und Richtungsrekonstruktion . . . . .	19
2.2	Width Parameter für gamma- und hadron-induzierte Schauer . . . . .	19
2.3	Stereoskopische Richtungsrekonstruktion . . . . .	20
2.4	Karte Namibias mit Lage des Beobachtungsstandorts . . . . .	21
2.5	Das erste fertiggestellte Teleskop CT3 . . . . .	23
2.6	Zusammenbau einer Teleskopstruktur . . . . .	24
2.7	Teleskopkamera beim Test in Paris und einer der Drawer . . . . .	25
2.8	Kamerafront mit zur Hälfte montierter Funnelflatte . . . . .	26
2.9	Analog-Ring-Sampler und Definition des Nd-Wertes . . . . .	27
2.10	Zeitliche Auflösung des PMT-Signals im Sample-Modus . . . . .	27
2.11	Zusätzliche CCD-Kameras zur Kontrolle der Abbildungsfunktion und der Teleskopausrichtung . . . . .	30
2.12	Definition der Bewegungsrichtung und maximal benötigter Verfahrbereich für beide Achsen . . . . .	32
2.13	Azimut Antriebsblock mit Motoren . . . . .	35
2.14	Seitenansicht eines Teleskops und Elemente des Elevationsantriebs	36
2.15	Schaltschrank mit Servoverstärkern und Kommunikationsmodulen	37
2.16	Schematischer Signallaufplan der Teleskopsteuerung . . . . .	39
2.17	Einfluss der Verzögerungszeiten in der Kommunikation auf die Positionsbestimmung . . . . .	40
2.18	Missglückte Bremsung bei hohem externem Drehmoment und nicht optimierten Regelparametern . . . . .	43
2.19	Antriebselemente in der Kamerahütte . . . . .	44
2.20	Stufen der Verfahrbereichsbegrenzungen . . . . .	45
2.21	Lage und Ausführung der Endschalter-Systeme . . . . .	47
2.22	Teststand für die Antriebskomponenten . . . . .	49

2.23	Typische Abweichungen von der Winkelgeber-Sollposition in Bogen- sekunden . . . . .	50
2.24	Zeitlich aufgelöste Darstellung der Positionsabweichungen . . . . .	51
2.25	Abweichungen von der Azimut Sollposition gegen Azimut . . . . .	52
2.26	Unebenheiten auf den Azimutschienen . . . . .	52
2.27	Gemittelte Amplitude der Elevations-Positionsabweichungen auf- getragen gegen Elevations-Soll-Geschwindigkeit . . . . .	53
2.28	Amplitude der Positionsabweichungen . . . . .	54
2.29	Quadratische Mittelwerte der Abweichung von der Sollposition pro Run aufgetragen gegen Runnummer . . . . .	55
2.30	Mittlere Positionsabweichung gegen Zykluszeit . . . . .	57
2.31	Elevationsgeschwindigkeit aufgetragen gegen Azimutgeschwindigkeit	58
2.32	Gesamter bislang beobachteter Himmelskoordinatenbereich . . . . .	58
2.33	Abweichungen in Rektaszension und Deklination . . . . .	59
3.1	Geometrische Situation für ein lokales Myon . . . . .	67
3.2	Intensitätsprofil für verschiedene Impaktparameter . . . . .	69
3.3	Gesamtintensität als Funktion des Impaktparameters . . . . .	69
3.4	Intensitätsfit an die geglätteten Bildpunkte . . . . .	72
3.5	Geometrische Bildparameter in verschiedenen Koordinatensystemen	74
3.6	Gesamtübersicht über die einzelnen Schritte der Analysekette . . .	75
3.7	Vertikaler Fluss von Teilchen mit $E > 1$ GeV aus der kosmischen Strahlung . . . . .	77
3.8	Differenzielles Energiespektrum der Myonen . . . . .	77
3.9	Ringverbreiternde Effekte . . . . .	78
3.10	Zahl der Pixel auf dem Ring in Abhängigkeit vom Ringradius . . .	79
3.11	Vergleich von MC und Realdaten für verschiedene Ringparameter	82
3.12	Vergleich der gewichteten Radius-Verteilungen von MC und Real- daten . . . . .	82
3.13	Gesamtintensität gegen Ringradius für Realdaten und MC . . . . .	83
3.14	Gesamtintensität gegen Impaktparameter für Realdaten und MC .	84
3.15	Ringbreite und Off-Ring Intensität gegen Ringradius . . . . .	84
3.16	Rekonstruktion der MC-Eingangsparemeter . . . . .	85
3.17	Effizienz in Abhängigkeit von der Zahl inaktiver Pixel auf dem Ring	86
3.18	Effizienz gegen Runnummer für alle vorhandenen Daten . . . . .	88
3.19	Differentielles Energiespektrum der Myonen . . . . .	89
3.20	Effizienzen gegen Zeit . . . . .	90
3.21	Intensität der durch die Bildbearbeitung gelöschten Pixel für CT3	91
3.22	Vergleich von Effizienzen pro Nacht für Mono- und Stereo-Modus	92
3.23	Abhängigkeit der berechneten Effizienz vom Radius . . . . .	93
3.24	Abhängigkeit der berechneten Effizienz vom Impaktparameter . . .	94
3.25	Verhältnis der nächtlichen Mittelwerte in Mono- und Stereo-Modus für Ringradien und Impaktparameter . . . . .	96

3.26	Vergleich von Sample-Modus Daten im Stereo- und Mono-Modus	97
3.27	Vergleich der Pulsform für simulierte Myonen und Protonen . . . .	98
3.28	Korrelation der Effizienz von CT2 und CT3 . . . . .	99
3.29	Effizienzen von CT3 als Funktion mehrerer Umweltgrößen . . . .	101
3.30	Brechungsindex der Luft als Funktion als Funktion mehrerer Um- weltgrößen . . . . .	102
3.31	Verteilung der Effizienzwerte über eine Periode . . . . .	103
3.32	Absolute Effizienzen der Teleskope für die einzelnen Kalibrati- onsperioden . . . . .	104
3.33	Korrelation der Pedestalwerte mit der Off-Ring Intensität . . . . .	106
3.34	Intensitätsmodell für ein einzelnes Ringpixel . . . . .	107
3.35	Mittlere Effizienz der Einzelpixel . . . . .	108
3.36	Vergleich von Myon-Flatfield-Koeffizienten und den Standard Flat- fieldkoeffizienten aus der Datenbank . . . . .	109
3.37	Ringeffizienz aufgetragen gegen Phasenwinkel . . . . .	109
3.38	Parameter des Sinus-Fits für alle Kalibrationsperioden und Teleskope	110
3.39	Effizienz aufgetragen gegen Zentrum des Ringes in der Kamera und Auftreffpunkt des Myons auf den Spiegel . . . . .	111
3.40	Abschattung durch Kameraarme und Lid . . . . .	112
3.41	Zahl der Ereignisse als Funktion des Auftreffpunkts des Myons auf dem Spiegel . . . . .	113
3.42	Anteil von auffälligen Ereignissen gegen Pixelnummer. . . . .	114
4.1	Koordinatenbereich aller bisherigen Beobachtungen von RXJ1713	119
4.2	Ermittlung der Hintergrundereignisse für eine Testposition . . . .	123
4.3	Verteilung der Ereignisse im Gesichtsfeld der Kamera . . . . .	124
4.4	Exzesskarte für Software-Stereo-Modus und Hardware-Stereo-Modus	125
4.5	Signifikanzkarte für Software-Stereo- und Hardware-Stereo-Modus	125
4.6	Lichtkurve für die CANGAROO Testposition . . . . .	127
4.7	Exzess- und Signifikanzkarte für kombinierte Daten von Hardware- und Software-Stereo-Modus . . . . .	127
4.8	Kartierung aller Ereignisse für die kombinierten Daten . . . . .	128
4.9	Anstieg von Signifikanz und Exzess gegen die Beobachtungszeit .	129
4.10	Lichtkurve für RXJ1713 . . . . .	129
4.11	Vergleich von Signifikanzkarte und Röntgenemission . . . . .	130
5.1	Regeltechnische Auslegung der Teleskopsteuerung . . . . .	138



# Tabellenverzeichnis

2.1	Auswahl der wichtigsten mechanischen Daten des Teleskopantriebs	37
2.2	Endschalter-Logik für Azimut- und Elevationsachse . . . . .	46
3.1	Akzeptanz-Kriterien für Myon-Ringe in verschiedenen Stadien der Bildbearbeitung . . . . .	73
3.2	Absolute Effizienzen der Teleskope für einzelne Kalibrationsperioden.	104
4.1	Qualitätskriterien der Selektion auf Runbasis . . . . .	118
4.2	Verwendete Schnitte auf die Schauerformparameter . . . . .	120
4.3	Signifikanzen und $\gamma$ -Flussrate an der CANGAROO-Testposition .	126



*„Telescope, n. : A device having a relation to the eye similar to that of the telephone to the ear, enabling distant objects to plague us with a multitude of needless details. Luckily it is unprovided with a bell summoning us to the sacrifice.“*

(Ambrose Bierce, The Devil's Dictionary 1911)



meinem Vater



# Einleitung

Schon seit jeher gelten Sterne als Sinnbild für Ewigkeit und vorgegebene unveränderliche Ordnung. Die Erkenntnis, dass auch Sterne dramatischen Veränderungen unterworfen sind, und keineswegs ewig existieren, ist erst ein Ergebnis der Arbeiten des späten 19. Jahrhunderts. Während die Mehrzahl der Sterne ihre Existenz vergleichsweise unspektakulär als langsam auskühlende Weiße Zwerge beendet, kommt das Ende für manche Sterne in einem Vorgang, wie man ihn sich heftiger kaum vorstellen kann. Ein für den Beobachter wie eine Explosion anmutender Prozess, ironischerweise mit dem eher auf eine Sternentstehung weisenden Begriff *Supernova* versehen, zerstört den Progenitor-Stern vollständig, oder überführt ihn in einen Neutronenstern, der außer dem Namen mit einem Stern nur noch wenig gemein hat, oder gar in die noch exotischere Form eines Schwarzen Loches. Bei einer Supernova werden mehr als  $3 \cdot 10^{46}$  J an Energie frei, die zu einem Teil als Strahlungsenergie und kinetische Energie des ausgeworfenen Materials in das umgebende interstellare Medium injiziert werden. Dieser hohe Energieausstoß machte die Supernovae schon in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts zu lebhaft diskutierten Kandidaten für die noch unbekannte Energiequelle eines anderen Phänomens, der sogenannten *kosmischen Strahlung*.

Diese Strahlung, 1912 bei Ballonexperimenten zur Radioaktivität eher zufällig entdeckt, ist weitestgehend isotrop und in der Energiedichte von  $\sim 1 \text{ eV/cm}^{-3}$  der kosmischen Hintergrundstrahlung vergleichbar. Ihr Hauptkomponente, die etwa 90% der Teilchenzahl ausmacht, sind Atomkerne und hierbei hauptsächlich Protonen, aber auch schwere Kerne bis zu Urankernen können nachgewiesen werden. Eine Modulation des Flusses dieser Teilchen durch das Erdmagnetfeld ist nachweisbar, ebenso wie eine Modulation durch die Sonnenaktivität, aber der Ursprung dieser Strahlung muss offensichtlich außerhalb des Sonnensystems gesucht werden. Was die grundlegende Quelle der hohen Energiedichte ist, kann bis heute nicht eindeutig beantwortet werden, aber seit Fermi um 1950 mit der *diffusiven Schockbeschleunigung* einen Mechanismus vorschlug, der einen Teil der kinetischen Energie einer Supernova auf geladenen Teilchen übertragen kann ([Fer49]), gelten die Supernovae als wahrscheinlichste Quelle des Hauptteils der kosmischen Strahlung. Dieser Ansatz erklärt das für die kosmische Strahlung typische Potenzgesetz, dem das Energiespektrum über mehrere Dekaden folgt, bis zu einer Energie von  $\sim 10^{15}$  eV.

Allerdings kann dieser Ansatz nicht die extremen Energien der Teilchen aus der ultrahochenergetischen kosmischen Strahlung erklären, in der man Teilchen mit Energien bis zu  $10^{21}$  eV nachgewiesen zu haben glaubt. Aufgrund dieser hohen Energie kann das interstellare Magnetfeld mit seiner Stärke von  $\sim 3\mu\text{G}$  die Teilchen nicht in der Galaxis einschließen, wenigstens ein Teil dieser Strahlung muss also extragalaktischen Ursprungs sein.

Diese auch 90 Jahre nach der Entdeckung noch anhaltende Debatte über den Ursprung der kosmischen Strahlung ist eine der Motivationen für das H.E.S.S. Experiment. Das **H**igh **E**nergy **S**tereoscopic **S**ystem, dessen Akronym an Victor Hess, den Entdecker der kosmischen Strahlung erinnern soll, weist die Teilchen unter Einsatz von Cherenkov-Teleskopen nach. Diese Teleskope detektieren die Cherenkov-Strahlung aus Teilchenschauern, welche beim Absorptionsprozess hochenergetischer Teilchen in der Atmosphäre erzeugt werden. Das Interesse liegt hier jedoch nicht bei den geladenen Teilchen, sondern auf der neutralen Komponente der kosmischen Strahlung, den  $\gamma$ -Quanten. Diese  $\gamma$ -Strahlung ist eine Signatur hochenergetischer Prozesse in den untersuchten Objekten, zu denen neben den Überresten von Supernovae in der Galaxis auch extragalaktische Quellen gehören. Die *abbildende Cherenkov-Technik* ist in der Lage,  $\gamma$ -Strahlung zu identifizieren und sie astronomischen Objekten zuzuordnen. Da sie auch spektroskopische Untersuchungen ermöglicht, sollte sie in der Lage sein, auch die Prozesse, welche hinter der Erzeugung der  $\gamma$ -Quanten stehen, zu identifizieren und so klare Beweise für die Beschleunigung von Hadronen in Supernova-Überresten zu liefern. Die H.E.S.S.-Teleskope gehört zu der zweiten Generation von abbildenden Cherenkov-Teleskopen, die auf den Erfahrungen von Vorgängerexperimenten, wie den Whipple- und HEGRA-Teleskopen aufbauen, welche den Wert der abbildenden Cherenkov-Technik erfolgreich demonstriert haben. Die bodengebundene Beobachtung der  $\gamma$ -Strahlung durch die abbildende Cherenkov-Technik in Experimenten wie HESS, VERITAS, CANGAROO und MAGIC, und der hier nicht näher erläuterten Sampling-Technik von Experimenten wie STACEE und CELESTE, ergänzt in idealer Weise im Energiebereich über 100 GeV die Beobachtung durch das EGRET Instrument an Bord des mittlerweile außerdienstgestellten Satelliten Compton-GRO. Da dieser Satellit nur kleine Nachweisflächen aufzuweisen hatte, können durch seine Daten nur bis zu einer  $\gamma$ -Energie von maximal 10 GeV Aussagen getroffen werden. Zukünftige Experimente, wie die kommende HESS Phase II oder das vorgeschlagene „5@5“-Konzept, werden diese Lücke im  $\gamma$ -Spektrum durch ihre niedrigeren Energieschwellen weiter schließen, während das für 2006 erwartete Satellitenexperiment GLAST, durch seinen bis in den Bereich von 100 GeV erhöhten Energiebereich, die vollständige Überlappung von erdgestützter und satellitengestützter Beobachtung von  $\gamma$ -Strahlung herstellen wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Cherenkov-Teleskope des H.E.S.S.-Experiments in ihren verschiedenen Phasen des Aufbaus und der Inbetriebnahme begleitet. Die Teleskope werden hier vorgestellt mit besonderem Augenmerk auf dem Antriebssystem, das im Rahmen dieser Arbeit verwirklicht wurde. Eine Methode der direkten Energiekalibration der Detektoren mit Myon-Ringen wird eingeführt und ihr Einsatz zur Sicherung der Datenqualität von H.E.S.S. demonstriert. Abschließend werden anhand der Analyse von Beobachtungen des Supernova-Überrests RX J1713.7-3946 die grundlegenden Analysetechniken der abbildenden Cherenkov-Technik erläutert. Eine Einordnung dieser Ergebnisse in den astrophysikalischen Kontext stellt wieder der Verbindung zur Motivation des H.E.S.S.-Experimentes her.



# Kapitel 1

## Astrophysikalische Motivation

Das folgende Kapitel führt kurz einige zentrale Aussagen zum Ursprung der kosmischen Strahlung und deren postulierte Verbindung zu den Supernovae an. Der Supernova-Überrest RX J1713.7-3946 wird als Beispiel für eine solche Verbindung vorgestellt und das besondere Interesse an diesem Objekt erläutert. Abschließend werden noch andere Kandidaten für H.E.S.S.-Beobachtungen erwähnt, welche in dieser Arbeit keine weitere Beachtung finden.

### 1.1 Hypothesen zum Ursprung der kosmischen Strahlung

Bei einer Supernova werden typischerweise einige  $M_{\odot}$  Material ( $\sim 2 \cdot 10^{31} \text{kg}$ ) mit einer Geschwindigkeit von  $\sim 10^7 \text{ms}^{-1}$  in Form einer expandierenden Kugelhülle in das interstellare Medium eingebracht. Bei einer Rate von etwa 3 Ereignissen pro Jahrhundert für die Galaxis wird so eine Energie von  $5 \cdot 10^{42} \text{J/y}$  freigesetzt. Wenn man einen kleiner Teil dieser Energie auf geladene Teilchen übertragen kann, so kann man auf diese Art die Energiequelle der kosmischen Strahlung erklären, die etwa  $2 \cdot 10^{41} \text{J/y}$  an Energie liefern muss.

Das interstellare Medium wird durch die ausgeschleuderte Materie komprimiert und wenn sich die Materie mit einer Geschwindigkeit durch das interstellare Medium bewegt, die größer als die lokale Schallgeschwindigkeit ist, so entsteht eine Schockfront. Fermi schlug zur Energieübertragung einen stochastischen Prozess vor, bei dem ein geladenes Teilchen eine solche Schockfront durchquert und dabei Energie gewinnt. Wird das Teilchen danach an Magnetfeldern reflektiert, so beginnt der Prozess von neuem, so lange, bis das Teilchen nicht mehr zurückreflektiert wird und entkommt. Ist  $(1-P)$  die Wahrscheinlichkeit, dass das Teilchen entkommt und  $a = \Delta E/E$  die Energieerhöhung pro Zyklus, dann ergibt sich für das differentielle Energiespektrum ein Potenzgesetz:

$$\frac{dN(E)}{dE} = kE^{-(1+s)} \quad \text{mit} \quad s = -\frac{\ln P}{\ln(1+a)} \quad \text{und} \quad k = \textit{konst.} \quad (1.1)$$

Für starke Schocks, mit einem Kompressionsverhältnis der Gasdichte vor und nach dem Schock von 4, wird  $(1+s) \sim 2$ . Die Energieverteilung der kosmischen Strahlung folgt im wesentlichen einem solchen Potenzgesetz mit dem spektralen Index  $(1+s) \sim 2.7$ . Der gegenüber der einfachen Modellrechnung erhöhte spektrale Index wird dadurch erklärt, dass die Entweichwahrscheinlichkeit (1-P) nicht konstant ist, sondern bei steigender Energie ebenfalls ansteigt.

Dieses Szenario, auch als Fermi-Prozess erster Ordnung bezeichnet, gilt immer noch als der vielversprechendste Erklärungsansatz für den größten Teil der kosmischen Strahlung. Für den ultrahochenergetischen Anteil werden Theorien im Zusammenhang mit dem Phänomen der sogenannten *Gamma-Ray-Bursts* angeführt, auf die hier nicht eingegangen werden kann. Ebenfalls soll nur erwähnt werden, dass der Exponent im Potenzspektrum der kosmischen Strahlung nicht konstant bleibt, sondern sich jenseits des sogenannten 'Knies' des Spektrums bei  $4 \cdot 10^{15}$  eV auf  $-3.0$  ändert, und möglicherweise jenseits des sogenannten 'Knöchels' jenseits von  $\sim 10^{18}$  eV wieder erhöht. Dies weist darauf hin, dass es mehr als einen Prozess geben muss, der für die geladene Komponente der kosmischen Strahlung von Bedeutung ist.

## 1.2 Supernova-Überreste als mögliche Quellen von $\gamma$ -Strahlung

In Supernova-Überresten vollziehen sich zwei Prozesse, welche beide  $\gamma$ -Strahlung hoher Energie erzeugen können. Der eine ist die hadron-induzierte Erzeugung von  $\gamma$ -Quanten, bei der auf relativistische Energien beschleunigte Ionen durch Stoßprozesse mit dem Hintergrundmaterial *Pionen* ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ) erzeugen. Die entstandenen neutralen Pionen zerfallen zu 99% in zwei Photonen ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ). Deutlich oberhalb der Schwellenenergie der Pionenerzeugung von  $\sim 0.28$  GeV bildet das entstehende  $\gamma$ -Spektrum das Spektrum der ursprünglich beschleunigten Hadronen ab, d.h. das  $\gamma$ -Spektrum ist auch ein Potenzspektrum, mit einem nur leicht gegenüber dem Protonenspektrum veränderten spektralen Index. Der erwartete Fluss ist dabei abhängig von der Effizienz der Energieübertragung durch den primären Beschleunigungsprozess, der Teilchendichte in der Emissionsregion und der Entfernung zum Supernova-Überrest ([DAV94]). Der Prozess wird besonders effektiv, wenn die Schockfront in eine Region des interstellaren Mediums hineinexpandiert, in der die Dichte deutlich erhöht ist. Das ist der Fall bei der Expansion in den Sternwind eines massereichen Progenitors hinein, oder in der unmittelbaren Nähe von interstellaren Molekülwolken ([ADV94]).

Der zweite Prozess ist die leptonisch bedingte Emission, verursacht durch beschleunigte Elektronen. Diese emittieren Synchrotronstrahlung, welche von Röntgensatelliten nachgewiesen werden kann, aber im Energiebereich oberhalb 1 GeV keine Rolle mehr spielt. Ebenso können relativistische Elektronen auch

$\gamma$ -Strahlung in diesem Energiebereich erzeugen durch Bremsstrahlung und *Inverser Compton-Streuung* an niederenergetischen Photonen aus der Infrarot-Hintergrundstrahlung, oder auch aus der von den Elektronen selbst erzeugten Synchrotronstrahlung. Auch das auf diesem Wege entstehende  $\gamma$ -Spektrum ist eine Abbildung des Spektrums der Elektronen. Für dieses Spektrum ist die Stärke des Magnetfeldes in der Emissionsregion von zentraler Bedeutung, da die Magnetfeldstärke den Energieverlust der Elektronen durch Synchrotronstrahlung vorgibt, der für Ionen vernachlässigbar bleibt. Die Unterscheidung dieser beiden Szenarien für die Entstehung von  $\gamma$ -Strahlung ist der Gegenstand der Diskussion für alle Objekte, für die man  $\gamma$ -Strahlung nachweisen kann. Bislang ist es noch bei keinem Objekt zweifelsfrei gelungen, die hadronische Emission nachzuweisen und so das Schockbeschleunigungs-Szenario zu bestätigen.

Die bislang getroffenen Aussagen bezogen sich allesamt auf die expandierende Kugelschale stark beschleunigter Materie, die von einer Supernova erzeugt wird. Für Supernovae des Typs I, bei der ein Masse akkretierender weißer Zwerg als Progenitor vorlag, der durch eine thermonukleare Explosion zerstört wird, bleibt auch nur ein solcher *schalenartiger Supernova-Überrest* zurück. Bei der häufigeren Supernova des Typs II, die durch den Gravitationskollaps der Kernregion eines massereichen Sterns verursacht wird, bleibt außerdem noch ein kompaktes Objekt, meist ein Neutronenstern, im Zentrum übrig. Ein solcher Neutronenstern, der durch die erfolgte Kompression seiner Materie nicht nur eine starke Oberflächengravitation aufweist, sondern auch ein extrem starkes Magnetfeld, emittiert an seinen Magnetpolen kegelförmige Strahlen hochenergetischer Elektronen. Weisen diese Strahlen in Zuge der Rotation des Neutronensterns regelmäßig in Richtung der Erde, so wird der Neutronenstern als *Pulsar* nachweisbar. Diese Pulsare erzeugen ebenfalls  $\gamma$ -Strahlung durch Inverse Compton-Streuung von Hintergrundphotonen an den emittierten relativistischen Elektronen. Supernova-Überreste mit einem Pulsar im Zentrum nennt man *Plerionen*, zur Unterscheidung von den leeren schalenartigen Supernova-Überresten. Das bedeutendste Objekt dieser Art ist der Krebsnebel M1, der die mit Abstand stärkste galaktische Quelle von  $\gamma$ -Strahlung darstellt. Aufgrund seiner konstanten und starken Emission dient er als Eichquelle für alle Experimente, die  $\gamma$ -Strahlung nachweisen. Die Standardkerze der  $\gamma$ -Astronomie wird von H.E.S.S. nachgewiesen mit einem integralen Fluss von  $\Phi_{\text{Crab}} = (1.98 \pm 0.07) \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  bei einer Energie über 1 TeV und einem spektralen Index von  $(1 + s) \equiv \alpha = 2.63 \pm 0.04$  ([A<sup>+</sup>04b]), was in guter Übereinstimmung zu den Ergebnissen aller anderen Beobachter steht.

### 1.3 Der Supernova-Überrest RX J1713.7-3946

Das ausgewählte Objekt dieser Arbeit ist der Supernova-Überrest RX J1713.7-3946, im Folgenden kurz als RXJ1713 bezeichnet, der in der Literatur auch bekannt ist als G347.3-0.5. Er ist der Überrest einer Typ II Supernova, bei

der das kompakte Objekt im Zentrum nicht als Pulsar sichtbar wird, und einer der im Röntgenbereich hellsten Supernova-Überreste in der Galaxis. Die Röntgenemission ist nicht-thermischen Ursprungs und sehr wahrscheinlich Synchrotronstrahlung von hochenergetischen Elektronen ([S<sup>+</sup>99]). Die Entdeckung nicht-thermischer Strahlung vom RXJ1713, bei gleichzeitiger Abwesenheit von thermischen Emissionslinien, macht dieses Objekt zu einem Vorzeigebeispiel für die Beschleunigung geladener Teilchen in schalenartigen Supernova-Überresten. Messungen der CO-Linie ( $J = 1 \rightarrow 0$ ) im Radiobereich weisen darauf hin, dass RXJ1713 in einen nahebei befindlichen Komplex von Molekülwolken hineinexpandiert und mit diesem in Wechselwirkung steht. Diese Assoziation führt zu einer Entfernungsabschätzung von 6 kpc und damit einem Alter des Supernova-Überrests von  $10^4$  y, während vorangegangene Arbeiten eine Entfernung von nur 1 kpc angaben. Die Abwesenheit von thermischer Emission aus dem Inneren des Supernova-Überrests lässt darauf schließen, dass RXJ1713 sich einem Bereich geringer Dichte des interstellaren Mediums befindet, was auch durch Radio-Beobachtungen gestützt wird ([S<sup>+</sup>99]). Bislang wurde nur ein kleiner Teil der kinetischen Energie bei der Kompression des umgebenden Mediums verbraucht, und erst jetzt trifft das von der Supernova ausgeworfene Material auf Bereiche hoher Dichte. Eine der Molekülwolken hat die gleiche Position wie die nichtidentifizierte  $\gamma$ -Quelle 3EG J1714-3857 ([H<sup>+</sup>99]) und auch RXJ1713 könnte mit dieser EGRET Quelle assoziiert sein. Auf jeden Fall stellt der Fluss von 3EG J1714-3857 eine obere Grenze dar für die Emission von RXJ1713 im GeV Bereich, für den EGRET sensitiv ist.

### 1.3.1 Beobachtungen durch Röntgen-Satelliten

Nach der Entdeckung des Supernova-Überrests im Rahmen der ROSAT Himmelsdurchmusterung ([PA96]), wurde RXJ1713 von mehreren Röntgensatelliten beobachtet. Eine Übersicht hierzu gibt [P<sup>+</sup>03], aus dem auch Abb. 1.1 entnommen wurde. Diese Abbildung ist eine ROSAT Kartierung, die mit dem PSPC Instrument im Energiebereich 0.1 bis 2.0 keV gewonnen wurde.

Drei Regionen besonders starker Röntgenemission, für die auch Spektren vorliegen, sind eingezeichnet. Die mit '#2' bezeichnete Quelle ist ein Vordergrundstern, während die mit '#1' bezeichnete zentrale Quelle (1WGA J1713.4-3949) mit hoher Sicherheit ein Neutronenstern ist. Die Position dieses kompakten Objekts ist wahrscheinlich nur zufällig koinzident mit der Position des Radiopulsars PSR J1713-3949 ([L<sup>+</sup>03]). Aufnahmen der Satelliten Chandra und XMM-Newton zeigen in besserer Auflösung mehrere filamentartige Strukturen und Anzeichen für das Vorhandensein von zwei Kugelschalen statt nur einer, also zwei separierten Schockfronten. Abb. 1.2 zeigt links eine zusammengesetzte Aufnahme von XMM-Newton (aus [CC04]) und rechts eine Detailaufnahme der Nordwest-Region von Chandra (aus [U<sup>+</sup>03]), auf der man mehrere Strukturen, wie Filamente oder Hohlräume identifizieren kann.

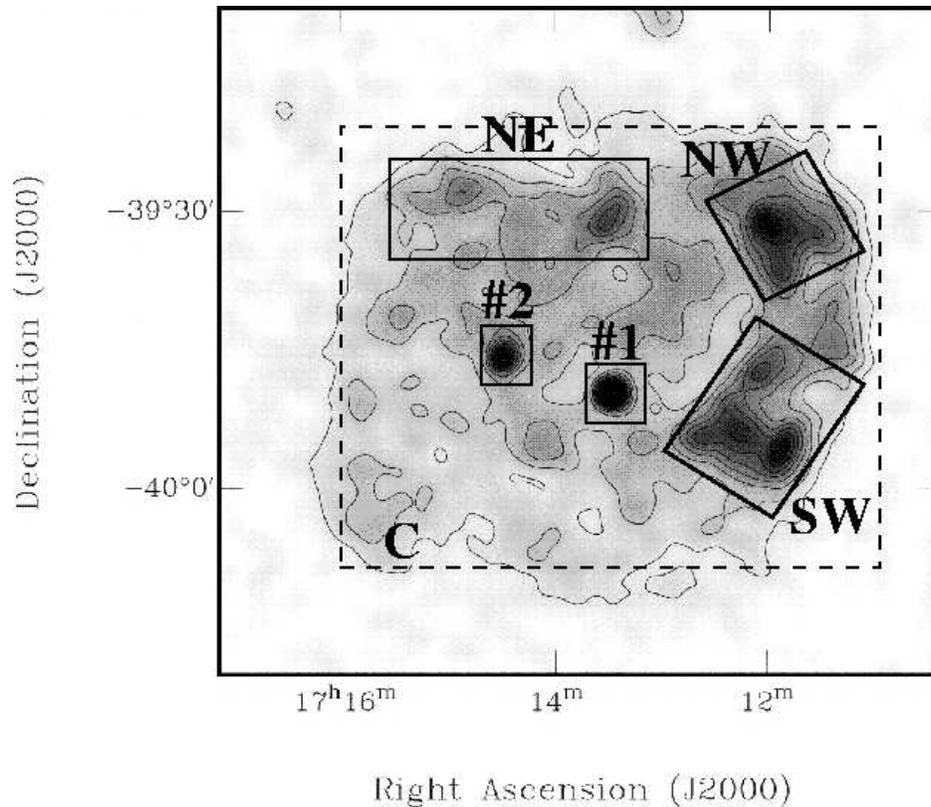


Abbildung 1.1: *ROSAT* Aufnahme von RXJ1713 (aus [P<sup>+</sup>03]) im Energiebereich 0.1 bis 2.0 keV. Extra gekennzeichnet sind Regionen erhöhter Röntgenemission (NE, NW, SW), sowie ein Stern im Vordergrund (#2) und ein kompaktes Objekt im Zentrum (#1).

### 1.3.2 Beobachtungen im $\gamma$ -Bereich

Die nichtthermische Röntgenemission von RXJ1713 belegt klar, dass dort Elektronen auf hohe Energien beschleunigt werden. Im Hinblick auf die kosmische Strahlung ist aber die Beschleunigung von Hadronen der interessante Prozess, da diese etwa 100 mal häufiger in der kosmischen Strahlung auftreten als Leptonen. RXJ1713 wurde deshalb auch im Hinblick auf  $\gamma$ -Emission von der CANGAROO Kollaboration untersucht. Diese Gruppe betreibt in Australien eine Teleskopanlage nach dem gleichen Nachweisprinzip wie H.E.S.S.. Ein Signal von RXJ1713 wurde vom 3.8 m CANGAROO-Teleskop nachgewiesen mit einer Signifikanz von  $\sim 5.6\sigma$  und einem Fluss von  $\Phi = (5.3 \pm 0.9_{stat} \pm 1.6_{sys}) \cdot 10^{-8} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$  für eine Energie von  $\geq 1.8 \pm 0.9 \text{ TeV}$  ([M<sup>+</sup>00]). Die Bedeutung und Herleitung dieser Größen wird in Kapitel 4.1 noch ausführlich erläutert. Nachfolgebeobachtungen mit dem aufgerüsteten 10m Teleskop bestätigten diese Beobachtungen und lieferten ein differentielles Energiespektrum  $dN/dE = (1.63 \pm 0.15_{stat} \pm 0.32_{sys}) \cdot 10^{-11} \cdot E^\alpha$  mit einem spektralen Index von  $\alpha = -2.85 \pm 0.15_{stat} \pm 0.2_{sys}$ . Es wurde behauptet,

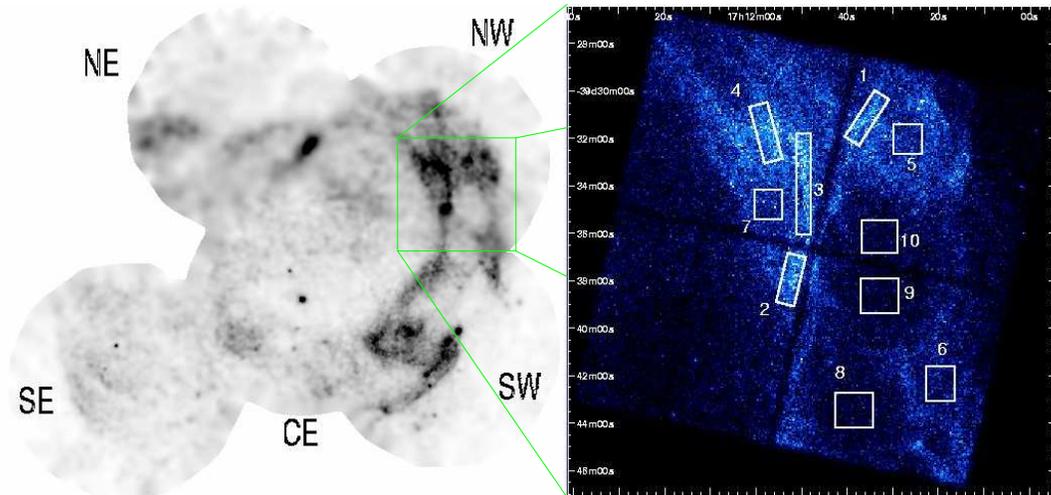


Abbildung 1.2: Hochaufgelöste Röntgenaufnahme von RXJ1713 von XMM-Newton (aus [CC04]) und Detailaufnahme von Chandra (aus [U<sup>+</sup>03]).

dass das kombinierte Spektrum von Radio, Röntgen und  $\gamma$ -Untersuchungen nicht durch leptonische Emission erklärt werden kann. Vielmehr müsse das Spektrum durch hadronische Emission erklärt werden, wodurch der experimentelle Nachweis der Hadron-Beschleunigung in Supernova-Überresten erbracht sei ([E<sup>+</sup>02]). Diese Behauptung wurde umgehend angezweifelt ([B<sup>+</sup>02],[RP02]), mit dem Hauptargument, dass das von CANGAROO postulierte Hadron-Szenario eine Emission im GeV Energiebereich bedingen würde, die den Fluss der schon angesprochenen Quelle 3EG J1714-3857 um mindestens den Faktor 3 übersteigen müsste.

Abb. 1.3 (aus [B<sup>+</sup>02]) zeigt die Gesamtsituation in der Umgebung von RXJ1713, wie sie sich nach Beobachtungen in verschiedenen Energiebereichen darstellt. Die Darstellung (jetzt in galaktischen Koordinaten) zeigt farbkodiert die Intensität der CO-Linie als Signatur der Wasserstoffverteilung. Zwei massive Molekülwolken werden identifiziert. Die Röntgen Konturkarte (entsprechend Abb. 1.1) ist schwarz überlagert, ebenso wie die Konturen der EGRET Quelle in weiß. Rot wiedergegeben ist die Signifikanz Konturkarte der  $\gamma$ -Beobachtung aus [E<sup>+</sup>02]. Das Spektrum von RXJ1713 vom Radio- bis in den TeV-Bereich, wie es sich momentan darstellt, ist in Abb. 1.4 (aus [L<sup>+</sup>04]) wiedergegeben. Die Datenpunkte werden hier verglichen mit einem reinen Synchrotron/Invers-Compton Modell ohne hadronischen Beitrag, dass allerdings eine extrem inhomogene Magnetfelddichte aufweisen muss, hier  $15 \mu\text{G}$  in einer Region, die nur 1% der Invers-Compton-Emissionsregion ausmachen darf, und nur  $0.7 \mu\text{G}$  über die verbleibende Region. Die Notwendigkeit, eine solch weitgehende Entkopplung der Emissionsregionen von Synchrotron- und Invers-Compton-Emission zu fordern, lässt ein Szenario mit hadronischer TeV-Emission ansprechender erscheinen, erzwingt ein solches Szenario aber noch nicht.

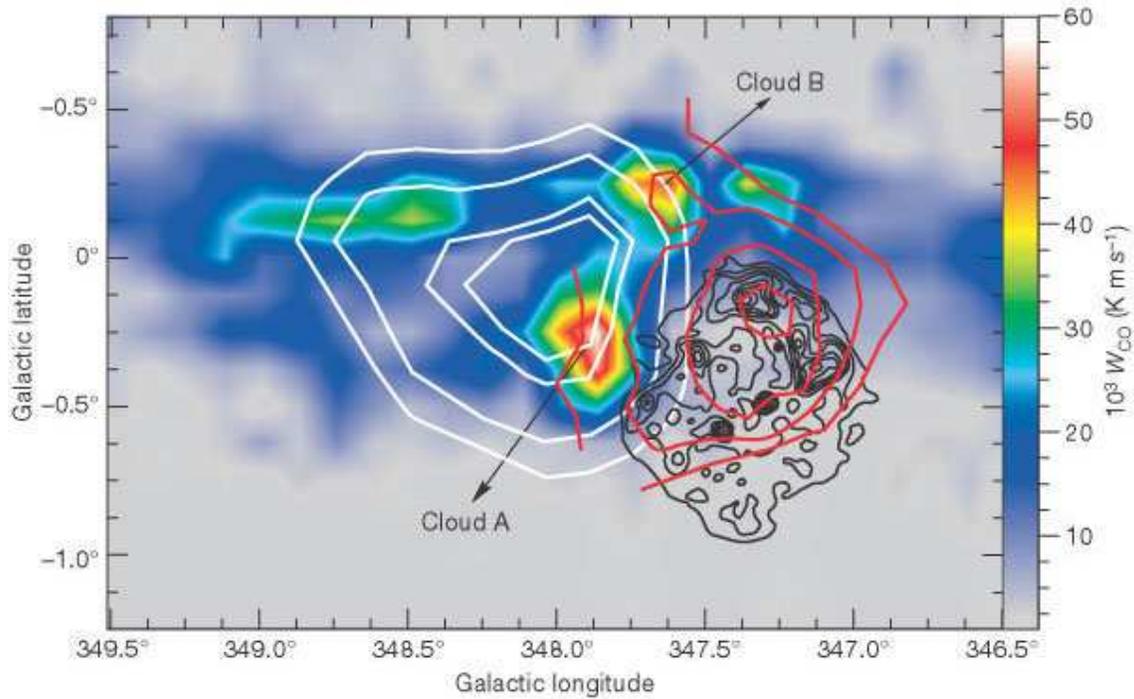


Abbildung 1.3: Intensität der CO ( $J = 1 \rightarrow 0$ ) Linie als Maß für die Säulendichte der Molekülwolken in der Nähe von RXJ1713. Schwarz eingezeichnet sind die Konturlinien der ROSAT Beobachtung aus Abb. 1.1, weiß eingezeichnet die Wahrscheinlichkeits-Konturkarte der Position der EGRET Quelle und rot eingezeichnet die Signifikanz-Konturlinien der TeV Beobachtung durch CANGAROO. (Abb. aus [B<sup>+</sup>02]).

## 1.4 Andere Quellenkandidaten für $\gamma$ -Strahlung

Supernova-Überreste sind nicht die einzigen Quellen für  $\gamma$ -Strahlung und die Frage nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung ist nicht die einzige Motivation für H.E.S.S.. Der Vollständigkeit halber sollten andere Quellen und Fragestellungen nicht unerwähnt bleiben, auch wenn sie in dieser Arbeit keine Rolle mehr spielen werden.

### Galaktische Quellen

Neben den schon angesprochenen Pulsaren in Plerionen hat man viele Pulsare nachgewiesen, die sich nicht innerhalb einer nachweisbaren Schale expandierender Materie befinden, da die ausgestoßene Hülle ihre kinetische Energie eingebüßt hat, und keine hochenergetischen Prozesse mehr antreibt. Als Quellen von  $\gamma$ -Strahlung können die Pulsare aber weiter in Erscheinung treten, wie z.B. der kürzlich im TeV Bereich von H.E.S.S. nachgewiesene binäre Millisekunden-Pulsar PSR 1259-63. Der Mechanismus ist bei diesem der gleiche wie bei den Mikroquasaren, bei denen ein schwarzes Loch Masse von einem Begleiter abzieht und um sich eine

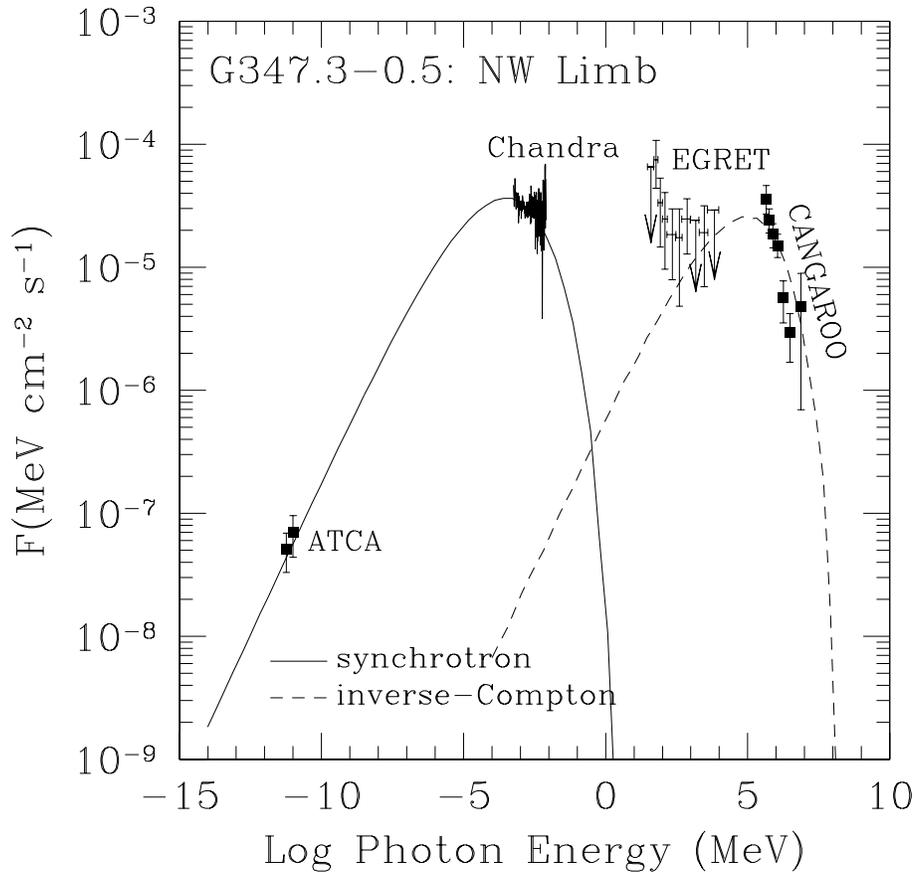


Abbildung 1.4: *Spektrum der nordwestlichen Emissionsregion von RXJ1713 (aus [L<sup>+</sup>04], verglichen mit einem reinen Synchrotron/Invers-Compton Modell ohne hadronischen Beitrag.*

Akkretionsscheibe, sowie Jets von auf relativistische Energien beschleunigte Elektronen bildet. Auch Mikroquasare sind Ziele von H.E.S.S.-Beobachtungen.

Weiterhin ist die Ebene der Galaxis selbst eine Quelle diffuser  $\gamma$ -Emission, die von EGRET bis zur Energie von 30 GeV nachgewiesen wurde. Hadronen aus der kosmischen Strahlung und hochenergetische Elektronen durchqueren die Ebene der Milchstrasse, in der Gas mit erhöhter Dichte konzentriert ist. Durch Pionenzерfall und Inverse Compton-Streuung entsteht eine nicht lokalisierte  $\gamma$ -Emission, die auch im TeV Bereich nachweisbar sein sollte, aber bislang noch nicht gefunden wurde.

Der Zerfall exotischer Teilchen aus der dunklen Materie sollte sich aufgrund der hohen Masse dieser Teilchen durch eine TeV  $\gamma$ -Signatur verraten, nach der von allen im TeV Bereich sensitiven Experimenten gesucht wird. Besonders für das galaktische Zentrum sollten diese noch hypothetischen Teilchen einen nachweisbaren Anteil an der  $\gamma$ -Emission stellen.

### Extragalaktische Quellen

Die Jets aktiver galaktischer Kerne stellen eine Population hochrelativistischer Teilchen bereit, die durch die gleichen Effekte  $\gamma$ -Strahlung erzeugen können, wie Supernova-Überreste, besonders wenn diese Jets auf massive Molekülwolken treffen. Die Emission dieser Objekte sollte von der leptonischen Komponente dominiert werden. Tatsächlich stellen aktive galaktische Kerne mehr als die Hälfte der bislang bekannten  $\gamma$ -Quellen, darunter die seit längerem erforschten BL-Lac Objekte Mkn501 und Mkn421, sowie der von H.E.S.S. entdeckte PKS2155. Untersuchungen der Absorption hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung solcher Objekte bei hoher Rotverschiebung, durch Paarbildung an der kosmischen Hintergrundstrahlung, können Erkenntnisse zur Kosmologie liefern.

Eine besondere Klasse extragalaktischer Quellen bilden die Gamma-Ray-Bursts, extrem hochenergetische (bis  $10^{46}$  J), meist nur wenige Sekunden oder gar Zehntelsekunden andauernde Ausbrüche von  $\gamma$ -Strahlung. Findet ein solcher Ausbruch nahe der momentanen Beobachtungsposition der Teleskope statt, so könnte der Verlauf eines solchen Ereignisses noch beobachtet werden.



# Kapitel 2

## Das H.E.S.S. Teleskopsystem

Der direkte Nachweis der Primärteilchen der kosmischen Strahlung vom Erdboden aus ist unmöglich, da die Atmosphäre diese vollständig absorbiert. Will man nicht auf extrem teure und in der Nachweisfläche beschränkte Satellitenexperimente außerhalb der Atmosphäre zurückgreifen, so kann man einen Nachweis nur durch Detektion der im Absorptionsprozess entstehenden Sekundärteilchen erbringen. Die klassische Methode hierzu wäre, ein Gitternetz von mehreren Teilchendetektoren am Boden zu installieren, und aus der Verteilung der Sekundärteilchen am Boden Rückschlüsse auf Art und Ursprungsrichtung des Primärteilchens zu ziehen. Solche sogenannten *Array* Experimente, wie z.B. CASA oder MILAGRO liefern seit langem wertvolle Daten zur kosmischen Strahlung und werden mit Großexperimenten wie AUGER weiterentwickelt. Man ist jedoch insbesondere an  $\gamma$ -Quanten aus der kosmischen Strahlung interessiert, da diese die Galaxis fast ohne Absorption und völlig ohne Deflektion durch Magnetfelder durchqueren, und die daher astronomischen Objekten eindeutig zugeordnet werden können. Für den Nachweis dieses Anteils der kosmischen Strahlung hat in den letzten 20 Jahren die sogenannte abbildende Cherenkov-Technik überragende Bedeutung gewonnen. Das High Energy Stereoscopic System H.E.S.S. nutzt diese Technik um den Energiebereich ab 100 GeV zu erschließen. Dieses Kapitel soll die abbildende Cherenkov-Technik und das H.E.S.S.-Experiment kurz vorstellen, um dann ausführlicher auf das Antriebssystem der H.E.S.S.-Teleskope einzugehen, welches im Rahmen dieser Arbeit mitentwickelt und getestet wurde.

### 2.1 Der Nachweis von $\gamma$ -Strahlung durch die abbildende Cherenkov-Technik

Schon seit 40 Jahren weisen Satelliten  $\gamma$ -Strahlung aus dem Universum nach. Diese Satelliten sind jedoch teuer und verfügen eine sehr schlechte Richtungsauflösung, wenn es darum geht die Quelle der Strahlung ausfindig zu machen. Die kleine Nachweisfläche erlaubt zudem nicht die Beobachtung von Teilchen im

TeV Energiebereich, weshalb man eine ergänzende Alternative suchte und fand, indem man sich den Absorptionsprozess in der Atmosphäre selbst zum Nachweis der  $\gamma$ -Strahlung nutzbar machte.

### 2.1.1 Die Entstehung von Luftschauern

Das einfachste Model zur Schauerentstehung beschreibt einen sogenannten elektromagnetischen Luftschauer, bei dem das Primärteilchen ein Elektron (oder Positron) ist. Durchquert ein geladenes Teilchen ein neutrales Medium, verliert es Energie gemäß der bekannten Bethe-Bloch Formel durch Ionisierung des Absorbiermaterials. Hochenergetische Elektronen erleiden außer dem Ionisationsverlust einen Strahlungsverlust, da sie durch die geladenen Atomkerne gestreut werden und Bremsstrahlung emittieren. Oberhalb der sogenannten kritischen Energie  $E_c$ , bei welcher der Energieverlust durch Ionisation genauso groß ist, wie der durch Strahlung, verlieren die Elektronen ihre Energie überwiegend durch Strahlung. Der mittlere Wert des Energieverlustes pro Wegeinheit definiert die Strahlungslänge  $X_0$  für ein bestimmtes Material. Die emittierten hochenergetischen Photonen bilden im Coulombfeld eines Atomkerns ein Elektron-Positron Paar nach Zurücklegen einer mittleren Strecke, der sogenannten Konversionslänge, die für Photonen mit  $E \geq 1$  GeV gegen den Wert  $(9/7)X_0$  konvergiert. Die so entstandenen Teilchen setzen den beschriebenen Prozess neu in Gang, weshalb ein sogenannter *Luftschauer* entsteht, der erst abbricht, wenn alle Teilchen im Mittel die Energie  $E_c$  erreicht haben. Die Zahl der entstandenen Teilchen  $N$  wächst nach  $t$  Konversionslängen im Mittel auf  $2^t$  an und die Zahl der so entstandenen Teilchen im Schauermaximum ist der Energie des Primärteilchens proportional  $N_{\max} \approx E_0/E_c$ . So eröffnet sich die Möglichkeit, diese Energie zu bestimmen, wenn man die Zahl der Sekundärteilchen ermitteln kann. Sollte das Primärteilchen ein  $\gamma$ -Photon sein, so entsteht ebenfalls die beschriebene elektromagnetische Kaskade.

Ist das Primärteilchen dagegen ein Hadron, so kommt es zu nukleonischen Wechselwirkungen mit Atomkernen der Atmosphärogase, in denen Pionen entstehen. Die geladenen Pionen zerfallen in Myonen, neutrale Pionen zerfallen dagegen elektromagnetisch in zwei  $\gamma$ -Quanten, welche ihrerseits wieder elektromagnetische Subschauer auslösen. In solchen hadronischen Luftschauern haben die Sekundärteilchen eine viel höhere transversale Impulskomponente als jene in elektromagnetischen Luftschauern, was die Möglichkeit eröffnet, beide Schauerarten voneinander zu unterscheiden.

### 2.1.2 Die abbildende Cherenkov-Technik

Die abbildende Cherenkov-Technik wurde entwickelt und erstmals erfolgreich implementiert für das 10 m Teleskop des Whipple-Observatoriums in Arizona. Sie macht sich zunutze, dass die in Luftschauern entstehenden hochenergetischen

Sekundärteilchen sich aufgrund ihrer hohen Energie mit einer Geschwindigkeit bewegen, die höher ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in Luft, und diese Teilchen deshalb Cherenkov-Strahlung emittieren. Für den Winkel, unter dem diese Strahlung emittiert wird gilt:

$$\cos \theta_c = \frac{c}{n v} = \frac{1}{\beta n} \quad \text{mit} \quad n = 1.000229 \Rightarrow \theta_c(\beta \rightarrow 1) = 1.226^\circ \quad (2.1)$$

Hier wurde bereits der auf dem H.E.S.S.-Beobachtungsniveau von 1800 m gültige Brechungsindex  $n$  eingesetzt, um den asymptotischen Cherenkov-Winkel  $\theta_c^{(\beta \rightarrow 1)}$  zu bestimmen. Aus der Schwellenbedingung  $n \cdot \beta_{min} = 1$  kann man die Schwellenenergie  $E_{min}$  für ein Teilchen bekannter Masse  $M$  abschätzen zu

$$E_{min} = \frac{M c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (2.2)$$

Der Cherenkov-Winkel eines Teilchens der Energie  $E$  und der Ruhemasse  $E_0$  beträgt

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{n \sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E}\right)^2}} \quad (2.3)$$

Für Myonen beispielsweise, mit der Ruhemasse  $E_0^\mu = 0.105$  GeV, ergibt sich eine Mindestenergie von  $E_{min}^\mu = 4.91$  GeV. Für spätere praktische Zwecke wird ein Cherenkov-Winkel von  $\theta_c \geq 0.5^\circ$  für Myonen erforderlich sein, was eine Mindestenergie von  $E_{min}^\mu = 5.4$  GeV bedingt.

Die Zahl der Cherenkov-Photonen, die ein Teilchen mit der Ordnungszahl  $z$  entlang des Wegelements  $dx$  in einem Wellenlängenbereich von  $\lambda_1$  bis  $\lambda_2$  emittiert, ergibt sich zu aus der Energieabstrahlung nach [Jac82]:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi \alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n(\lambda)^2 \beta^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (2.4)$$

$\alpha$  ist hierbei die Feinstrukturkonstante  $\alpha \approx \frac{1}{137}$ . Im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm kann man  $n(\lambda)$  als konstant ansehen, und man erhält für ein Teilchen mit  $z = 1$ :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dx} &= 2\pi \alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2} (1 - \cos^2 \theta_c) d\lambda \\ &= 2\pi \alpha \sin^2 \theta_c \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \end{aligned} \quad (2.5)$$

Das Spektrum der Cherenkov-Strahlung ist also kontinuierlich mit einer Intensität  $I_c \propto \lambda^{-2}$ , hat sein Maximum also im blauen und ultravioletten Bereich. Man kann Gleichung 2.5 benutzen, um aus der Intensität des Cherenkov-Lichts, und

der Wegstrecke über die man den Schauer beobachtet, die Zahl der Sekundärteilchen im Luftschauer zu rekonstruieren, und so die Energie des Primärteilchens zu erhalten.

Um das Primärteilchen, dessen Energie man nun kennt, zu identifizieren und es gegebenenfalls einer Quelle zuzuordnen, benötigt man nun noch Informationen über die Geometrie des Luftschauers. Dazu benutzt man ein bildgebendes System, das den Schauer in seiner zweidimensionalen Projektion abbilden kann. Hierzu verwendet man einen Reflektor mit möglichst großer Lichtsammelleffizienz, der das Licht des Luftschauers auf eine hochempfindliche Kamera abbildet, also ein Cherenkov-Teleskop. Die gesamte Lichtausbeute eines Schauers bleibt in der Größenordnung von einigen  $10^7$  Photonen, womit sie immer vernachlässigbar klein gegen das Mondlicht ist, und deshalb nur in der mondlosen Zeit einer Nacht beobachtet werden kann.

### 2.1.3 Stereoskopische Beobachtungen

Das in die Kameraebene projizierte Bild eines Luftschauers kann gut durch eine Ellipse approximiert werden. Zur Parametrisierung dieses Schauerbildes werden dann die von Hillas vorgeschlagenen Schauerformparameter ([Hil85]) verwendet, die sich auf die zweiten Momente der Intensitätsverteilung bezüglich des Bildschwerpunktes stützen. Zu diesen *Hillas Parametern* zählen als wichtigste die Größen der Halbachsen der Hillas-Ellipse in Breite (Width) und Länge (Length) (Abb. 2.1 links), sowie die Gesamtamplitude des Bildes (Size). Die größeren Transversalimpulse der Teilchen in hadronischen Luftschauern führen zu einem größeren Width-Parameter für diese Schauer, so dass vor allem dieser Parameter zur Unterscheidung von  $\gamma$ -Schauern und hadronischen Schauern nützlich ist (Abb. 2.2).

Zur Richtungsbestimmung des Schauers nutzt man aus, dass die große Halbachse der Ellipse in Richtung des projizierten Schauerursprungs zeigt. Wenn nun mehrere parallel ausgerichtete Teleskope den gleichen Schauer koinzident beobachten (Abb. 2.3), so ergibt sich der projizierte Schauerauftreffpunkt (Core) als Schnittpunkt der Verlängerungen der großen Halbachsen der Ellipsen, wie in Abb. 2.1 rechts dargestellt wird.

Durch die stereoskopische Beobachtung ist eine genaue Bestimmung des Schauerauftreffpunktes und somit eine Entfernungsbestimmung der Teleskope zum Schauer möglich. Mit einfachen Annahmen über die Lichtabsorption in der Atmosphäre kann man den Size-Parameter direkt in eine Energie umrechnen. Hierbei kommt dem Zenitwinkel  $z = (90^\circ - h)$  Bedeutung zu, da er zusammen mit der Entfernung  $d_c$  des Teleskops zum Core, die Länge der Strecke bestimmt, die das Licht des Luftschauers bis zum Teleskop zurücklegen muss, wonach die Absorption proportional zu  $h/\cos(z)$  ist. Die Energieschwelle des Detektors, d.h. die Mindestenergie ab der man einen Luftschauer nachweisen kann, ist damit auch eine

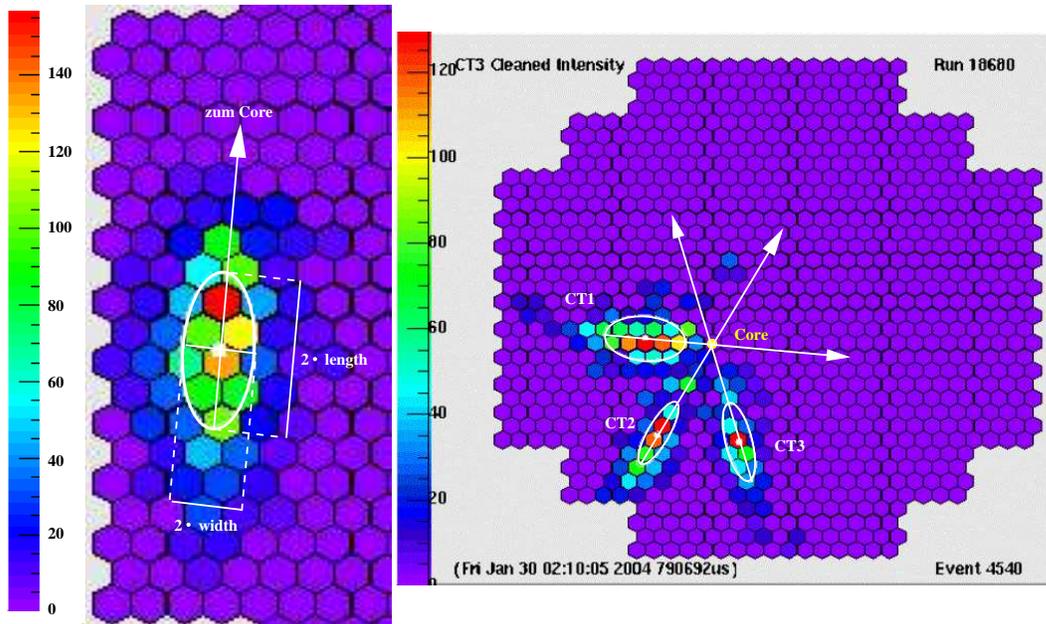


Abbildung 2.1: Links: Parametrisierung eines Schauerbildes durch Hillas-Parameter, veranschaulicht als Ellipse mit den Halbachsen Width und Length. Die Richtung vom Schwerpunkt der Intensitätsverteilung zum Pixel mit der höchsten Intensität gibt die Richtung zum Core an. Rechts: Rekonstruktion der Core-Position für einen Luftschauer, der von drei Teleskopen aufgezeichnet wurde, durch Überlagerung der drei verschiedenen Schauerbilder.

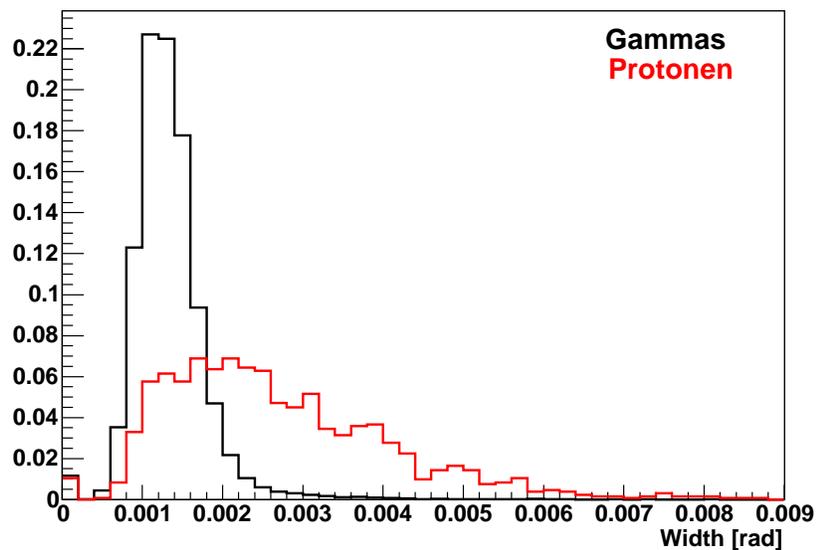


Abbildung 2.2: Verteilung der Width-Parameter für unter einem Zenitwinkel von  $0^\circ$  simulierte gamma- und hadron-induzierte Schauer.

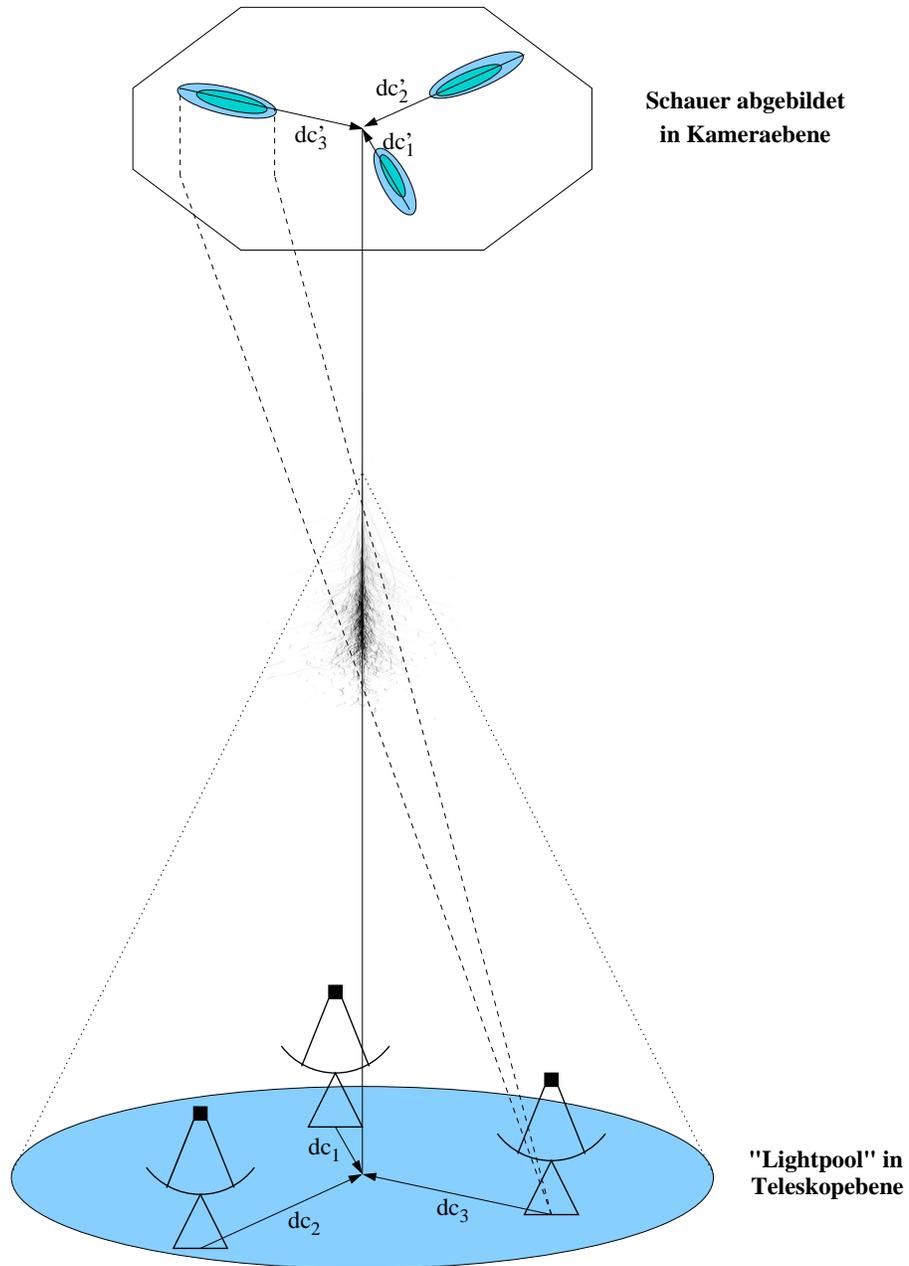


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der stereoskopischen Richtungsrekonstruktion eines Luftschauers.

Funktion des Zenitwinkels. Die Entfernungsbestimmung macht es auch möglich, die Schauerformparameter für die beteiligten Teleskope gemäß ihrer Entfernung zum Core zu skalieren und den Mittelwert *Mean Scaled Width msw* zu bestimmen, der die Separation zwischen  $\gamma$ - und hadron-induzierten Schauern nochmals stark verbessert ([A<sup>+</sup>97]). Aus Monte-Carlo-Simulationen kennt man den Erwartungswert der Width  $w_\gamma$  für ein  $\gamma$ -Ereignis und die gemessene Size  $s$ , der Entfernung zum Core  $d_c$  und dem Zenitwinkel  $z$  und kann dann den Width-Parameter für jedes Teleskop mit diesem Erwartungswert skalieren und anschließend über alle Teleskope den Mittelwert  $msw$  bilden.

$$msw = \frac{1}{N_{tel}} \sum_{tel} \widehat{w}_{tel} \quad \text{mit} \quad \widehat{w}_{tel} = \frac{w_{tel}}{w_\gamma(s_{tel}, d_{c_{tel}}, z)} \quad (2.6)$$

## 2.2 Das H.E.S.S. Experiment

Das H.E.S.S. Experiment wird betrieben von einer Kollaboration mehrerer Institute aus Europa und dem südlichen Afrika. Der Bau der Teleskope, sowie der Infrastruktur wurde vom MPIK Heidelberg durchgeführt. Im Folgenden soll ein Überblick über die wichtigsten Komponenten eines H.E.S.S.-Detektors, insbesondere des Antriebssystems, gegeben werden.

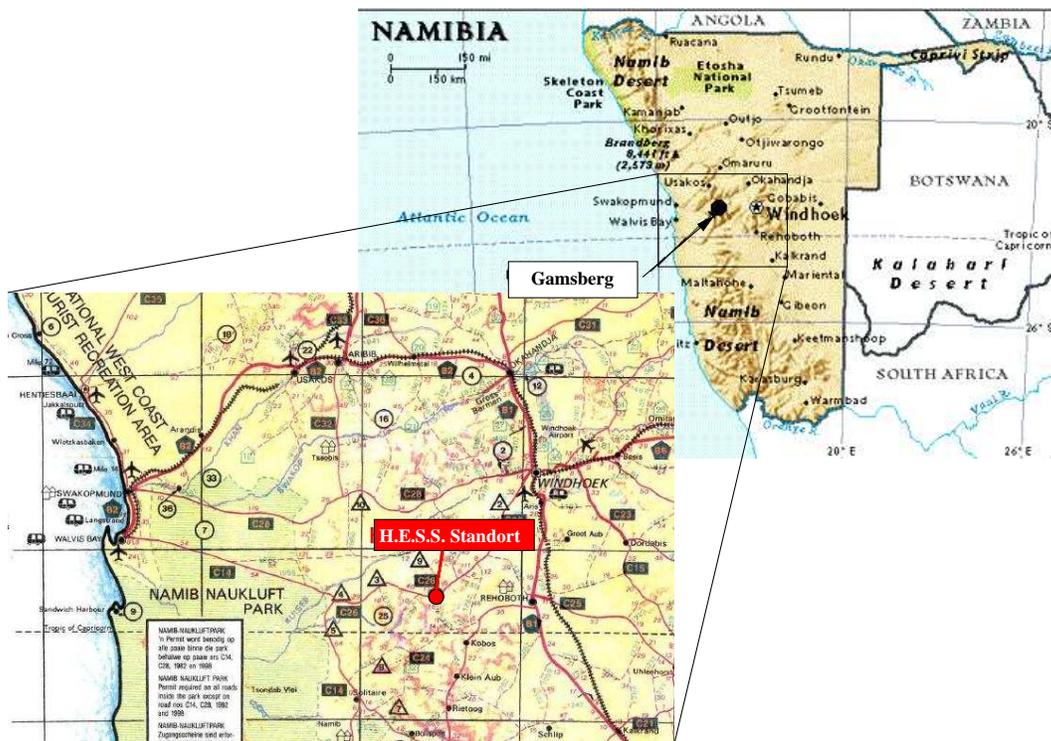


Abbildung 2.4: Karte Namibias mit Lage des Beobachtungsstandorts

### 2.2.1 Beobachtungsstandort

Das H.E.S.S. Experiment wurde im Khomas Hochland Namibias aufgebaut, auf dem Gelände der Farm Göllschau, 100 km südwestlich der Hauptstadt Windhuk (Abb. 2.4) und 200 km entfernt von der Meeresküste. Die geographischen Koordinaten des Zentrums der Anlage sind  $23^{\circ} 16' 18''$  S,  $16^{\circ} 30' 00''$  O. Aufgrund seiner südlichen Breite ist dieser Standort gut geeignet um die galaktische Ebene und besonders das galaktische Zentrum zu beobachten.

Die Anlage befindet sich nahe des Gamsberges, dessen Plateau sich im Besitz der Max-Planck-Gesellschaft befindet. Auf dem außergewöhnlich flachen Hochplateau des Berges wurden schon seit über 30 Jahren Wetterbeobachtungen durchgeführt, welche zeigen, dass am Gamsberg hervorragende astronomische Beobachtungsbedingungen herrschen. Auswertung der Klimadaten ergab, dass etwa 57% der ca. 1600 mondlosen, dunklen Stunden (d.h. Höhe der Sonne  $\leq -18^{\circ}$ ) völlig wolkenfrei waren. Die Windgeschwindigkeiten in der Nacht sind mit einer Durchschnittsgeschwindigkeit von 3.5 m/s und einer Maximalgeschwindigkeit von  $\leq 20$  m/s sehr moderat und in 94% der Nächte liegt die Luftfeuchte unter 90% ([Sar95]). Die Temperaturen können in den Wintermonaten Juni bis August aufgrund der Trockenheit der Luft auf bis zu  $-10^{\circ}$  C absinken, was aber eher nur in Einzelfällen geschieht. Das Plateau auf dem Berg war als H.E.S.S.-Standort nicht realisierbar, da der Bau einer für einen Tieflader befahrbaren Straße auf den Berg hinauf sehr schwierig und teuer gewesen wäre. Aus diesem Grund wurde nahe des Gamsberges in 1800 m Höhe ein etwa 1000 ha großes Gelände gepachtet, um dort die H.E.S.S. Teleskopanlage aufzubauen.

### 2.2.2 Aufbau und Mechanik der Teleskope

Die Anlage besteht aus insgesamt 4 Teleskopen in einer quadratischen Anordnung mit 120 m Kantenlänge. Um eine möglichst hohe Lichtsammelleffizienz bei geringem Kostenaufwand zu erreichen, wurde der Teleskopspiegel mit einer Gesamtfläche von  $\sim 108\text{ m}^2$  aus 380 sphärisch geschliffenen Einzelspiegeln aufgebaut, von denen jeder einen Radius von 30 cm und eine Brennweite  $f = 15$  m hat. Die Anordnung der Spiegel folgt dabei einem Spiegeldesign von Davies und Cotton ([DC57]), welches von diesen beiden Ingenieuren für den kosteneffizienten Bau von Solarkonzentratoren konzipiert wurde. Bei diesem Davies-Cotton Design werden die Spiegel auf einer Sphäre angeordnet, wobei der Radius der Sphäre der Brennweite der Spiegel entspricht.



Abbildung 2.5: Das erste fertiggestellte Teleskop „CT3“, noch ohne Teleskopkamera. Am linken Rand des Bildes kann man im Hintergrund das Kontrollgebäude erkennen. Rechts im Bildhintergrund das Fundament für Teleskop „CT4“ und der Mikrowellen-Sendeturm zur Datenübertragung.

Alle Einzelspiegel können über Elektromotoren bewegt werden, wodurch der Ausrichtungsprozess automatisiert und ggf. regelmäßig wiederholt werden kann, und eine möglichst gleichbleibende Qualität der Abbildungsfunktion über die gesamte Dauer des Experiments erwartet wird. Eine ausführliche Diskussion des optischen Designs und der Durchführung der Messung der Abbildungsfunktion findet man in [B<sup>+</sup>03] und [C<sup>+</sup>03]. Die gemessene *Point-Spread-Function* *PSF*, d.h. die Verbreiterung des Abbilds einer punktförmigen Quelle auf der optischen Achse wird dort, abhängig von der Elevation  $\Theta$  des Teleskops beschrieben durch  $r_{80} = (0.41^2 + 0.012^2(\Theta - 67^\circ)^2)^{1/2}$  [mrad] für einen Kreis, der 80% des einfallenden

den Lichtes enthält.  $r_{80}$  bleibt also kleiner als 0.9 mrad für alle Elevationswinkel des Teleskops. Bei der Konstruktion wurde großer Wert auf die Steifigkeit des Spiegelträgers gelegt, um diese außerordentliche Stabilität zu erhalten. Nur so kann man erreichen, dass die Abbildung keine starke Abhängigkeit von der Verformung des Spiegelträgers aufgrund wechselnder Kraftverteilung für die verschiedenen Positionen des Teleskops zeigt. Ein stabiler und damit massiver Spiegelträger erfordert auch eine stabil ausgeführte Tragekonstruktion und Lagerung für den Spiegelträger. Aus diesem Grund wurde das Teleskop in einer azimuthalen Montierung ausgeführt, die eine kompakte Bauweise für schwere Teleskope ermöglicht. Das Gesamtgewicht der Teleskopkonstruktion beträgt etwa 60 t, wobei ein Anteil von  $\sim 10\%$  auf das Glas und die Aufhängung der Einzelspiegel, sowie die Teleskopkamera und das zum Ausbalancieren des Teleskops nötige Gegengewicht entfällt. Das Teleskop lagert auf einer im Grundriss hexagonalen Basisstruktur, auf der die zwei Türme aufbauen, in die der Spiegelträger eingehängt wird (Abb. 2.6). Bei der Montage wurde berücksichtigt, dass sich die Basisstruktur unter dem Gewicht des Spiegelträgers verformt, so dass am Ende der Prozedur die beiden Elevationslager noch exakt fluchtend ausgerichtet sind. Die Lagerung der Basisstruktur erfolgt auf einem präzise lotrecht ausgerichteten Zentrallager, welches etwa 40% des Gewichts trägt und auftretende Kräfte gleichmäßig radial ableitet, und auf sechs Laufrädern an den Ecken der Basisstruktur, die den Rest des Gewichtes zu gleichen Teilen tragen.



Abbildung 2.6: Zusammenbau einer Teleskopstruktur. Links: Nach vollständiger Montage der Basisstruktur und des Spiegelträgers, wird der Spiegelträger in die „Türme“ eingehängt. Rechts: Der Spiegelträger wird um  $180^\circ$  gedreht und der sogenannte Kamerabock mit den Kameraarmen aufgesetzt und montiert.

### 2.2.3 Die Teleskopkamera

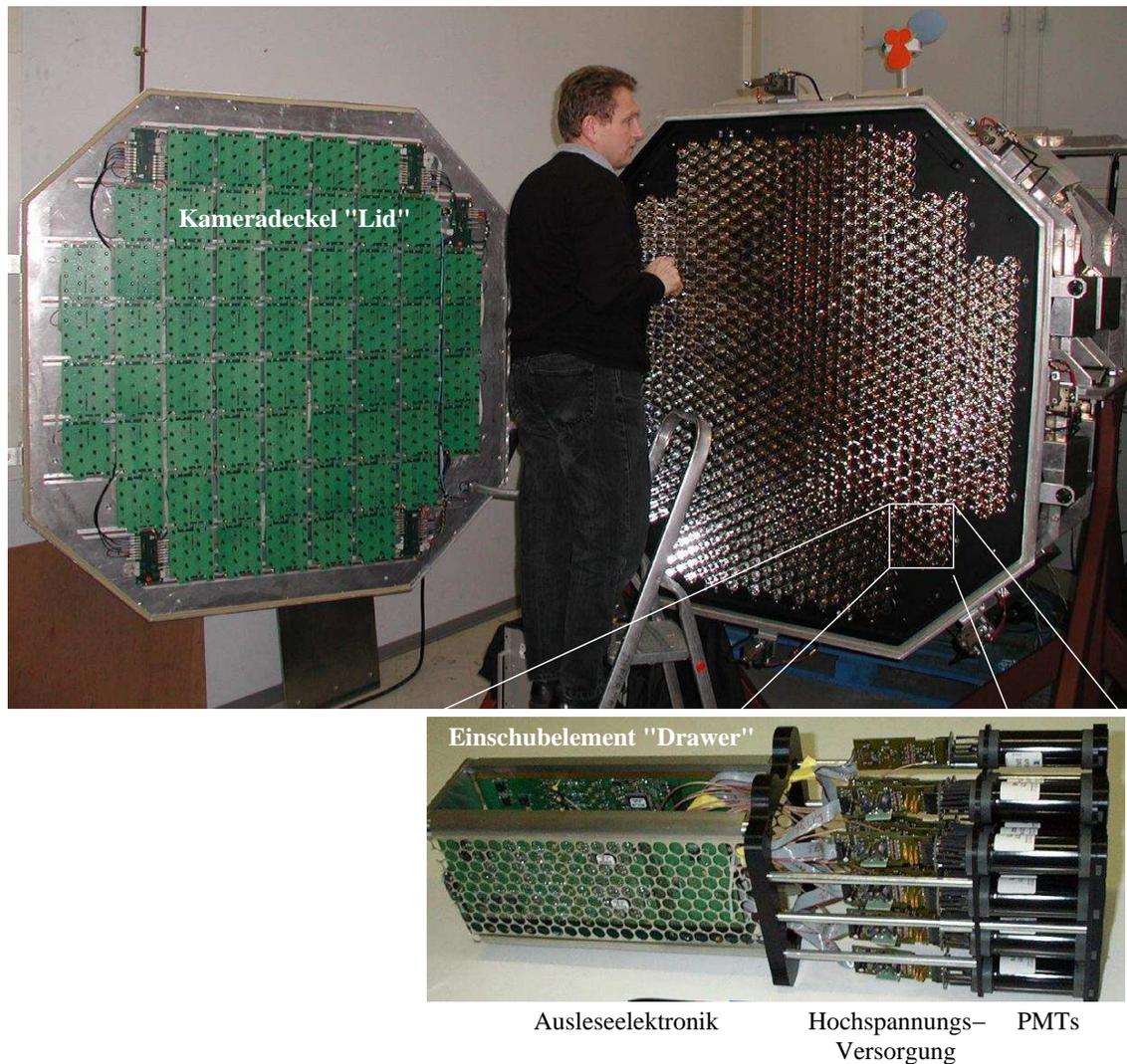


Abbildung 2.7: Die erste fertiggestellte Teleskopkamera beim Test in Paris und eines der 60 Einschubelemente (Drawer).

Die Cherenkov-Emission eines Luftschauers ist eine vergleichsweise lichtschwache Erscheinung, welche darüber hinaus nur sehr kurz ( $\leq 5\text{ns}$ ) andauert, und man benötigt möglichst viele Ereignisse für die Analyse, da man mit statistischen Methoden arbeitet. Eine Kamera, die solche Ereignisse aufzeichnen soll, muss daher extrem lichtempfindlich sein, und mit einer möglichst schnellen Elektronik für Aufzeichnung und Auslese der Daten ausgestattet werden. Als lichtempfindliche Elemente kommen nur Sekundärelektronenvervielfacher in Frage, die im Weiteren nach ihrer englischen Bezeichnung 'Photomultiplier-Tubes' als *PMTs* bezeichnet werden. Für den Bau der H.E.S.S. Kamera wurden PMTs der Baureihe XP2960

der Firma Photonis verwendet, mit einem Kathodendurchmesser von 28.4 mm. Alle Teleskopkameras wurden in Paris gebaut, ebenso wie die Ausleseelektronik, die von den an H.E.S.S. beteiligten französischen Instituten entwickelt wurde.

Um den Bereich zwischen den einzelnen PMTs nicht als sensitive Fläche zu verschenken, ist vor dem Eintrittsfenster jedes PMTs ein Lichtsammeltrichter, ein sogenannter *Funnel* montiert, der auch das in die Zwischenräume fallende Licht auf das Eintrittsfenster leiten soll (Abb. 2.8). Der effektive Durchmesser eines *Pixels* in der Brennebene wird so vergrößert auf  $\sim 0.17^\circ$ .

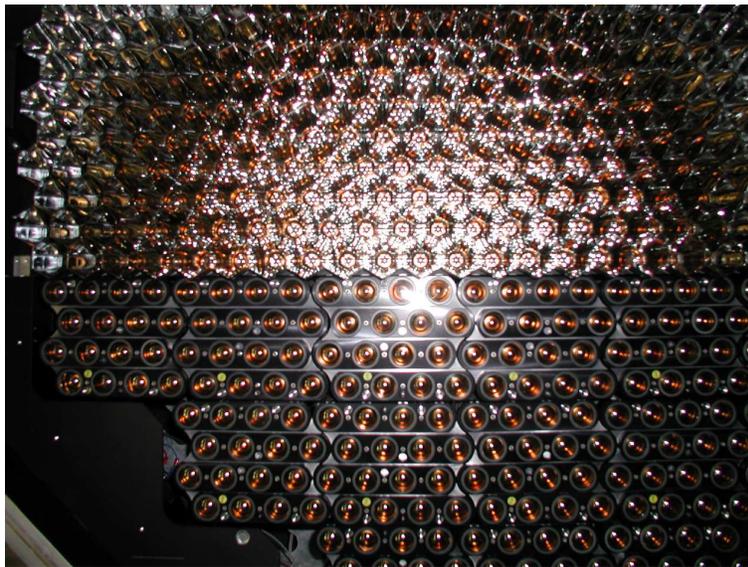


Abbildung 2.8: Kamerafront mit zur Hälfte montierter *Funnel*platte.

Jeweils 16 PMTs werden einzeln bestückt mit Karten zur Versorgung mit Hochspannung und dann zu einem Einschubelement („Drawer“) für die Kamera zusammengefasst. In einem solchen Drawer befindet sich dann auch die Ausleseelektronik für die einzelnen Photoelemente. Zur schnellen Auslese des elektrischen Signals des PMTs werden sogenannte Analog-Ring-Sampler (ARS) benutzt. Bei diesem Prinzip werden die Messwerte fortlaufend in einen analogen Ringspeicher mit 128 einzelnen Speicherzellen bei 1 ns Auflösung geschrieben und nach einem Trigger-Signal die Werte mit einem fest eingestellten Zeit-Versatz (abhängig von dem sogenannten *Nd-Wert*), relativ zum Zeitindex des Triggersignals, über eine zeitliche Fensterbreite von 16 ns durch Analog-Digital-Converter (ADC) digitalisiert und ausgelesen. Die geeigneten *Nd*-Werte, definiert als der Zeitversatz zwischen Signal und dem Empfang des Triggersignals (Abb. 2.9) müssen mit speziellen Kalibrations-Prozeduren bestimmt werden, damit ein Signal auch vollständig im Auslesefenster liegt, ansonsten erhält man ein systematisch zu kleines Signal.

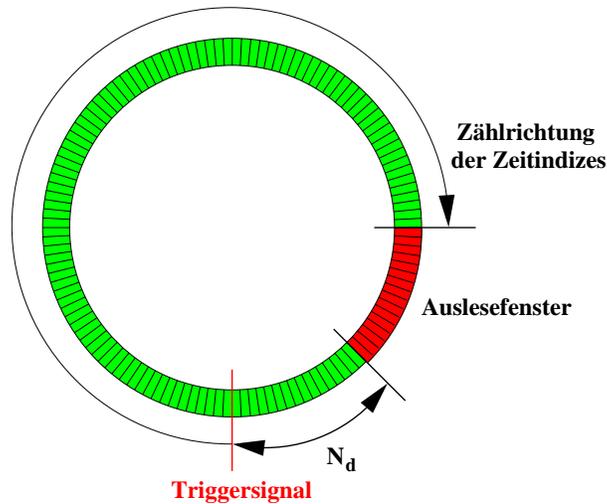


Abbildung 2.9: Funktionsprinzip des Analog-Ring-Samplers. Die Werte werden im Uhrzeigersinn in die Speicherelemente geschrieben. Nach einem Triggersignal werden diese Werte mit einem Versatz von  $(128 - N_d)$  Zeitindizes über 16 Zellen ausgelesen.

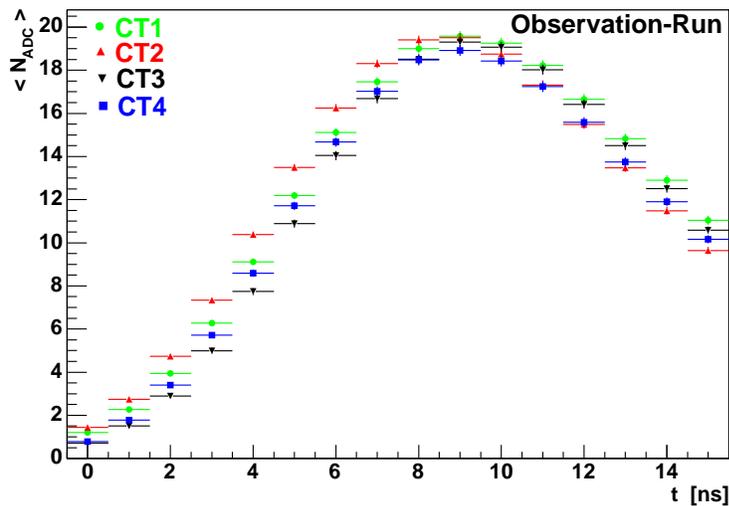


Abbildung 2.10: Mittlerer ADC Wert aller PMTs in getriggerten Sektoren der Kamera pro Zeiteinheit nach dem Triggersignal, ausgelesen im Sample-Modus für eine Standard-Beobachtung mit vier Teleskopen ([Ber04a]).

Abb. 2.10 zeigt das Ergebnis einer Datennahme im Abtast-Modus („Sample-Modus“). Hierbei wird das Signal für jede Speicherzelle einzeln ausgelesen, während man ansonsten nur den integrierten Wert ausliest, um Daten-Bandbreite zu sparen. Die Abbildung zeigt die über alle PMTs gemittelten ADC-Werte pro

Zeiteinheit im Auslesefenster, für eine Standard Beobachtung. Eine Datennahme mit dem System wird als *Run* bezeichnet. Für verschiedene Zwecke werden Run-Typen definiert, die sich nach der Auswahl der beteiligten Subsysteme und in ihren Konfigurationen unterscheiden. Der „Observation-Run“ ist ein vordefinierter Typ der Datennahme, der für die Standard-Beobachtung eines Zielobjekts eingesetzt wird.

Das PMT-Signal wird aufgeteilt in zwei Kanäle, einen mit hoher Verstärkung („High-Gain Signal“) und einen mit niedriger Verstärkung („Low-Gain Signal“), jeweils 4 der PMTs werden dann über dieselbe ARS-Karte parallel ausgelesen. Die Aufteilung ergibt sich aus dem Wunsch, einen möglichst großen dynamischen Bereich zu erhalten, ohne durch Sättigungseffekte gestört zu werden. Der High-Gain Kanal wird für Signale bis zu 150 Photoelektronen (pe) ausschließlich genutzt und der Low-Gain Kanal ausschließlich ab 200 pe. Im Übergangsbereich wird ein gewichtetes Mittel des Low-Gain und High-Gain Wertes benutzt.

Ein Triggersignal wird in der Kamera gebildet, sobald eine Mindestanzahl von Pixeln ein Signal mit einer festgelegten Mindeststärke produziert. Für ein einzeln betriebenes Teleskop fordert man für einen Kameratrigger beispielsweise, dass in mindestens 4 Pixels jeweils ein Signal von über 5 pe vorliegen muss. Um mehrere Teleskopkameras zu kombinieren, kann man als Zusatzbedingung für den Auslesevorgang ein externes Signal eines *Zentralen Triggers* innerhalb eines festgelegten Zeitfensters fordern, um die für die Stereoskopie erforderliche Koinzidenz herzustellen. Die Schwellenwerte, die man für die Triggerbedingung wählt, richten sich nach der Minimierung der Totzeit des Systems durch die Datenauslese nach Triggerung einer Kamera und der maximal übertragbaren Datenrate. Für die Auslese der etwa 3 kB großen Ereignisse benötigt die Kamera  $t_d \approx 500\mu s$ , wenn kein Auslesen der Daten nach einem Kameratrigger erfolgt, weil der Zentraltrigger kein Signal erzeugt, so ist  $t_d$  nur  $5\mu s$ . Aus der maximalen Übertragungsrate von 13 MB/s ergibt sich die maximale Datenrate zu  $\sim 400$  Ereignissen pro Sekunde, die man für keine Beobachtung überschreiten kann.

Die Kamera ist so montiert, dass das Eintrittsfenster der Kamera 28 mm hinter der Brennebene des Teleskopspiegels liegt. Dadurch wird das Teleskop auf die durchschnittliche Höhe des Schauermaximums von  $\sim 8$  km fokussiert. Aufgrund des großen Gewichts von etwa 950 kg einer Kamera, angebracht in 15 m Entfernung vom Spiegelträger, ist eine sehr stabile Konstruktion der Tragestruktur nötig, wenn man nicht will, dass die Kameraarme sich stark durchbiegen, und die optische Achse der Kamera damit in eine völlig andere Richtung zeigt als die optische Achse des Teleskopspiegels. Die Struktur der Kameraarme wurde so stabil ausgeführt, dass die mit einem Laserlot gemessene Durchbiegung in der Horizontalen bei allen vier Teleskopen unter 20 mm bleibt. Da die Kühlung der Kamera durch Luftzufuhr erfolgt, wird sie in der Parkposition durch eine Hütte mit Rolldach geschützt, damit bei Regen kein Wasser in die Lüftungsöffnungen eintritt und ansonsten der Staubeintrag reduziert wird. Ebenso wird dadurch während

des Tages die übermäßige Aufheizung der Kamera durch Sonneneinstrahlung verhindert, da die PMTs ab einer Temperatur von  $40^\circ\text{C}$  Schaden nehmen können.

### 2.2.4 Ergänzende Systeme und Messgeräte

Am Teleskop sind noch weitere Meßsysteme montiert, die parallel zur Kamera Daten liefern, die benutzt werden, um die Datenqualität der Kamera zu evaluieren und durch eine Nachbearbeitung der aufgezeichneten Daten während der sogenannten *Offline-Analyse* zu verbessern. Ein entscheidender Punkt ist, dass man idealerweise aufgezeichneten Ereignissen astronomische Himmelskoordinaten in dem von Beobachtungsstandort und Instrument unabhängigen *bewegten Äquatorsystem* zuordnen will. In diesem wird eine Position auf der Himmelskugel definiert durch den Winkel relativ zum Himmelsäquator, der *Deklination*  $\delta$ , und der *Rektaszension*  $RA$ , dem Winkel relativ zum sogenannten Frühlingspunkt, d.h. dem Schnittpunkt zwischen der Ebene der Ekliptik und dem Himmelsäquator. Um die Position eines Ereignisses im Äquatorsystem zu rekonstruieren, benötigt man eine Erfassung der astronomischen Standardzeit *Universal Time UT*, die man von Satelliten des amerikanischen Global-Positioning-Systems GPS mittels eines entsprechenden Empfängers erhalten kann. Ebenso muss man möglichst genau die momentane Position des Teleskops in dem an den Beobachtungsstandort gebundenen *Horizontsystem* kennen. Im Horizontsystem wird eine Position definiert durch die *Höhe*  $h$ , also dem Winkel zum Horizont, und dem *Azimut*  $\alpha$ , d.h. dem Winkel relativ zur Nordrichtung. Der Teleskopantrieb verfügt über die Positionsinformation der Teleskopachsen (Kap. 2.3.2) in Elevation und Azimut. Diese Koordinaten der Teleskopachsen weichen jedoch vom astronomischen Horizontsystem aufgrund mechanischer Ungenauigkeiten leicht ab und sind außerdem in ihrer Auflösung technisch bedingt begrenzt. Da die „wahre“ Positionsinformation im Horizontsystem für den Antrieb nicht zugänglich ist, sondern nur die Information der Winkelgeber, werden Teleskopkoordinatensystem und Horizontsystem im weiteren aber synonym verwendet. Aufgrund der bereits angesprochenen Durchbiegung der Kameraarme ist das Koordinatensystem der Kameraebene, in dem die Richtung des Luftschauers bestimmt wird, wiederum gegenüber dem Koordinatensystem des Teleskops gedreht. Um die Transformationen zwischen den verschiedenen Koordinatensystemen in der Offline-Analyse mit den nötigen Korrekturen exakt ausführen zu können, muss man präzise Informationen über die relativen Abweichungen der verschiedenen Koordinatensysteme voneinander sammeln. Hierzu verwendet man zwei CCD-Kameras (Abb. 2.11) mit hoher Auflösung.

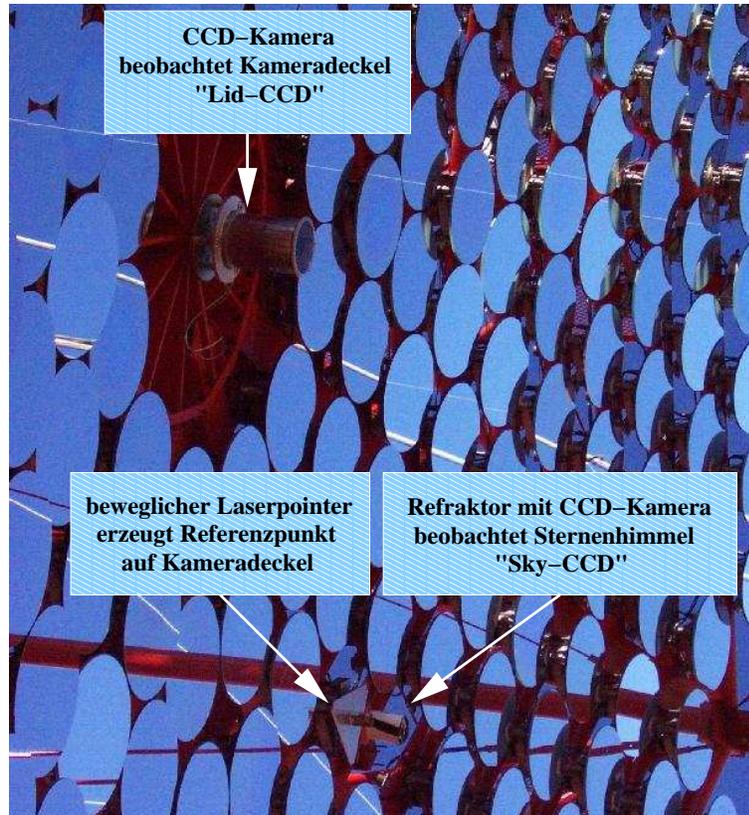


Abbildung 2.11: Zusätzliche CCD-Kameras zur Kontrolle der Abbildungsfunktion und der Teleskopausrichtung. Der bewegliche Laserpointer wurde nur für das erste Teleskop montiert.

Eine CCD-Kamera mit einer einfachen Optik befindet sich genau in der Mitte des Spiegelträgers, dem sogenannten *Dish* und beobachtet den geschlossenen Deckel (das sogenannte *Lid*) der Teleskopkamera; diese Kamera wird mithin als *Lid-CCD* bezeichnet. Der außen weiße Deckel der Kamera wirkt als Mattscheibe, auf die man Sterne abbilden kann. Diese Abbilder von Sternen, also perfekt punktförmigen Lichtquellen, liefern Referenzpunkte, deren Koordinaten im Äquatorialsystem und zusammen mit UT auch im Horizontsystem mit hoher Genauigkeit auf besser als  $10^{-3}$  Bogensekunden bekannt sind. Durch Bestimmung des Durchmessers der entstehenden Lichtflecke bestimmt man die oben angesprochene Abbildungsfunktion des Teleskops. Der Laserpointer in Abb. 2.11 kann benutzt werden, um für die Justierung der Einzelspiegel einen besonders hellen Referenzpunkt auf das Lid zu projizieren, es hat sich aber nach den Arbeiten an CT3 gezeigt, dass dieses Verfahren nicht gebraucht wird. Auf der Kamera sind Leuchtdioden mit Lochblenden angebracht, deren Positionen auf der Kamera durch die Konstruktion auf 0.1 mm genau bekannt sind. Durch Bestimmung der relativen Lage der Bilder der Leuchtdioden zu den Bildern der Sterne in mehreren Positionen des Teleskops kann man ein sogenanntes *Pointing-Modell* entwickeln, welches die Verdrehung

des Kamerakoordinatensystems gegenüber dem Horizontsystem vorhersagt. Eine zweite CCD-Kamera ist an einem kleinen optischen Teleskop angebracht, welches direkt den Sternenhimmel beobachtet; diese Kamera wird als *Sky-CCD* bezeichnet. Wiederum dienen die aufgezeichneten Bilder von Sternen als Referenzpunkte, und durch die Parallelausrichtung der optischen Achsen der Teleskope kann man direkt die Abweichungen von Teleskopsystem und Horizontsystem bestimmen, die dann auch in das Pointing-Modell einfließen. Die Transformationen und Korrekturen zwischen den verschiedenen Koordinatensystemen wird ausführlich dargelegt in [Gil04].

Weitere von der University of Durham beigestellte Meßsysteme dienen der Aufzeichnung von Informationen über die Beobachtungsbedingungen. Eine Wetterstation zeichnet Daten zu Temperatur, Luftdruck, relativer Luftfeuchte und Windgeschwindigkeit, sowie Windrichtung auf. Die Wetterstation hat sich aber leider als anfällig für Totalausfälle und Kalibrationsprobleme erwiesen. Ein am Teleskop paraxial montiertes Radiometer misst die Temperatur in der Atmosphäre durch die Messung von Infrarotstrahlung. Ein Anstieg dieser Strahlungstemperatur zeigt Wasserdampf, also Wolken entlang der Sichtlinie an. Leider war das System nach fehlerhafter Montierung über Monate hinweg nicht parallel zur Teleskopachse ausgerichtet, sondern unter einem relativen Winkel von etwa  $20^\circ$  montiert. Ein LIDAR System misst ebenfalls Höhe und Dicke von Wolkenschichten für verschiedene Höhen, über die Rückstreuung von ausgesandtem Laserlicht, leider nur senkrecht über dem Beobachtungsstandort, da die Software für die Steuerung des Instruments über lange Zeit nicht einsatzfähig war.

## 2.3 Das Antriebssystem der H.E.S.S. Teleskope

Ein zeitlich großer Anteil dieser Arbeit bestand in der maßgeblichen Beteiligung an der Konzeption und dem Aufbau des Antriebssystems der H.E.S.S.-Teleskope, der Entwicklung der Steuersoftware, sowie Tests des Antriebssystems in Heidelberg und des fertig aufgebauten Systems vor Ort in Namibia. Die Projektierung des Stahlbaus und die Auswahl von Antriebskomponenten wurde ausgeführt vom Ingenieurbüro Schlaich-Bergermann und Partner in Stuttgart, in Zusammenarbeit mit NEC Stahl aus Okahandja. Die Elektroverteilung und Schaltanlage wurde zusammen mit der Firma EPROS Elektrotechnik (vormals Möller) aus Mannheim konzipiert und in deren Werkstatt gebaut.

### 2.3.1 Grundmerkmale des Systems

Wie für alle Teleskopantriebssysteme sind die Grundanforderungen für den Antrieb Laufruhe und hohe Positioniergenauigkeit. Um nicht zu viel Zeit beim Positionieren des Teleskops auf ein neues Ziel zu verlieren, ist auch eine hohe Positioniergeschwindigkeit von Vorteil, weshalb hier  $100^\circ / \text{min}$  gefordert wurden. Die

Laufruhe, d.h. die Größe der notwendigen Korrekturen der Motorgeschwindigkeit aufgrund von Fehlern in mechanischen Teilen, ist abhängig von der Präzision der mechanischen Bauelemente, aber auch die angemessene Dimensionierung von Motorleistung und Motor-Trägheitsmoment sind wichtig, da diese die Regeleigenschaften günstig beeinflussen. Im Gegensatz zu konventionellen astronomischen Teleskopen wird die Situation dadurch vereinfacht, dass die Integrationszeit der Kamera extrem niedrig ist und die Messung in Relation zu allen Zeitkonstanten einer Motorsteuerung instantan erfolgt. Aus diesem Grund kann man die Regelung undynamisch gestalten und weit größere Toleranzen für die Positionierungsfehler zulassen, als bei optischen Teleskopen mit einer langen Integrationszeit.

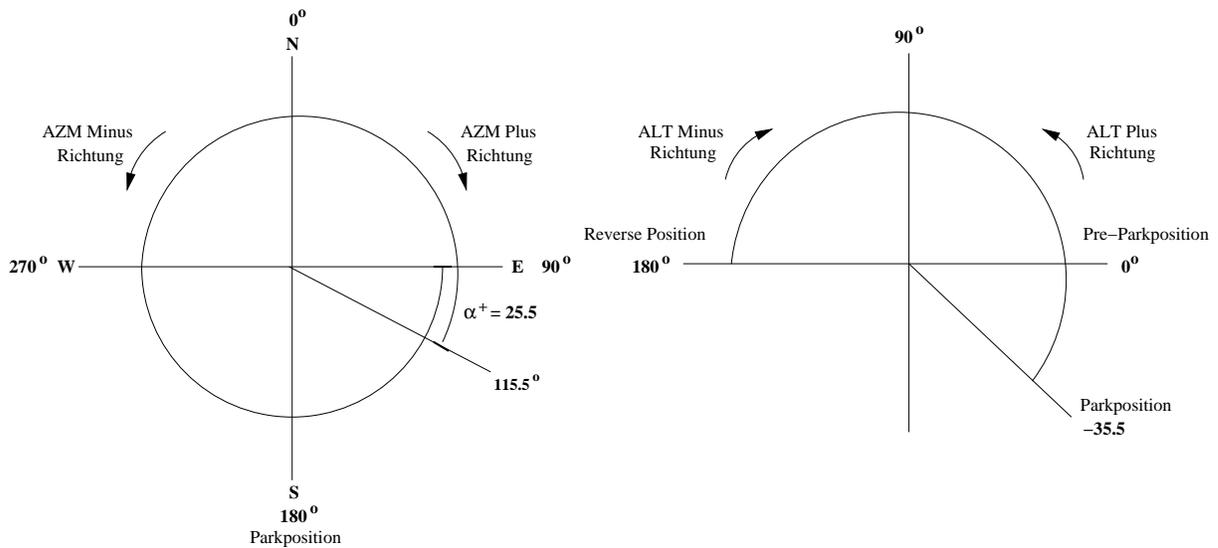


Abbildung 2.12: Definition der Bewegungsrichtung und maximal benötigter Verfahrbereich für beide Achsen

Der Verfahrbereich ist so ausgelegt, dass man ein beliebiges Ziel von Aufgang bis Untergang am Himmel verfolgen kann, ohne dabei das Teleskop in die sogenannte *Reverse Position* mit  $h > 90^\circ$  zu bewegen, oder gar die Beobachtung zu unterbrechen, um die Azimut-Position um  $360^\circ$  umzuschlagen. Dazu benötigt man im Osten oder Westen einen azimutalen Überlapp-Bereich von  $\alpha^+ = 90^\circ - \arccos(\tan(\Phi))$ , was auf der geographischen Breite von  $\Phi = 23.33^\circ \text{S} \Rightarrow \alpha^+ = 25.5^\circ$  bedeutet. Der gesamte benötigte Azimut-Fahrbereich beträgt also  $385.5^\circ$ . Der benötigte Verfahrbereich für die Elevation wäre damit nur  $90^\circ$ , aber man will die Kamera bis fast auf Bodenniveau absenken, um an ihr ohne Hebebühne arbeiten zu können. Ebenso will man sich nicht prinzipiell die Möglichkeit nehmen, das Teleskop in eine Reverse Position zu bewegen, für den Fall dass man ein kurzfristiges Ziel, wie einen Gamma-Ray Burst, auf dem kürzesten Weg anfahren will. Der gesamte Elevations-Fahrbereich beträgt also

$\sim 140^\circ$ . Abb. 2.12 zeigt den Verfahrbereich für beide Achsen und die Definition der Bewegungsrichtungen für positive und negative Geschwindigkeit.

Die Positioniergenauigkeit ist abhängig von der Qualität, und damit den Kosten, der verwendeten Positions-Meßsysteme. Als Standard für industrielle Absolute-Winkelgeber gelten die Geräte der Firma Heidenhain, welche eine absolute Positionsaufösung von 17-Bit pro voller Umdrehung, also umgerechnet  $10''$  mit hoher mechanischer Belastbarkeit bis zu 10000 Upm verbinden. Als Absolute-Winkelgeber werden sie bezeichnet, weil sie ihre Position ohne externe Referenzierung ermitteln können, indem sie intern eine sogenannte *Grey-Code Scheibe* auslesen, auf der die Position in Bitwerten codiert ist ([TG97]). Bei der Inbetriebnahme nach Einbau muss man nur einmal den konstanten *Offset* des Winkelgeber-Koordinatensystems relativ zum Teleskop-Koordinatensystem bestimmen, und benötigt keine weiteren Referenzierungs-Prozeduren. Die Winkelgeber benutzen zur Datenübermittlung den Kommunikationsstandard EnDat, bei dem die Positionsdaten mit hoher Geschwindigkeit übermittelt werden können. Parallel dazu werden zwei um  $90^\circ$  phasenverschobene elektrische Sinussignale übermittelt, aus deren Differenz die Position auch ermittelt werden kann. Als Komponenten für das Antriebssystem wurden Geräte der Produktlinie Indramat ECODRIVE03 der Firma Mannesmann-Rexroth vorgeschlagen, weil sie über eine Anschlussmöglichkeit für EnDat Winkelgeber verfügen, flexibel genug sind um z.B. mit dem vorgesehenen Fahrbereich von über  $360^\circ$  umgehen können (Abb. 2.12), und die aus dem Trägheitsmoment des Teleskops und der gewünschten Positioniergeschwindigkeit abgeschätzten Anforderungen für die Motorleistung erfüllen. Als Maßgabe sollten die  $10''$  der absoluten technischen Positioniergenauigkeit erreicht werden.

Der Einsatz von Komponenten aus der Automatisierungsindustrie erfüllt eine weitere wichtige Anforderung an das Antriebssystem, nämlich eine Reduzierung des Wartungs- und Reparaturaufwandes. Da das Experiment in Afrika, weit entfernt von der nächsten Stadt aufgebaut ist, können aufwändige Wartungsarbeiten an hochspeziellen Anlagen nicht in Kauf genommen werden. Ebenso ist die mögliche Beobachtungszeit in dunklen, mondlosen Stunden klarer Nächte ohnehin stark eingeschränkt, weshalb eine tagelange Standzeit eines Teleskops aufgrund des Ausfalls des Antriebs ebenso unerwünscht ist. Fast alle Komponenten des Antriebs können auch von Nicht-Experten nach telefonischer Anweisung falls notwendig innerhalb eines Tages ausgetauscht werden.

Die Geschwindigkeit eines Zielobjektes am Himmel ist für ein Teleskop in einer azimutalen Montierung nicht konstant, da die Azimut Achse des Teleskops und die Erdachse nicht parallel ausgerichtet sind. An einem Beobachtungsstandort auf der geographischen Länge  $\lambda$  und Breite  $\phi$  berechnet sich für ein Objekt mit der Deklination  $\delta$  und der Rektaszension RA, aus der für die Uhrzeit UT und  $\lambda$  der Stundenwinkel  $t(\text{RA}, \text{UT}, \lambda)$  folgt, die Höhe  $h$  und der Azimut  $\alpha$ , sowie die

Geschwindigkeiten  $v_h$  und  $v_\alpha$  in Bogensekunden, zu ([Nau00]):

$$h = \arcsin[\sin(\delta) \sin(\phi) + \cos(\delta) \cos(\phi) \cos(t)] \quad (2.7)$$

$$\alpha = \arcsin \left[ -\frac{\cos(\delta) \sin(t)}{\cos(h)} \right] \quad (2.8)$$

$$v_h = 15 \sin(\alpha) \cos(\phi) \quad (2.9)$$

$$v_\alpha = -15[\tan(h) \cos(\alpha) \cos(\phi) - \sin(\phi)] \quad (2.10)$$

Die typische zu erwartende Geschwindigkeit beträgt für die Elevationsachse maximal  $\pm 15''/s$ , für die Azimut-Achse sind die zu erwartenden Geschwindigkeiten größer. Die Azimut-Sollgeschwindigkeit kann sogar gegen unendlich gehen, wenn das Ziel während seiner oberen Kulmination durch den Zenit zieht. Ein kreisförmiger Bereich im Zenit, dessen Radius von der maximal möglichen Geschwindigkeit des Teleskops abhängt, kann deshalb nicht beobachtet werden.

### 2.3.2 Aufbau des Antriebssystems

Aus Kostengründen wurde der Antrieb des Systems als Reibradantrieb konzipiert. Im Gegensatz zum Zahnrad/Ketten-Antrieb der Mehrzahl astronomischer Teleskope erfolgt die Kraftübertragung hier ausschließlich durch Reibung von Reibrad zu Antriebsschiene. Abb. 2.13 zeigt den Antriebsblock des Azimutantriebs. Die Antriebsklammer läuft dabei auf der Antriebsschiene entlang und zieht das über einen Stahlträger angekoppelte Teleskop hinter sich her, bzw. schiebt es vor sich her. Das Teleskop rollt dabei auf sechs Laufrädern auf einer separaten Schiene. Tellerfedern pressen mit einer Kraft von 80 kN ein nicht angetriebenes Rad auf die Antriebsschiene, und auf der gegenüberliegenden Seite der Schiene befindet sich das angetriebene Reibrad.

Ein Drehstrom-Motor ist an dem Reibrad über ein kombiniertes Kegelrad/Stirnrad-Getriebe mit einer Untersetzung von 254 angekoppelt. Das Gesamtuntersetzungsverhältnis ergibt sich dann weiterhin aus den Radien der Antriebsschienen von  $R_{Azm}^S = 14.6$  m und  $R_{Elv}^S = 15$  m, und den Radien der Reibräder von  $R_{Azm}^R = 226$  mm und  $R_{Elv}^R = 224.5$  mm, zu  $i_{Azm} = 16409$  und  $i_{Elv} = 16971$ . Als Motor wird ein Model der Firma Indramat Ecodrive03 MKD 090 mit eigenem internen Winkelgeber (Resolver) und im stromlosen Zustand geschlossener Haltebremse eingesetzt. Da dieser Motor Daten an seine Steuereinheit zurücksendet, welche wiederum zur Regelung der Eingangsgrößen für den Motor verwendet werden, bezeichnet man ihn als Servomotor. Paraxial zur Servo-Motorachse ist ein Gleichstrommotor mit eigener im stromlosen Zustand offener Arbeitsbremse angebracht. Der DC-Motor dient als Ersatzsystem im Falle eines Ausfalls des Servosystems (Kap. 2.3.4). Auf eine Vorrichtung zum Vorspannen des Getriebes, wie sie üblicherweise beim Bau von Präzisionsanlagen verwendet wird, kann verzichtet werden, da die Rollreibung der Reibräder, der Azimut-Laufräder und der Achslager zusammen groß genug ist, so dass

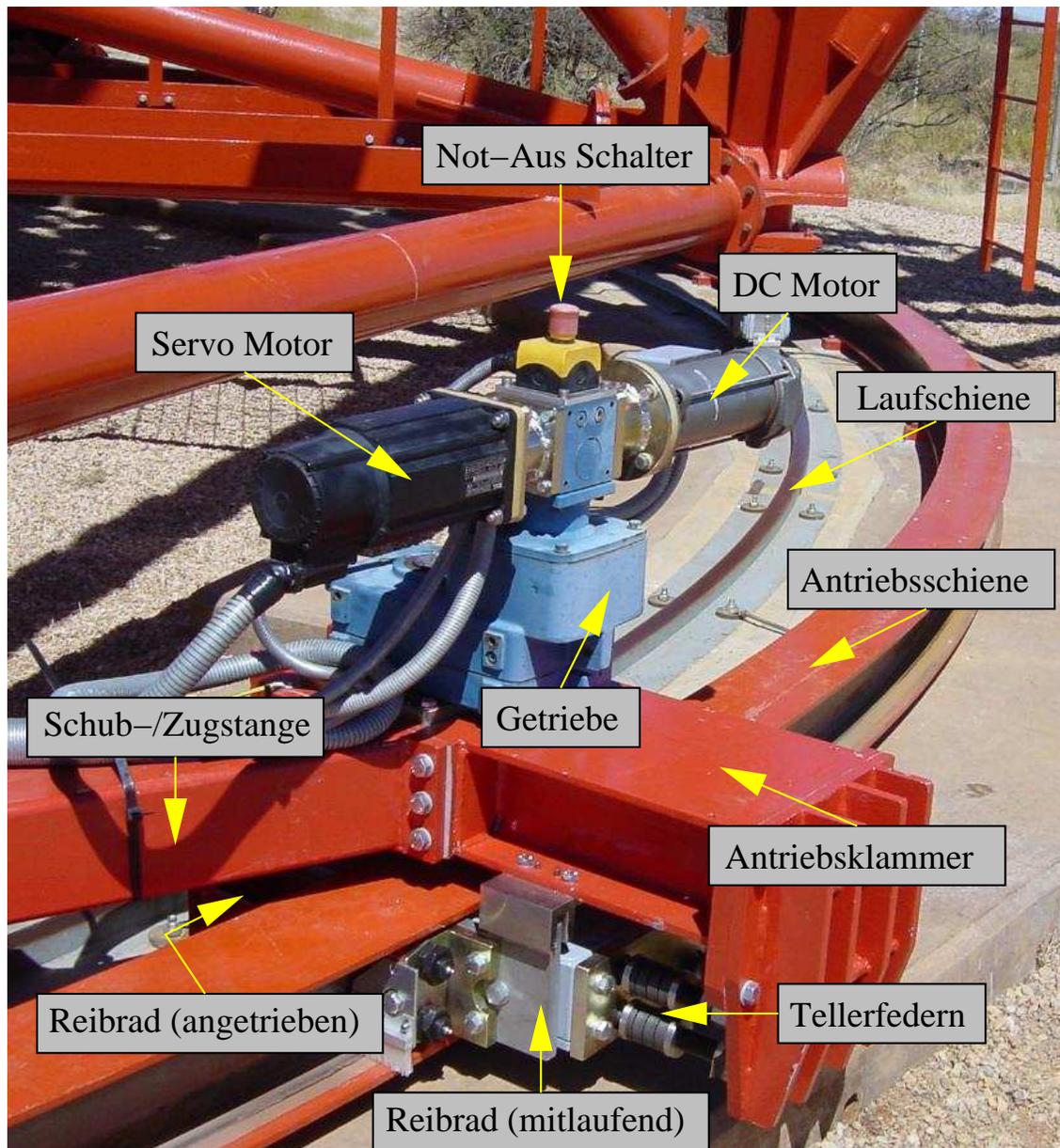


Abbildung 2.13: Funktionsprinzip des Azimut-Antriebs. Das Teleskop rollt frei auf einer Laufschiene. Der Azimut-Antriebsblock mit Motoren läuft auf einer Antriebsschiene entlang und zieht das angekoppelte Teleskop hinter sich her, bzw. schiebt es vor sich her.

kein Getriebeispiel auftritt, solange man keinen Wechsel der Bewegungsrichtung vornimmt ([Bol03]). In der Elevationsachse balanciert man das Teleskop nicht perfekt aus, sondern belässt es bei einem kleinen Ungleichgewicht von ca. 50 kg auf Seiten des Gegengewichts, was auf die Motorachse bezogen etwa 0.22 Nm Drehmoment bedeutet, um dadurch das Getriebe zusätzlich etwas vorzuspannen.

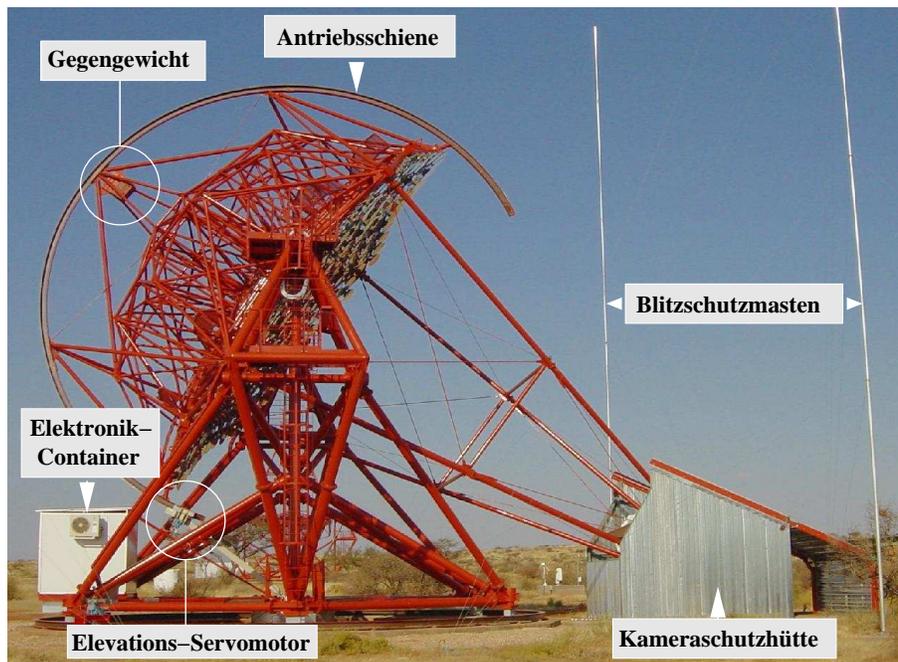


Abbildung 2.14: Seitenansicht eines Teleskops und Elemente des Elevationsantriebs, sowie Kameralhütte und Elektronik-Container.

Abb. 2.14 zeigt eine Seitenansicht des Teleskops und verdeutlicht die Funktionsweise des Elevationsantriebes. Alle Antriebskomponenten sind gleich wie beim Azimutantrieb, aber hier ist der Antriebsblock über einen Stahlträger am Zentrallager angekoppelt und zieht, bzw. schiebt die Elevations-Antriebsschiene durch. Ebenso zu sehen ist die schon angesprochene Kamera-Hütte und ein auf der Basisstruktur mitfahrender, klimatisierter Container für elektronische Bauteile. Hier sind Netzwerkkomponenten, sowie die Schaltschränke des Antriebs und weiterer Subsysteme, wie z.B. die Steuerung der Einzelspiegel, untergebracht. Die wichtigsten Daten der mechanischen Komponenten sind in Tab. 2.1 angegeben, hierbei ist  $J_T$  das Trägheitsmoment bezogen auf die Teleskopachse,  $i$  das Gesamtuntersetzungsverhältnis,  $J_M = J_T/i^2$  das Trägheitsmoment bezogen auf die Motorachse,  $J_{Tot}$  das Gesamtträgheitsmoment inklusive aller mitlaufenden mechanischen Komponenten und  $F_R$  eine Obergrenze für die Gesamtreibkraft für beide Achsen umgerechnet in ein auf die Achse bezogenes Drehmoment. Weitere mechanische Daten findet man in [Bol03].

	$J_T [10^3 \text{ kg m}^2]$	Reduktion $i$	$J_M [\text{kg cm}^2]$	$J_{\text{Tot}} [\text{kg cm}^2]$	$F_R [\text{Nm}]$
Azimut	1778	16409	66	124	1.55
Elevation	815	16971	28	87	0.91

Tabelle 2.1: Auswahl der wichtigsten mechanischen Daten des Teleskopantriebs. Trägheitsmoment bezogen auf die Teleskopachse  $J_T$ , Gesamtuntersetzungsverhältnis  $i$ , Trägheitsmoment bezogen auf die Motorachse  $J_M$ , Gesamtträgheitsmoment  $J_{\text{Tot}}$  inklusive aller mitlaufenden Komponenten, abgeschätzter maximaler Reibwiderstand  $F_R$ .



Abbildung 2.15: Schaltschrank mit Servoverstärkern und Kommunikationsmodulen, sowie 24 VDC-Versorgung und Speicherprogrammierbarer Steuerung SPS für DC und Notfahrt-Kontrolle.

Der Servomotor wird mit 3-Phasen Wechselstrom mit einer Spannung von 380 V versorgt, die gepulst betrieben wird, um über die Pulslänge die Motorgeschwindigkeit zu steuern. Diese Leistungsspannung wird geliefert vom zugehörigen Servoverstärker Indramat Ecodrive03 DKC 01.3-040. Dieser Servoverstärker ist, wie der Servomotor, ein Standardgerät aus der Automatisierungsindustrie, ausgestattet mit einer eigenen Logik-Einheit, mehreren wählbaren Betriebsarten und einer Reihe von industrieüblichen Sicherheitsvorrichtungen. Mit dieser Motor/Verstärker-Kombination kann man eine Maximaldrehzahl von 4500 Upm erreichen, was bei den angegebenen Untersetzungsverhältnissen auf die Achsen bezogen Maximalgeschwindigkeiten von  $v_{\alpha}^{max} = 98.7^{\circ} \text{ min}^{-1}$  und  $v_h^{max} = 95.5^{\circ} \text{ min}^{-1}$  bedeutet. Die maximale Höhe, in der ein Ziel während der oberen Kulmination verfolgt werden kann, ist damit (Gl. 2.10)  $h_{max} = 89.87^{\circ}$ . Abb. 2.15 zeigt den Schaltschrank der Antriebsanlage mit den eingebauten Servoverstärkern beider Achsen.

In diesem Schaltschrank werden noch eine Reihe weiterer Signale von mechanischen Schaltern verarbeitet, die Mehrzahl dieser Signale dienen der Senkung des Risikos der Beschädigung der Anlage (Kap. 2.3.4). Alle Schalter werden mit der industrieüblichen 24 V DC-Technik betrieben, ebenso wie die Logik-Module der Servoverstärker und die zusätzlich vorhandene Speicherprogrammierbare Steuerung *SPS*, welche die erforderliche Schaltlogik für die DC-Motoren bereitstellt. Ein 24 V Netzteil liefert die benötigte Gleichspannung für alle Komponenten. Da das Bedienpersonal im Kontrollraum der Anlage über den Status der einzelnen Komponenten informiert sein muss, werden alle Signale an Digitale IO-Module weitergeleitet und von diesen über Ethernet an die Kontrollprozesse gemeldet.

### 2.3.3 Realisierung der Teleskopsteuerung

Die Teleskopsteuerung wurde angelegt nach dem Prinzip eines dreifach kaskadierten Regelkreises, d.h. der Hintereinanderschaltung dreier Regelkreise. Die äußere Regelschleife besteht dabei aus einem Lageregler, der die aktuelle Position  $P_{Ist}$  der Achse über den Servoverstärker abfragt, dann aus der Zeit  $UT$  die Sollposition  $P_{Soll}$  errechnet und die sich ergebende Positionsabweichung in einen Geschwindigkeits-Offset  $\Delta v$  umsetzt, welcher auf die nominelle Geschwindigkeit des Zielobjektes  $v_*$  aufaddiert wird. Hier ist der einfachste Fall realisiert, bei dem der Regler als Proportional-Regler (P-Regler) ausgelegt ist, der die Korrektur mit einem festen Faktor an die Positionsdifferenz koppelt  $\Delta v = k_v \Delta P$ . Die so gebildete Sollgeschwindigkeit  $v_{Soll} = v_* + \Delta v$  ist die Eingangsgröße für den folgenden Geschwindigkeitsregler. Dieser vergleicht die Sollgeschwindigkeit mit der vom Motor-Winkelgeber übermittelten Ist-Geschwindigkeit, und bildet als Ausgangsgröße ein Soll-Drehmoment. Das Soll-Drehmoment wird direkt in eine Soll-Stromstärke umgerechnet, die Eingangsgröße für einen Stromregler, der die letzte Stufe der Regelstrecke darstellt. Abb. 2.16 zeigt die drei Regelkreise mit ihren zugehörigen Zykluszeiten. Alle auftretenden Positionsabweichungen

können so behandelt werden, als würden sie allein durch das Getriebe verursacht, das die Motorgeschwindigkeit  $v_{\text{Ist}}$  nicht korrekt als  $v_{\text{Ist}}/i$  abbildet, sondern eine Störgröße  $\delta v$  einführt. Die Motorgeschwindigkeit wird ausschließlich über Winkelgeber 1 (WG1), die Position ausschließlich über Winkelgeber 2 bestimmt. Geschwindigkeits- und Stromregelung werden direkt vom Servoverstärker übernommen, was eine wesentlich schnellere Regelung ermöglicht. Die Regelkreise im Servoverstärker sind als PI-Regler ausgelegt, zusätzlich zum Proportionalanteil kommt hier noch ein dynamischer integrierender Anteil, was das Einregelverhalten stark verbessert. Die interne Signalverarbeitung beinhaltet auch Filtermechanismen und Dämpfungskonstanten, die eine resonante Verstärkung von Regelabweichungen unterbinden. Der gesamte Geschwindigkeitsregelkreis wird im Anhang schematisch dargestellt (Kap. 5.1).

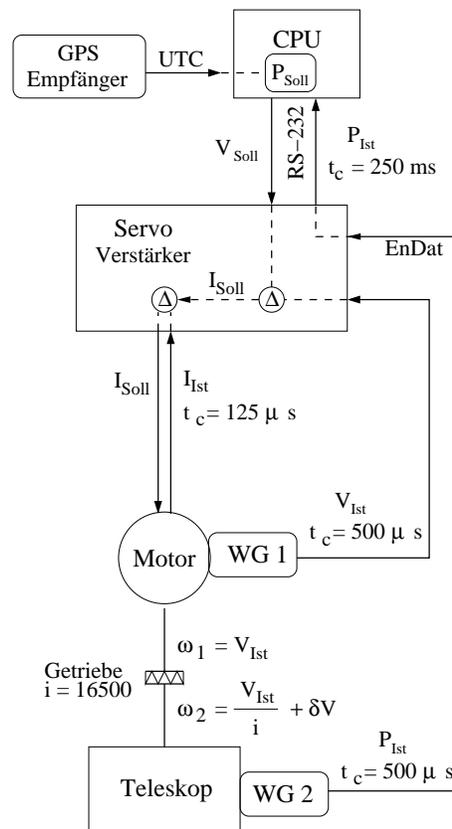


Abbildung 2.16: Schematischer Signallaufplan der Teleskopsteuerung aus drei kaskadierten Regelkreisen mit deren zugehörigen Zykluszeiten  $t_c$ .

Aufgrund von Erwägungen zum Blitzschutz, zum Wartungsaufwand und aus Kostengründen wurde darauf verzichtet, die Servoverstärker mit einem für solche Systeme üblichen Feldbussystem auszustatten, bei dem alle Daten in festen Zeitintervallen mit hoher Geschwindigkeit (ca. 2kHz Taktfrequenz) übertragen werden.

Statt dessen erfolgt die Kommunikation mit den Servoverstärkern über Ethernet und einen sogenannten *COM-Server*, der die Befehle vom Ethernet Kommunikationsstandard TCP/IP zu dem seriellen Standard RS-232 übersetzt. Die Servoverstärker verfügen über solche serielle Schnittstellen zur Inbetriebnahme und Parametrierung. Ein Handicap hierbei ist die vergleichsmäßig geringe Durchsatzrate von RS-232 von maximal 19200 Baud und die Tatsache, dass das Ethernet Daten nicht in festen Zeitintervallen überträgt. Die minimale Zykluszeit für die Positions-Regelschleife beträgt deshalb  $(250 \pm 20)$  ms, wobei auch Zykluszeiten bis zu 800 ms vorkommen. Dies führt zu einer Verzögerung der Berechnung der Sollposition gegenüber der Ermittlung der Istposition, die nicht vernachlässigbar ist und im Regelungsalgorithmus kompensiert werden muss.

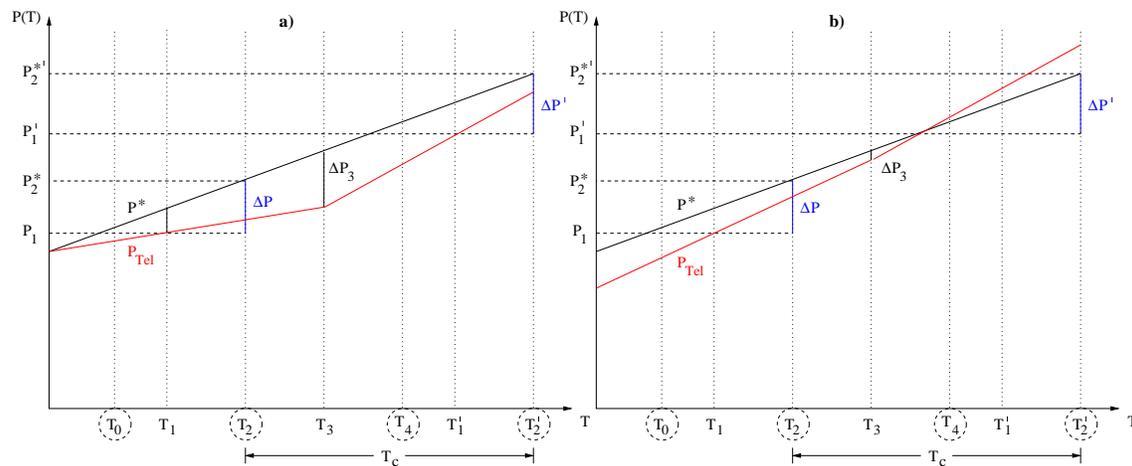


Abbildung 2.17: Fehler in der Positionsbestimmung aufgrund Verzögerungszeiten in der Kommunikation und zu starker Kopplung der Korrektur  $\Delta v$  an die Positionsabweichung  $\Delta P$ .

Abb. 2.17 zeigt die Folgen einer zu starken, direkt proportionalen Kopplung der Korrektur an die Abweichung. Zum Zeitpunkt  $T_0$  startet die Regelschleife das Kommando zum Auslesen der Position, welches zum Zeitpunkt  $T_1$  vom Servoverstärker empfangen wird. Dieser ermittelt die Achsposition und übermittelt sie zurück an die Kontrollinstanz, welche die Information zum Zeitpunkt  $T_2$  erhält. Die benötigte Zeit zur Berechnung der Position des Zieles und der erforderlichen Korrektur ist auf dieser Zeitskala zu vernachlässigen, und so startet die Kontrollinstanz bei  $T_2$  das Kommando zur Anpassung der Geschwindigkeit, welches vom Servoverstärker bei  $T_3$  empfangen wird. Die internen Regelschleifen des Servoverstärkers sind um mehrere Größenordnungen schneller als die externe Regelschleife und die erforderlichen Korrekturen bleiben klein, so dass man auch diese benötigte Einregelzeit vernachlässigen kann und die neue Geschwindigkeit zum Zeitpunkt  $T_3$  als sofort erreicht ansehen kann. Der Servo sendet eine Kommand-

obestätigung, die bei  $T_4$  von der Kontrollinstanz empfangen wird, die daraufhin die Regelschleife erneut startet. Es ist ersichtlich, dass die ermittelten Abweichungen  $\Delta P$  nicht den realen Abweichungen entsprechen. In den gezeigten Fällen a) und b) wird jeweils die scheinbar gleiche Positionsabweichung  $\Delta P$  ermittelt. Im Fall b), in dem sich die Teleskop-Position schon in Richtung Zielposition hinbewegt, würde der folgende Zyklus die Abweichung sogar noch vergrößern, anstatt sie zu verkleinern. Man kann dem Problem durch günstige Wahl der Kopplungskonstanten begegnen, oder durch die Berücksichtigung der Zeitverzögerung durch Abschätzung aus der Zahl der zu übertragenden Bytes. Eine mögliche Wahl der Korrektur ist enthalten in der empirisch ermittelten Einstellungsempfehlung nach Takahashi ([T<sup>+</sup>71]):

$$\Delta v = k_v \frac{\Delta P}{T_c} \quad k_v = \frac{T_g}{T_u + T_c}$$

Hierbei ist  $T_c = T'_2 - T_2$  die Zykluszeit,  $T_g = \sqrt{2\Delta P/a_{\max}}$  die Anstiegszeit und  $T_u = (T_3 - T_2)$  die effektive Verzögerungszeit.

### 2.3.4 Sicherheitskonzept

Um eine lange Lebensdauer der Hardware bei möglichst geringem Reparaturaufwand zu gewährleisten, muss man bestrebt sein, die Wahrscheinlichkeit für Beschädigungen so gering wie möglich zu halten. Dazu müssen nach dem Prinzip der Redundanz alle kritischen Fehler durch mindestens zwei unabhängige Systeme abgesichert werden. Die größten zu erwartenden Risiken sind:

- Überspannung durch Blitzschlag während eines Gewitters
- Gefährdung von Personen im Drehbereich durch unkontrollierte Bewegungen des Teleskops aufgrund von fehlerhafter Software oder Fehlbedienung der Kontrollelemente
- Mechanische Beschädigung von Teleskopkomponenten durch
  - Übermäßig hohe Drehmomente
  - Durchrutschen der Reibräder auch in Zusammenhang mit Windlast
  - Bewegung über den vorgesehenen Drehbereich hinaus
  - Kollision mit Hindernissen, wie z.B. der Kamerahütte
- Beschädigung der Kamera durch auf dem Kameradeckel fokussiertes Sonnenlicht
- Große Brandgefahr durch auf den Boden fokussiertes Sonnenlicht

## Blitzschlag

Durch die eher flache Topographie des H.E.S.S.-Geländes und die niedrige Vegetation ist die Wahrscheinlichkeit eines Blitzeinschlages in die Teleskopstruktur während der in der namibianischen Regenzeit häufig auftretenden, überaus heftigen Gewitter sehr hoch. Um die Gefahr für die elektronischen Komponenten möglichst niedrig zu halten, wurden um jedes Teleskop vier Blitzschutzmasten mit einer Höhe von jeweils 24 m aufgestellt (Abb. 2.14), die einen Blitzschutz der Klasse 2 nach europäischem Standard (Erwartungswert  $\leq 0.1$  Einschläge in 160 Jahren) gewährleisten sollten ([Hof98]). Die Elektroanlage wurde weiterhin mit einem gestaffelten Überspannungsschutz ausgestattet. Auf die Verlegung stromleitender Kabel zwischen Kontrollgebäude und Teleskopen wurde soweit möglich verzichtet, die gesamte Kommunikation erfolgt über Glasfaserkabel.

## Gefährdung von Personen

Um eine Gefährdung von Personen zu vermeiden, darf der durch ein Kiesbett gekennzeichnete Drehbereich des Teleskops nur von autorisierten und eingewiesenen Personen betreten werden. Weiterhin wurde ein Not-Halt System implementiert, das ein schnelles Anhalten des Teleskops über vier verschiedene gut zugängliche Not-Aus Knöpfe ermöglicht. Alle Bedienelemente wurden möglichst einfach gestaltet, um das Risiko der Fehlbedienung durch unerfahrene Beobachter zu minimieren.

## Mechanische Beschädigung von Teleskopkomponenten

Die Bewegungsenergie eines Teleskops bei voller Geschwindigkeit von ca. 0.75 kJ bei hohem Trägheitsmoment ist ausreichend, um schwere mechanische Schäden hervorzurufen, wenn die Bewegung des Teleskops außer Kontrolle gerät. Die Servoverstärker bieten mehrere Möglichkeiten an, wie man die auftretenden Kräfte begrenzen kann, so existieren unter anderem Begrenzungen für Geschwindigkeit, Beschleunigung, Drehmoment und Ruck (d.h.  $da/dt$ ). Das Drehmoment der Motoren muss vor allem begrenzt werden, um ein Durchrutschen der Reibräder zu vermeiden, weil sich in diesem Fall die Bewegung des Teleskops nicht mehr regeln ließe. Nach Ansetzen des sehr konservativen Reibungskoeffizienten eines Stahlrades auf einer sauberen eingeölkten Schiene von  $\mu = 10\%$  ([Kec01]) kommt man zu einem auf die Schiene übertragbaren Drehmoment von mindestens 3.5 Nm. Ein realistischerer, aber immer noch konservativer Reibungskoeffizient von  $\mu = 15\%$  führt zur Drehmoment-Obergrenze von 5.3 Nm, die nicht überschritten werden sollte. Die derzeitige Begrenzung liegt bei 3.5 Nm für den Elevationsmotor und 4.85 Nm für den Azimutmotor. Ein Durchrutschen der Räder wird vor allem durch das Vorhandensein eines externen Drehmoments begünstigt. Die Folgen eines Rutschens der Reibräder wurde im Juni 2001 deutlich, als das Teleskop nach Installation eines 800 kg schweren Kamera-Dummies ohne Einhängen eines

entsprechenden Gegengewichts und ohne Einstellung der Regelparameter bewegt wurde.



Abbildung 2.18: *Spuren einer missglückten Bremsung bei hohem externem Drehmoment und nicht optimierten Regelparametern.*

Abb. 2.18 zeigt die typischen Spuren eines missglückten Bremsversuches bei dieser Konstellation. Der Abrieb auf der Schiene verdeutlicht, wie bei zu heftigen Bremsversuchen die Reibung sofort von Haft- zu Gleitreibung übergeht, was bei weitem nicht ausreicht, um das externe Drehmoment von 118 kNm auszugleichen. Der Elevations-Antriebsblock schlug hier fast ungebremst am Ende der Antriebschiene an und wurde von seiner Halterung abgerissen.

Auch die Windlast kann ein hohes externes Drehmoment liefern. So erzeugt eine Windgeschwindigkeit von 65 km/h auf die Elevationsachse bezogen ein Drehmoment von 47 kNm, die maximal projektierte Windgeschwindigkeit von 160 km/h in Böen resultiert in einem Drehmoment von 286 kNm ([Sch98]). Da das sicher über die Reibräder übertragbare Drehmoment abzüglich Toleranzen 57 kNm beträgt, muss das Teleskop mit einer zusätzlichen Vorrichtung bei starkem Wind gesichert werden. Deshalb wird das Teleskop in seiner Parkposition grundsätzlich mit einem motorisierten Verriegelungsbolzen am Kamerabock fixiert (Abb. 2.19).

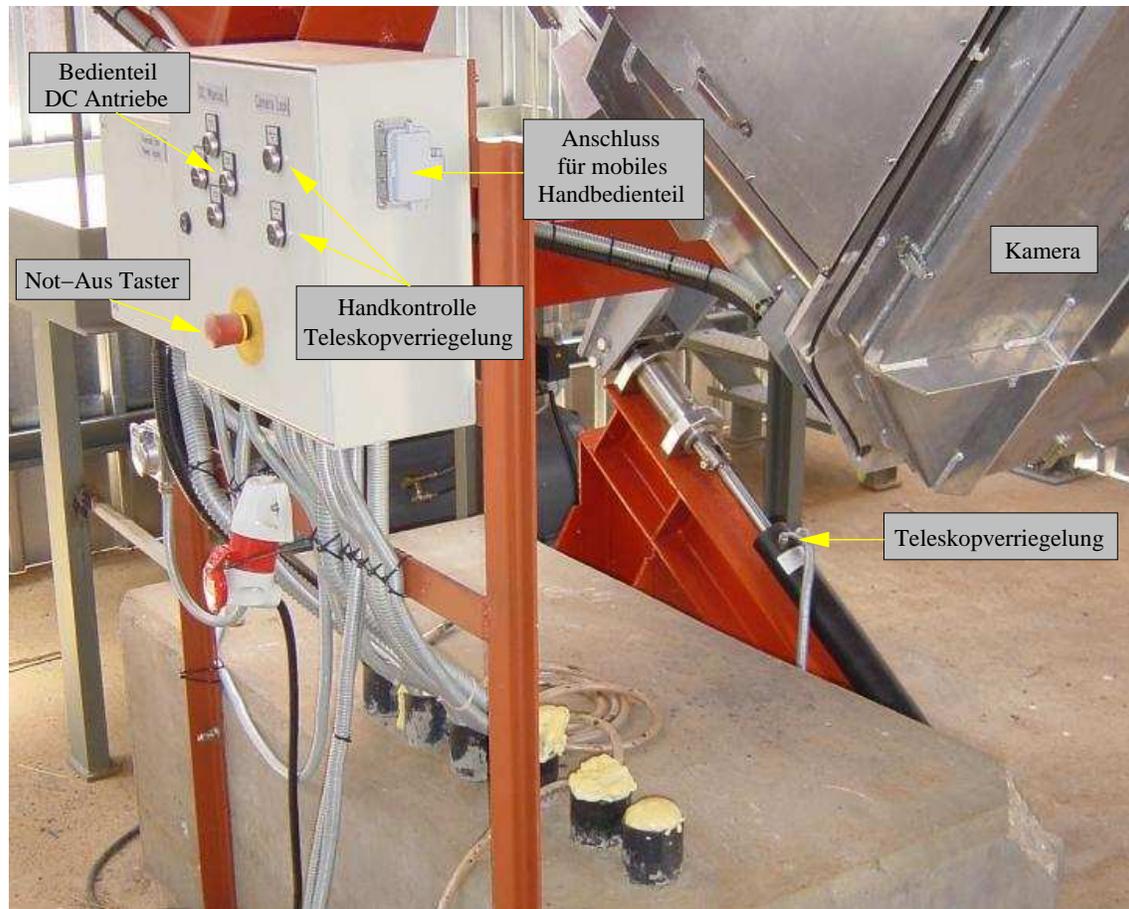


Abbildung 2.19: *Bedienelemente in der Kamerahütte und Teleskop-Verriegelungsmechanismus*

### Beschränkungen des Fahrbereichs

Der technisch mögliche Fahrbereich des Teleskops ist begrenzt. In der Elevation ist die  $ELV_{\max}$  Position in der sogenannten *Reverse Position* (Abb. 2.12) durch das Ende der Antriebsschiene gegeben, und die  $ELV_{\min}$  Position durch das Aufsetzen des Kamerabockes auf dem Verriegelungsmechanismus. Der Azimut Fahrbereich wird festgelegt durch die maximal mögliche Auslenkung der Kabelkette, die alle Kabel vom Zentrallager zu den beweglichen Teilen des Teleskops mitführt. Aufgrund installationstechnischer Beschränkungen beträgt die maximal mögliche Auslenkung des Kabelketten-Mechanismus  $393^\circ$ , bei einem maximal benötigten Verfahrbereich von  $385.5^\circ$  (Kap. 2.3.1).

Die Absicherung des Verfahrbereichs wird sichergestellt durch mehrere gestaffelte Vorkehrungen (Abb. 2.20). Erste Stufe sind Softwareroutinen, welche die Steuerung des Teleskops an unerlaubte Positionswerte verhindern sollen. Diese verwenden ausschließlich die von den Winkelgebern übermittelte Achsposition. Im Falle eines Versagens der Winkelgeber, der Software, oder Fehlern bei der manuellen Steuerung der Teleskope, wird die Bewegung von Endschaltern gestoppt. Die Endschalter werden alle mechanisch betätigt, in der Elevation durch an der Antriebsschiene angebrachte Schaltlineale, und in einem Azimut-Schaltwerk durch auf einer Spindel angebrachte Schaltnocken. Das Azimut Schaltwerk ist mit einem eigenen Untersetzungsgetriebe mit der Azimut Achse verbunden, um den Fahrbereich des Teleskops von  $385^\circ$  auf  $360^\circ$  für die Spindel im Schaltwerk zu transformieren. Die Endschalter sind doppelt ausgelegt, d.h. sollte der erste Endschalter (ES) wegen weiteren technischen Versagens überfahren werden, dann bleibt noch ein Sicherheits-Endschalter (SS) der beide Achsen des Antriebssystems stilllegt. Alle Endschalter sind in negativer Logik ausgelegt, sollte also ein Endschalter ausfallen, oder dessen Signalkabel beschädigt werden, so gilt er logisch als gedrückt und die Bewegung des Teleskops in diese Richtung wird vorsorglich gestoppt. Der Bremsweg nach Maximalgeschwindigkeit liegt für beide Achsen und alle Fehlerzenarien bei unter  $0.95^\circ$  ([Bol03]), was 25 cm Nachlauf für die Kamera bedeutet. Alle Endschalter sind so eingestellt, dass dieser Bremsweg noch kompensiert werden kann.

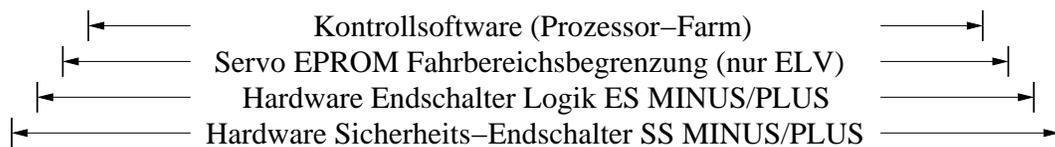


Abbildung 2.20: *Stufen der Verfahrbereichsbegrenzungen*

Um die Gefahr einer Kollision der Kamera mit einem Hindernis wie z.B. der Verspannung der Blitzschutzmasten zu minimieren wird der Elevations-Fahrbereich während des normalen Betriebs zusätzlich eingeschränkt, so dass nur Bewegungen

oberhalb der Horizontalen möglich sind. Dies geschieht einerseits durch das Setzen einer Software-Fahrbereichbegrenzung auf der Servo Seite, sowie durch logische Verschaltung der Elevationsendschalter mit einem Azimut Master-Schalter, der genau anzeigt, ob sich das Teleskop in der Azimut Parkposition befindet. Nur wenn dieser Schalter gedrückt wird, sind Bewegungen des Teleskops unterhalb der Horizontalen, die durch einen Elevations-Horizont-Schalter angezeigt wird, möglich. Die Endschalter-Logik ist in Tabelle 2.2 dargelegt, Abb. 2.21 zeigt Lage und Ausführung der mechanischen Endschalter.

Mechanische Schalter Parkposition					
ELV-Horizont gedrückt	AZM-Master gedrückt	Beweg.Plus möglich		Beweg.Minus möglich	
		AZM	ELV	AZM	ELV
nein	nein	ja	ja	ja	ja
ja	nein	nein	ja	nein	nein
nein	ja	ja	ja	ja	ja
ja	ja	ja	ja	ja	ja

Tabelle 2.2: Endschalter-Logik für Azimut- und Elevationsachse

### Gefahr durch Sonnenlicht

Die hohe Sonneneinstrahlung, verbunden mit dem semiariden Klima, und einem sehr schnellen und hohen Aufgehen der Sonne aufgrund der niedrigen geographischen Breite, birgt die vielleicht größte Gefahr für die Teleskopanlage. Würde das Teleskop tagsüber in die Sonne gesteuert, wäre die Kamera innerhalb von weniger als einer Minute irreparabel durch in der Brennebene fokussiertes Licht beschädigt. Weiterhin ist die Brandgefahr am Beobachtungsstandort sehr hoch, wie die regelmäßig auftretenden, und unter Umständen wochenlang andauernden Buschfeuer belegen. Schon streifender Lichteinfall auf die Spiegel könnte genügen, um die trockene Vegetation zu entzünden. Die Software prüft bei allen von ihr gesteuerten Bewegungen des Teleskops, dass ein Mindestabstand zur Sonnenposition von  $120^\circ$  nicht unterschritten wird. Sobald die Sonne über den Horizont aufsteigt und das Teleskop den Mindestabstand unterschreitet, werden alle Beobachtungsaktivitäten gestoppt, was auch die Teleskopkamera deaktiviert, und an Bewegungen wird nur noch das automatische Einparken zugelassen. Eine besonders kritische Situation könnte entstehen, wenn die Teleskope in der Nacht nach Ostenweisend stehen bleiben. Der Strom für die Servoantriebe wird durch Generatoren erzeugt, deren Ausfallrisiko nicht vernachlässigbar ist. Ebenso sind jetzt noch nicht vorhersehbare Beschädigungen des Antriebssystems, oder der durch die Defektstatistik bedingte Ausfall kritischer Komponenten denkbar, die ein Wiedereinparken der Teleskope vor Sonnenaufgang verhindern könnten. Aus diesem



Abbildung 2.21: Lage und Ausführung der Endschalter-Systeme. Unten Elevationsendschalter betätigt durch Schaltlineale. Oben links: Azimut-Schaltwerk am Zentrallager. Oben mitte: Azimut-Schaltwerk geöffnet. Oben rechts: Azimut Master-Schalter für Parkposition.

Grund wurde jedes Teleskop mit einem Gleichstromsystem ausgestattet, mit dessen Hilfe es alternativ bewegt werden kann. Die DC Motoren und deren Arbeitsbremse werden dabei von wartungsfreien Batterien gespeist, die genug Strom für mindestens drei volle Umdrehungen eines Teleskops liefern können ([Sch00]). Das gesamte DC System ist völlig unabhängig von allen anderen Komponenten, und besitzt eigene Endschalter. Eine einschränkende Logik für Bewegungen unterhalb des Horizonts wie in Tab. 2.2 ist aber nicht implementiert. Um die Sicherung aller Teleskope bei totalem Stromausfall zu beschleunigen, ist über eine Speicherprogrammierbare Steuerung (*SPS*) mit rudimentärer Logik eine sogenannte *Notfahrt* implementiert. Diese wird durch einen Knebelschalter aktiviert und bewegt das Teleskop automatisch in eine unkritische Position, wonach sie dann selbstständig dort stoppt. Die Signalgebung für die SPS erfolgt dabei über mechanische Schalter ([Bac00]). Das Bedienpersonal muss dann nicht mehr mehrere Minuten pro Teleskop warten, bis eine sichere Position erreicht ist, sondern kann schnell von einem Teleskop zum anderen die Notfahrt aktivieren und hat danach genug Zeit zum präzisen Einparken. Sollten beide Antriebssysteme wirkungslos sein, weil z.B. wie schon vorgekommen die Antriebswelle für das angetriebene Reibrad defekt ist, dann können die Haltebremsen über einen Schlüsselschalter manuell geöffnet werden, und das Teleskop mit Hilfe eines PKW oder eines Seilzuges bewegt werden.

### 2.3.5 Tests der Antriebsmechanik

Um die vorgeschlagenen Antriebskomponenten in Heidelberg unter möglichst realistischen Bedingungen zu testen und die Steuersoftware zu entwickeln, wurde ein Teststand aufgebaut, der einige Charakteristiken des späteren Antriebssystems nachahmt. Der Bau einer Anordnung, die ein so großes Trägheitsmoment aufweist, wie ein aufgebautes Teleskop, ist unmöglich, aber auch nicht notwendig, wenn man die Reihenfolge von Getriebe und träger Masse vertauscht.

Das Trägheitsmoment des direkt an der Motorachse angebrachten Schwungrades mit einer Maße von 1.3 kg und Radius 10 cm entspricht dem Trägheitsmoment des Teleskops nach der Reduktion durch das Getriebe, das hier durch ein fünfstufiges Planetengetriebe mit einer etwas geringeren Untersetzung von 15625 ersetzt wird. Hinter dem Getriebe ist aus Stabilitätsgründen ein weiteres Schwungrad mit einem Vorspanngewicht angebracht, bevor der Original-Winkelgeber angekoppelt wird. Zusätzlich ist auf die Motorachse ein unabhängiger Inkremental-Winkelgeber mit einer Auflösung von 3000 Impulsen pro Umdrehung montiert, um die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung des Motors zu kontrollieren.

Aufgrund der großen Entfernung zum Experiment in Namibia ist es aus Gründen der Zeitersparnis und Kosteneffizienz besonders wichtig, im Vorfeld so weitgehende Tests wie möglich durchzuführen. Unter Verwendung des Teststandes wurde die komplette Steuerungssoftware entwickelt und alle Komponenten des Antriebs

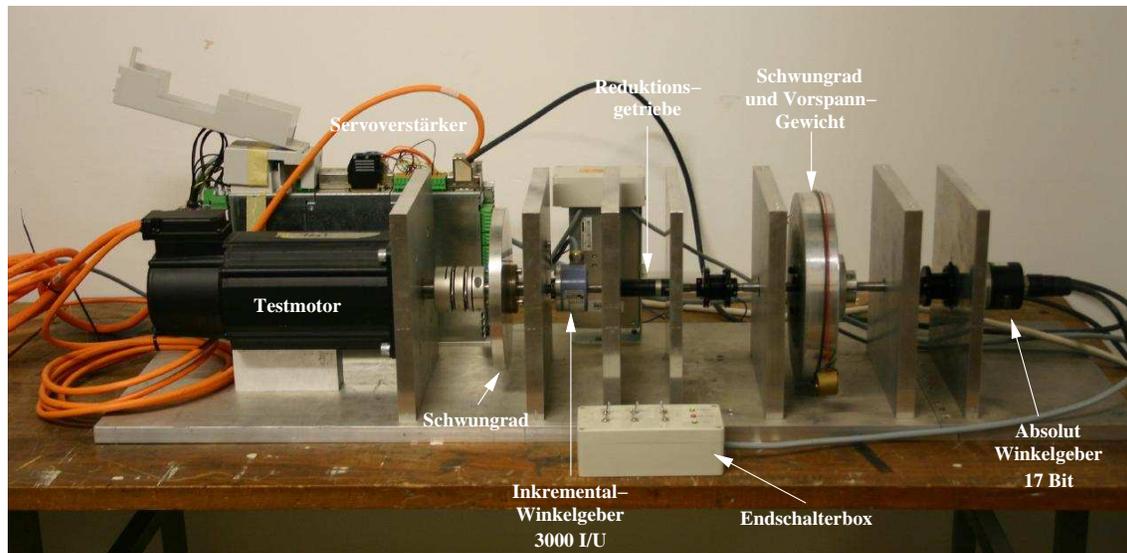


Abbildung 2.22: *Teststand für die Antriebskomponenten*

inklusive des Schaltschranks vor der Verschiffung nach Namibia erfolgreich getestet. Einzig die endgültige Einstellung der Regelparameter konnte nur vor Ort am Teleskop vorgenommen werden, da die hierfür verwendete empirische „Methode der kritischen Regelparameter“ ([LW02]) nur bei vollständig aufgebauter Original-Mechanik optimale Ergebnisse liefern kann.

### 2.3.6 Stabilität der Nachführung

Für die Genauigkeit der Rekonstruktion der Richtung eines Luftschauers im Raum und damit die Zuordnung eines identifizierten  $\gamma$ -induzierten Schauers zu einer Quellposition oder dem Hintergrund ist die Qualität der Nachführung, das sogenannte *Tracking* einer Zielposition, von entscheidender Bedeutung. Abb. 2.23 zeigt den typischen Verlauf und die Größenordnung der mittels der Winkelgeber gemessenen Positionsabweichungen  $\Delta P = p^{\text{Ist}} - p^{\text{Soll}}$ .

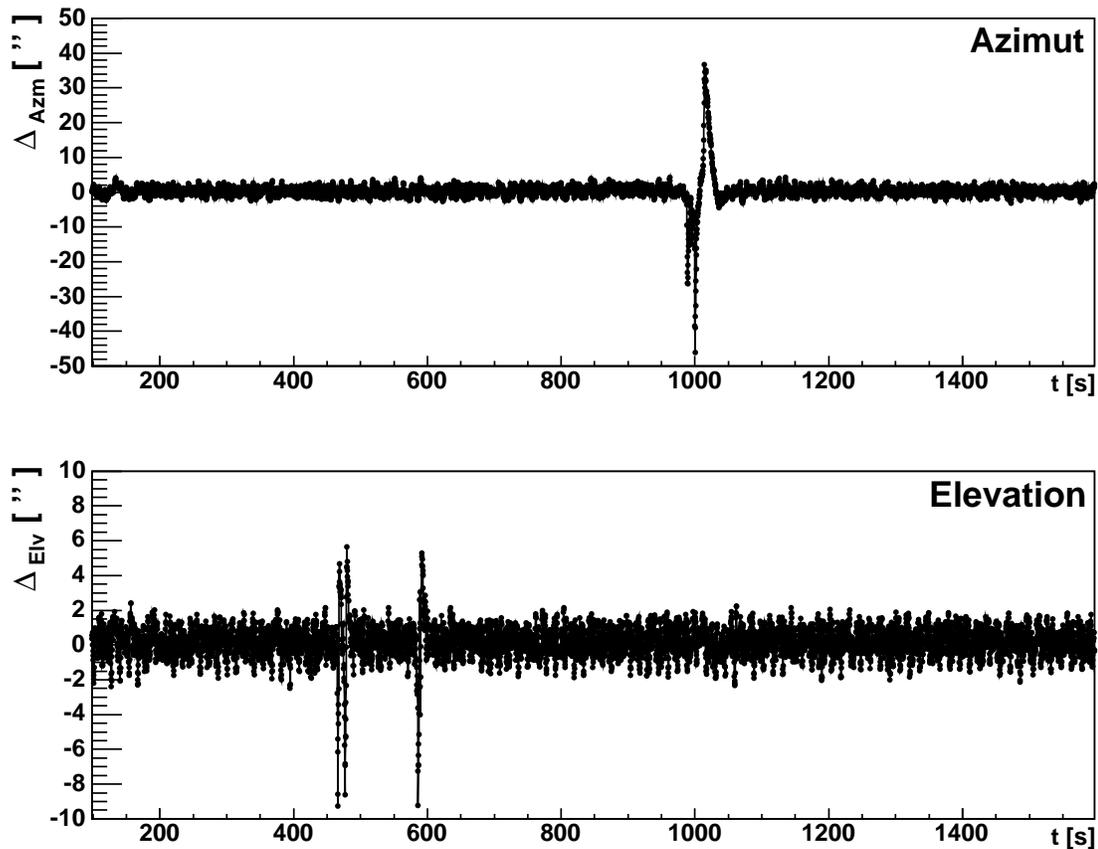


Abbildung 2.23: Typische Abweichungen von der Winkelgeber-Sollposition  $\Delta P = P^{\text{Ist}} - P^{\text{Soll}}$  in Bogensekunden während einer Beobachtung, aufgetragen gegen die Zeit in Sekunden. Die Skala der Elevations-Abweichungen ist gegenüber der Azimut-Skala um den Faktor 5 vergrößert.

Im Azimut sind die Abweichungen aufgrund der höheren Bewegungsgeschwindigkeit größer als in der Elevation, bleiben aber normalerweise unterhalb von  $2''$ . Gelegentlich treten aber große Spitzenwerte, sogenannte *Spikes* auf, die immer als Paar mit entgegengerichteten Vorzeichen auftreten und die Größenordnung einer Bogenminute und mehr erreichen können. In der Elevation sind die Abweichungen kleiner, dafür treten öfter als im Azimut Spikes auf, deren Amplitude immer um etwa  $10''$  liegt. Gleichwohl treten sie auch paarweise unter verschiedenen Vorzeichen auf, zwischen zwei Spikes liegt oft ein kleines Plateau ohne besonders große Abweichung. Abb. 2.24 zeigt die in Abb. 2.23 zu sehenden Spikes in höherer zeitlicher Auflösung.

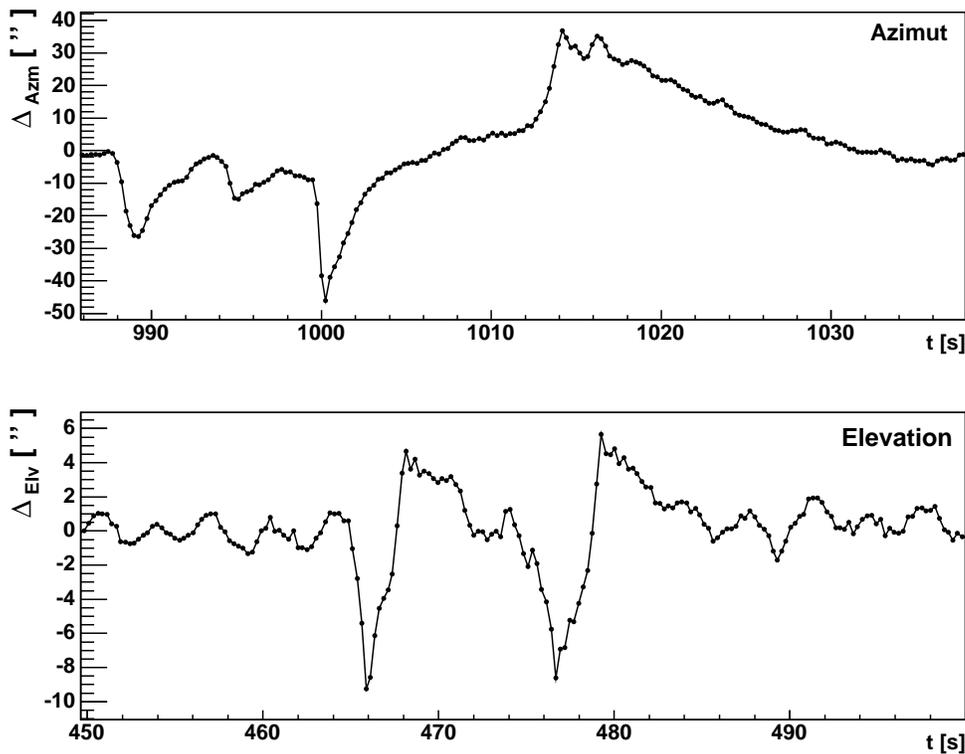


Abbildung 2.24: Zeitlich aufgelöste Darstellung der in Abb. 2.23 aufgetretenen Störungen

Die Azimut Spikes treten immer an festen Azimut Positionen auf, wie Abb. 2.25 zeigt, die alle der bisher während Beobachtungen aufgezeichneten Tracking Daten enthält. Die Mehrzahl dieser Spikes treten genau im Abstand von  $12^\circ$  auf, es lassen sich aber noch einige andere Problemstellen identifizieren, die eher  $45 - 50^\circ$  auseinanderliegen.

Der Grund für diese Azimut Störungen sind die Verbindungsstellen der 10 Teilstücke der Laufschiene, die in Abständen von jeweils  $36^\circ$  auftreten. Aufgrund der Geometrie der Konstruktion rollt alle  $12^\circ$  genau ein Paar der 6 Laufräder fast simultan über Verbindungsstellen der Laufschiene. Abb. 2.26 zeigt rechts einen solchen Übergang zwischen zwei Teilstücken der Laufschiene. Obwohl die Teilstücke beim Gießen des Fundamentes extrem gut nivelliert wurden ( $\Delta h \leq 0.2$  mm), belegt der stark unterschiedliche Abrieb auf den zwei Teilstücken, dass es hier eine Stufe in der Schiene gibt, an der sich auch die Kräfteverteilung in der Teleskopstruktur ändert. Die zweite Population von Spikes wird an den Schweißnähten der Antriebsschiene erzeugt. Dort hat sich die Schiene leicht durch die Hitze verzogen und die entstandene Naht wurde manuell abgeschliffen, was zwangsläufig Unebenheiten hinterlassen hat, was wiederum die Abriebspuren in Abb. 2.26 links verdeutlichen.

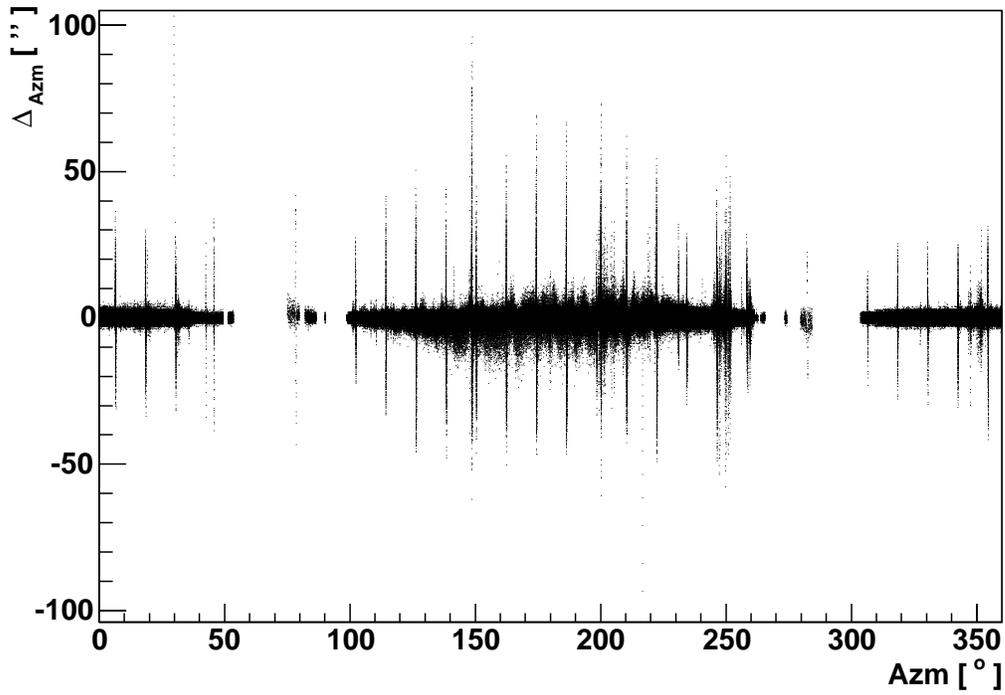


Abbildung 2.25: Abweichungen  $\Delta_{Azim} = P_{Azim}^{Ist} - P_{Azim}^{Soll}$  von der Azimut Sollposition aufgetragen gegen Azimut-Koordinate



Abbildung 2.26: Unebenheiten auf den Azimutsschienen, links Schweißnaht auf der Azimut Antriebsschiene und rechts Stufe in der Laufschiene.

Die Spikes in der Elevation zeigen keinerlei Abhängigkeit von der Beobachtungsposition, sondern verteilen sich gleichmäßig über den gesamten beobachteten Bereich. Auch sind sie nicht zeitlich korreliert, treten aber häufiger auf, wenn das Teleskop das Zielobjekt vor seiner Kulmination verfolgt, also bei der Nachführung der Kamera nach oben, wenn das Ungleichgewicht in der Elevation die Bewegung unterstützt. Versuchsfahrten bei gleichzeitiger Auslese des Soll-Drehmoments der Motoren zeigt, dass unmittelbar vor Auftreten solcher Spikes der Servoverstärker das Soll-Drehmoment deutlich verändert hat, was eine Folge der Veränderung des zum Einhalten der Soll-Geschwindigkeit benötigte Drehmoments sein muss.

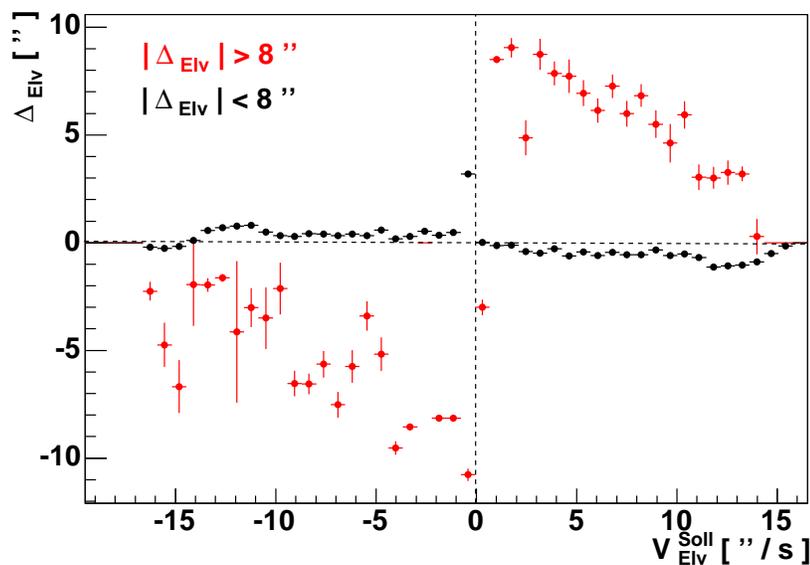


Abbildung 2.27: Gemittelte Amplitude der Elevations-Positionsabweichungen  $\Delta_{\text{Elv}} = P_{\text{Elv}}^{\text{Ist}} - P_{\text{Elv}}^{\text{Soll}}$  in Bogensekunden aufgetragen gegen Elevations-Soll-Geschwindigkeit  $v_{\text{Elv}}^{\text{Soll}}$  in Bogensekunden pro Sekunde. Um auch die Abhängigkeit der Abweichungen mit kleiner Amplitude im selben Bild deutlich zu machen, wurde deren Wert mit dem Faktor 10 multipliziert.

Abb. 2.27 zeigt die Abhängigkeit der mittleren Amplitude der Abweichungen von der Sollgeschwindigkeit für Spikes (rot) und restliche Daten (schwarz), wobei die Werte für kleine Abweichungen mit dem Faktor 10 multipliziert wurden, um sie auf der gleichen Skala sichtbar zu machen. Für die ungestörten Daten sieht man wie erwartet größere Regelabweichungen bei höheren Geschwindigkeiten und eine leichte Tendenz zum „Hinterherlaufen“ des Teleskops relativ zur Zielposition. Für sehr kleine negative Geschwindigkeiten fällt ein höherer Wert für die Abweichungen auf. Dieser wird verursacht durch Beobachtung eines Objektes über dessen obere Kulmination hinweg, da hier eine Richtungsumkehr in der Elevation erfolgt, und

das Getriebespiel erst wieder kompensiert werden muss.

Bei den Spikes ist die Funktionalität jedoch umgekehrt, wie bei den normalen Abweichungen. Die Amplitude der Spikes wird bei höheren Geschwindigkeiten kleiner und ist eindeutig korreliert mit dem Vorzeichen der Bewegungsrichtung, d.h. das Teleskop wird zu schnell und die Ist-Position läuft der Sollposition voraus. Dies kann man dadurch erklären, dass die Reibung in den Elevations-Lagern kurzzeitig um einen konstanten, kleinen Betrag verringert ist, z.B. indem eine der Kugeln im Kugellager kurzzeitig nicht belastet wird. Bei hoher Geschwindigkeit fällt die erforderliche Drehmoment-Anpassung in Relation kleiner aus, als bei einer niedrigeren Geschwindigkeit, weshalb die Positionsabweichung für kleine Geschwindigkeiten größer ausfällt.

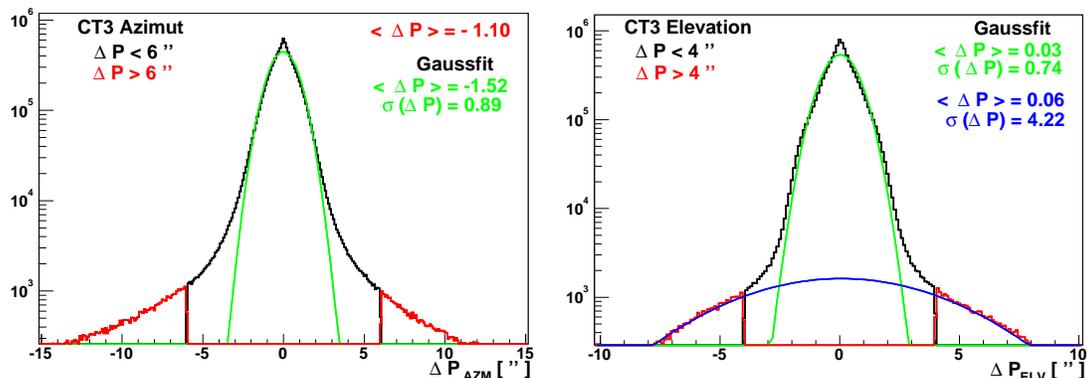


Abbildung 2.28: Verteilungen der Amplituden der Positionsabweichungen, Links für den Azimut und rechts für die Elevation, beide in Bogensekunden, getrennt nach Spikes (Rot) und normalen Abweichungen (Schwarz).

Abb. 2.28 zeigt die Verteilungen der Amplituden der Positionsabweichungen, getrennt nach Spikes (Rot) und normalen Abweichungen (Schwarz). In der Elevation lassen sowohl die normalen Abweichungen, als auch die Spikes sich gut durch Gaußkurven beschreiben, die Fitparameter sind in der Abbildung angegeben. Im Azimut ist die Verteilung leicht asymmetrisch, eine Folge der stark unterschiedlichen Verteilung der gefahrenen Geschwindigkeiten (Abb. 2.31). Die Spikes folgen auch keiner Gaußverteilung. Die angesprochenen Abweichungen im Tracking sind vereinzelt auftretende Störungen, die in der Gesamtzahl der Positionsmessungen nicht mehr ins Gewicht fallen. Die quadratischen Mittelwerte der Abweichungen betragen für alle Teleskope und alle Beobachtungen  $\sigma(\Delta_{\text{Elv}}) = 0.9''$  und  $\sigma(\Delta_{\text{Azim}}) = 1.9''$ , liegen also weit unter den erwarteten  $10''$ . Abb. 2.29 zeigt die quadratischen Mittelwerte der Abweichung von der Sollposition für alle Beobachtungen und Teleskope in Bogensekunden pro individuellem Run. Zwischen den Teleskopen ist kein Unterschied festzustellen, ebenso ergibt ein Vergleich mit den Wetterdaten keine Korrelation der Trackingabweichungen zur Windlast.

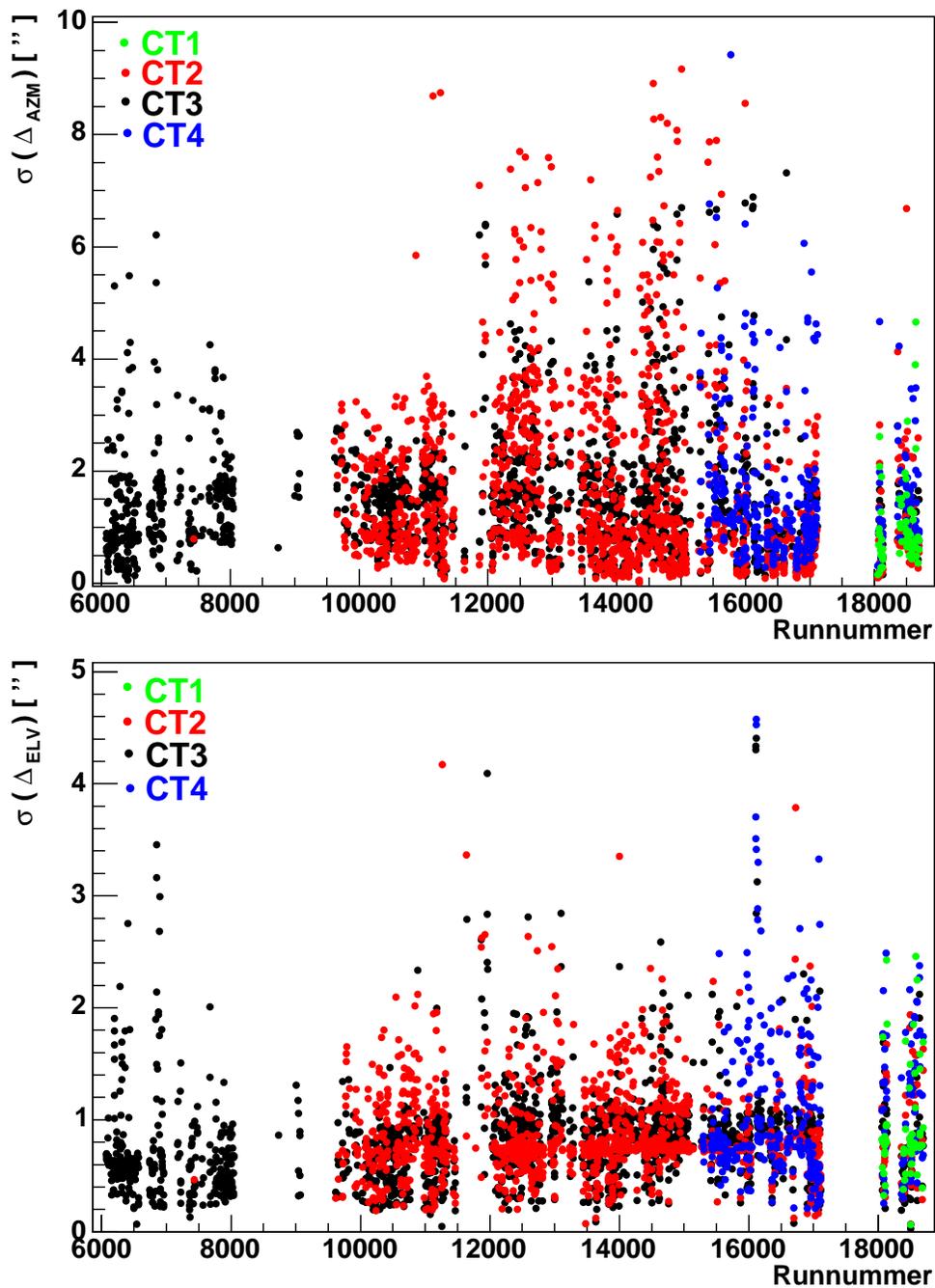


Abbildung 2.29: Quadratische Mittelwerte der Abweichung von der Sollposition pro einzelner Run aufgetragen gegen Runnummer für alle Runs. Oben Azimut-Abweichung in Bogensekunden, Unten: Abweichung der Elevation in Bogensekunden.

Wie zu erwarten zeigen die Daten eine leichte Korrelation der Positionsabweichung von der Zykluszeit  $T_c$  der Positions-Regelschleife. Abb. 2.30 zeigt die gemittelten Werte der Positionsabweichung von CT3 in Abhängigkeit von  $T_c$ , aufgeteilt für Bewegung in positiver, bzw. negativer Richtung. Die Regelung minimiert die über die Winkelgeber gemessene mittlere Abweichung für die mittlere Zykluszeit  $\langle T_c \rangle = 250$  ms auf Null. Bei längeren Zyklen scheint das Teleskop der Sollposition hinterherzulaufen, da die Positionsinformation zunehmend „veraltet“ ist, wenn sie empfangen wird. Die mittlere Positionsdifferenz in der Elevation von  $\sim 0.2''$  bei einer Zeitverzögerung relativ zu  $\langle T_c \rangle$  von 0.05 s entspricht auch der Erwartung für den Medianwert der Elevationsgeschwindigkeit von  $\sim 4''/s$ . Im Azimut sind die nominellen Geschwindigkeiten vom Betrag her größer und die Verteilung der Geschwindigkeiten ist stark asymmetrisch, so dass der asymmetrische Graph in der Abbildung entsteht. Die wenigen Ziele, welche in negative Azimut-Richtung verfolgt wurden, haben sich auch im Mittel mit einer kleineren Geschwindigkeit bewegt (Abb. 2.31). Auch hier gilt, dass die gemessene mittlere Positionsdifferenz nur scheinbar größer wird, wenn die Zykluszeit sich vergrößert.

Weiterhin zeigt sich, dass die Frequenz der Positionsmessungen hoch genug ist, um die auftretenden Störungen mit ausreichender Auflösung zu erfassen, wie schon Abb. 2.24 verdeutlicht hat. Deshalb bleiben diese Störungen im Rahmen der Offline-Analyse nach Korrektur ohne Bedeutung. In den zwei Jahren des regelmäßigen Betriebs haben sich die Antriebssysteme der Teleskope – auch unter der Kontrolle von eher praxisfremden Beobachtern – bislang als stabil und zuverlässig erwiesen. Abb. 2.32 zeigt den gesamten bislang beobachteten Himmelsbereich im Horizontsystem und Abb. 2.33 zeigt die dabei aufgetretenen absoluten Abweichungen von der Sollposition umgerechnet in Himmelskoordinaten im Äquatorsystem für alle H.E.S.S. Beobachtungen.

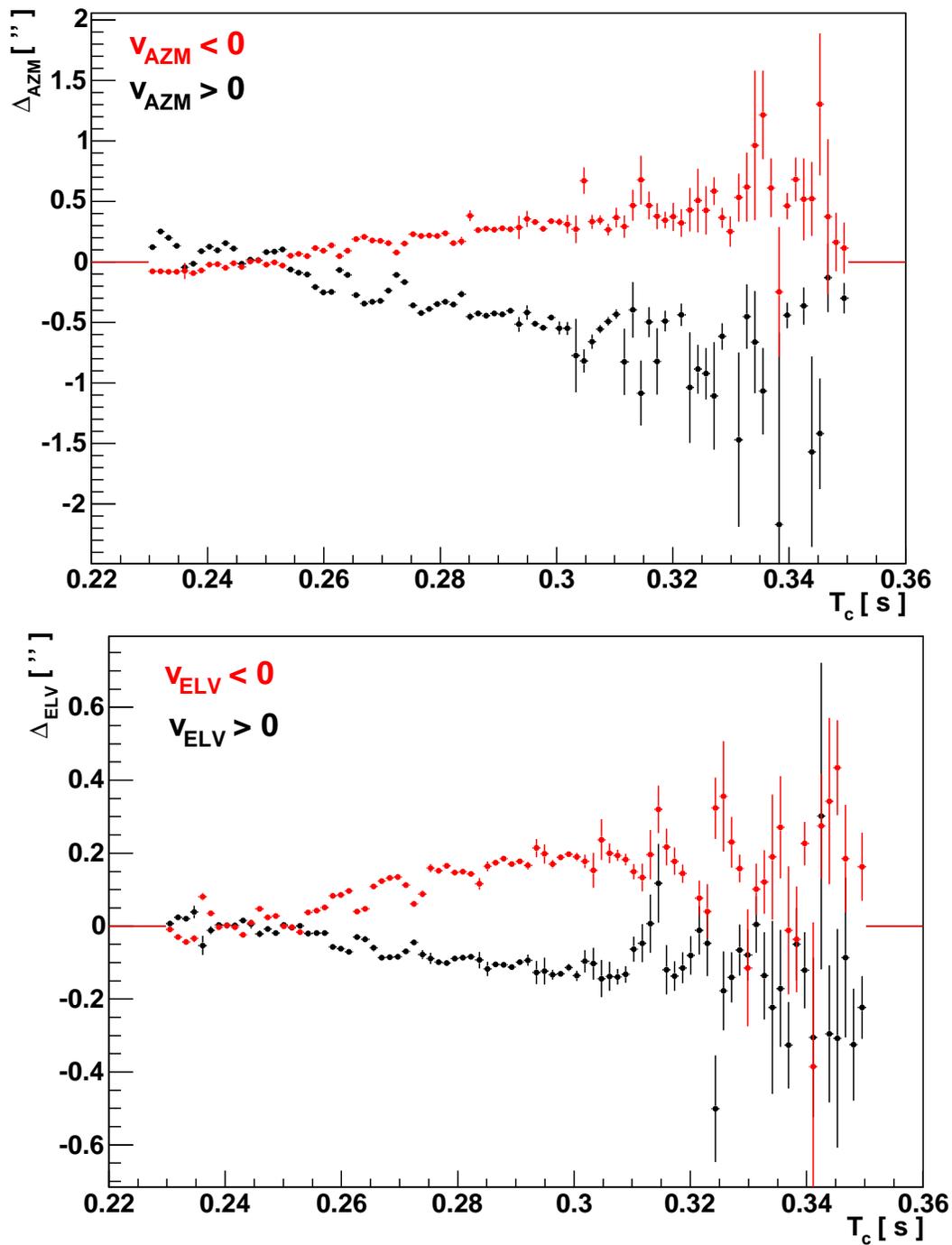


Abbildung 2.30: Mittlere Abweichung von der Sollposition von CT3  $\Delta P = P^{Ist} - P^{Soll}$  in Bogensekunden aufgetragen gegen die Zykluszeit  $\tau_c$  in Sekunden, oben für die Azimut-Koordinate und unten für die Elevation.

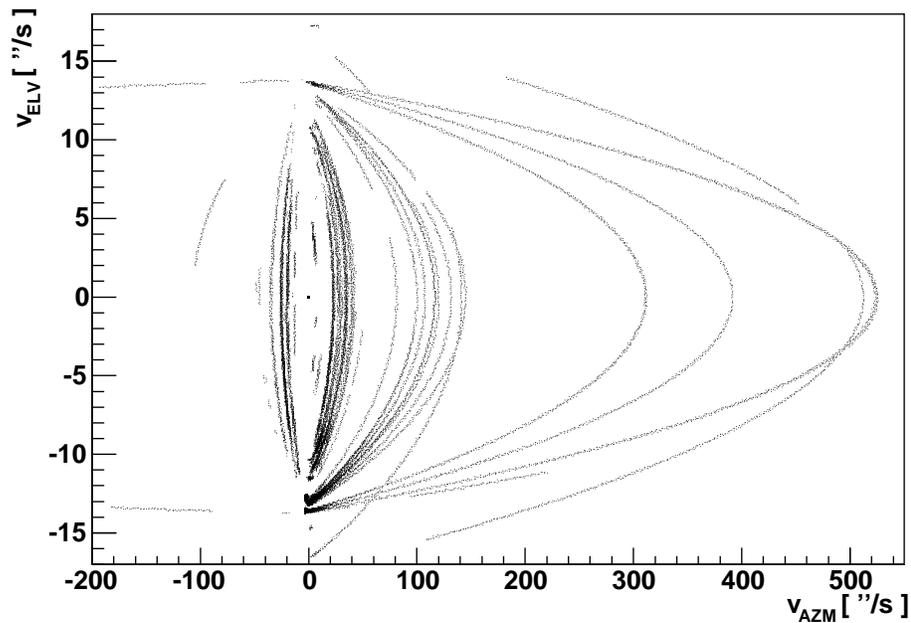


Abbildung 2.31: Elevationsgeschwindigkeit aufgetragen gegen Azimutgeschwindigkeit, beide jeweils in Bogensekunden pro Sekunde.

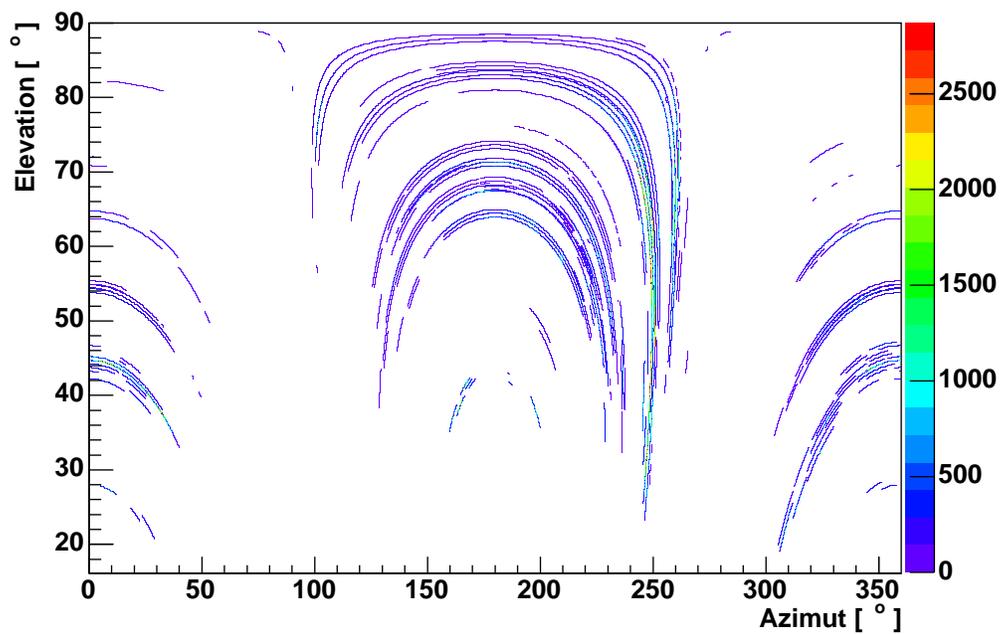


Abbildung 2.32: Gesamter bislang beobachteter Himmelskoordinatenbereich. Elevations-Koordinate aufgetragen gegen Azimut-Koordinate, beide in Grad.

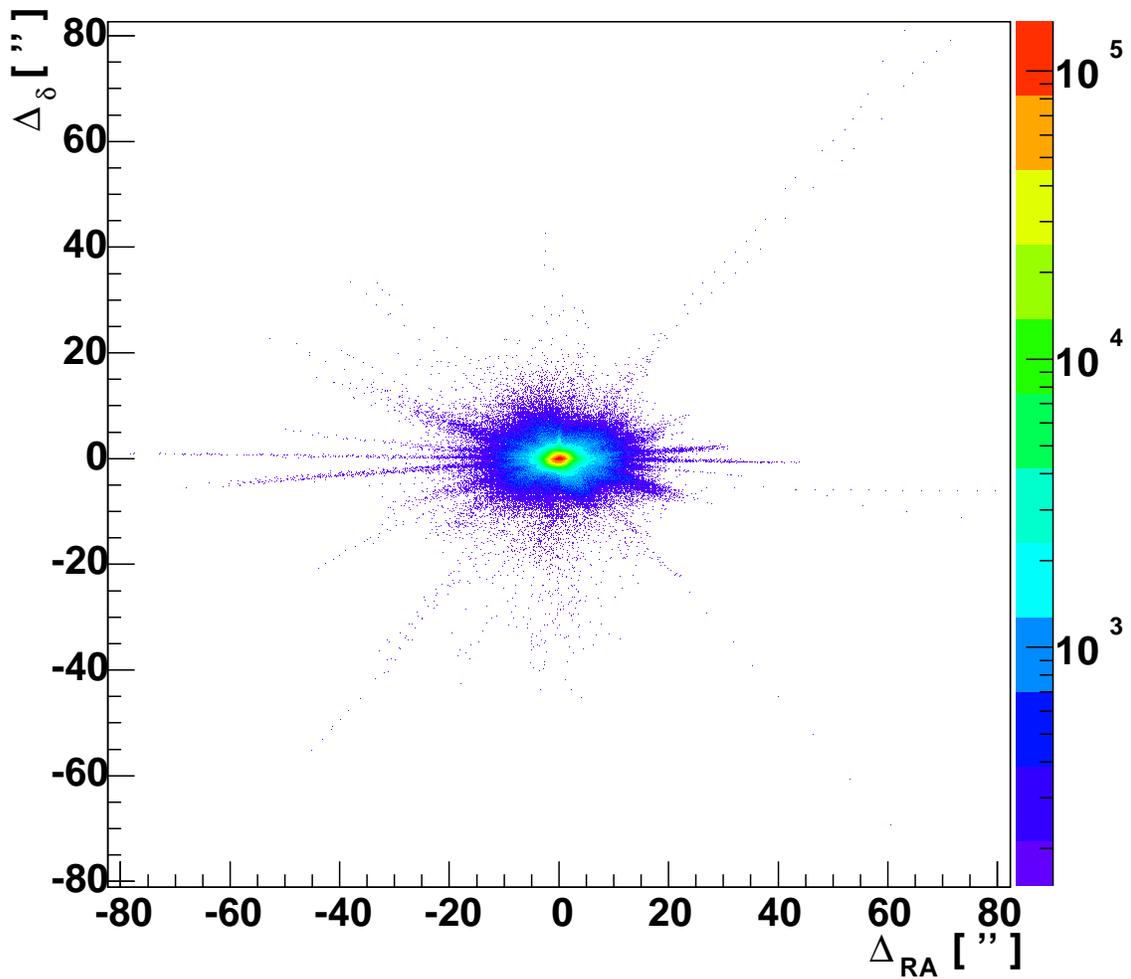


Abbildung 2.33: Abweichungen von der Sollposition in Azimut und Höhe umgerechnet in Abweichungen in Rektaszension  $\Delta_{RA}$  und Deklination  $\Delta_{\delta}$  in Bogensekunden, für alle Beobachtungen.



# Kapitel 3

## Die Kalibration des Detektor-Systems mit Myon-Ringen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die verschiedenen Aspekte der Kalibration eines H.E.S.S.-Teleskops als Detektor für  $\gamma$ -Strahlung. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf der im Rahmen dieser Dissertation implementierten Methode der Kalibration mit Myon-Ringen, d.h. den von lokalen Myonen in der Kamera erzeugten, ringförmigen Bildern. Es zeigt sich, dass diese Ringbilder sich nicht nur hervorragend als Referenzsignal eignen, sondern auch vielfältige Möglichkeiten eröffnen, die Standard-Kalibrationsmethoden und die vorgenommenen Monte-Carlo Simulationen des Detektors unabhängig zu überprüfen. Ihre Vielseitigkeit und Präzision macht die Myon-Ring-Analyse zu einem sehr wertvollen Werkzeug für alle Anwender der abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Technik.

### 3.1 Zu kalibrierende Komponenten

Die abbildende Cherenkov-Technik untersucht Luftschauer, indem die vom Schauer emittierten Photonen der Zahl  $N_\gamma$  in ein elektrisches Signal, genauer gesagt in eine Gesamtladung in Photoelektronen  $N_{pe}$ , umgewandelt wird. Diese Ladung wird in einer elektronischen Auslekette digitalisiert und in der Form von *ADC-Werten* (von Analog-Digital-Converter) abgespeichert. Für die Kalibration will man möglichst alle Faktoren erfassen, welche diesen Umwandlungsprozess beeinflussen. In Monte-Carlo Simulationen werden die einzelnen Prozesse auch detailliert nachgebildet, und die Simulationsparameter möglichst gut an erfolgte Messungen angepasst. Im Folgenden werden die einzelnen Faktoren, welche die Kalibration beeinflussen, aufgeführt.

## Atmosphärische Transmission

Der erste Faktor ist die wellenlängenabhängige Transmission der Atmosphäre  $T_a(\lambda)$ , die wesentlich von meteorologischen Parametern, der chemischen Zusammensetzung der Atmosphäre und der Aerosol-Verteilung abhängig ist. Von allen kalibrationsrelevanten Faktoren ist  $T_a$  der am wenigsten erfasste, da aktuelle Daten für ein Atmosphärenprofil über dem Beobachtungsstandort fehlen. Für Monte-Carlo Simulationen wird gegenwärtig das Programm MODTRAN mit einem tropischen Atmosphärenprofil verwendet, das die Atmosphäre über Namibia gut modelliert, wie der Vergleich mit Radiosonde-Daten zeigt ([Ber00]). Die Luftschauer erreichen ihre maximale Intensität in eine Höhe von  $\sim 8$  km. Bis das Licht die Teleskope erreicht, werden in den Simulationen zwischen 30% und 40% des Lichts in der Atmosphäre absorbiert. Da die Myonen nur über eine kurze Distanz von wenigen hundert Metern beobachtet werden, gehen für diese nur 3.45% bis 4% der Photonen im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm verloren. Die Myon-Ring Analyse kann damit prinzipiell keine Aussagen über die Absorption von Photonen in den höheren Atmosphärenschichten treffen, man kann aber die berechneten Effizienzen mit Parametern der Umweltüberwachung korrelieren (Kap. 3.6.5), um Aussagen über lokale atmosphärische Effekte zu treffen.

## Abschattung

Aufgrund der stabilen Ausführung der Kameraarme geht ein nicht unbeträchtlicher Anteil des Lichtes durch Abschattung verloren. Die Kameraarme und deren Verspannungen machen sich dabei wesentlich mehr bemerkbar als der Schatten der Kamera selbst, da dieser fast vollständig in das Zentrum des Dishes fällt, in dem sich ohnehin keine Spiegel befinden. Der genaue Einfluss der Abschattung für verschiedene Einfallswinkel des Lichts wurde mit Hilfe von *Raytracing*-Programmen genau untersucht ([Ber02]). Für den Gesamtwert der Abschattung erhält man den wellenlängenunabhängigen Wert von 11%, für achsparallelen Lichteinfall.

## Spiegel

Jeder einzelne Spiegel wurde vor Verschiffung und Montage auf seine optischen Eigenschaften untersucht, und dabei auch die Reflektivität  $R_s(\lambda)$  für verschiedenen Wellenlängen gemessen ([R<sup>+</sup>02]). Die Reflektivität liegt im Mittel bei 75% für  $\lambda = 300$  nm und 80% für  $\lambda = 600$  nm. Die Reflektivität für den Gesamtspiegel anzugeben ist aber sehr schwierig, da die Reflektivität auch vom Einfallswinkel abhängt und nicht über jeden Einzelspiegel konstant ist. Außerdem ist ein Alterungsprozess der Spiegel unvermeidlich, was zu starker Änderung der Reflektivität durch Verschmutzung, Korrosion und Kratzer führt. In der Simulation wird dieser Wert daher als freier Parameter behandelt, der dann auch gleich die Abschattung beinhaltet.

## Lichtsammeltrichter

Die Transmission  $T_f(\lambda)$  der Funnellplatte ist ebenfalls wellenlängen- und auch einfallswinkelabhängig. Sie wurde für einzelne Funnels für verschiedene Funnell-Geometrien durch Raytracing untersucht ([Kra00]) und eine Transmissionsfunktion der aktuell eingesetzten Funnellplatte abgeschätzt. In der Simulation liegt der mittlere Transmissionskoeffizient bei einem Wert von  $\sim 0.73$ .

## Photomultiplier

Die Zahl der pro Photon aus der Photokathode des PMTs ausgelösten Photoelektronen ist abhängig vom Einfallswinkel und der wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz  $Q_{\text{pm}}(\lambda)$  des PMTs. Auch hierzu wurden im Vorfeld des Experiments Studien durchgeführt ([KK01]), aber zu dem zu erwartenden Alterungsprozess liegen noch weniger Erfahrungswerte vor, als zur Alterung der Spiegel. Jeder einzelne PMT zeigt ein höchst individuelles Verhalten in Bezug auf  $Q_{\text{pm}}$ , so dass man regelmäßig die individuellen Werte der PMTs relativ zueinander kalibriert (Kap 3.2.3). Die Quanteneffizienz liegt bei  $\sim 20\%$  für  $\lambda = 300$  nm, erreicht ein Maximum von  $\sim 25\%$  bei  $\lambda = 400$  nm und fällt dann auf  $\sim 3\%$  bei  $\lambda = 600$  nm ab. Die mittlere Effizienz über den Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm liegt bei  $\sim 16\%$ . Außerhalb dieses Wellenlängenbereichs ist die Effizienz sehr gering, weshalb sich alle Angaben für wellenlängenabhängige Größen in dieser Arbeit auf diesen Bereich  $\lambda_{300}^{600}$  beziehen.

## Elektronische Auslekette

Die Myon-Ring Analyse baut, wie jede andere Analyse auch, zwangsläufig auf der elektronischen Auslese der elektrischen Impulse der PMTs auf. Besondere Sorgfalt muss daher darauf verwendet werden, die Eigenschaften dieser Auslekette zu untersuchen, um später den elektrischen Impuls eines Photomultipliers aus den aufgezeichneten ADC Werten zu ermitteln. Die verschiedenen Einflüsse auf das elektronische Signal werden kurz im folgenden Kapitel umrissen.

## 3.2 Standard-Kalibrationsprozeduren

Die hier kurz umrissenen Prozeduren, ausführlicher dargelegt in [A<sup>+</sup>04a], sollen sicherstellen, dass das elektronische Signal der PMTs für die Analyse korrekt aus den aufgezeichneten ADC Werten rekonstruiert wird. Jede Auswertung von H.E.S.S. Daten enthält implizit den mit diesen Methoden ermittelten elektronischen Konversionsfaktor  $\kappa_{\text{el}}$ , sowie die weiteren in diesem Rahmen ermittelten Korrekturen. Es wird vorausgesetzt, dass die Einstellung der Nd-Werte für die zeitlichen Auslesefenster der PMT/ARS Kombination bereits richtig erfolgt ist.

### 3.2.1 Bestimmung der Nulllinien der Pixel

Jedes Pixel hat eine individuelle Nulllinie, auch als *Pedestal* bezeichnet, definiert als zu erwartender mittlerer ADC Wert ohne Illumination durch Cherenkov-Licht. Der Pedestalwert wird beeinflusst durch die Temperatur der elektronischen Komponenten und ändert sich im Laufe der Zeit durch Alterungsprozesse in den elektronischen Bauteilen. Der Nulllinie überlagert ist das elektronische Rauschen und das durch Nachthimmelslicht verursachte Rauschen. Das immer vorhandene Nachthimmelslicht setzt sich zusammen aus Sternenlicht, Zodiakallight, Fluoreszenzleuchten in der Atmosphäre und antropogenem Licht. Der Pedestal-Grundwert wird bei geschlossenem Kameradeckel in einem speziellen *Pedestal-Run* ermittelt. Während der Datennahme wird der Wert dynamisch nach jeweils 5000 Ereignissen aktuell bestimmt, indem die Amplitudenverteilung von Pixeln ausgewertet wird, die nicht dem aufgezeichneten Luftschauer zuzurechnen sind. Für die Analyse wird der Pedestalwert  $N_{\text{ped}}$  vom ADC Wert  $N_{\text{ADC}}$  abgezogen. Pixel, die eine zu große Breite in der Verteilung ihrer Pedestalwerte zeigen, werden von der Analyse ausgenommen, da in diese Pixel mit hoher Wahrscheinlichkeit ein heller Stern abgebildet wurde.

### 3.2.2 Bestimmung der Verstärkungen der Pixel

Um die Verstärkungsfaktoren der Pixel zu messen, werden ebenfalls spezielle Kalibrations-Runs durchgeführt, bei denen die Pixel mit einer geeigneten Lichtquelle illuminiert werden. Hierzu wird die Kamera durch eine gepulste lichtemittierende Diode (LED) über einen Diffusor gleichmäßig mit einer Intensität illuminiert, die etwa  $1 \text{ pe} / \text{Pixel}$  entspricht. Die Antwortfunktion der PMTs wird gemessen und aus dem erzeugten Einzelelektronenspektrum die Verstärkungsfaktoren  $\kappa_{\text{hg}}$  für den High-Gain Kanal ermittelt. Der Verstärkungsfaktor des Low-Gain Kanals  $\kappa_{\text{lg}}$  wird über das konstante Verhältnis der Verstärkungen von High-Gain und Low-Gain Kanal  $R_{\text{hl}} = \kappa_{\text{hg}} / \kappa_{\text{lg}}$  bestimmt.

### 3.2.3 Homogenisierung der Sensitivität der Kamerapixel über das Gesichtsfeld

Da die einzelnen Pixel stark unterschiedliche Sensitivität aufweisen können, werden diese Sensitivitäten relativ zueinander regelmäßig in sogenannten *Flatfielding-Runs* bestimmt. Dazu wird die Kamera durch einen im Spiegelträger angebrachten LED-Flasher homogen illuminiert, und die mittlere Signalamplitude der PMTs bestimmt. Der Kehrwert des Verhältnisses des Einzelsignals eines PMTs zur mittleren Signalamplitude wird als Flatfieldwert  $\text{FF}$  ermittelt und bei der Analyse dem Signal aufmultipliziert, um eine möglichst homogene Antwortfunktion über die gesamte Kamera zu erreichen. Durch die Definition ist der Mittelwert aller Flatfieldwerte  $\langle \text{FF} \rangle = 1$ , sie gelten für beide Auslesekanäle gleich. Der Fehler

auf diese Koeffizienten richtet sich nach der Homogenität der LED-Intensität von  $\pm 5\%$  ([A+04a]).

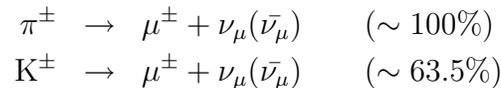
Die in der Analyse verwendete Amplitude für einen Kanal setzt sich also aus den genannten Faktoren zusammen zu

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{pix}}^{\text{hg}} &= \frac{N_{\text{ADC}}^{\text{hg}} - N_{\text{ped}}^{\text{hg}}}{\kappa_{\text{hg}}} \cdot \text{FF} \\ \Gamma_{\text{pix}}^{\text{lg}} &= \frac{N_{\text{ADC}}^{\text{lg}} - N_{\text{ped}}^{\text{lg}}}{\kappa_{\text{hg}}} \cdot R_{\text{hl}}^{-1} \cdot \text{FF} \end{aligned}$$

Der elektronische Konversionsfaktor ist also  $\kappa_{\text{el}} = (\kappa_{\text{hg}})^{-1} \cdot \text{FF}$ . Bei der Bestimmung dieser Kalibrationsgrößen können nicht immer alle Pixel erfasst werden und es kann ebenso vorkommen, dass in einer Nacht keine Kalibrationsmessungen möglich sind, weil einzelne Komponenten nicht betriebsbereit waren. Da die Kalibration über eine Beobachtungsperiode, d.h. einem Mondzyklus konstant sein sollte, solange die Hardware nicht verändert wird, fasst man alle Kalibrationsmessungen in sogenannten *Kalibrationsperioden* zusammen. Durch die Mittelung mehrerer Messungen verringert man den Fehler und stellt sicher, dass für alle Pixel Kalibrationskoeffizienten existieren, andererseits wird man aber empfindlicher gegenüber kurzzeitigen Schwankungen der Kalibrationskoeffizienten aufgrund von Veränderungen der Umweltbedingungen, die durchaus Einfluss auf die Elektronik ausüben können.

### 3.3 Kalibration mit Myon-Ringen

In hadronischen Luftschauern entsteht immer eine große Zahl von Myonen vor allem durch den Zerfall geladener Pionen, aber auch durch den Zerfall geladener Kaonen, bevor diese nukleonische Wechselwirkungen eingehen.



Die Myonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung und verlieren ihre Energie fast ausschließlich durch Ionisation. Man bezeichnet sie daher als die „durchdringende“ Komponente der kosmischen Strahlung, da die Myonen sogar noch tief unter der Erde nachgewiesen werden. Die Myonen emittieren aufgrund ihrer hohen Energie Cherenkov-Licht und stellen für ein einzeln betriebenes Teleskop den Hauptteil der Hintergrundereignisse, da sie durch ihre Lichtemission noch in einer Entfernung zum Teleskop von 200 m einen Triggerimpuls in der Kamera auslösen können. Treffen solche Myonen einen Teleskopspiegel, so erzeugen sie aufgrund der Abbildungsgeometrie ringförmige Bilder, die sich stark von

aufgezeichneten Luftschauer-Ereignissen unterscheiden und daher gut identifiziert werden können. Das Verfahren, diese typischen Bilder von lokalen Myonen für die Kalibration zu verwenden wurde erstmals für das Whipple Cherenkov-Teleskop eingesetzt ([V<sup>+</sup>94], [R<sup>+</sup>96]), und auch für das H.E.S.S. Vorgänger Experiment HEGRA wurde die Methode genutzt ([Bol99]). Die Grundlage der Methode ist die Tatsache, dass man die Zahl der von einem Myon emittierten Cherenkov-Photonen genau berechnen kann, wenn man nur wenige geometrische Parameter des Myons kennt. Diese Parameter ermittelt man durch eine Anpassung der theoretischen Intensitätsfunktion an den im Bild beobachteten Intensitätsverlauf. Auf diese Weise rekonstruiert man die Zahl der Photonen, welche die Kamera erreicht haben müssen und kann eine Effizienz angeben als das Verhältnis von Photoelektronen zu Photonen  $\varepsilon = N_{pe} / N_\gamma$ .

### 3.3.1 Geometrische Situation

Wie alle Teleskope ist auch das H.E.S.S. Teleskop winkelabbildend, d.h. alle Strecken in der Kamera entsprechen Winkeln am Himmel. Abb. 3.1 zeigt die geometrische Situation beim Auftreffen eines lokalen Myons auf den Spiegel.

Das Myon emittiert Cherenkov-Strahlung unter dem Winkel  $\theta_c$ , die ab einer Höhe  $h_{\max} \leq 2R \cot \theta_c \approx 660$  m vom Spiegel auf die Kamera gelenkt wird. Über diese Strecke kann der Brechungsindex in erster Näherung als konstant angesehen werden. Der Inklinationwinkel  $i$  ist klein ( $\leq 2^\circ$ ) und kann aufgrund  $\cos i \approx 1$  bei der Berechnung von  $h_{\max}$  vernachlässigt werden. Das Myon trifft den Spiegel mit dem Radius  $R$  in einer Entfernung  $\rho$  vom Spiegelzentrum, dem sogenannten *Impaktparameter*. In der Kamera wird das Licht des Myons über die Strecke  $D$ , welche eine Funktion von  $\rho$  und des Winkels  $\varphi$  ist, aufintegriert.

### 3.3.2 Erwartete Intensitätsverteilung

Die Anzahl der Photonen, die pro Weglänge  $dl$  und Azimutwinkel  $d\varphi$  über einen Wellenlängenbereich von  $\lambda_1$  bis  $\lambda_2$  emittiert werden, beträgt für  $n=\text{const}$  (Gl. 2.5):

$$\frac{d^2N}{dl d\varphi} = \alpha I \sin^2 \theta_c \quad I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (3.1)$$

Über den Gesamtweg  $L = h_{\max} - h_{\min}$ :

$$\frac{dN}{d\varphi} = \frac{1}{2} \alpha I \sin(2\theta_c) D(\varphi) \quad (3.2)$$

Für einen Cherenkov-Winkel von  $1.22^\circ$  ergibt sich ein Wert von  $\sim 518 \cdot D(\varphi)$  Photonen pro Winkelelement. Man kann leicht den Ausdruck für  $D(\varphi)$  herleiten

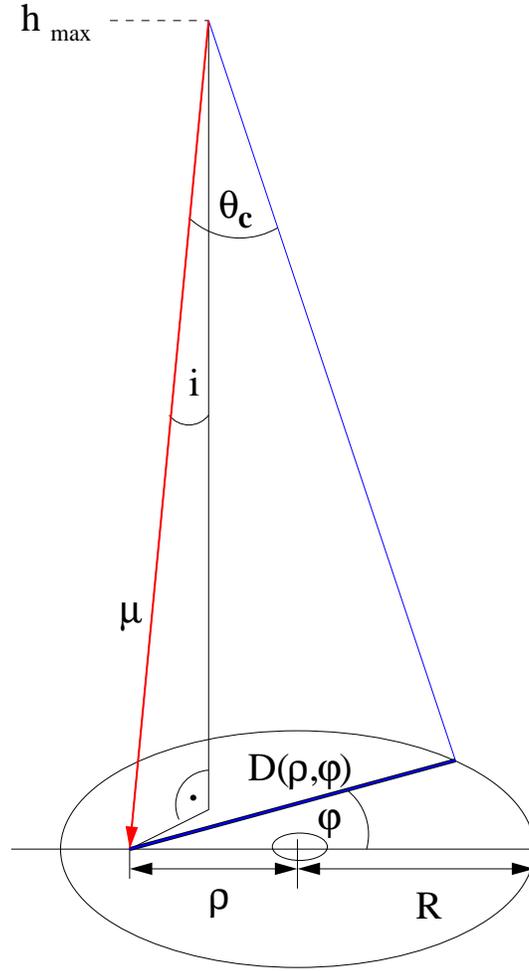


Abbildung 3.1: Geometrische Situation für ein lokales Myon  $\mu$ , das den Teleskopspiegel mit Radius  $R$  im Abstand  $\rho$  vom Zentrum trifft. Das Myon emittiert Cherenkov-Strahlung unter dem Winkel  $\theta_c$  entlang seiner Trajektorie, die um den Inklinationswinkel  $i$  gegen die optische Achse des Teleskops geneigt ist.

([Bol99]) und erhält zwei Ausdrücke für  $D(\rho, \varphi)$ :

$$D(\rho, \varphi) = \begin{cases} 2R \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \sin^2 \varphi} & : \rho > R \\ R \left[ \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \sin^2 \varphi} + \frac{\rho}{R} \cos \varphi \right] & : \rho \leq R \end{cases} \quad (3.3)$$

Für  $\rho \leq R$  ist der Ausdruck unter der Wurzel immer positiv. Daher sind alle Winkel  $\varphi$  erlaubt und man kann einen vollständigen Kreisring beobachten. Verfehlt das Myon den Spiegel, d.h.  $\rho \geq R$ , hat  $\varphi$  einen Maximalwert  $\varphi_{\max}$ , der höchstens  $\pi/2$  betragen kann. Der Maximale Öffnungswinkel  $\Phi_{\max}$  beträgt dann

$$\Phi_{\max} = 2 \cdot \varphi_{\max} \leq 2 \arcsin \frac{R}{\rho} \leq 180^\circ \quad (3.4)$$

Die Zahl der Photonen in einem bestimmten Azimutbereich eines Ringes ( $\theta = \text{const.}$ ) wird einzig und allein vom Verhältnis  $\rho/R$  bestimmt. Aus dieser *Intensitätsmodulation*  $I_{pix} = I(\theta, \rho, \varphi)$  entlang des Ringes kann man den Impaktparameter ableiten.

Schon aus Abb. 3.1 ist unmittelbar ersichtlich, dass die Intensität bei  $\varphi = 0^\circ$  maximal und bei  $\varphi = 180^\circ$  minimal sein muss. Will man die Intensität für ein einzelnes Pixel mit Öffnungswinkel  $\omega$  berechnen, so ist  $d\varphi = \frac{\omega}{\theta_c}$  und nach Gleichung 3.2

$$I_{pix} \cong I(\theta_c, \rho, \varphi, \omega) = \frac{1}{2} \alpha I \frac{\omega}{\theta_c} \sin(2\theta_c) D(\rho, \varphi) \quad (3.5)$$

Bei einem Cherenkov-Radius von  $\theta_c = 1.22^\circ$  ergibt sich für ein H.E.S.S.-Pixel mit  $\omega = 0.17^\circ$  ein Wert von  $\sim 72.5 \cdot D(\rho, \varphi)$  Photonen.

Der Radius  $R$ , den man zur Berechnung der Intensität einsetzen muss, ist der Außenradius der Spiegelfläche. Diese hat beim H.E.S.S.-Teleskop keinen kreisförmigen, sondern eine hexagonalen Grundriss, kann aber durch einen Kreis gut angenähert werden. Der Radius ergibt sich als die gemittelte radiale Entfernung der Einzelspiegel zuzüglich deren Radius zu  $\langle R \rangle = 6.504 \text{ m}$ , was einen Kreis der Fläche  $A_D = 132.91 \text{ m}^2$  bedingt, wohingegen die gesamte reflektierende Fläche korrigiert um den Kosinus des mittleren Einfallswinkels nur  $A_0 = 106.08 \text{ m}^2$  beträgt. Die Angaben von Effizienzen werden später immer auf diese Fläche  $A_0$  normiert. Man muss noch zusätzlich beachten, dass im Zentrum des Spiegelträgers konstruktionsbedingt eine Fläche ohne Einzelspiegel liegt. Die auf dieses „Loch“ mit einem mittleren Radius von  $0.883 \text{ m}$  entfallende Intensität muss in der Intensitätsfunktion abgezogen werden. Abb. 3.2 zeigt das korrigierte Intensitätsprofil für verschiedene Impaktparameter. Für  $\rho = 0$  ist die Intensität auf dem ganzen Ring konstant, für größere Werte von  $\rho$  wird die Intensitätsasymmetrie größer und der relative Einfluss des Loches verringert sich.

Die Gesamtzahl der Photonen, die den Spiegel treffen, erhält man durch Integration.

$$N_{\text{ges}} = 2\alpha I \sin(2\theta_c) R \int_0^\phi \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \sin^2 \varphi} \, d\varphi \quad (3.6)$$

$$\text{mit} \quad \phi = \begin{cases} \phi_{\text{max}} & : \rho > R \\ \pi/2 & : \rho \leq R \end{cases}$$

Das hier auftretende Integral ist die Legendresche Form eines elliptischen Integrals zweiter Gattung (vollständig für  $\rho \leq R$ , unvollständig für  $\rho > R$ ). Diese Integrale sind numerisch zu lösen und es existieren erprobte Softwareroutinen zu ihrer Auswertung ([P<sup>+</sup>95a]). Abb. 3.3 zeigt die Abhängigkeit der Gesamtintensität vom Impaktparameter, für eine Situation ohne Loch im Spiegel (schwarz) und mit Loch (rot). Für  $\rho \geq 0.2 R$  bleibt der Einfluss des Loches unbedeutend.

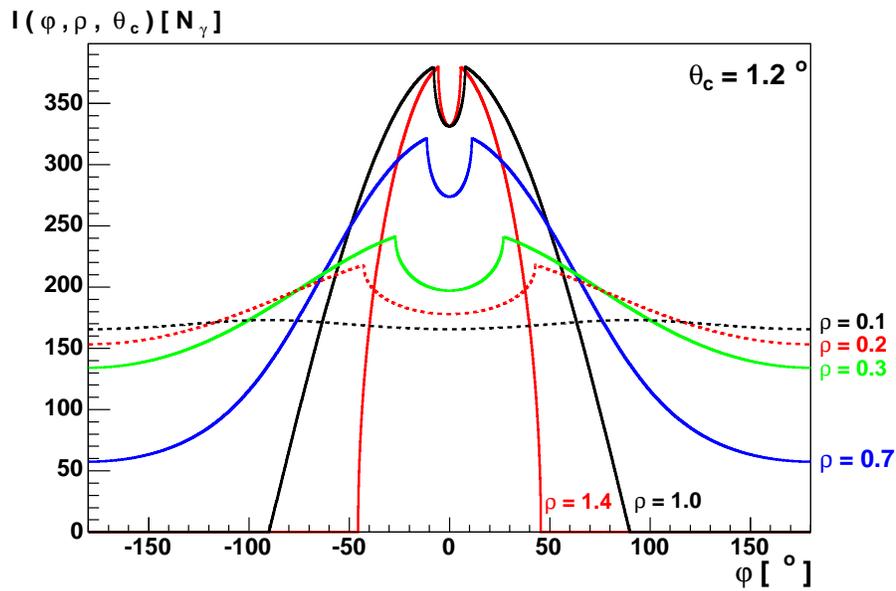


Abbildung 3.2: Intensitätsprofil  $I(\varphi, \rho, \theta_c)$  für verschiedene Impaktparameter  $\rho$  und einen festen Cherenkov-Winkel  $\theta_c = 1.2^\circ$ .

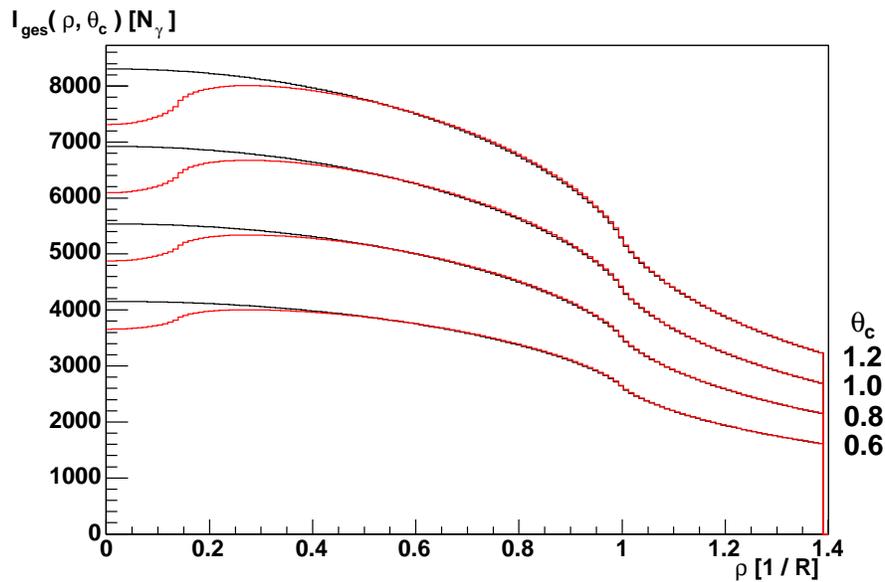


Abbildung 3.3: Gesamtintensität  $I_{\text{ges}}(\rho, \theta_c)$  als Funktion des Impaktparameters  $\rho$  in Spiegelradien für verschiedene Ringradien.

### 3.3.3 Ermittlung der Ringparameter

Der erste Schritt ist hier die korrekte Identifikation der Myon-Ereignisse durch einfache Parameter. Die Analyse eines Myon-Ereignisses wird in mehreren Stufen

durchgeführt, um das Ringbild sukzessiv von Kontaminationen durch Fluktuationen des Hintergrundrauschens oder des Nachthimmelslichtes zu befreien. An mehreren Stellen werden Qualitätskriterien überprüft, einerseits, um nicht durch Analyse von ungeeigneten Bildern Rechnerzeit zu verschwenden, und andererseits, um nicht durch die Bildbearbeitung erst Ringbilder künstlich zu erzeugen.

### Selektion von Ringbildern und Bildbearbeitung

Zuerst wird ein Bild von Hintergrundrauschen befreit, indem man einen sogenannten *Tailcut* durchführt, bei dem alle Pixel unterhalb einer unteren Schwelle  $t_u$  gelöscht werden, und weiterhin alle Pixel unterhalb einer oberen Schwelle  $t_o$  gelöscht werden, sofern sie keine Nachbapixel oberhalb dieser Schwelle haben. Als Schwellenwerte für den Tailcut werden  $t_u = 5$  pe und  $t_o = 7$  pe eingesetzt. Der Einfluss verschiedener Tailcuts auf die Endergebnisse wurde untersucht, bleibt aber unmerklich, so lange  $t_u$  nicht stark angehoben wird ([Bol99]). Danach werden anhand einfacher Größen, wie der Anzahl an Pixeln im Bild  $N_{\text{pix}}$ , der Mittleren Anzahl der nächsten Nachbarn  $\langle \text{NN} \rangle$ , der relativen Intensitätsschwankung  $I_\sigma = \sigma(I)/\langle I \rangle$  und der Zahl der Pixel am Kamerarand  $N_e$  für die Analyse geeignete ringförmige Bilder ausgewählt, was bereits über 90% aller Ereignisse eliminiert.

Für die verbleibenden Bilder wird ein Kreisfit ausgeführt, bei dem die einzelnen Pixel nach ihrer Intensität gewichtet werden ([CO84],[CK93]). Sollte die Güte des Kreisfits, gemessen durch den Wert von  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad  $L_f = \chi^2/(N_{\text{pix}} - 3)$ , ausreichend sein, folgt der nächste Schritt der Bildbereinigung. Dabei werden alle Pixel, die mehr als 1.1 Pixelbreiten vom Kreisrand entfernt liegen gelöscht, um das Ringbild weiter von Kontamination durch Licht aus Luftschauern, anderen Myonen, oder statistischen Fluktuationen des Nachthimmelslichtes zu befreien. Da man auf diese Weise aus jedem beliebigen Bild einen Ring erzeugen könnte wird der maximal zugelassene Anteil  $k$  an gelöschten Pixel im Bild limitiert. Danach wird der Kreisfit erneut durchgeführt, um den Ringradius  $\theta_c$  und die Inklination  $i$  nach der Bildbereinigung nun mit besserer Genauigkeit zu erhalten. Um nicht durch Effekte am Kamerarand beeinflusst zu werden, wird eine maximale Entfernung  $i$  des Ringzentrums von der Kameramitte abhängig von  $\theta_c$  verlangt. Da zu kleine Ringe, also Ereignisse verursacht durch Myonen kleiner Energie, aufgrund von ringverbreitenden Effekten (Kap. 3.4.2) schlecht zur Analyse geeignet sind, wird ein Mindestradius gefordert. Ebenso wird sichergestellt, dass nur Myonen zur Analyse gelangen, die den Spiegel auch sicher getroffen haben, indem ein Mindestöffnungswinkel  $\omega_k$  des Kreisbogens von über  $\pi/2$  gefordert wird. Die Qualitätschnitte für Myon-Ereignisse werden nochmals in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

### Ermittlung von Impaktparameter und Effizienz

Die bis hier erfolgten Schritte der Bildbearbeitung und die verschiedenen Schritte auf die Parameter selektieren zuverlässig ringförmige Bilder, die mit hoher Sicherheit von lokalen Myonen verursacht wurden, und die einen Intensitätsverlauf aufweisen sollten, der durch Gleichung 3.5 beschrieben wird. Diese Gleichung gilt aber nur für Ringe ohne radiale Ausdehnung, während die Ringbilder immer eine radiale Breite aufweisen.

Der Intensitätsverlauf im Bild wird weiterhin verzerrt durch statistische Fluktuationen der Zahl der in den PMTs ausgelösten Photoelektronen, und durch Fluktuation der Beiträge des Nachthimmelslichtes. Ebenso wird eine Verzerrung durch deaktivierte Pixel in der Kamera verursacht. Während jeder Beobachtung gibt es unvermeidlicherweise Kamerapixel, die abgeschaltet werden müssen, sei es weil sie technisch defekt sind, oder weil auf sie ein heller Stern abgebildet wird, dessen Licht die Messung stark stört, oder das Pixel sogar beschädigen könnte. Diese inaktiven Pixel könnte man einfach ignorieren, womit man aber eine starke Deformation des Intensitätsverlaufes in Kauf nähme. Man kann aber auch versuchen, ihre Amplitude aus der Amplitude ihrer Nachbarn abzuschätzen. Standardmäßig wird bei der Analyse einem inaktiven Pixel der Mittelwert der Amplituden seiner sechs Nachbarpixel zugewiesen, was die Analyse weniger stört, solange nicht zu viele solcher Pixel auf dem Ring liegen (Kap. 3.5.3). Für die Zahl der inaktiven Pixel auf dem Ring wird daher auch eine Obergrenze festgesetzt.

Um die Verzerrung des Intensitätsverlaufes abzumildern und eine radiale Abhängigkeit der Intensität nicht berücksichtigen zu müssen, wird die Intensität im Bild  $I^b(\theta_c, \rho, \varphi)$  (Pixelgröße  $\omega = \text{konst.}$ ) über einen Bereich  $d\Phi$  integriert. Dieser Bereich entspricht in seiner Ausdehnung der Breite von 4 Pixeln auf dem Ring, anschließend wird die Intensität dann wieder auf 1 Pixel normiert.

$$d\Phi = 4 \tilde{\omega} = 4 \frac{\omega}{\theta_c}$$

$$I_i^b(\theta_c, \rho, \varphi_i) = \frac{1}{4} \int_{\varphi_i - 2\tilde{\omega}}^{\varphi_i + 2\tilde{\omega}} I_b(\theta_c, \rho, \varphi) d\varphi \quad (3.7)$$

$$\approx \frac{1}{4} \sum_{\varphi \geq (\varphi_i - 2\tilde{\omega})}^{\varphi \leq (\varphi_i + 2\tilde{\omega})} I_b(\theta_c, \rho, \varphi) \quad (3.8)$$

Es werden genau so viele Datenpunkte  $I_i^b$  erzeugt, dass diese Punkte jeweils  $0.5 \tilde{\omega}$  auseinanderliegen. Danach wird durch Anpassung ([P<sup>+</sup>95b]) der Intensitätsfunktion an den geglätteten Intensitätsverlauf im Bild der Impaktparameter  $\rho$ , die Effizienz  $\varepsilon = N_{pe} / N_\gamma$  und Phase der Intensitätsfunktion  $\varphi_0$  ermittelt. Die mit der Effizienz  $\varepsilon$  verrechnete theoretische Intensitätsfunktion  $I_{pix}$  aus Gl. 3.5 wird hierbei in analoger Art und Weise behandelt, indem  $\varepsilon I_{pix}$  über 4 Pixel im Bereich

$\phi_i \pm 2\tilde{\omega}$  gemittelt wird. Abb. 3.4 zeigt den Fit der geglätteten Intensitätsfunktion  $\varepsilon I_{pix}$  (rote Kreise) und den geglätteten Intensitätsverlauf im Bild (schwarze Punkte). Die Fehler der korrelierten geglätteten Bildpunkte ergeben sich aus der zu erwartenden Fluktuation der Amplitude  $\sim \sqrt{I_i^b}$ .

Letztendlich wird gefordert, dass die Qualität des Intensitätsfits gemessen durch

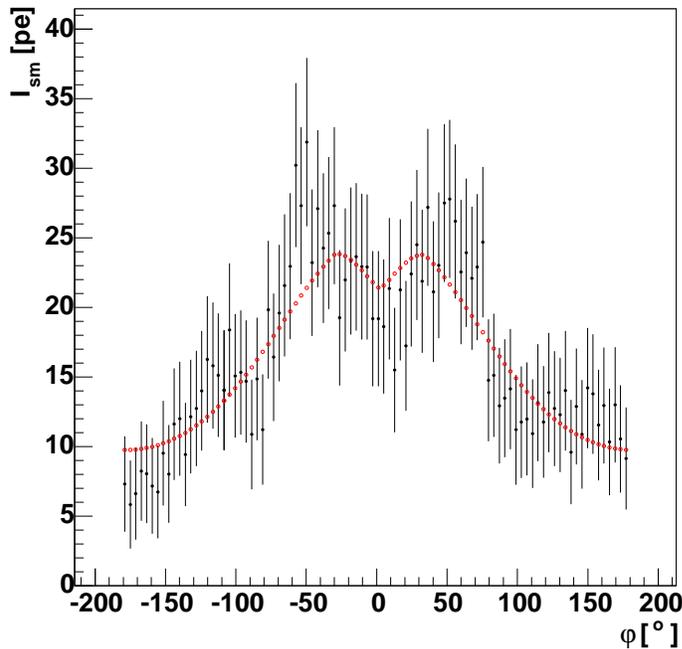


Abbildung 3.4: Anpassung der geglätteten Intensitätsfunktion  $I_{pix}(\theta_c, \rho, \phi)$  aus Gl. 3.5 (rote Kreise) an den geglätteten Intensitätsverlauf im Bild (schwarze Punkte).

$A_f = \chi^2/N_{pix}$  gut genug ist und ebenso werden alle Ereignisse verworfen, deren Impaktparameter größer ist als 1, da dieser Wert für  $\omega_k \geq 180^\circ$  unmöglich ist. Ebenso werden Ereignisse zurückgewiesen, bei denen der Auftreffpunkt des Myons in das Loch im Spiegel fällt, da diese Ereignisse zwangsläufig eine zu kleine Effizienz liefern.

### Erneute Iterationen

Es folgt eine zweite Iteration, in der alle auf dem Kreisring liegende Pixel, die vorher durch den Tailcut gelöscht wurden, wieder aktiviert werden, um den Einfluss des Tailcuts vollständig zu neutralisieren. Schließlich folgt für Ringe mit kleinem Radius, die von ringverbreiternden Effekten stark beeinflusst wurden (Kap. 3.4.2), eine dritte Iteration, bei welcher der in der Bildbearbeitung erlaubte Pixelabstand vom Ring von 1.1 Pixelbreiten erweitert wird, um in radialer Richtung

keine Intensität zu verlieren.

Tabelle 3.1 stellt alle Qualitätskriterien zusammen und gibt für eine typische Beobachtung pro Kriterium den Anteil der verworfenen Ereignisse an der Zahl aller aufgezeichneten Ereignisse an, wobei Mehrfachnennungen möglich sind. Vor den einzelnen Blöcken ist die entsprechende Phase der Bildbearbeitung und Ermittlung der Ringparameter in Kursivschrift eingefügt.

Abb. 3.5 stellt noch einmal die geometrischen Parameter in verschiedenen Ko-

Kriterium	Bedingung	Quote [%]
<i>Schritt 1 : Selektion geeigneter Ereignisse</i>		
Anzahl der Pixel nach Tailcut	$N_{\text{pix}} \geq 30$	85
Mittlere Zahl der nächsten Nachbarn	$\langle \text{NN} \rangle \leq 3.0$	8
Relative Intensitätsschwankung	$I_{\sigma} \leq 0.7$	33
Zahl der Pixel am Kamerarand	$N_e \leq 2$	32
<i>Schritt 2 : Kreisfit und Bildbereinigung</i>		
Kreisfit $\chi^2$ pro Freiheitsgrad	$\langle L_f \rangle \leq 0.09$	0.1
Anteil der gelöschten Pixel	$k \leq 0.3$	1
Vollständigkeit des Bildes	$i + \theta_c \leq 2.5$	0.1
Cherenkov-Winkel (Radius) aus Kreisfit	$0.5 \leq \theta_c \leq 1.5$	0.1
Öffnungswinkel des Kreisbogens	$\omega_k \geq 180^\circ$	0.01
<i>Schritt 3 : Erzeugung eines geglätteten Ringbildes</i>		
Zahl inaktiver Pixel auf Ring	$b \leq 15$	0.06
<i>Schritt 4 : Intensitätsfit</i>		
Intensitätsfit $\chi^2$ pro Pixel	$\langle A_f \rangle \leq 1.1$	0.01
Impaktparameter aus Intensitätsfit	$0.2 \leq \rho \leq 0.99$	0.05

Tabelle 3.1: Akzeptanz-Kriterien für Myon-Ringe in verschiedenen Stadien der Bildbearbeitung

ordinatensystemen dar. Oben Links: Die Myon Trajektorie  $\mu$  wird beschrieben durch die beiden Winkel  $\alpha$  und  $i$ , sowie durch den Auftreffpunkt auf dem Spiegel, festgelegt im Polarkoordinaten durch  $\varphi_0$  und  $\rho$ . Oben Rechts: Aufsicht auf die Spiegelebene aus einer Monte-Carlo Simulation, welche die Anzahl der Photonen in der Spiegelebene darstellt. Unten Links: Im Kamerabild kann man die beiden Winkel  $\alpha$  und  $i$ , sowie den Cherenkov-Winkel  $\theta_c$  direkt ablesen. Der Winkel  $\varphi$  ist der Winkel zwischen der Achse der Kamerakoordinaten und der Richtung zum hellsten Punkt des geglätteten Bildes auf dem Ring. Unten Rechts: Aus der Modulation der Intensität entlang des Ringes kann man  $\rho$  gewinnen, der Winkel  $\varphi_0$  verschiebt die Intensitätsfunktion, weshalb er auch als *Phasenwinkel* bezeichnet wird.

Abb. 3.6 stellt alle Faktoren der Analyseketten vom Luftschauer bis zur Rekonstruktion der ursprünglichen Lichtintensität zusammen. Die Myon-Ring Analyse

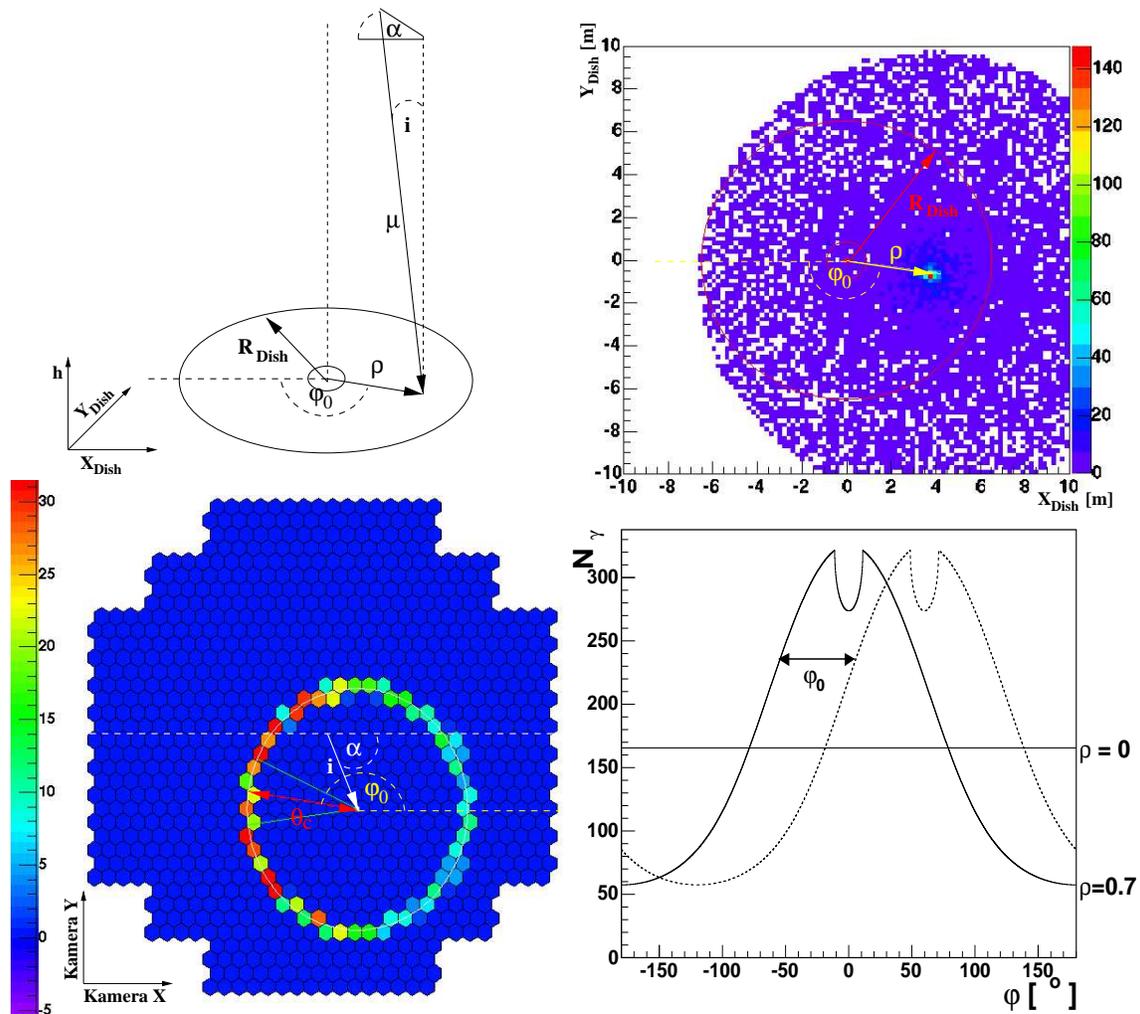
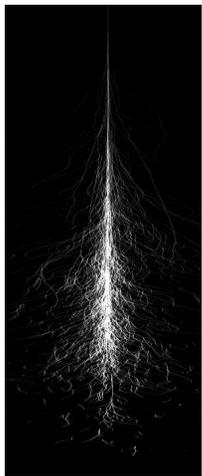


Abbildung 3.5: Bedeutung der geometrischen Bildparameter in den verschiedenen Koordinatensystemen. Oben links: Geometrische Situation, die Myon-Trajektorie ist definiert durch die Winkel  $i$  und  $\alpha$ , der Auftreffpunkt durch die Entfernung  $\rho$  und den Winkel  $\varphi_0$ . Oben rechts: Aufsicht auf die Spiegelebene mit Photonendichte in der Spiegelebene. Unten links: Kamerabild, man kann die Winkel  $i$ ,  $\alpha$  und  $\theta_c$  ablesen. Unten rechts: Intensitätsverlauf entlang des Ringes, man rekonstruiert  $\varphi_0$  und  $\rho$  durch Fit dieser Kurve an das Kamerabild links.

erfasst dabei alle Einflüsse in der oberen Hälfte des Diagramms mit einem einzigen Verfahren. Die Gesamtintensität eines Bildes ist allgemein für alle Wellenlängen  $\lambda$  und alle möglichen Einfallswinkel  $\theta$

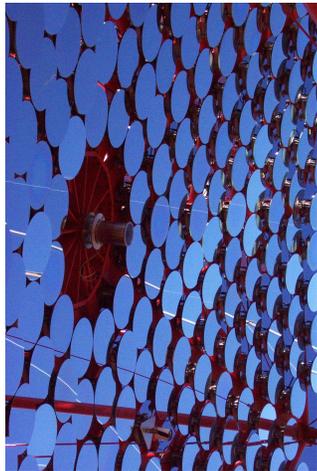
$$I_{\text{ges}} = \kappa_{\text{el}} \int \int T_a(\lambda) R_s(\theta, \lambda) T_f(\theta, \lambda) Q_{\text{pm}}(\theta, \lambda) d\lambda d\theta \quad (3.9)$$



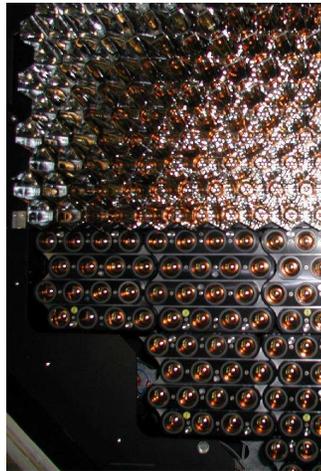
Luftschauer



atmosphärische Transmission

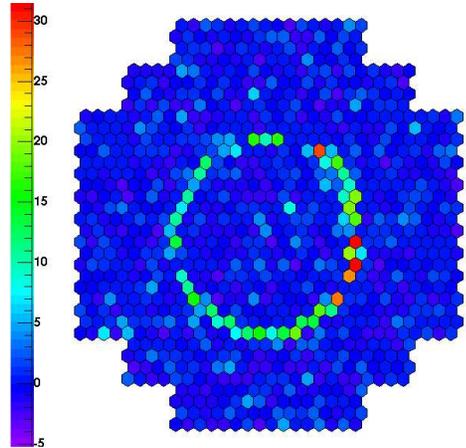
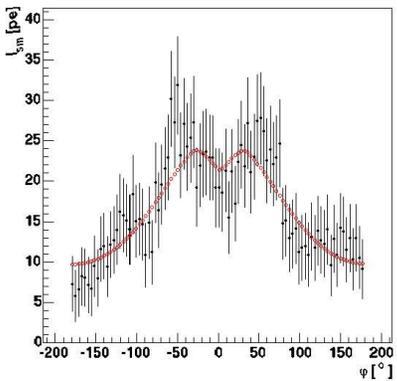
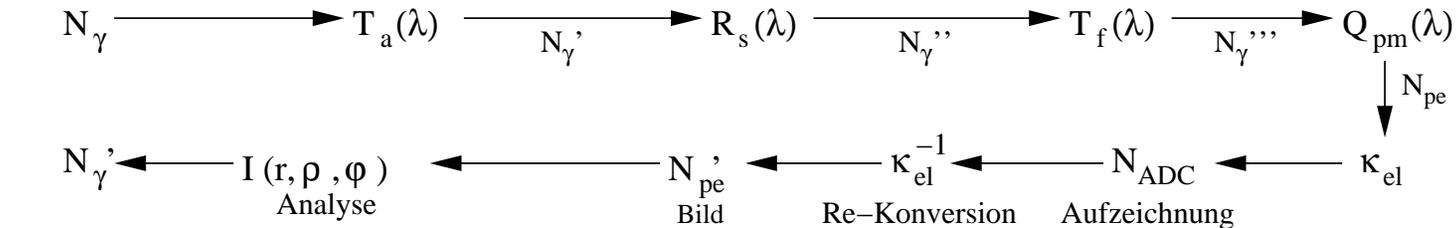


Spiegelreflektivität



Transmission Lichttrichter

Quanteneffizienz  
der Photomultiplier



elektronische  
Konversion



## 3.4 Myonen in der Atmosphäre

Dieses Kapitel fasst einige der bekannten Erkenntnisse über die Myonen als durchdringende Komponente der kosmischen Strahlung zusammen. Die Einflüsse, denen die Myonen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre unterworfen sind, und die für die Analyse der Myon-Ringbilder relevant sind, werden ebenso angesprochen.

### 3.4.1 Energiespektrum und Flussraten

Myonen entstehen als Zerfallsprodukte geladener Mesonen, die ihrerseits in nukleonischen Luftschauern produziert werden. Daher ergibt sich die Flussrate der Myonen letztendlich aus der Flussrate der Nukleonen aus der kosmischen Strahlung, die für Energien über 1 GeV abgeschätzt werden kann durch ([H<sup>+</sup>02]):

$$\frac{d\Phi_N(E)}{dA d\Omega dt} \approx 1.8 E^{-\alpha} \frac{\text{Nukleonen}}{\text{cm}^2 \text{s sr GeV}} \quad \text{mit } \alpha \equiv (1 + s) = 2.7 \quad (3.10)$$

$E$  ist hierbei die Energie pro Nukleon inklusive der Ruhemasse, und  $\alpha$  ist der differentielle Spektralindex der kosmischen Strahlung. Abb. 3.7 gibt die Abschätzung aus Gleichung 3.10 der vertikalen Flussrate für verschiedene Bestandteile der kosmischen Strahlung wieder.

Auf dem Beobachtungsniveau in 1800 m Höhe ( $\sim 850 \text{ g/cm}^2$ ) stellen Myonen den weitaus größten Bestandteil der kosmischen Strahlung dar. Die Flussrate von Myonen mit Energien über 1 GeV beträgt dort etwa  $120 \text{ m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$ , während die Flussrate der Hadronen um einen Faktor 10 niedriger liegt. Unter der Annahme eines einfachen Potenzgesetzes für das differentielle Energiespektrum der Myonen kann man die Flussrate von Myonen mit Energien über 5.4 GeV abschätzen.

$$\frac{dN_\mu}{dE dA d\Omega dt} \sim F_0 E^{-\gamma} \Rightarrow \frac{d\Phi_\mu}{dA d\Omega dt}(E \geq E_0) = -F_0 \frac{1}{1-\gamma} E_0^{1-\gamma} \quad (3.11)$$

Das differentielle Energiespektrum der Myonen in verschiedenen atmosphärischen Tiefen ist mittlerweile gut bekannt, z.B. durch Ballon-Experimente wie BESS ([H<sup>+</sup>04]). Der spektrale Index der Myonen im Energiebereich von 1 bis 100 GeV liegt bei  $\gamma \approx 1.7$ , woraus sich ein Fluss von  $\Phi_\mu \sim 53 \text{ m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$  für  $E \geq 5.4 \text{ GeV}$  ergibt. Für eine Spiegelfläche von  $A_D = 132.91 \text{ m}^2$  und einem Öffnungswinkel  $i_0 \leq 2^\circ$  kann man eine Rate von  $\Phi_\mu \sim 7 \text{ s}^{-1}$  für  $\rho/R \leq 1$  erwarten.

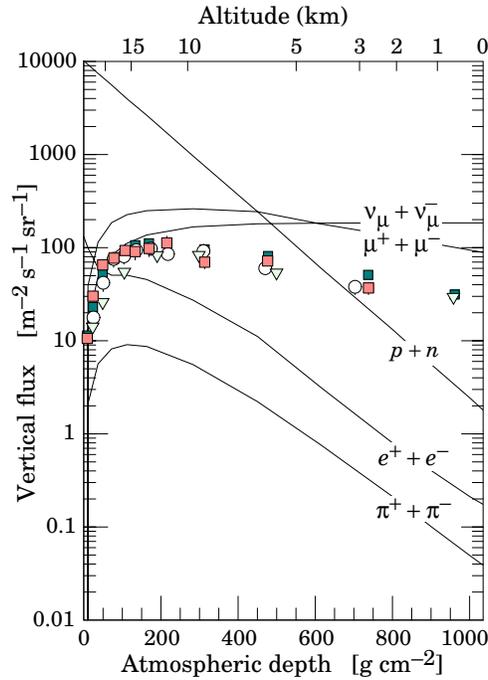


Abbildung 3.7: Vertikaler Fluss von Teilchen mit  $E > 1 \text{ GeV}$  aus der kosmischen Strahlung (aus [H<sup>+</sup>02]), abgeschätzt aus Gl. 3.10. Die Datenpunkte geben Messungen des Flusses negativer Myonen wieder.

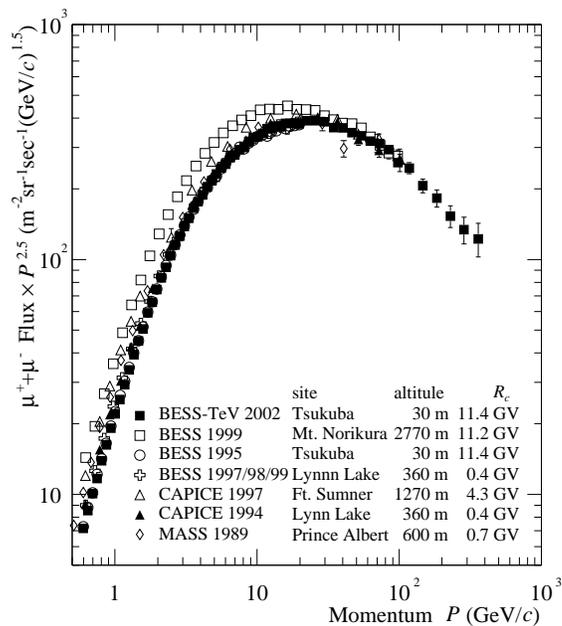


Abbildung 3.8: Differenzielles Energiespektrum der Myonen in verschiedenen Höhen (aus [H<sup>+</sup>04]).

### 3.4.2 Ringverbreiternde Effekte

Die in 3.3.2 angegebene Formel gibt die Intensität für ein Pixel auf dem Ring unter einem Winkel  $\varphi$  wieder, wobei der Ring als unendlich dünn angenommen wird. Tatsächlich erfährt der Ring durch verschiedene Einflüsse eine Verbreiterung, die größer ist, als die Breite eines Kamerapixels. Abb. 3.9 zeigt Abschätzungen nach [V<sup>+</sup>94] der Verbreiterung in Abhängigkeit vom Ringradius für die relevanten Effekte. Die Vielfach-Coulomb-Streuung der Myonen an den Atomen der Atmosphärgase fällt hier am stärksten ins Gewicht. Für Ringe mit kleinem Radius sind aber auch andere Effekte nicht mehr zu vernachlässigen. Vor allem die Variation des Brechungsindex mit der Höhe über dem Teleskop verbreitert kleine Ringe stark, ebenso fällt der Energieverlust der Myonen durch Ionisation für niederenergetische Myonen stärker ins Gewicht. Die Abbildungsfunktion des Teleskopspiegels ist fast konstant für alle Cherenkov-Winkel, wobei hier ein Inklinationswinkel  $i = 0$  angesetzt ist. Eine generelle Unschärfe ist immer durch die Breite der Kamerapixel vorgegeben.

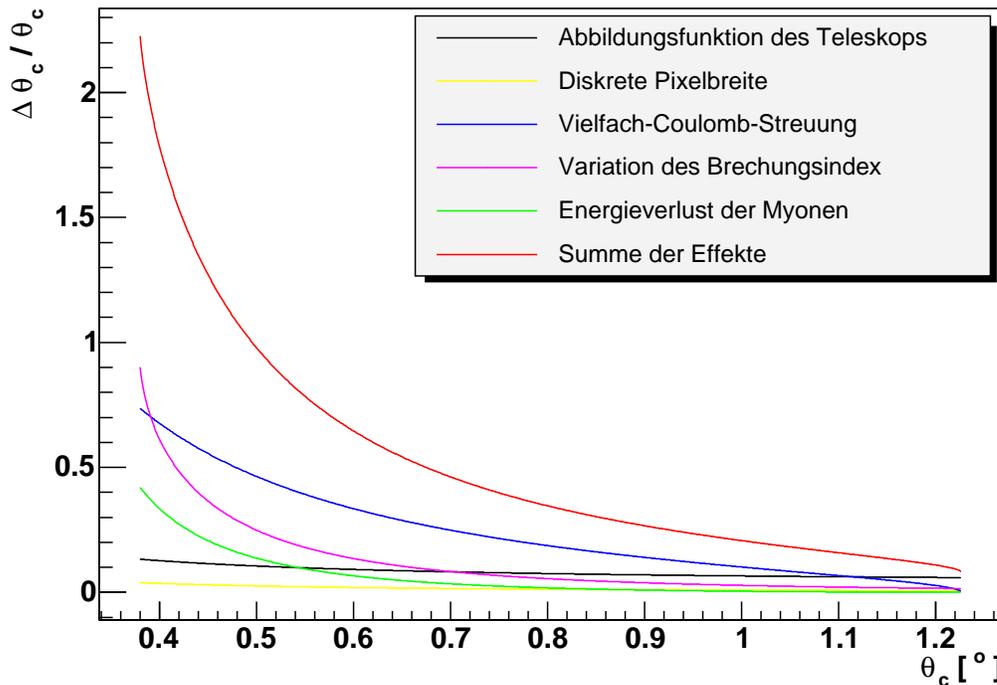


Abbildung 3.9: Verbreiterung des Ringes in Einheiten von Pixelbreiten in Abhängigkeit von der Energie des Myons, umgerechnet in den korrespondierenden Ringradius.

Während der Bildbereinigung werden alle Pixel gelöscht, deren Abstand vom

Ring über 1.1 Pixelbreiten beträgt. Nach obiger Abschätzung erreicht die Aufweitung der Ringe diesen Wert schon ab einem Ringradius von  $1.12^\circ$ , so dass für alle Ringe mit einem kleineren Radius ein Teil der Lichtintensität durch die Bildbereinigung verlorengeht. Aus diesem Grund wird der erlaubte Maximalabstand eines Pixels vom Ring für alle Ringe mit einem Radius unter  $1.12^\circ$  auf den Wert vergrößert, der sich aus der Abschätzung der Verbreiterung ergibt. Dies bedingt, dass die erwartete lineare Abhängigkeit der Zahl der Pixel auf dem Ring vom Ringradius aufgehoben wird, wie Abb. 3.10 verdeutlicht. Die Abnahme der Zahl der Pixel auf dem Ring, aufgrund des abnehmenden Umfangs, wird durch die Zunahme der erlaubten Fläche des Ringes in der Bildbereinigung überkompensiert.

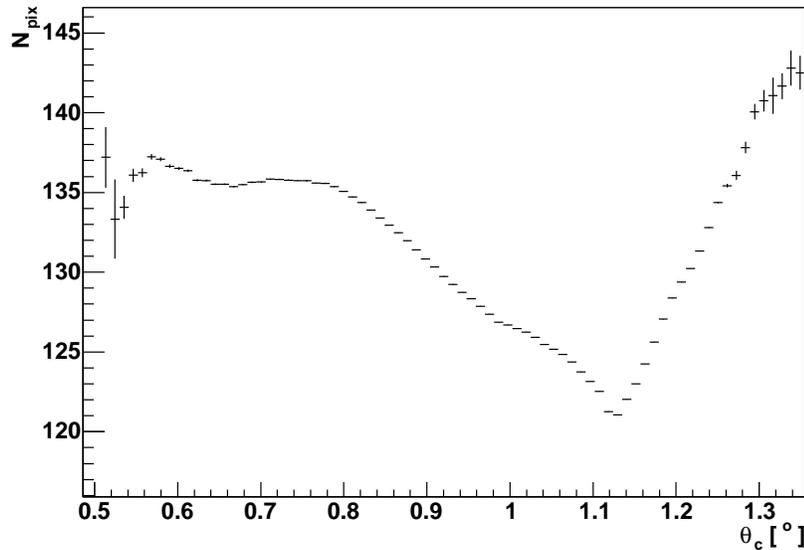


Abbildung 3.10: Zahl der Pixel auf dem Ring  $N_{\text{pix}}$  in Abhängigkeit vom Ringradius  $\theta_c$ . Unter  $\theta_c = 1.12^\circ$  nimmt die in der Bildbereinigung zugelassene Breite des Rings zu.

Die ringverbreiternden Effekte sorgen für eine völlige Unterdrückung des Elektronen-Hintergrundes. Ein Elektron der Masse 0.511 MeV emittiert nach Gl. 2.2 Cherenkov-Strahlung schon ab einer Energie von  $\sim 24$  MeV. Im Prinzip verursachen hochenergetische Elektronen, die den Spiegel treffen die gleichen Ringbilder wie Myonen, die man in gleicher Weise ausnutzen könnte. Aufgrund der kleineren Masse werden sie aber wesentlich stärker durch Vielfach-Streuung beeinflusst als die Myonen. Eine Abschätzung mit Hilfe der bekannten Formel für die Vielfach-Streuung

$$\sigma = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta_{\text{cp}}} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0.038 \ln \left( \frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (3.12)$$

ergibt für Elektronen und eine Weglänge  $x/X_0 \sim 1.6$  schon ab einer Energie von  $E_e \leq 3$  GeV eine Breite der radialen Intensitätsverteilung von mehr als 2 Pixelbreiten, allein durch Vielfachstreuung. Abb. 3.7 kann man entnehmen, dass schon für eine Energie von 1 GeV das Verhältnis von Myonen zu Elektronen den Faktor 100 deutlich überschreitet. Der Anteil von Elektronen in den Ringbildern wird durch die ringverbreiternden Effekte zusammen mit den Selektionsschnitten vollständig eliminiert.

### 3.5 Tests der Myon-Ring Methode mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen

Für die H.E.S.S.-Detektoren wurden aufwändige und komplexe Monte-Carlo Simulationen erstellt, einerseits um schon im Vorfeld wichtige Parameter der Teleskope untersuchen zu können, andererseits um im normalen Betrieb die Schnittparameter für die Datenanalyse zu optimieren und eine absolute Energiekalibration durchführen zu können (Kap. 4.1.3). Alle Aspekte der Schauerphysik werden hierbei vom hochentwickelten Simulationsprogramm CORSIKA nachvollzogen. Für die Umwandlung der simulierten Photonen in Signale wurden verschiedene Detektorsimulationen parallel entwickelt, maßgeblich sind hierbei das in Paris entwickelte Programmpaket SMASH und das von Konrad Bernlöhr entwickelte Programm „sim\_hessarray“ ([Ber01]), auf das sich alle folgenden Angaben beziehen. Ein wesentlicher Aspekt bei der Analyse der Monte-Carlo Daten ist der Vergleich von Monte-Carlo und Realdaten, um die realitätsnähe der Simulation zu prüfen und Verbesserungsansätze für die Simulation zu erhalten. Ein weiterer Aspekt ist die Überprüfung der Genauigkeit der Rekonstruktion von ursprünglich in die Simulation eingegangenen Parametern, um die Anwendbarkeit der Myon-Ring Analyse zu verifizieren.

#### 3.5.1 Vergleich von Monte-Carlo- zu Realdaten

Abb. 3.11 zeigt den Vergleich von Monte-Carlo (MC) Daten zu Realdaten für vier der wichtigsten Ringparameter, die für die Kalibration von Bedeutung sind. Das gekrümmte Myonen-Spektrum mit variablem spektralen Index ist nicht perfekt realisiert, wie man am Vergleich der Verteilungen für die Ringradien  $R$  (Oben Links) sieht. Das Eingangsspektrum wurde vielmehr mit einem konstanten spektralen Index von  $-2.2$  simuliert. Man erkennt in beiden Verteilungen der Radien Spitzen bei  $\theta_c \sim 1.1^\circ$ . Diese Spitzen entstehen nicht durch das Myonen-Spektrum, sondern werden durch eine Erhöhung des erlaubten Pixelabstands vom Ring bei der Bildbereinigung verursacht, die für Ringe mit einem Radius  $R \leq 1.1^\circ$  erfolgt. Die lineare Abnahme der Pixelzahl wird durch einen schnellen Anstieg der Zahl der Pixel am Außenrand des Ringes kompensiert (Abb. 3.10). Dadurch wird der Übergangsbereich, in dem die Ringe quasi nicht kleiner

werden, obwohl  $\theta_c$  kleiner wird, zu einem Attraktor für den Kreisfit. Die Ringe in diesem Übergangsbereich weisen real einen etwas kleineren Radius auf, als aus dem Kreisfit hervorgeht.

Das veränderte Eingangsspektrum bedingt auch eine leichte Abweichung bei den Ringbreiten (Unten Links). Als Ringbreite  $b_{\text{rad}}$  wird die Breite der radialen Intensitätsverteilung im Bild bezeichnet, d.h. die Verteilung, die entsteht, wenn man die Intensitäten aller Pixel nach ihren Abständen vom Ringzentrum aufträgt. Die Verteilung ist in etwa gaußförmig um den Mittelwert  $R$  (Kap. 3.7.2). Da mehr hochenergetische Myonen simuliert werden, sind die MC-Ringe im Mittel etwas schmaler als die realen Ringbilder. Viel stärker macht sich hier aber bemerkbar, dass in der Simulation das Nachthimmelslicht nicht modelliert wurde. Die Fluktuation des Nachthimmelslichtes vergrößert die mittlere quadratische Abweichung der Intensitätsverteilung für die Realdaten, so dass  $b_{\text{rad}}$  für die realen Ringe immer etwas größer bleibt.

Die Verteilungen der Impaktparameter  $\rho$  (Oben Rechts) zeigen keinen nennenswerten Unterschied. Da die realen Myonen etwas weniger „unscharf“ sind, werden sie zum Rand des Dishes hin etwas weniger stark aussortiert.

Die Gesamtintensität aller Pixel, welche nicht auf dem Ring liegen wird als *Off-Ring Intensität* bezeichnet, sie ist ein gutes Maß für die Genauigkeit der Bestimmung der Nulllinie der Pixel (Kap. 3.2.1, Kap. 3.7.1). Die Real-Daten zeigen im Mittel einen leicht negativen Wert der Pixelintensität, was bedeutet, dass der Betrag des Pedestalwertes etwas zu hoch liegt. Auf ein einzelnes Pixel bezogen wirkt sich das aber nicht merklich aus, da sich die in der Abbildung angegebene Intensität auf etwa 800 Pixel verteilt und der Wert pro Pixel unter 0.04 pe bleibt.

Grundsätzlich zeigt der Vergleich von Real- und MC-Daten keine signifikanten Abweichungen, die sich nicht auf das leicht unterschiedliche Eingangsspektrum der simulierten Myonen zurückführen ließen. Im weiteren wird dieser Unterschied ausgeglichen, indem die MC-Ereignisse gemäss ihren Ringradien mit Wichtungen versehen werden, so dass die Unterschiede in den Verteilungen der Ringradien minimiert werden (Abb. 3.12).

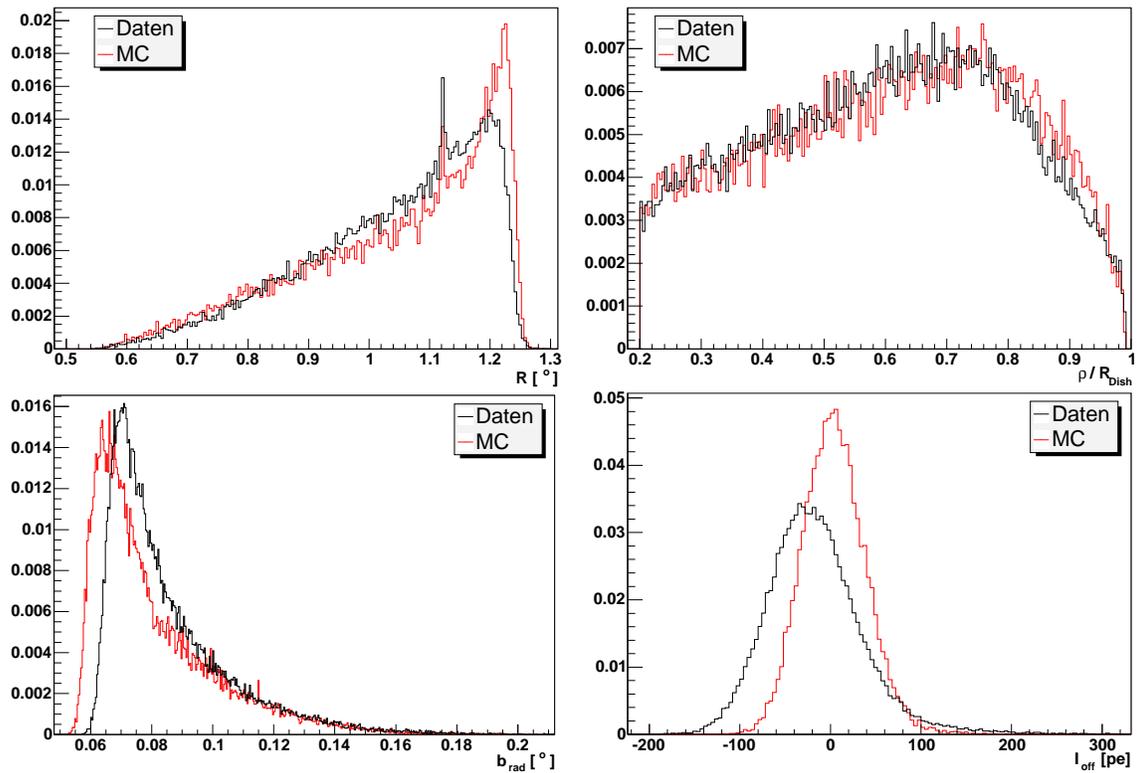


Abbildung 3.11: Vergleich von Monte-Carlo und Realdaten für verschiedene Ringparameter, oben links: Ringradius  $R$  in Grad, oben rechts: Impaktparameter  $\rho$  in Einheiten von Spiegelradien, unten links: Breite der Radialen Intensitätsverteilung  $b_{\text{rad}}$  in Grad (sog. Ringbreite), unten rechts: Gesamtintensität  $I_{\text{off}}$  der Pixel, welche nicht auf dem Ring liegen, in Photoelektronen (Off-Ring Intensität).

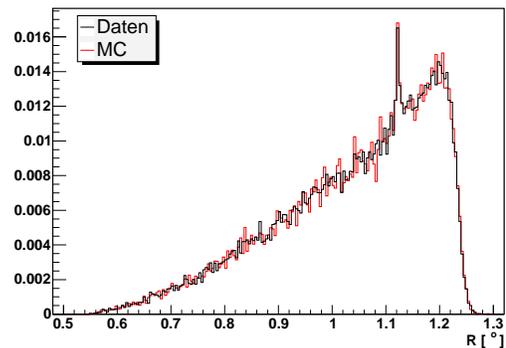


Abbildung 3.12: Vergleich der Radius-Verteilung von Monte-Carlo und Realdaten nach erfolgter Wichtung, um das Eingangsspektrum der Myonen anzugleichen.

Wenn man die Gesamtintensität gegen Ringparameter wie Radius (Abb. 3.13) und Impaktparameter (Abb. 3.14) aufträgt, erhält man für Real- wie für MC-Daten genau den Verlauf den man gemäss Gleichung 3.6 erwarten würde. Aus dieser Auftragung kann man ebenfalls den Wert für die Effizienz aus der Steigung der Kurve gewinnen. Es zeigt sich, dass die simulierte Effizienz für die gewählte Beobachtungsperiode fast genau zwischen den Effizienzen der ersten beiden Teleskope CT2 und CT3 liegt. Will man die Simulation für ein bestimmtes Teleskop perfekt anpassen, könnte man den entsprechenden Korrekturfaktor aus Abb. 3.13 entnehmen.

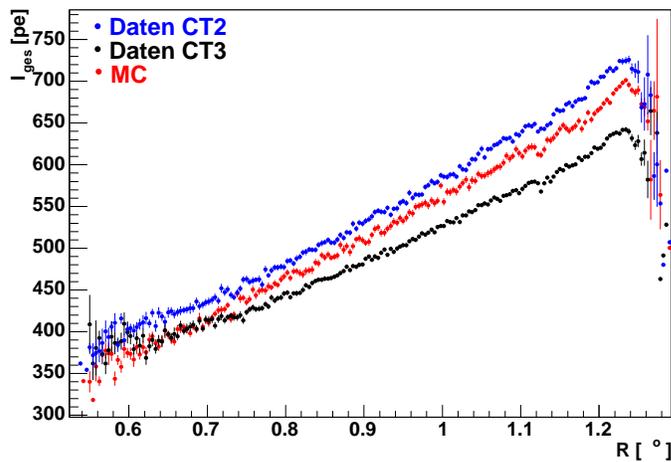


Abbildung 3.13: Verlauf von Gesamtintensität in Photoelektronen gegen Ringradius in Grad für Realdaten und MC-Simulation.

Die Ringbreite, aufgetragen gegen den Ringradius (Abb. 3.15 links) zeigt sowohl in Realdaten, als auch in simulierten Bildern, den aus Abb. 3.9 erwarteten Verlauf. Die Myonen höherer Energie erzeugen schärfere Ringbilder. Um zu überprüfen, dass die Abschätzung der Breite korrekt ist, kann man die Off-Ring Intensität gegen den Ringradius auftragen (Abb. 3.15 rechts). Ergibt die Abschätzung der Ringbreite zu kleine Werte, dann geht in der Bildbereinigung Intensität für den Ring verloren, die der Off-Ring Intensität zugeschlagen wird, was sich insbesondere für Ringe mit kleinen Radien bemerkbar machen würde.

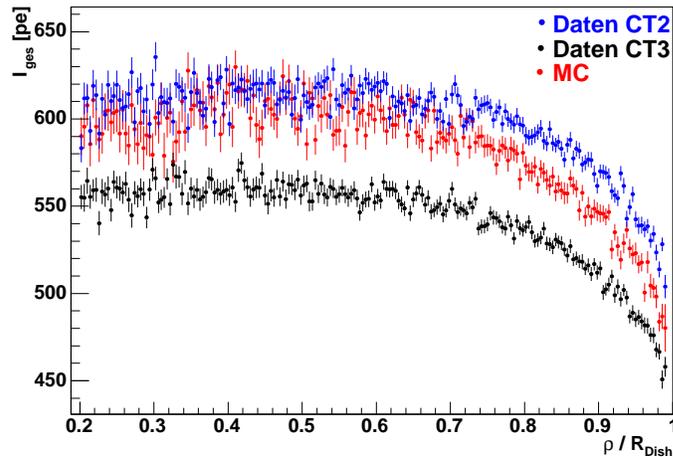


Abbildung 3.14: Verlauf von Gesamtintensität in Photoelektronen gegen Impaktparameter in Einheiten von Spiegelradien für Realdaten und MC-Simulation.

Sowohl für Real-, als auch Monte-Carlo Daten bleibt der Verlauf der Off-Ring Intensität flach und zeigt keine Abhängigkeit von  $R$ . Allenfalls für Ringe mit großen Radien ist in den Realdaten ein leichter Anstieg zu sehen, was bedeuten würde, dass die Breite der großen Ringe leicht unterschätzt wird. Diese Off-Ring Intensität von  $\pm 20$  pe in den Realdaten verteilt sich aber auf  $\sim 140$  Pixel, ist also bezogen auf ein einzelnes Pixel ohne Bedeutung.

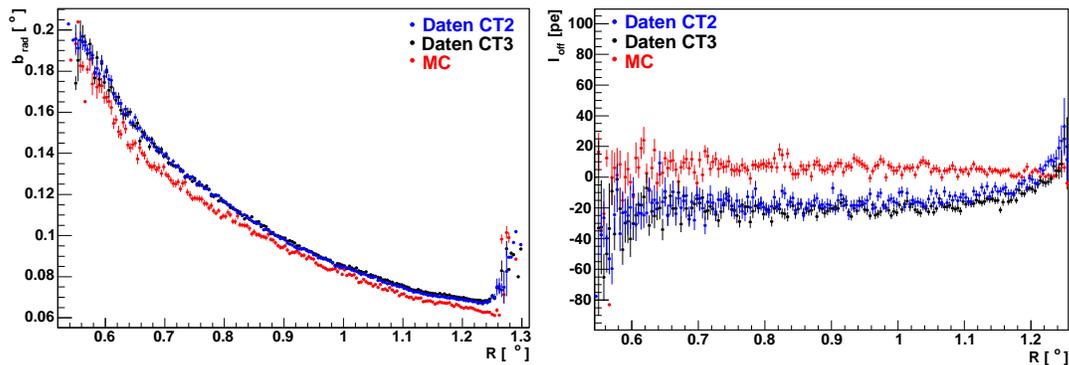


Abbildung 3.15: Links: Verlauf von Ringbreite in Grad gegen Ringradius in Grad für Realdaten und MC-Simulation. Rechts: Verlauf von Off-Ring Intensität in Photoelektronen gegen Ringradius.

### 3.5.2 Rekonstruktion einzelner Parameter der Simulation

Hat man sichergestellt, dass Realdaten und simulierte Daten korrespondieren, dann kann man aus der Genauigkeit der Rekonstruktion der Simulationsparame-

ter Rückschlüsse auf die Genauigkeit der Myon-Ring Methode auch für Realdaten ziehen. Die entscheidenden zu rekonstruierenden Parameter sind Radius des Rings, Impaktparameter und Effizienz, wobei der durch den Kreisfit gegebene Radius hierbei eindeutig am unkritischsten ist.

Abb. 3.16 zeigt links die Differenz von rekonstruiertem Impaktparameter und

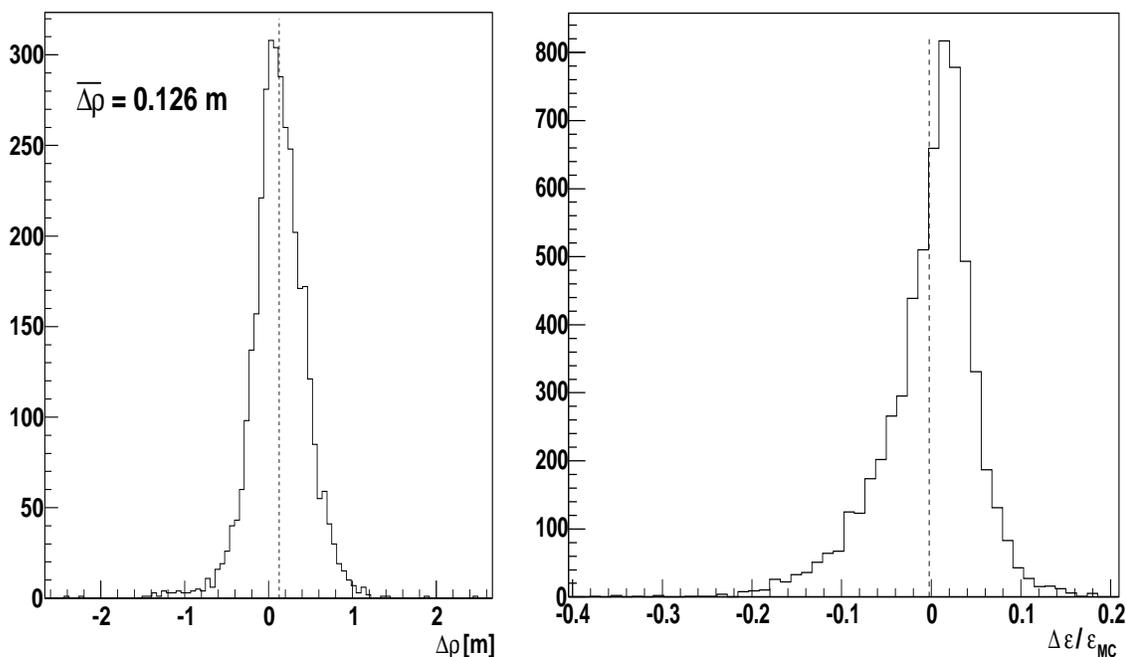


Abbildung 3.16: Differenz von rekonstruierten Parametern und Eingangsparametern der Simulation. Links der Fehler der Rekonstruktion des Impaktparameters  $\Delta\rho = \rho_{MC} - \rho_{Rec}$  in Metern und rechts der relative Fehler der Rekonstruktion der Effizienz  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{MC} - \text{varepsilon}_{Rec}$ .

dem von CORSIKA erzeugten Impaktparameter, rechts in der Abbildung ist die Differenz von rekonstruierter Effizienz und in der Simulation angewandten Effizienz  $\varepsilon_{MC}$  relativ zu  $\varepsilon_{MC}$  angegeben.  $\varepsilon_{MC}$  wurde hierbei ermittelt durch Zählung der Photonen, welche die Simulation bis zum Ende durchlaufen und anschließender Normierung auf die Spiegelfläche  $A_0$ . Dabei wurde die atmosphärische Absorption herausgerechnet, da die Myon-Ring Methode diese prinzipiell nicht erfassen kann. Es zeigt sich dass die Methode  $\rho$  mit einer Genauigkeit von weniger als 13 cm genau rekonstruiert. Der relative Fehler auf die Effizienz ist sogar geringer als 0.1%, wenn man die atmosphärischen Effekte nicht berücksichtigt.

### 3.5.3 Beeinflussung durch deaktivierte Pixel

Mit MC-Datensätzen kann man den Effekt der deaktivierten Pixel auf die Ermittlung der Effizienz untersuchen. Dazu wurden für denselben MC-Datensatz, der ohne inaktive Pixel erzeugt wurde, eine Reihe von Pixeln zufällig deaktiviert, die Zahl der inaktiven Pixel in der Kamera wurde dabei in Schritten von 20 Pixeln auf bis zu 180 inaktive Pixel angehoben. Als die optimale Größe für einen Qualitätsschnitt erweist sich dabei die mittlere Zahl deaktivierter Pixel pro Ring, wie man Abb. 3.17 entnehmen kann. Da die inaktiven Pixel bei einer realen Beobachtung nicht homogen über die Kamera verteilt sind, sondern bevorzugt in Gruppen auftreten, wurden auch aus realen Datenfiles die Indizes inaktiver Pixel entnommen. Diese Indizes wurden dann weiter zusammengemischt, um so eine hohe Anzahl inaktiver Pixel, wie sie sonst nicht vorkommt, zu erhalten. Testdurchläufe mit zufällig und homogen verteilten inaktiven Pixeln wurden schwarz eingetragen, Testdurchläufe mit aus realen Runs durch Zusammenlegen entstandenen inaktiven Pixeln sind rot eingetragen.

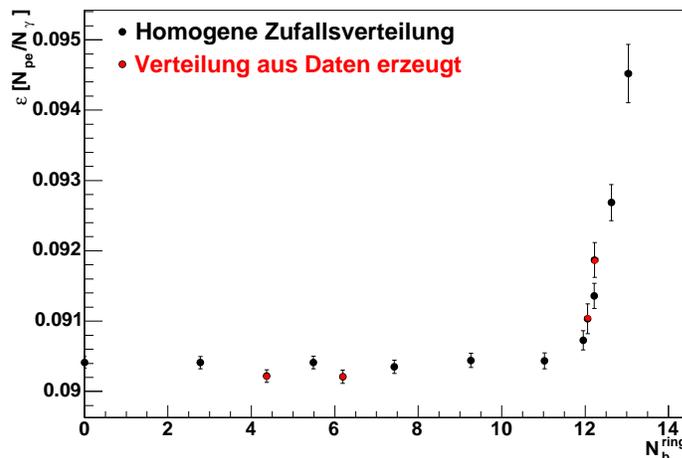


Abbildung 3.17: Effizienz in Abhängigkeit von der Mittleren Zahl deaktivierter Pixel auf dem Ring. Schwarze Punkte beschreiben Daten, bei denen die Verteilung der inaktiven Pixel zufällig und homogen erzeugt wurde. Rote Punkte beschreiben Daten, bei denen die Verteilung der inaktiven Pixel aus realen Datenfiles erzeugt wurde.

Hier zeigt sich, dass die ermittelte Effizienz stabil bleibt, solange die mittlere Zahl deaktivierter Pixel pro Ring unter 12 bleibt, was bei einer Gesamtzahl inaktiver Pixel von 120 erreicht wird. Danach ist eine starke Beeinträchtigung des Endergebnisses festzustellen. Ab 120 deaktivierten Pixel in der Kamera erhöht sich die mittlere Zahl inaktiver Pixel auf den Ringen kaum noch, was darauf hinweist, dass die eher plötzlich einsetzende Veränderung des Ergebnisses

vor allem auf Selektionseffekten beruht. Ereignisse mit niedriger Effizienz, d.h. ohnehin geringen Pixelamplituden, werden verstärkt aussortiert, da durch die inaktiven Pixel die Zahl der Pixel nach dem Tailcut vermindert ist und der Kreisfit Ergebnisse mit einer höheren Abweichung  $\chi^2$  pro Pixel liefert. Die Methode, die Amplitude inaktiver Pixel durch Mittelung über die Nachbarpixel abzuschätzen, führt die einer zunehmenden 'Unschärfe' des Bildes mit zunehmender Zahl inaktiver Pixel. Die resultierenden flacheren Intensitätskurven führen dazu, dass der Impaktparameter unterschätzt wird, was zu einer Überschätzung der Effizienz führt. Aus diesem Grund erhöht die Anwesenheit deaktivierter Pixel die resultierende mittlere Effizienz, der Effekt bleibt aber unmerklich für reale Beobachtungen, da hier die Zahl deaktivierter Pixel meist deutlich unter 100 bleibt.

## 3.6 Ergebnisse der Myon-Ring-Kalibration

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Kalibration für die bislang vorliegenden Daten beschrieben und Effekte diskutiert, welche diese Ergebnisse beeinflussen. Bei jeder durchgeführten Beobachtung durch ein H.E.S.S.-Teleskop werden Myon-Ring Ereignisse aufgezeichnet. Diese Ereignisse erlauben also eine Überwachung des Zustands der Teleskope auf beliebigen Zeitskalen. Abb. 3.18 zeigt die Effizienz pro Run für alle bisher aufgezeichneten Daten aller vier Teleskope.

Die Zahlen in Abb. 3.18 markieren gravierende Veränderungen der Hardware. Kurz nach der ersten Inbetriebnahme der ersten H.E.S.S.-Kamera wurde diese Kamera während Wartungsarbeiten im Juli 2002 durch Tageslicht beschädigt, was umfangreiche Reparaturmaßnahmen erforderlich machte. Mehrere PMTs waren irreparabel beschädigt, aber aus den übriggebliebenen, sowie den Reserve-PMTs wurde die Kamera neu aufgebaut. Die Hardware vor und nach dieser Veränderung, markiert durch '1', ist aber kaum vergleichbar. Im Juni 2003 wurde der Zentraltrigger in Betrieb genommen (Markierung 2). Danach werden nur vereinzelt noch explizite *Myon-Runs* im *Mono-Modus* ohne zentralen Trigger durchgeführt, aber auch in den *Stereo-Modus* Daten mit Zentraltrigger finden sich noch geeignete Ringe für die Analyse. In Kap. 3.6.3 wird untersucht, ob die im Mono-Modus und Stereo-Modus aufgezeichneten Myonen wirklich äquivalent sind. Auf jeden Fall ist die Zahl verwertbarer Myon Ereignisse um einen Faktor 10 geringer, was auch sichtbar den Fehler auf den Mittelwert der Effizienz vergrößert. Im durch Markierung 3 angegebenen Zeitraum wurden umfangreiche Verbesserungsarbeiten an der Hardware der Teleskope durchgeführt. Dazu kamen eine Reinigung der Funnelpplatten, sowie ein Austausch von PMTs zwischen den vier Teleskopkamaseras. Wie die Analyse gezeigt hatte, war die Effizienz, und damit die Triggerrate, der vier Teleskope stark unterschiedlich, was für

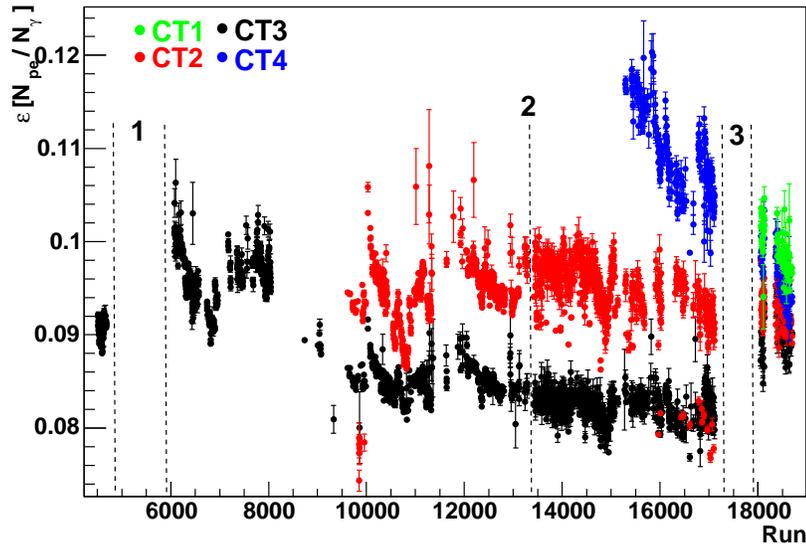


Abbildung 3.18: Effizienz gegen Runnummer für alle vorhandenen Daten. Die Markierungen 1, 2 und 3 bezeichnen gravierende Veränderungen der Hardware-Voraussetzungen.

das Gesamtsystem eine Limitierung durch das am wenigsten sensitive Teleskop zu Folge hat. Durch die Mischung der PMTs verschiedener Teleskope wollte man eine Angleichung dieser Effizienzen erreichen, was auch offensichtlich gut gelungen ist.

### 3.6.1 Rekonstruktion des Energiespektrums der Myonen

Abb. 3.19 zeigt den Vergleich zwischen dem differentiellen Energiespektrum für eine Höhe von 2770 m aus [H<sup>+</sup>04] (Kap. 3.4.1) und dem aus der Verteilung der Ringradien ermittelten Spektrum, normiert mit der oben angegebene Fläche  $A_D$  und dem Öffnungswinkel  $i_0$ . Im Energiebereich von 15 GeV bis 70 GeV zeigen beide Spektren eine gute Übereinstimmung, die Unterschiede erklären sich durch die Höhendifferenz von fast 1000 m. Für höhere Energien macht die Energierekonstruktion aus dem Ringradius keinen Sinn mehr, da der Cherenkov-Winkel sich zu schnell seinem asymptotischen Wert nähert. Zu kleineren Energien hin fällt das aus den Ringradien ermittelte Spektrum stärker ab, da die Ringe mit kleinem Radius verstärkt durch die Qualitätsschnitte aussortiert werden.

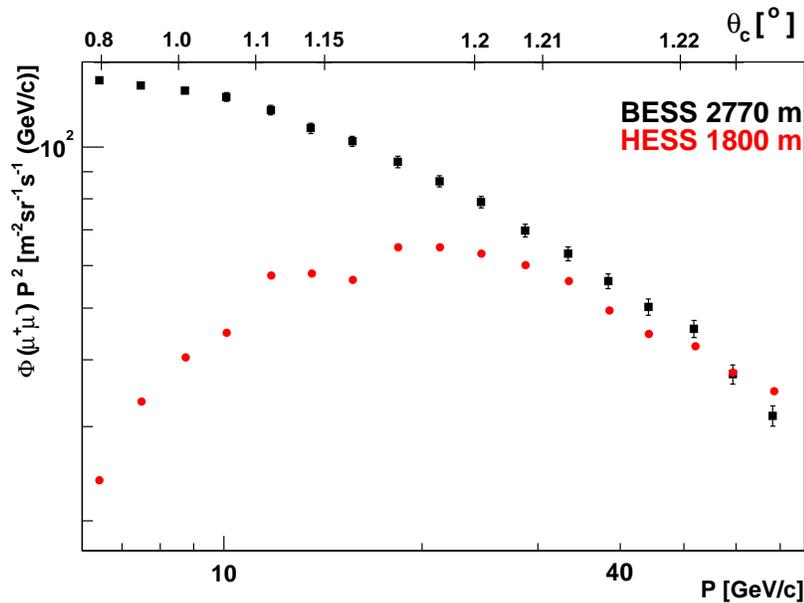


Abbildung 3.19: Vergleich des differentiellen Energiespektrums der Myonen aus  $[H^+ 04]$  und dem aus der Verteilung der Ringradien ermittelten Spektrum.

### 3.6.2 Zeitliche Entwicklung des Teleskopsystems

Einer der interessantesten Aspekte der Myon-Ring Analyse ist die Überwachung des zeitlichen Verlaufs der Effizienzen der Teleskope im Vergleich. Ein Alterungsprozess der Komponenten ist unvermeidlich. Die Spiegelreflektivität lässt zwangsläufig nach, da die Spiegel zusehends durch Staub und Vogelkot verschmutzen, zerkratzt werden und korrodieren. Gleiches gilt in geringerem Masse für die Funnellplatte, die aber im Gegensatz zu den Spiegeln gereinigt werden kann. Ebenso ist ein Alterungsprozess der PMTs zu erwarten, über den noch keine Erfahrungswerte vorliegen. Abb. 3.20 zeigt den zeitlichen Verlauf der Effizienzen für die jüngere Vergangenheit, die Zeit ist hier wie in allen folgenden Abbildungen angegeben in Jahren seit dem Jahr 2000. Ein Abwärtstrend ist zu erkennen, sowie eine zeitliche Korrelation der Effizienzen verschiedener Teleskope auf die in Kap. 3.6.5 noch näher eingegangen wird. Ein Fit der Daten im Bereich von März 2003 bis November 2003 (Runnummer 10030 bis 17114) ergibt für CT2 und CT3 den gleichen Wert eines Verlustes an Effizienz von 0.52 %/y absolut. Extrapoliert man die Effizienz bezogen auf die Fertigstellung der Installation der Spiegel im September 2001 (CT3) und Oktober 2002 (CT2), ergeben sich für beide Teleskope die nahe beieinander liegenden Werte von  $\varepsilon_3^0 = 9.34\%$  und  $\varepsilon_2^0 = 9.77\%$ , was darauf hinweist, dass der Hauptalterungsprozess die Degradation der Spiegelreflektivität ist. Die PMTs der Kamera von CT3 wurden möglicherweise durch den Tageslicht-Zwischenfall im Juli 2002 beschleunigt gealtert.

Auffällig ist, dass die Effizienzen der Teleskope zwar vor der Durchmischung der

PMTs deutlich separieren, die Effizienz für CT2 jedoch in einigen Runs deutlich niedriger ist, als in anderen. Es zeigt sich, dass diese Runs mit niedriger Effizienz für CT2 nur die Myon-Runs im Mono-Modus sind, weshalb eine nähere Untersuchung ratsam ist (Kap. 3.6.3).

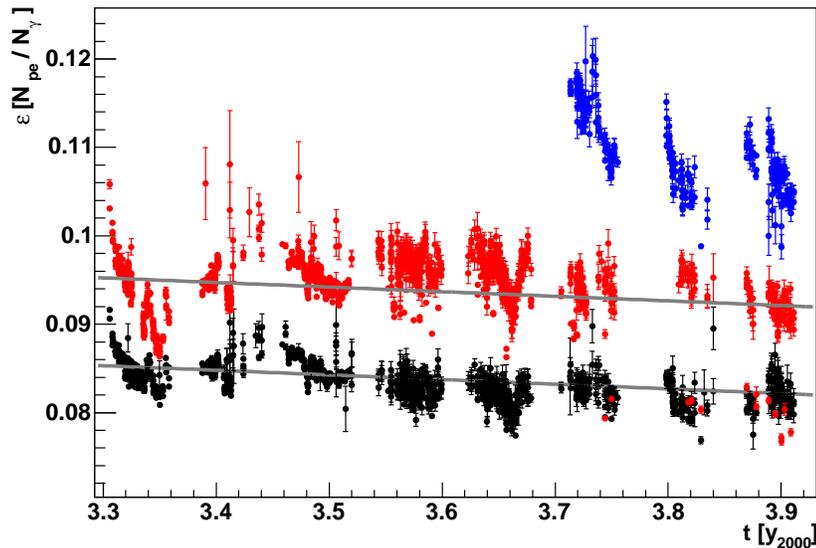


Abbildung 3.20: Effizienzen gegen Zeit in Jahren seit 2000 für Runs neueren Datums.

### 3.6.3 Einfluss verschiedener Triggerbedingungen auf die Effizienz

Wenn man die Myon-Ringe aus stereoskopischen Beobachtungen zu Kalibrationszwecken verwenden will, so muss man untersuchen, in welchem Maß sich die Mono-Modus Daten von Stereo-Modus Daten unterscheiden. Es zeigt sich, dass dies auf eine Untersuchung des Einflusses der verschiedenen Triggerbedingungen auf die berechnete Effizienz hinausläuft. Der augenscheinlichste Unterschied zwischen den Mono- und Stereo-Ereignissen ist das Ausmaß der Bildbearbeitung, das für die Analyse der Stereo-Ereignisse notwendig wird. Sobald der Zentraltigger aktiv ist, werden nur noch Daten ausgelesen, wenn mehr als ein Teleskop individuell getriggert wurde, d.h. es werden fast ausschließlich Luftschauer beobachtet, und nur zufällig wird auch ein lokales Myon-Ereignis aufgezeichnet. Die so entstehenden Ringbilder weisen fast immer eine Kontamination durch das Licht aus dem eigentlichen Luftschauer auf, wie man an der Intensität  $I_k$  der durch die Bildbearbeitung gelöschten Pixel sehen kann (Abb. 3.21).

Die durchschnittliche durch die Bildbearbeitung gelöschte Intensität wird deut-

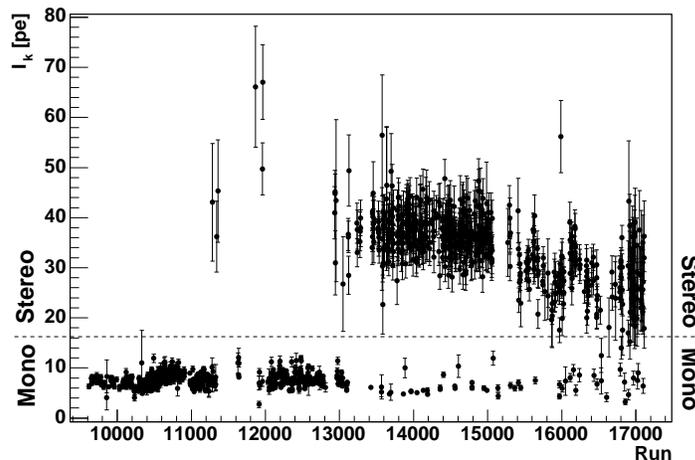


Abbildung 3.21: Intensität  $I_k$  der durch die Bildbearbeitung gelöschten Pixel für CT3. Bei allen Myon-Runs im Mono-Modus bleibt die gelöschte Intensität unter 18 pe, bei allen Stereo-Modus Daten liegt sie darüber.

lich größer, sobald der Zentraltrigger aktiviert wird. Die Separation ist so stark, dass dieser Parameter gut zum Auseinanderhalten von Mono- und Stereo-Beobachtungen verwendet werden kann. So lange die Kontamination den Ring nicht berührt, ist sie nicht von Bedeutung, allerdings ist zu erwarten, dass auch die Ringe selbst kontaminiert werden. In diesem Fall ist als Resultat eine erhöhte Effizienz zu erwarten. Die Kontamination trifft entweder das hellste Viertel des Ringes und verursacht dort ein größeres Signal  $N_{pe}$ , oder sie trifft auf die dunkleren Sektoren des Ringes und führt zu einer Verflachung der Intensitätskurve, was unweigerlich im Fit zu einer Unterschätzung des Impaktparameters und einer Überschätzung der Effizienz führt. Abb. 3.22 zeigt oben die gemittelten Effizienzen pro Nacht für Mono-Modus (ausgefüllte Punkte) und Stereo-Modus (unausgefüllte Kreise).

Es zeigt sich, dass die berechnete Effizienz für Stereo-Runs tatsächlich leicht erhöht ist. In Abb. 3.22 ist unten für jede Nacht das Verhältnis von Stereo- zu Mono-Effizienz  $\varepsilon_s/\varepsilon_m$  angegeben, die relative Veränderung der Effizienz liegt bei etwa 4%. Auffällig ist jedoch das Verhalten der Effizienzen von CT2, hier ist der Effekt grundsätzlich etwas größer und steigt ab September 2003 schlagartig auf 16% an. Die Frage ist nun, welche Effekte noch für einen Abfall der Mono-Effizienz gegenüber der Stereo-Effizienz verantwortlich sein können.

Der einzige weitere Unterschied zwischen Mono- und Stereo-Beobachtungen liegt, außer im zentralen Trigger, nur noch in den unterschiedlichen Triggerbedingungen für die einzelnen Runs. Im Mono-Modus lautete die Triggerbedingung für eine Teleskopkamera für die Mehrzahl der Runs 3.5 Pixel über 5 pe, für einige Runs wurden irrtümlich 3.5 Pixel über 8 pe gefordert. Durch die Reduktion der

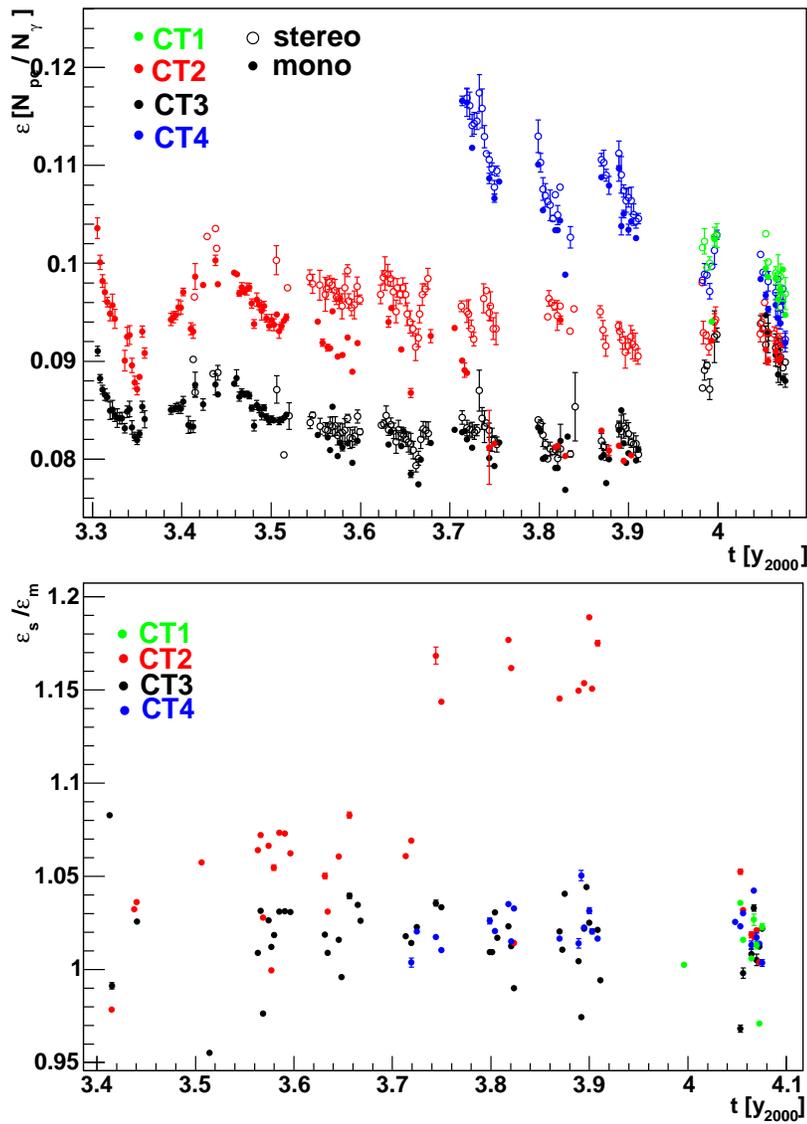


Abbildung 3.22: Oben: Effizienzen pro Nacht für Mono- und Stereo-Modus gegen Zeit in Jahren. Unten: Stereo-Modus Effizienz  $\epsilon_s$  dividiert durch Mono-Modus Effizienz  $\epsilon_m$ .

Zahl der Hintergrundereignisse kann diese Bedingung im Stereo-Modus abgesenkt werden auf 2.5 Pixel über 4 pe. Die expliziten Myon-Runs im Mono-Modus wurden dagegen aufgenommen mit der Bedingung 5.5 Pixel über 6 pe und testweise auch mit 8.5 Pixel über 5 pe.

Die Wahl der Triggerbedingung, und dabei vor allem die Intensitätsschwelle für ein Pixel, beeinflussen zweifellos die Verteilung der Ringparameter, die mit der

Intensität des Ringes verbunden sind, d.h. der Radius und der Impaktparameter. Da die theoretische Intensitätsfunktion aus Gl. 3.5 diese Parameter explizit berücksichtigt, ist die ermittelte Effizienz in erster Ordnung von diesen Größen unabhängig, Effekte höherer Ordnung sind aber niemals auszuschließen. Der Einfluss der Auswahl dieser beiden Größen auf die letztendlich berechnete Effizienz wurde daher eingehender untersucht.

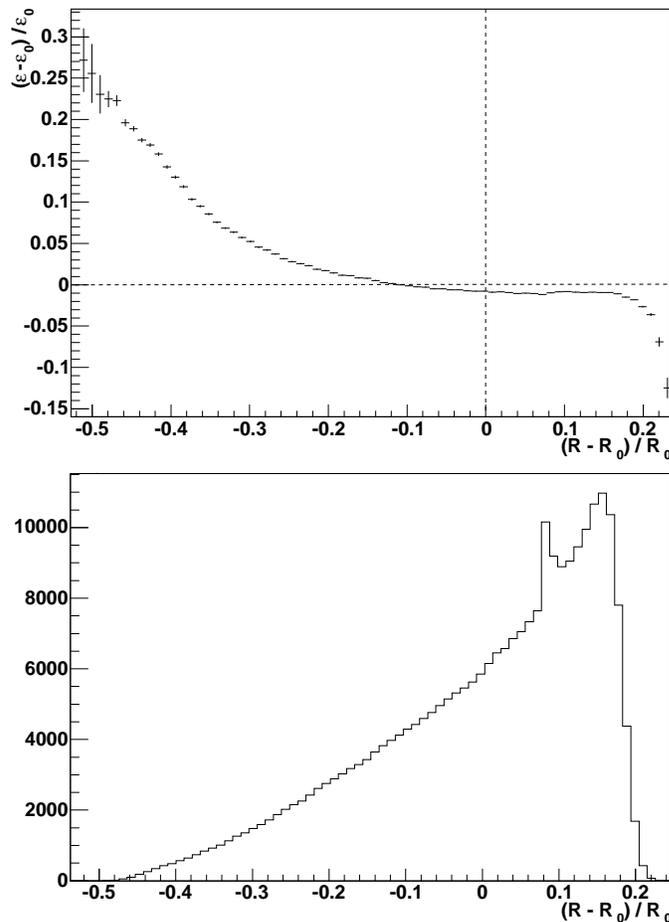


Abbildung 3.23: Oben: Abweichung der berechneten Effizienz  $\varepsilon$  vom Mittelwert  $\varepsilon_0$  gegen Abweichung des Radius  $R$  vom Mittelwert  $R_0$ . Unten: Verteilung der Ringradien.

Abb. 3.23 und Abb. 3.24 zeigen in der oberen Hälfte die Abweichung der Effizienz der Einzelereignisse relativ zum Mittelwert aller Ereignisse als Funktion der Abweichung des Ringradius und des Impaktparameters relativ zum jeweiligen Mittelwert dieser Parameter. Es zeigt sich eine zunächst überraschende Abhängigkeit der ermittelten Effizienz vom Ringradius, der ja in einem separaten Kreisfit ermit-

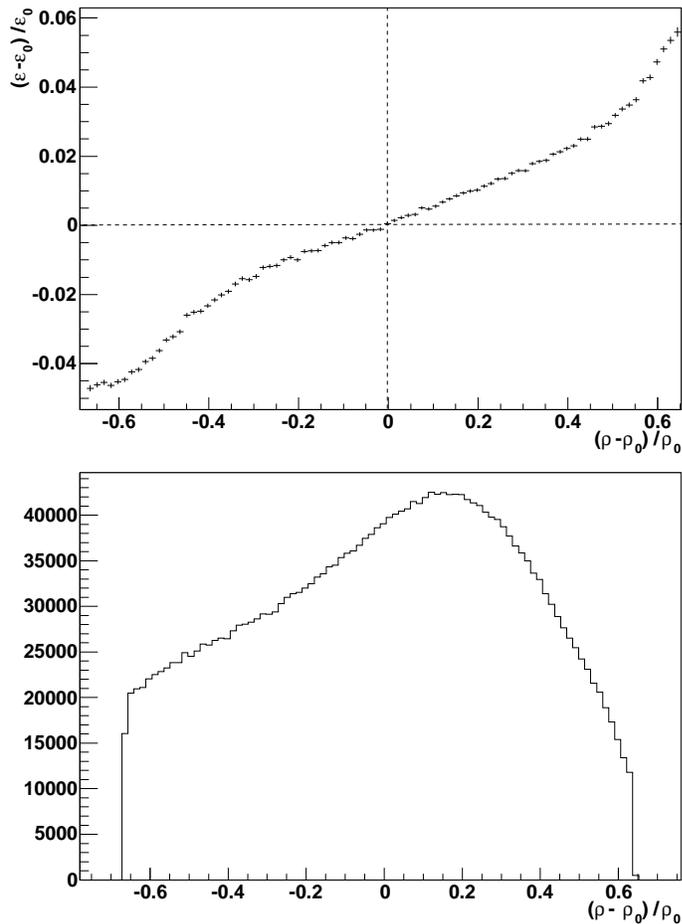


Abbildung 3.24: Oben: Abweichung der berechneten Effizienz  $\varepsilon$  vom Mittelwert  $\varepsilon_0$  gegen Abweichung des Impaktparameter  $\rho$  vom Mittelwert  $\rho_0$ . Unten: Verteilung der Impaktparameter.

telt wird. Diese Funktionalität ist aber verständlich mit Hinblick auf die in Kap. 3.4.2 angesprochenen Effekte. Die Vielfach-Coulomb-Streuung „verschmiert“ quasi den Auftreffpunkt des Myons am Boden statistisch, verändert den Ringradius selbst jedoch nicht. Der Ionisationsverlust und die Änderung des refraktiven Index mit der Höhe verändern aber tatsächlich den Cherenkov-Winkel, und damit auch die erwartete Lichtausbeute entlang der Myon-Trajektorie. Der im Bild dann vermessene Ringradius stellt nur einen gewichteten Mittelwert für den Cherenkov-Winkel dar, der letztlich eine Funktion der Höhe  $h$  über dem Teleskop und auch anderer Größen wie dem Winkel  $\theta_0 = \theta_c(h_{\max})$  und sogar dem Inklinationwinkel  $i$  und dem Zenitwinkel  $z$  des Teleskops darstellt  $\theta_c = \theta_c(h, \theta_0, i, \alpha, z)$ . Es ist jedoch nicht notwendig, diese Funktionalität wirklich detailliert zu berücksichtigen, da die Zahl der Ereignisse, für die der Effekt merkbare Dimensionen erreicht, auf-

grund der Verteilung der Ringradien (Abb. 3.23 Unten) sehr gering ist. Wichtet man die Datenpunkte nach dem Anteil der Ereignisse am Mittelwert, an dem man letztlich ausschließlich interessiert ist, so bleibt von dem Effekt fast nichts mehr übrig.

Diese weitgehende Unabhängigkeit vom Ringradius sorgt auch für die Unabhängigkeit der Myon-Ring Methode vom Zenitwinkel, unter dem die Beobachtung durchgeführt wird. Dieser Zenitwinkel hat zwar keinen Einfluss auf die Strecke, über welche das Licht des Myons von der Kamera gesehen wird, verändert aber das Energiespektrum der einlaufenden Myonen und damit die Radius-Verteilung der Ringe. Für große Zenitwinkel wird die Abhängigkeit der Effizienz vom Ringradius noch verkleinert, da die Änderung des Brechungsindex mit der Höhe kleiner ist, weil die Höhendifferenz des Myons über dem Erdboden kleiner wird. Es ist im Endeffekt keine Abhängigkeit der berechneten Effizienz vom Zenitwinkel der Beobachtung festzustellen.

Die Abhängigkeit vom Impaktparameter ist um eine Größenordnung kleiner als die Abhängigkeit des Ergebnisses vom Ringradius, und zusätzlich noch symmetrisch. Da die Verteilung der Impaktparameter auch näherungsweise symmetrisch ist (Abb. 3.24 Unten), ist kein großer Einfluss dieses Effekts auf den Mittelwert zu erwarten.

Es bleibt also festzuhalten, dass der erwartete Einfluss einer Änderung der Verteilungen von Ringradien und Impaktparameter nur Effekte unterhalb einer relativen Größenordnung von 0.1% verursachen kann, außer wenn sich die Verteilungen radikal ändern würden. Der Einfluss der Triggerbedingung auf diese Größen ist aber keineswegs sehr groß, wie Abb. 3.25 zeigt. Einen deutlichen Unterschied erkennt man nur für die Ringradien, deren Mittelwert im Stereo-Modus größer ist. Die niedrigere Triggerschwelle im Stereo-Modus begünstigt zwar mehr die Ringe mit kleineren Radien und damit geringerer Intensität, die Kontamination sorgt aber dafür, dass die kleineren und damit diffuseren Ringe zunehmend aussortiert werden.

#### 3.6.4 Beeinflussung der rekonstruierten Effizienzen durch die Nd-Werte

Die Änderung der Effizienz der Kamera von CT2 bei verschiedenen Triggerbedingungen kann nicht durch Sekundäreffekte der Myon-Ring Analyse erklärt werden. Als einziger Erklärungsansatz bleibt, dass die Wahl der Triggerbedingung bei CT2 die Kameraeffizienz tatsächlich für den fraglichen Zeitraum geändert hat. Dies könnte durch ungünstige Wahl der Zeit-Parameter für die Kamera geschehen. Das Signal durch ein lokales Myon ist im Vergleich zu einem Luftschauer kürzer und liegt im einem frühen Bereich des zeitlichen Auslesefensters. Sollte der Nd-Wert zu lang gewählt sein, so setzt das Signal möglicherweise schon vor dem ersten Wert, der ausgelesen wird, ein. Die Änderung der Triggerbedingung könnte

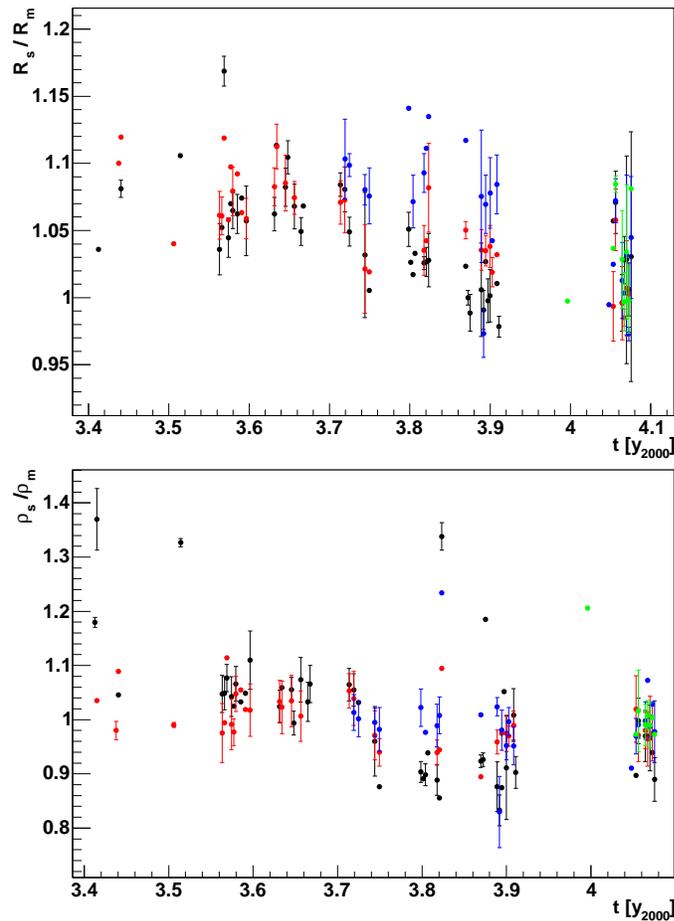


Abbildung 3.25: *Verhältnis der nächtlichen Mittelwerte in Mono- und Stereo-Modus für Ringradien und Impaktparameter.*

die Komparatoren, welche das Triggersignal erzeugen, beeinflussen, so dass bei einer höheren Triggerschwelle das Triggersignal etwas früher gebildet wird und durch zu spät angesetzte Auslese des ARS ein Teil der Intensität verloren geht. Abb. 3.26 zeigt oben die Sample-Modus Daten für einen Myon-Run im Mono-Modus für vier Teleskope. Der Vergleich mit den Sample-Modus Daten aus Abb. 2.10, die für eine Beobachtung im Stereo-Modus gewonnen wurden, zeigt, dass die Signale deutlich zeitlich näher zum Triggersignal liegen, wie Abb. 3.26 unten für CT2 verdeutlicht. Die gemittelten ADC-Werte wurden hier normiert, da die unterschiedlichen Triggerschwellen für den Kameratrigger unterschiedlich hohe ADC-Mittelwerte zur Folge haben. Die zeitliche Verschiebung des Intensitätsmaximums um  $\sim 3$  ns lässt sich darauf zurückführen, dass der Hintergrund, der ja zum großen Teil aus Myon-Ereignissen besteht, im Mono-Modus stark erhöht ist. Durch den stark erhöhten Anteil von Myon-Ereignissen verschiebt sich die Ver-

teilung zu früheren Zeiteinheiten hin.

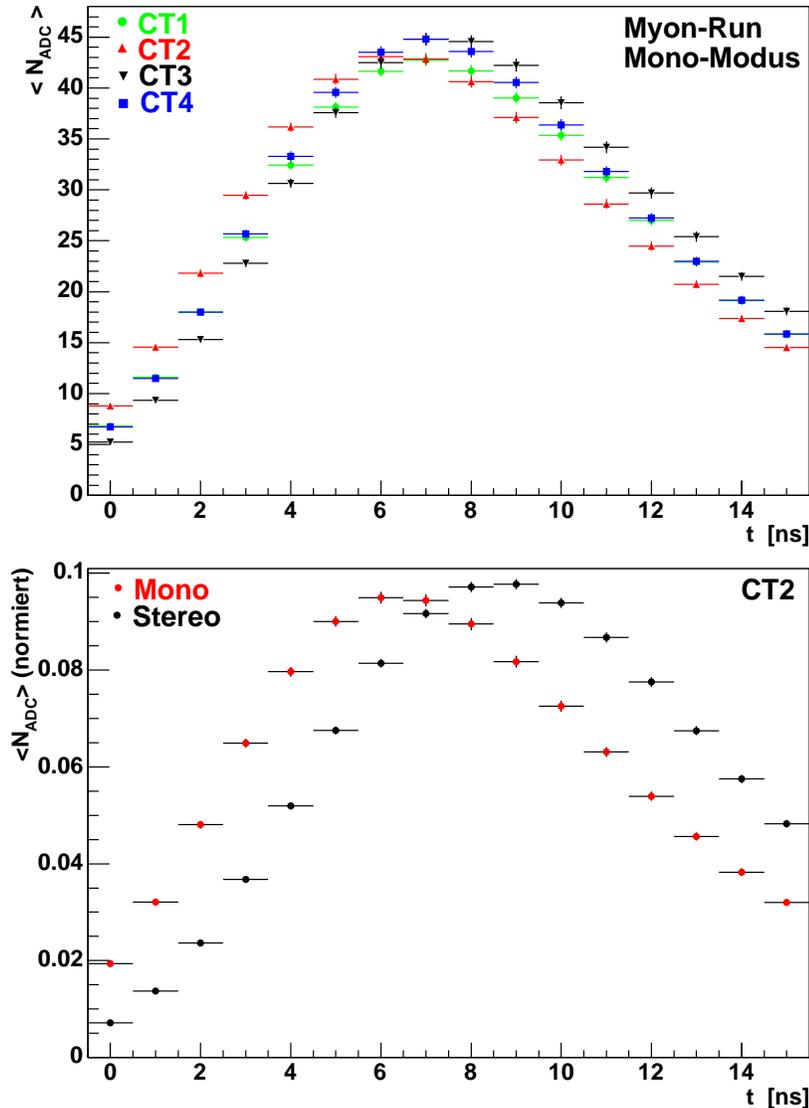


Abbildung 3.26: Oben: Mittlerer ADC Wert aller PMTs pro Zeiteinheit nach dem Triggersignal, bestimmt im Sample-Modus für einen Myon Run im Mono-Modus mit vier Teleskopen ([Ber04a]). Unten: Vergleich der Sample-Modus Daten aus Abb. 2.10 im Stereo-Modus und den Daten im Mono-Modus für CT2. Aufgrund des stark erhöhten Anteils von Myon-Ereignissen im Mono-Modus verschiebt sich die Verteilung dort zu früheren Zeiteinheiten hin.

Auch in der Monte-Carlo Simulation zeigt sich der gleiche Effekt eines kompakteren und früheren Lichtpulses für Myonen. Abb. 3.27 zeigt die Pulsform für

simulierte Myonen und Proton-Luftschauer. Auch hier liegen die beiden Pulsformen um  $\sim 2$  ns auseinander. Im Gegensatz zu den Daten sind die Pulse in der Simulation aber deutlich schmaler, und liegen voll im Auslesefenster.

Da die ansteigende Flanke des Signals steiler ist, als die abfallende, ist es denk-

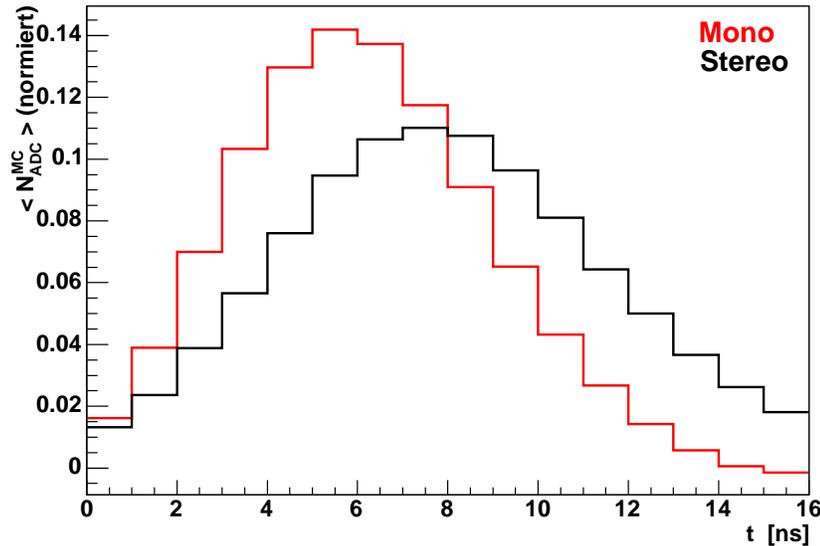


Abbildung 3.27: Mittlerer ADC Wert aller PMTs pro Zeiteinheit nach dem Triggersignal, für Simulierte Myonen und Proton-Luftschauer ([Ber04b]), auch hier liegt der Myon Lichtpuls früher und schmaler im Zeitfenster.

bar, dass kleine Schwankungen des Trigger-Timings einen großen Einfluss auf die Effizienz haben können, wenn der Nd-Wert von CT2 ungünstig angesetzt war. Leider wurden im fraglichen Zeitraum keine Daten im Sample-Modus aufgezeichnet. Weitere Untersuchungen der Hardware durch die Kamera-Experten werden diesen Punkt klären müssen, auch in Bezug auf die unterschiedliche Pulsform in Realdaten und simulierten Daten.

#### 3.6.4.1 Verwendbarkeit der Stereo-Modus Daten

Wie die umfangreichen Untersuchungen zu den verschiedenen Ringparametern zeigen, sind die im Stereo-Modus aufgezeichneten Ereignisse uneingeschränkt für die Myon-Ring Analyse verwendbar. Einziger Nachteil ist ein aufgrund der schlechteren Statistik größerer Fehler auf den Mittelwert der Effizienz. Die Effizienz ist aufgrund der Kontamination der Ringbilder durch Licht aus dem Luftschauer um einen relativen Wert von 3% erhöht. Sekundäre Effekte durch den Einfluss der Teleskop-Triggerbedingung auf die Verteilung der Ringparameter und durch Selektionseffekte können nachgewiesen werden, sind aber für den Mittelwert der Effizienz pro Run nachweislich ohne Bedeutung. Eine nicht-optimale

Wahl von Hardware Parametern kann aber durchaus die Kameraeffizienz zu einer Funktion der Triggerbedingung machen, was grundsätzlich vermieden werden sollte. Für die Überwachung der Kamerakalibration sind die im Stereo-Modus aufgezeichneten Ereignisse den Ereignissen aus expliziten Myon-Runs im Mono-Modus äquivalent. Dadurch kann die Verwendung von Beobachtungszeit für Myon-Runs eingeschränkt werden.

### 3.6.5 Korrelation der Teleskopeffizienz mit Umweltfaktoren

Die berechnete Effizienz eines Teleskops unterliegt Schwankungen auf verschiedenen Zeitskalen, die nicht durch einen Alterungsprozess erklärt werden können. Die gute Korrelation der Effizienzen verschiedener Teleskope (Abb. 3.22), die unabhängig voneinander operieren und unabhängig voneinander kalibriert werden, legt nahe, dass der Effekt real ist und nicht auf Ungenauigkeiten in der Analyse beruht. Abb. 3.28 zeigt den Quotienten der Effizienz von CT3  $\varepsilon_3$ , dividiert durch die Effizienz von CT2  $\varepsilon_2$  über verschiedene Kalibrationsperioden. Die gestrichelten Linien zeigen die Grenze zwischen zwei Kalibrationsperioden oder Veränderungen der Hardware an. Innerhalb der einzelnen Abschnitte, in denen weder die Kalibrationskoeffizienten, noch die Hardware verändert wurden zeigt sich das Verhältnis der Teleskopeffizienzen als stabil innerhalb der Fehlergrenzen.

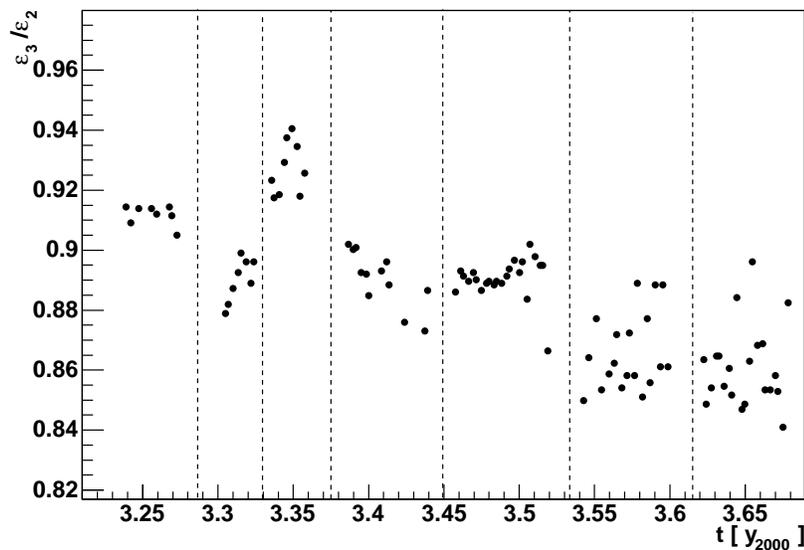


Abbildung 3.28: Effizienzen von CT3 dividiert durch CT2 über mehrere Kalibrationsperioden.

Es ist naheliegend, Umweltfaktoren hinter der Modulation der Effizienzen zu vermuten, da die Atmosphäre die einzige Verbindung zwischen den Teleskopen darstellt, wenn man vom Hauptgenerator absieht. Die Generatorspannung kann zwar auch schwanken, diese Schwankungen sollten aber durch die Netzteile der Teleskopkameras vollständig ausgeglichen werden. Parallel zur Datennahme werden mehrere umweltrelevante Größen, wie zum Beispiel meteorologische Daten, aufgezeichnet (Kap. 2.2.4). Es ist jedoch nicht trivial, klare Zusammenhänge zwischen der Teleskopeffizienz und einer Einzelgröße nachzuweisen, da die umweltrelevanten Größen nicht voneinander unabhängig, sondern korreliert sind. So beeinflusst z.B. die Umgebungstemperatur unmittelbar die Kameratemperatur, da die Kamera durch Zuführung von Außenluft gekühlt wird. Die Radiometerwerte sind sensitiv vor allem auf den Wasserdampf in der Atmosphäre, genauso wie die Werte des LIDAR Systems, die offensichtlich mit der Wetterlage zusammenhängen. Darüber hinaus sind die meteorologischen Größen Funktionen der Zeit, da sie der jahreszeitlichen Veränderung des Wetters entsprechen. Da man ohnehin annehmen muss, dass die Effizienz der Teleskope sich durch Alterungsprozesse ändert, kann man nur durch Analyse über einen längeren Zeitraum eine sichere Aussage treffen, ob der generellen Abnahme der Effizienz mit der Zeit ein jahreszeitlicher Zyklus überlagert ist.

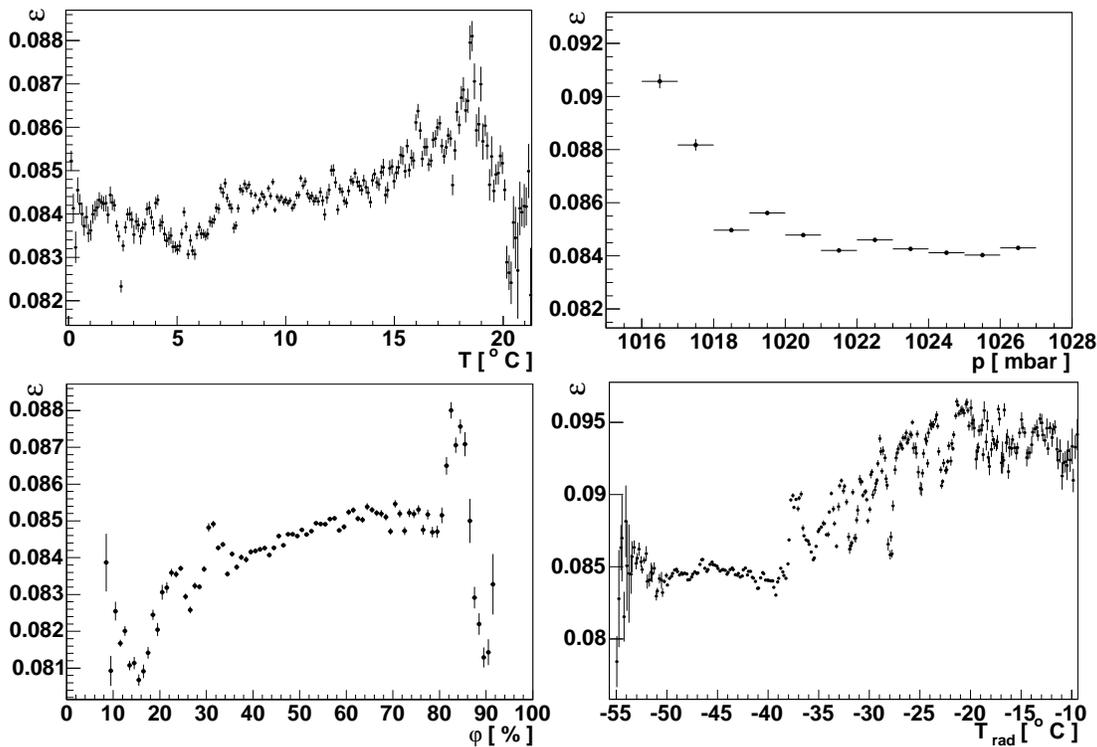


Abbildung 3.29: Effizienzen von CT3 als Funktion mehrerer Umweltgrößen, wie Umgebungstemperatur (oben links), Luftdruck (oben rechts), relativer Luftfeuchte (unten links) und Radiometertemperatur (unten rechts).

Abb. 3.29 stellt die Effizienz von CT3 als Funktion einiger Umweltfaktoren dar, wie Temperatur (oben links), Luftdruck (oben rechts), relativer Luftfeuchte (unten links) und Radiometertemperatur (unten rechts). Korrelationen sind vorhanden, aber es wurden für diese Abbildung alle für CT3 verfügbaren Daten aus allen Kalibrationsperioden zusammengefasst und eine Bestätigung kann erst mit mehr Datenmaterial pro Kalibrationsperiode erfolgen.

Dass die Wetterlage die Analyse beeinflusst, steht außer Frage, da in der Analyse ein konstanter Brechungsindex angenommen wird, dieser jedoch durch die meteorologischen Größen Temperatur  $T$ , Luftdruck  $p$ , und relative Luftfeuchte  $\varphi$  beeinflusst wird nach [Lif01]:

$$n(T, p, \varphi) = 1 + \frac{n_0 - 1}{1 + \frac{\alpha}{1+15\alpha}(T - 15)} \frac{p}{p_0} - \frac{\beta p_w(\varphi, T)}{1 + \alpha T} \quad (3.13)$$

hierbei ist der Normaldruck  $p_0 = 1013.25$  mbar und  $n_0 = n_{\text{Luft}}(15^\circ, p_0, \lambda)$  der Brechungsindex der Luft bei  $15^\circ\text{C}$  und  $p_0$  für die betrachtete Wellenlänge  $\lambda$ . Die Konstanten sind der thermische Ausdehnungskoeffizient von Luft bei  $15^\circ\text{C}$   $\alpha = 0.00367(\text{°C})^{-1}$ , und  $\beta = 0.413 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$ .  $p_w$  ist der Partialdruck des Wasserdampfes, eine Funktion von  $\varphi$  und dem Sättigungsdampfdruck bei gegebener

Temperatur  $p_w = \varphi p_s(T)$ .

Abb. 3.30 zeigt die Beeinflussung des Brechungsindex durch die Umweltfaktoren

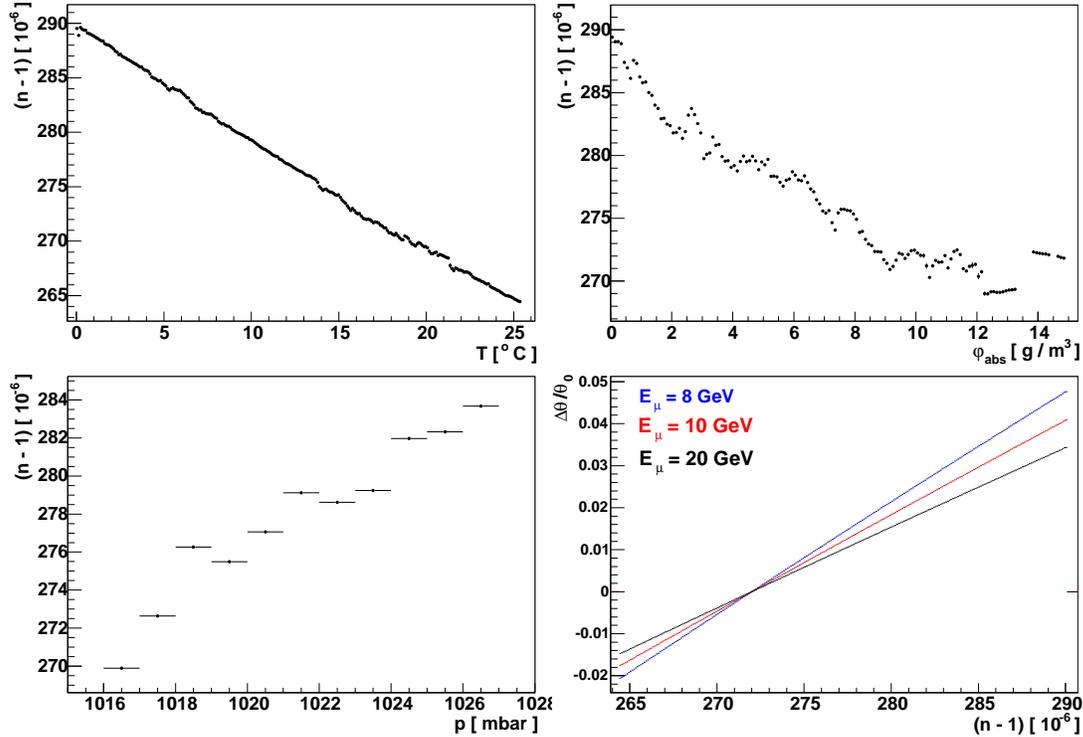


Abbildung 3.30: Brechungsindex der Luft als Funktion von Temperatur (oben links), absoluter Luftfeuchte (oben rechts) und Luftdruck (unten links), berechnet aus den gemessenen Umweltdaten. Unten rechts: relative Änderung des Ringradius aufgrund verändertem Brechungsindex für verschiedene Energien.

Temperatur  $T$ , absoluter Luftfeuchte  $\varphi_{\text{abs}}$ , berechnet aus  $\varphi$  und  $T$  und Luftdruck  $p$  für einen Brechungsindex  $n_0 = 1.000272$  und die in Abb. 3.29 verwendeten Wetterdaten. Da zur Berechnung die tatsächlich gemessenen Daten verwendet wurden sind die Graphen nicht glatt, da sich niemals nur eine einzelne Umweltgröße ändert. Unten Rechts ist die Berechnete relative Änderung der resultierenden Ringradien für Myonen verschiedener Energie angegeben, die aus dem veränderten Brechungsindex resultiert. Da die Lichtausbeute proportional zu  $\theta_c$  verläuft, kann die mögliche Variation des Ringradius von bis zu 5% für eine typisches Myon mit der Energie von 10 GeV die beobachteten Schwankungen der Effizienzen auf verschiedenen Zeitskalen merklich beeinflussen. Die Analyse berücksichtigt zwar den Ringradius, aber wie schon gezeigt kann dieser nicht beliebig genau bestimmt werden und ist auch nicht wirklich konstant über die gesamte beobachtete Wegstrecke des Myons.

### 3.6.6 Absolute Effizienzen der Teleskope

Um einen Zahlenwert für die Effizienzen der H.E.S.S.-Detektoren anzugeben, ist es sinnvoll, diesen Wert wie die anderen Kalibrationsdaten für eine gesamte Periode zu bestimmen. Hierzu werden alle für ein Teleskop aufgezeichneten Ereignisse in einer Periode zusammengefasst, und die mittlere Effizienz bestimmt. Die Effizienzwerte innerhalb einer Periode sind dabei gaußverteilt (Abb. 3.31). Die zu niedrigen Werte für die Myon-Runs in einigen Perioden für CT2 wurden hier ignoriert, da sie offenbar nicht repräsentativ für das System im Stereo-Modus sind. Ereignisse, deren Effizienz mehr als 6 Standardabweichungen vom Mittelwert entfernt sind, werden als Fehlrekonstruktionen ebenfalls verworfen. Tabelle 3.2 und Abbildung 3.32 stellt die Werte für die einzelnen Perioden zusammen. Der angegebene statistische Fehler auf den Mittelwert von durchschnittlich weniger als 0.1% des Mittelwertes ist kleiner als der systematische Fehler, der aufgrund der Überlegungen aus den vorangegangene Kapiteln eher auf realistische 2% des Mittelwertes anzusetzen ist.

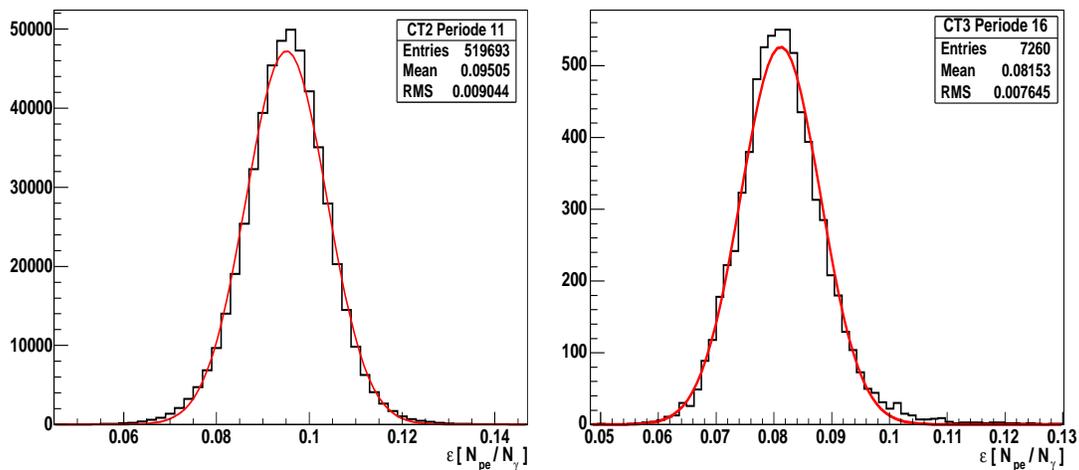


Abbildung 3.31: Verteilung der Effizienzwerte über eine Periode für zwei Beispiele. Links: CT2 Periode 11 zeigt perfekt gaußverteilte Werte, Rechts: CT3 Periode 16 zeigt eine leicht verzerrte Verteilung, was aber auf den Mittelwert bezogen nicht ins Gewicht fällt.

Periode	Runnummer	CT1 [%]		CT2 [%]		CT3 [%]		CT4 [%]	
		$\langle \varepsilon_1 \rangle$	$\frac{\sigma(\varepsilon_1)}{\sqrt{N}}$	$\langle \varepsilon_2 \rangle$	$\frac{\sigma(\varepsilon_2)}{\sqrt{N}}$	$\langle \varepsilon_3 \rangle$	$\frac{\sigma(\varepsilon_3)}{\sqrt{N}}$	$\langle \varepsilon_4 \rangle$	$\frac{\sigma(\varepsilon_4)}{\sqrt{N}}$
01	0-6000					9.037	0.003		
02	6000-6269					9.940	0.004		
03	6270-6799					9.512	0.003		
04	6800-6999					9.263	0.004		
05	7000-8199					9.699	0.004		
06	8200-8849					8.936	0.019		
07	8850-9199					8.878	0.008		
08	9200-9999			9.307	0.005	8.524	0.004		
09	10000-10939			9.346	0.002	8.487	0.002		
10	10940-11999			9.503	0.002	8.475	0.002		
11	12000-13199			9.508	0.001	8.487	0.001		
12	13200-14239			9.338	0.004	8.222	0.004		
13	14240-15099			9.348	0.004	8.130	0.004		
14	15100-15904			9.223	0.008	8.276	0.007	11.567	0.009
15	15905-16774			9.416	0.002	8.151	0.006	10.687	0.006
16	16775-17200			9.169	0.002	8.156	0.009	10.686	0.006
17	17200-	9.820	0.007	9.143	0.007	9.037	0.011	9.544	0.007

Tabelle 3.2: Absolute Effizienzen der Teleskope für einzelne Kalibrationsperioden.

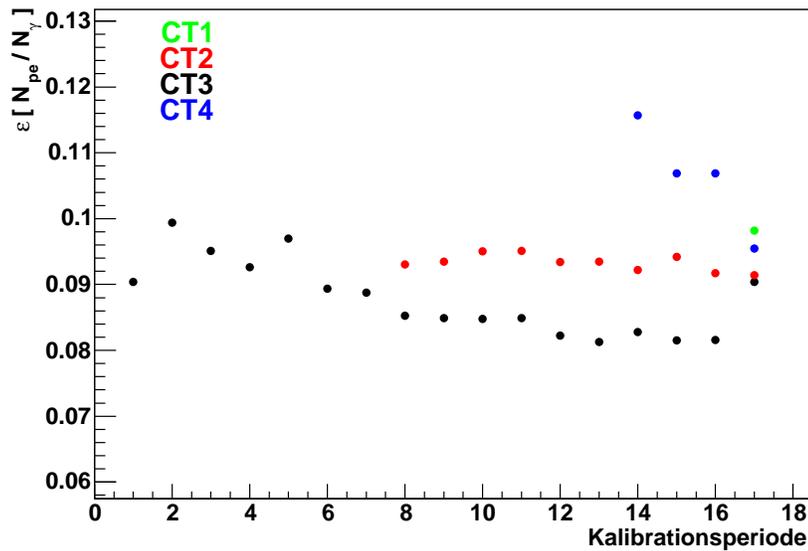


Abbildung 3.32: Absolute Effizienzen der Teleskope für die einzelnen Kalibrationsperioden.

## 3.7 Die Myon-Ring Methode als Mittel der Qualitätssicherung

Der besondere praktische Wert der Myon-Ring Methode liegt in den vielfältigen Möglichkeiten, die sie bietet, um jeden einzelnen Schritt des Kalibrationsprozesses unabhängig gegenzuprüfen, und so Fehler in der Standard-Kalibrationssoftware aufzudecken. Im Folgenden soll dies an den wichtigsten Kalibrationsgrößen demonstriert werden.

### 3.7.1 Test der Nulllinien der Pixel

Die Pedestalwerte der Pixel (Kap. 3.2.1) müssen für jeden Run einzeln bestimmt werden. Da sie temperaturabhängig sind, müssen sie auch während des Runs ständig neu gebildet werden, und in der Analyse dann ebenfalls dynamisch geladen werden. Die Ringbilder bieten eine gute Möglichkeit, diese Pedestal zu prüfen, da sie gut definiert sind und leicht vom Bildhintergrund abgrenzbar sind. Wenn man nur die Pixel berücksichtigt, welche nicht auf dem Ring liegen, dann sollte die Summe ihrer Amplituden, die sogenannte *Off-Ring Intensität* im Mittel Null ergeben. Weicht der Wert signifikant von Null ab, und ist man sich sicher, alle zum Ring gehörenden Pixel identifiziert zu haben, dann weist der mittlere Pedestalwert der Pixel eine systematische Abweichung auf. Für im Stereo-Modus gewonnene Daten ist diese Aussage weniger stark gültig, da die schon angesprochene Lichtkontamination die Off-Ring Intensität erhöht. Ein systematischer Trend würde aber auch hier auf falsche Pedestalwerte hinweisen.

Abb. 3.33 zeigt als Beispiel den zeitlichen Verlauf eines Runs, bei dem während der Analyse die Pedestalwerte nicht dynamisch nachgeladen wurden, sondern nur der erste Pedestalwert verwendet wurde. Oben links ist der Verlauf der mittleren Kamertemperatur in Grad Celsius dargestellt. Während des Runs steigt die Temperatur der elektronischen Komponenten an, was sich in einer Erhöhung der Nulllinie der Pixel bemerkbar macht. Oben rechts sieht man den Verlauf der Pedestalwerte, die auf das steigende Niveau der Nulllinie richtig reagieren. Unten links dargestellt ist der zeitliche Verlauf der Off-Ring Intensität; da nur der allererste Pedestalwert geladen wurde sinkt diese Intensität fälschlicherweise ab. Unten rechts kann man das Ergebnis dieses Fehlers erkennen. Da nicht berücksichtigt wurde, dass der Abstand des Signals zur Nulllinie bei gleicher Signalstärke gesunken ist, nimmt die berechnete Effizienz scheinbar mit der Zeit ab, obwohl sie in Wirklichkeit im Rahmen der Schwankungen konstant bleibt.

### 3.7.2 Bestimmung der Sensitivität einzelner Pixel

Bislang wurden nur Effizienzen pro Ring angegeben und Einzelpixel nicht berücksichtigt. In der Kalibration will man jedoch nach Möglichkeit auch Werte für einzelne Pixel angeben können. Hierzu muss man die Intensitätsfunktion aus Glei-

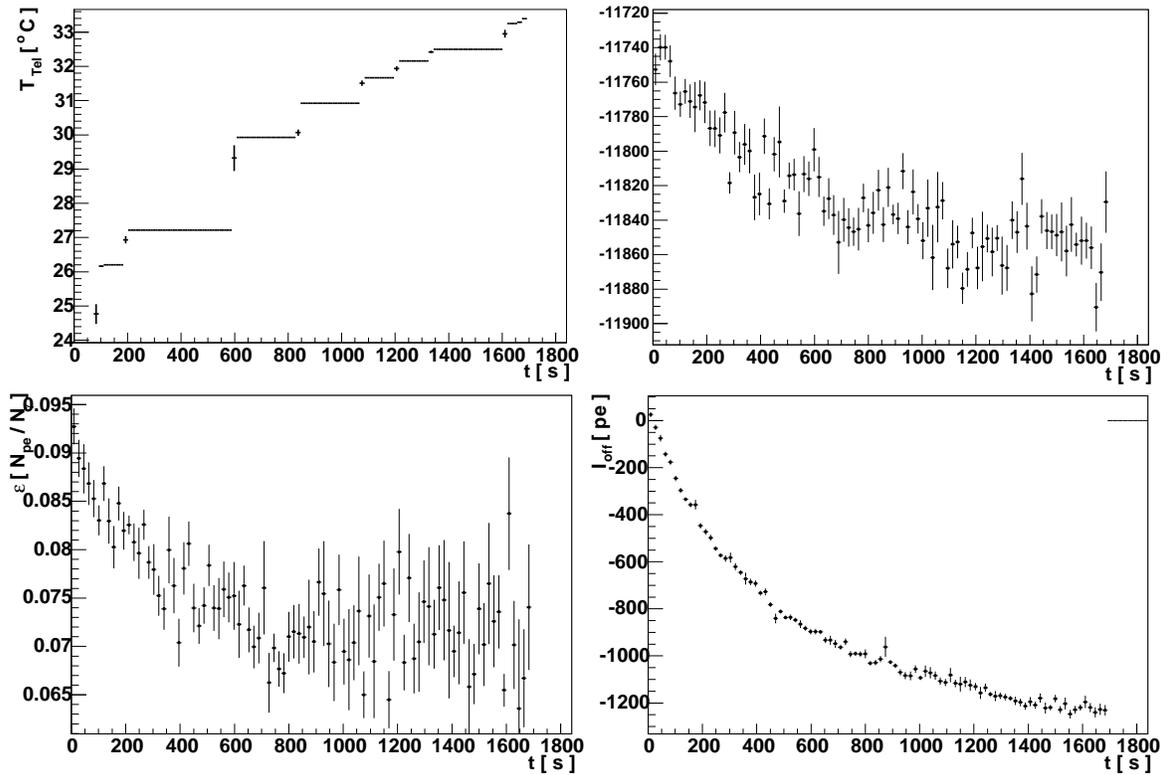


Abbildung 3.33: Einfluss der Kamertemperatur auf die Pedestalwerte und Korrelation der Pedestalwerte mit der Off-Ring Intensität. Kamertemperatur (oben links), High-Gain Pedestalwerte (oben rechts), Off-Ring Intensität (unten links) und Effizienz (unten rechts), alle aufgetragen gegen Zeit.

Abbildung 3.5 um einen weiteren Parameter ergänzen, nämlich der radialen Entfernung  $\Delta\theta$  des Pixels vom Kreisring. In Kapitel 3.4.2 wurden bereits die Effekte angesprochen, die den Ring verbreitern und zu einer radialen Unschärfe führen. Die resultierende Funktion kann durch eine Gaußfunktion angenähert werden, was aber nur in erster Ordnung richtig ist, da die ringverbreiternden Effekte nicht alle statistisch wirken, sondern manche eine bestimmte radiale Richtung einhalten. Ferner muss man noch beachten, dass der Winkelbereich  $\omega$ , den ein Pixel relativ vom Ringmittelpunkt aus gesehen abdeckt, eine Funktion von  $\Delta\theta$  ist. Näherungsweise kann man die Intensität für ein Pixel beschreiben durch

$$I_{\text{pix}} = I_0(\theta, \rho, \phi) \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \left( e^{-\frac{(\Delta\theta)^2}{2\sigma^2}} \cdot \omega \right) k_c^{-1} \quad \text{mit} \quad k_c = 1 + \frac{2\Delta\theta}{\theta_c} \quad (3.14)$$

Abb. 3.34 zeigt für einen Run die mittlere Pixelamplitude in pe als Funktion von  $r = \Delta\theta$  für Daten (schwarz) und Modell (rot), sowie die Differenz (blau). Aussagen zu einzelnen Pixeln werden nur für Pixel getroffen, deren nach dem Modell erwartete Amplitude  $I_{\text{pix}} \geq 5$  pe ist, was bedeutet, dass der Fehler des

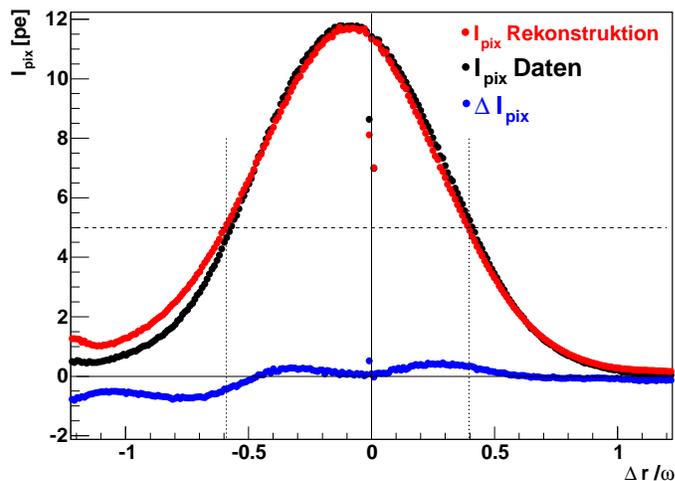


Abbildung 3.34: Vergleich von Pixelintensität als Funktion des radialen Abstands des Pixels vom Ring in Einheiten von Pixeldurchmessern  $\omega$  für Daten und Modell.

Models  $\Delta I_{\text{pix}}$  unter 0.5 pe bleibt. Man kann nun für einzelne Pixel Aussagen zu deren Effizienz treffen, allerdings sind diese Aussagen um so verlässlicher, je näher am Kamerazentrum diese Pixel liegen, da nur für die Pixel im Kamerazentrum genügend viele Werte für eine gute Statistik vorliegen.

Abb. 3.35 zeigt oben die durchschnittliche Anzahl gültiger Ereignisse für die einzelnen Pixel der Kamera von CT2 für eine Kalibrationsperiode. Da die Daten mit Werten aus der Datenbank verglichen werden, ist hier die Nummer der Periode in der Zählung der Datenbank angegeben. Man sieht, wie für die näher zum Rand befindlichen Pixel nur wenige Werte als verwendbar eingestuft werden. Aus diesem Grund sind unten die gemittelten Pixeleffizienzen nur für den inneren Bereich der Kamera gezeigt. Es wird deutlich, wie stark die Werte für die Einzelpixel streuen, obwohl das Flatfielding die Sensitivitäten der Pixel einander angeglichen hat.

### 3.7.3 Test der Homogenität der Kamerapixel über das Gesichtsfeld

Die Homogenität der Pixelsensitivität über die gesamte Kamera sollte durch die Flatfieldkoeffizienten FF hergestellt werden. Die Myon-Ring Effizienzen der einzelnen Pixel bieten eine völlig unabhängige Methode, solche Flatfieldkoeffizienten zu bestimmen. Dazu werden zuerst die aus einer Datenbank geladenen Standard Koeffizienten  $FF_{\text{db}}$  herausgerechnet, und dann für jedes nun unkorrigierte Pixel eine Effizienz bestimmt. Analog zum Standard-Verfahren wird dann eine gemittelte Pixel-Effizienz  $\langle \varepsilon_{\text{pix}} \rangle$  errechnet und für jedes Pixel ein Koeffizient

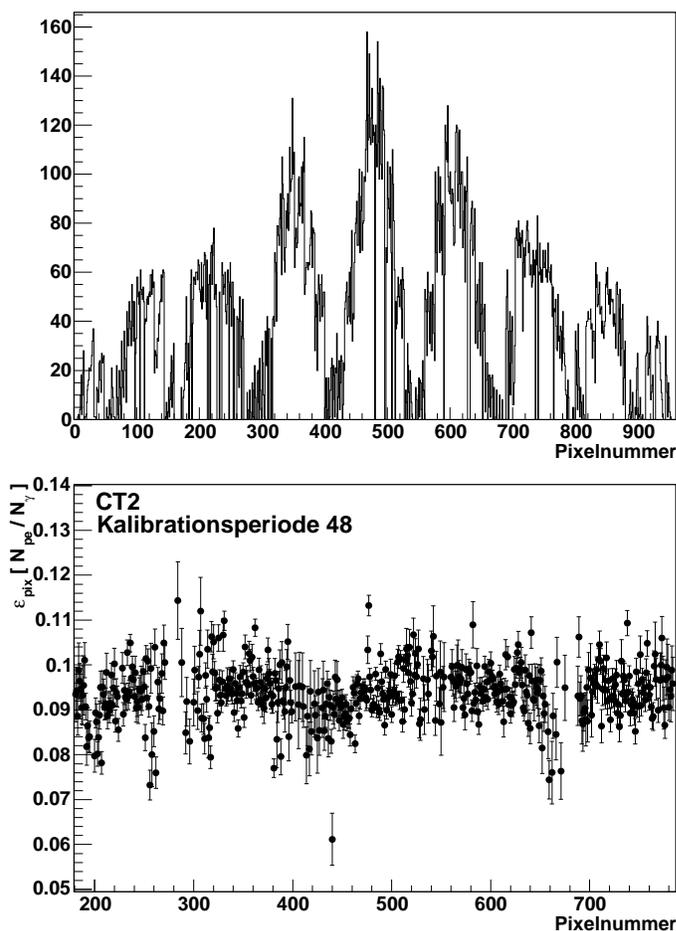


Abbildung 3.35: Durchschnittliche Anzahl gültiger Ereignisse für einzelne Pixel und mittlere Effizienz der Einzelpixel, beide gegen Pixelnummer.

$FF_{\mu} = \varepsilon_{\text{pix}} / \langle \varepsilon_{\text{pix}} \rangle$  festgelegt, der die Sensitivität dieses Pixels an  $\langle \varepsilon_{\text{pix}} \rangle$  angleicht. Abb. 3.36 zeigt für eine Kalibrationsperiode  $FF_{\mu}$  aufgetragen gegen  $FF_{\text{db}}$ , links als Scatterplot und rechts wurden die  $FF_{\mu}$ -Werte pro Intervall in  $FF_{\text{db}}$  gemittelt. Ein linearer Fit der Datenpunkte im Bereich  $0.8 \leq FF_{\mu} \leq 1.2$  ergibt nur eine leichte Abweichung. Die gestrichelte Linie wäre in beiden Abbildungen der Verlauf bei identischen Koeffizienten. Die Übereinstimmung der durch die verschiedenen Methoden ermittelten Flatfieldkoeffizienten ist sehr gut, die Abweichungen liegen völlig im Rahmen der postulierten 5% Genauigkeit der Standard Flatfieldkoeffizienten (Kap. 3.2.3).

Man kann nun, mit einer großen Zahl von Myon-Ring Ereignissen (zur Zeit mehr als  $10^6$ ) ausgestattet, versuchen, etwaige Gradienten der Effizienz in der Kamera zu finden, die in der Streuung der Flatfieldkoeffizienten normalerweise untergehen. Hierzu kann man die Effizienzen der Ereignisse entweder gegen den Inklinations-

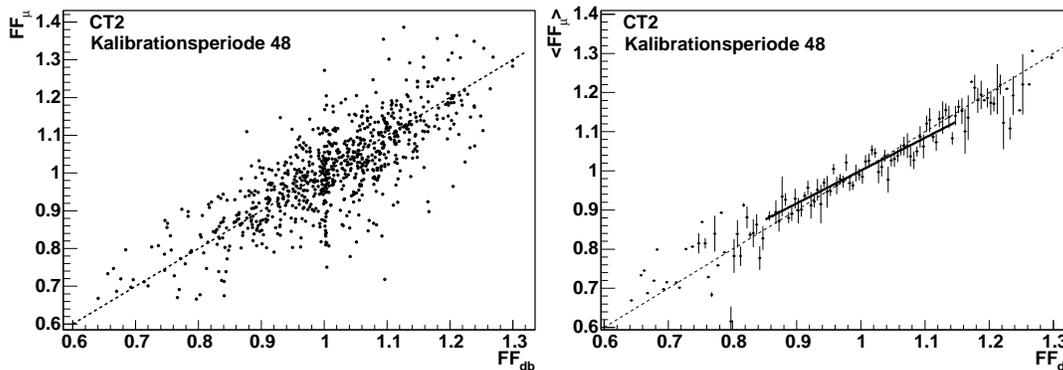


Abbildung 3.36: Vergleich von Myon-Flatfield-Koeffizienten  $FF_\mu$  und den Standard Flatfieldkoeffizienten aus der Datenbank  $FF_{db}$  für eine Kalibrationsperiode von CT2. Links als Scatterplot und rechts mit gemittelten  $FF_\mu$ , die gestrichelte Linie gibt den Verlauf bei identischen Koeffizienten an.

Azimut-Winkel  $\alpha$  (Abb. 3.5) auftragen, um einen Gradienten in der Kamera zu finden, oder gegen den Phasenwinkel  $\varphi_0$ , um Einflüsse der Spiegelkonstruktion zu untersuchen (Abb. 3.5). Sollte ein Gradient existieren, so wird er in dieser Auftragung als sinusförmige Kurve sichtbar, und man kann eine Funktion der Art  $\varepsilon(\varphi) = \varepsilon_0 + A_\varepsilon \sin(\varphi - \varphi_0)$  an die Daten anfitzen.

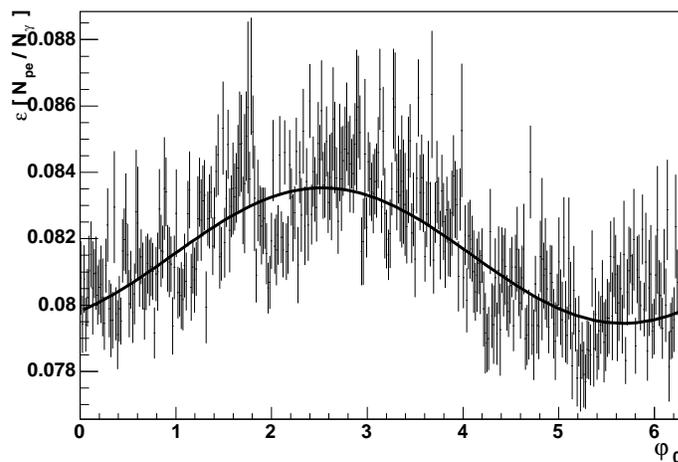


Abbildung 3.37: Ringeffizienz aufgetragen gegen Phasenwinkel  $\varphi_0$  im Bogenmaß für eine Kalibrationsperiode von CT3.

Abb. 3.37 zeigt für eine Kalibrationsperiode den Verlauf von  $\varepsilon(\varphi)$  mit dem zugehörigen Fit. Man kann einen solchen Fit für alle Kalibrationsperioden durchführen, die dabei ermittelten Fitparameter sind in Abb. 3.38 dargestellt.

Die Fit-Amplitude  $A_\varepsilon$  ist angegeben relativ zur mittleren Effizienz  $\varepsilon_0$  für diese Periode, da dieser Wert durchaus zwischen einzelnen Perioden schwanken kann.

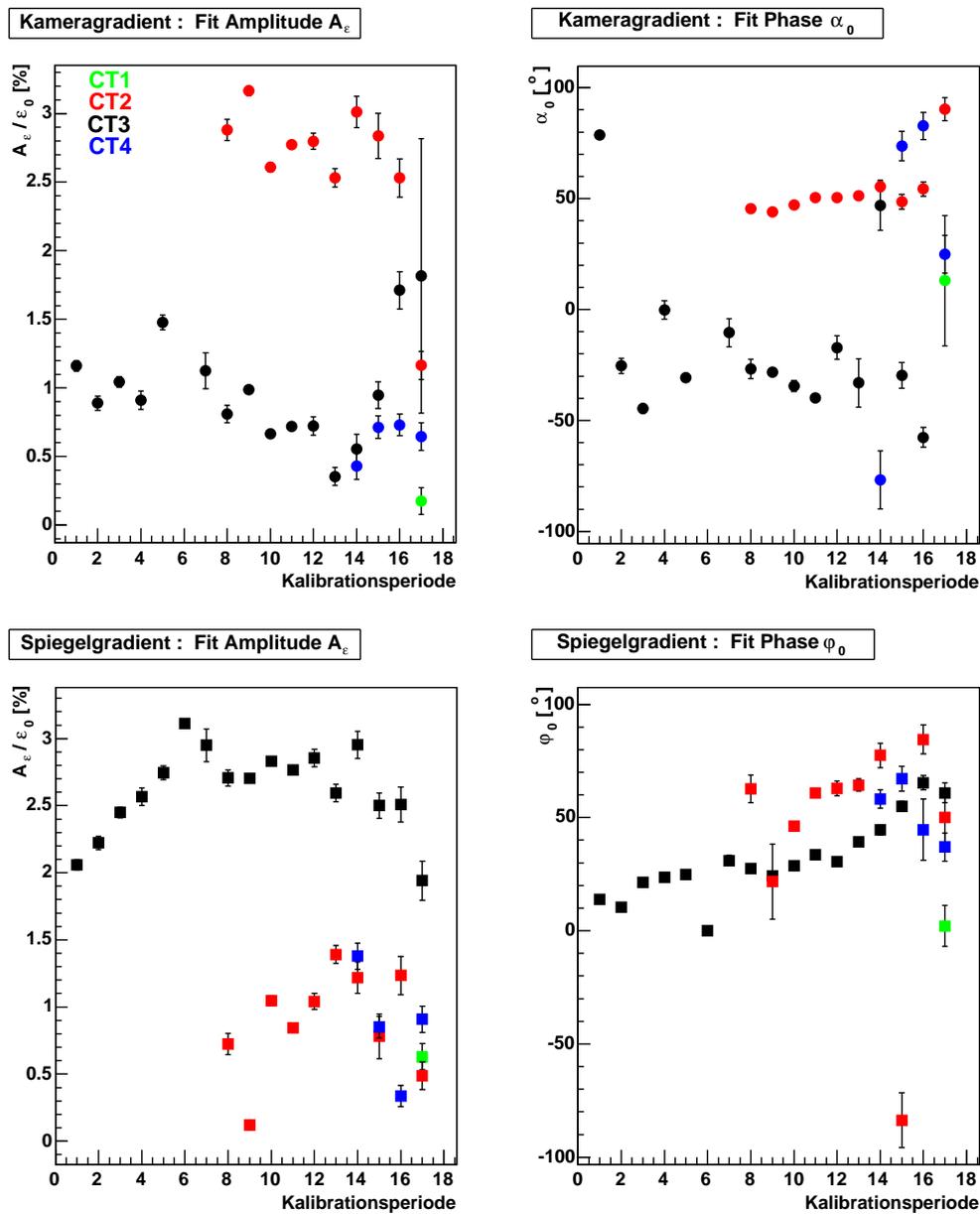


Abbildung 3.38: Parameter des Sinus-Fits für alle Kalibrationsperioden und Teleskope. Oben der Fit an den Verlauf der Effizienz aufgetragen gegen den Inklinations-Azimut  $\alpha$  und unten für den Fit an den Verlauf der Effizienz aufgetragen gegen den Phasenwinkel  $\varphi_0$

Es zeigt sich in den oberen beiden Abbildungen 3.37, dass CT2 einen deutlichen Gradienten  $\varepsilon(\alpha)$  der Effizienz von etwa  $\pm 3\%$  in der Kamera aufweist, dessen Richtung auch stabil bleibt. Der Grund hierfür ist vermutlich eine leicht inhomogene Illumination der Kamera bei der Ermittlung der Flatfieldwerte FF (Kap. 3.2.3). Für CT3 kann man keinen nennenswerten Kameragradients konstatieren, der Fit ergibt meist Amplituden unter 1% bei stark veränderlicher Phase. Fittet man die Abhängigkeit der Effizienz vom Myon-Phasenwinkel  $\varphi_0$  (Abb. 3.37 unten), stellt man fest, dass für CT3 offenbar ein Gradient  $\varepsilon(\varphi)$  existiert. Ein solcher Gradient, der an eine Richtung relativ zu den Achsen des Spiegelträgers gebunden ist, muss durch die Konstruktion des Spiegelträgers bedingt sein. CT2 zeigt auch eine leichte Abhängigkeit der Effizienz von  $\varphi$ , die aber um den Faktor 3 schwächer ist. Den Grund für diesen Gradienten erkennt man, wenn man die Werte dreidimensional darstellt, wie in Abb. 3.39, für die alle bisher vorhandenen Myon-Ring Effizienzen zusammengefasst wurden.

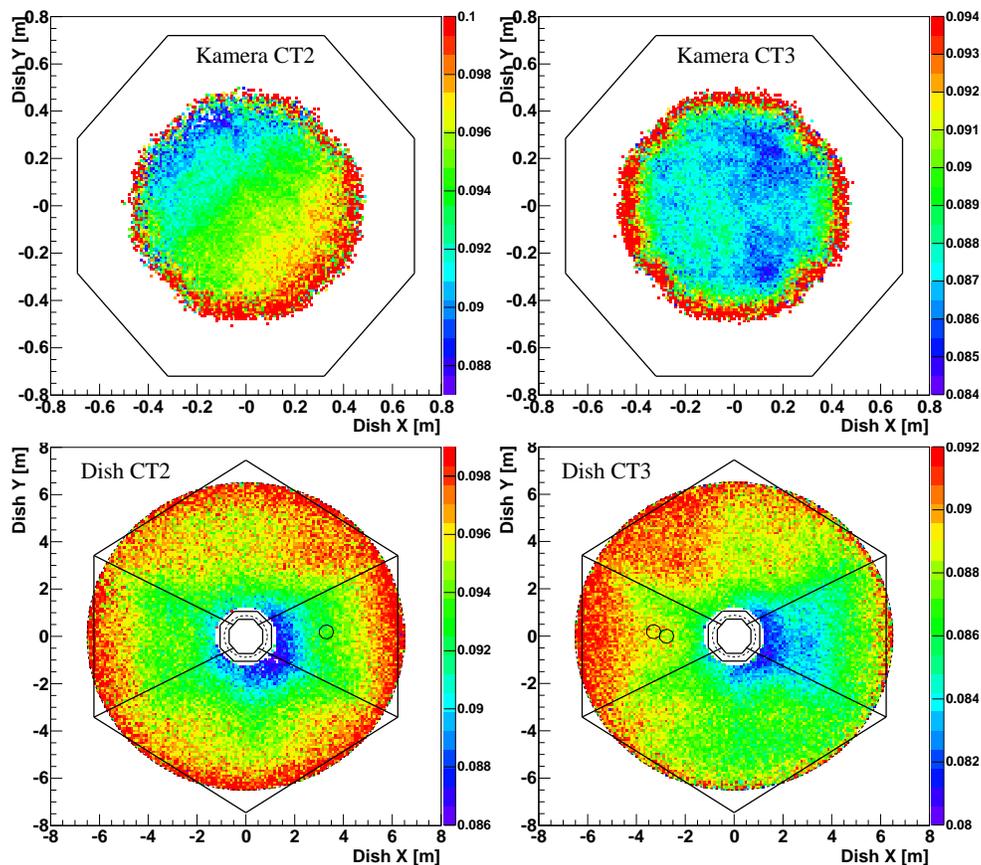


Abbildung 3.39: Effizienzen aufgetragen gegen Positionen der Zentren der Ringes in der Kamera (Oben) und Auftreffpunkte des Myons auf dem Spiegel (Unten).

Der Kameragradiant von CT2 ist klar zu erkennen, ebenso wie die weitgehende Homogenität der Kamera von CT3. Bei der Auftragung wurden Koordinaten verwendet, deren Ebene parallel zur Spiegelebene liegt. Die Orientierung wurde so gewählt, dass das Bild die Situation wiedergibt, wenn man von hinter dem Spiegelträger aus zur Kamera hinsieht, d.h. als ob man direkt vor der Kamera in der Parkposition stünde. Die Abbildung, die sich auf den Spiegelträger bezieht, macht deutlich, dass es eine klare rechts-links Asymmetrie bezogen auf die Konstruktion des Spiegelträgers und der Kameraarme gibt. Der Umriss des Spiegelträgers, sowie die Lage der Kameraarme und des Kamerarahmens wurden maßstabsgetreu eingezeichnet, um den Zusammenhang mit der Stahlkonstruktion zu verdeutlichen. Ebenfalls eingezeichnet ist die Position der Spiegel, die entfernt wurden um Platz für Zusatzkomponenten (Kap. 2.2.4) zu schaffen. Offenbar spielt die Abschattung durch die Kameraarme eine Rolle, ebenso wie der Schatten des aufgeklappten Kameradeckels, der die rechts-links Asymmetrie erzeugt.

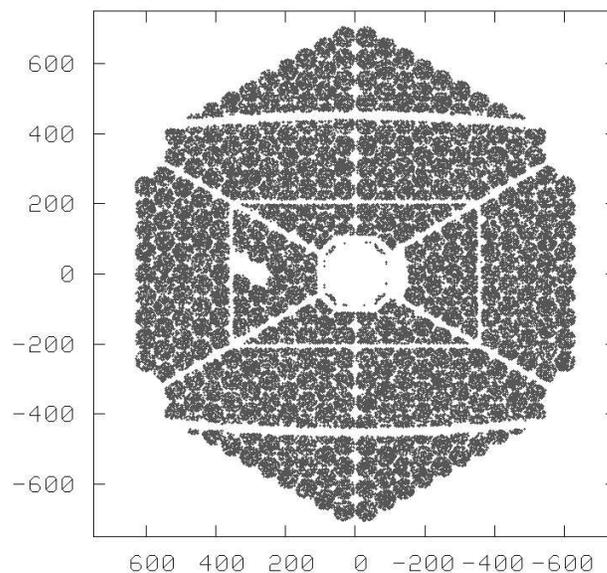


Abbildung 3.40: *Darstellung des Schattens der Kameraarme und des Lids, abgebildet durch das Raytracing in der Monte-Carlo Simulation ([Ber02]).*

Abb. 3.40 zeigt die Abschattung durch die Kameraarme und deren Verspannungen, wie sie sich im Raytracing der Monte-Carlo Simulation für achsparallelen Lichteinfall darstellt. Deutlich ist zu sehen, wie die Arme, aber besonders noch die Querverspannung der Arme ins Gewicht fällt. In der Simulation sieht man ebenso, dass das aufgeklappte Kamera-Lid etwa zwei Spiegel vollständig abschattet. Die Position der fehlenden Spiegel ist in der Simulation und daher in Abb. 3.40 auf der falschen Seite. In Abb. 3.39 ist die Position der fehlenden Spiegel korrekt eingezeichnet. Diese fehlenden Spiegel sind auch der Grund für

die unterschiedliche Stärke des Effektes für CT2 und CT3. Während bei CT3 zwei Spiegel auf derselben Seite fehlen, auf der auch das Kamera-Lid montiert ist, so fehlen bei den anderen drei Teleskopen nur jeweils ein Spiegel, aber auf der gegenüberliegenden Seite. Während bei CT3 der Abschattungseffekt also noch verstärkt wird – es fehlen in diesem Quadranten schon effektiv vier Spiegel, also 5% der Spiegelfläche – so wirkt bei den anderen Teleskopen der fehlende Spiegel sogar ausgleichend.

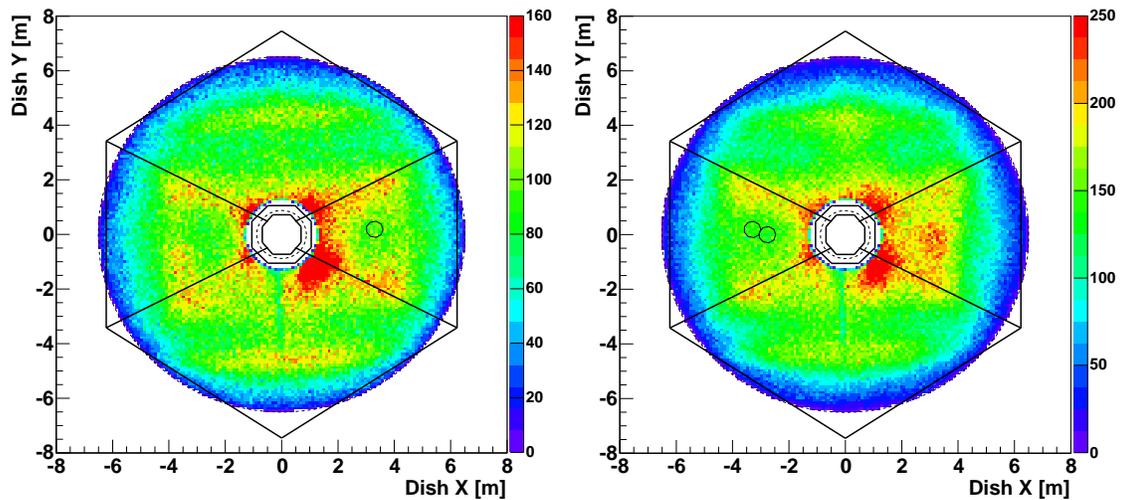


Abbildung 3.41: Zahl der Ereignisse als Funktion des Auftreffpunkts des Myons auf dem Spiegel.

Dass die Abschattung nicht ohne Wirkung auf die Myon-Ring Effizienz bleibt, lässt sich auch belegen, wenn man nur die Zahl der aufgezeichneten Ereignisse abhängig vom Auftreffpunkt auf den Spiegelträger aufträgt, wie in Abb. 3.41. Die Absorption der Myonen bei Durchqueren der Kamera oder der Kameraarme kann man vernachlässigen, die Auftreffpunkte der Myonen sind also homogen verteilt. Dennoch kann man deutlich sehen, dass die Rekonstruktion der Auftreffpunkte aufgrund der Deformation der Intensitätsfunktion durch die Abschattung systematisch beeinflusst wird. Liegt der Schatten auf dem Maximum der Intensitätsfunktion, so wird die Funktion flacher, und es wird systematisch ein etwas zu kleiner Impaktparameter rekonstruiert.

Die Myon-Ring Analyse kann für die Kamera von CT2 einen Gradienten nachweisen, der sich mit den Mitteln der Standard-Kalibration nicht zeigt. Hintergrundmodelle sollten für CT2 diesen Gradienten, der sich auch in der Akzeptanz der Ereignisse niederschlägt, beachten. Es existiert vor allem für CT3 auch ein Gradient relativ zum Spiegelträger, der sich als Zusammenwirken von Lichtverlust aufgrund der Abschattung durch Konstruktionselemente, sowie systematischer Beeinflussung der Rekonstruktion des Impaktparameters durch die Deformation der Intensitätsfunktion durch die Abschattung erklärt.

### 3.7.4 Fehler in der Ausleseketten für einzelne Pixel

Unter Anwendung der in Kap. 3.7.2 vorgestellten Intensitätsfunktion für einzelne Pixel kann man ein Pixel auch auf technische Probleme prüfen. Sollte dessen Amplitude stark von der aufgrund der Lage auf dem Ring erwarteten Intensität abweichen, so müssen zuerst die Kalibrationskonstanten für dieses Pixel geprüft werden. Weist die Kalibration aber keine Auffälligkeiten auf, so ist es wahrscheinlich, dass dieses Pixel defekt ist. Aufgrund von statistischen Fluktuationen werden sich für jedes Pixel unter Umständen signifikante Abweichungen der Amplitude vom Erwartungswert ergeben. Wenn man aber den Bruchteil solcher auffälliger Ereignisse aufträgt, so würde man für alle Pixel in etwa denselben Wert erwarten.

Abb. 3.42 zeigt für eine Kalibrationsperiode den Bruchteil von Ereignissen für

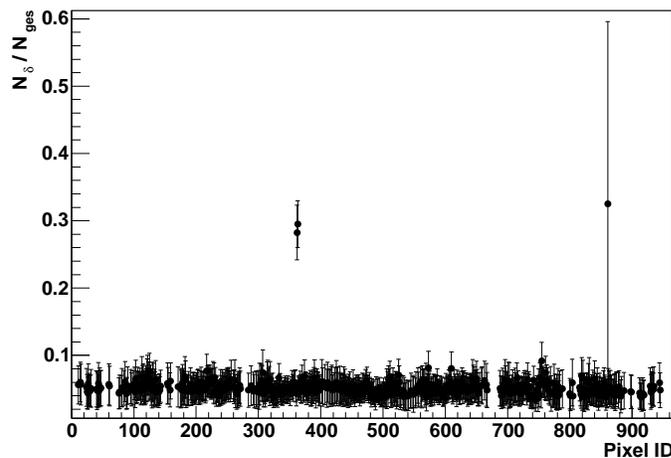


Abbildung 3.42: Anteil von Ereignissen mit auffälligen Ergebnissen für einzelne Pixel gegen Pixelnummer.

Pixel, deren erwartete Amplitude mindestens 5 pe betrug, und bei denen die Abweichung der Amplitude von Modell mehr als 10 pe betrug. Pixel, für die weniger als 20 Werte insgesamt vorliegen, tauchen in diesem Histogramm nicht auf.

Deutlich fallen zwei benachbarte Pixel auf, bei denen ein Drittel der Ereignisse auffallend niedrige Pixelamplituden vorzuweisen hatte und zwar für alle Runs dieser Periode. Ein drittes Pixel weist auch eine hohe Fehlerrate auf, aber der große Fehler auf diesen Wert weist schon daraufhin, dass dieses Pixel nur in einem Run eine problematische Kalibration aufweist, und sich sonst unproblematisch zeigt. Eine Überprüfung der Hardware ergab tatsächlich, dass die Anschlusskabel der beiden benachbarten PMTs irrtümlich vertauscht wurden, so dass die Zuweisung der Pixelnummer transponiert war. Dieser beim Zusammenbau der Kamera produzierte Fehler wäre durch die Analyse von Bildern von Luftschauern nur sehr schwer, d.h. nur durch Zusammenfassung sehr vieler Runs, zu entdecken gewesen. Die Myon-Ring Analyse kann schon nach einem genügend langen Run von 30 min deutlich auf diesen Fehler hinweisen.



# Kapitel 4

## Beobachtung des Supernova-Überrestes RX J1713.7-3946

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die Hardware des Detektors vorgestellt wurde und die Kalibrationsprozeduren erläutert wurden, zeigt dieses Kapitel nun den Einsatz der H.E.S.S.-Detektoren zur Untersuchung des astronomischen Objektes RXJ1713. Das Ziel dieser Analyse ist der grundlegende Nachweis von  $\gamma$ -Strahlung, die von RXJ1713 emittiert wird, ohne auf die spektralen Eigenschaften dieser Emission einzugehen. RXJ1713 ist einer von nur drei Supernova-Überresten des Schalentyps, von denen bislang eine Detektion von Emission im TeV Bereich berichtet wurde ([M<sup>+</sup>00]). Hierfür, sowie für die beiden anderen Objekte Cas A ([A<sup>+</sup>01]) und SN 1006 ([K<sup>+</sup>95]) steht eine unabhängige Bestätigung der Emission noch aus, bzw. wird im Fall von SN 1006 sogar skeptisch gesehen ([Mas03]). Aus diesem Grund ist der Nachweis einer  $\gamma$ -Emission von RXJ1713 durch H.E.S.S. von besonderem Interesse. RXJ1713 wurde vom H.E.S.S.-System bislang mit zwei Teleskopen über  $\sim 40$  h mit Standard-Datennahme beobachtet. Als Zielposition wurde die Position der maximalen von CANGAROO berichteten TeV-Emission bei  $\delta = -39.65$  und RA = 17.2 h angenommen.

### 4.1 Auswahl der Datensätze und Analyseprinzip

Das folgende Kapitel soll kurz die grundlegende Analysetechnik der abbildenden Cherenkov-Technik umreißen, die sich wesentlich auf statistische Verfahren stützt. Das zugrundeliegende Problem ist es, ein schwaches Signal aus einer großen Zahl von Hintergrundereignissen herauszuarbeiten. Die Existenz eines Signals ist hierbei keineswegs gesichert, und für das in dieser Arbeit analysierte Objekt wird erschwerend hinzukommen, dass auch die Ursprungsregion dieses hypothetischen

Signals nicht wie bei Punktquellen von vorneherein gut bekannt ist, sondern aufgrund der Ausdehnung des Zielobjekts mit einer hohen Unsicherheit versehen ist.

#### 4.1.1 Selektionskriterien für Datensätze auf Run-Basis

Um sicherzustellen, dass die Qualität der analysierten Daten nicht durch Hardware-Probleme beeinflusst wird, sind Standard Kriterien definiert, nach denen Datensätze als geeignet für die Analyse eingestuft werden. Grundlegendes Kriterium ist natürlich die Existenz einer fehlerfreien Elektronik-Kalibration für den fraglichen Run und die Verifizierbarkeit der Ausrichtung des Teleskops auf die gewünschte Beobachtungsposition anhand der Tracking-Daten des Runs. Eine Mindestanzahl an Ereignissen  $N_{min}$  und damit eine Mindestdauer wird gefordert, ebenso wie eine Maximalzahl inaktiver Pixel  $nb_0$  in der Kamera zu Beginn der Beobachtung und am Ende der Beobachtung  $nb_1$ . Die Umweltbedingungen werden dahingehend berücksichtigt, dass die Standardabweichung der Werte der PMT-Stromstärke  $\sigma(HI)$ , als Maß für die Fluktuation der Helligkeit des Nachthimmelslichtes, nicht über 0.6 steigen darf. Auch die Triggerrate wird durch Umweltbedingungen beeinflusst. Hauptsächlich fürchtet man hier Wolken im Gesichtsfeld, da diese die Rate der Ereignisse stark beeinflussen. Aus MC-Analysen kennt man den Erwartungswert der Triggerrate  $\langle N_t \rangle$  für die gegebene Triggerbedingung und der Zahl der Teleskope im System, und leitet aus diesem einen Minimalwert ab. Ebenso fordert man, dass die Triggerrate sich insgesamt während eines Runs nicht um mehr als 30% ändern darf und dass die Varianz der Triggerrate  $\sigma(N_t)$  unter 25% bleibt. Die Zahlenwerte sind aufgelistet in Tab. 4.1.

Kriterium	Bedingung
Positionsabweichung aus Tracking-Daten	$\Delta P \leq 1'$ $\sigma(\Delta P) \leq 1''$
Zahl der Ereignisse	$N_{min} \geq 30000$
Zahl inaktiver Pixel	$nb_0 \leq 120$ $nb_1 \leq 170$
Stabilität der PMT Stromstärke	$\sigma(HI) \leq 0.6$
Triggerrate	$\langle N_t \rangle_{soft} \geq 200 \text{ Hz}$ $\langle N_t \rangle_{hard} \geq 65 \text{ Hz}$
Stabilität der Triggerrate	$ dN_t/dt  \leq 0.3$ $\sigma(N_t) \leq 0.25$

Tabelle 4.1: Qualitätskriterien der Selektion auf Runbasis

#### 4.1.2 Schnitte auf die Schauerformparameter

Bereits in Kap. 2.1.3 wurden die Schauerformparameter nach Hillas vorgestellt, die man nutzt um  $\gamma$ -induzierte Schauer von hadron-induzierten Schauern zu unterscheiden. Die Wahl dieser Parameter wird daraufhin ausgerichtet, ein Signal in der zur Verfügung stehenden Beobachtungszeit mit der maximalen Signifikanz

zu detektieren. Aus der Statistik folgt, dass die Signifikanz nur mit der Quadratwurzel der beobachteten Ereignisse, bei konstanter Emission also mit der Quadratwurzel der Beobachtungsdauer  $t$  wachsen kann. Im Prinzip könnte man für jede Quelle individuell die Rate  $S / \sqrt{t}$  optimieren, aber dann kann man Aussagen zur Signifikanz der Signale verschiedener Quellen nur schwer vergleichen. Aus diesem Grund optimiert man die Schnitte auf die Parameter mit dem Signal des Krebsnebels als der 'Standardkerze' der  $\gamma$ -Astronomie. Da die Formparameter vom Zenitwinkel beeinflusst werden, erzeugt man zwei Sätze von Schnitten, die einen für kleine Zenitwinkel unter  $35^\circ$  und den vollen Fluss des Krebsnebels und andere für  $z \geq 35^\circ$  und den halbierten Fluss. Abb. 4.1 zeigt, dass das Zielobjekt überwiegend bei kleinen Zenitwinkeln beobachtet wurde, weshalb nur die für kleine Zenitwinkel vorgesehen Schnitte eingesetzt werden.

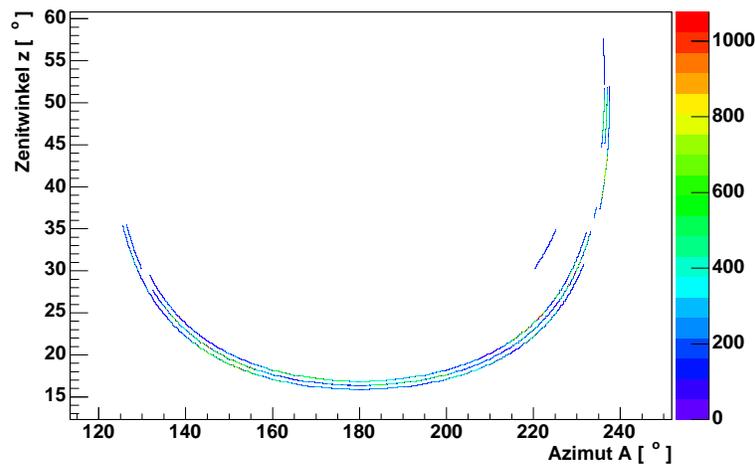


Abbildung 4.1: Koordinatenbereich aller bisherigen Beobachtungen von RXJ1713. Aufgetragen ist der Zenitwinkel gegen den Azimut, die streifenartige Struktur ergibt sich aus den Beobachtungen im Wobble-Modus, bei dem die Beobachtungsposition in der Deklination um  $\pm 0.5^\circ$  variiert wird.

Eine weitere Unterscheidung in den Schnitten ergibt sich aus den verschiedenen Systemkonfigurationen. Vor Inbetriebnahme des Zentraltriggers musste bei einer höheren Triggerschwelle beobachtet werden, um die Datenkapazität des Systems nicht zu überfordern. Mit Einsatz des Zentraltriggers und der damit verbundenen Reduktion der Hintergrundereignisse wurde auch die Triggerschwelle abgesenkt, was auch die Energieschwelle des Systems absenkt. Deshalb existieren auch unterschiedliche Schnitte für die *Software-Stereo* Konfiguration, bei der die Koinzidenz erst in der Offline-Analyse über die Zeitindizes der Ereignisse hergestellt wird, und die *Hardware-Stereo* Konfiguration mit Zentraltrigger. Das Datenmaterial für diese Arbeit von insgesamt 17.82 h tozeit-korrigierter Beobachtungszeit teilt

sich auf in 9.96 h im Software-Modus und 7.86 h im Hardware-Modus, die getrennt mit den für diese Konfiguration vorgesehenen Schnitten analysiert werden. Man kann allerdings auch einen sehr harten Schnitt auf den Size Parameter ansetzen, so dass man unabhängig von der Triggerschwelle des Systems wird, und dann das gesamte Datenmaterial zusammenfassen. Tabelle 4.2 stellt eine Auswahl der wichtigsten verwendeten Schnitte zusammen, die Schnitte für die Hard- und Software-Stereo Daten sind die aktuellen Standardschnitte nach [Ben04].

Parameter	Software-Stereo	Hardware-Stereo	Kombinierte Daten
Mean Scaled Length	$-2.2 \leq \text{msl} \leq 3.2$	$-1.8 \leq \text{msl} \leq 2$	$-1.8 \leq \text{msl} \leq 0.5$
Mean Scaled Width	$-10 \leq \text{msw} \leq 1.6$	$-10 \leq \text{msw} \leq 1$	$-10 \leq \text{msw} \leq 0.2$
Size	$s \geq 75$	$s \geq 55$	$s \geq 300$
Entfernung $\theta^2$	$\theta^2 \leq 0.03$	$\theta^2 \leq 0.025$	$\theta^2 \leq 0.01$

Tabelle 4.2: Verwendete Schnitte auf die Schauerformparameter

### 4.1.3 Analyseprinzip

Die klassische Beobachtungsweise für Cherenkov-Teleskope wäre die Beobachtung im sogenannten *On/Off-Modus*, bei der einer On-Beobachtung direkt auf der Position des Objekts die Off-Beobachtung einer nahebei liegenden Hintergrundregion unter dem gleichen Zenitwinkel folgt. Die Ermittlung der Stärke des Signals einer Quelle erfolgt durch statistische Methoden. Man legt im Gesichtsfeld der Kamera eine Testregion der Ausdehnung  $\theta^2$  fest, zählt alle  $\gamma$ -induzierten Schauer, deren Ursprung innerhalb dieser Region liegt und verfährt dann so für alle On- und Off-Beobachtungen. Man kann nun für jede Testposition die Differenz beider Zählungen ermitteln, den sogenannten *Exzess* für diese Testposition, und die Hypothese einer verstärkten Emission an dieser Position gegen die Null-Hypothese testen. Für die statistische *Signifikanz* eines Exzesses ergibt sich im Rahmen einer Maximum-Likelihood-Analyse die mittlerweile in der Hochenergie-Astrophysik wohlbekannte Standard-Formel von Li und Ma ([LM00])

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

$\alpha$  ist hierbei der Normalisierungsfaktor für die Fläche der Testregionen in der On- und Off-Beobachtung  $A_{on}$  und  $A_{off}$ , sowie die Dauer der Beobachtungen  $T_{on}$  und  $T_{off}$ , wobei diese Zeiten um die jeweiligen Totzeiten des Systems korrigiert werden müssen.

$$\alpha = \frac{A_{on}}{A_{off}} \frac{T_{on}}{T_{off}} \quad (4.2)$$

Als Einheit für diese Signifikanz dient die Breite einer Normalverteilung  $\sigma$ , die eine Wahrscheinlichkeit angibt, dass innerhalb der Testregion ein  $\gamma$ -Signal nachgewiesen wird und keine statistische Fluktuation des Hintergrundes.

Wenn man für eine Testposition ein signifikantes ( $\geq 5\sigma$ ) Signal nachweist, kann man den  $\gamma$ -Fluss der Quelle oberhalb einer bestimmten Energie für diese Position angeben. Hierzu benötigt man die effektive Nachweisfläche  $A_{eff}$  für  $\gamma$ -Quanten einer gegebenen Energie. Diese effektive Fläche ist definiert als ([K<sup>+</sup>99]):

$$A_{eff}(E) = 2\pi \int_0^\infty P_\gamma(E, r) r dr \quad (4.3)$$

Hier ist  $P_\gamma(E, r)$  die Triggerwahrscheinlichkeit für  $\gamma$ -Schauer der Primärenergie  $E$  mit einem Core-Abstand  $r$ .  $A_{eff}$  ist immer implizit abhängig von Zenitwinkel  $z$  der Testposition und den verwendeten Triggerbedingungen. Die in der Analyse zusammen mit der rekonstruierten Energie  $E_{rec}$  tatsächlich verwendete effektive Fläche  $A'_{eff}(E_{rec}, z, \alpha)$  berücksichtigt intrinsisch die Energieauflösung des Detektors von  $\Delta E/E$ . Man gewinnt  $A'_{eff}$  durch Simulation einer Quelle unter dem Zenitwinkel  $z$ , mit einem Potenzspektrum  $\Phi(E) \propto E^\alpha$  und Bestimmung der Antwortfunktion  $p(E, E_{rec}, z)$  der Energierekonstruktion zu ([A<sup>+</sup>99]):

$$A'_{eff}(E_{rec}, z, \alpha) = \frac{\int dE p(E, E_{rec}) A_{eff}(E, z) \Phi(E, \alpha)}{\Phi(E_{rec}, \alpha)} \quad (4.4)$$

Mit der so angegebenen effektiven Fläche kann man ein differentielles Potenzspektrum mit Index  $\alpha$  korrekt rekonstruieren,  $A'_{eff}$  ist aber nun abhängig vom angenommenen Eingangsspektrum der Quelle. Die generierten Werte für  $A'_{eff}$  werden in Tabellen abgelegt und bei der Analyse geladen. Alle in dieser Arbeit verwendeten Vergleichstabellen der effektiven Flächen beziehen sich auf eine Standardquelle mit spektralem Index -2.59. Die Energieschwelle des Detektors wird angegeben, als das Maximum der differentiellen Triggerrate pro Energieintervall  $dN(E)/dE$ , für Quellen mit einem Crab-ähnlichen Energiespektrum. Unterhalb dieser Schwelle fällt die effektive Fläche stark ab. Für die Standardschnitte ergeben sich die Energieschwelle für 2 Teleskope im Software-Stereo Modus zu 205 GeV bei  $z = 0^\circ$  und 465 GeV bei  $z = 40^\circ$ , für 2 Teleskope im Hardware-Stereo-Modus zu 145 GeV bei  $z = 0^\circ$  und 305 GeV bei  $z = 40^\circ$  ([Ben04]).

Sobald man die effektiven Flächen für die eingesetzten Schnitte kennt, kann man für eine Beobachtung den Exzess der Testregion normieren mit Hinblick auf Zenitwinkel und effektive Fläche, d.h. Nachweiswahrscheinlichkeit. Bei gegebener Beobachtungsdauer und Nachweiswahrscheinlichkeit rechnet man den Exzess direkt um in einen Fluss. Teilt man die Ereignisse nach ihrer rekonstruierten Energie ein erhält man das Spektrum, was jedoch nur dann sinnvoll ist, wenn man pro Energieintervall genug Ereignisse zur Verfügung hat. Der Fehler ergibt sich einmal aus der statistischen Schwankung der Zahl der Ereignisse und dem Fehler auf die Energierekonstruktion des Primärteilchens. Diesen erhält man wiederum durch MC-Simulationen, zur Zeit liegt er bei  $\Delta E/E \sim 15\%$  ([Ben04]). Leichter als das Spektrum kann ein integraler Fluss oberhalb einer Energieschwelle angegeben werden, bei dem man dann aber ein Spektrum annehmen muss. Üblicherweise

wird ein integraler Fluss passend zum Spektrum des Krebsnebels angegeben, für das auch die Tabellen der effektiven Flächen erstellt werden. Der Fluss wird dann abgeschätzt analog zur Abschätzung des integralen Flusses der Myonen oberhalb einer Energie  $E_0$  in Kap. 3.4.1 Gl. 3.11.

#### 4.1.4 Ermittlung der Hintergrundereignisse

Das Gesichtsfeld einer H.E.S.S.-Kamera von  $\sim 5^\circ$  macht es möglich, eine Hintergrundregion direkt im Gesichtsfeld der Kamera zu bestimmen, während man die Quelle beobachtet, und so Beobachtungszeit zu sparen. Hierzu beobachtet man im sogenannten *Wobble-Modus*, bei dem nicht die Position des Zielobjekts beobachtet wird, sondern eine Position in einer Entfernung von  $0.5^\circ$  in der Deklination. Der Hauptgrund dieser Verschiebung liegt in dem Wunsch nach Reduzierung systematischer Effekte in der Kamera, da man nicht alle Bereiche in der Kamera als völlig gleich ansehen darf, wie z.B. auch Kap. 3.7.3 gezeigt hat. Die Objekte im Gesichtsfeld rotieren langsam um das Kamerazentrum herum, so dass auch die vermutete Quellposition nicht an derselben Stelle bleibt und die systematischen Effekte geringeren Einfluss haben. Zusätzlich wechselt man regelmäßig das Vorzeichen der Deklinations-Verschiebung. Die Wahl einer Hintergrundregion durch einfache Spiegelung der Koordinaten der Testposition am Kamerazentrum ist ebenfalls aufgrund der angesprochenen Systematiken problematisch, weshalb für diese Analyse ein Hintergrundmodell verwendet wird, das sich in ähnlicher Form schon für das Vorgängerexperiment HEGRA als nützlich erwiesen hat ([Pü01]). Als Hintergrundregion wählt man einen Ring, der um die Testposition  $P_t$  herum zentriert ist, wie Abb. 4.2 zeigt.

Links in der Abbildung ist der Standard-Fall dargestellt, bei dem eine bekannte Quellposition  $P_q$ , die sich bei Beobachtungen im Wobble-Modus in einem Abstand  $D_c = \Delta\delta$  vom Kamerazentrum KC befindet, auf eine signifikante Häufung von  $\gamma$ -Ereignissen getestet werden soll. Hierzu legt man einen Ring um  $P_t = P_q$  mit dem durchschnittlichen Radius  $R_1$  und einer Breite  $d$ , die so gewählt wird, dass die Fläche des Ringes um den Faktor 7 größer ist, als die Fläche der Testregion, gegeben durch deren Radius  $R_2 = 0.5\sqrt{\theta^2}$ . Will man nun die Signifikanz nach Formel 4.1 angeben, so ergibt sich der Normalisierungsfaktor  $\alpha$  aus Gl. 4.2 zu  $\alpha = 1/7$ , hinzu tritt aber noch eine Wichtung  $w_\alpha(D_c)$  auf die einzelnen Ereignisse, die vom Abstand  $D_c$  der Ereignisse zum Kamerazentrum abhängt. Diese muss man einführen, da die Akzeptanzfunktion für die Ereignisse nicht homogen über die Kamera ist, sondern eine in erster Näherung radiale Symmetrie zum Kamerazentrum aufweist. Um  $w(D_c)$  zu bestimmen, füllt man ein Histogramm für alle Ereignisse und fittet dieses Histogramm mit einem Polynom, wie in Abb. 4.3, wobei man die Ereignisse aus der vermuteten Quellposition unberücksichtigt lässt. Mit  $\alpha$  und den mit  $w_\alpha$  gewichteten Zahlen  $N_{on}$  und  $N_{off}$  kann man die Signifikanz des  $\gamma$ -Exzesses mit Gleichung 4.1 bestimmen.

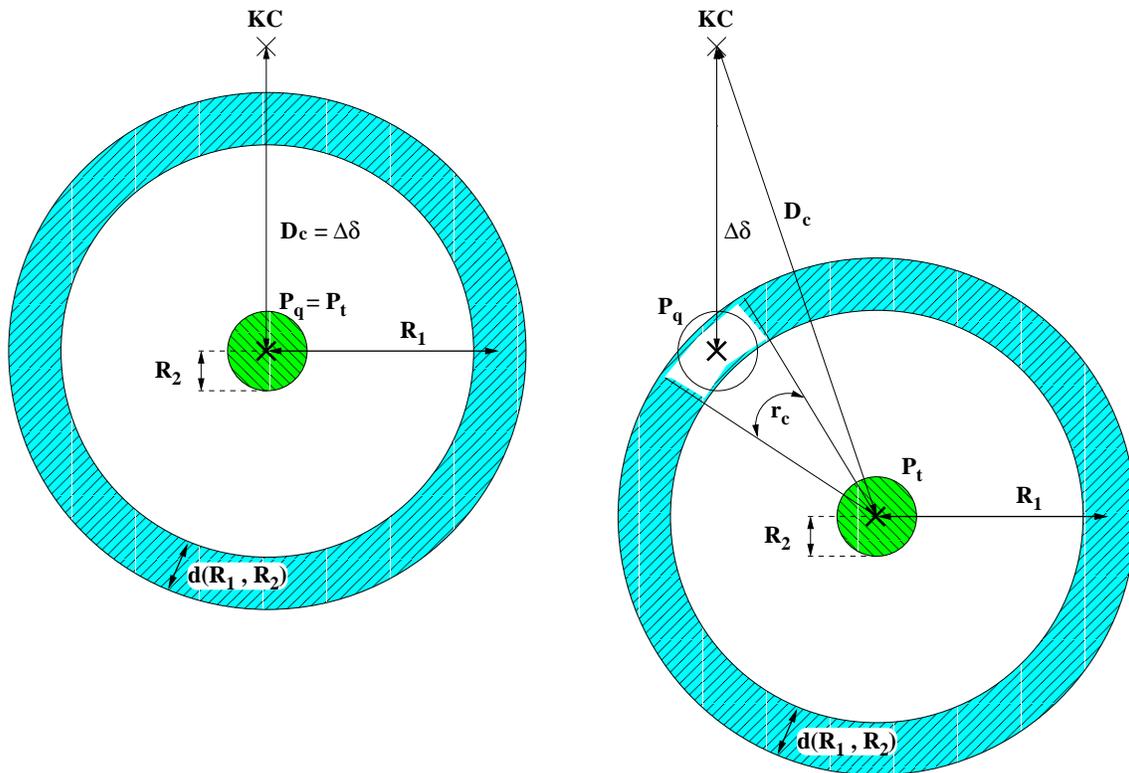


Abbildung 4.2: Ermittlung der Hintergrundereignisse für eine Testposition  $P_t$ . Links der Fall, in dem die bekannte Quellposition  $P_q$ , die sich bei Beobachtungen im Wobble-Modus im Deklinations-Abstand  $D_c = \Delta\delta$  vom Kamerazentrum  $KC$  befindet, direkt getestet wird ( $P_t = P_q$ ). Rechts dargestellt der Test an einer beliebigen Position ( $P_t \neq P_q$ ) im Gesichtsfeld. Die Darstellung zeigt bereits den Sonderfall, bei dem die Quellposition auf dem Hintergrund-Ring liegt, und man deshalb einen Sektor mit Öffnungswinkel  $r_c$  aus dem Ring ausschneidet.

Wenn man die Quellposition nicht kennt, oder sich vergewissern will, dass sich keine weiteren Quellen im Gesichtsfeld befinden, so kann man auch eine beliebige Position  $P_t \neq P_q$  im Gesichtsfeld testen, sofern man noch einen konzentrischen Ring um sie herum legen kann, der nicht vom Kamerarand beschnitten wird. Durch Verschieben der Testposition über das gesamte Gesichtsfeld entsteht eine Kartierung des Exzesses, die man dann in eine Signifikanz-Karte umwandeln kann. Die hier eingesetzte Schrittweite der Positionsverschiebung von  $0.02^\circ$  ist dabei für alle verwendeten Schnitte kleiner als  $R_2 = \theta/2$ , weshalb die einzelnen Punkte auf der Karte statistisch korreliert sind.

Will man eine Karte bei bekannter Position der Quelle anfertigen, so sollte man deren Position bei der Ermittlung des Hintergrundes ausnehmen. Sobald die Quellregion sich mit dem Hintergrund-Ring überschneidet, wird daher ein Sektor mit Öffnungswinkel  $r_c$  aus dem Ring nicht als Hintergrundregion berücksichtigt.

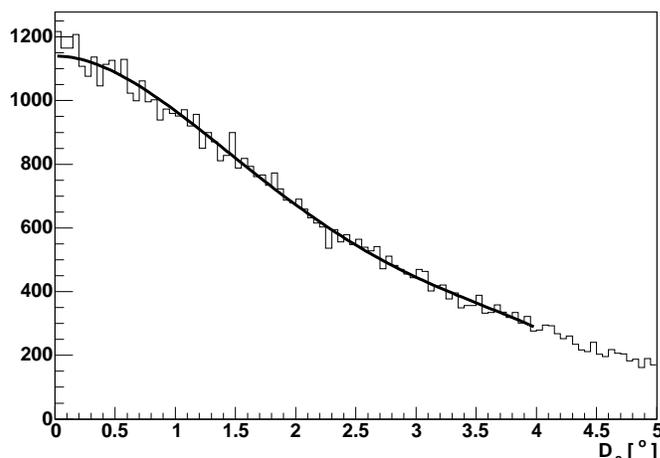


Abbildung 4.3: Verteilung der Ereignisse im Gesichtsfeld der Kamera gegen Distanz zum Kamerazentrum  $D_c$  in Grad.

Dieser Sonderfall ist in Abb. 4.2 rechts dargestellt.

Ein absehbares Problem bei dieser Methode, welche für die Analyse von Punktquellen entwickelt wurde, ist, dass das Zielobjekt RXJ1713 eine sehr große Ausdehnung mit einem Durchmesser von  $\sim 1^\circ$  über das Gesichtsfeld aufweist. Die erwartete Emission im TeV-Bereich ist a priori in diesem gesamten Bereich zu erwarten. Man darf nicht eine Emission an einer bestimmten Stelle vermuten, sondern muss eine Signifikanz-Karte der gesamten Region erstellen. Der Radius  $R_1$  für das Hintergrund-Model muss groß genug gewählt werden, damit nicht die  $\gamma$ -Emission des Objekts auf dem Ring des Hintergrund-Modells liegt, für diese Analyse wurde daher  $R_1 = 1^\circ$  gewählt. Es ist weiterhin unvermeidlich, dass man für Testregionen um das Objekt herum die  $\gamma$ -Emission des Zielobjekts zum Ring-Hintergrund dazurechnen wird, was zu einem negativen Exzess führt, da man weder weiß, wo die Emission stattfindet, noch wie groß die  $\gamma$ -Emissionsregion ist, so dass man  $r_c$  und  $P_q$  entsprechend anpassen könnte. Dies bleibt einer weiteren Analyse vorbehalten, bei der man weitergehende a priori Annahmen in das Hintergrundmodell einbringt.

## 4.2 Ergebnisse der Beobachtungen

Abb. 4.4 zeigt die Kartierung des Exzesses über das Gesichtsfeld für beide angesprochenen Triggerbedingungen und die für diese Bedingungen optimierten Schnitte. Die Größe der einzelnen Zellen dieser Karte ist mit  $0.02^\circ$  kleiner als die Größe der zugehörigen Testregion, weshalb die einzelnen Punkte der Karte statistisch korreliert sind.

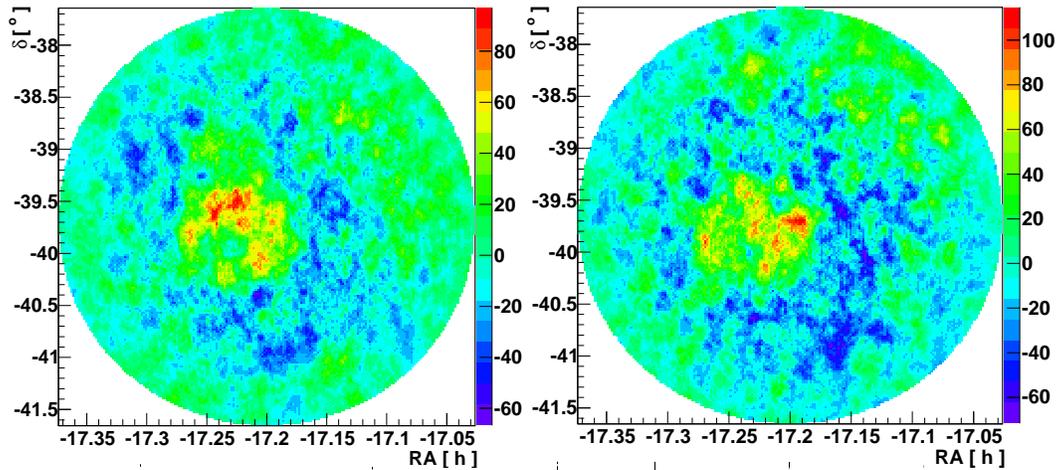


Abbildung 4.4: Kartierung des Exzesses über das Gesichtsfeld für Software-Stereo-Modus (Links) und Hardware-Stereo-Modus (Rechts).

Beide Datensätze zeigen einen deutlichen Exzess im Bereich der Röntgenemission der Quelle. Wie erwartet erhält man in einem Bereich um die Quelle negative Exzesswerte, quasi als negatives Spiegelbild der positiven Exzesspunkte. Der Exzess ist für die Hardware-Stereo Konfiguration trotz geringerer Beobachtungsdauer größer, da der Zentraltrigger die Totzeit des Systems erheblich senkt, weil die Kameras nach nichtkoinzidenten Kameratriggeren nicht mehr ausgelesen werden.

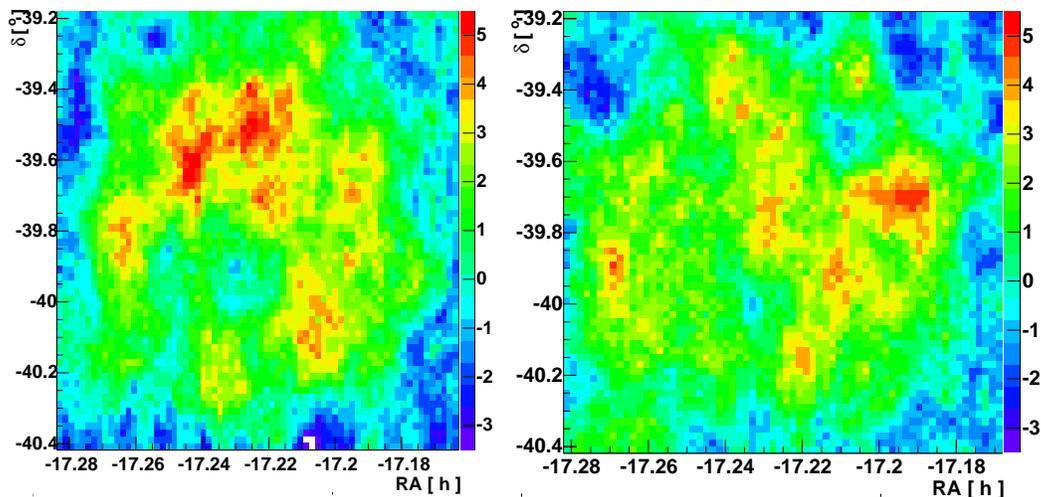


Abbildung 4.5: Kartierung der Signifikanz für Software-Stereo-Modus (Links) und Hardware-Stereo-Modus (Rechts).

Abb. 4.5 zeigt die Karte der Signifikanzen für den vergrößerten Innenteil der gezeigten Exzesskarten auf der gleichen Farbskala. In beiden Konfigurationen mit unabhängigen Datensätzen ergeben sich Gebiete mit einem Signal der Signifikanz von  $\geq 5.3 \sigma$ .

Bei der Ermittlung des Flusses von RXJ1713 stößt diese Arbeit auf das Problem, dass bislang nur Punktquellen untersucht wurden. Es gibt noch keine MC-Simulationen einer ausgedehnten Quelle, die noch dazu nicht im Kamerazentrum zentriert ist. So stehen keine Vergleichstabellen für die effektive Fläche für diesen Fall zur Verfügung. Man kann jedoch die Signifikanz  $S$  und den integralen Fluss  $\Phi$  über 1 TeV an der Zielposition im Kamerazentrum angeben, um die H.E.S.S.-Daten mit den CANGAROO-Angaben zu vergleichen. Die Werte sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst, der Fehler auf den integralen Fluss ist der statistische Fehler, der systematische Fehler liegt vor allem aufgrund des Fehlers auf die Energierekonstruktion bei  $\sim 20\text{-}30\%$ . Der Fluss  $\Phi_C$  ergibt sich, wenn man die Energieschwelle der ursprünglichen CANGAROO-Detektion von 1.8 GeV, und das von CANGAROO angegebene Spektrum mit  $1.63 \cdot 10^{-11} \cdot E^{-2.85}$  annimmt.

Konfiguration	$S$ [ $\sigma$ ]	$\Phi$ [ $10^{-9} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$ ]	$\Phi_C$ [ $10^{-9} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$ ]
Soft-Stereo	3.1	$2.7 \pm 0.9$	$0.7 \pm 0.2$
Hard-Stereo	3.7	$3.1 \pm 0.9$	$0.7 \pm 0.2$
Kombiniert	4.8	$3.0 \pm 0.6$	$0.7 \pm 0.1$

Tabelle 4.3: Signifikanzen  $S$  und  $\gamma$ -Flussraten  $\Phi$  ( $E_\gamma \geq 1$  TeV) an der CANGAROO-Testposition, sowie auf die CANGAROO Energieschwelle ( $E_\gamma \geq 1.8$  GeV und unter Annahme eines Potenzspektrums mit Index -2.85, ungerechneter Fluss  $\Phi_C$  für verschiedene Trigger-Konfigurationen.

Die Flussrate pro Nacht ist in der  $\gamma$ -Astronomie das Äquivalent einer Lichtkurve aus der optischen Astronomie. Abb. 4.6 zeigt den Fluss bezogen auf die Zielposition pro Nacht, der Wert bleibt im Rahmen der Fehler stabil.

Die Signifikanz wird noch bedeutend erhöht, wenn man die Daten aus Hardware- und Software-Stereo-Modus kombiniert und mit harten Schnitten analysiert. Die harten Schnitte reduzieren die Zahl der Hintergrundereignisse sehr stark, wie man aus Abb. 4.7 Links entnehmen kann. Der Exzess in der Hintergrundregion abseits der Quellposition wird fast auf Null reduziert, die Umriss der Quelle sind deutlich zu erkennen. Die Signifikanz steigt auf bis zu  $7.3 \sigma$  für einzelne Testpositionen. Deutlich ist zu erkennen, dass die  $\gamma$ -Emission den Umrissen der Röntgenemission folgt. Der in Tabelle 4.3 angedeutete Vergleich von H.E.S.S. und CANGAROO Flussraten an der CANGAROO-Testposition ist nur bedingt aussagekräftig, da bei der CANGAROO Analyse über eine viel größere Testregion integriert wird, als bei den Standard H.E.S.S.-Schnitten. Die Testposition ist in der H.E.S.S. Exzess-Karte auch nicht in der Region der höchsten Emission. Ein

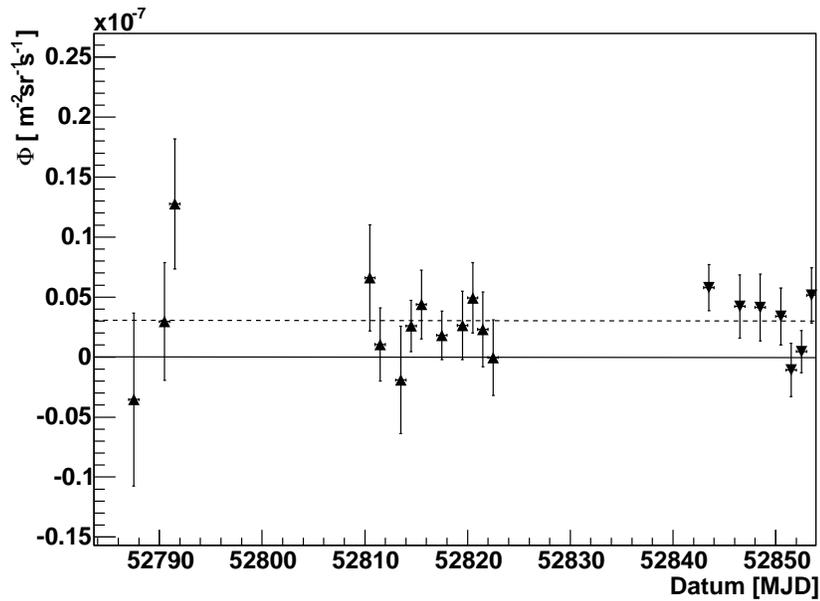


Abbildung 4.6: Fluss pro Nacht, äquivalent einer Lichtkurve, für die CANGAROO Testposition.

besserer Vergleichswert ist der integrale Fluss des gesamten Supernova-Überrestes.

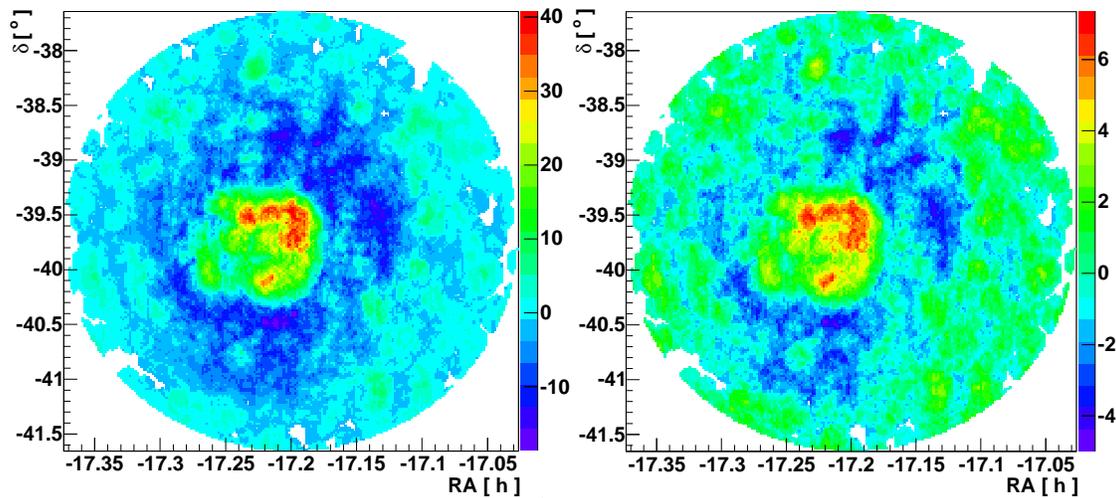


Abbildung 4.7: Karte des Exzesses (Links) und der Signifikanz über das Gesichtsfeld für kombinierte Daten von Hardware- und Software-Stereo-Modus.

Die faktische Auslöschung der Hintergrundereignisse eröffnet einen Weg, den Gesamtfluss der Quelle abzuschätzen. Man kann die Quelle als Punktquelle ansehen, wenn man den  $\theta^2$  Schnitt groß genug ansetzt, so dass die gesamte  $\gamma$ -Emission innerhalb der Testregion liegt. Wo genau innerhalb der Testregion die Emission stattfindet ist dabei unerheblich, die Testregion darf nicht so groß werden, dass man keine Hintergrundregion mehr finden kann. Zur Abschätzung des Gesamtflusses wurde eine Testregion mit einem Durchmesser von  $1.1^\circ$  gewählt, an der Position des geometrischen Zentrums des im Abb. 4.7 Links gezeigten Exzesses. Für die verwendeten Schnitte wurden Vergleichstabellen für die effektive Fläche generiert und mit diesen der Fluss bestimmt. Abb. 4.8 zeigt die große Testregion, eingezeichnet in eine Karte mit allen Ereignissen für die harten Schnitte (Links), und in die Exzess-Karte bei großer Testregion (Rechts).

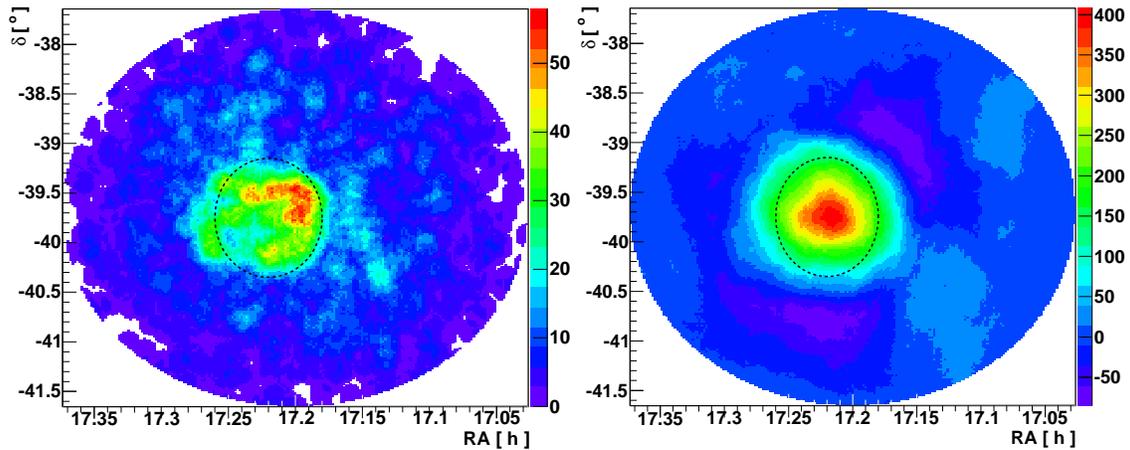


Abbildung 4.8: Kartierung aller Ereignisse für die kombinierten Daten (Links) und Exzess-Karte für eine große Testregion (Rechts).

Man erhält für das Gesamtsignal der Quelle RXJ1713 eine Signifikanz von  $20.1 \sigma$  und einen Gesamtfluss von  $\Phi = (6.1 \pm 0.3_{stat} \pm 1.3_{sys}) \cdot 10^{-8} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Die Signifikanz steigt wie erwartet mit der Quadratwurzel aus der Beobachtungsdauer und der Exzess steigt linear an, was man für eine konstante Emission auch erwartet (Abb. 4.9). Abb. 4.10 zeigt den Verlauf des Gesamtflusses gemittelt über jeweils eine Nacht, der ermittelte integrale Fluss ist als gestrichelte Linie eingetragen. Der integrale Fluss, bezogen auf die CANGAROO-Energieschwelle und das von CANGAROO angegebene Spektrum wäre  $\Phi_C = (1.83 \pm 0.09_{stat} \pm 0.4_{sys}) \cdot 10^{-8} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

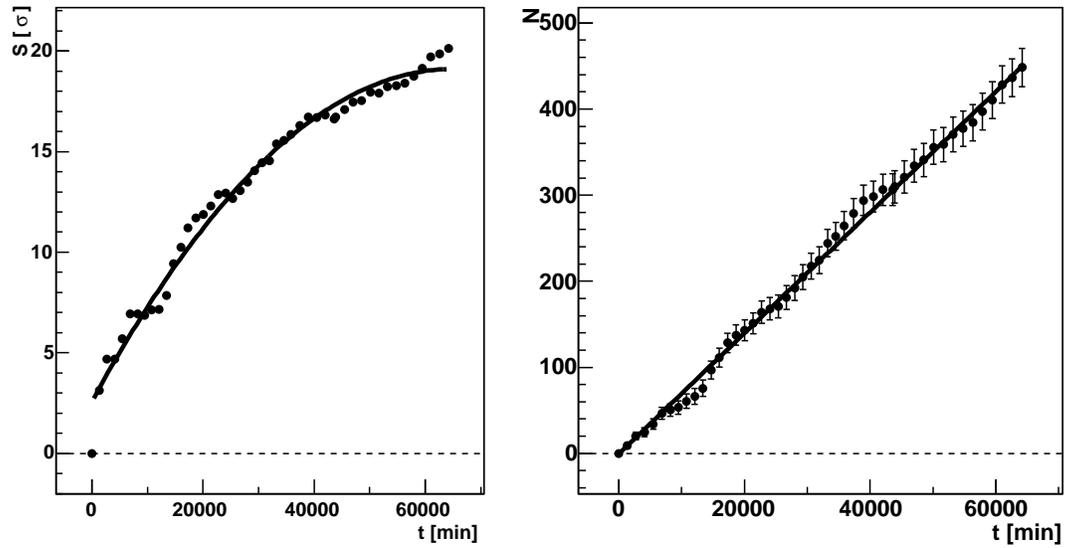


Abbildung 4.9: Anstieg der Signifikanz (Links) und des Exzesses mit steigender Beobachtungsdauer  $t$  in Minuten.

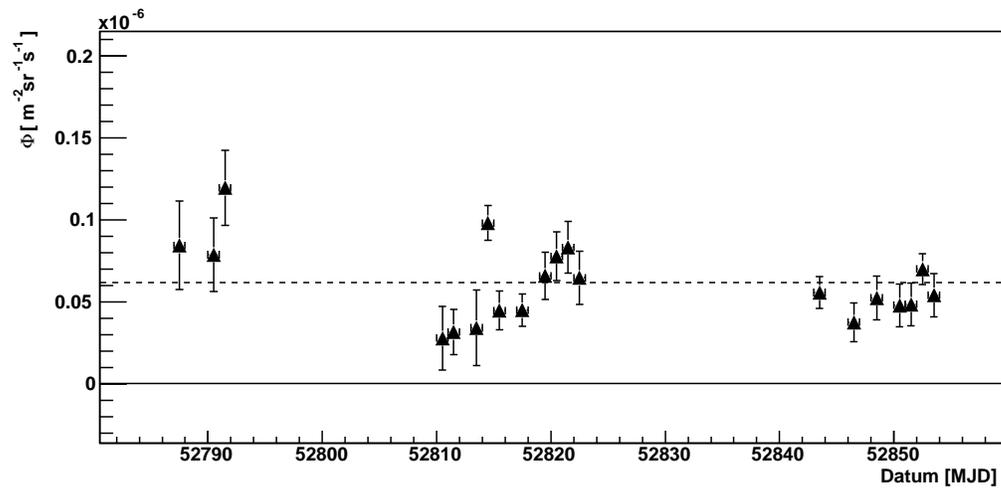


Abbildung 4.10: Gemittelter Gesamtfluss ( $E_\gamma \geq 1$  TeV) pro Nacht für RXJ1713 als „Punktquelle“.

### 4.3 Astrophysikalische Bewertung der Ergebnisse

Die Signifikanzkarte der  $\gamma$ -Emission passt außerordentlich gut zu den Konturbildern im Röntgenbereich, wie man in Abb. 4.11 sehen kann. Hier wurden die Konturen der Regionen hoher Röntgenemission aus Abb. 1.1 eingezeichnet. Die Beobachtungsposition, die identisch mit der von CANGAROO angegebenen Position maximaler  $\gamma$ -Emission ist, wurde durch einen ausgefüllten Kreis markiert. Erstmals bietet sich in der  $\gamma$ -Astronomie die Möglichkeit, auch die Morphologie einer ausgedehnten Quelle zu untersuchen, während die abbildende Cherenkov-Technik hierfür bislang nicht das nötige Auflösungsvermögen erreicht hatte, und ihre Aussagen auf Punktquellen beziehen musste.

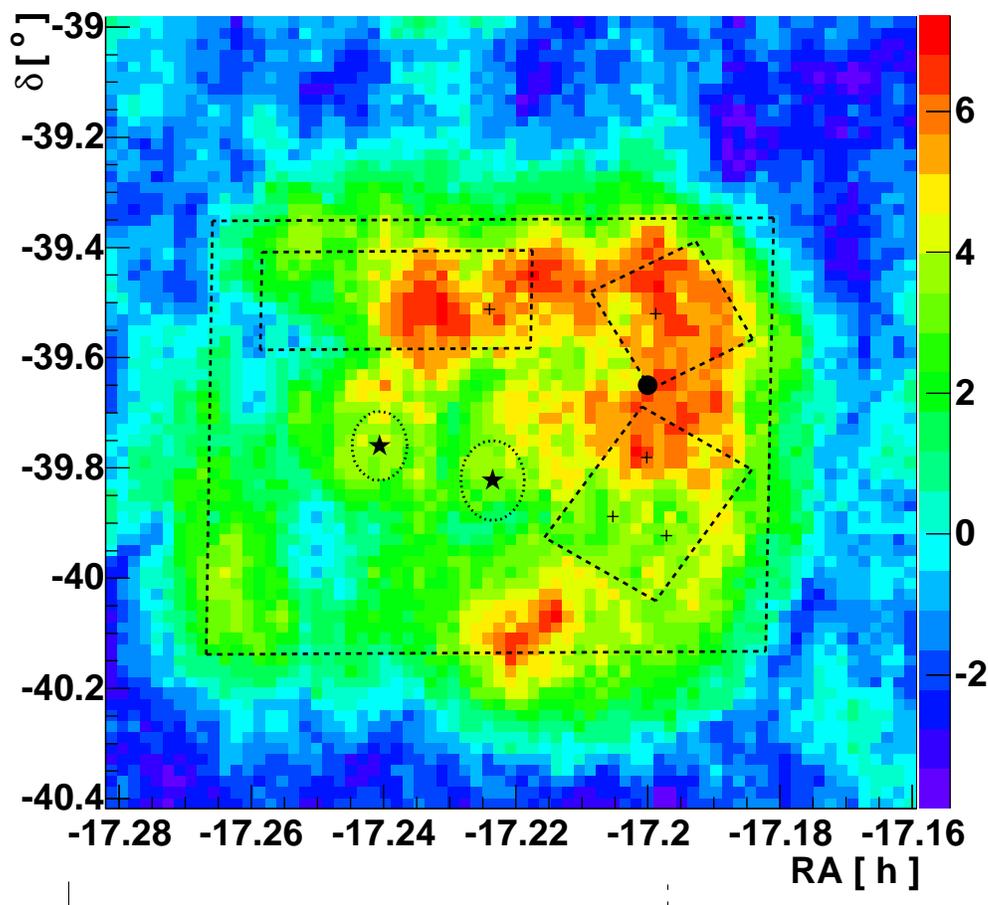


Abbildung 4.11: Signifikanzkarte mit eingezeichneten Umrissen der Regionen hoher Röntgenemission aus Abb. 1.1.

Während ein Test der CANGAROO-Position ein Signal mit einer eher mäßigen Signifikanz von  $\sim 5\sigma$  nachweist, lässt die Signifikanz von  $20\sigma$  des Signals für eine große Testregion und harte Schnitte keinen Zweifel mehr an dem Nachweis von  $\gamma$ -Strahlung von RXJ1713. RXJ1713 ist damit der erste schalenartige Supernova-Überrest, für den eine Emission von  $\gamma$ -Strahlung durch einen unabhängigen Beobachter bestätigt wird. Der abgeschätzte Gesamtfluss der Quelle von  $\Phi = 6.1 \cdot 10^{-8} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$  beträgt  $\sim 31\%$  des Flusses des Krebsnebels, was RXJ1713 zu der stärksten bekannten galaktischen Quelle nach dem Krebsnebel machen würde. Skaliert man den Wert auf CANGAROO Energieschwelle und Spektrum erhält man einen Fluss von  $1.83 \cdot 10^{-8} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Vergleicht man diesen Wert mit dem von CANGAROO angegebenen Fluss von  $5.3 \cdot 10^{-8} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , stellt man fest, dass die beiden Angaben im Rahmen der angegebenen Fehlergrenzen nicht kompatibel sind, der angegebene CANGAROO-Fluss erscheint um etwa den Faktor 3 zu hoch. Da das Objekt von beiden Kollaborationen weiter beobachtet wird, sind Veränderungen dieser Werte aber noch zu erwarten. Aufgrund der noch nicht durch MC-Simulationen einer ausgedehnten Quelle abgesicherten Systematiken, und der noch zu kleinen statistischen Basis muss hier noch auf die Angabe eines Spektrums verzichtet werden.



# Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit schlägt einen Bogen von der Konzeption des Antriebs als ein grundlegendes Element eines H.E.S.S.-Teleskops, über die Kalibration des Detektors mit der speziellen Myon-Ring Methode, bis zum Einsatz des H.E.S.S.-Teleskop-Systems zur Beobachtung eines Objekts. Hintergrund ist die Fragestellung nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung, welcher nach der vorherrschenden Meinung im unmittelbaren Zusammenhang mit Überresten von Supernovae gesucht werden muss. Der Zusammenhang von Supernova-Überresten und kosmischer Strahlung wurde aus der Energiebilanz dieser Phänomene heraus vorgeschlagen, und durch den Prozess der diffusiven Schockbeschleunigung hergestellt. H.E.S.S. weist  $\gamma$ -Strahlung nach, die eine Signatur der hochenergetischen Prozesse darstellt, welche durch die Beschleunigung geladener Teilchen auf TeV Energien in Gang gesetzt werden. Zum Nachweis dieser  $\gamma$ -Strahlung wird die abbildende Cherenkov-Technik eingesetzt, bei der das Cherenkov-Licht der Luftschauer nachgewiesen wird, die von Teilchen der kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre ausgelöst werden. Ein Teleskop bildet das Licht des Schauers auf eine extrem lichtsensitive Kamera ab, die mit hoher Geschwindigkeit ausgelesen werden kann. Durch die koinzidente stereoskopische Beobachtung des gleichen Luftschauers mit mehr als einem Teleskop wird die Richtungsaufösung der Schauerrekonstruktion verbessert und durch Reduktion des Hintergrundes die Sensitivität erhöht.

Der erste Beitrag dieser Arbeit lag in der Mitentwicklung und der Verwirklichung eines Antriebssystems für die H.E.S.S.-Teleskope. Ziel war die Verwendung von Standard Servo-Systemen aus der Automatisierungsindustrie zur Steuerung eines Teleskops mit einer Positioniergenauigkeit von  $10''$ . Die von beratenden Ingenieuren vorgeschlagenen Komponenten wurden auf ihre Eignung untersucht, und Software zur Steuerung des Antriebssystems entwickelt. Die Regelung der Antriebe wurde als Geschwindigkeitsregelung in Abhängigkeit von der gemessenen Fehlpositionierung angelegt, wobei die kommunikationsbedingten Verzögerungszeiten berücksichtigt wurden. Ein Sicherheitskonzept, das den verschiedenen Aspekten möglicher Gefahren für die Anlage Rechnung trägt, wurde erstellt, und im Rahmen der Verwirklichung der Schaltanlage umgesetzt. Umfangreiche Tests von Hard- und Software, schon im Vorfeld des Transports der Antriebskomponenten nach Namibia, ermöglichten eine rasche und weitgehend reibungs-

lose Indienststellung der Teleskopantriebe nach Fertigstellung des Stahlbaus. Seit seiner Fertigstellung hat sich das Antriebssystem unter ständig wechselnden Beobachtern als robust und zuverlässig präsentiert. Die Stabilität der Nachführung äußert sich in einer Streuung der Positionsdifferenz relativ zur Zielposition von  $\sigma(\Delta_{\text{EIV}}) = 0.9''$  und  $\sigma(\Delta_{\text{Azim}}) = 1.9''$ . Die vereinzelt auftretenden Maximalabweichungen von  $\Delta_{\text{EIV}}^{\text{max}} = 10''$  und  $\Delta_{\text{Azim}}^{\text{max}} = 100''$  erklären sich in der Elevation durch Schwankungen des benötigten Drehmoments durch variable Lagerreibung, und im Azimut durch Diskontinuitäten in den Laufflächen der Antriebs- bzw. Laufschiene.

Ein grundlegendes Problem der abbildenden Cherenkov-Technik ist die Rekonstruktion der Energie des schauer-induzierenden Primärteilchens durch Messung der Intensität des Cherenkov-Lichts. Hierzu benötigt man das Konversionsverhältnis des Lichtsignals zum elektrischen Signal, also von Photonen zu Photoelektronen. Eine Methode, diese Effizienz  $\varepsilon = N_{\text{pe}}/N_{\gamma}$  zu bestimmen, bieten die ringförmigen Bilder von Myonen, die den Teleskopspiegel treffen. Diese Myon-Ringe eignen sich sehr gut als Referenzsignal für den Detektor, da man nach Ermittlung weniger geometrischer Parameter des Bildes die Zahl der Photonen, welche das Myon emittiert hat und welche die Kamera getroffen haben, rekonstruieren kann. Tests der Methode an Monte-Carlo Daten zeigen eine Genauigkeit der Rekonstruktion des Auftreffpunktes auf dem Spiegel von  $\sim 13$  cm und eine Rekonstruktion der Effizienz mit einer relativen Genauigkeit von 0.1%. Mit der Methode kann man die zeitliche Entwicklung des Systems überwachen, um Alterungseffekte zu verfolgen. Die Teleskope des Systems zeigten bis Anfang 2004 eine Differenz der Effizienz von  $\Delta\varepsilon \sim 0.1$ , mit CT3 als am wenigsten sensitiven Detektor und CT4 mit der höchsten Sensitivität. Ein leichter Abfall der Effizienz von  $\sim 0.5\%/y$  ist über das Jahr 2003 festzustellen, die Geschwindigkeit des Alterungsprozesses wird weiter überwacht werden. Nach dem Austausch von PMTs zwischen den Teleskopen und Reinigungsarbeiten liegen die Absolut-Effizienzen der Teleskope bei:

$$\varepsilon_1 = 9.82\% \quad \varepsilon_2 = 9.14\% \quad \varepsilon_3 = 9.04\% \quad \varepsilon_4 = 9.54\%$$

Der statistische Fehler auf diese Mittelwerte liegt bei relativen 0.1%. Die Effizienzen der Teleskope sind miteinander korreliert, was auf die Abhängigkeit der Effizienz von den Umweltbedingungen hinweist. Hier ist vor allem die Beeinflussung des Brechungsindex durch die meteorologischen Bedingungen von Bedeutung, aber auch die Änderung der atmosphärischen Absorption beeinflusst den Wert. Untersuchungen der Effekte höherer Ordnung, wie Abhängigkeit der rekonstruierten Effizienz von Ringradius und Impaktparameter, zeigen keinen signifikanten Einfluss auf die Mittelwerte. Der systematische Fehler der Methode kann aufgrund der Untersuchungen zu  $\Delta\varepsilon/\varepsilon \leq 2\%$  abgeschätzt werden. Die Myon-Ring Analyse baut zwangsläufig auf der Kalibration der Elektronik auf, bietet aber auch die Möglichkeit, jeden einzelnen Schritt der Elektronik-Kalibration gegenzuprüfen. Fehler in der Standard-Kalibrationssoftware, ebenso wie problematische Pixel,

wurden auf diesem Wege identifiziert.

Der Supernova-Überrest RX J1713.7-3946 wird in dieser Arbeit auf die Emission von TeV  $\gamma$ -Strahlung hin untersucht. RXJ1713 ist einer der im Röntgenbereich hellsten schalenartigen Supernova-Überreste, ohne Hinweise auf thermische Emission. Nachdem Beobachtungen durch Röntgensatelliten eindeutig die Beschleunigung von Elektronen in der durch die Supernova erzeugten Schockfront belegt haben, sucht man nach eindeutigen Hinweisen auf hadronisch induzierte  $\gamma$ -Strahlung. Eine durch Pionzerfall bedingte  $\gamma$ -Emission würde die Beschleunigung von Hadronen auf TeV-Energien belegen und die postulierte Verbindung der Supernovae zur kosmischen Strahlung beweisen. Die CANGAROO-Kollaboration hat bereits 2001 von ihrem Nachweis von  $\gamma$ -Strahlung von RXJ1713 mit einer Signifikanz von  $5.6 \sigma$  berichtet und nach weiteren Beobachtungen den Nachweis einer hadronisch induzierten  $\gamma$ -Komponente postuliert, was aber angezweifelt wurde. In dieser Arbeit kann mit zwei Teleskopen des H.E.S.S.-Systems nach einer verwendbaren Beobachtungszeit von  $\sim 18$  h ein  $\gamma$ -Signal von RXJ1713 mit einer Signifikanz von  $20.1 \sigma$  und einem integralen Fluss über 1 TeV von  $\Phi = (6.1 \pm 0.3_{stat} \pm 1.3_{sys}) \cdot 10^{-8} \text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$  nachgewiesen werden. RXJ1713 ist somit der erste schalenartige Supernova-Überrest, für den die Emission von  $\gamma$ -Strahlung von zwei unabhängigen Arbeiten nachgewiesen wird, wenngleich die angegebenen Flussraten noch im Widerspruch zueinander stehen. Weitere Beobachtungen des Objekts durch beide Gruppen werden diesen Widerspruch womöglich auflösen. Die Erstellung eines Spektrums sollte nach neuerlicher Beobachtung des Objekts mit dem fertiggestellten H.E.S.S.-System aus vier Teleskopen möglich werden. Durch die hohe Auflösung der Richtungsrekonstruktion von H.E.S.S. wird es auch erstmals möglich sein, Spektren für verschiedene Gebiete in einer ausgedehnten Quelle anzugeben.

Über 90 Jahre nach der Entdeckung der kosmischen Strahlung durch Victor Hess steht die Frage nach der Ursache dieses Phänomens möglicherweise kurz vor ihrer eindeutigen Beantwortung. Die  $\gamma$ -Astronomie mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen liefert wichtige Erkenntnisse zu verschiedenen Aspekten der Teilchenastrophysik und hat sich als wertvolle Untersuchungsmethode etabliert. Die neue Generation von Cherenkov-Teleskopen, die kürzlich erst ihren vollen Betrieb aufgenommen hat, oder in nächster Zeit aufnehmen wird lässt eine Vielzahl an neuen Quellen erwarten. Das H.E.S.S.-Experiment wird hierbei zweifellos eine wichtige Rolle spielen.



# Kapitel 5

## Appendix

### 5.1 Regelparameter der Servo Geschwindigkeitssteuerung

Parameter	Standard/ Einheit	Parameter-Beschreibung
S-0-0036	Upm	Geschwindigkeits-Sollwert $v^{\text{Soll}}$
S-0-0037	0 Upm	Geschwindigkeits-Sollwert additiv $v_{\text{add}}$
S-0-0040	Upm	Geschwindigkeits-Istwert $v^{\text{Ist}}$
S-0-0080	%	Drehmoment/Kraft-Sollwert $I^{\text{Soll}}$ , siehe (a)
S-0-0084	%	Drehmoment/Kraft-Istwert, $I^{\text{Ist}}$
S-0-0091	4500 Upm	Geschwindigkeits-Grenzwert bipolar $v_{\text{max}}^{\text{Soll}}$
S-0-0092	4000 %	Drehmoment/Kraft-Grenzwert bipolar (700 A / 539 Nm)
S-0-0100	1.5 As/rad	Geschwindigkeitsregler-Proportionalverstärkung
S-0-0101	6 ms	Geschwindigkeitsregler-Nachstellzeit
S-0-0106	8 V/A	Stromregler-Proportionalverstärkung 1
S-0-0107	3 ms	Stromregler-Nachstellzeit 1
P-0-0004	500 $\mu\text{s}$	Drehzahlregler-Glättungszeitkonstante
P-0-0109	5000 %	Spitzendrehmoment/Kraft-Begrenzung (875 A / 674 Nm)
P-0-0121	0 %	Geschwindigkeits-Mischfaktor Geber 1 & 2, Wichtung $v_{\text{act},2}$
P-0-0180	900 Hz	Sperrfrequenz Geschwindigkeitsregler, Band-Pass Filter
P-0-0181	0 Hz	Bandbreite Sperrfilter Geschwindigkeitsregler siehe (b)
P-0-0538	BIN	Motorfunktionsparameter 1
P-0-1201	0 rad/s <sup>2</sup>	Steigung Rampe 1, Beschleunigung $a_{\text{max},1}$
P-0-1202	0 Upm	Endgeschwindigkeit Rampe 1 $v_{\text{max},1}$
P-0-1203	20 rad/s <sup>2</sup>	Steigung Rampe 2 $a_{\text{max},2}$ , wenn $v > v_{\text{max},1}$ , dann $a_{\text{max},2}$ aktiv
P-0-1222	0 ms	Geschwindigkeits-Sollwert-Filter (Tiefpass), Begrenzt $da/dt$
P-0-4046	40 A	Wirksamer Spitzenstrom, (30.8 Nm) siehe (a) und (c)

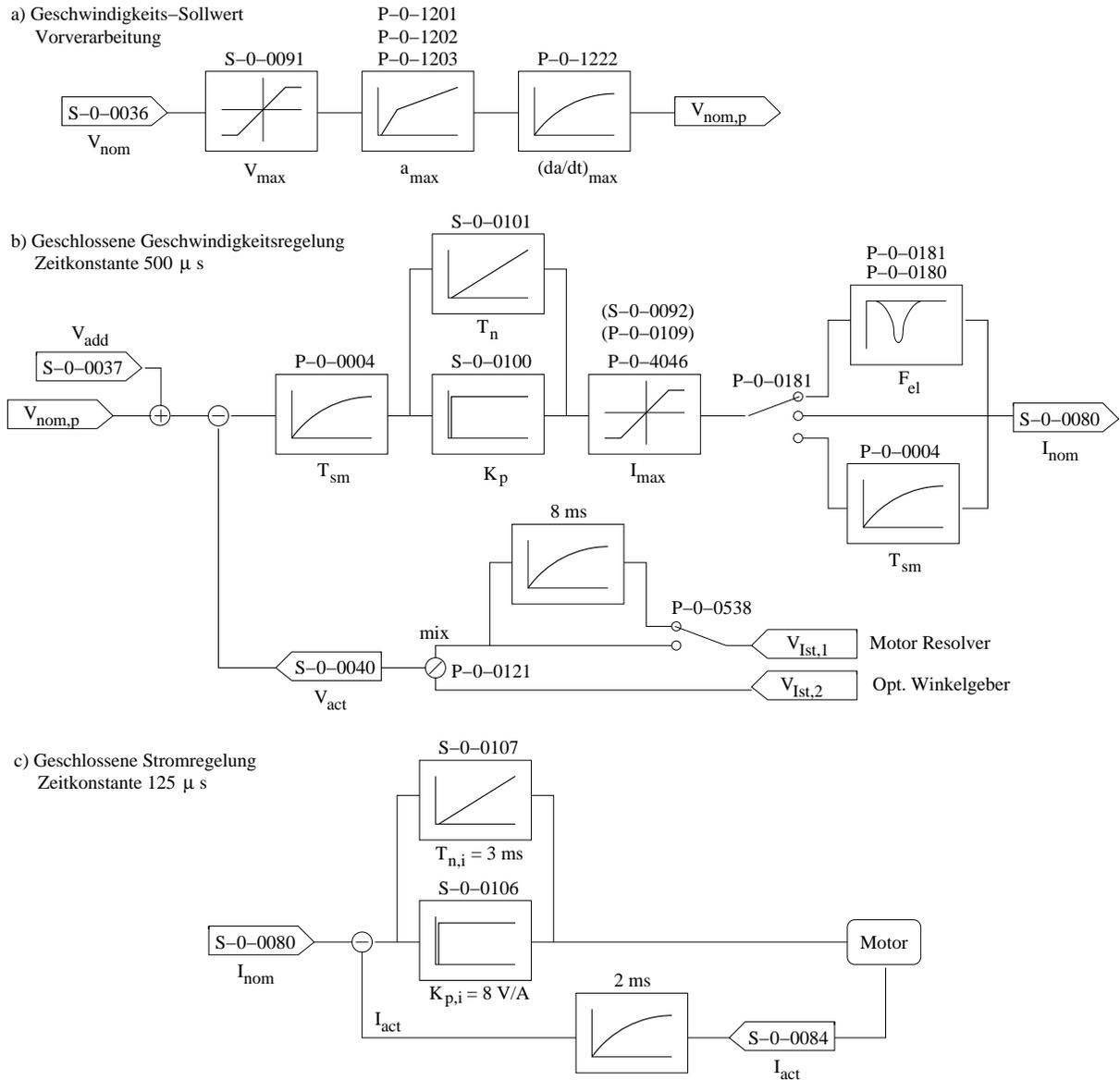


Abbildung 5.1: Regeltechnische Auslegung der Teleskopsteuerung

Bemerkungen:

Alle Parameter Identifikationsnummern und Standardwerte folgen [Ind00]. Standardwerte für Geschwindigkeitsregler für  $J_{Tot} = J_S$ .

(a) Alle Drehmoment/Kraft Werte werden angegeben in Prozent des Motor-Stillstandsstromes  $S-0-0111 = 17.5$  A. Das resultierende Drehmoment ergibt sich als der Strom multipliziert mit der Drehmoment/Kraft-Konstante  $P-0-0051 = 0.77$  Nm/A.

(b) Wenn die Bandbreite des Sperrfilters auf -1 oder 0 gesetzt ist, so ist der

Band-Pass Filter deaktiviert. Wenn sie auf -1 gesetzt ist, wird ein Glättungsfilter aktiviert mit P-0-0004 als Zeitkonstante  $T_c$ . Zusammen mit der Glättung des Eingangswertes der Geschwindigkeitsreglung resultiert dies in einem Filter mit der Abschneidefrequenz  $f_c = \frac{1}{2 \pi T_g}$ .

(c) Der wirksame Spitzenstrom kennzeichnet den Stromwert, welchen der Verstärker über eine kurze Zeit (0.4 s) liefern kann. Er hängt ab von mehreren anderen Parametern, von denen einige von der Hardware abhängen, andere wiederum durch den Anwender gesetzt werden können. Der Motor Spitzenstrom S-0-0109, der Verstärker Spitzenstrom S-0-0110, der Magnetisierungsstrom P-0-4004 und die Verstärker Kenndaten P-0-4058 sollten nicht angefasst werden. Der Drehmoment/Kraft-Grenzwert bipolar S-0-0092 und die Spitzendrehmoment/Kraft-Begrenzung P-0-0109 werden von Anwender konfiguriert und setzen ein Maximaldrehmoment, das nicht überschritten wird. Diese Parameter sorgen dafür, dass die Servomotoren anhalten, wenn die Teleskopmechanik blockiert wird, und nicht mit roher Gewalt versuchen weiterzufahren.



# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>97] F. Aharonian et al. Measurement of the flux, spectrum and variability of TeV  $\gamma$ -rays from Mkn501 during a state of high activity. *Astronomy and Astrophysics*, 327:L5–L8, 1997.
- [A<sup>+</sup>99] F. Aharonian et al. The temporal characteristics of the TeV gamma-radiation from Mkn 501 in 1997. *Astronomy and Astrophysics*, 342:69–86, 1999.
- [A<sup>+</sup>01] F. Aharonian et al. Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A. *A&A*, 340:112–120, 2001.
- [A<sup>+</sup>04a] F. Aharonian et al. *Calibration of cameras of the HESS detector*, 2004. wird erscheinen in *Astropart. Phys.*
- [A<sup>+</sup>04b] F. Aharonian et al. *Observation of the Crab Nebula with HESS (Arbeitstitel)*, 2004. wird erscheinen in *A&A*.
- [ADV94] F. Aharonian, L. Drury, and H. Völk. Gamma-Ray Emission from Dense Molecular Clouds Overtaken by Supernova Shells. *A&A*, 285:645–647, 1994.
- [B<sup>+</sup>02] Y. M. Butt et al. Supernova-remnant origin of cosmic rays ? *Nature*, 418:499, 2002.
- [B<sup>+</sup>03] K. Bernlöhr et al. The optical system of the HESS imaging atmospheric Cherenkov telescopes, Part I: layout and components of the system. *Astropart. Phys.*, 20:111–128, 2003.
- [Bac00] A. Backhaus. *Max Planck Institut für Kernphysik Pflichtenheft SPS*, 2000. Moeller Electric Mannheim, Version 2.
- [Ben04] W. Benbow. *Analysis and Optimum Cuts for H.E.S.S.*, 2004. Presentation H.E.S.S. Meeting Durham 2004.
- [Ber00] K. Bernlöhr. Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique. *Astropart. Phys.*, 12:255–268, 2000.

- [Ber01] K. Bernlöhr. *CORSIKA and simhessarray - Simulation of the imaging atmospheric Cherenkov technique for the H.E.S.S. experiment*, 2001. HESS interne Notiz.
- [Ber02] K. Bernlöhr. *Shadowing in a H.E.S.S. telescope due to masts and other elements*, 2002. HESS interne Notiz.
- [Ber04a] D. Berge. Private mitteilung, 2004.
- [Ber04b] K. Bernlöhr. Private mitteilung, 2004.
- [Bol99] O. Bolz. *Kalibration der HEGRA Tscherenkow-Teleskope mit Myon-Ringen*, 1999. Diplomarbeit Ruprecht-Karls-Universität / Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg.
- [Bol03] O. Bolz. *The HESS Servo-System*, 2003. HESS interne Notiz, überarbeitete Fassung.
- [C<sup>+</sup>03] R. Cornils et al. The optical system of the HESS imaging atmospheric Cherenkov telescopes, Part II: mirror alignment and point spread function. *Astropart. Phys.*, 20:129–143, 2003.
- [CC04] C. Cassam-Chenai. XMM-Newton observation of SNR RX J1713.7-3946. In *Young Neutron Stars and their Environment, IAU Symposium*, volume 218, 2004.
- [CK93] B. B. Chaudhuri and P. Kundu. Optimum circular fit to weighted data in multi-dimensional space. *Pattern Recognition Letters*, 14:1–6, 1993.
- [CO84] N.I. Chernov and G.A. Ososkov. Effective Algorithms for Circle Fitting. *Computer Physics Communications*, 33, 1984.
- [DAV94] L. Drury, F. Aharonian, and H. Völk. The gamma-ray visibility of supernova remnants. A test of cosmic ray origin. *A&A*, 287:959–971, 1994.
- [DC57] J. Davies and E. Cotton. . *Journal of Solar Energy Science and Engineering*, 1:16ff., 1957.
- [E<sup>+</sup>02] R. Enomoto et al. The acceleration of cosmic-ray protons in the supernova remnant RX J1713.7-3946. *Nature*, 416:823–826, 2002.
- [Fer49] E. Fermi. On the Origin of Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75, 1949.
- [Gil04] S. Gillessen. *Sub-Bogenminuten genaue Positionen von TeV-Quellen mit HESS*, 2004. Dissertation Ruprecht-Karls-Universität / Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg.

- [H<sup>+</sup>99] R. Hartmann et al. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *ApJS*, 123:79–202, 1999.
- [H<sup>+</sup>02] K. Hagiwara et al. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 66, 2002.
- [H<sup>+</sup>04] S. Haino et al. *Measurements of Primary and Atmospheric Cosmic-Ray Spectra with the BESS-TeV Spectrometer*, 2004. astro-ph/0403704, v1.
- [Hil85] A. Hillas. Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma. In *Proceedings of the 19th ICRC 3, La Jolla*, volume 3, pages 445–448, 1985.
- [Hof98] W. Hofmann. *Lightning protection for the HESS telescopes*, 1998. HESS interne Notiz.
- [Ind00] Rexroth Indramat. *ECODRIVE03 Antrieb für Werkzeugmaschinenanwendungen mit SERCOS-, Analog- und Parallelinterface, Parameterbeschreibung SMT-02VRS*, 2000. Hersteller-Dokumentation.
- [Jac82] J. Jackson. *Classical Electrodynamics*. de Gruyter New York, 1982.
- [K<sup>+</sup>95] K. Koyama et al. Evidence for Shock Acceleration of High-Energy Electrons in the Supernova Remnant SN 1006. *Nature*, 378:255ff., 1995.
- [K<sup>+</sup>99] A. Konopelko et al. Performance of the stereoscopic system of the HEGRA imaging air Cherenkov telescopes: Monte Carlo simulations and observations. *Astropart. Phys.*, 10:275–289, 1999.
- [Kec01] T. Keck. *Private Mitteilung*, 2001. Beratendes Ingenieurbüro Schlaich-Bergemann und Partner.
- [KK01] A. Koch and A. Kohnle. *Quantum and Collection Efficiency Measurements of the Photonis XP2960 Photomultipliers*, 2001. HESS interne Notiz.
- [Kra00] H. Krawczynski. *Study of several Winston cone geometries*, 2000. HESS interne Notiz.
- [L<sup>+</sup>03] J. Lazendic et al. X-Ray Observations of the Compact Central Object in Supernova Remnant G347.3-0.5. *ApJ*, 593:L27–L30, 2003.
- [L<sup>+</sup>04] J. Lazendic et al. A high-resolution study of nonthermal radio and x-ray emission from SNR G347.3-0.5. *ApJ*, 602:271–285, 2004.
- [Lif01] G. Lifin (Hrsg.). *Technische Optik in der Praxis*, page 128ff. Springer, 2. edition, 2001.

- [LM00] T. Li and Y. Ma. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *ApJ*, 272:317–324, 2000.
- [LW02] H. Lutz and W. Wendt. *Taschenbuch der Regelungstechnik*. Harri Deutsch, Ffm., 4. edition, 2002.
- [M<sup>+</sup>00] H. Muraishi et al. Evidence for TeV gamma-ray emission from the shell type SNR RX J1713.7-3946. *A&A*, 354:L57–L61, 2000.
- [Mas03] C. Masterson. *Observation of galactic TeV gamma ray sources with H.E.S.S.*, 2003. Präsentation während der 28th Cosmic Ray Conference, Tsukuba.
- [Nau00] Nautical Almanac Office (US) and Her Majesty’s Nautical Almanac Office (UK). *The Astronomical Almanac*, 2000.
- [P<sup>+</sup>95a] Press et al. *Numerical Recipes in C*, page 261ff. Cambridge Univ.Press, 2nd edition, 1995.
- [P<sup>+</sup>95b] Press et al. *Numerical Recipes in C*, page 408ff. Cambridge Univ.Press, 2nd edition, 1995.
- [P<sup>+</sup>03] T. Pannuti et al. RXTE, ROSAT and ASCA Observations of G347.3-0.5 (RX J1713.7-3946): Probing Cosmic-Ray Acceleration by a Galactic Shell-Type Supernova Remnant. *ApJ*, 593, 2003.
- [PA96] E. Pfeffermann and B. Aschenbach. Röntgenstrahlung from the universe (eds. Zimmermann et al.). *MPE Report*, 263, 1996.
- [Pü01] G. Pühlhofer. *TeV  $\gamma$ -Emission des Supernova-Überrestes Cassiopeia A: Erster Nachweis mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System*, 2001. Dissertation Ruprecht-Karls-Universität / Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg.
- [R<sup>+</sup>96] A.C. Rovero et al. Calibration of the Whipple atmospheric Cherenkov telescope. *Astropart. Phys.*, 5:27–34, 1996.
- [R<sup>+</sup>02] G. Rowell et al. *Test measurements of H.E.S.S. mirrors*, 2002. HESS interne Notiz.
- [RP02] O. Reimer and M. Pohl. No evidence yet for hadronic TeV gamma-ray emission from SNR RX J1713.7-3946. *A&A*, 390:L43–L46, 2002.
- [S<sup>+</sup>99] P. Slane et al. Nonthermal X-ray emission from the shell-type supernova remnant G347.3-0.5. *ApJ*, 525:357–367, 1999.
- [Sar95] M. Sarazin. *Environmental Conditions on Potential Observatories*, 1995. ESA-MPIA, Gamsberg Astroclimatological Summary Report.

- [Sch98] Ingenieurbüro Schlaich-Bergermann und Partner. *Auslegung von Motoren und Getrieben fuer das Cherenkov-Teleskop*, 1998. HESS Projektierungsunterlagen.
- [Sch00] Ingenieurbüro Schlaich-Bergermann und Partner. *Leistungsverzeichnis Elektroanlagen Cherenkov-Teleskop*, 2000. Endfassung.
- [T<sup>+</sup>71] Y. Takahashi et al. Parametereinstellung bei linearen DDC-Algorithmen. *Regelungstechnik und Prozess-Datenverarbeitung*, 19:237–244, 1971.
- [TG97] M. Trueblood and R.M. Genet. *Telescope Control*. Willmann-Bell, 1997.
- [U<sup>+</sup>03] Y. Uchiyama et al. Fine-structure in the nonthermal X-ray emission of SNR RX J1713.7-3946 revealed by Chandra. *A&A*, 400:567–574, 2003.
- [V<sup>+</sup>94] G. Vacanti et al. Muon ring images with an atmospheric Cherenkov telescope. *Astropart. Phys.*, 2:1–11, 1994.



# Danksagung

Diese Arbeit hätte nicht entstehen können, ohne die Menschen in meinem beruflichen und privaten Umfeld, die mich auf so vielfältige Weise in den letzten Jahren unterstützt haben. Ihnen allen gilt mein Dank für die vergangenen Jahre.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Werner Hofmann, für die Möglichkeit, einen Beitrag zum H.E.S.S.-Experiment leisten zu können, die Freiheit bei der Durchführung der Arbeit und das Vertrauen über die vergangenen Jahre.

Kein guter Beitrag kann in unserer Zeit zur Physik geleistet werden, hinter dem nicht eine ganze Gruppe engagierter Kollegen steht, deren Zusammenarbeit erst Resultate einbringt. So möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Heidelberger H.E.S.S.-Gruppe für interessante Diskussionen, manche Hilfestellung und die gute Arbeitsatmosphäre, ob in Heidelberg, Namibia oder Konferenzorten irgendwo in der Welt, bedanken. German Hermann danke ich für die Zusammenarbeit bei der Verwirklichung des Antriebssystems, seine Beiträge und konstruktive Kritik in manch heftiger Diskussion hat die Qualität des Antriebskonzeptes stark beeinflusst. Michael Panter war in allen Fragen zu Stahlbau und Hardware ein unverzichtbarer Ansprechpartner und auch jenseits der physikalischen Arbeit ein stets angenehmer Gesprächspartner. Conor Masterson war oftmals mein Lebensretter im Nahkampf mit der nicht immer perfekten H.E.S.S.-Software. Ebenso war Jim Hinton ein stets gutgelaunter, hilfsbereiter Beistand in allen Problemen mit Software oder Analyse. Konrad Bernlöhner war nicht nur wegen seiner hervorragenden Monte-Carlo Simulationen unverzichtbar, sondern auch wegen seiner geduldigen Hilfe, wenn PC oder Laptop die Zusammenarbeit einmal mehr verweigerten. Ira Jung war langjährige Zimmer- und bezüglich der Software auch verständnisvolle Leidensgenossin, deren Wissen zur Kalibration so manche Frage auf kurzem Wege zu klären half. Diese Arbeit enthält ebenso wichtige Impulse und Beiträge von Wytan Benbow, David Berge, Stefan Gillessen, Stefan Funk und Bruno Khelifi.

Christian Stegmann und Christoph Borgmeier aus Berlin danke ich für die angenehme Zusammenarbeit bei der Integration der Antriebs-Steuerungssoftware in die H.E.S.S.-Software, sowie stundenlangen telefonischen Software-Support nach Namibia, notfalls auch mitten in der Nacht. Die Myon-Ring Analyse erhielt wichtige Anregungen durch Diskussionen mit den Kollegen Ignacio Redondo-Fernandez und Nicolas Leroy aus Frankreich.

Den Hardware Teil hätte es auch nicht gegeben, ohne die Bemühungen der Mitarbeiter der Feinmechanik-Werkstatt, insbesondere Hans Fuchs, Frank Garecht, Martin Holdermann und Stefan Schmidt. Ebenso wichtig war die Elektronik-Werkstatt, vor allem Norbert Bulian, Jan Martin, Thomas Wagner und Volker Wieder. Ruben Kankanyan aus der Konstruktionsabteilung hat meine Doktorandenzeit nicht nur durch Diskussionen über Aspekte der Konstruktion, sondern auch durch Gespräche abseits der Arbeit bereichert. Die Arbeit vor Ort in Namibia wurde mir sehr leicht gemacht durch die engagierte Unterstützung der örtlichen Mechaniker Eben Tjingaete und Maweipi Kanjii. Toni Hanke war als Site-Manager vor Ort nicht nur ein hilfreicher und vielseitiger Ansprechpartner, sondern zusammen mit seiner Familie auch ein stets freundlicher Gastgeber.

Den Menschen aber, die für mich in den vergangenen Jahren am allerwichtigsten waren und in Zukunft sein werden, möchte ich zum Schluss meinen größten Dank aussprechen. Mein ganzes Leben lang haben meine Eltern ohne wenn und aber hinter mir gestanden, und haben selbst auf vieles verzichtet, um mir die Freiheit zu geben, meinen Interessen nachzugehen. Ohne Wilfried und Anneliese Bolz hätte ich niemals diesen Weg bis hier gehen können. Meiner eigenen kleinen Familie verdanke ich indessen, dass sie mein Leben unendlich bereichert und lebenswert macht. Mein Sohn Dorian war jederzeit durch seine Lebhaftigkeit und Fröhlichkeit eine Quelle der Motivation und das beste Gegenmittel gegen Frust. Meiner Frau Julia gilt mein inniger Dank für ihre Liebe und loyale Unterstützung, und insbesondere ihre Nachsicht in den letzten Wochen vor der Fertigstellung dieser Arbeit.