

Justierung und Abbildungsfunktion  
der H.E.S.S.-Reflektoren sowie  
Untersuchung der ultraleuchtkräftigen  
Infrarot-Galaxie Arp 220  
mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem

**Dissertation**  
**zur Erlangung des Doktorgrades**  
**des Departments Physik**  
**der Universität Hamburg**

vorgelegt von  
René Cornils  
aus Hamburg

Hamburg  
2006

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. Götz Heinzelmann Prof. Dr. Werner Hofmann
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. Götz Heinzelmann Prof. Dr. Caren Hagner
Datum der Disputation:	20. Dezember 2006
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Dr. Hans Dierk Rüter
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. Günter Huber
Dekan der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften:	Prof. Dr. Arno Frühwald

## Kurzfassung

Die H.E.S.S.-Kollaboration betreibt im Khomas-Hochland in Namibia ein stereoskopisches System aus vier großen abbildenden Cherenkov-Teleskopen zum Nachweis sehr hochenergetischer kosmischer  $\gamma$ -Strahlung mit Energien oberhalb von 100 GeV. Als primärer Detektor wird dabei die Erdatmosphäre genutzt; kosmische Teilchen mit solch hohen Energien induzieren in der Atmosphäre Kaskaden sekundärer Teilchen, wobei u.a. Cherenkov-Licht entsteht. Dieses wird mittels großer Reflektoren auf hochempfindliche Kameras fokussiert. Die Analyse der aufgezeichneten Bilder ermöglicht es schließlich, Rückschlüsse auf Herkunftsrichtung, Natur und Energie des Primärteilchens zu ziehen. Die H.E.S.S.-Teleskope verfügen jeweils über einen Davies-Cotton-Reflektor von 107 m<sup>2</sup> Spiegelfläche, welcher von 380 Spiegelfacetten gebildet wird. Die einzelnen Spiegelfacetten müssen hierbei sehr genau ausgerichtet sein, um eine gute Abbildungsqualität zu gewährleisten. Erstmals bei Cherenkov-Teleskopen wird dazu Sternlicht für eine automatisierte Justierung verwendet, welches direkt in der Fokalebene abgebildet wird. Dieses Verfahren bietet u.a. den Vorteil, die Reflektoren im Arbeitsbereich der Teleskope justieren und die Abbildungsfunktion dabei permanent überwachen zu können. In dieser Arbeit wird das Gesamtsystem zur Justierung der Spiegelfacetten vorgestellt sowie die damit erzielten Ergebnisse bewertet und Simulationsrechnungen gegenübergestellt. Der resultierende 80%-Umschließungsradius der Abbildungsfunktion bei achsenparalleler Abbildung beträgt  $r_{80\%} = 0.40$  mrad und ist damit weitaus kleiner als die Pixelgröße der Cherenkov-Kameras mit einem entsprechenden Wert von 1.3 mrad. Die Spezifikation für die Maximalbreite der Abbildungsfunktion wird ebenfalls deutlich unterschritten, und zwar um mehr als einen Faktor zwei. Des Weiteren werden die elevationsabhängige Deformation der Reflektoren sowie die Langzeitstabilität der Teleskopkonstruktion anhand von Messungen der Abbildungsfunktion untersucht. Wie sich zeigt, gewährleistet die solide Stahlkonstruktion auch ohne Rejustierungen über viele Jahre eine sehr gute Abbildungsqualität für den gesamten Arbeitsbereich der Teleskope. In der vorliegenden Arbeit werden ferner stereoskopische Luftschauer-Daten aus Beobachtungen der ultraleuchtkräftigen Infrarot-Galaxie Arp 220 mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem analysiert und ausgewertet. Starburst-Galaxien, zu denen auch ultraleuchtkräftige Infrarot-Galaxien gehören, werden neben den bereits etablierten extragalaktischen Quelltypen seit längerem als weitere Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung diskutiert. Bisher konnte jedoch kein eindeutiger Nachweis für diese Klasse von Objekten erbracht werden. Arp 220 ist mit einer Rotverschiebung von  $z = 0.018$  die der Erde nächstgelegene ultraleuchtkräftige Infrarot-Galaxie und wurde mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem im Mai/Juni 2005 für etwa 16 Stunden beobachtet. Zwar gelingt mit den vorliegenden Daten auch für Arp 220 kein Nachweis, die ermittelte obere Grenze für den integralen Photonen-Fluss oberhalb einer Energie von 1 TeV von  $F_{\gamma}(> 1 \text{ TeV}) \leq 3.3 \cdot 10^{-13} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bzw. 16 mCrab liegt jedoch bereits unterhalb erster Flussvorhersagen. Jüngste Modellierungen und Beobachtungen von Starburst-Galaxien lassen allerdings erwarten, dass die derzeitige Generation von Cherenkov-Teleskopen nur mit sehr tiefen Beobachtungen dazu in der Lage sein wird, diese Objekte als Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung nachzuweisen.

## Abstract

The H.E.S.S. Collaboration operates a stereoscopic system of four large imaging atmospheric Cherenkov telescopes in the Khomas Highlands in Namibia. The system is designed to measure cosmic  $\gamma$ -radiation with energies above 100 GeV where the earth's atmosphere is used as primary detector. When entering the atmosphere, cosmic particles of such high energy initiate cascades of secondary particles accompanied by Cherenkov radiation. This light is focused onto highly sensitive cameras by large reflectors. The recorded images of the air showers then provide information for the reconstruction of the direction of origin, nature, and energy of the primary particles. The H.E.S.S. telescopes are equipped with Davies-Cotton reflectors of 107 m<sup>2</sup> surface, consisting of 380 mirror facets each. In order to guarantee an accurate imaging quality, a precise alignment of the mirror facets is crucial. For the first time in Cherenkov astronomy, star light directly imaged onto the focal plane is used for an automated alignment. One of the advantages of this approach is the ability to align the reflectors within their range of normal operation while permanently monitoring the point spread function. In this thesis the entire alignment system is presented and the results achieved are discussed and compared with detector simulations. On-axis, the resulting point spread function has an 80% containment radius of  $r_{80\%} = 0.40$  mrad which is well below the corresponding value for the pixels of the Cherenkov cameras of 1.3 mrad. The width of the point spread function is also significantly below the specified maximum width, in fact by more than a factor of two. In addition to this, the elevation-dependent deformation of the reflectors as well as the long-term stability of the telescope structure are investigated by measurements of the point spread function. Results indicate that even without realignments the solid steel construction can ensure a very good imaging quality for the whole range of telescope elevations over a period of many years. This thesis also presents an analysis of stereoscopic air-shower data from H.E.S.S. observations of the ultraluminous infrared galaxy Arp 220. Ultraluminous infrared galaxies belong to the class of starburst galaxies, as they harbour sites of extreme star-formation. In addition to the well established types of extragalactic sources of very high energy  $\gamma$ -rays, starburst galaxies have long been discussed as further sources. So far, however, there has been no clear detection for this type of objects. With a redshift of  $z = 0.018$  Arp 220 is the nearest ultraluminous infrared galaxy to earth and was observed with the H.E.S.S. telescopes in May/June 2005 for about 16 hours. With the present data no significant signal has been found, but the derived upper limit on the integral photon flux above an energy of 1 TeV of  $F_{\gamma}(> 1 \text{ TeV}) \leq 3.3 \times 10^{-13}$  photons cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> or 16 mCrab is already below first model predictions. However, recent model calculations and observations of starburst galaxies suggest that with Cherenkov telescopes of the current generation very deep observations are necessary to reveal this type of objects as sources of very high energy  $\gamma$ -rays.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Astrophysik mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen</b>	<b>3</b>
2.1	Die kosmische Strahlung . . . . .	3
2.1.1	$\gamma$ -Strahlung als Signatur kosmischer Teilchenbeschleuniger . . .	5
2.1.2	Quellen sehr hochenergetischer kosmischer $\gamma$ -Strahlung . . . . .	6
2.1.2.1	Galaktische Objekte . . . . .	6
2.1.2.2	Extragalaktische Objekte . . . . .	7
2.2	Die abbildende Cherenkov-Technik . . . . .	8
2.2.1	Die Entstehung von Luftschauern . . . . .	9
2.2.2	Abbildende Cherenkov-Teleskope . . . . .	10
2.2.2.1	Stereoskopische Systeme . . . . .	12
2.3	Das H.E.S.S.-Teleskopsystem . . . . .	14
2.3.1	Aufbau der Teleskope . . . . .	15
2.3.2	Die Cherenkov-Kamera und der System-Trigger . . . . .	17
2.3.3	Luftschauer- und Detektorsimulation . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Justierung und Abbildungsfunktion der H.E.S.S.-Reflektoren</b>	<b>19</b>
3.1	Justierung der Spiegelfacetten . . . . .	19
3.1.1	Komponenten und Aufbau des optischen Systems . . . . .	21
3.1.2	Das Mirror Alignment Control System (MACS) . . . . .	23
3.1.2.1	Aktuatormotoren und Steuerungshardware . . . . .	24
3.1.2.2	CCD-Kamera zur optischen Rückkoppelung . . . . .	27
3.1.2.3	Steuerungssoftware . . . . .	29
3.1.3	Mathematische Grundlagen der Spiegeljustierung . . . . .	31
3.1.3.1	Intrinsische Positionierungsungenauigkeit aufgrund der endlichen Aktuatorschrittweite . . . . .	31
3.1.4	Simulation der Genauigkeit verschiedener Justieralgorithmen . .	32
3.1.5	Justierprozedur . . . . .	35
3.1.5.1	Bildanalyse . . . . .	37
3.1.5.2	Prozedur der Erstjustierung . . . . .	41
3.1.5.3	Prozedur der Rejustierung . . . . .	45
3.1.5.4	Justiersterne . . . . .	46
3.1.5.5	Zeitbedarf . . . . .	47
3.2	Abbildungsfunktion der Reflektoren . . . . .	48
3.2.1	Abbildungsfunktion bei achsenparalleler Abbildung im middle- ren Arbeitsbereich der Teleskope . . . . .	49

3.2.2	Abbildungsfunktion als Funktion des Ortes im Gesichtsfeld der Cherenkov-Kamera . . . . .	51
3.2.3	Schwerkraft-induzierte Verformungen des Spiegelträgers . . . . .	54
3.2.4	Abhängigkeit der Abbildungsfunktion von der Elevation des Teleskops . . . . .	56
3.2.5	Simulation der Abbildungsfunktion . . . . .	58
3.2.5.1	Simulationsparameter . . . . .	59
3.2.5.2	Ergebnisse der Simulation . . . . .	61
3.2.6	Betrachtung der systematischen Fehler . . . . .	63
3.2.7	Betrachtung der Schwankungen aufgrund variierender Umgebungsbedingungen . . . . .	66
3.2.8	Langzeitstabilität der Teleskopkonstruktion . . . . .	70
3.3	Simulation des H.E.S.S. II-Reflektors . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Untersuchung der ultraleuchtkräftigen Infrarot-Galaxie Arp 220</b>	<b>75</b>
4.1	Starburst-Galaxien als mögliche Quellen sehr hochenergetischer $\gamma$ -Strahlung . . . . .	75
4.2	Die ultraleuchtkräftige Infrarot-Galaxie Arp 220 . . . . .	77
4.3	Analyse der H.E.S.S.-Daten . . . . .	81
4.3.1	Datenkalibration und Analysetechnik . . . . .	81
4.3.1.1	Datenkalibration . . . . .	81
4.3.1.2	Datenreduktion . . . . .	81
4.3.1.3	Bildselektion und Ereignisrekonstruktion . . . . .	82
4.3.1.4	Schnittoptimierte Ereignisselektion . . . . .	84
4.3.1.5	Statistische Auswertung . . . . .	86
4.3.2	Arp 220-Datensatz, Selektionsschnitte und weitere Analyseparameter . . . . .	88
4.4	Ergebnisse der H.E.S.S.-Beobachtungen von Arp 220 . . . . .	90
4.4.1	Bestimmung oberer Flussgrenzen von Arp 220 . . . . .	91
4.4.2	Betrachtung der Himmelskarte um Arp 220 . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>95</b>
<b>A</b>	<b>Weitere potentielle Justiersterne</b>	<b>97</b>
<b>B</b>	<b>Ungenauigkeit der Schwerpunktbestimmung bei der Spiegeljustierung</b>	<b>99</b>
<b>C</b>	<b>Abbildungsfunktion</b>	<b>101</b>
C.1	Mathematische Betrachtung . . . . .	101
C.2	Bildanalyse zur Bestimmung der Objektparameter . . . . .	104
C.2.1	Algorithmus <i>SpotExtraction</i> . . . . .	104
C.2.1.1	Bestimmung des Untergrundes . . . . .	105
C.2.1.2	Iterative Extraktion des Objektes . . . . .	106
C.2.1.3	Berechnung der Objektparameter . . . . .	109
C.2.2	Betrachtung der statistischen und systematischen Fehler anhand simulierter Lichtverteilungen . . . . .	112
C.2.2.1	Abbildungsfunktion bei achsenparalleler Abbildung . . . . .	114
C.2.2.2	Achsenferne Abbildungsfunktion . . . . .	119

---

<b>D</b>	<b>Chronologie der Spiegeljustierungen</b>	<b>127</b>
<b>E</b>	<b>The optical system of the H.E.S.S. II telescope</b>	<b>129</b>
E.1	Introduction . . . . .	129
E.2	The optical system . . . . .	129
E.3	Simulations . . . . .	131
E.4	Conclusions . . . . .	133
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>135</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>143</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>147</b>



im Gedenken an meine Mutter

sowie dem Lichtmädchen, natürlich



# Kapitel 1

## Einleitung

Die elektromagnetische Strahlung, welche unsere Erde aus dem Kosmos erreicht, wird seit vielen tausend Jahren dazu genutzt, das Universum und seine Phänomene zu studieren. War dafür anfänglich lediglich der optische Teil des Spektrums zugänglich, so stehen uns heute Nachweisinstrumente für einen vergleichsweise riesigen, wenn auch nicht kontinuierlichen Bereich zur Verfügung: beginnend mit Radioteleskopen für niedrigste Energien von etwa  $10^{-7}$  eV ( $\simeq 2 \cdot 10^7$  Hz) bis hin zu Cherenkov-Teleskopen, die kosmische Strahlungsquellen mit Photonen-Energien von bis zu  $10^{14}$  eV ( $\simeq 2 \cdot 10^{28}$  Hz) vermessen können. Die verantwortlichen Erzeugungsprozesse sind dabei sehr unterschiedlicher Art. Während beispielsweise im infrarot-optischen Wellenlängenbereich thermische Prozesse vorherrschen, es sich also vornehmlich um Wärmestrahlung handelt, so dominieren bei sehr hohen Energien nichtthermische Erzeugungsmechanismen. Diese Photonen entstehen bei der Wechselwirkung von auf sehr hohe Energien beschleunigte geladene Teilchen mit ihrer Umgebung. Zentral ist bei dem Studium der höchsten Energien die Fragestellung nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung, welche vornehmlich aus Protonen besteht und Teilchenenergien von über  $10^{20}$  eV erreichen kann. Allerdings trifft sie aufgrund der Ablenkung in interstellaren Magnetfeldern weitgehend isotrop auf die Erde, weshalb eine Zuordnung zur Erzeugungsregion kaum möglich ist. Da die Beschleunigung von geladenen Teilchen zu sehr hohen Energien aber von der Erzeugung sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung begleitet wird, lassen sich die betreffenden Regionen anhand von Photonen studieren. Denn diese tragen Informationen über die dortigen Bedingungen in Form entsprechend gestalteter spektraler Energieverteilungen und gegebenenfalls vorhandener Flussvariationen, eventuell sogar räumlich differenziert.

Das derzeit leistungsfähigste Instrument zur Untersuchung sehr hochenergetischer kosmischer  $\gamma$ -Strahlung wird von der H.E.S.S.-Kollaboration im Khomas-Hochland (1800 m üNN) in Namibia betrieben. Es ist dafür ausgelegt,  $\gamma$ -Photonen mit Energien zwischen etwa  $10^{11}$  eV (100 GeV) und einigen  $10^{13}$  eV (10 TeV) mit einer bislang unerreichten Sensitivität zu vermessen. Der Gesamtdetektor besteht aus vier großen abbildenden Cherenkov-Teleskopen, welche mittels eines Koinzidenztriggers zu einem stereoskopischen System zusammengeschaltet sind. Bei der Vermessung kosmischer Teilchen sehr hoher Energie mit Cherenkov-Teleskopen fungiert die Erdatmosphäre als primärer Detektor. Teilchen mit solch hohen Energien erzeugen in der Atmosphäre Kaskaden sekundärer Teilchen, wobei auch Cherenkov-Strahlung entsteht. Diese liefert – geeignet aufgezeichnet – Abbilder der Luftschauer, aus denen sich Aussagen über

Herkunftsrichtung, Art und Energie der Primärteilchen ableiten lassen. Dazu wird die Cherenkov-Strahlung mittels großer Reflektoren auf hochempfindliche Kameras fokussiert, welche die Abbilder anhand einer Matrix aus Photodetektoren aufzeichnen. Eine kurze Einführung in dieses Forschungsgebiet ist Gegenstand von Kapitel 2 dieser Arbeit. Darin werden die astrophysikalischen Fragestellungen skizziert sowie das Nachweisprinzip erläutert. Abschließend findet sich dort eine Vorstellung des H.E.S.S.-Teleskopsystems, mit welchem die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit erbracht wurden.

Die jeweils  $107 \text{ m}^2$  großen Reflektoren der H.E.S.S.-Teleskope werden, wie bei Cherenkov-Teleskopen üblich, aus vielen vergleichsweise kleinen Spiegelfacetten gebildet. Die genaue Ausrichtung der Spiegelfacetten ist dabei entscheidend für die Qualität der optischen Abbildung der auf die Cherenkov-Kamera fokussierten Luftschauer. Erstmals in der Cherenkov-Astronomie wurde für die H.E.S.S.-Teleskope dazu ein automatisiertes System basierend auf Sternlicht entworfen. Kapitel 3 dieser Arbeit widmet sich ausführlich sowohl der entwickelten Technik und Algorithmen zur Justierung der Spiegelfacetten als auch der mit dem System erzielten Resultate, welche zudem Simulationsrechnungen gegenübergestellt werden. Darüber hinaus werden einige Untersuchungen der Stabilität der Teleskopkonstruktion anhand entsprechender Messungen der Abbildungsleistung vorgestellt und die Ergebnisse diskutiert. Des Weiteren finden sich in den Anhängen A, B und D zusätzliche Informationen zur Spiegeljustierung sowie in Anhang C eine Diskussion der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Bildanalyse zur Bestimmung der Abbildungsfunktion. Abschließend werden in Anhang E Studien zum optischen System des geplanten sehr großen Cherenkov-Teleskops H.E.S.S.-II vorgestellt.

Innerhalb unserer Galaxie ist mittlerweile eine Vielzahl unterschiedlicher Objekte bekannt, welche Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung sind. Dazu zählen Pulsarwindnebel, schalenförmige Supernovaüberreste, Röntgenbinärsysteme und Mikroquasare. Darüber hinaus wurden einige galaktische Quellen entdeckt, die bislang keinen von anderen Wellenlängenbereichen bekannten Objekten zugeordnet werden können. Es ist durchaus möglich, dass die Cherenkov-Astronomie hiermit die Existenz einer bislang unbekanntes Art astrophysikalischer Objekte aufgezeigt hat. Dagegen sind alle bislang zweifelsfrei nachgewiesenen extragalaktischen Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung aktive Galaxienkerne. Abgesehen von nur einer Ausnahme gehören dabei alle zu einer einzigen Unterklasse, nämlich der der Blazare. Allerdings werden seit längerem weitere Klassen extragalaktischer Objekte als mögliche Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung vorgeschlagen. Hierzu zählen Starburst-Galaxien, bei welchen es sich um Sternsysteme handelt, die eine Phase mit außergewöhnlich hoher Sternentstehungsrate durchlaufen. Nach der gängigen Auffassung sollte ein derartiger Prozess eng mit der Erzeugung sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung verknüpft sein. Eine extreme Form von Starbursts tritt in ultraleuchtkräftigen Infrarot-Galaxien auf, bei denen es sich um stark interagierende oder sich zusammenschließende Galaxienpaare handelt. Arp 220 ist der der Erde nächstgelegene und wahrscheinlich beststudierte Vertreter dieser Klasse. Insbesondere liegen für Arp 220 seit kurzer Zeit Vorhersagen differentieller Photonen-Flüsse in dem für Cherenkov-Teleskope relevanten Energiebereich vor. Erste Studien ergaben dabei ein Flussniveau, das mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem in relativ kurzer Zeit nachzuweisen sein sollte. Die H.E.S.S.-Kollaboration hat Arp 220 unter anderem deshalb beobachtet. Die Analyse und Auswertung dieser Daten werden in Kapitel 4 dieser Arbeit vorgestellt und die daraus resultierenden Ergebnisse im Vergleich zu den Vorhersagen diskutiert.

## Kapitel 2

# Astrophysik mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen

Bevor der eigentliche Gegenstand dieser Arbeit zur Sprache kommt, sollen im Folgenden die für das Verständnis der Astrophysik mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen nötigen Grundbegriffe kurz eingeführt werden. Für weitergehende Betrachtungen der verschiedenen Aspekte sei auf die mittlerweile sehr umfangreiche Literatur hierzu verwiesen. Zum Einstieg eignen sich dabei insbesondere die Werke von Longair (1992, 1994), Schönfelder (2001), Weekes (2003) und Aharonian (2004). Darüber hinaus sind noch Gaisser (1990), Pohl (2002) und Schlickeiser (2002) zu nennen, wobei bei letzteren die theoretischen Aspekte im Vordergrund stehen. Soweit nicht anders angegeben, basieren die nachfolgenden Betrachtungen auf der genannten Literatur und können dort detailliert nachgelesen werden.

Des Weiteren soll im Anschluss daran das stereoskopische System aus vier großen abbildenden Cherenkov-Teleskopen der H.E.S.S.-Kollaboration kurz vorgestellt werden, welches den in den Hauptteilen dieser Arbeit beschriebenen Entwicklungen und Messungen zugrunde liegt.

### 2.1 Die kosmische Strahlung

Im Rahmen einer Untersuchung der höhenabhängigen Ionisation der Erdatmosphäre mit Hilfe von Ballonexperimenten wurde 1912 von Victor Hess entdeckt,

[...] daß eine Strahlung von sehr hoher Durchdringungskraft von oben her in unsere Atmosphäre eindringt [...]. (Hess 1912)

Seither ist die kosmische Strahlung Gegenstand intensiver Forschung, wobei insbesondere Fragestellungen nach ihrer Zusammensetzung, spektralen Energieverteilung und ihren Quellen – und damit den Erzeugungsmechanismen – im Vordergrund stehen.

Die kosmische Strahlung erreicht die Erde nahezu isotrop und konstituiert sich aus einer Vielzahl unterschiedlicher Teilchen, wobei die gemessene Zusammensetzung mit der Energie variiert. Die hadronische Komponente – bestehend vor allem aus Protonen – nimmt dabei den weitaus größten Teil ein. Die Energiedichte der kosmischen Strahlung beträgt etwa  $1 \text{ eV/cm}^3$  und ist damit von ähnlicher Größenordnung wie die vom interstellaren Magnetfeld ( $\sim 0.2 \text{ eV/cm}^3$ ), die des lokalen Sternlichtes ( $\sim 0.3 \text{ eV/cm}^3$ ) und die vom Mikrowellenhintergrund ( $\sim 0.3 \text{ eV/cm}^3$ ). Das Energie-

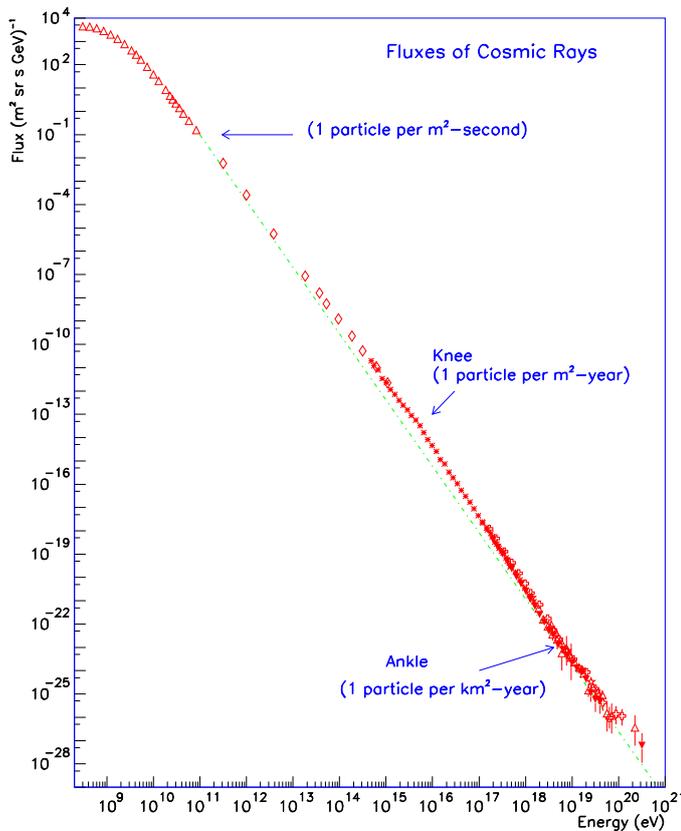


ABBILDUNG 2.1: Differenzielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung. [Diagramm: S. Swordy, zu finden beispielsweise bei Bhattacharjee & Sigl (2000)]

spektrum der kosmischen Strahlung ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Es folgt über viele Größenordnungen einem Potenzgesetz der Form  $dN/dE \propto E^{-\alpha}$ . Zwischen etwa  $10^{10}$  eV und  $3 \cdot 10^{15}$  eV beträgt der Spektralindex  $\alpha = 2.7$ . Ab dem Bereich des sogenannten Knies um  $3 \cdot 10^{15}$  eV wird das Spektrum steiler; bis etwa  $3 \cdot 10^{19}$  eV ergibt sich ein Spektralindex von  $\alpha = 3.1$ . Die Ursachen hierfür sind noch nicht geklärt. Zwei in diesem Zusammenhang diskutierte Hypothesen sind zum einen eine erhöhte galaktische Verlustrate aufgrund der dann ausreichenden Gyroradien und zum anderen die Dominanz eines neuen Erzeugungsprozesses. Ab einer Energie von etwa  $3 \cdot 10^{19}$  eV, dem Bereich des sogenannten Knöchels, zeigen die Messungen wieder einen flacheren Verlauf des Spektrums mit einem Spektralindex von  $\alpha = 2.7$ .

Der Ursprung der kosmischen Strahlung ist noch nicht vollständig verstanden. Ausgehend von der gemessenen Energiedichte und einer Abschätzung der galaktischen Verlustrate, ist aber bereits evident, dass nur Prozesse dafür in Frage kommen, bei denen sehr viel Energie freigesetzt wird. Die benötigte Leistung berechnet sich zu  $L \simeq 3 \cdot 10^{40}$  erg/s, wobei als Hauptenergielieferant hierfür Supernovae favorisiert werden. Hierbei handelt es sich um gewaltige Sternexplosionen, bei denen jeweils eine Gesamtenergie von etwa  $10^{51}$  erg freigesetzt wird. Solche Explosionen ereignen sich in der Milchstraße etwa alle 50 Jahre, womit sich eine Leistung von  $6 \cdot 10^{41}$  erg/s ergibt. Für die Beschleunigung von Teilchen auf relativistische Energien ist damit eine Effizienz von 5% nötig, um die geforderte Gesamtleistung zu erbringen.

Bei einer Supernova werden die äußeren Schichten des explodierenden Sterns aufgrund der freiwerdenden Energie aufgeheizt und expandieren mit hoher Geschwindigkeit. Die ausgeschleuderte Materie propagiert dabei mit Überschallgeschwindigkeit

ins interstellare Medium, wobei Schockfronten entstehen, in denen das ejizierte Plasma und das darin eingeschlossene Magnetfeld verdichtet werden. Die Beschleunigung von geladenen Teilchen in diesen Schockfronten kann im Rahmen eines vereinfachten Modells, der sogenannten Fermibeschleunigung erster Ordnung, näherungsweise verstanden werden. Die Teilchen werden danach in der Schockfront vor dem endgültigen Entkommen vielfach gestreut, wobei sie jedesmal an Energie hinzugewinnen. Der Prozess ist effizient; der mittlere Energiegewinn pro Streuung berechnet sich zu  $\Delta E/E \propto v/c$ , wobei  $v$  die Geschwindigkeit der ausgeschleuderten Materie beziffert. Das resultierende Energiespektrum der entkommenden Teilchen ergibt sich in diesem vereinfachten Modell zu  $dN/dE \propto E^{-2}$ . Unter Berücksichtigung u.a. relativistischer Effekte gelangen umfassendere Modelle zu einem realistischeren Spektralindex von  $\alpha \simeq 2.5$ .

Schockfronten, in denen Teilchen auf sehr hohe Energien beschleunigt werden, können auch in anderen kosmischen Objekten entstehen. Einige davon werden in Kapitel 2.1.2 vorgestellt. Allerdings werden sie nicht als dominante Quellen der kosmischen Strahlung angesehen, da es sich entweder um leptonische Beschleuniger handelt oder aber die erforderliche Gesamtleistung zu gering ist.

### 2.1.1 $\gamma$ -Strahlung als Signatur kosmischer Teilchenbeschleuniger

Der Grund für die weitgehend isotrope Verteilung der Ankunftsrichtungen der Teilchen der kosmischen Strahlung ist das interstellare Magnetfeld unserer Galaxie von etwa  $3 \mu\text{G}$ . Da der weitaus größte Teil der gemessenen Teilchen geladen ist, hat die Lorenzkraft für diesen zur Folge, dass die Information über den Erzeugungsort durch Ablenkung verloren geht. Nur bei den höchsten Energien ist dieser Effekt zu vernachlässigen; bislang ist es aufgrund der sehr niedrigen Flüsse in diesem Energiebereich allerdings nicht gelungen, einzelne Quellen nachzuweisen. Für die Identifikation der Quellen der kosmischen Strahlung ist die geladene Komponente deshalb nicht geeignet.

Hierfür bietet sich insbesondere die elektromagnetische Komponente an. Die Beschleunigung von geladenen Teilchen auf sehr hohen Energien ist nämlich in der Regel über Sekundärprozesse mit der Erzeugung hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung verbunden. Über diese ist deshalb ein indirekter Nachweis der kosmischen Beschleuniger möglich, denn Photonen unterliegen nicht der Ablenkung durch interstellare Magnetfelder. Insbesondere zwei Prozesse zur Erzeugung hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung sind in diesem Zusammenhang von Bedeutung. Zum einen entstehen bei der Interaktion relativistischer Protonen mit Materie durch inelastische Streuung u.a. neutrale Pi-Mesonen ( $\pi^0$ ). Diese zerfallen praktisch unmittelbar fast ausschließlich in zwei Photonen. Zum anderen werden hochenergetische Photonen durch inverse Compton-Streuung niederenergetischer Photonen an sehr hochenergetischen Elektronen und Positronen erzeugt.

Je nach dominierendem Prozess wird von hadronischen oder leptonischen Beschleunigern gesprochen. Das Interesse richtet sich dabei vor allem auf die hadronischen Beschleuniger, denn nur diese können die Quellen der überwiegend aus Protonen bestehenden kosmischen Strahlung sein. Da hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung aber sowohl in hadronischen als auch in leptonischen kosmischen Beschleunigern erzeugt wird, ist eine Identifikation durch einen bloßen Nachweis nicht gegeben. Hierfür liefert vielmehr das Energiespektrum der  $\gamma$ -Strahlung Hinweise. Denn durch theoretische

Modellierung der Beschleuniger lassen sich unter Berücksichtigung von Messungen aus anderen Wellenlängenbereichen Aussagen über das intrinsische Energiespektrum der beschleunigten Teilchen treffen, womit wiederum Aussagen über das Spektrum der dabei erzeugten  $\gamma$ -Strahlung abgeleitet werden können. Das gemessene Energiespektrum der  $\gamma$ -Strahlung liefert somit Hinweise auf den darunterliegenden Beschleunigungsmechanismus.

Prinzipiell besteht zudem die Möglichkeit, hierfür die Neutrino-Komponente der kosmischen Strahlung zu nutzen. Dies wäre insbesondere deshalb von Interesse, weil Neutrinos im Wesentlichen nur in hadronischen Beschleunigern erzeugt werden. Der Nachweis von Neutrinos ist aufgrund der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte aber sehr aufwendig, und so konnten – abgesehen von der Sonne und einem Supernova-Ausbruch (SN 1987a) – bislang noch keine Quellen eindeutig identifiziert werden. Es bleibt hier den Neutrino-Experimenten der kommenden Generation vorbehalten, zu zeigen, ob der Nachweis kosmischer Hadronenbeschleuniger nachhaltig gelingt.

### 2.1.2 Quellen sehr hochenergetischer kosmischer $\gamma$ -Strahlung

Mit dem EGRET-Detektor an Bord des CGRO-Satelliten konnten im Laufe der Betriebszeit 271 Quellen hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung im Energiebereich von 100 MeV bis zu einigen 10 GeV nachgewiesen werden (Hartman *et al.* 1999). Hauptsächlich aufgrund der vergleichsweise schlechten Winkelauflösung gelang für den größten Teil der Quellen allerdings keine eindeutige Identifikation mit aus anderen Wellenlängenbereichen bekannten Objekten.

Für das Studium kosmischer Objekte bei noch höheren Energien bieten sich insbesondere die im Anschluss beschriebenen Cherenkov-Teleskope an, welche zudem über eine deutlich bessere Winkelauflösung verfügen. Mit der aktuellen Generation werden Quellen kosmischer  $\gamma$ -Strahlung im Energiebereich von etwa 100 GeV bis zu einigen 10 TeV (nachfolgend als sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung bezeichnet) vermessen. Mittlerweile ist eine ganze Reihe von Objekten bekannt, welche elektromagnetische Strahlung bis zu solch hohen Energien emittieren. Des Weiteren richtet sich das Interesse der  $\gamma$ -Astronomie auf die Erforschung noch unbekannter bzw. ungeklärter physikalischer Phänomene. Hier ist vor allem die Suche nach der Vernichtungsstrahlung der hypothetischen Dunklen Materie zu nennen (Ripken *et al.* 2005).

#### 2.1.2.1 Galaktische Objekte

Die bislang in unserer Galaxie identifizierten Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung können alle direkt oder indirekt auf die Überreste von Supernovae (SNR, nach engl. *supernova remnant*) zurückgeführt werden. Die bei der Explosion eines Sterns verbleibenden Fragmente lassen sich grob in drei Kategorien klassifizieren, welche einzeln und in unterschiedlicher Kombination beobachtet werden: schalenförmige Explosionsfronten, Pulsarwindnebel und kompakte Restobjekte.

Die bei der Sternexplosion mit sehr hoher Geschwindigkeit ausgestoßene äußere Hülle des Vorgängersterns bildet wie bereits erwähnt Schockfronten bei der Interaktion mit der interstellaren Materie aus. Diese Schockfronten sind häufig als schalenförmige Struktur in vielen Wellenlängenbereichen sichtbar. Ein aufgelöstes Bild sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung eines Schalen-SNR gelang erstmals der HESS-Kollaboration, und zwar von dem Supernovaüberrest RX J1713.7-3946 (Aharonian *et al.* 2004d).

Bei den Zentralkollaps-SNe verbleibt in der Regel ein kompakter Rest mit sehr hoher Dichte in Form eines Neutronensterns oder Schwarzen Lochs. Von schnell rotierenden Neutronensternen mit starken Magnetfeldern geht häufig ein Strom relativistischer Elektronen und Positronen – sogenannte Pulsarwinde – aus, welche mit dem umgebenden Medium interagieren können. Handelt es sich dabei um die inneren Bereiche der bei der Explosion ausgeworfenen Materie, so wird von einem Plerion gesprochen. Prominentestes Beispiel hierfür ist der Crabnebel, die erste nachgewiesene und beststudierte Quelle sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung (Weekes *et al.* 1989; Aharonian *et al.* 2004b, 2006d). Sie dient aufgrund des konstanten Flusses und des gut vermessenen Energiespektrums auch als Standardkerze der  $\gamma$ -Astronomie. Flüsse werden deshalb häufig in Einheiten des Crabnebel-Flusses (Crab) angegeben.

Zwar können auch isolierte Neutronensterne als Teilchenbeschleuniger fungieren; bislang ist es allerdings nicht gelungen, direkte (gepulste)  $\gamma$ -Strahlung von Pulsaren oberhalb von einigen GeV nachzuweisen. Pulsare oder Schwarze Löcher kommen jedoch auch in Doppelsternsystemen vor, wobei mit geeigneten Begleitsternen eine Interaktion mit deren Photosphären oder mit von ihnen ausgehenden Sternwinden möglich ist. Teil eines solchen Röntgendoppelsterns ist der Pulsar PSR B1259-63, welcher im TeV-Energiebereich mit den H.E.S.S.-Teleskopen als Quelle nachgewiesen werden konnte (Aharonian *et al.* 2005a). Bei der Akkretion von Materie durch ein kompaktes Objekt kann es ferner zur Ausbildung kollimierter Strahlen (Jets) relativistischer Teilchen senkrecht zur Akkretionsscheibe kommen. Mit LS 5039 gelang der H.E.S.S.-Kollaboration erstmals der Nachweis solch eines Mikroquasars als Quelle sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung (Aharonian *et al.* 2005b).

Des Weiteren gibt es mittlerweile einige Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung, welche bislang keinen aus anderen Wellenlängenbereichen bekannten Objekten zugeordnet werden können (Aharonian *et al.* 2002, 2005h,e, 2006b; Beilicke 2005). Ob es sich hierbei um eine völlig neue Klasse galaktischer Objekte handelt oder aber um bekannte Typen mit sehr geringer Leuchtkraft in anderen Energiebereichen, ist noch nicht geklärt.

Weitere Klassen galaktischer Objekte – beispielsweise junge offene Sternhaufen mit vergleichsweise hohen Gasdichten und sehr massereichen Sternen, welche energiereiche Sternwinde ausbilden (Tluczykont *et al.* 2001) – werden als Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung diskutiert; ein Nachweis konnte hierfür bislang allerdings nicht erbracht werden.

### 2.1.2.2 Extragalaktische Objekte

Alle bislang zweifelsfrei nachgewiesenen extragalaktischen Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung sind aktive Galaxienkerne (AGN, nach engl. *active galactic nuclei*). Bei diesen Objekten handelt es sich um Galaxien, bei denen ein Großteil der Leuchtkraft auf einen kompakten Bereich im Zentrum beschränkt ist. Nach dem gängigen Modell konstituieren sich die aktiven Kerne aus einem supermassiven Schwarzen Loch mit bis zu einigen  $10^9 M_{\odot}$ , welches Materie von der Umgebung akkretiert. Ein Teil der dabei freiwerdenden Energie wird auf eine Weise umgesetzt, die zur Bildung von Jets relativistischer Teilchen führt, welche senkrecht zur Akkretionsscheibe emittiert werden. Der für dieses Phänomen verantwortliche Mechanismus ist noch weitgehend unverstanden. AGN, bei denen ein Jet auf unser Sonnensystem gerichtet ist, werden Blazare genannt. Der Beobachter blickt hierbei also unter kleinen Winkeln in den Jet.

Der Nachweis eines Blazars bei sehr hohen Energien gelang erstmals bei Mkn 421, welches das derzeit beststudierte Objekt seiner Klasse ist (Punch *et al.* 1992; Aharonian *et al.* 2005f). Seitdem sind eine Reihe weiterer Blazare als Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung identifiziert worden, wobei PKS 2155-304 der prominenteste Vertreter auf der südlichen Hemisphäre ist (Aharonian *et al.* 2005c,d). Blazare zeigen häufig ein ausbruchartiges Verhalten, bei dem die Flüsse innerhalb von Zeitskalen bis hinunter zu Stunden auf ein Vielfaches der Ruheemission ansteigen können. Dies lässt auf sehr kompakte Emissionsgebiete schließen, was zusammen mit den gemessenen Energiespektren wichtige Anhaltspunkte für die Modellierung der Objekte und damit für das Verständnis der Beschleunigungsmechanismen liefert.

Die gemessenen Energiespektren weitentfernter Blazare eröffnen ferner die bemerkenswerte Möglichkeit, das extragalaktische Hintergrundlicht (EHL) zu studieren. Gerade in der jüngsten Vergangenheit konnten einige Blazare mit vergleichsweise großer Rotverschiebung  $z$  als Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung nachgewiesen werden. Hierzu zählen H 2356-309 ( $z = 0.165$ ) und 1ES 1101-232 ( $z = 0.186$ ), bei welchen der Nachweis mit den H.E.S.S.-Teleskopen erbracht wurde (Aharonian *et al.* 2006c). Aufgrund der energieabhängigen Absorption hochenergetischer  $\gamma$ -Photonen im EHL-Strahlungsfeld,  $\gamma_{\text{TeV}} + \gamma_{\text{EHL}} \rightarrow e^+e^-$ , trägt das gemessene Energiespektrum eine Signatur der über die Sichtlinie integrierten Dichte des EHL. Zusammen mit plausiblen Annahmen über das intrinsische Spektrum der Blazare lassen sich so Rückschlüsse auf die (wellenlängenabhängige) Dichte des EHL ziehen (Aharonian *et al.* 2006c). Diese wiederum ist von kosmologischem Interesse, da das EHL sich hauptsächlich aus (rotverschobenem) direktem und von Staub reemittiertem Sternlicht konstituiert, und somit Informationen über die Bildung von Galaxien und Sternentstehungsraten früher Epochen enthält.

Eine Sonderstellung unter den bekannten extragalaktischen Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung nimmt die Radiogalaxie M 87 ein (Aharonian *et al.* 2003; Beilicke *et al.* 2005; Beilicke 2005). Zwar besitzt sie einen aktiven Kern mit ausgeprägten Jets, allerdings ist keiner davon auf unser Sonnensystem gerichtet. M 87 gehört somit nicht zur Klasse der Blazare und ist damit das bislang einzige zweifelsfrei nachgewiesene extragalaktische Objekt, welches nicht von diesem Typ ist.

Als weitere extragalaktische Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung werden Galaxien mit hoher Sternentstehungsrate – sogenannte Starburst-Galaxien –, ultraleuchtkräftige Infrarot-Galaxien und Galaxienhaufen diskutiert. Bislang ist es jedoch nicht gelungen, solche Objekte in diesem Energiebereich eindeutig nachzuweisen. Zwar berichtete die CANGAROO-Kollaboration von einem Nachweis der Starburst-Galaxie NGC 253 (Itoh *et al.* 2002, 2003), die H.E.S.S.-Kollaboration konnte dieses Ergebnis allerdings nicht verifizieren und präsentierte obere Flussgrenzen, welche im Widerspruch zu dem von der CANGAROO-Kollaboration angegebenen Energiespektrum stehen (Aharonian *et al.* 2005g).

## 2.2 Die abbildende Cherenkov-Technik

Der direkte Nachweis hochenergetischer kosmischer  $\gamma$ -Strahlung ist nur außerhalb der Erdatmosphäre möglich, da diese für elektromagnetische Strahlung im betreffenden Energiebereich eine sehr große Opazität aufweist. Die bei Satelliten zum Einsatz kommenden Detektorflächen von typischerweise um  $1 \text{ m}^2$  sind jedoch zu klein, um kos-

mische  $\gamma$ -Strahlung jenseits von einigen 10 GeV genau zu vermessen. Denn die Teilchenflüsse sind bei diesen Energien für Untersuchungen mit hinreichender Statistik zu niedrig. Aufgrund der enormen Kosten ist es zudem praktisch ausgeschlossen, Satellitenexperimente mit sehr viel größeren Detektorflächen zu realisieren.

Zum Nachweis von kosmischer  $\gamma$ -Strahlung mit Energien oberhalb von einigen 10 GeV werden deshalb erdgebundene Instrumente verwendet. Hierbei wird ausgenutzt, dass die Absorption der kosmischen  $\gamma$ -Quanten in der Atmosphäre zur Ausbildung sogenannter Luftschauer führt, welche mit geeigneten Instrumenten nachgewiesen werden können. Die Erdatmosphäre wird somit als primärer Detektor instrumentalisiert, so dass eine vergleichsweise große Detektorfläche von typischerweise  $10^4$  bis  $10^5$  m<sup>2</sup> zur Verfügung steht.

### 2.2.1 Die Entstehung von Luftschauern

Die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers lässt sich qualitativ als Abfolge von Paarerzeugungs- und Bremsstrahlungsprozessen verstehen: Hochenergetische Photonen konvertieren in den Feldern von Atomkernen in Elektron-Positron-Paare. Diese Elektronen und Positronen wiederum verlieren in den Feldern Energie durch Bremsstrahlung, wobei neue Photonen erzeugt werden. Es entsteht so eine exponentiell anwachsende Kaskade von immer mehr Photonen und Elektronen (Positronen), wobei die mittlere Teilchenenergie immer geringer wird. Ab einer bestimmten kritischen Energie der Elektronen dominiert allerdings der Energieverlust durch Ionisation. Die Schauerentwicklung klingt deshalb ab, wenn die mittlere Energie der Elektronen diesen Wert unterschreitet und immer weniger Photonen durch Bremsstrahlung erzeugt werden.

Der Energieverlust von Elektronen pro Wegelement des durchquerten Mediums in Form von Strahlung wird durch die Strahlungslänge  $X_0$  charakterisiert:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \quad (2.1)$$

Die Rate, mit der hochenergetische Photonen bei der Durchquerung eines Mediums in Elektron-Position-Paare konvertieren, wird durch die Konversionslänge  $\lambda$  beschrieben, welche im hochenergetischen Limes gegen den Wert  $\lambda_{\gamma \rightarrow e^+e^-} = 9/7X_0$  konvergiert:

$$\frac{dN}{dx} = -\frac{N}{9/7X_0} \quad (2.2)$$

Auf Meeresebene weist die Erdatmosphäre eine Gesamtdicke von etwa 28 Strahlungslängen auf.

In elektromagnetischen Schauern entsteht zudem eine Strahlung, die nach ihrem Entdecker Cherenkov-Strahlung genannt wird. Bei der Durchquerung eines Dielektrikums regen hochenergetische geladene Teilchen die Moleküle dazu an, Licht zu emittieren. Ein Teil des Lichtes wird dabei kohärent emittiert und bildet eine Wellenfront unter festem Winkel relativ zur Teilchenbahn. Der Effekt tritt auf, wenn die Geschwindigkeit  $v = \beta c$  des geladenen Teilchens größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes  $c/n$  in dem Dielektrikum mit Brechungsindex  $n$  ist, also  $\beta > 1/n$ . Für den Winkel, unter dem die Photonen dabei emittiert werden, gilt

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.3)$$

Unter Berücksichtigung der lateralen Schauerentwicklung ergibt sich für elektromagnetische Luftschauer ein resultierender Winkel zur Bahn des Primärteilchens von bis zu knapp  $1^\circ$ , innerhalb dessen ein Großteil der Cherenkov-Photonen emittiert werden. Bei vertikalem Einfall des Primärteilchens entspricht dies einer auf dem Erdboden (hier  $\sim 2000$  m üNN) ausgeleuchteten Kreisfläche mit einem Radius von etwa 120 m. Die dort ankommende Cherenkov-Strahlung ist zeitlich über einige Nanosekunden verteilt und hat ein Intensitätsmaximum im blau-ultravioletten Bereich des elektromagnetischen Spektrums.

Insbesondere zwei Merkmale der Schauerentwicklung sind von Interesse, da sie zur Rekonstruktion der Energie des Primärteilchens Verwendung finden. Zum einen entwickelt sich das Schauermaximum – d.h. das Entwicklungsstadium, in dem die Teilchen-Zuwachsrates maximal ist – bei einer Eindringtiefe, die logarithmisch von der Energie des Primärteilchens abhängt. Zum anderen ist die Anzahl der Teilchen – und damit die Erzeugungsrate von Cherenkov-Strahlung – beim Schauermaximum proportional zur Energie des Primärteilchens. Die Erdatmosphäre wird so zu einem aktiven Kalorimeter für den Nachweis der kosmischen Primärteilchen.

Bei hadron-induzierten Luftschauern entstehen ebenfalls Kaskaden sekundärer Teilchen, wobei hier die inelastische Streuung an Atomkernen zum Tragen kommt. Allerdings werden dabei auch sekundäre Leptonen und Photonen erzeugt, welche bei geeigneter Energie elektromagnetische Subkaskaden zur Folge haben. Die elektromagnetischen Subkaskaden werden wiederum von Cherenkov-Strahlung begleitet, weshalb dies kein ausschließliches Merkmal von rein elektromagnetischen Schauern darstellt. Da bei hadronischen Schauern aber insbesondere die laterale Verteilung der Schauerpartikel aufgrund höherer Transversalimpulse in der Regel breiter ausfällt, kann dies zur Unterscheidung von rein elektromagnetischen Kaskaden herangezogen werden.

Da die einzelnen Wechselwirkungen statistische Prozesse sind – und damit jede Kaskade einer individuellen Entwicklung unterliegt –, werden Schauer anhand von Monte Carlo-Simulationen unter Berücksichtigung aller relevanten Streu- und Absorptionsprozesse studiert. In Abbildung 2.2 sind beispielhaft simulierte Luftschauer für ein primäres Photon mit einer Energie von 300 GeV und für ein primäres Proton mit 1 TeV visualisiert. Gut zu sehen ist, dass sich die Verteilungen der auf dem Erdboden ankommenden Cherenkov-Photonen für rein elektromagnetische Kaskaden und hadron-induzierte Kaskaden mit elektromagnetischen Subschauern wie erwähnt prinzipiell stark unterscheiden.

### 2.2.2 Abbildende Cherenkov-Teleskope

Cherenkov-Teleskope sind Instrumente zum Nachweis der bei Luftschauern entstehenden Cherenkov-Strahlung. Mittels Reflektoren werden die Cherenkov-Photonen dazu auf empfindliche Detektoren fokussiert, welche sehr kurze Integrationszeiten bei schneller Auslese ermöglichen. Bislang kommen dazu ausschließlich Photovervielfacher-Röhren zum Einsatz.

Bei abbildenden Cherenkov-Teleskopen besteht die Cherenkov-Kamera aus einer Matrix einzelner Detektorelemente – Bildelemente oder auch Pixel genannt –, so dass zweidimensionale Abbilder der Luftschauer aufgezeichnet werden (s. Abb. 2.3). Diese Technik wurde erstmals von der Whipple-Kollaboration umgesetzt (Cawley *et al.* 1990). Erst hiermit ist es prinzipiell möglich, die Geometrie des Schauers – und damit die Herkunftsrichtung des primären Teilchens – zu rekonstruieren. Die Rekonstruktion

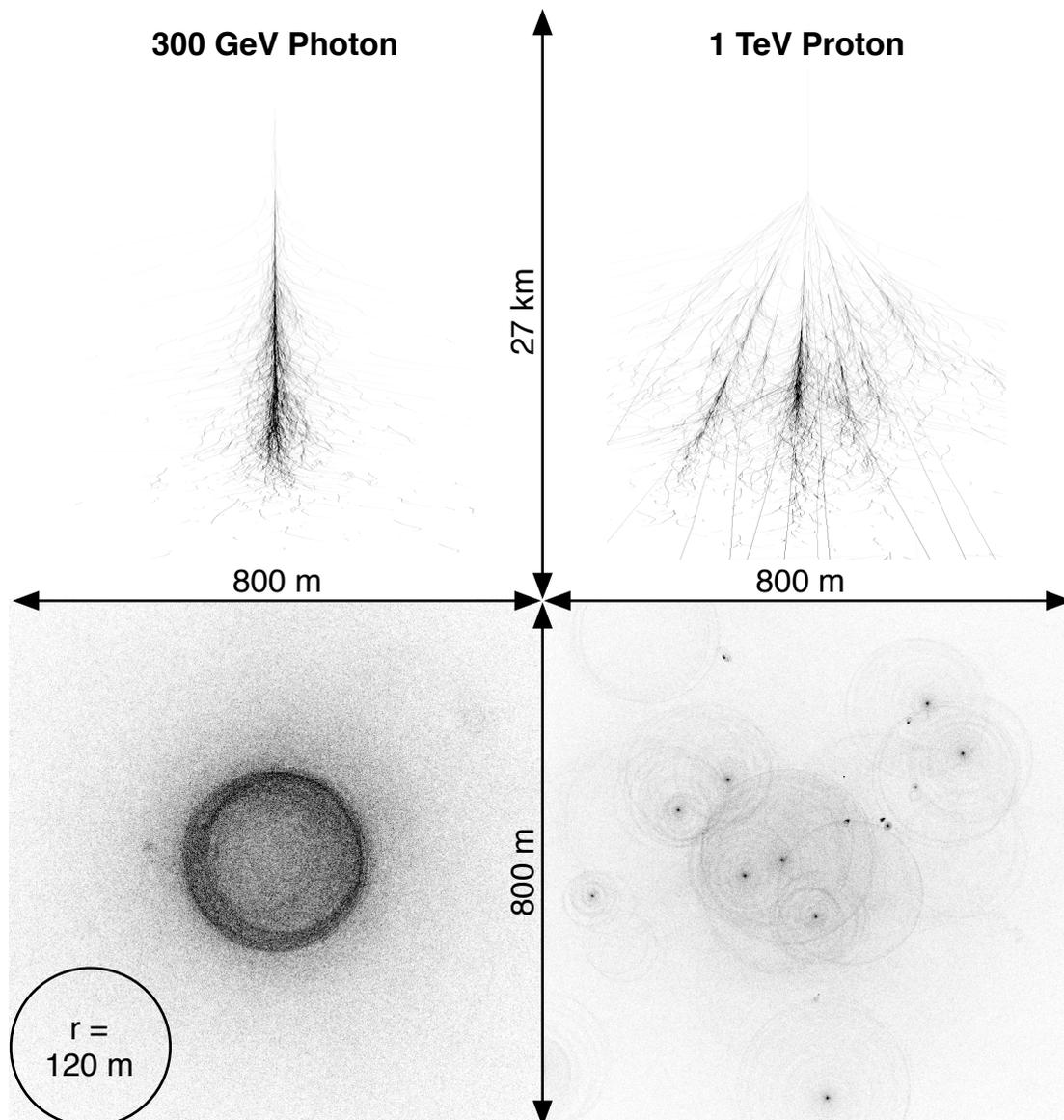


ABBILDUNG 2.2: Veranschaulichung simulierter Luftschauer. Im oberen Teil sind die Emissionsdichten der Cherenkov-Photonen für zwei simulierte Luftschauer bei vertikalem Einfall der Primärteilchen dargestellt. Trajektorien individueller Teilchen sind dabei auszumachen. Die linke Hälfte zeigt einen simulierten Schauer für ein primäres Photon mit einer Energie von 300 GeV; die rechte den für ein primäres Proton mit einer Energie von 1 TeV. Unten sind die jeweiligen Dichteverteilungen der Cherenkov-Photonen auf dem Erdboden zu sehen. [Bilder: Bernlöhr (2000)]

gelingt dabei um so besser, je feiner die Cherenkov-Kamera granuliert ist. Allerdings ist der Verkleinerung der Elemente durch das Auflösungsvermögen der verwendeten Optik eine vernünftige Grenze gesetzt. Das Gesamtsystem ist dabei so auszulegen, dass bei der angestrebten unteren Energieschwelle noch gut aufgelöste Abbilder der Schauer entstehen.

Aufgrund der Empfindlichkeit der Cherenkov-Kameras sind Messungen in der Re-

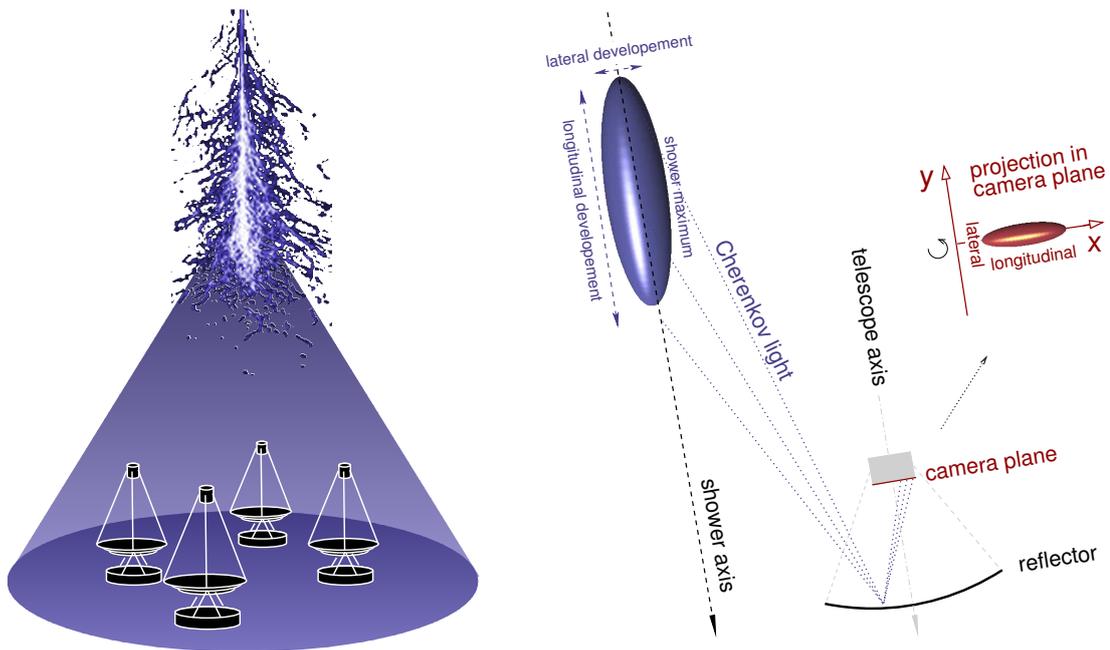


ABBILDUNG 2.3: Messprinzip der abbildenden Cherenkov-Technik. In der Fokalebene entstehen zweidimensionale Abbilder der Luftschauer. [Zeichnung: Schlenker (2005)]

gel nur in mondloser Zeit möglich. Denn bereits das Streulicht des Mondscheins verursacht eine zu große Untergrundhelligkeit in den Detektorelementen.

### 2.2.2.1 Stereoskopische Systeme

Einzelteleskope liefern ein zweidimensionales Abbild der Luftschauer, womit eine räumliche Rekonstruktion – und damit insbesondere die Bestimmung der Herkunftsrichtung – nur eingeschränkt gelingt. Neben der beschränkten Richtungsauflösung ist die schlechte Unterdrückung von Untergrundereignissen ein weiteres Problem von Einzelteleskopen. Die Resthelligkeit des Nachthimmels, Sternlicht und Streulicht aus der Umgebung verursachen unerwünschte Ereignisse, die es auszufiltern gilt, ohne dabei die Sensitivität für Luftschauer zu stark zu beschneiden. Kaum zu unterdrücken sind ferner die Ereignisse durch myon-induzierte Cherenkov-Photonen, denn die Bilder ähneln denen von Luftschauern sehr stark.

Um hier eine deutliche Verbesserung zu erzielen, werden zwei oder mehr Teleskope zu einem stereoskopischen System zusammengeschaltet (s. Abb. 2.4). Die Teleskope werden dazu räumlich getrennt voneinander aufgestellt, womit die Luftschauer aus unterschiedlichen Richtungen registriert werden. Eine zentrale Auslöselogik zur Ereignisselektion (Trigger) sorgt dabei dafür, dass Ereignisse in den einzelnen Cherenkov-Kameras synchronisiert und nur dann ausgelesen werden, wenn mindestens zwei Teleskope das Ereignis aufgezeichnet haben. Es liegen so mindestens zwei Bilder jedes registrierten Schauers aus unterschiedlichen Richtungen vor. Durch Überlagerung dieser Bilder in einem gemeinsamen Koordinatensystem gelingt die räumliche Rekonstruktion der Luftschauer wesentlich besser. Des Weiteren werden bei diesem Verfahren Untergrundereignisse sehr stark unterdrückt. Denn Auslöser durch Nachthimmelsleuch-

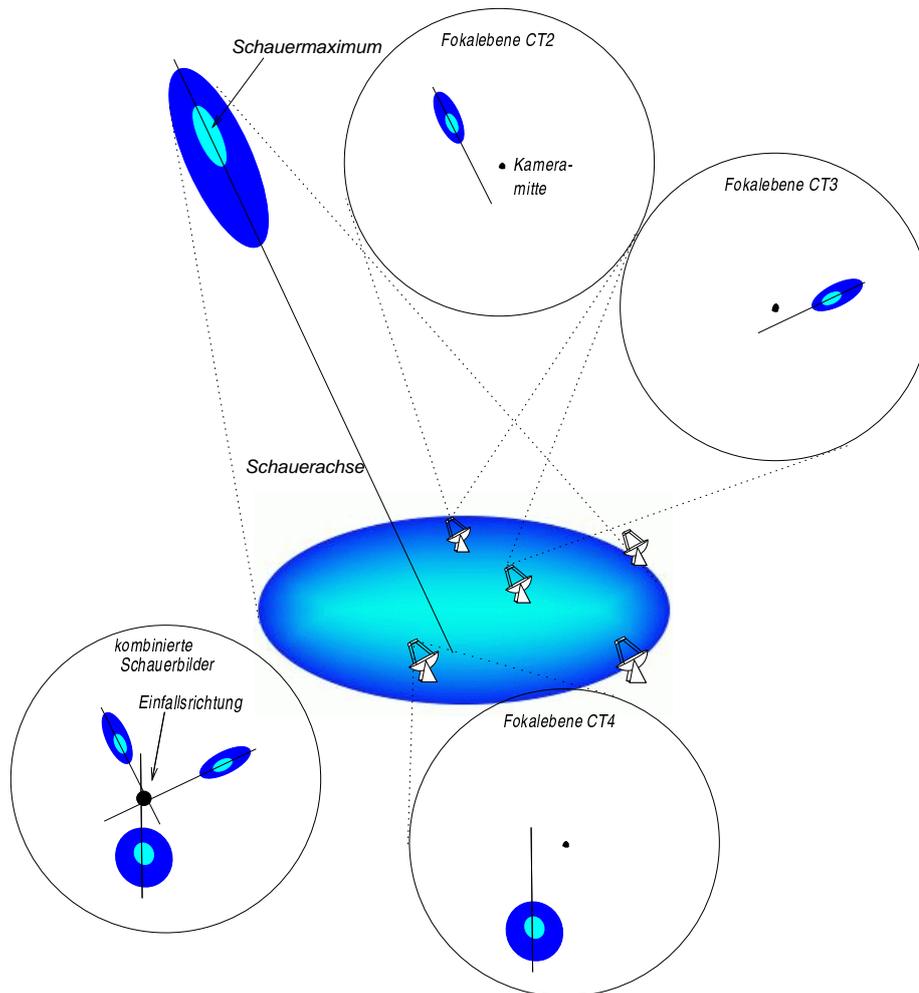


ABBILDUNG 2.4: Prinzip der stereoskopischen Rekonstruktion der Herkunftsrichtung anhand mehrerer Luftschaubilder. Durch Überlagerung der Schauerachsen in einem gemeinsamen Koordinatensystem lässt sich die Schauergeometrie, und damit die Herkunftsrichtung des Primärteilchens, sehr viel besser bestimmen. [Zeichnung: Horns (2000)]

ten, Streu-, Stern- und Cherenkov-Licht lokaler Myonen treten in einem gegebenen Zeitintervall in der Regel nur in einer Kamera auf und werden somit verworfen.

Der Abstand zwischen den Teleskopen ist so zu wählen, dass sich auf der einen Seite möglichst viele Teleskope in der durch die Cherenkov-Photonen der Luftschaer ausgeleuchteten Fläche befinden. Auf der anderen Seite gilt es, den stereoskopischen Winkel zu maximieren, um eine möglichst gute räumliche Rekonstruktion der Schauergeometrie zu gewährleisten. Als Resultat dieser Optimierung spannen die zu einem stereoskopischen System zusammengefassten Teleskope typischerweise eine Fläche von  $\sim 10^4 \text{ m}^2$  auf.

Pionier war in diesem Zusammenhang die HEGRA-Kollaboration, welche mit ihrem stereoskopischen System aus fünf abbildenden Cherenkov-Teleskopen auf der kanarischen Insel La Palma erstmals die Leistungsfähigkeit dieses Verfahrens unter Beweis gestellt hat (Pühlhofer *et al.* 2003).



ABBILDUNG 2.5: Das H.E.S.S.-Teleskopsystem. Die Teleskope von links nach rechts: erstes (CT03), drittes (CT04), zweites (CT02) und viertes (CT01) H.E.S.S.-Teleskop. Rechts der Bildmitte befindet sich das Kontrollgebäude. Der Mast in der linken Bildhälfte trägt eine Mikrowellensende- und -empfangsanlage zur Abwicklung der Telefon- und Internetkommunikation. Ganz rechts ist der Dieseltank und ein Teil des Generatorgebäudes zu sehen. In der Bildmitte befindet sich zudem ein optisches Teleskop der ROTSE-Kollaboration zur Untersuchung von Objekten mit vorübergehenden Phasen hoher Aktivität. [Photo: H.E.S.S.-Kollaboration]

### 2.3 Das H.E.S.S.-Teleskopsystem

Die H.E.S.S.-Kollaboration betreibt im Khomas-Hochland in Namibia ein stereoskopisches System aus vier großen abbildenden Cherenkov-Teleskopen (s. Abb. 2.5), welches der Erforschung sehr hochenergetischer kosmischer  $\gamma$ -Strahlung im Energiebereich von 100 GeV bis zu einigen 10 TeV dient. Das Akronym H.E.S.S. steht zum einen für *High Energy Stereoscopic System* und ist zum anderen eine Huldigung des Entdeckers der kosmischen Strahlung, Victor Hess, welcher 1936 hierfür mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurde. Im Sommer 2002 wurde das erste der vier Teleskope in Betrieb genommen, und seit Ende 2003 werden Messungen mit dem vollständigen System durchgeführt. Die vier Teleskope mit jeweils  $107 \text{ m}^2$  Spiegelfläche sind in den Ecken eines Quadrats von 120 m Kantenlänge aufgestellt und mittels eines zentralen Koinzidenz-Triggers zu einem stereoskopischen System zusammengeschaltet.

Der Standort ( $23^\circ 16' 18'' \text{ S}$ ,  $16^\circ 30' 00'' \text{ E}$ , 1800 m üNN) in der Nähe des Gamsberges ist für seine exzellenten Bedingungen für optische Himmelsbeobachtungen bekannt. Die Entscheidung zugunsten der Südhemisphäre geht dabei vor allem auf die gute Sichtbarkeit der Region um das galaktische Zentrum zurück, welche bereits in der Planungsphase als eines der primären Untersuchungsobjekte ausgewählt wurde. Tatsächlich ist es der H.E.S.S.-Kollaboration nicht nur gelungen, sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung aus Richtung des galaktischen Zentrums zu messen (Aharonian *et al.* 2004c) sowie im gleichen Gesichtsfeld eine weitere Quelle zu entdecken (Aharonian *et al.* 2005i); darüber hinaus konnte eine ausgedehnte Emission um das Zentrum entlang der galaktischen Ebene durch Subtraktion dieser beiden Quellen nachgewiesen werden (Aharonian *et al.* 2006a).

Die Sensitivität des Teleskopsystems wurde gegenüber Teleskopen der vorherigen Generation erheblich verbessert und erlaubt den signifikanten Nachweis ( $5\sigma$ ) einer Quelle, deren Fluss nur 1% des Crabnebel-Flusses ausmacht, in 25 Stunden effektiver Beobachtungszeit. Dabei werden Energie und Herkunftsrichtung individueller (primärer)  $\gamma$ -Photonen mit einer Auflösung von  $\Delta E/E \simeq 15\%$  bzw.  $\delta\theta \simeq 0.1^\circ$  bestimmt.

Die Cherenkov-Kameras der H.E.S.S.-Teleskope verfügen über ein vergleichsweise

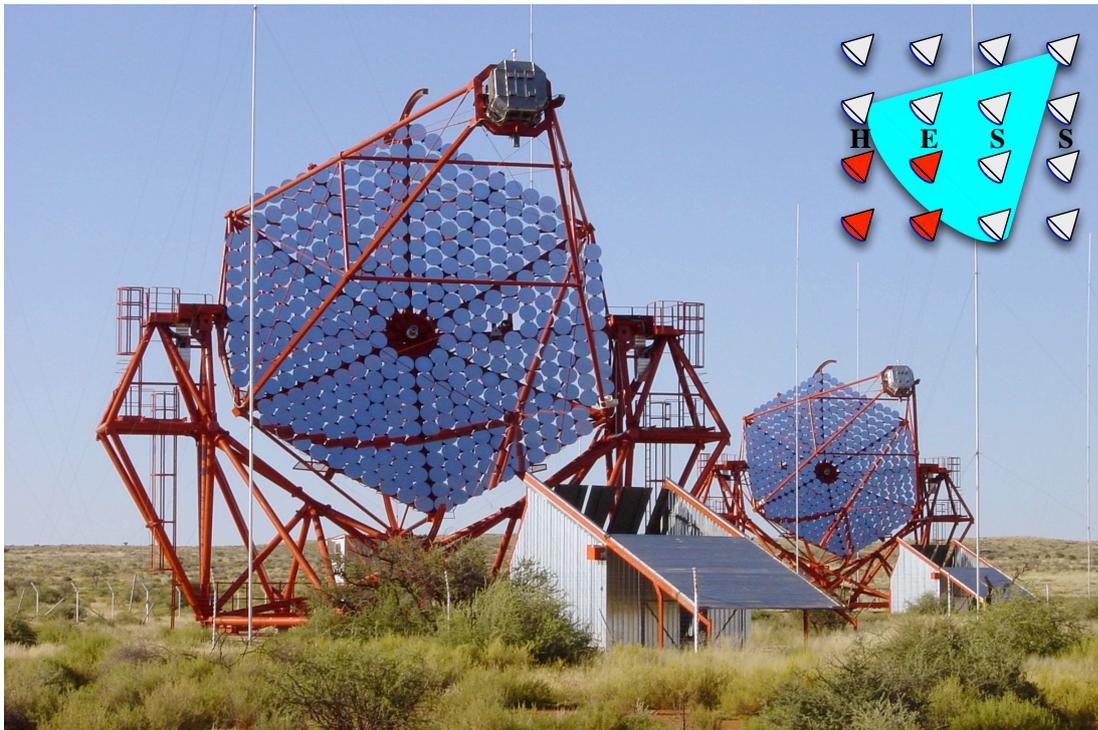


ABBILDUNG 2.6: Zwei der HESS-Teleskope in Nahaufnahme mit dem HESS-Logo. Links das erste (CT03) und rechts das zweite (CT02) Teleskop. In die Hütten vor den Teleskopen werden die empfindlichen Cherenkov-Kameras tagsüber zum Schutz vor direktem Sonnenlicht, Staub und Regen verbracht. Im rückwärtigen Teil befindet sich jeweils eine klimatisierte Hütte, in der Elektronik zur Ansteuerung diverser Teleskopkomponenten untergebracht ist. Die Masten um die Teleskope dienen dem Schutz vor Blitzschlag. [Photo: HESS-Kollaboration]

großes Gesichtsfeld von  $5^\circ$ , was zum einen das Studium ausgedehnter Quellen erleichtert und zum anderen ideal für Durchmusterungen vielversprechender Himmelsbereiche ist. Tatsächlich ist es der HESS-Kollaboration erstmals gelungen, die Struktur einer Quelle sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung – und zwar die Schale eines Supernovaüberrestes – aufzulösen (Aharonian *et al.* 2004d). Diese und weitere Untersuchungen ausgedehnter Quellen erlauben so erstmals das Studium von Objekt-Morphologien bei diesen hohen Energien. Des Weiteren wurden mit den HESS-Teleskopen im Rahmen einer Durchmusterung der galaktischen Ebene eine Vielzahl neuer Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung entdeckt (Aharonian *et al.* 2005e, 2006b). Ein weiterer Vorteil großer Gesichtsfelder ist die Möglichkeit, in der Umgebung beobachteter Objekte nach weiteren Quellen zu suchen. Auf diese Weise wurden beispielsweise die bislang unidentifizierte Quelle HESS J1303-631 (Aharonian *et al.* 2005h; Beilicke 2005) und der Supernova-Überrest G 0.9+0.1 (Aharonian *et al.* 2005i) entdeckt.

### 2.3.1 Aufbau der Teleskope

Abbildung 2.6 zeigt zwei der HESS-Teleskope in Nahaufnahme. Wie bei großen Reflektoren üblich, sind die Teleskope in Alt/Az-Montierung ausgeführt. Die Grundstruktur basiert auf einer stabilen Stahlkonstruktion, um positionsabhängige Verfor-

mungen zu minimieren und eine sehr gute Langzeitstabilität zu gewährleisten. Tatsächlich konnten detaillierte Messungen belegen, dass die Erwartungen in beiden Fällen übertroffen wurden (Cornils *et al.* 2005b). Das Gesamtgewicht jedes Teleskops beträgt 62 t inklusive des Reflektors und der Cherenkov-Kamera.

Die zwei Teleskopachsen werden von Servomotoren angetrieben, welche eine Winkelgeschwindigkeit zur Ausrichtung der Teleskope von  $100^\circ/\text{min}$  erlauben (Bolz 2004). Durch Winkelgeber auf den Achsen, deren Signale als Rückkoppelung in die Antriebssteuerung einfließen, wird dabei eine Positionierungsgenauigkeit von wenigen Bogensekunden erreicht. Zusätzlich sind für Notfälle zwei Gleichstrommotoren mit batteriegepufferter Stromversorgung vorhanden, mit welchen die Teleskopachsen unabhängig betrieben werden können. Durch nicht exakt ausgerichtete Achsen, elevationsabhängige Verformungen des Spiegelträgers und der Kameramasten sowie anderer Effekte lässt sich allerdings der tatsächlich mit dem Gesichtsfeld der Cherenkov-Kamera abgedeckte Himmelsbereich nur unzureichend aus den Positionsangaben der Winkelgeber bestimmen. Dazu sind zwei CCD-Kameras im Spiegelträger montiert, wovon die eine entlang der optischen Achse auf den Himmel und die andere auf die mit Referenzleuchtdioden bestückte Fokalebene gerichtet ist. Wird nun das Teleskop auf einen Stern an einer bestimmten Himmelsposition ausgerichtet, so liefern die direkte Aufnahme und die des Abbildes in der Fokalebene zusammen mit den Positionen der Referenzleuchtdioden Korrekturwerte für diese Himmelsposition. Aus einer ganzen Reihe über den Himmel verteilter Messungen lässt sich dann ein sogenanntes Pointing-Modell erstellen, mit welchem die tatsächliche Ausrichtung für jede Teleskopstellung ermittelt werden kann. Die damit erreichte Genauigkeit beträgt 20 Bogensekunden (Gillesen *et al.* 2003; Gillesen 2004). Weitere Informationen zu den CCD-Kameras finden sich in Kapitel 3.1.2.2.

Die Reflektoren der H.E.S.S.-Teleskope verfügen über eine Spiegelfläche von jeweils  $107\text{ m}^2$ , welche von 380 runden Spiegelfacetten aus beschichtetem Glas mit 60 cm Durchmesser gebildet wird (Bernlöhr *et al.* 2003). Deren Reflektivität beträgt etwa 80%. Die Spiegelfacetten sind identisch geschliffen und so auf dem Spiegelträger angeordnet, dass sich ein hexagonaler Davies-Cotton-Reflektor (Davies & Cotton 1957) mit einem Durchmesser von 12.6 m von Kante zu Kante und einer Fokallänge von 15 m ergibt. Mittels jeweils zweier motorgetriebener Aktuatoren kann jede Spiegelfacetten individuell ausgerichtet werden. Die Justierung geschieht automatisiert mittels Sternlicht, wobei die bereits erwähnte CCD-Kamera für die Fokalebene die dazu nötige optische Rückkoppelung liefert (Cornils *et al.* 2003c). Die resultierende Breite der Abbildungsfunktion bei Abbildung nahe der optischen Achse ergibt sich für alle Teleskope zu  $0.23\text{ mrad}$  ( $47''$ ), mehr als einen Faktor zwei unterhalb der Spezifikation (Cornils *et al.* 2005b). Die Ausmaße der Lichtverteilung sind zudem klein im Vergleich zu den Bildelementen der Cherenkov-Kamera; der 80%-Umschließungsradius beträgt etwa  $0.40\text{ mrad}$  ( $1.4'$ ) und ist damit um mehr als einen Faktor drei kleiner als der der Kamerapixel von  $1.3\text{ mrad}$  ( $4.7'$ ). Eine detaillierte Betrachtung dieser und weiterer Aspekte des optischen Systems findet sich in Kapitel 3 dieser Arbeit.

Neben den nachfolgend beschriebenen Cherenkov-Kameras samt der gesamten Triggerlogik existieren noch einige weitere Systeme, welche hauptsächlich zur Kalibration der Instrumente (Aharonian *et al.* 2004a) und zur Überwachung der Wetterbedingungen (Aye *et al.* 2003) eingesetzt werden. Auf eine nähere Darstellung dieser System soll hier jedoch verzichtet werden.

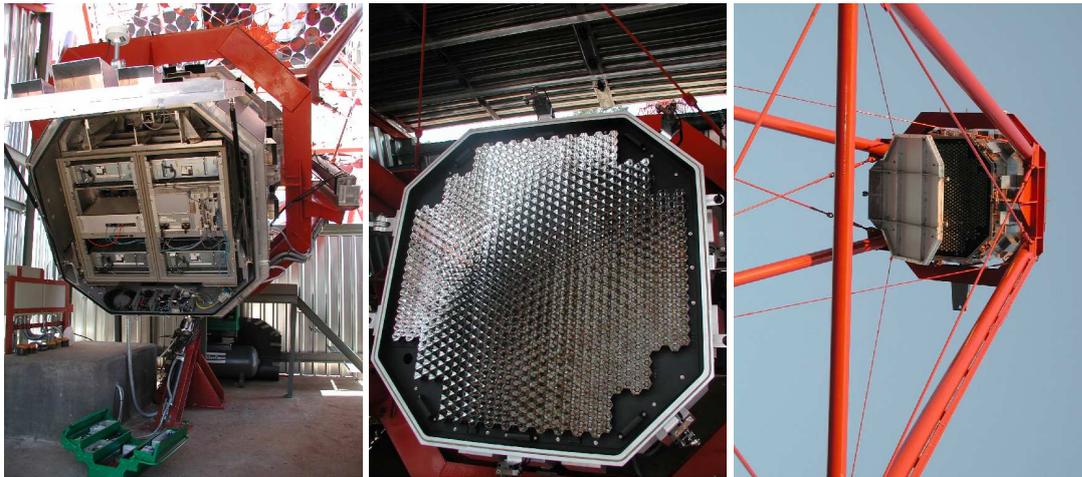


ABBILDUNG 2.7: Die H.E.S.S.-Cherenkov-Kamera. *Links*: Rückansicht der Kamera bei geöffnetem Wartungsdeckel innerhalb der Schutzhütte. *Mitte*: Vorderansicht der Kamera bei geöffnetem Kameradeckel innerhalb der Schutzhütte. Zu sehen ist die Matrix aus Lichtsammeltrichtern; direkt dahinter befinden sich die PMTs. *Rechts*: Kamera mit leicht geöffnetem Deckel bei ausgefahrenem Teleskop. [Photos: Vincent *et al.* (2003)]

### 2.3.2 Die Cherenkov-Kamera und der System-Trigger

Die Cherenkov-Kameras der H.E.S.S.-Teleskope zur Aufzeichnung der Luftschauerbilder (s. Abb. 2.7) bestehen aus einer hexagonalen Matrix von jeweils 960 Photovervielfacherröhren (PMTs, nach engl. *photo-multiplier tubes*). Das Gesichtsfeld der Kameras beträgt etwa  $5^\circ$ , wobei jedes der Bildelemente einen Bereich von  $0.16^\circ$  am Himmel abdeckt. Die Bildelemente sind mit Lichtsammeltrichtern (*Winston cones*) ausgestattet, welche die Lücken zwischen den runden PMTs nutzbar machen und schräg einfallendes (Hintergrund-)Licht von den PMTs fernhalten.

Die Kamera ist modular aufgebaut und enthält die gesamte Elektronik zur Versorgung und Ansteuerung der PMTs (Vincent *et al.* 2003). Jeweils 16 PMTs mitsamt der Hochspannungsversorgung, der Trigger- und der Ausleseelektronik sind zu einem sogenannten Drawer zusammengefasst. Jeder PMT wird dabei mit einer individuell einstellbaren Hochspannung versorgt, die automatisch abgeschaltet wird, sobald der Strom beispielsweise durch zu helle Sterne oder das Gesichtsfeld durchquerende Meteoriten zu groß wird. Alle 60 Drawer können der Kamera zu Wartungs- und Reparaturzwecken individuell durch wenige Handgriffe entnommen werden.

Das Triggersystem zur Entscheidung, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll, ist dreistufig ausgelegt, wobei die ersten beiden Stufen kamerabezogen sind. Die erste Triggerstufe – der sogenannte Pixel-Trigger – basiert auf dem Signal individueller Bildelemente und spricht an, wenn eine vorgegebene Mindestanzahl von (typisch um vier) Photoelektronen (p.e.) innerhalb eines Zeitfensters von 1.5 ns aus der Photokathode herausgelöst wird. Die darauf aufbauende zweite Triggerstufe – der sogenannte Sektor- oder auch Kamera-Trigger – fordert eine wählbare Mindestanzahl (typisch um drei) ausgelöster Pixel-Trigger innerhalb einer quadratischen Gruppe von 64 Bildelementen (Sektor). Jede Kamera ist dazu in 38 überlappende Sektoren aufgeteilt. Die Teleskop-Trigger werden schließlich zentral im sogenannten System-Trigger zusammen-

gefasst, der anspricht, wenn innerhalb eines gewissen Koinzidenzintervalls (normalerweise 80 ns) mindestens zwei Teleskop-Trigger auftreten (Funk *et al.* 2004). Die unterschiedliche Ankunftszeit der einzelnen Triggersignale aufgrund von Laufzeitunterschieden und insbesondere unterschiedlichen Teleskop-Positionen relativ zur Schauerfront werden dabei in programmierbaren Verzögerungsstufen berücksichtigt. Im Falle eines Auslösers des System-Triggers werden alle beteiligten Cherenkov-Kameras angewiesen, das Ereignis vollständig auszulesen und zum zentralen Datenspeichersystem zu senden.

Eintreffende Photonen werden von den Photovervielfacherröhren mit einer Quanteneffizienz von etwa 25% registriert. Die PMTs verfügen über jeweils zwei Auslesekanäle mit unterschiedlicher Signalverstärkung, um einen möglichst großen dynamischen Bereich linear abzudecken. Im hochverstärkten Kanal (engl. *high gain*) beträgt der Linearitätsbereich 1–200 p.e., im niedrigverstärkten (engl. *low gain*) 10–1600 p.e. Beide Kanäle werden mit einer Rate von 1 GHz ausgelesen und in analogen Ringspeichern mit jeweils 128 Zellen zwischengespeichert. Bei Auslösen des Sektor-Triggers wird die Aufzeichnung unterbrochen, woraufhin die Zellen beider Kanäle separat innerhalb eines einstellbaren Bereiches von typisch 16 ns um das Ereignis summiert und mit einer Auflösung von 12 Bit digitalisiert werden. Dieser Vorgang wird in der Kamera jedoch durch den System-Trigger abgebrochen, wenn innerhalb des Koinzidenzintervalls kein weiteres Teleskop ein Triggersignal gemeldet hat. Die sich daraus ergebende Kamera-Totzeit beträgt etwa 450  $\mu$ s für ein vollständig ausgelesenes und 6  $\mu$ s für ein verworfenes Ereignis. Die resultierende System-Totzeit liegt abhängig von der Ereignisrate bei etwa 10%.

### 2.3.3 Luftschaer- und Detektorsimulation

Monte Carlo-Simulationen sind ein unerlässliches Instrument für das Verständnis des Gesamtdetektors bestehend aus der Erdatmosphäre, der Teleskopoptik und der Cherenkov-Kamera samt Auslese- und Triggerelektronik. Dies gilt insbesondere deshalb, weil sich das Gesamtsystem einer Nachbildung im Labor unter reproduzierbaren Bedingungen entzieht, und darüber hinaus kein geeichter Teststrahl sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung zur Verfügung steht. Dazu müssen sämtliche Detektorkomponenten mit ihren wesentlichen Eigenschaften in Simulationsprogrammen nachgebildet werden.

Die Monte Carlo-Studien dienen unter anderem der Untersuchung des Detektorverhaltens, der Energiekalibration, der optimalen Wahl geeigneter Kriterien zur Ereignisselektion und der Bestimmung der Leistungsfähigkeit beispielsweise hinsichtlich der Energie- und Winkelauflösung.

Die H.E.S.S.-Kollaboration verfügt über zwei unabhängig entwickelte Simulationsketten, um die Resultate überprüfen und Unzulänglichkeiten und Fehler gegebenenfalls korrigieren zu können. Für die vorliegende Arbeit wurde die Kombination der Programmpakete *CORSIKA* zur Simulation der Luftschaerentwicklung in der Atmosphäre (Heck *et al.* 1998) und *sim\_hessarray* zur Simulation der H.E.S.S.-Teleskope (Bernlöhr 2003a) verwendet.

## Kapitel 3

# Justierung und Abbildungsfunktion der H.E.S.S.-Reflektoren

Das System zur Justierung der Spiegelfacetten und die erzielten Resultate waren bereits Gegenstand einiger Veröffentlichungen. Das zugrundeliegende Konzept sowie Simulationen und erste Testmessungen wurden erstmalig auf der 27<sup>th</sup> *International Cosmic Ray Conference (ICRC)* 2001 in Hamburg präsentiert (Cornils & Jung 2001). Nachdem mit der Justierung der Spiegelfacetten des ersten Teleskops Anfang 2002 erste Resultate vorlagen, wurde der gelungene Funktionsbeweis anlässlich des Symposiums *The Universe viewed in Gamma-Rays* 2002 in Kashiwa/Japan dokumentiert (Cornils *et al.* 2003a). Mit der Justierung der Spiegelfacetten des zweiten Teleskops konnte die gesamte Technologie als ein sehr verlässliches System bestätigt werden, welches reproduzierbar gute Resultate erzielt. Dies war der Schwerpunkt einer Veröffentlichung auf der 28<sup>th</sup> *International Cosmic Ray Conference (ICRC)* 2003 in Tsukuba/Japan (Cornils *et al.* 2003b). Zudem wurde im selben Jahr das optische Gesamtsystem der Teleskope in einem zweiteiligen Artikel ausführlich beschrieben. Der erste Teil (Bernlöhr *et al.* 2003) widmet sich dabei dem Aufbau der H.E.S.S.-Optik, während sich der zweite Teil (Cornils *et al.* 2003c) mit Justierung und Abbildungsfunktion der H.E.S.S.-Reflektoren befasst. Als Ende 2003 schließlich die Spiegel aller vier Teleskope justiert worden waren, wurden sämtliche Ergebnisse für das 2<sup>nd</sup> *International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy* 2004 in Heidelberg zusammengefasst (Cornils *et al.* 2005b).

Viele der in dieser Arbeit detailliert dargestellten Ergebnisse sind in den oben genannten Publikationen bereits veröffentlicht worden. Um ständiges Zitieren zu vermeiden, werden Verweise im Folgenden nur für nicht vom Verfasser stammende Ergebnisse aufgeführt.

### 3.1 Justierung der Spiegelfacetten

Die Reflektoren von Cherenkov-Teleskopen werden in der Regel aus einer Anzahl relativ kleiner Spiegelfacetten gebildet, da dies kosteneffektiver ist. Die einzelnen Facetten müssen in der Folge aber über eine individuelle Justiermöglichkeit verfügen, damit Abweichungen von der nominellen Ausrichtung korrigiert werden können. Für die H.E.S.S.-Teleskope wurde bereits bei der Planung eine automatisierte Justierung der Spiegelfacetten vorgesehen, wobei die Idee auf Hofmann (1998) zurückgeht. In dieser H.E.S.S.-internen Notiz wird das grundsätzliche Verfahren darlegt, welches als Basis

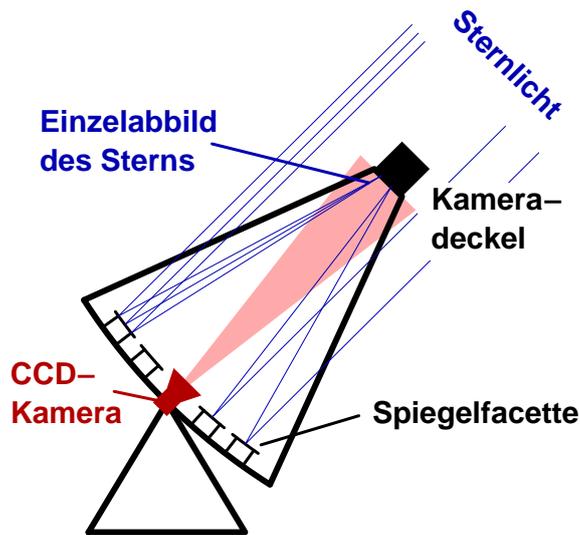


ABBILDUNG 3.1: Schematische Darstellung des Verfahrens zur Justierung der Spiegelfacetten mit Sternlicht.

für die tatsächliche Umsetzung diene. Das Verfahren ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Erstmals in der Cherenkov-Astronomie wird dabei das Licht von Sternen dazu genutzt, die einzelnen Facetten des Reflektors auszurichten.

Dazu wird das Teleskop auf einen geeigneten Stern ausgerichtet und diesem nachgeführt. Jede Spiegelfacetten erzeugt dabei ein individuelles Abbild dieses Sterns in der Fokalebene, wie in Abbildung 3.2 (links) beispielhaft gezeigt. Durch Verändern der Ausrichtung einer bestimmten Facette wird das entsprechende Abbild in der Fokalebene verschoben, womit prinzipiell die Möglichkeit besteht, eine eindeutige Zuordnung zwischen Facette und Abbild vorzunehmen. Die optische Rückkoppelung ist durch eine CCD-Kamera im Zentrum des Spiegelträgers gegeben, welche auf den als Schirm genutzten Deckel der Cherenkov-Kamera ausgerichtet ist. Sukzessive werden nun alle Sternabbilder identifiziert und anschließend durch korrekte Ausrichtung der zugehörigen Spiegelfacetten im nominellen Fokus zusammengeführt. Das Ergebnis dieses Prozesses ist in Abbildung 3.2 (rechts) zu sehen.

Die Vorteile dieses Verfahrens sind evident. Die Justierung verwendet eine natürliche Punktlichtquelle in unendlicher Entfernung, die direkt in der Fokalebene abgebildet wird. Anders als mit festinstallierten künstlichen Lichtquellen kann die Justierung somit im optimalen Elevationsbereich durchgeführt werden, so dass der Effekt schwerkraft-induzierter Verformungen des Spiegelträgers auf die Abbildungsqualität im Arbeitsbereich der Teleskope minimiert wird. Zudem besteht durch die Abbildung des Lichtes direkt in der Fokalebene die Möglichkeit, die tatsächliche Abbildungsqualität beim Justiervorgang ständig zu kontrollieren. Des Weiteren liefern die Bilder eine Dokumentation der Abbildungsqualität jeder einzelnen Spiegelfacetten.

Das gesamte System zur Justierung der Spiegelfacetten ist danach ausgelegt, eine automatisierte Prozedur zu ermöglichen, die weitgehend ohne Intervention von Operateuren abläuft. Dazu verfügt jede Spiegelfacetten über zwei motorisch verstellbare Aktuatoren, mit denen die Ausrichtung der Facette über eine zentrale Steuerung verändert werden kann. Voruntersuchungen zur Spiegeljustierung wurden u.a. von Katona (1999) und Gillessen (1999) durchgeführt, wobei in letztgenannter Arbeit ein grundsätzlicher Funktionsbeweis des Verfahrens anhand von Testspiegeln in einem der HEGRA-Teleskope auf der Kanarischen Insel La Palma erbracht wurde.

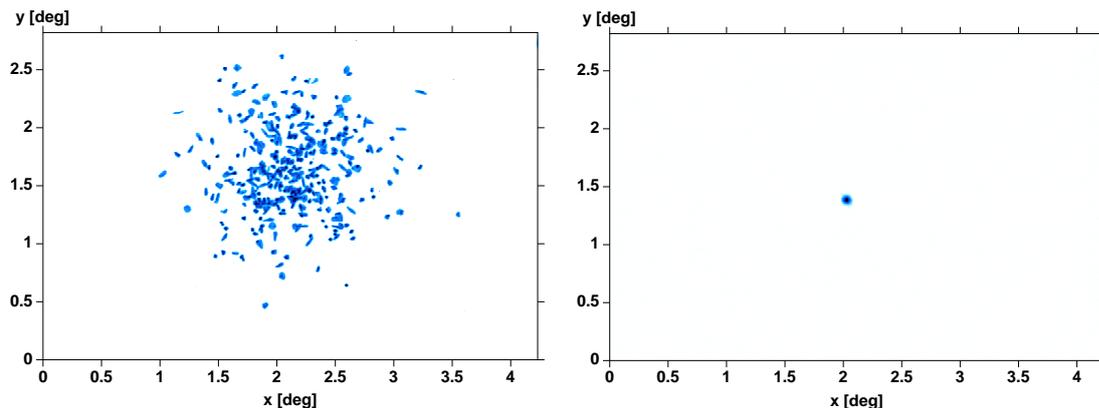


ABBILDUNG 3.2: Verteilung der individuellen Sternabbilder vor (links) und nach (rechts) der Justierung der Spiegelfacetten. Gezeigt ist das gesamte Gesichtsfeld der CCD-Kamera mit altem 180mm-Objektiv. Die Intensitätsskala ist logarithmisch.

### 3.1.1 Komponenten und Aufbau des optischen Systems

Der Aufbau des optischen Systems der H.E.S.S.-Teleskope wurde bereits ausführlich von Bernlöhner *et al.* (2003) dokumentiert. Eine Darstellung soll hier deshalb nur insofern erfolgen, wie zum Verständnis der vorliegenden Arbeit nötig ist. Für detailliertere Informationen sei auf die Publikation verwiesen.

Die Teleskope weisen eine – wie bei sehr großen Reflektoren üblich – Alt/Az-Montierung auf. Die Struktur wurde dabei so ausgelegt, dass eine gute Abbildungsleistung über den gesamten Arbeitsbereich gewährleistet ist. Insbesondere elevationsabhängige Verformungen des Spiegelträgers und der Kameramasten sind hierbei von Interesse. Um diese gering zu halten, wurde die Struktur der Teleskope hinreichend steif ausgelegt, so dass Nachjustierungen der Spiegelfacetten zwischen Beobachtungen unterschiedlicher Himmelspositionen unnötig sind.

Der Spiegelträger hat eine hexagonale Form mit einem Durchmesser von 12.6 m zwischen zwei Kanten (vgl. Abb. 2.6). Mit der nominellen Brennweite von 15 m ergibt sich ein  $f/D$ -Verhältnis von 1.2. Dieser Wert ist so gewählt, dass die Abbildungsqualität achsenferner Objekte bis an den Rand der mit 5° Durchmesser vergleichsweise großen Cherenkov-Kamera noch befriedigend im Vergleich zum Pixeldurchmesser von  $0.16^\circ$  ausfällt. Ein größeres  $f/D$ -Verhältnis verbessert zwar generell die achsenferne Abbildungsqualität, hat aber aufgrund der dafür nötigen Verlängerung der Brennweite deutlich höhere Kosten zur Folge. So muss zum einen die Kamera bei gleichbleibendem Gesichtsfeld größer ausfallen und zum anderen die Stahlkonstruktion aufwendiger gestaltet sein, um unerwünschte Deformationen aufgrund des erhöhten Drehmomentes der gesamten Kameraaufhängung zu vermeiden.

Der Spiegelträger ist nach der Davies-Cotton-Konfiguration (Davies & Cotton 1957) ausgelegt, bei welcher der Reflektor aus vergleichsweise kleinen Spiegelfacetten mit identischer Brennweite gebildet wird. Diese ist zudem mit der Brennweite des Reflektors identisch, weshalb die Form oder vielmehr die Anordnung der einzelnen Facetten einer Kugelschale entspricht.

Im Gegensatz zu Parabolreflektoren ergeben sich eine Reihe von Vorteilen. Zum einen ist die Qualität bei achsenferner Abbildung besser, wenn von einem festen

$f/D$ -Verhältnis ausgegangen wird. Da die Cherenkov-Kameras der H.E.S.S.-Teleskope über ein großes Gesichtsfeld verfügen, ist dies nicht unerheblich. Zum anderen sind sowohl Herstellung und Qualitätsprüfung der Spiegelfacetten als auch die Lagerung und Verwaltung von Ersatzteilen mit deutlich weniger Aufwand und damit auch Kosten verbunden. Denn anders als bei segmentierten Parabolreflektoren, bei denen jede Spiegelfacette eine individuelle nominelle Brennweite aufweist, sind diese Prozesse bei der Davies-Cotton-Auslegung nur für eine Brennweite durchzuführen. Allerdings kann die Anzahl unterschiedlicher Facetten-Brennweiten auch bei Parabolreflektoren durch geeignete Wahl der Facetten-Größe kleingehalten werden (vgl. Kap. 3.3 und Anhang E).

Die Davies-Cotton-Konfiguration hat jedoch auch Nachteile. Von recht geringer Bedeutung ist, dass die Abbildungsleistung bei achsenparalleler Abbildung schlechter ist als bei Parabolspiegeln; wie später noch ausführlich dargelegt wird, wird die Auflösung im achsennahen Bereich von der Größe der Pixel der Cherenkov-Kamera dominiert. Bedeutend ist jedoch, dass Davies-Cotton-Reflektoren nicht isochron abbilden. Aufgrund der Kugelsymmetrie wird eine planparallele Wellenfront je nach Abstand zum Zentrum des Reflektors zu unterschiedlichen Zeiten abgebildet. Die zeitliche Dispersion ist demnach bei der Auslegung der Kameraelektronik hinsichtlich Integrationszeit und Ausleseverhalten zu berücksichtigen und kann im ungünstigsten Fall eine erhöhte Energieschwelle des Detektors zur Folge haben. Mit einer mittleren quadratischen Breite der intrinsischen Ankunftszeitverteilung von 1.4 ns fällt die zeitliche Dispersion für die H.E.S.S.-Reflektoren noch unkritisch aus. Sie ist von gleicher Größenordnung wie die zeitliche Verteilung der Cherenkov-Photonen eines Schauers. Zudem werden die Signale in den Pixeln der Cherenkov-Kamera über Zeitintervalle von 16 ns integriert (Vincent *et al.* 2003); der Effekt der zeitlichen Aufweitung des Signals ist damit nicht von Bedeutung.

Jeder H.E.S.S.-Reflektor verfügt über eine Fläche von  $107 \text{ m}^2$ , welche aus 380 runden Spiegelfacetten gebildet wird.<sup>1</sup> Sie sind aus sphärisch geschliffenem Glas gefertigt und haben einen Durchmesser von 60 cm. Die Reflexionsschicht besteht aus einer Aluminiumbedampfung, welche mit einer Quarzschicht versiegelt ist. Die Spezifikation für den Herstellungsprozess der Spiegelfacetten fordert eine minimale Abbildungsqualität derart, dass sich im Fokus 80% des reflektierten Lichtes innerhalb eines Kreises von 1 mrad Durchmesser befindet ( $d_{80\%} \leq 1 \text{ mrad}$ ). Diese und andere Anforderungen wurden auf einem Teststand überprüft und mangelbehaftete Facetten an die Hersteller zurückgesandt. Hinsichtlich der Abbildungsqualität erwies sich der Herstellungsprozess als unkritisch; bei einer Wellenlänge von 470 nm wurde ein mittlerer Wert für  $d_{80\%}$  von nur 0.45 mrad erreicht.

Um eine automatisierte Justierung der Spiegelfacetten zu ermöglichen, sind diese auf motorisch verstellbaren Halterungen montiert. Wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist, besteht die Spiegelaufhängung aus einem Grunddreieck, an dem drei Stützen befestigt sind, die den Spiegel tragen. Zwei der Stützen sind Aktuatoren, deren Höhe über dem Grunddreieck mit Hilfe von Motoren verändert werden kann, so dass Verkipnungen des Spiegels möglich sind. Aufgrund der Verstellbarkeit können die Aktuatoren nicht unbeweglich am Spiegel befestigt werden, denn die Bewegungen dürfen keine großen mechanischen Spannungen am Spiegel erzeugen. Dazu ist der eine Aktuatorkopf mit einer radialen Laufschiene versehen, die Bewegungen in ebendiese Richtung ermög-

<sup>1</sup>Tatsächlich sind es nur in CT03 380 Spiegelfacetten; alle anderen Teleskope verfügen über 381.

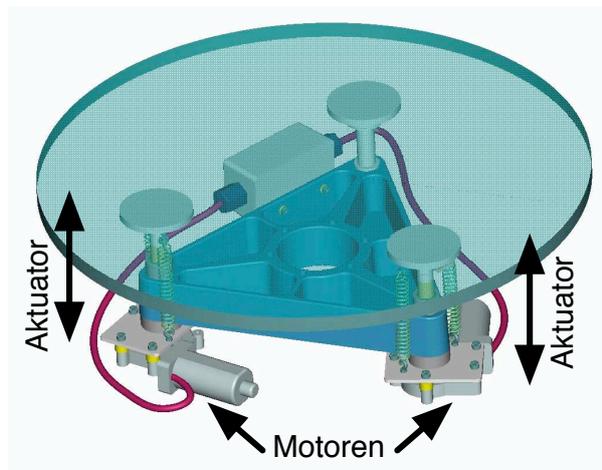


ABBILDUNG 3.3: Spiegelfacetten mit Aufhängung und Motoren. [Zeichnung aus Cornils & Jung (2001)]

licht. Der andere Aktuator verfügt über einen Gleitkopf, der in beide Richtungen frei beweglich ist. Jeweils zwei starke Zugfedern sorgen für den nötigen Halt der Aufhängung und minimieren das mechanische Spiel der Aktuatoren. Die dritte Stütze ist nicht verstellbar, verfügt jedoch über ein Kugelgelenk an der Spiegelbefestigung, um Verkippungen in diesem Punkt durch Bewegungen der beiden Aktuatoren zu gewährleisten. Die motorgetriebenen Aktuatoren werden weiter unten noch eingehender behandelt. Weitere Informationen zu der Spiegelaufhängung finden sich bei Jung (2003).

Der Deckel der Cherenkov-Kamera dient als Schirm für die Abbilder der Justiersterne. Er ist so angebracht, dass die Oberfläche 28 mm von der Eintrittsöffnung der nichtabbildenden Lichtkonzentratoren (*Winston cones*) entfernt ist. Dies folgt einer Untersuchung von Hofmann (2001), in der gezeigt wird, dass die Abbildungsleistung von Cherenkov-Teleskopen verbessert wird, wenn sie nicht auf Unendlich sondern auf etwa 10 km Höhe über dem Meeresspiegel fokussiert werden. Dies ist unmittelbar einsehbar, denn vornehmlich in diesem Bereich befinden sich die Maxima der Luftschauer; die Abbilder der Schauer werden dadurch also schärfer. Werden die Spiegelfacetten nun so justiert, dass die sich praktisch im Unendlichen befindenden Sterne scharf auf dem Kameradeckel abgebildet werden, so entsteht für die Cherenkov-Kamera ein Fokus für etwa 8 km Höhe. Zusammen mit der Höhe des Geländes über dem Meeresspiegel von 1800 m ergibt sich so der optimale Fokus für Bilder von Luftschauern.

Am Rand der aktiven Fläche der Cherenkov-Kamera sind acht Leuchtdioden angebracht, für die im Deckel Fenster an den entsprechenden Stellen vorhanden sind. Sie fungieren als Positionsreferenz bei Aufnahmen mit der weiter unten beschriebenen LidCCD-Kamera. Dieses Referenzsystem ist für die genaue Bestimmung der tatsächlichen Teleskopausrichtung vorgesehen; für die Spiegeljustierung sind sie dagegen nicht relevant. Da die Cherenkov-Kameras mitsamt dem Deckel erst jeweils nach der initialen Justierung aller Spiegelfacetten in die Teleskope eingebaut wurden, diente eine weiß lackierte Platte vorübergehend als Schirm.

### 3.1.2 Das Mirror Alignment Control System (MACS)

Das System zur automatisierten Justierung der Spiegelfacetten gründet auf dem Zusammenwirken aufeinander abgestimmter Komponenten. Diese sollen in den folgenden Abschnitten ausführlich dargestellt werden.

### 3.1.2.1 Aktuatormotoren und Steuerungshardware

Zur Verstellung der Aktuatoren werden relativ einfache Gleichspannungsmotoren verwendet, die normalerweise in Kraftfahrzeugen zur Bewegung der Seitenfenster zum Einsatz kommen. Das gewählte Modell (Bosch, Typ 0 130 821 708/709) verfügt über zwei um  $90^\circ$  versetzte Hallsensoren auf der Motorwelle, mittels derer Bewegungen richtungssensitiv erfasst werden können; die Auflösung beträgt hierbei eine Viertelumdrehung der Motorwelle. In die Motoreinheit integriert ist zudem ein Schneckengetriebe, welches die Wellendrehungen um einen Faktor 55 untersetzt, so dass sich eine Auflösung von 220 Hallimpulsen<sup>2</sup> pro Umdrehung ergibt.

Die Motoreinheit ist ohne zwischengeschaltetes Getriebe direkt mit dem Aktuator verbunden. Der Aktuator selbst ist als Spindel in einem Gewinde mit einer Steigung von 0.75 mm pro Umdrehung realisiert. Zusammen mit der Auflösung der Motoreinheit resultiert daraus eine Auflösung von  $3.41 \mu\text{m}$ . Bezogen auf das Zentrum der Spiegelfacetten befinden sich die zwei Aktuatorbefestigungen und der Fixpunkt auf einem Radius von 175 mm, so dass dieser Hub einer Spiegelverkipfung von 2.68 Bogensekunden bzw. 0.0130 mrad entspricht. Relevant ist jedoch die Auswirkung auf in die Fokalebene reflektiertes Licht, weshalb die Winkel zu verdoppeln sind, also  $5.36'$  bzw. 0.0260 mrad. Der Gesamthub der Aktuatoren beträgt ca. 2.8 cm, was einem Winkelbereich von  $\pm 3.0^\circ$  bzw.  $\pm 52$  mrad für die Verkipfung der Spiegelfacetten relativ zur Mittelstellung entspricht. Bezogen auf reflektiertes Licht sind dies  $\pm 6.0^\circ$  bzw.  $\pm 104$  mrad.

Ausgehend von den zur Verstellung der Aktuatoren gewählten Motoren wurde eine dedizierte Steuerungselektronik an der Universität Hamburg entwickelt und gebaut (Riege *et al.* 2000). Sie dient im wesentlichen dazu, der Steuerungssoftware einen komfortablen Zugriff auf sämtliche Spiegelmotoren eines Teleskops zu gewähren. Maßgebend für den Entwurf der Elektronik war dabei die Vorgabe, zu einer Zeit jeweils nur einen Spiegelmotor ansteuern zu müssen. Dies gründet sich auf der besonderen Auslegung der Stahlkonstruktion hinsichtlich der Verformungsstabilität. Auch im schlimmsten Fall sollte diese eine hinreichende Genauigkeit der Spiegelausrichtungen für mindestens einen Monat gewährleisten.

Die gesamte Elektronik zur Steuerung der Spiegelmotoren eines Teleskops ist in einem kompakten Elektronikeinschub untergebracht, der von der Elektronikhütte zentral über spezielle Kabel mit allen Motoren verbunden ist (s. Abb. 3.4, untere Hälfte). Jeweils 32 Spiegelmodule bzw. 64 Motoren sind über ein sogenanntes Branch-Kabel (engl. für Zweig) an die Elektronik angebunden, von denen es insgesamt zwölf gibt (s. Abb. 3.5). In jedem Branchkabel finden sich neben Leitungen zur Spannungsversorgung und zur Übertragung der Hallsignale  $2 \times 8$  Adressleitungen, über die im Matrixauswahlverfahren ein bestimmter Motor selektiert werden kann. Eine kleine Relaisbox an jedem Spiegelmodul sorgt im Selektionsfall per Relais für Kontakt zu den Spannungs- und Signalleitungen, die sich alle Motoren eines Branchkabels teilen. Jedes Branchkabel ist über eine Treiberkarte mit der zentralen Logikeinheit der Elektronik verbunden, welche den Baustein zur Steuerung sämtlicher Abläufe enthält.

Nach außen hin stellt dieser seine Funktionalität mittels eines eigens zusammengestellten Befehlssatzes zur Verfügung. Dabei können Befehle entweder manuell über ein Bedienfeld oder aber elektronisch über eine Schnittstelle zum in der Steuerungselektro-

<sup>2</sup>Relevant für die Zählung sind eigentlich die Flankenwechsel zwischen den zwei möglichen Spannungsniveaus des Hallsignales. Der Einfachheit halber wird im Text aber von Hallsignalen bzw. -impulsen gesprochen.

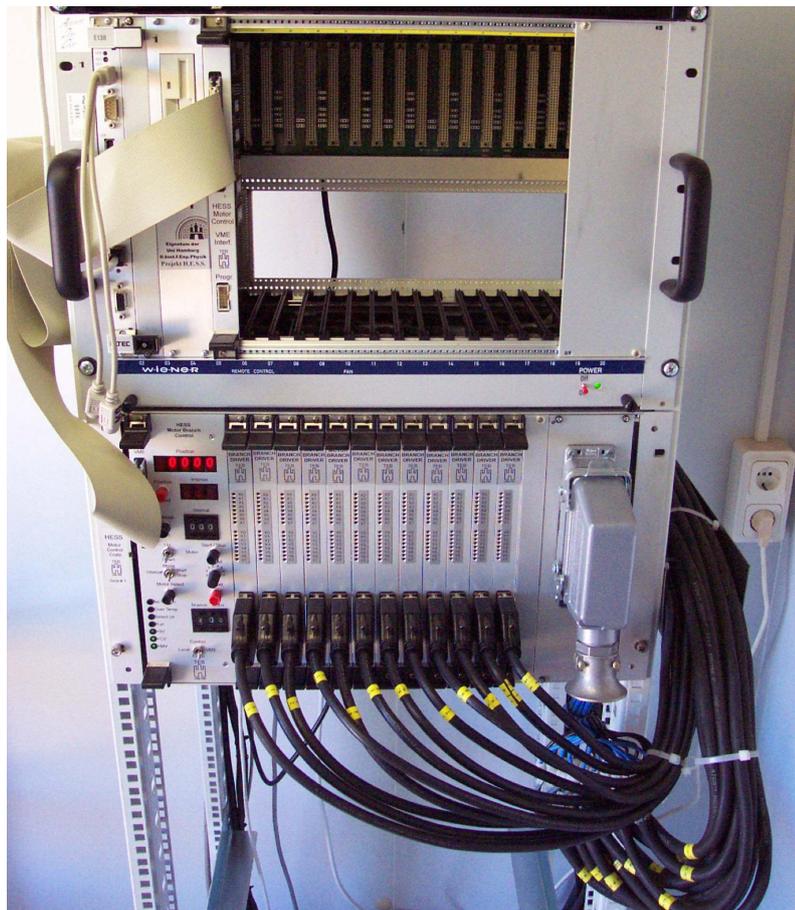


ABBILDUNG 3.4: Photographische Darstellung der Hardwareeinschübe der Spiegelsteuerung. Im unteren Teil befindet sich das sogenannte Branch-Crate mit der zentralen Steuereinheit (links) und den Treiberkarten für die Branchkabel. Die Motorspannung wird über einen massiven Stecker (rechts) an die entsprechenden Leitungen in den Branchkabeln verteilt. Im oberen Teil ist das weitgehend leere VME-Crate mit der Adapterkarte (rechts) zu sehen. Links davon befindet sich ein Einschub mit Festplatten- und Diskettenlaufwerk und ganz links – teilweise vom Verbindungskabel verdeckt – die VME-CPU. [Photo: M. Beilicke]

nik verbreiteten VMEbus (Peterson 1993) gegeben werden. Der Befehlssatz folgt weitgehend den Gegebenheiten und umfasst Kommandos zur Selektion des gewünschten Motors, zum Starten und Stoppen des selektierten Motors, zum Auslesen und Rücksetzen des Positionszählers, sowie Befehle zum Ermitteln und Verändern wählbarer Parameter und interner Steuerungszustände.

Da die relativ einfachen Fensterhebermotoren im Gegensatz zu Schrittmotoren weder dazu in der Lage sind, gefahrene Schritte zu zählen, noch eine festgelegte Anzahl selbständig zu fahren, muss die Elektronik hierfür Mechanismen bereitstellen. Die Steuerung verfügt dazu über eine Zählereinheit, welche die von den Motoren bereitgestellten Hallpulse richtungssensitiv addiert bzw. subtrahiert. Kritisch ist dabei die korrekte Interpretation der zwei Hallsignale, da diese aufgrund der langen Leitungswege einer Vielzahl elektromagnetischer Einflüsse unterliegen. Hierfür wurde auf einen speziell für diesen Zweck entwickelten Elektronikbaustein (Agilent Technologies, Quadra-

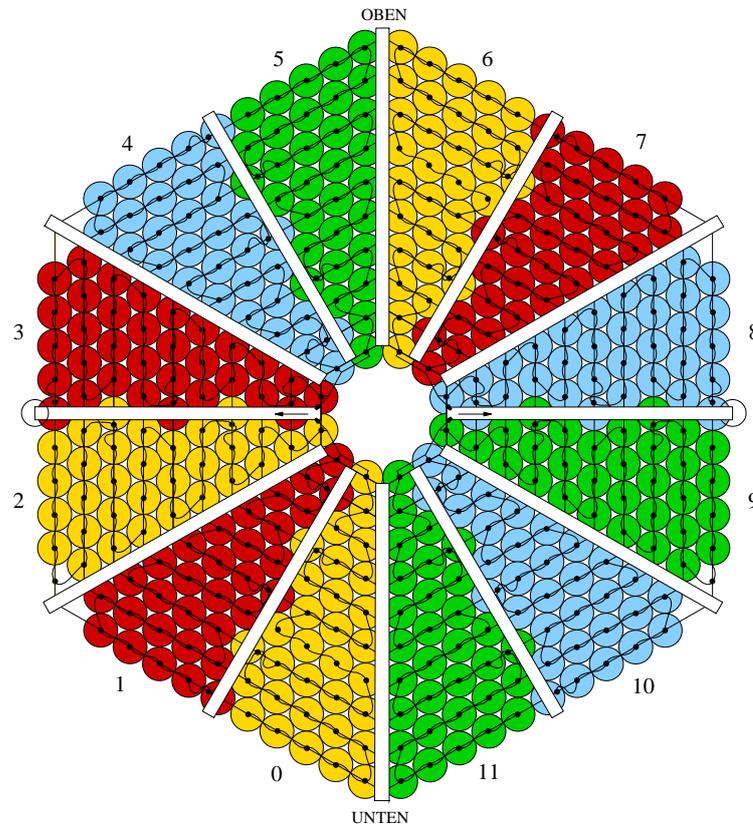


ABBILDUNG 3.5: Plan der Branchverkabelung im Spiegelträger. Gezeigt ist die Rückansicht mit den Verstreubungen im Vordergrund. Die Nummern an den Segmenten repräsentieren die Branchnummerierung der Spiegelsteuerung; die Spiegelnummerierung beginnt jeweils innen bei 0 und läuft entlang der Kabel bis 31. [Zeichnung: M. Tluczykont]

ture Decoder/Counter HCTL-2020) zurückgegriffen, der neben aufwendigen Filterstufen über eine Konsistenzeinheit verfügt, welche Zustandsänderungen auf Plausibilität hin überprüft. Als einen der wichtigsten Befehle bietet die Steuerungslogik eine angenäherte Relativpositionierung der Motoren. Dazu wird die Motorspannung kurz vor Erreichen der gewählten Schrittzahl automatisch abgeschaltet. Zwar kommt der Motor dabei in der Regel nicht exakt an der gewünschten Position zum Stehen, durch Iteration ist dies aber mit zumeist wenigen Wiederholungen zu erreichen. Die Anzahl der nötigen Iterationen lässt sich zudem durch die Möglichkeit gering halten, situationsbezogen eine von insgesamt acht verschiedenen Motorgeschwindigkeiten auszuwählen. Wie bei Gleichspannungsmotoren üblich, werden diese mittels einer gepulsten Nominallspannung mit variablem Tastverhältnis realisiert.

Um die Mechanik der Aktuatoren zu schützen, verfügt die Steuerung zudem über eine Sicherheitsabschaltung, welche den Motor stromlos schaltet, sobald für einen gewissen Zeitraum – dieser variiert mit der gewählten Motorgeschwindigkeit – keine Hallimpulse gezählt werden. Zusammen mit in den Endbereichen der Aktuatoren installierten Federn und einer internen Notabschaltung in den Motoren sorgt dies dafür, dass Beschädigungen der Mechanik aufgrund großer Drehmomente vermieden werden.

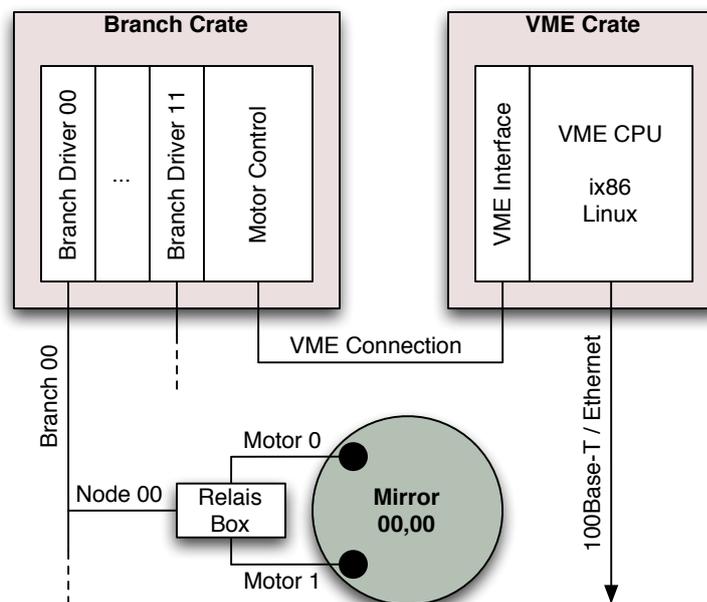


ABBILDUNG 3.6: Schematische Darstellung aller Hardwarekomponenten zur Steuerung der Aktuormotoren.

Wie bereits erwähnt, verfügt die Steuerungselektronik über eine Anbindung an den VMEbus, um darüber anderen Geräten sämtliche Befehle zur Steuerung der Aktuormotoren eines Teleskops zur Verfügung zu stellen. Diese werden von einem VME-Rechner (ELTEC Elektronik, EUROCOM 138) genutzt, der sich als Einschub in einem VME-Crate zusammen mit der Steuerungskarte befindet (s. Abb. 3.4, obere Hälfte). Abgesehen von der kompakten Bauweise und dem Baustein zur Kommunikation mit dem VMEbus entspricht der Rechner weitgehend einem handelsüblichen PC auf Basis der x86-Technologie. Diese Plattform wurde gewählt, da für sie mit Linux ein ausgereiftes UNIX-Derivat mit umfangreicher Treiberunterstützung zu günstigen Preisen existiert. Der Rechner verfügt schließlich über einen Ethernetanschluss, über den die Kommunikation mit dem gesamten Rechnernetzwerk des Experimentes abgewickelt wird.

Die gesamte Hardware zur Steuerung der Aktuormotoren ist schematisch in Abbildung 3.6 dargestellt. Weitere Informationen zur Steuerungselektronik finden sich bei Cornils (2001).

### 3.1.2.2 CCD-Kamera zur optischen Rückkoppelung

Für die optische Rückkoppelung wurde auf eine astronomische CCD-Kamera zurückgegriffen (Gillesen 2001). Solche Kameras zeichnen sich in der Regel dadurch aus, dass sie über einen relativ großflächigen und empfindlichen Sensor verfügen, welcher mittels Peltierelement gekühlt werden kann. Die Kühlung reduziert das thermische Rauschen in den Pixeln erheblich, was insbesondere längere Belichtungszeiten ohne nennenswerte Einbußen in der Qualität ermöglicht. Zudem sind – anders als beispielsweise bei Kameras für den Heimbereich – auf dem Sensor in der Regel keinerlei Filtermaterialien aufgetragen, wie sie u.a. dazu nötig sind, Farbinformationen in nur einer

Belichtung zu erhalten.

Um den Lichtfleck einer einzelnen Spiegelfacette noch gut neben dem kumulierten Signal aller anderen Facetten auflösen zu können, ist ein ausreichend großer dynamischer Bereich der Kamera erforderlich. Eine konservative Abschätzung ist hier, ausgehend von der Anzahl der Spiegelfacetten die nächst höhere Zweierpotenz als effektive Intensitätsauflösung anzusetzen; bei 380 Spiegelfacetten beträgt diese neun Bit, da  $\log_2(380) = 8.57$ . Des Weiteren sind das typische Rauschniveau in den Pixeln (Dunkelstrom und Ausleserauschen) und ein eventuell vorhandener Sockelwert (Bias) aufgrund der Vorspannung in der Ausleseelektronik zu berücksichtigen. Werden hierfür realistische vier bis fünf Bit angesetzt, so ergibt sich ein erforderlicher dynamischer Bereich von 14 Bit. Um darüber hinaus noch über eine Sicherheitsreserve zu verfügen, wurden nur Modelle mit einem dynamischen Bereich von 16 Bit ernsthaft in Betracht gezogen. Maßgeblich für die Wahl eines konkreten Modells war darüber hinaus die Verfügbarkeit von Treibersoftware für das beim H.E.S.S.-Experiment eingesetzte Linux-Betriebssystem, wobei Modelle mit quelloffenem Treiber bevorzugt wurden.

Die Wahl fiel letztlich auf das Modell AP2Ep der Firma Apogee, welches auf dem Sensor KAF-1601E von Kodak beruht. Dieser verfügt über eine Matrix von  $1536 \times 1024$  aktiven Pixeln mit einer Kantenlänge von  $9 \mu\text{m}$ . Die Ausleseelektronik stellt die Pixelintensitäten als digitalisierte 16 Bit-Werte zur Verfügung, wobei zum einen der auszulesende Bereich frei gewählt werden kann und zum anderen Zeilen und Spalten unabhängig voneinander zu mehreren zusammengefasst werden können (*Binning*). Die aktive Peltierkühlung erlaubt, die Temperatur des Sensors auf etwa  $45^\circ\text{C}$  unterhalb der Umgebungstemperatur herabzusenken.

Die Ansteuerung und Auslese geschieht über den mittlerweile veralteten Parallelport (IEEE 1284) handelsüblicher Rechner, dessen Geschwindigkeit vergleichsweise gering ausfällt.<sup>3</sup> So benötigt die Auslese des gesamten Sensors samt Übertragung der Daten in den Rechner ca. 50 Sekunden, was für die Spiegeljustierung aber unkritisch ist. Ausgehend von den mittlerweile gewonnenen Erfahrungen (Beilicke & Petz 2002) kann für die Zukunft allerdings nur noch der Einsatz von per Ethernet angebotenen Kameras empfohlen werden. Die Vorteile sind ein standardisierter Bus mit standardisierten (offenen) Protokollen für die Kommunikation bei vergleichsweise hohen Geschwindigkeiten der Datenübertragung und langen Leitungswegen ohne Signalaufbereitung. Zum Zeitpunkt des Kaufes stand diese Technologie jedoch noch nicht zur Verfügung.

Bei der Optik galt es, einen Kompromiss zwischen einer möglichst hohen Auflösung und möglichst vollständiger Abdeckung des Kameradeckels samt der an den Rändern angebrachten Positions-Leuchtdioden im Gesichtsfeld zu finden. Während für die Spiegeljustierung letzteres von größerer Bedeutung ist, stand für das Pointing (s.u.) anfänglich eher die Auflösung im Vordergrund. Als Kompromiss wurde das lichtstarke Festbrennweitenobjektiv Nikkor 180mm/2.8 ED gewählt, mit dem sich ein Gesichtsfeld von  $4.23^\circ \times 2.82^\circ$  bei einer mit Hilfe der Positions-Leuchtdioden vermessenen Pixelauflösung von  $0.04807 \text{ mrad Pixel}^{-1}$  ergibt; der relative statistische Fehler dieser Messung beträgt  $10^{-3}$ . Mit diesem eingeschränkten Gesichtsfeld können allerdings nur drei der acht Positions-Leuchtdioden abgebildet werden. Nach einigen Jahren Erfahrungen mit dem Pointing stellte sich als limitierender Faktor für sehr genaue

<sup>3</sup>Zwar existierte ein Schwestermodell, welches über einen per Einsteckkarte angebotenen proprietären Bus anzusteuern war, der eine deutlich schnellere Kommunikation mit der Kamera zur Verfügung stellte. Allerdings waren die Kosten für diese Version sehr viel höher.

Pointingmodelle die nur kleine Anzahl der sichtbaren Positions-Leuchtdioden heraus. Deshalb wurden alle CCD-Kameras im Herbst 2004 mit dem ursprünglich vom Autor vorgeschlagenen hochlichtstarken Festbrennweitenobjektiv Nikkor 135mm/2 ausgestattet. Mit diesem ergibt sich für die CCD-Kamera ein Gesichtsfeld von  $5.70^\circ \times 3.80^\circ$ , welches alle acht Positions-Leuchtdioden umfasst; die vermessene Pixelauflösung beträgt  $0.06474 \text{ mrad Pixel}^{-1}$  mit einem relativen statistischen Fehler von  $10^{-4}$ .

Bei ersten Messungen mit dem neuen Objektiv stellte sich heraus, dass um alle aufgenommenen Lichtverteilungen ein von der effektiven Sterntemperatur – und damit der spektralen Zusammensetzung des ausgesendeten Lichtes – abhängiger Halo erschien. Als Ursache hierfür konnte der bei Photoobjektiven übliche Versatz des Fokus für Licht im infraroten Bereich gegenüber dem für sichtbares Licht ausgemacht werden.<sup>4</sup> Da die Sensoren in astronomischen CCD-Kameras im IR-Bereich sensitiv sind und üblicherweise nicht über entsprechendes Filtermaterial verfügen, erschien das defokussierte Abbild im IR-Bereich als Halo um die Lichtverteilungen. Durch Einsatz eines IR-Sperrfilters der Firma Astronomik konnte dieser unerwünschte Teil des Lichtes herausgefiltert werden. Die daraufhin durchgeführten Messungen von Lichtverteilungen waren mit den alten Ergebnissen kompatibel und zeigten im Rahmen der Genauigkeit keine Abhängigkeit von der effektiven Sterntemperatur. Zudem wurden die roten Positions-Leuchtdioden weiterhin ohne erkennbare Einbuße abgebildet. Nachträglich konnte dieser Effekt auch bei Aufnahmen mit dem 180mm-Objektiv verifiziert werden. Allerdings ist der IR-Fokus hierbei nur marginal gegenüber dem für den sichtbaren Bereich verschoben, so dass der Fehler auf die Messungen vergleichsweise gering ausfällt und noch gut im Rahmen der abgeschätzten statistischen Fehler liegt.

Neben dieser CCD-Kamera findet sich in den Teleskopen ein weiteres Modell von Apogee (Ap1E), welches der direkten optischen Beobachtung von Sternen im zentralen Bereich des Gesichtsfelds der Cherenkov-Kamera dient. Zur Unterscheidung der beiden Kameras wurden die Bezeichnungen *LidCCD*- für die auf den Kameradeckel ausgerichtete und *SkyCCD*- für die parallel zur Teleskopachse auf den Himmel ausgerichtete Kamera eingeführt. Die aus den Bildern der SkyCCD-Kamera gewonnenen Informationen werden zusammen mit gleichzeitig aufgenommenen Bildern der LidCCD-Kamera dazu genutzt, die tatsächliche Ausrichtung des Teleskops (Pointing) möglichst genau zu bestimmen bzw. ein von der Himmelsposition abhängiges Modell zu erstellen (Gillesen *et al.* 2003; Gillesen 2004). Die Positionen beider CCD-Kameras im Spiegelträger sind – zusammen mit der der später beschriebenen Laser-Facette – in Abbildung 3.7 zu sehen.

Beide Kameratypen wurden von der Hamburger H.E.S.S.-Gruppe beschafft und im Rahmen einer Diplomarbeit getestet (Petz 2002). Da die SkyCCD-Kamera für die vorliegende Arbeit ohne Bedeutung ist, sei für nähere Informationen auf die oben genannten Veröffentlichungen verwiesen.

### 3.1.2.3 Steuerungssoftware

Auf die Basis der Steuerungssoftware soll an dieser Stelle bis auf wesentliche Grundzüge nicht weiter eingegangen werden; detaillierte Informationen hierzu finden sich bei Cornils (2001). Den darauf aufbauenden Algorithmen und Prozeduren sind die nachfolgenden Kapitel gewidmet.

<sup>4</sup>Den entscheidenden Hinweis lieferte Thomas Lohse, dem an dieser Stelle dafür gedankt sei.

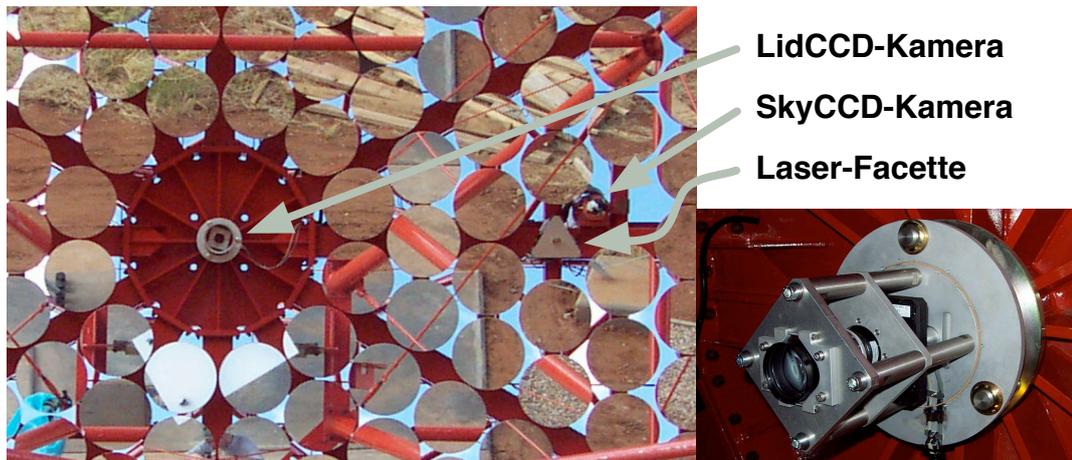


ABBILDUNG 3.7: LidCCD-Kamera, SkyCCD-Kamera und Laserfacette. Links ist ein Ausschnitt des Spiegelträgers von CT03 mit den Lid- und SkyCCD-Kameras sowie der in Kap. 3.1.5.1 beschriebenen Laserfacette zu sehen. Der Reflektor ist noch nicht vollständig justiert. Das rechte Bild zeigt eine Nahaufnahme der LidCCD-Kamera in ihrer Halterung, wobei der Schutzdeckel entfernt wurde. [Photos: M. Beilicke]

Die Steuerungshardware ist als Zustandsmaschine realisiert, welche erteilte Befehle zwar entgegennimmt und gegebenenfalls abarbeitet, selbständig aber keinerlei Rückmeldung über Erfolg oder Misserfolg der Aktionen gibt. Deshalb wurde eine Softwareebene implementiert, die vor jedem Kommando überprüft, ob die dafür nötigen Voraussetzungen gegeben sind. Des Weiteren wird jede tatsächlich angestoßene Aktion überwacht und nach der Abarbeitung bzw. einem Abbruch das Ergebnis zurückgemeldet.

Der Befehlssatz der Steuerungshardware ist darüber hinaus sehr rudimentär ausgelegt und verfügt bewusst nur über einfache Kommandos. Die Intention war dabei, die Hardware möglichst kompakt und kosteneffektiv auszulegen und komplexere Mechanismen in Software zu realisieren. Um beispielsweise einen Aktuator eine gewisse Anzahl von Schritten zu fahren, ist eine Vielzahl von aufeinanderfolgenden Kommandos und Zustandsabfragen nötig. Es wurde deshalb eine weitere Softwareebene eingeführt, die anderen Teilen ganze Funktionsblöcke als geschlossene Einheiten zur Verfügung stellt. So wurde ein Satz abstrakter Befehle geschaffen, mittels dessen höhere Softwareebenen eine komfortable Ansteuerung der Aktuatoren geboten wird.

Abschließend sei noch ein weiteres Beispiel aufgeführt, wie mangelnde Funktionalität der Hardware in Software nachgebildet wird. Die verwendeten Fensterhermotoren bieten selbst weder eine absolute noch eine relative Positionierung (vgl. Kap. 3.1.2.1). Letztere wird der Softwareseite annähernd durch die Steuerungselektronik geboten, die hierzu über ein Zählwerk für die Hallpulse der Motoren verfügt. Um dennoch so etwas wie eine absolute Positionierung zu ermöglichen, wurde eine entsprechende Funktionalität in die Steuerungssoftware implementiert. Aktuatorpositionen werden dazu relativ zu einer einmal festgelegten Referenzposition dauerhaft in einer Datenbank gespeichert, wobei jede Bewegung der Aktuatoren mitprotokolliert wird. So steht den Softwarealgorithmen letztlich die Funktionalität einer Absolutpositionierung zur Verfügung, die auch nach dem Ausschalten sämtlicher Komponenten ihre Gültigkeit behält.

### 3.1.3 Mathematische Grundlagen der Spiegeljustierung

Die Position eines individuellen Lichtflecks in der Fokalebene,  $\mathbf{x} \equiv (x_1, x_2)$ , ist durch eine Funktion

$$\mathbf{x} = f(q_1, \dots, q_6, \mathbf{a}) \quad (3.1)$$

gegeben, die zum einen durch die Position und Orientierung,  $q_i$ , der entsprechenden Spiegelfacetten im Spiegelträger und zum anderen durch die Stellung der beiden Aktuatoren,  $\mathbf{a} \equiv (a_1, a_2)$ , bestimmt ist. Da die explizite Form von  $f$  recht komplex ist und akkurate Werte für die Variablen  $q_i$  schwer zu bestimmen sind, findet eine lineare Näherung Verwendung, um eine Änderung der Position in der Fokalebene,  $\Delta \mathbf{x}$ , zu der ursächlichen Änderung der Aktuatorpositionen,  $\Delta \mathbf{a}$ , in Beziehung zu setzen:

$$\Delta \mathbf{x} = \mathbf{T} \Delta \mathbf{a} \quad , \quad \Delta \mathbf{a} = \mathbf{T}^{-1} \Delta \mathbf{x} \quad (3.2)$$

Die Transformationsmatrix

$$\mathbf{T} \equiv \begin{pmatrix} \delta x_1 / \delta a_1 & \delta x_1 / \delta a_2 \\ \delta x_2 / \delta a_1 & \delta x_2 / \delta a_2 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

kann hierbei auf einfache Weise bestimmt werden, indem beide Aktuatoren jeweils um eine vorgegebene Anzahl Zählerinkremente bewegt und die entsprechenden Änderungen der Position des Lichtflecks in der Fokalebene durch Messungen mit der LidCCD-Kamera ermittelt werden. Die Komponenten von  $\mathbf{T}$  sind aufgrund der Geometrie des Grunddreiecks der Spiegelmodule und der festen Montierung im Spiegelträger abhängig voneinander:

$$\begin{pmatrix} \delta x_1 / \delta a_2 \\ \delta x_2 / \delta a_2 \end{pmatrix} \simeq \mathbf{R}_{120} \begin{pmatrix} \delta x_1 / \delta a_1 \\ \delta x_2 / \delta a_1 \end{pmatrix} \quad , \quad \mathbf{R}_{120} \equiv \begin{pmatrix} -1/2 & -\sqrt{3}/2 \\ \sqrt{3}/2 & -1/2 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Hierbei spiegelt die Drehmatrix  $\mathbf{R}_{120}$  den Winkel von ungefähr  $120^\circ$  zwischen den beiden Bewegungsrichtungen der Lichtflecken in der Fokalebene wider, welche im wesentlichen durch die Geometrie des Grunddreiecks festgelegt ist.

Die Funktion  $f$  ist nicht streng linear in  $\mathbf{a}$ , so dass die Transformationsmatrix  $\mathbf{T}$  strenggenommen selbst eine Funktion der Aktuatorpositionen  $\mathbf{a}$  ist. Tatsächlich variieren die Komponenten der Matrix für äußere Spiegel durchaus um mehr als  $\pm 10\%$  über den gesamten Hub der Aktuatoren. Deshalb ist eine bestimmte Transformationsmatrix  $\mathbf{T}$  nur in einem engen Bereich um die vermessene Aktuatorstellung  $\mathbf{a}$  eine gute Näherung. Soll eine Spiegelfacetten über größere Aktuatorwege mit hoher Genauigkeit positioniert werden, so ist ein iteratives Vorgehen notwendig.

#### 3.1.3.1 Intrinsische Positionierungsungenauigkeit aufgrund der endlichen Aktuatorschrittweite

Die individuellen Sternabbilder können in der Fokalebene nicht beliebig genau positioniert werden. Abgesehen von mechanischem Spiel, Messfehlern und Fehlern durch Näherungen besteht eine prinzipielle Ungenauigkeit aufgrund der Auslegung der Hardware. Das theoretische Limit für die Positionierungsungenauigkeit ist dabei durch die

endliche Schrittweite der Aktuatoren gegeben; die tatsächliche Aktuatorposition innerhalb eines Schrittvintervalls entzieht sich der Kontrolle. Diese intrinsische Ungenauigkeit ist von Interesse, da sie als Maß zur Beurteilung der Qualität verschiedener Justieralgorithmen hinsichtlich ihrer Positionierungsgenauigkeit herangezogen werden kann.

Der Wert für die mittlere quadratische Winkeldistanz zu der nominellen Zielposition in der Fokalebene aufgrund der endlichen Schrittweite der Aktuatoren ist leicht zu berechnen. Dies geschieht unter der Annahme, dass die tatsächlich erreichte Position im Schrittvintervall gleichverteilt ist. Das zweite Moment einer eindimensionalen Gleichverteilung im Intervall  $[-a/2, +a/2]$  bezogen auf den Punkt  $x$  im Intervall ist gegeben durch

$$\sigma^2(x) = \int_{-a/2}^{+a/2} \frac{1}{a} (x' - x)^2 dx' = \frac{a^2}{12} + x^2 \quad (3.5)$$

Da die nominelle Zielposition ebenfalls als gleichverteilt über das Intervall angenommen werden kann, lässt sich die Varianz der Verteilung der Differenzen für einen Aktuator durch Mittelung bestimmen:

$$\sigma^2 = \frac{\int_{-a/2}^{+a/2} \left( \frac{a^2}{12} + x^2 \right) dx}{\int_{-a/2}^{+a/2} dx} = \frac{a^2}{6} \quad (3.6)$$

Dies gilt für jeden Aktuator; für die Verteilung in der Ebene ist daher noch ein Faktor zwei (quadratische Addition) zu berücksichtigen, so dass die theoretische mittlere quadratische Abweichung für eine Spiegelfacetten im Zentrum des Reflektors durch

$$\sigma = \frac{a}{\sqrt{3}} = \frac{0.0260 \text{ mrad}}{\sqrt{3}} = 0.0150 \text{ mrad} \quad (3.7)$$

gegeben ist. Dies gilt trotz der Tatsache, dass der Winkel zwischen den Bewegungsrichtungen des reflektierten Lichtes in der Fokalebene aufgrund der Dreieckssymmetrie  $120^\circ$  und nicht  $90^\circ$  beträgt (Ripken 2001).

### 3.1.4 Simulation der Genauigkeit verschiedener Justieralgorithmen

Zur Justierung der Spiegelfacetten sind verschiedene Vorgehensweisen denkbar, die sich hinsichtlich Aufwand, Robustheit und Genauigkeit unterscheiden. So wurde in der Konzeptphase auch eine Reihe alternativer Abarbeitungsvorschriften (*Algorithmen*) ausgearbeitet, wie mit einer noch nicht justierten Spiegelfacetten zu verfahren ist, um diese möglichst genau auszurichten. Während sich Aufwand und Robustheit eines solchen Algorithmus noch gut anhand der konkret abzuarbeitenden Schritte abschätzen lassen, entzieht sich die erreichbare Genauigkeit einer unmittelbaren Ableitung.

Um die Leistungsfähigkeit der verschiedenen Algorithmen zur Justierung der Spiegelfacetten untersuchen zu können, wurde die Mechanik zur Ausrichtung der Facetten analytisch modelliert. Hierbei wurden die folgenden Eigenschaften und Freiheitsgrade berücksichtigt:

- Geometrie der Mechanik,
- Schrittweite der Aktuatoren und der damit einhergehenden Ungenauigkeit in der Positionierung,

- feste Montierung der nicht höhenverstellbaren Kugelgelenkverbindung am Spiegel,
- beliebige Position im Spiegelträger, sowie
- beliebiger Winkel des Grunddreiecks gegenüber der Halterung am Spiegelträger (tatsächlich sind nur drei möglich).

Lediglich mechanisches Spiel wurde zur Vereinfachung des Modells nicht implementiert. Die Ungenauigkeit aufgrund der Aktuatorschrittweite wurde jedoch durch eine angenommene Gleichverteilung für die Positionswahrscheinlichkeit im Schritintervall berücksichtigt. Der Spiegel selbst ist in dem Modell nicht enthalten; in der Simulation wird jeweils ein einzelner Lichtstrahl an der durch die drei Halterungen – von denen zwei durch Aktuatoren höhenverstellbar sind – aufgespannten Fläche reflektiert. Da mit diesem Modell nur die Justiergenauigkeit und nicht die resultierende Abbildungsfunktion simuliert werden sollte, ist diese Vereinfachung angemessen.

Eine bedeutende Vereinfachung wurde jedoch beim Messprozess der auf den Schirm treffenden Lichtstrahlen vorgenommen. Hier wurde der Fehler der Schwerpunktbestimmung (d.h. der Position der Lichtstrahlen in der Fokalebene) vollständig vernachlässigt. Zum einen geschah dies, um den reinen Anteil des Algorithmus selbst an der Ungenauigkeit zu ermitteln; zum anderen war eine gute Abschätzung dieses Fehlers zu diesem Zeitpunkt nicht gegeben. Wie sich tatsächlich später anhand von durch Messungen unterlegte Abschätzungen gezeigt hat, ist der Fehler der Schwerpunktbestimmung ein bedeutender Faktor der Justiergenauigkeit (vgl. Kap. 3.2.5.1).

Dies so erstellte Modell erlaubte, verschiedene Ansätze zur Positionierung der Aktuatoren hinsichtlich der erreichbaren Genauigkeit zu studieren. Darüber hinaus wurde zudem jeweils implizit die korrekte Umsetzung der entsprechenden Rechenvorschriften getestet, denn eine fehlerhafte Verarbeitung der (virtuellen) Messgrößen ist dem Ergebnis sofort abzulesen.

Für jeden betrachteten Algorithmus zur Justierung der Spiegelfacetten wurden  $10^5$  Simulationen der gesamten Prozedur durchgeführt, und zwar jeweils für verschiedene Abstände der Spiegelfacetten zum Zentrum des Spiegelträgers. Bis auf diesen vorgegebenen Abstand wurden alle Parameter im Rahmen vernünftiger Grenzwerte jeweils pseudozufällig bestimmt. Dazu gehörten der tatsächliche Ort im Spiegelträger auf dem gewählten Radius, die Orientierung des Grunddreiecks, die Anfangsstellung der Aktuatoren sowie die nominelle Zielposition des Lichtstrahls in der Fokalebene.

Bevor jedoch konkrete Justierprozeduren derart untersucht wurden, wurde die Positionierungsgenauigkeit der Mechanik selbst simuliert. Die resultierende Ungenauigkeit ist hierbei allein Folge der endlich kleinen Schrittweite der Aktuatoren und der damit einhergehenden Unsicherheit in der tatsächlichen Position innerhalb eines Schritintervalls. Das Resultat dieser Simulation ist also durch die Beschränkungen der verwendeten Mechanik gegeben und stellt somit das Optimum für die Positionierungsgenauigkeit dar. Die Betrachtung der intrinsischen Ungenauigkeit diente vornehmlich dem Ziel, einen Maßstab zur Beurteilung der untersuchten Justierprozeduren hinsichtlich ihrer Positionierungsgenauigkeit zu erhalten. Des Weiteren fanden die Ergebnisse in der Überprüfung des mechanischen Modells selbst Verwendung. Hierzu wurden die Resultate sowohl mit Testmessungen an einer Spiegelmechanik als auch mit dem theoretischen Wert (vgl. Kap. 3.1.3.1) verglichen.

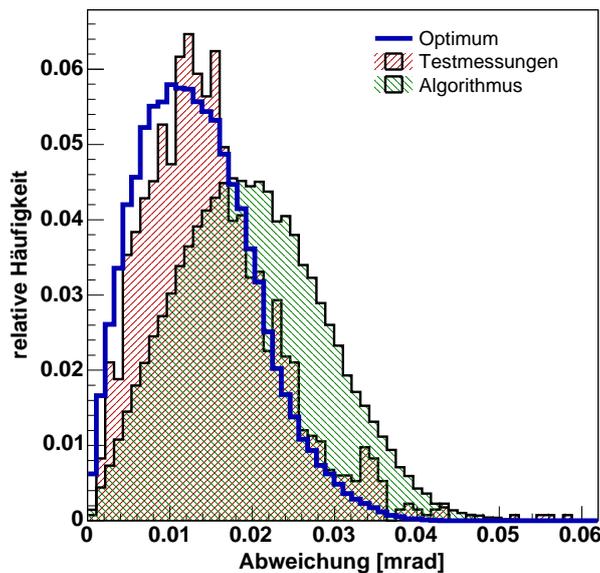


ABBILDUNG 3.8: Gemessene und simulierte Verteilungen zur Positionierungsgenauigkeit des Lichtflecks in der Fokalebene entsprechend einer im Zentrum des Reflektors befestigten Spiegel-facette. Das offene Histogramm zeigt die simulierten Abweichungen von der nominellen Zielposition allein aufgrund der endlichen Schrittweite der Aktuatoren und repräsentiert damit das Optimum. Das nur leicht breitere rechtsschraffierte Histogramm gibt die Testmessungen an einem Spiegel-modul wieder. Die simulierten Abweichungen des gewählten Justieralgorithmus sind schließlich durch die breitere linksschraffierte Verteilung gegeben.

Am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg wurden an einer kompletten Spiegelfacette samt Mechanik Messungen zur Reproduzierbarkeit der Positionierung vorgenommen (Cornils & Jung 2001; Bernlöhr *et al.* 2003; Jung 2003). Dazu wurde die Facette mit einem Laserpointer bestückt, dessen auf einen Schirm treffendes Licht mittels einer CCD-Kamera mit einer Auflösung von 0.18 mrad aufgenommen wurde. Für jede Messung wurden die Aktuatoren jeweils nach einem Zyklus festgelegter Bewegungen in die Ausgangsposition zurückgefahren und die Position des Laserflecks auf dem Schirm – und damit die Abweichung zur vorherigen Position – bestimmt. Dieser Vorgang wurde 1330 mal wiederholt. Die Streuung der resultierenden Verteilung beträgt 0.0172 mrad und ist damit nur unwesentlich größer als der theoretische Wert. Hierbei ist zu beachten, dass in die Messungen zusätzlich die Effekte von mechanischem Spiel und fehlerbehafteter Positionsbestimmung des Laserflecks eingeflossen sind. Eine gewisse Verbreiterung der Verteilung ist also zu erwarten; mit etwa 15% Aufschlag auf den theoretischen Minimalwert ist das Ergebnis als konsistent anzusehen.

Von den untersuchten Algorithmen wurde letztlich derjenige für die Implementierung ausgewählt, der im Rahmen der statistischen Fehler vergleichbare Resultate wie der beste der Auswahl liefert, jedoch einen deutlich geringeren zeitlichen Aufwand als dieser benötigt. Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung der simulierten Abweichungen dieses Algorithmus im Vergleich zum simulierten Optimum und zu den Testmessungen der Positionierungsgenauigkeit einer Spiegelfacette. Die mittleren quadratischen Abweichungen dieser Verteilungen sind zusammen mit dem theoretischen Wert und dem für den Algorithmus mit der höchsten Genauigkeit in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Eine genaue Darstellung der gesamten Prozedur zur Justierung der Spiegelfacetten ist Gegenstand des nachfolgenden Kapitels einschließlich dessen Unterkapitel. Der aus der hier dargelegten Untersuchung hervorgegangene Algorithmus ist dabei in den Abschnitten *Grobjustierung* und *Feinjustierung* des Kapitels 3.1.5.2 beschrieben. An dieser Stelle sei lediglich kurz das Grundprinzip anhand Abbildung 3.9 erläutert. Bei der Grobjustierung wird zu einer Facette anhand zweier Bilder mit unterschiedlichen Posi-

TABELLE 3.1: Übersicht zur Justiergenauigkeit. Zusammengefasst sind die Streuungen der jeweiligen Verteilung der Abstände des Lichtflecks zur Nominalposition in der Fokalebene für verschiedene radiale Distanzen der Spiegelfacette zum Zentrum des Spiegelträgers. Im oberen Teil finden sich – soweit vorhanden – die Werte für die intrinsische Ungenauigkeit, welche durch die endlich kleine Schrittweite bedingt ist. Der untere Teil listet die Werte für die Gesamtabweichung bei Einsatz verschiedener Justieralgorithmen auf. Obwohl nicht besetzt, dient die Position im Zentrum des Spiegelträgers ( $r = 0$  m) als Referenz. Als repräsentativer Radius für den mittleren Bereich wurde die mittlere quadratische Radialentfernung aller Spiegelfacetten zum Zentrum des Spiegelträgers gewählt; der Mittelwert beträgt 4.44 m, der Median 4.66 m. Für den äußeren Bereich wurde die Position der Facette mit dem größten radialen Abstand gewählt. Der relative statistische Fehler für die durch Simulationen gewonnenen Werte beträgt  $3.2 \cdot 10^{-3}$ , der für die Testmessung  $2.7 \cdot 10^{-2}$ .

	Streuung [mrad]		
	<i>innen</i> ( $r = 0$ m)	<i>mittlere Distanz</i> ( $r = 4.67$ m)	<i>außen</i> ( $r = 6.76$ m)
intrinsisch (Theorie)	0.0150		
intrinsisch (Simulation)	0.0150	0.0154	0.0158
intrinsisch (Messung)	0.0172		
bester Algorithmus	0.0218	0.0232	0.0253
gewählter Algorithmus	0.0218	0.0233	0.0254

tionen eines Aktuators eine grobe Transformationsmatrix unter Ausnutzung von Gleichung (3.4) bestimmt, und der Lichtfleck mit dieser anschließend in die Nähe der nominellen Position gebracht. Erst bei der Feinjustierung wird die Matrix mit maximaler Genauigkeit anhand von vier Bildern (jeweils zwei für jeden Aktuator) bestimmt, und die Facette abschließend nachpositioniert.

Der hinsichtlich der Genauigkeit beste aller untersuchten Algorithmen unterscheidet sich hiervon zum einen dadurch, dass bereits im ersten Schritt eine Feinjustierung vorgenommen wird. Hierdurch kommt der Lichtfleck vor den weiteren Schritten näher an der nominellen Position zu liegen. Zum anderen wird die Feinjustierung nahe der nominellen Position zweimal durchlaufen, um die eventuell noch vorhandene Abweichung nach dem ersten Schritt (vgl. Abb 3.9, Position *B*) zu kompensieren. Insgesamt ergibt sich somit ein im Vergleich zum gewählten Algorithmus doppelt so hoher zeitlicher Aufwand, den die nur marginale Verbesserung nicht rechtfertigen kann.

### 3.1.5 Justierprozedur

Neben einer möglichst hohen Genauigkeit war es bei der Implementierung des Algorithmus Zielsetzung, eine ausgesprochen verlässliche und robuste Prozedur zu entwickeln. Dies ist wichtig, da in der Regel alle Schritte von der Steuerungssoftware selbstständig ohne Eingriffe des Operateurs durchgeführt werden sollen. Fehlinterpretation der zu analysierenden Daten sind deshalb nach Möglichkeit vollständig zu vermeiden, denn daraus resultierende fehlerhafte Ergebnisse sind oft nur mit einigem Aufwand als solche zu erkennen. Auf der anderen Seite gilt es, Abbrüche möglichst nur in gerecht-

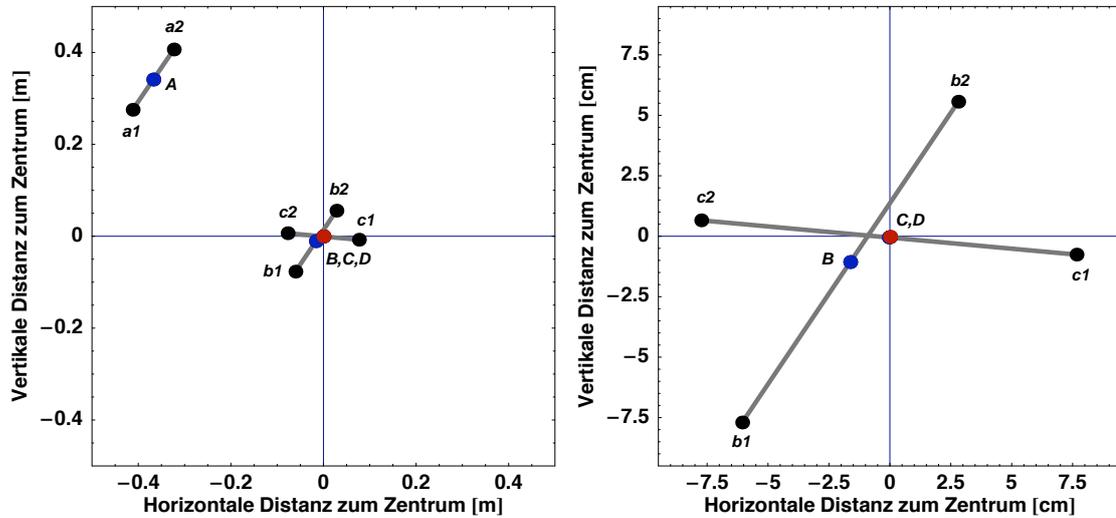


ABBILDUNG 3.9: Veranschaulichung des Justieralgorithmus anhand von simulierten Lichtfleckpositionen in der Fokalebene. Das rechte Bild zeigt eine Ausschnittsvergrößerung des zentralen Bereiches des linken Bildes. Von der willkürlich gewählten Ausgangsposition  $A$  aus wird der Lichtfleck durch definierte Aktuatorbewegungen zuerst auf die Position  $a1$  und anschließend auf  $a2$  gebracht. Aus dem Distanzvektor dieser Positionen in der Fokalebene und des bekannten entsprechenden Aktuatorhubes wird die eine Hälfte der Transformationsmatrix bestimmt und die andere Hälfte abgeschätzt. Mit dieser grob bestimmten Matrix wird der Lichtfleck nun nahe der nominellen Position im Zentrum positioniert ( $B$ ). Anschließend werden beide Hälften der Transformationsmatrix für jeden Aktuator einzeln vermessen ( $b1$  und  $b2$ , sowie  $c1$  und  $c2$ ), wobei vor dem zweiten Aktuator wiederum eine Ergänzung der anderen Hälfte der Matrix samt einer Neupositionierung stattfindet (resultierend in Position  $C$ ). Abschließend wird die Spiegelfacetten anhand der vollständig bestimmten Transformationsmatrix endgültig ausgerichtet ( $D$ , nahezu identisch mit  $C$ ). Bilder mit der LidCCD-Kamera werden lediglich an den Positionen mit Kleinbuchstaben aufgenommen, also insgesamt sechs.

fertigten Fällen zu veranlassen, um manuelle Interventionen seitens der Operateure nicht die Regel werden zu lassen. Dazu wurden eine Reihe von Konsistenzüberprüfungen implementiert, welche im Rahmen der Beschreibung der einzelnen Justierschritte ausführlich dargelegt werden.

Tatsächlich ist es nur einmal vorgekommen, dass eine Spiegelfacetten falsch justiert wurde. Drei recht unwahrscheinliche Umstände sind dabei zusammengekommen: (1) der Fehler in der Ausrichtung des Trägers war verhältnismäßig groß, so dass der (eigentliche) Lichtfleck nicht im Gesichtsfeld der CCD-Kamera lag; (2) stattdessen lag ausgerechnet das Bild eines vergleichsweise hellen Sekundärsterns im Gesichtsfeld; (3) die Facette befand sich nahe des Zentrums des Reflektors und hatte zudem eine ausgezeichnete Abbildungsfunktion, so dass der resultierende Lichtfleck so stark kollimiert war, dass er deutlich in der Bildanalyse zu erkennen war. Darüber hinaus war in weniger als 5% der Fälle ein manuelles Eingreifen nötig, wobei der vorausgegangene Abbruch praktisch immer berechtigt war oder aber die Umstände eine eindeutige Interpretation sehr erschwert hatten.

Für den Fall einer (zeitlichen) Verschlechterung der Abbildungsfunktion eines Re-

flektors hat das Justiersystem eine Möglichkeit zur Nachjustierung der Spiegelfacetten zur Verfügung zu stellen. Eine weitere Zielsetzung bei der Entwicklung war es daher, eine ausreichend hohe Justiergeschwindigkeit zu erreichen, um eine gegebenenfalls nötige Nachjustierung sämtlicher Spiegelfacetten in kurzer Zeit gewährleisten zu können.

Da Wartungsarbeiten nach Inbetriebnahme eines Teleskops prinzipiell zu Lasten der Datennahme gehen können, sind hierbei besondere Anforderungen gegeben. Zum einen sollte im Fehlerfall nur die gerade bewegte Facette dejustiert zurückbleiben. Dies ist dadurch gewährleistet, dass mit der Prozedur für eine (weitere) Facette erst begonnen wird, wenn der Vorgang für die sich gerade in der Bearbeitung befindende Facette vollständig abgeschlossen ist. Zum anderen sollte die gesamte Prozedur recht zügig ablaufen, um im Extremfall komplette Rejustierungen auch in kurzen Zeitabständen durchführen zu können. Leider stehen Verlässlichkeit und Geschwindigkeit oftmals im Widerspruch zueinander und lassen sich nur auf Kosten der jeweils anderen Seite optimieren. Wo immer bei der Optimierung aus diesem Grund Abstriche bei einer der Seiten nötig waren, wurden alternative Verfahrensweisen implementiert. So kann die tatsächliche Vorgehensweise dem konkreten Anlass entsprechend gewählt werden. Ist beispielsweise genug Zeit für eine Nachjustierung der Facetten vorhanden – dies kann unter anderem dadurch gegeben sein, dass die Zeiten mit Mondlicht hierzu genutzt werden können –, so wird der Operateur geneigt sein, sich eher für eine bestmögliche Verlässlichkeit denn eine hohe Geschwindigkeit zu entscheiden.

Das größte Potential, den (zeitlichen) Aufwand zu minimieren, besteht in der dauerhaften Speicherung all jener relevanten Parameter, die sich mit der Zeit nicht oder nur unbedeutend ändern. Beispielsweise ist die Bestimmung der Transformationsmatrix zur Umrechnung von Kamera- in Aktuatorkoordinaten und umgekehrt recht aufwendig. Da sich die Komponenten der Matrix aber praktisch nicht ändern – Position und Montierung der Facette im Spiegelträger sind nahezu unveränderlich –, werden sie dauerhaft in einer Datenbank gespeichert und bei Bedarf wiederverwendet. Um dies auszuschöpfen, ist die Prozedur zur Justierung der Spiegelfacetten in aufeinander aufbauende Schritte unterteilt, die zeitlich unabhängig voneinander durchgeführt werden können und dabei jeweils die in den vorherigen Schritten bestimmten Parameter nutzen. Dies bietet zusätzlich die Flexibilität, alle Schritte, die keine optische Rückkopplung durch die CCD-Kamera benötigen, bereits bei Tage abzuarbeiten.

Da insbesondere die Aufnahme, Auslese und Übertragung von CCD-Bildern zeitaufwendig sind, wurde zudem die Anzahl der für eine Justierung nötigen Aufnahmen minimiert. Auch werden jeweils nur die relevanten Bereiche des CCD-Chips ausgelesen und – wo immer angemessen – ein größeres Binning, d.h. die Zusammenfassung mehrerer Pixel, verwendet.

### 3.1.5.1 Bildanalyse

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Funktionen und Algorithmen zur Bearbeitung und Analyse von CCD-Bildern bauen auf der frei im Quellcode verfügbaren *eclipse*-Bibliothek (Devillard 1997) auf. Diese stellt einen umfangreichen Satz grundlegender Funktionen zur Bearbeitung von CCD-Bildern im in der Astronomie üblichen FITS-Format (Hanisch *et al.* 2001) zur Verfügung.

Die Analyse von CCD-Bildern zur Justierung der Spiegelfacetten basiert weitgehend auf der Differenzbildmethode. Hierbei werden zwei aufeinanderfolgende Bilder

voneinander abgezogen, so dass im Differenzbild im wesentlichen nur Bildbereiche von Null verschieden sind, die zwischen den beiden Aufnahmen einer Veränderung unterlagen. Dies eliminiert demnach auch alle Lichtverteilungen, die durch sekundäre Einflüsse wie z.B. weitere Sterne im Gesichtsfeld oder einer ungleichförmigen Illumination durch Hintergrundlicht hervorgerufen werden. Wird also eine Spiegelfacetten zwischen den beiden Bildern bewegt, ist der zugehörige Lichtfleck unter optimalen Bedingungen das einzige signifikante Objekt im Differenzbild und kann leicht identifiziert werden.

In der Realität sind die Bedingungen jedoch niemals ideal, weshalb die wichtigsten Störeffekte in der Bildanalyse berücksichtigt werden müssen. Der bedeutendste Effekt resultiert dabei aus allgemein veränderlichen Beobachtungsbedingungen. Hierzu zählen insbesondere variierende Verschlusszeiten der Kamera, veränderte Teleskopstellungen und wechselnde atmosphärische Bedingungen. Zusammen mit dem Pixelrauschen und der Tatsache, dass der Signalanteil in den Pixeln statistischen Variationen unterlegen ist, ergeben sich besonders in ursprünglich hellen Bildbereichen residuale Lichtverteilungen im Differenzbild. Dies betrifft insbesondere den Lichtfleck, der aus den bereits justierten Spiegeln resultiert (Hauptlichtfleck), weshalb dieser Bereich im Differenzbild herausgeschnitten wird. Um die Wahrscheinlichkeit von Fehlinterpretationen weiter zu verringern und Störungen technischer oder umgebungsbedingter Art zu erkennen, werden zudem eine Reihe von Konsistenzüberprüfungen vorgenommen, die weiter unten erläutert sind.

Zur Identifikation der im Differenzbild enthaltenen Objekte wird die Objekterkennungsfunktion der *eclipse*-Bibliothek verwendet. Diese basiert auf einem zwar simplen aber sehr schnellen Verfahren, das alle Pixel markiert, deren Intensität um einen festzulegenden Faktor (*kappa-sigma threshold*) über dem mittleren Signalniveau liegt. Anschließend werden die so markierten Pixel mittels zweier morphologischer Filter (Erosions- und Dilationsfilter) um Fluktuationen bereinigt und zu Objekten zusammengefasst.

In der Regel liefert die Funktion eine ganze Reihe identifizierter Objekte unterschiedlicher Art hinsichtlich Größe und Intensitätsverteilung. Um aus dieser Liste dasjenige auszuwählen, das mit großer Wahrscheinlichkeit der gesuchte Lichtfleck ist, wurde eine Bewertung anhand der Objektparameter entwickelt. Diese weist allen Objekten ein Gewicht nach der empirisch bestimmten Vorschrift

$$N \bar{I} \cdot \frac{\bar{I}}{\text{fwhm}_x + \text{fwhm}_y} \quad (3.8)$$

zu, wobei  $N$  die Anzahl der das Objekt umfassenden Pixel,  $\bar{I}$  die mittlere Intensität der zum Objekt gehörenden Pixel und  $\text{fwhm}_{x,y}$  die Breite des Objektes in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung bei halber Maximalintensität (FWHM, nach engl. *full width half maximum*) angibt. Alle diese Größen liefert *eclipse* zu jedem identifizierten Objekt. Der erste Term der Gewichtung repräsentiert die im Objekt enthaltene Gesamtintensität, während der zweite Term als eine Art Kompaktheit interpretiert werden kann. Kompakte Objekte mit hoher Gesamtintensität erhalten also ein großes Gewicht.

Zu Fehlinterpretationen kommt es mit dieser Gewichtung nur selten. Meist handelt es sich bei falsch identifizierten Objekten entweder um lichtfleckähnliche Artefakte oder aber um großflächige Strukturen, die durch versehentliche Beleuchtung hervorgerufen werden. Bei den Artefakten handelt es sich wahrscheinlich um den CCD-Chip

treffende kosmische Teilchen, während eine versehentliche Beleuchtung meist auf unachtsam genutzte Taschenlampen oder Fahrzeugscheinwerfer zurückgeht.

Im Folgenden wird die Analyseketten, die für jedes Doppelbild durchlaufen wird, eingehender dargestellt.

#### 1. Aufbesserung der Originalbilder

In einem ersten Schritt werden alle aufgenommenen Bilder um den mittleren Untergrund bereinigt, indem von allen Pixeleinträgen der Median aller Pixelwerte subtrahiert wird. Hierauf werden die Bilder gefiltert, um Fluktuationen in einzelnen Pixeln und kleine Artefakte zu entfernen. Hierzu hat sich eine Kombination von Median- und anschließendem Gaußfilter als günstig erwiesen, die jeweils auf einer Basis von  $3 \times 3$  Pixeln angewendet werden.

#### 2. Identifikation des Hauptlichtflecks

Nach der Aufbesserung wird in beiden Bildern der von den bereits justierten Spiegeln gebildete Hauptlichtfleck identifiziert, dessen Schwerpunkt jeweils als Positionsreferenz für die weitere Analyse dient. Anschließend werden die Intensitäten und Schwerpunkte der beiden Hauptlichtflecken dazu verwendet, Fehlinterpretationen und drastische Veränderungen der Beobachtungsbedingungen zu erkennen. Hierzu werden beide Größen miteinander verglichen, und bei zu starken Abweichungen die Bearbeitung abgebrochen. Auf diese Weise zu erkennende Probleme sind z.B. fehlerhafte Teleskopnachführung (Abweichung im Schwerpunkt), Bedeckung durch Wolken (Intensität), Fremdlicht (Schwerpunkt und/oder Intensität) und falsche Identifikationen (Schwerpunkt und/oder Intensität). Die verwendeten Grenzwerte sind empirisch bestimmt worden und betragen 1.2 für das Verhältnis von größerer zu kleinerer Intensität und 1.5 Pixel (0.072 bzw. 0.097 mrad mit altem/neuem Kameraobjektiv) für die Distanz zwischen den Schwerpunkten. Wird ein Grenzwert zwar nicht überschritten, jedoch zu 67% erreicht, so erhält der Operator bereits eine Warnung.

Tatsächlich hatten beide Tests eine sehr gute Erkennungsrate. So wurde beispielsweise die Spiegeljustierung unter Verwendung eines bestimmten Sterns bei einem Teleskop (CT04) jede Nacht zur gleichen Sternzeit aufgrund einer zu großen Abweichung der Schwerpunktpositionen abgebrochen. Auch die Anzeige der Nachführungsabweichungen der zentralen Teleskopsteuerung zeigte an dieser Stelle jedesmal einen ungewöhnlich großen Ausschlag, was den Schluss nahelegt, dass hier eine Fehlstelle in einer der Azimutschienen oder eine andere mechanische Behinderung vorlag.

#### 3. Generierung der Differenzbilder

Bevor die zwei Differenzbilder durch Subtraktion der gefilterten Ursprungsbilder berechnet werden, wird der Inhalt vom ersten Ursprungsbild so verschoben, dass die Positionen der Schwerpunkte in beiden Bildern übereinstimmen. Hiernach werden die beiden Differenzbilder gebildet, wobei einmal das erste Ursprungsbild vom zweiten und ein weiteres Mal das zweite vom ersten subtrahiert wird. Wie bereits erläutert, hinterlassen helle Bildbereiche – im vorliegenden Fall also insbesondere der Hauptlichtfleck – residuale Lichtverteilungen im Differenzbild. Deshalb wird der Bereich des Hauptflecks aus dem Differenzbild herausgeschnitten, und zwar mit dynamisch bestimmter Größe anhand der von *eclipse* gelieferten Objektgrenzen. Allerdings besteht die Möglichkeit, dass sich

einer der noch zu identifizierenden Einzellichtflecken in diesem Bereich befindet und deshalb mit herausgeschnitten wird. Zwar muss dies erkannt und der Vorgang dann mit leicht veränderter Aktuatorausgangsstellung wiederholt werden, eine Bestimmung des Schwerpunkts wäre aber aufgrund der umliegenden Restintensität ohnehin fehlerbehaftet.

Grundsätzlich wäre es möglich, nur ein Differenzbild zu berechnen, den Bildinhalt durch Absolutbildung zu behandeln und anschließend beide Einzelflecke in diesem Bild zu identifizieren; das Signal-Rausch-Verhältnis wäre hierbei allerdings schlechter, denn das mittlere Untergrundniveau wird dadurch angehoben, und zwar bei einem normalverteilten Untergrund auf  $\sqrt{2/\pi}\sigma = 0.798\sigma$ , wobei  $\sigma$  die Streuung der Verteilung beziffert.

#### 4. Identifikation der Einzellichtflecken

Nachdem die beiden Differenzbilder vorliegen, wird in ihnen jeweils der (positive) Einzellichtfleck identifiziert. Obwohl die Einzelflecken nur über eine sehr geringe Intensität im Vergleich zum Hauptfleck verfügen, ist dies durch die Robustheit der Differenzbildmethode im Normalfall relativ leicht. Es kann jedoch auch hier zu Fehlinterpretationen kommen, welche hauptsächlich durch in nur einem Bild auftretende Artefakte hervorgerufen werden. Ein gutes Kriterium, um dies zu erkennen, ist auch hier zunächst der Vergleich der Intensitäten. Da jedoch das Signal-Rausch-Verhältnis der Einzelflecken deutlich geringer ist als das der Hauptflecken, muss der Grenzwert für das Verhältnis von größerer zu kleinerer Intensität mit 3.0 hier großzügiger ausfallen.

#### 5. Bestimmung der Transformationsmatrix

Eine weitaus bessere Methode, die Richtigkeit der Identifikationen zu überprüfen, ist allerdings, die Matrix zur Transformation zwischen Aktuator- und CCD-Koordinaten zu bestimmen und sie mit der Erwartung zu vergleichen. Zunächst wird die Transformationsmatrix anhand Gleichung (3.3) für den bewegten Aktuator zu einer Hälfte berechnet und mittels der Abschätzung (3.4) vervollständigt. Die Komponenten der Matrix sind dabei in gewisser Weise festgelegt, denn das Grunddreieck der Spiegelfacetten weist eine feste Geometrie auf und kann nur unter bestimmten Winkeln zur optischen Achse im Spiegelträger montiert sein. Zum Vergleich mit der Erwartung wurde als charakteristisches Merkmal der Matrix ihre Determinante gewählt. Der gültige Bereich wurde mit Hilfe der Simulation der Spiegeljustierung (vgl. Kap. 3.1.4) bestimmt und im Laufe der Justierung empirisch leicht eingegrenzt; er beträgt 3.1–4.4 bzw. 5.6–8.0 mit altem/neuem Kameraobjektiv.

Kommt es im vorherigen Schritt trotz Vergleich der Intensitäten zu Fehlidentifikationen aufgrund von Bildartefakten, sich im Hauptlichtfleck befindender Einzelflecken oder Einzelflecken mit sehr geringer Intensität, so ist es sehr unwahrscheinlich, dass diese Objekte eine korrekte Determinante der Transformationsmatrix liefern. Tatsächlich ist dies nie vorgekommen.

#### 6. Bestimmung des Distanzvektors

Abschließend wird aus den bereits bekannten Schwerpunktpositionen der Distanzvektor zwischen dem Haupt- und dem Einzelfleck im zweiten Bild bestimmt.

Bei der Justierung einer Facette definiert der Schwerpunkt der Lichtverteilung, die von den bereits justierten Spiegelfacetten hervorgerufen wird, die Zielposition für den zu positionierenden Einzellichtfleck. Dieses Vorgehen sorgt für eine maximal kollimierte Lichtverteilung, denn der Distanzvektor der beiden Schwerpunkte ist im Gegensatz zu beispielsweise absoluten Positionen auf dem CCD-Chip nahezu unabhängig von der elevationsabhängigen Deformation der Kameraaufhängung und eventuell auftretender Missweisungen in der Teleskopnachführung. Als Ergebnis jeder erfolgreichen Doppelbildanalyse werden die für die Spiegelfacette ermittelte Matrix zur Transformation zwischen Aktuator- und CCD-Koordinaten und der aktuelle Distanzvektor zum Schwerpunkt der Hauptflecks (Nominalposition) zurückgeliefert. Aus diesen Informationen lassen sich dann die für beide Aktuatoren nötigen Schritte berechnen, so dass der Einzellichtfleck im Zentrum des Hauptflecks zu liegen kommt.

Lediglich für die ersten Facetten ist ein anderes Vorgehen nötig, da zu Beginn noch kein Hauptfleck vorhanden ist. Hier bestehen zwei Alternativen. Zum einen wurde für diesen Zweck eine Spiegelmechanik mit einem Laserpointer anstelle des Spiegels versehen. Diese sogenannte *Laserfacette* (vgl. Abb. 3.7) ermöglicht mittels der Aktuatoren die freie Positionierung des Laserpunktes in der Fokalebene, welcher dann als Hauptfleck fungiert. Zum anderen kann für die ersten Facetten eine Nominalposition in CCD-Koordinaten vorgegeben werden, welche an die Stelle der sonst ermittelten Schwerpunktposition des Hauptflecks tritt. Die Methode mit der Laserfacette ist zwar aufwendiger, jedoch wird hierbei die ausgetestete und optimierte Standardprozedur in der Software durchlaufen, da sich der Laserfleck aus Sicht der Software wie ein Hauptfleck verhält.

Tatsächlich sind beide Verfahren bei der Justierung der jeweils ersten Spiegelfacetten eines Teleskops zum Einsatz gekommen. Anfänglich (CT03 mit Laserfacette) wurde nach neun, später (alle weiteren Teleskope mit CCD-Koordinaten) dann nach sieben justierten Facetten auf die Standardmethode mit Hauptfleck umgeschaltet. Nachdem mindestens 30 weitere Facetten justiert worden waren, wurden die ersten zur Sicherheit nochmals mit der Standardmethode justiert.

### 3.1.5.2 Prozedur der Erstjustierung

Im Folgenden werden die für die erste Justierung eines Reflektors durchzuführenden Schritte *Konnectierung*, *Referenzierung*, *Grobjustierung* und *Feinjustierung* näher beschrieben.

**Konnectierung** Bei der Konnectierung eines Spiegels wird überprüft, ob an dem entsprechenden Branchknoten tatsächlich eine Einheit angeschlossen ist. Sollten elektrische Probleme bestehen, sind die häufigsten Ursachen bereits hier zu sehen und können gegebenenfalls behoben werden. Bei erfolgreicher Konnectierung wird das entsprechende Spiegelmodul in der Datenbank als vorhanden markiert und ist somit fortan für die weiteren Schritte freigeschaltet.

**Referenzierung** Der darauffolgende Schritt, die Referenzierung, dient dazu, die Motoren und Aktuatoren der entsprechenden Einheit zu testen und einen Referenzpunkt für die Absolutpositionierung zu definieren. Dazu werden die beiden Aktuatoren jeweils in den unteren Anschlag bis zur Selbstabschaltung durch die Steuerungselektro-

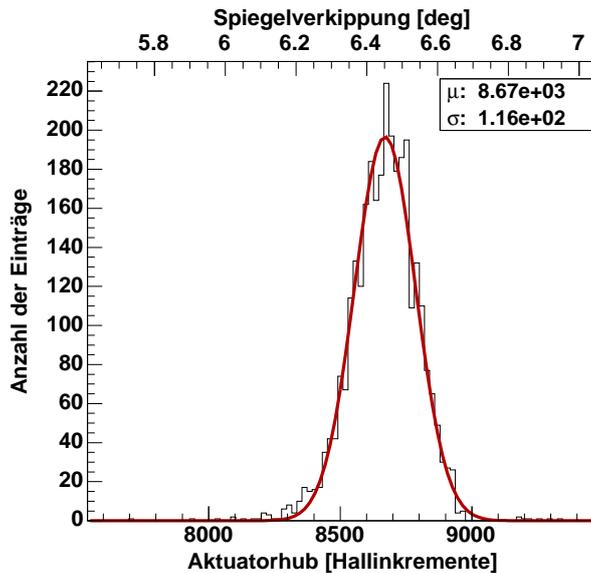


ABBILDUNG 3.10: Verteilung der Aktuatorhübe. Auf der unteren Abszisse ist der Hub in Hallzählerinkrementen angegeben; auf der oberen findet sich der entsprechende Verkipfungswinkel der Spiegelfacetten. Der Eckensatz zeigt den aus einer Anpassung an eine Normalverteilung (Kurve im Histogramm) gewonnenen Mittelwert sowie die Breite der Verteilung.

nik gefahren. Hier wird der Zähler zurückgesetzt und der Aktuator daraufhin in den oberen Anschlag gefahren und der dortige Zählerstand ausgelesen. Von dem so vermessenen absoluten Hub des Aktuators wird für beide Enden jeweils 5% des Verfahrensweges subtrahiert, um fortan ein Fahren in den Anschlagbereich zu vermeiden. Das Potential mechanischer Ausfälle wird hierdurch deutlich reduziert. Damit beim Ausmessen des Hubs eines Aktuators definierte mechanische Zustände herrschen, wird der jeweils andere vorher in der Mitte positioniert; da die Position des zweiten Aktuators bei der Erstreferenzierung des ersten nicht bekannt ist, wird sie für diesen nach der Referenzierung des zweiten wiederholt. Fortan wird bei jeder Bewegung eines der Aktuatoren die aktuelle Position in der Datenbank registriert, womit letztlich die Funktionalität eines Schrittmotors durch Software abgebildet und nach außen hin nutzbar gemacht wird.

Bei der Referenzierung wird die gesamte Einheit implizit auf einige mechanische Defekte hin getestet. Festgefahrne sowie falsch zusammengebaute Aktuatoren haben häufig einen deutlich kleineren Hub als intakte Aktuatoren. Alle Hübe werden deshalb mit einem vorzugebenden Minimalwert verglichen. Unterschreitet ein Aktuator diesen Mindesthub, so wird das Spiegelmodul als defekt markiert. Auch fehlerhafte Verbindungen zwischen Motor und Aktuator, die sich durch das Ausbleiben der Endabschaltung äußern, werden anhand eines Zeitüberlaufs erkannt.

Abbildung 3.10 zeigt die Verteilung der Hübe aller in den vier Teleskopen vorhandenen Aktuatoren. Als Ausschlusskriterium galt für die ersten beiden Teleskope (CT03 und CT02) ein Mindesthub von 8000 Hallzählerinkrementen, was einer Spindelstrecke im Aktuator von 2.73 cm entspricht. Der daraus für die Verkipfung einer zentralen Spiegelfacetten resultierende Bereich ist  $\pm 51.9$  mrad bzw.  $\pm 2.97^\circ$  und entsprechend  $\pm 104$  mrad bzw.  $\pm 5.95^\circ$  für reflektiertes Licht. Da beim Justieren der Spiegel der weiteren Teleskope nur noch wenige Ersatzmodule zur Verfügung standen, wurde der geforderte Mindesthub sukzessive auf 7500 Inkremente für CT04 und schließlich auf 7200 für CT01 reduziert.<sup>5</sup>

<sup>5</sup>Dies geschah in der Hoffnung, dass ein reduzierter Hub bei betroffenen Spiegelmodulen keine Indikation für einen bevorstehenden Ausfall darstellt. Der tatsächlich geringste Hub beträgt knapp 7700 Zähler.

Nachdem beide Aktuatoren auf diese Weise getestet und vermessen worden sind, werden beide auf die Position Null nahe des unteren Anschlags gefahren. Der Spiegel ist hierdurch soweit verkippt, dass achsenparalleles Licht nicht ins Zentrum des Kameradeckels reflektiert wird. Dies erleichtert die spätere Justierung erheblich, da sich neben dem definierten Hauptlichtfleck durch die bereits justierten Spiegel im wesentlichen nur noch der Einzellichtfleck des zu justierenden Spiegels im Gesichtsfeld der CCD-Kamera befindet.

**Grobjustierung** Für die nun folgende Grobjustierung wird das Teleskop auf einen geeigneten Stern ausgerichtet und seiner Position am Himmel nachgeführt. Zudem wird zur optischen Kontrolle der Aktuatorbewegungen fortan die CCD-Kamera benötigt. Dieser Schritt kann also nur bei Nacht durchgeführt werden, wobei der Mond jedoch in der Regel nicht stört, sofern er weder den Kameradeckel direkt beleuchtet noch dem Justierstern zu nahe ist. Konkret muss der Winkel zwischen Mond und Justierstern innerhalb des Bereichs von  $10^\circ$  bis  $90^\circ$  liegen. Stehen zu einer gegebenen Zeit allerdings nur relativ schwache Sterne zur Verfügung, kann eine Justierung bei hellem Mondschein (Vollmond) durch ein zu kleines Signal-Rausch-Verhältnis schwierig oder sogar unmöglich sein.

Die Grobjustierung einer Spiegelfacetten dient vornehmlich dazu, den zugehörigen Lichtfleck zu identifizieren und anschließend in der unmittelbaren Nähe des Hauptflecks zu positionieren. Zunächst wird die zu justierende Spiegelfacetten dazu in beiden Aktuatoren mittig positioniert. Diese Aktuatorstellung bietet *a priori* die beste Schätzung für die korrekte Justierung des Spiegels und sollte nur im Rahmen der intrinsischen Ungenauigkeit in der Ausrichtung der Träger von dieser abweichen. Tatsächlich zeigt ein für diesen Zweck angefertigtes Bild zentrierter Spiegel eine Streuung der Lichtflecken um die Nominalposition, die in etwa dem erwarteten Fehler von  $1^\circ$  entspricht (vgl. Abb. 3.2).

Von dieser Position aus wird der erste Aktuator um eine vorgegebene Anzahl Zählerinkremente in negativer Richtung gefahren und unmittelbar danach ein Bild mit der CCD-Kamera aufgenommen. Noch während der darauffolgenden Auslese aus dem Sensor und der anschließenden Übertragung in die Steuerungssoftware wird der Aktuator auf die der Zentralposition gegenüberliegende Position gefahren. Nachdem das erste Bild vollständig übertragen ist, wird sofort ein zweites bei der neuen Position aufgenommen. Auch hier wird die für die Bildauslese und Übertragung benötigte Zeit genutzt, und zwar, um das erste Bild wie in Kapitel 3.1.5.1 beschrieben zu analysieren. Beide Bilder werden bei der Grobjustierung im  $2 \times 2$ -Binning ausgelesen (Reduzierung der Pixelanzahl um einen Faktor vier), was für diesen Zweck eine hinreichende Genauigkeit liefert und sowohl die Belichtungs- als auch die Auslese- und Übertragungszeiten deutlich verkürzt.

Mit diesen zwei Bildern lässt sich die eine Hälfte der Matrix zur Transformation zwischen Aktuator- und Kamerakoordinaten bestimmen. Die andere Hälfte wird nun nicht nach dem gleichen Prinzip mittels zweier weiterer Bilder für den anderen Aktuator gewonnen, sondern nach Gleichung (3.4) unter Ausnutzung der festen Grunddreiecksymmetrie abgeschätzt. Die Komponenten der Matrix werden daraufhin in der Datenbank gespeichert, so dass fortan eine Positionierung der Facette nicht nur in Aktuator-, sondern auch in Kamerakoordinaten möglich ist. Abschließend wird der Di-

---

lerinkremente, womit sich die zweite Herabsenkung nachträglich als unnötig erwiesen hat.

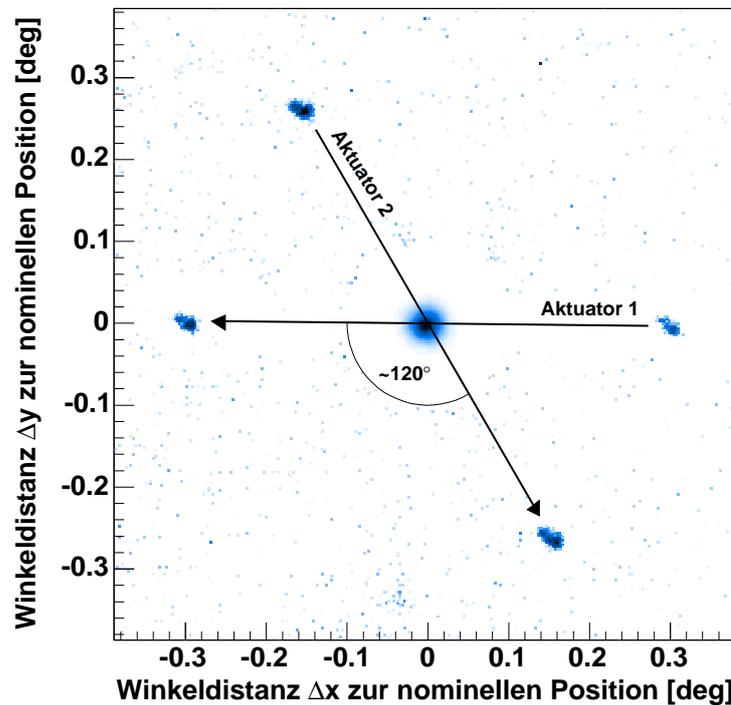


ABBILDUNG 3.11: Überlagerung der vier CCD-Bilder einer Feinjustierung. Nach der Grobjustierung befindet sich der Einzellichtfleck in der Nähe des Zentrums (hier nicht gezeigt). Von dort wird er um eine vorgegebene Anzahl Hallinkremente des ersten Aktuators verschoben (Mitte rechts), um danach auf die dem Zentrum gegenüberliegende Seite positioniert zu werden (Mitte links). Aus diesen beiden Bildern wird nun die eine Hälfte der Transformationsmatrix bestimmt und die andere wie im Text beschrieben abgeschätzt. Mit dieser vorläufigen Transformation wird die Spiegelfacetten nun anhand der Distanz des Einzellichtflecks zum Schwerpunkt des Hauptlichtflecks justiert; die Positionen werden dabei aus der zweiten CCD-Aufnahme gewonnen. Ausgehend von dort wird die Prozedur mit dem zweiten Aktuator wiederholt (oben links und unten rechts). Hiernach sind beide Teile der Transformationsmatrix bestimmt, und die Spiegelfacetten kann anhand der Distanz zur nominellen Position im letzten (vierten) Bild positioniert werden. Zur besseren Sichtbarkeit der Einzellichtflecken wurde der zentrale Bereich mit dem Hauptlichtfleck in der Intensität herunterskaliert.

stanzvektor vom letzten Einzellichtfleck zum Hauptfleck mit Hilfe dieser Matrix in Aktuatorkoordinaten transformiert und beide Aktuatoren entsprechend gefahren.

**Feinjustierung** Der letzte Schritt der Prozedur zur Erstjustierung einer Spiegelfacetten ist die sogenannte Feinjustierung. Sie dient der möglichst genauen Bestimmung der Transformationsmatrix und der anschließenden Positionierung des zugehörigen Einzellichtflecks ins Zentrum des Hauptflecks, welcher durch die bereits justierten Spiegelfacetten gebildet wird.

Die Ermittlung der Transformationsmatrix läuft analog zur Grobjustierung ab. Ausgehend von der nach der Grobjustierung erreichten Nähe zum Hauptfleck werden beide Aktuatoren eine vorgegebene Anzahl von Zählerinkrementen alternierend in beide Richtungen gefahren und jeweils ein Bild mit der CCD-Kamera aufgenommen. Im Un-

terschied zur Grobjustierung werden hier beide Teile der Matrix durch Messungen bestimmt und die CCD-Kamera zudem in der höchsten Auflösungsstufe ( $1 \times 1$ -Binning) ausgelesen. In Abbildung 3.11 ist zur Veranschaulichung eine Überlagerung der vier bei der Feinjustierung einer Spiegelfacetten angefallenen CCD-Bilder beispielhaft dargestellt. Gut zu sehen ist der Winkel von ca.  $120^\circ$  zwischen den beiden Bewegungsrichtungen des Lichtflecks in der Fokalebene.

Die Anzahl der Aktuatorschritte zur Bestimmung der Transformationsmatrix beträgt sowohl bei der Grob- als auch bei der Feinjustierung  $\pm 200$  Zählerinkremente relativ zur Zentralposition. Dies entspricht einer Winkeldistanz von  $10.4 \text{ mrad}$  bzw.  $0.595^\circ$  oder aber 216 bzw. 160 Pixel der LidCCD-Kamera mit altem/neuem Objektiv. Der gewählte Wert stellt einen Kompromiss zwischen sich teilweise ausschließenden Zielen dar. Größere Distanzen würden zwar den relativen Fehler aufgrund von mechanischem Spiel, der endlichen Aktuatorschrittweite und Fehlern in der Bestimmung der Schwerpunkte reduzieren, hätten aber einen größeren auszulesenden Bereich des CCD-Chips sowie Ungenauigkeiten aufgrund der Nichtlinearität der Transformation zur Folge.

### 3.1.5.3 Prozedur der Rejustierung

Für die Rejustierung stehen drei alternative Methoden zur Auswahl, die sich hinsichtlich Genauigkeit, Robustheit und Geschwindigkeit unterscheiden.

Die Standardmethode zur Nachjustierung einer Spiegelfacetten entspricht einer halben Feinjustierung, also dem letzten Schritt der Erstjustierung mit nur einem Aktuator. Hier kommt wieder die sehr robuste Methode der Differenzbildanalyse zum Einsatz, obwohl prinzipiell die Identifikation des Lichtflecks in nur einem Bild ausreichend wäre, denn die Transformationsmatrix ist bereits bekannt. Zwar wird tatsächlich mit Hilfe der Bilder und Gleichung (3.4) erneut eine Transformation bestimmt, allerdings nur, um die Interpretation der Bilddaten hinsichtlich ihrer Korrektheit zu überprüfen.

Die Methode der *schnellen Rejustierung* benötigt nur etwa die halbe Zeit des Standardverfahrens. Bis auf einen Testlauf, bei dem ein kompletter Branch (32 Spiegel) von CT02 in weniger als 15 Minuten mit Sirius (HIP 32349) fehlerfrei und ohne Probleme justiert wurde, ist diese Methode bislang jedoch nie zur Anwendung gekommen. Bei diesem Verfahren wird auf die Sicherheit der Differenzbildanalyse verzichtet, und nur ein Bild zur Identifikation des Lichtflecks und der darauffolgenden Bestimmung des Distanzvektors zum Hauptfleck herangezogen. Die Spiegelfacetten wird dabei mit nur einem Aktuator einmalig die vorgegebene Anzahl Zählerinkremente aus dem Hauptlichtfleck herausgefahren. Allerdings ist die Analyse von Einzelbildern potentiell anfälliger für Fehlinterpretationen, denn sekundäre Lichtflecken werden hierbei nicht vor der Analyse durch Differenzbildung (weitgehend) eliminiert. Da also die Interpretation der Bilder grundsätzlich weitaus schwieriger ist, werden besondere Vorkehrungen getroffen, um diesem Umstand Rechnung zu tragen. Zuerst einmal wird das Auslesefenster des CCD-Chips minimiert, indem die zu erwartende Position des Lichtflecks anhand der gespeicherten Transformation abgeschätzt wird. Der auszulesende Bereich wird hierbei so gewählt, dass sich Haupt- und Einzellichtfleck jeweils zuzüglich eines kleinen Sicherheitsabstands in gegenüberliegenden Ecken befinden. Durch diese Flächenminimierung wird die Wahrscheinlichkeit von sekundären Lichtverteilungen im Bild minimiert. Des Weiteren wird von allen im Einzelbild erkannten Objekten dasjenige ausgewählt, welches neben einer kompakten Abmessung die größte Nähe zur

TABELLE 3.2: Liste der verwendeten Sterne zur Justierung der Spiegelfacetten. Die Reihenfolge ist durch die zeitliche Abfolge des Eintretens in den zur Justierung verwendeten Elevationsbereich bestimmt, wobei der Anfang willkürlich gewählt wurde.

<i>Hipparcos</i> <i>Katalog-Nr.</i>	<i>Name</i>	<i>visuelle</i> <i>Größe</i>	<i>Kulminations-</i> <i>altitude</i>
HIP 97649	Altair	0.76	58°
HIP 109268	Al Nair	1.73	66°
HIP 113368	Fomalhaut	1.17	84°
HIP 7588	Achernar	0.45	56°
HIP 24436	Rigel	0.18	75°
HIP 32349	Sirius	-1.44	83°
HIP 30438	Canopus	-0.62	61°
HIP 46390	Alphard	1.99	75°
HIP 65474	Spica	0.96	78°
HIP 80763	Antares	1.06	87°

erwarteten Position aufweist. Diese kann aufgrund des vorgegebenen Fahrweges und der bekannten Transformationsmatrix sehr genau abgeschätzt werden.

Ist bekannt, dass sich an der CCD-Kamera samt Objektiv oder der Aufhängung der zu justierenden Spiegelfacetten etwas geändert hat, oder bestehen anderweitige Zweifel an der Gültigkeit der gespeicherten Transformationsmatrix, so ist, analog zu dem letzten Schritt der Erstjustierung, erneut eine Feinjustierung vorzunehmen. Diese beansprucht etwa die doppelte Zeit der Standardprozedur zur Rejustierung, da alle vier Komponenten der Matrix neu bestimmt werden. Sollte dagegen der Spiegel getauscht oder einer der Aktuatoren ohne Zuhilfenahme der Steuerungssoftware bewegt worden sein, so muss mit dem Spiegelmodul eine komplette Erstjustierung durchgeführt werden, da keiner der gespeicherten Parameter noch Gültigkeit besitzt.

#### 3.1.5.4 Justiersterne

Die zur Justierung der Spiegelfacetten verwendeten Sterne haben eine Reihe von Anforderungen zu erfüllen. Sie sollten

- deutlich über dem minimalen Elevationswinkel des für die Justierung genutzten Bereiches kulminieren,
- hell genug sein, um kurze Belichtungszeiten zu ermöglichen, und
- außerhalb des sichtbaren Bandes der Milchstraße liegen, damit die Analyse der Bilder wenig durch sekundäre Objekte im Gesichtsfeld gestört wird.

Anfänglich galt die Vorgabe, die Spiegelfacetten bei Teleskopelevationen im Bereich von 60° bis 70° zu justieren. Es stellte sich jedoch heraus, dass es damit zum einen unmöglich ist, einen vollständigen siderischen Tag mit geeigneten Sternen abzudecken. Zum anderen ist die Verweildauer der meisten Sterne in diesem Bereich recht kurz,

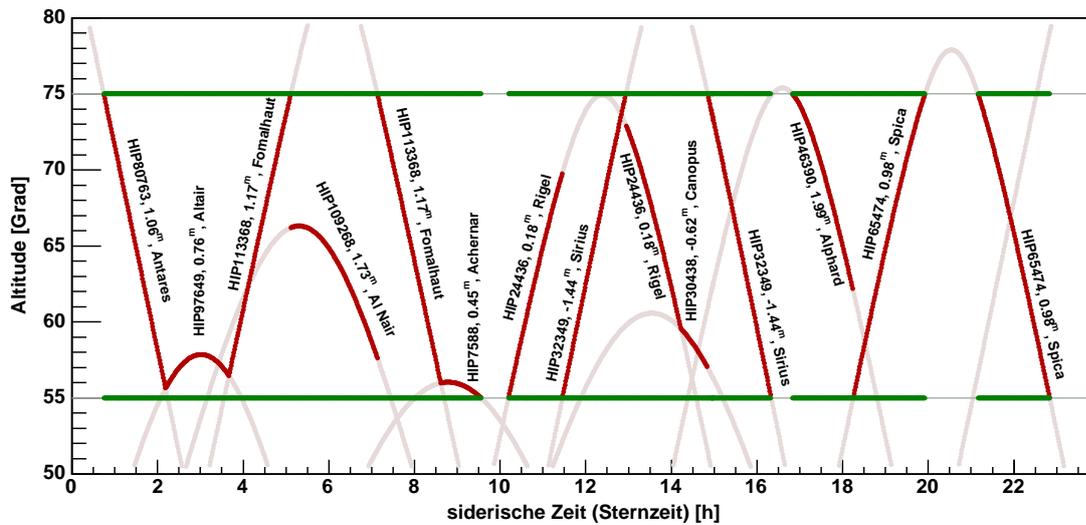


ABBILDUNG 3.12: Abfolge der Justiersterne über einen vollständigen siderischen Tag. Hervorgehobene Bereiche mit Beschriftung kennzeichnen Zeiten der Verwendung der entsprechenden Sterne. Die horizontalen Linien bei  $55^\circ$  und  $75^\circ$  geben die Abdeckung wieder.

was eine häufig nötige Umpositionierung der Teleskope zur Folge gehabt hätte. Deshalb wurde der Bereich um jeweils fünf Grad auf  $55^\circ$  bis  $75^\circ$  erweitert. Wie sich zeigte, hatte diese Maßnahme keinen negativen Effekt auf die Abbildungsfunktion. Vermutlich sorgte sie sogar eher dafür, dass der Verlauf der Abbildungsfunktion mit der Teleskopelevation über den Arbeitsbereich glatter ausfällt.

Um die Belichtungszeiten bei maximaler Auflösung ( $1 \times 1$ -Binning) deutlich unter 20 Sekunden zu halten, wurde ein Maximalwert für die Größe der Sterne (Minimalwert für visuelle Helligkeit) von 2.0 gefordert. Zusammen mit der Forderung nach einer relativ dunklen Umgebung ergab sich so ein Profil, dem nur 14 Sterne genügen. Vier davon sind zudem insofern uninteressant, als dass sie in der Nähe eines deutlich besser geeigneten Sterns dieser Auswahl liegen. Die damit auf zehn Sterne reduzierte Liste ist in Tabelle 3.2 zu finden. In Anhang A findet sich zudem eine Auflistung von Sternen, die die genannten Kriterien nur knapp verfehlen. Sollte die Notwendigkeit bestehen, Justierungen mit weiteren Sternen durchzuführen, kann dort nach geeigneten Kandidaten gesucht werden.

Mit den Sternen aus Tabelle 3.2 lässt sich ein siderischer Tag zu 83% abdecken. Die konkrete Abfolge zur Durchführung der Justierung ist in Abbildung 3.12 gezeigt.

### 3.1.5.5 Zeitbedarf

In Tabelle 3.3 sind die für die Justierung benötigten Nettozeiten angegeben, und zwar aufgeschlüsselt nach den einzelnen Justierschritten. Die Zahlenwerte sind dabei als recht grobe Schätzungen zu verstehen, da die tatsächlich für die Justierung einer konkreten Spiegelfacetten benötigte Zeit von vielen Faktoren abhängt und hierzu keine dedizierte Untersuchung durchgeführt wurde. Insbesondere variieren die Zeiten für diejenigen Schritte, welche eine optische Rückkoppelung durch die CCD-Kamera bedingen, da die Belichtungszeit stark von der Helligkeit des verwendeten Justiersterns abhängt.

TABELLE 3.3: Dauer der Justierprozedur. Angegeben sind die nach den verschiedenen Justierschritten aufgeschlüsselten Nettozeiten.

<i>Justierschritt</i>	<i>Nettozeitbedarf pro</i>	
	<i>Spiegel</i>	<i>Teleskop</i>
Konnektierung	1 Sekunde (tagsüber)	} 51 Stunden
Referenzierung	8 Minuten (tagsüber)	
Grobjustierung	90 – 120 Sekunden	} 24 Stunden
Feinjustierung	90 – 150 Sekunden	
gesamt	12 Minuten	75 Stunden
Rejustierung	45 – 75 Sekunden	6.5 Stunden
schnelle Rejustierung	25 – 40 Sekunden	3.5 Stunden

Aufgrund unkalkulierbarer Einflüsse wie Wetterbedingungen und Fehlerrate der Hardwarekomponenten ist es schwer, genaue Gesamtbruttozeiten anzugeben. Die Erfahrung hat gezeigt, dass eine Erstjustierung unter normalen Bedingungen etwa zwei Wochen benötigt, während eine Nachjustierung aller Spiegelfacetten in etwa zwei Nächten durchgeführt werden kann. In der Regel werden Nachjustierungen jedoch vorzugsweise in Zeiten mit Mondlicht vorgenommen, um die Datennahme zeitlich nicht zu beschneiden. Abhängig von der Mondphase sind daher für vollständige Rejustierungen eher vier Nächte anzusetzen.

### 3.2 Abbildungsfunktion der Reflektoren

Das bedeutendste Maß zur Beurteilung der Güte einer abbildenden Optik ist die sogenannte *Abbildungs-* oder auch *Punktbildfunktion*. Vom mathematischen Standpunkt aus betrachtet ist sie die Dichtefunktion, mit der Eingangssignale durch die Optik gefaltet werden. Die in der Bildebene aufgezeichneten Intensitätsverteilungen sind also Resultat der mit der Abbildungsfunktion gefalteten Intensitätsverteilungen der Signale. Die Abbildungsfunktion ist somit eine mathematische Beschreibung der kumulativen Auswirkungen sämtlicher Abbildungsfehler (Aberrationen) aller zum Einsatz kommenden optischen Komponenten. Bestimmen lässt sich die Abbildungsfunktion einer Optik durch die Abbildung einer näherungsweise punktförmigen Quelle; die resultierende Intensitätsverteilung ist dabei direkt die Abbildungsfunktion. Hier kommt zum Tragen, dass die Intensitätsverteilung eines punktförmigen Objektes mathematisch als Deltafunktion dargestellt wird; eine Faltung mit dieser liefert die gesuchte Dichtefunktion selbst.

Werden Bilder zweidimensional aufgezeichnet – wie im Fall von H.E.S.S. –, so ist auch die Abbildungsfunktion eine zweidimensionale Verteilungsfunktion. Zudem ist sie in der Regel abhängig vom Ort des Signals in der Bildebene und – insbesondere, wenn das Instrument energie- bzw. wellenlängenauflösend ist – darüber hinaus auch häufig von der Wellenlänge. Letzteres kann bei H.E.S.S. jedoch vollständig vernachlässigt werden, da Aberrationen geometrischer Natur bei weitem dominieren.

Da zweidimensionale Dichtefunktionen wenig handlich sind, werden in aller Regel bestimmte charakteristische Größen der Abbildungsfunktion, meist *Breiten* genannt, als Maß zur Beurteilung der Qualität verwendet. Ist die Abbildungsfunktion wesentlich frei von Ausläufern und kann sie mit hinreichendem Signal-Rausch-Verhältnis vermessen werden, so dienen hierzu die Quadratwurzeln der zweiten zentralen Momente (mittlere quadratische Breiten) der Verteilung, meist in Hauptsymmetrierichtung und orthogonal dazu. Die zweiten Momente sind allerdings empfindlich auf Ausläufer in der Intensitätsverteilung und schlechtem Signal-Rausch-Verhältnis, und zwar insbesondere dann, wenn der Signalbereich nicht gut von der Umgebung abzugrenzen ist. In diesen Fällen wird dann häufig auf bestimmte *Umschließungskreise* oder vielmehr deren *Radien* zurückgegriffen. Diese definieren Radien um den Schwerpunkt oder andere ausgezeichnete Punkte der Verteilung, beispielsweise die Position des Maximums, innerhalb derer ein bestimmter Anteil der Gesamtintensität enthalten ist. Um Verwirrungen zu vermeiden sei hier angemerkt, dass auch *Umschließungsradien* unter dem allgemein zu verstehenden Begriff *Breiten* subsumiert werden.

Im Falle der H-E-S-S-Reflektoren sind die Abbildungsfunktionen hinreichend kompakt und können zudem mit sehr gutem Signal-Rausch-Verhältnis vermessen werden. Deshalb können beide Varianten Verwendung finden, was tatsächlich dazu genutzt wird, unterschiedliche Aspekte der Intensitätsverteilungen zu quantifizieren. Zur Verdeutlichung einer eventuell vorhandenen Asymmetrie dienen die mittleren quadratischen Breiten  $\sigma_{\text{proj}}$  in Hauptsymmetrierichtung und orthogonal dazu. Um ein geeignetes Maß zur Beurteilung der Gesamtausdehnung zu erhalten, wird zudem der Umschließungsradius  $r_{80\%}$  für 80% der Gesamtintensität bezogen auf den Schwerpunkt der Verteilung betrachtet. Die Wahl fiel auf den Schwerpunkt als ausgezeichneten Punkt der Verteilung, da dieser mit deutlich höherer Genauigkeit im Vergleich zur Position des Maximums bestimmt werden kann.

Ergänzende Betrachtungen zur Abbildungsfunktion finden sich in Anhang C. Zur Analyse der CCD-Bilder kamen die in Anhang C.2 beschriebenen Algorithmen und Methoden zum Einsatz.

### 3.2.1 Abbildungsfunktion bei achsenparalleler Abbildung im mittleren Arbeitsbereich der Teleskope

Abbildung 3.13 zeigt eine Aufnahme mit der LidCCD-Kamera eines in der Fokalebene abgebildeten Sterns im Vergleich zu den Ausmaßen eines Pixels der Cherenkov-Kamera. Die Intensitätsverteilung repräsentiert die typische Abbildungsfunktion der Reflektoren bei achsenparalleler Abbildung<sup>6</sup> im für die Justierung verwendeten Elevationswinkelbereich von 55° bis 75°. Die Verteilung ist symmetrisch um den Schwerpunkt und ohne erkennbare Substruktur. Zudem ist sehr gut zu sehen, dass die Ausmaße der Lichtverteilung klein im Verhältnis zur Pixelgröße der Cherenkov-Kameras sind. Für ein hexagonales Bildelement mit innerem Radius  $r_{\text{hex}}$  berechnet sich der 80%-Umschließungsradius  $r_{\text{hex},80\%}$  zu

$$r_{\text{hex},80\%} = \left( \frac{192}{25\pi^2} \right)^{1/4} r_{\text{hex}} \simeq 0.94 r_{\text{hex}} \quad , \quad (3.9)$$

<sup>6</sup>Auch wenn nicht ganz korrekt, so wird im Folgenden für die Abbildungsfunktion bei achsenparalleler Abbildung häufig der griffigere Terminus *Abbildungsfunktion auf der optischen Achse* verwendet.

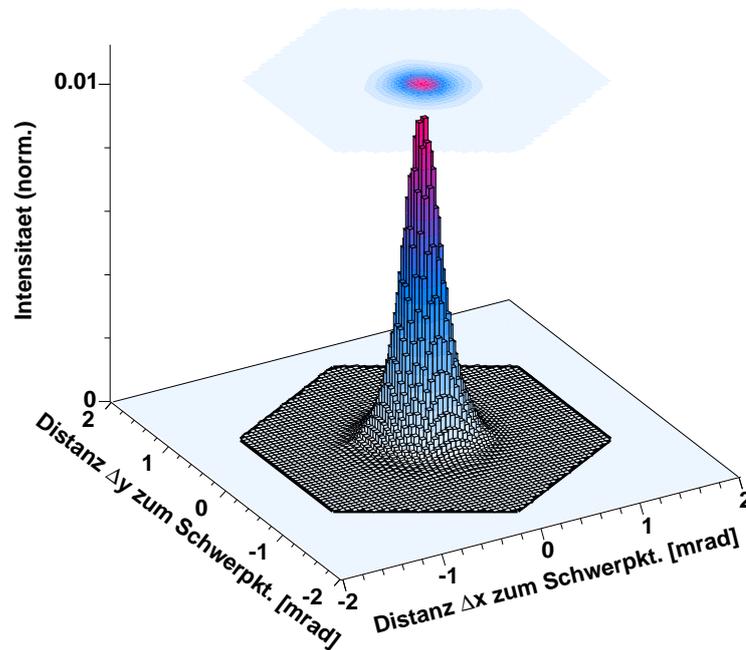


ABBILDUNG 3.13: Intensitätsverteilung der Abbildung eines Sterns auf dem Kameradeckel im Vergleich zu den Ausmaßen eines Pixels der Cherenkov-Kamera mit einem Durchmesser von  $0.16^\circ$ . Diese 6.7 Sekunden lange Belichtung mit der LidCCD-Kamera in CT04 wurde am 28. Juni 2003 um 19:21:27 UTC angefertigt. Das Teleskop war dabei auf den Stern Spica (HIP 65474) bei einer Altitude von ca.  $66^\circ$  und ca.  $296^\circ$  im Azimut ausgerichtet. Abgesehen von einer homogenen Untergrundsubtraktion repräsentieren die Bins des Histogramms die ungefilterten Einträge in den einzelnen CCD-Pixeln. Die hexagonale Umrahmung deutet die Größe eines Pixels der Cherenkov-Kamera an, wobei die Form durch die Lichtführungselemente (engl. *Winston cones*) definiert ist.

womit sich für die Pixel der H.E.S.S.-Kameras ein Wert von 1.3 mrad ergibt. Der resultierende 80%-Umschließungsradius der Abbildungsfunktion ist mit 0.40 mrad um mehr als einen Faktor drei kleiner.

In Tabelle 3.4 (erster Abschnitt) sind die Breiten der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse für alle Teleskope bei Elevationswinkeln um  $65^\circ$  zusammengefasst. Die zugrundeliegenden Aufnahmen wurden dabei jeweils unmittelbar (im Sinne von Tagen) nach Abschluss der Justierung aller Spiegelfacetten angefertigt. Alle Werte liegen um mehr als einen Faktor zwei unterhalb der Spezifikation. Tatsächlich ist das erzielte Ergebnis sogar vierfach besser als gefordert, da die in der Fokalebene abgedeckte Fläche und nicht der Radius entscheidend ist. Dieses Ergebnis demonstriert die sehr gute Qualität der Spiegelfacetten und die exzellente Genauigkeit der Spiegeljustierung. Auch eine sehr gute Reproduzierbarkeit der Justierung ist damit unter Beweis gestellt, denn die Werte sind für alle Teleskope nahezu identisch. Bemerkenswert ist zudem, dass der 80%-Umschließungsradius für den ganzen Reflektor unterhalb der Spezifikation für Einzelspiegel von 0.5 mrad bleibt. Hierbei ist darauf hinzuweisen, dass die Abbildungsfunktionen der Einzelspiegel bei achsenparalleler Abbildung vermes-

TABELLE 3.4: Parameter der Breiten der Abbildungsfunktion. Soweit vorhanden sind den Messungen Ergebnisse aus der Simulation der Abbildungsfunktion (s. Kap. 3.2.5.2) und die Forderungen laut Spezifikation gegenübergestellt. *Erster Abschnitt* (s. Kap. 3.2.1): Gemessene Breiten der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse bei Elevationswinkeln um  $65^\circ$ . Angegeben sind jeweils die Werte für die CCD-Aufnahme mit kleinstem 80%-Umschließungsradius  $r_{80\%}$ . Der relative statistische Fehler aufgrund der Statistik in den CCD-Pixeln beträgt jeweils etwa  $10^{-3}$ . *Zweiter Abschnitt* (s. Kap. 3.2.2): Parameter der Anpassung an die Beschreibung des 80%-Umschließungsradius der Abbildungsfunktion als Funktion des Winkelabstandes  $\theta$  zur optischen Achse bei Elevationen um  $65^\circ$  nach Gleichung (3.10). Die relativen Fehler auf die Anpassungsparameter betragen etwa  $10^{-2}$ . *Dritter Abschnitt* (s. Kap. 3.2.4): Parameter der Anpassung an die Beschreibung des 80%-Umschließungsradius der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse als Funktion der Elevation  $\Theta$  nach Gleichung (3.11). Die relativen Fehler auf die Anpassungsparameter betragen etwa  $10^{-2}$ . *Vierter Abschnitt* (s. Kap. 3.2.8): Parameter der Anpassung einer linearen zeitlichen Verbreiterung des 80%-Umschließungsradius der Abbildungsfunktion bei einer Elevation von  $65^\circ$ . Die relativen Fehler auf die Anpassungsparameter betragen etwa  $10^{-2}$  ( $r_{80\%}$ ) bzw. etwa  $10^{-1}$  ( $dr_{80\%}/dt$ ).

Parameter	CT01	CT02	CT03	CT04	Simulation	Spezifikation
$\sigma_{\text{proj}}$ [mrad]	0.23	0.23	0.23	0.23	0.21	$\leq 0.50$
$r_{80\%}$ [mrad]	0.40	0.41	0.40	0.40	0.38	$\leq 0.90$
$r_\theta$ [mrad]	0.41	0.42	0.41	0.41	0.38	
$d_\theta$ [mrad deg $^{-1}$ ]	0.73	0.70	0.75	0.74	0.72	
$r_\Theta$ [mrad]	0.41	0.42	0.41	0.41		
$d_\Theta$ [mrad]	1.12	0.99	0.98	1.13		
$\Theta_c$ [deg]	60.5	62.3	66.1	64.2		
$r_{80\%}(t = 0)$ [mrad]	0.40	0.41	0.44*	0.41		
$dr_{80\%}(t)/dt$ [mrad a $^{-1}$ ]	0.041	0.014	0.024	0.027		

\*nach Installation der Cherenkov-Kamera erfolgte keine Rejustierung

sen wurden; die Lichtverteilungen sind damit frei von Beiträgen durch Aberrationen achsenferner Reflexionsbereiche.

### 3.2.2 Abbildungsfunktion als Funktion des Ortes im Gesichtsfeld der Cherenkov-Kamera

Bei Cherenkov-Teleskopen sind sphärische Aberrationen und andere geometrische Abbildungsfehler von erheblicher Bedeutung, da zum einen die Kameras große aktive Gesichtsfelder aufweisen und zum anderen die Optik nur aus einem Primärspiegel ohne optische Korrekturlemente besteht. Zusammen mit den verhältnismäßig kleinen  $f/D$ -Verhältnissen von typischerweise bis zu 1.2 führt dies dazu, dass die Abbildungsfunktion mit größer werdender Achsenferne zunehmend von der Geometrie des Reflektors und nicht mehr von der Güte der Einzelspiegel und der Genauigkeit der Justierung dominiert wird. Die resultierende Breite der Abbildungsfunktion lässt sich in sehr guter Approximation als quadratische Summe der einzelnen Beiträge darstellen (Cornils *et al.* 2003c). Durch die mit zunehmender Achsenferne linear ansteigenden

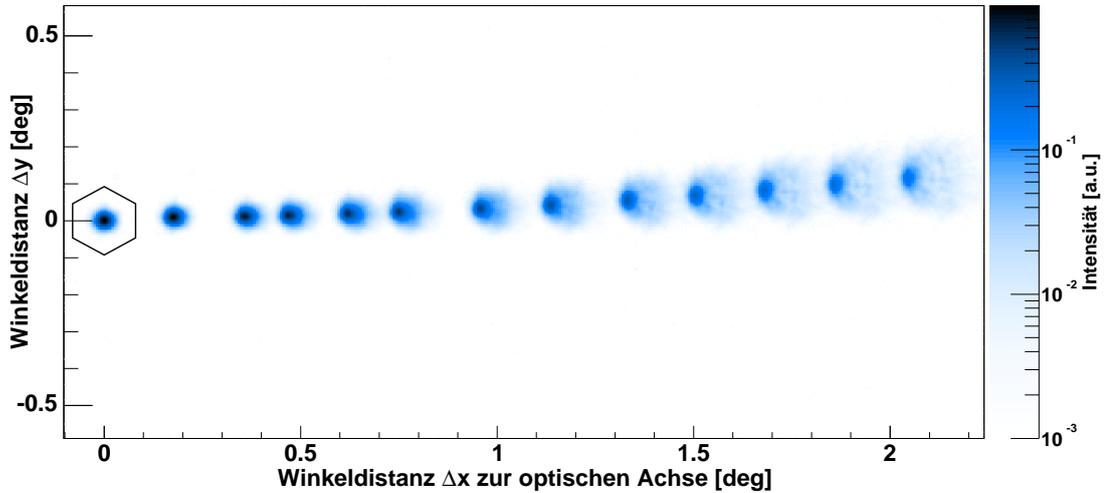


ABBILDUNG 3.14: Abbilder von Sternen in der Fokalebene für zunehmende Winkeldistanzen zur optischen Achse (ungefilterte CCD-Bilder von CT02). Zum Vergleich ist das Ausmaß eines Pixels der Cherenkov-Kamera dargestellt.

geometrischen Abbildungsfehler steigt demnach auch die Breite und folgt immer mehr einem linearen Trend.

Um dieses Verhalten genau zu untersuchen, wurden jeweils unmittelbar nach Abschluss der Justierung aller Spiegelfacetten Messungen durchgeführt. Eine Serie dieser Bilder ist in Abbildung 3.14 zu sehen. Anhand der Intensitätsverteilungen wird bereits qualitativ deutlich, dass die Verteilungen mit zunehmender Winkeldistanz zur optischen Achse breiter werden. Zudem entwickeln die Verteilungen asymmetrische Ausläufer in radialer Richtung hin zum Kamerarand. Dieser Umstand wird in Abbildung 3.15 genauer betrachtet. Dort sind projizierte Intensitätsverteilungen für drei unterschiedliche Winkelabstände ( $0^\circ$ ,  $0.96^\circ$  und  $2.05^\circ$ ) zur optischen Achse jeweils auf die radiale Achse und orthogonal dazu aufgetragen.

Die Orte aller Messungen in der Fokalebene sind in Abbildung 3.16 gezeigt. Für alle Teleskope – ausgenommen CT03 – liegen Datenpunkte für Winkelabstände bis mindestens  $2.2^\circ$  vor. Bei CT03 war die LidCCD-Kamera anfangs so ausgerichtet, dass hierfür nur Werte bis etwa  $1.3^\circ$  Achsenferne angefertigt werden konnten. Die Ortsvektoren wurden jeweils aus den azimuthalen und altitudinalen Distanzen der Position des Intensitätsmaximums zu der entsprechenden Position eines Referenzbildes auf der optischen Achse bestimmt (vgl. hierzu auch Anhang C.2.1.3).

In Abbildung 3.17 sind die Breiten der Abbildungsfunktion für alle vier Teleskope gegen die Winkeldistanz zur optischen Achse aufgetragen. Neben dem 80%-Umschließungsradius  $r_{80\%}$  sind die mittleren quadratischen Breiten in radialer Richtung,  $\sigma_{\text{radial}}$ , und orthogonal dazu,  $\sigma_{\text{tangential}}$ , zu sehen. Die Messungen demonstrieren, dass die Breiten primär Funktionen der Winkeldistanz zur optischen Achse sind; tatsächlich konnte im Rahmen der Messgenauigkeit keine andere systematische Abhängigkeit festgestellt werden. Gut zu sehen ist hier nochmals, dass die Lichtverteilungen mit zunehmender Winkeldistanz hauptsächlich in radialer Richtung Ausläufer ausbilden; die entsprechende Größe  $\sigma_{\text{radial}}$  weist eine größere Steigung auf als  $\sigma_{\text{tangential}}$ .

Des Weiteren ist aus Abbildung 3.17 ersichtlich, dass die Verläufe für alle Teleskope

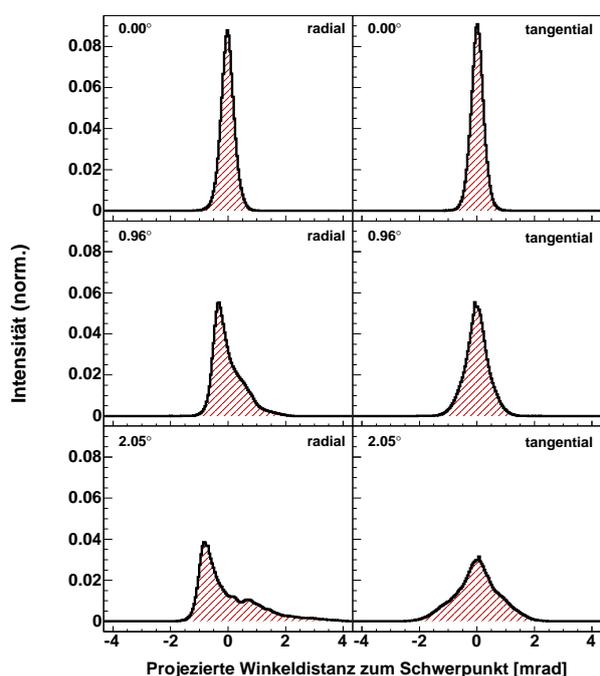


ABBILDUNG 3.15: Projizierte Intensitätsverteilungen für unterschiedliche Winkeldistanzen zur optischen Achse (CCD-Bilder von CT02). Im oberen Abschnitt sind die Verteilungen für ein Bild auf der optischen Achse zu sehen, in der Mitte die für einen Winkelabstand von  $0.96^\circ$ , und im unteren Teil Verteilungen für eine Distanz von  $2.05^\circ$ . Gezeigt sind jeweils auf die radiale Achse projizierte Intensitätsverteilungen (links) und orthogonal dazu (rechts).

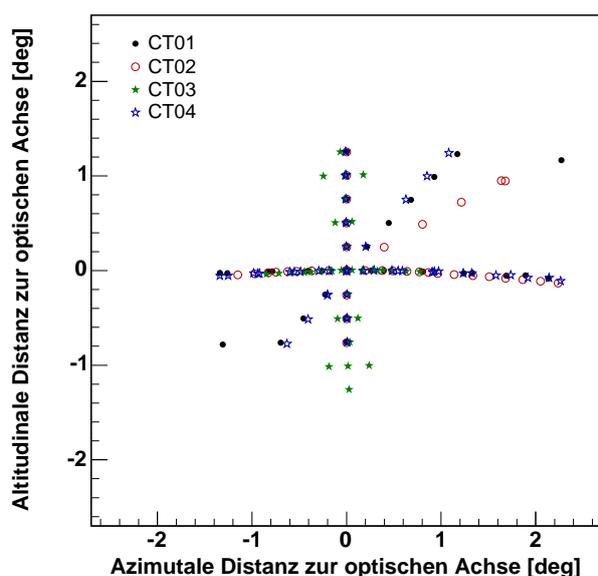


ABBILDUNG 3.16: Orte im Gesichtsfeld der Cherenkov-Kamera, an denen Messungen zur Untersuchung der Abhängigkeit der Abbildungsfunktion als Funktion des Winkelabstandes zur optischen Achse angefertigt wurden.

praktisch identisch sind. Dies ist jedoch nicht unerwartet, da diese – abgesehen vom Bereich kleiner Winkeldistanzen – von der Geometrie der Reflektoren dominiert werden, welche für alle Teleskope vom Entwurf her identisch ist. Bei kleinen Winkeldistanzen sorgt die sehr gute Reproduzierbarkeit der Justierung für die Übereinstimmung.

Die Breite  $r_{80\%}$  der Abbildungsfunktion als Funktion der Winkeldistanz  $\theta$  zur optischen Achse lässt sich durch den einfachen Zusammenhang

$$r_{80\%}(\theta) = (r_\theta^2 + d_\theta^2 \theta^2)^{1/2} \quad (3.10)$$

parametrisieren. Hierbei gibt  $r_\theta$  die Breite der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse an, während  $d_\theta$  den Zuwachs pro Grad Winkeldistanz  $\theta$  zur optischen Achse

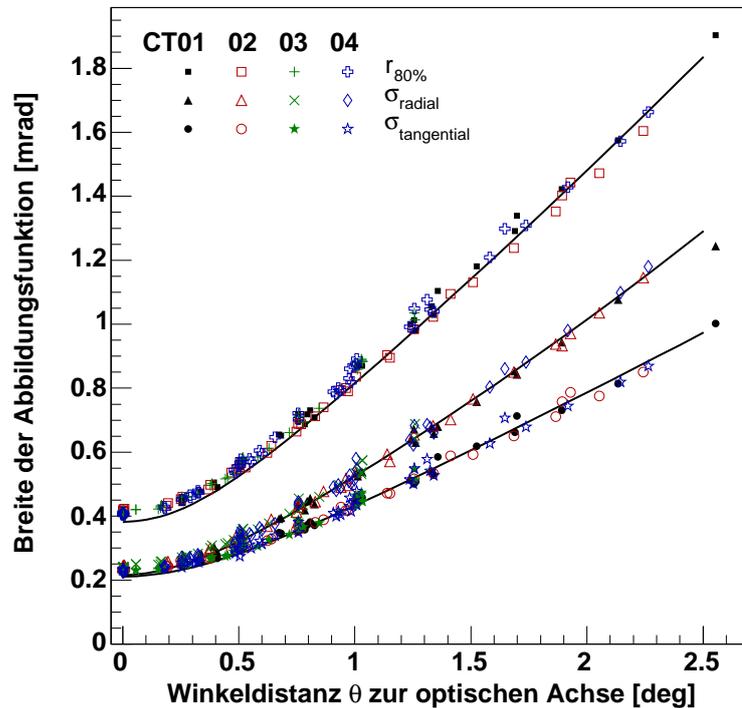


ABBILDUNG 3.17: Verhalten der Abbildungsfunktion mit zunehmender Winkeldistanz zur optischen Achse. Die Linien repräsentieren Ergebnisse aus der Simulation der Abbildungsfunktion; näheres hierzu findet sich in Kapitel 3.2.5.2.

quantifiziert. Die Messungen des 80%-Umschließungsradius  $r_{80\%}$  in Abbildung 3.17 wurden separat für jedes Teleskop an diese Parametrisierung angepasst. Die resultierenden Werte finden sich in Tabelle 3.4 (zweiter Abschnitt).

### 3.2.3 Schwerkraft-induzierte Verformungen des Spiegelträgers

Die Stahlstruktur der Teleskope ist zwar sehr starr ausgelegt, dennoch sind messbare Verformungen mit vertretbarem Aufwand nicht zu vermeiden. Verformungen resultieren hauptsächlich aus Verstellung des Elevationswinkels der Teleskope, da hierbei große Variationen in der Verteilung der Kräfte und Drehmomente auftreten. Deshalb ist zu erwarten, dass sich die Abbildungsfunktion außerhalb des Elevationsbereiches, welcher zur Justierung der Spiegelfacetten genutzt wird, verschlechtert; und zwar um so mehr, je größer der Winkelabstand zur mittleren Justierelevation ist. Der zur Justierung genutzte Elevationsbereich wurde deshalb auch so gelegt ( $55^\circ$ – $75^\circ$ ), dass die Veränderungen der Abbildungsfunktion minimal innerhalb des üblicherweise für Messungen genutzten Bereichs ( $45^\circ$  und darüber) sind.

Während des Entwurfs der Teleskope wurden intensive Studien basierend auf Simulationen nach der sogenannten Finite-Elemente-Methode (FEM) durchgeführt (Bernlöhr *et al.* 2003; Cornils *et al.* 2003c). Hiermit wurden Verkipnungen der Spiegelfacetten aufgrund von Verformungen des Spiegelträgers in Abhängigkeit von der Teleskopelevation ermittelt. Die Resultate wurden wiederum dazu genutzt, die gesamte Stahlkonstruktion so zu optimieren, dass sämtliche Spezifikationen sicher eingehalten

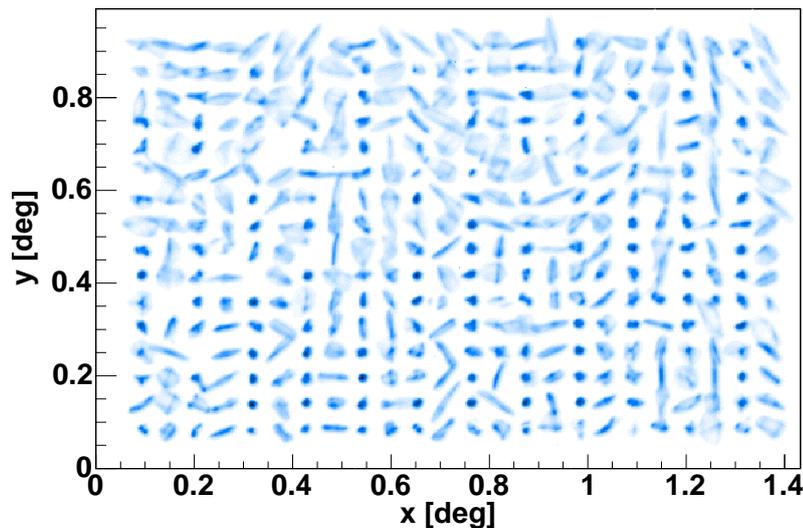


ABBILDUNG 3.18: Matrixförmige Anordnung von individuellen Abbildern eines Sterns. Jedes Abbild wird hierbei durch eine individuelle Spiegelfacetten von CT03 an bekannter Position im Spiegelträger hervorgerufen. Die Intensität folgt einer logarithmischen Skala.

werden können.

Die Verformung des Spiegelträgers ist bei Betrachtung der Abbildungsfunktion nur als kumulativer Effekt zu sehen. Es ist deshalb nahezu unmöglich, lokale Verkippungen der Spiegelfacetten im Spiegelträger durch Analyse der Abbildungsfunktion zu ermitteln. Aus diesem Grund wurde in das System zur Justierung der Spiegelfacetten ein spezieller Modus implementiert, um hiermit elevationsabhängige Verformungen des Spiegelträgers im Detail studieren zu können. Dazu ist es softwaregesteuert möglich, die zu einzelnen Spiegelfacetten gehörenden Lichtflecken, welche normalerweise zu einem gemeinsamen Hauptlichtfleck kombiniert sind, in Form einer Matrix innerhalb der Fokalebene anzuordnen. Dies ist beispielhaft in Abbildung 3.18 zu sehen. Jedes Element der Matrix ist ein von einer bestimmten Spiegelfacetten hervorgerufenes Abbild des Sterns, auf den das Teleskop ausgerichtet ist. Werden solche Matrixbilder bei verschiedenen Elevationswinkeln aufgenommen, so kann aus der relativen Verschiebung der einzelnen Lichtflecken in der Fokalebene auf die Verkippung der entsprechenden Spiegelfacetten geschlossen werden.

Nach der Justierung aller Spiegelfacetten von CT03 – dem ersten H.E.S.S.-Teleskop – wurden einige Serien solcher Matrixbilder bei verschiedenen Elevationswinkeln aufgenommen und in Hamburg im Rahmen einer Diplomarbeit (Petz 2002) ausgewertet. Die auf diese Weise abgeleitete elevationsabhängige Verformung des Spiegelträgers von CT03 ist beispielhaft in Abbildung 3.19 (links) zu sehen, welche die relative Verkippung der Spiegelfacetten bei einem Elevationswinkel von  $29^\circ$  gegenüber dem Referenzwinkel von  $65^\circ$  zeigt. Die Deformationen sind besonders stark an den Stellen des Spiegelträgers ausgeprägt, an denen entweder die Kameramasten befestigt sind oder aber der Spiegelträger gelagert ist (schattierte Regionen in Abb. 3.19). Auffällig ist zudem, dass Verkippungen in horizontaler Richtung dominieren.

Die aus den FEM-Berechnungen resultierenden Ergebnisse liegen unter anderem in Form von mittleren quadratischen Verkippungen der Spiegelfacetten in horizon-

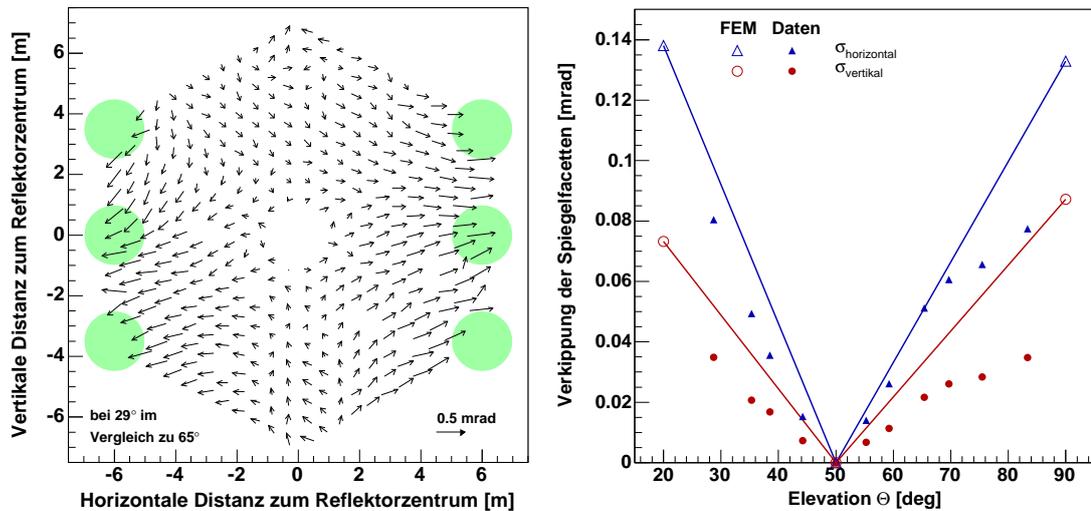


ABBILDUNG 3.19: Links: Spiegelverkipplungen von CT03 bei 29° Elevation im Vergleich zu den individuellen Referenzpositionen bei 65°. Die Länge der Vektoren wurde mit der Quadratwurzel der Verkipplung skaliert. Die schattierten Bereiche deuten die Positionen der Befestigungen von Kameramasten und Elevationsachse an. Rechts: Elevationabhängige mittlere quadratische Verkipplung aller Spiegelfacetten in horizontaler und vertikaler Richtung. Als Referenzpositionen dienen die Stellungen bei einer Elevation von 50°. Den gemessenen Werten sind die Ergebnisse der FEM-Simulationen gegenübergestellt.

taler und vertikaler Richtung bei Elevationswinkeln von 20°, 50° und 90° vor. Diese sind – auf die Spiegelstellungen bei 50° Elevation normiert – in Abbildung 3.19 (rechts) als offene Symbole zu sehen, wobei Geraden den näherungsweise erwarteten Verlauf zwischen den Datenpunkten zur besseren Übersichtlichkeit andeuten. Um die Resultate aus der Analyse der Matrixbilder mit denen der FEM-Berechnungen vergleichen zu können, wurden die gemessenen Verkipplungen ebenfalls auf die Spiegelstellungen bei 50° Elevation normiert; die entsprechenden Werte finden sich in Abbildung 3.19 (rechts) als gefüllte Symbole.

Die Übereinstimmung zwischen der Simulation und den Messungen ist recht gut. Zwar ist die Deformation des Spiegelträgers geringer als durch die Simulationen vorhergesagt; dies ist durch konservative Annahmen, beispielsweise hinsichtlich der Verformungsfestigkeit gewisser Komponenten, aber beabsichtigt (Cornils *et al.* 2003c). Die beobachtete Abweichung mag aber auch zum Teil darin begründet sein, dass die FEM-Simulationen nur auf einem vereinfachten Modell des Spiegelträgers basieren, welches sich von der tatsächlichen Auslegung in einigen Details unterscheidet. Weitergehende Untersuchungen – hier ist insbesondere der Vergleich zwischen den Messungen und den FEM-Berechnungen auf dem Niveau einzelner Spiegel zu nennen – sowie eine detaillierte Darstellung der Analyse der Matrixbilder finden sich bei Petz (2002).

### 3.2.4 Abhängigkeit der Abbildungsfunktion von der Elevation des Teleskops

Aufgrund der vorangehend beschriebenen elevationsabhängigen Verformung der Reflektoren ist eine Verbreiterung der Abbildungsfunktionen zu erwarten, wenn die Te-

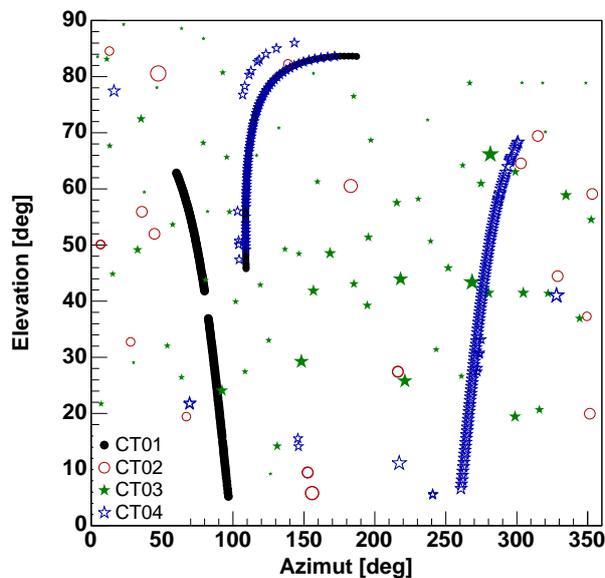


ABBILDUNG 3.20: Himmelspositionen, an denen Messungen zur Untersuchung der Abhängigkeit der Abbildungsfunktion vom Elevationswinkel der Teleskope angefertigt wurden. Die Größe der Symbole repräsentiert dabei die visuelle Helligkeit des verwendeten Sterns.

leskope bei Elevationswinkeln betrieben werden, die außerhalb des für die Spiegeljustierung genutzten Bereiches liegen. Dieses Verhalten wurde bei allen Teleskopen unmittelbar nach der jeweiligen Fertigstellung der Spiegeljustierung vermessen. Die Teleskopausrichtungen für alle Messpunkte sind in Abbildung 3.20 dargestellt. Wie zu sehen ist, wurde anfänglich (CT03, CT02) sehr darauf geachtet, den gesamten Bereich möglichst gleichförmig abzudecken. Bei den Messungen an den jüngeren Teleskopen (CT04, CT01) stand demgegenüber eine hohe Statistik bei sehr feiner Abdeckung der Elevation im Vordergrund.

Abbildung 3.21 zeigt die Breiten  $r_{80\%}$ ,  $\sigma_{\text{azimutal}}$  und  $\sigma_{\text{altitudinal}}$  der Abbildungsfunktion als Funktionen des Elevationswinkels  $\Theta$ , wobei  $\sigma_{\text{azimutal}}$  die Ausdehnung in horizontaler und  $\sigma_{\text{altitudinal}}$  in vertikaler Richtung beziffert. Bei fester Elevation  $\Theta$  konnte keine signifikante Abhängigkeit vom Azimutwinkel der Teleskopausrichtung festgestellt werden, weshalb hier auf eine entsprechende Darstellung verzichtet wird.

Innerhalb des bei Beobachtungen hauptsächlich genutzten Elevationswinkelbereichs von  $45^\circ$  und darüber ändern sich die Breiten der Abbildungsfunktion nur sehr wenig. So sind die Variationen vom 80%-Umschließungsradius in diesem Bereich kleiner etwa 10%. Selbst bei einem Elevationswinkel von  $30^\circ$  ist die Breite  $r_{80\%}$  nur ca. 40% größer als im Minimum, und somit bleiben die Ausmaße der Lichtverteilungen auch hier weit unterhalb der Pixelgröße. Zudem – und dies ist nicht trivial – ist der Verlauf für alle Reflektoren nahezu identisch. Dies ist ein deutliches Indiz dafür, dass der Stahlbau bei allen vier Teleskopen mit gleicher Sorgfalt vorgegangen ist. Unsauber verarbeitete Schweißnähte und Verbindungen hätten unweigerlich zu einer größeren Deformationsneigung und damit zu breiteren Abbildungsfunktionen geführt.

In Abbildung 3.22 sind beispielhaft die Intensitätsverteilungen eines Sternabbildes bei einem Elevationswinkel von etwa  $10^\circ$  für die Teleskope CT01 und CT04 dargestellt. Wie bereits die Betrachtung in Kapitel 3.2.3 nahelegt, entwickeln die Verteilungen insbesondere in horizontaler Richtung aufgrund der Spiegelverkippen einen Halo aus nicht mehr optimal positionierten Einzellichtflecken.

Die Breite  $r_{80\%}$  der Abbildungsfunktion als Funktion des Elevationswinkels  $\Theta$  kann

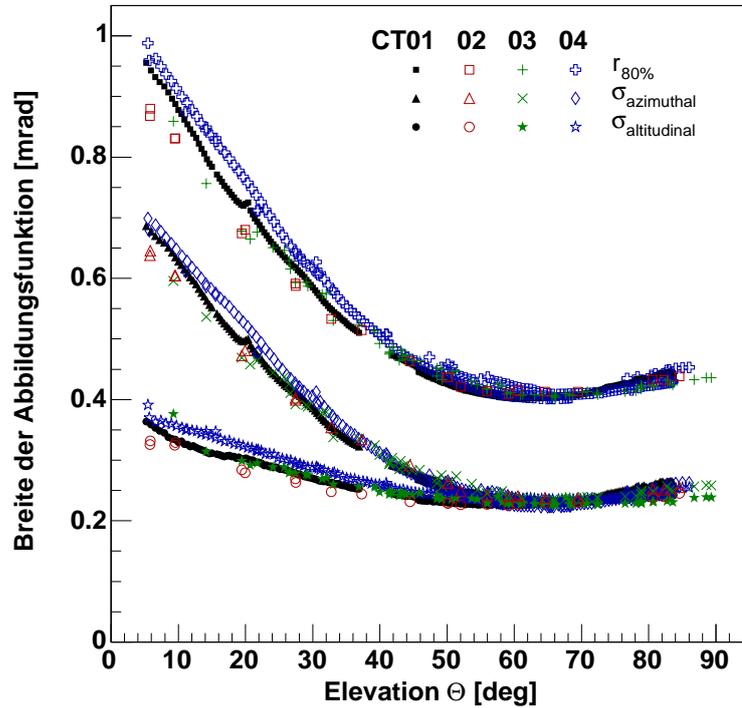


ABBILDUNG 3.21: Verhalten der Abbildungsfunktion mit variierendem Elevationswinkel.

in guter Näherung durch den Zusammenhang

$$r_{80\%}(\Theta) = (r_{\Theta}^2 + d_{\Theta}^2 (\sin \Theta - \sin \Theta_c)^2)^{1/2} \quad (3.11)$$

beschrieben werden. Hierbei beziffert  $r_{\Theta}$  die Minimalbreite der Abbildungsfunktion und  $\Theta_c$  ihre Position im Elevationswinkel  $\Theta$ ;  $d_{\Theta}$  gibt die Zunahme der Breite pro  $90^\circ$  in der Elevation an. Anpassungswerte für alle vier Reflektoren finden sich in Tabelle 3.4 (dritter Abschnitt).

### 3.2.5 Simulation der Abbildungsfunktion

Eine adäquate Beschreibung aller Bestandteile des H.E.S.S.-Detektors in den Simulationsprogrammen ist entscheidend für die korrekte Interpretation der Luftschauer-Daten. Insbesondere für die Analyse der mit der Cherenkov-Kamera aufgenommenen Bilder (vgl. Kap. 2.3.3 und 4.3) ist eine genaue Kenntnis der Abbildungseigenschaften sowie eine angemessene Parametrisierung der entsprechenden Komponenten der Detektorsimulation unerlässlich. Die in den vorherigen Kapiteln vorgestellte Analyse der Abbildungsfunktion der Reflektoren dient deshalb nicht nur der Dokumentation der Leistungsfähigkeit des optischen Systems. Sie liefert darüber hinaus die nötigen Informationen zur Überprüfung desjenigen Teils der Detektorsimulation, welcher das optische System beschreibt.

Zur Simulation des Detektors kam das Programmpaket *sim\_hessarray* in der Version 2004-02-12 zum Einsatz (Bernlöhr 2003a). Bereits enthalten ist eine Liste der Positionen aller Spiegelfacetten im Reflektor.

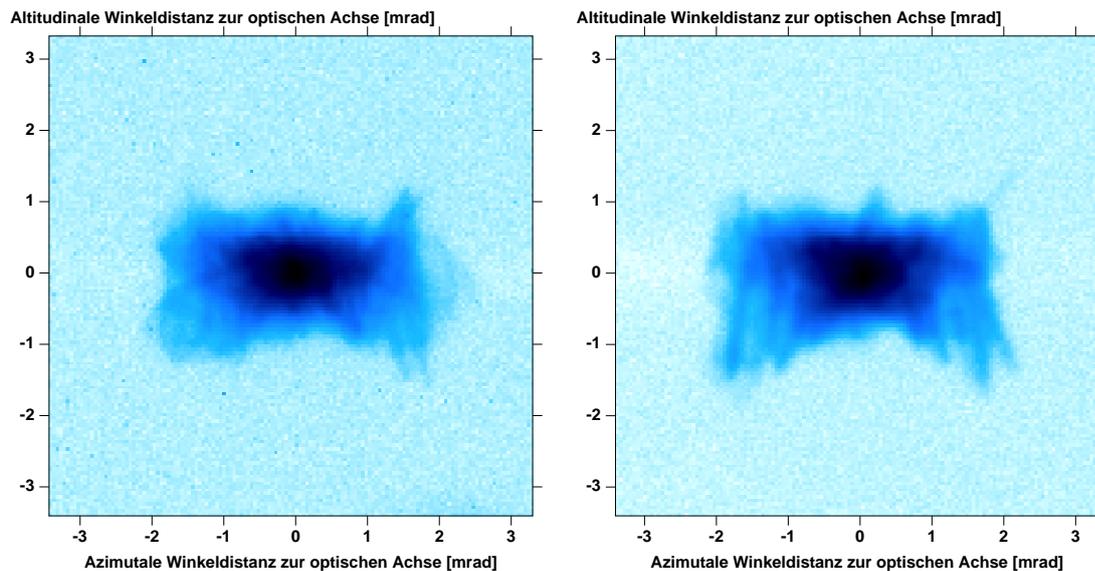


ABBILDUNG 3.22: *Links*: Abbildungsfunktion von CT01 auf der optischen Achse bei einem Elevationswinkel von etwa  $10^\circ$ . *Rechts*: Abbildungsfunktion von CT04 auf der optischen Achse bei einem Elevationswinkel von etwa  $10^\circ$ . Die Intensitätsskala ist jeweils logarithmisch.

### 3.2.5.1 Simulationsparameter

Der Verlauf der Abbildungsfunktion als Funktion des Winkelabstandes zur optischen Achse wird abgesehen vom Bereich kleiner Winkeldistanzen maßgeblich von der geometrischen Auslegung des Reflektors bestimmt. Die Qualität der Facetten und die Genauigkeit der Justierung dominieren dagegen bei kleinen Winkeldistanzen nahe der optischen Achse die Breite der Abbildungsfunktion.

Die geometrische Auslegung sowie die (mittlere) Qualität der Spiegelfacetten sind sehr genau bekannt bzw. wurden genau vermessen (Bernlöhr *et al.* 2003). Lediglich die Justiergenauigkeit ist nicht direkt zugänglich, wobei der Begriff hier alle die Positionierung der Lichtflecken in der Fokalebene bestimmenden Einflüsse – beispielsweise die elevationsabhängige Deformation des Reflektors – einschließt. Es wurde daher der Versuch unternommen, alle diese Einflüsse zu benennen und – soweit mit vertretbarem Aufwand möglich – zu vermessen. Wo letzteres nicht möglich war, wurden geeignete Annahmen getroffen, um zumindest eine vernünftige Abschätzung zu erhalten.

Die Güte der Spiegelfacetten und die Genauigkeit der Ausrichtung werden mittels fünf Parametern vorgegeben (vgl. Tab. 3.5). Die Qualität (d.h. die Breite der Abbildungsfunktion) der Einzelspiegel wird durch die Parameter `RANDOM_FOCAL_Length` und `MIRROR_REFLECTION_RANDOM_Angle` bestimmt. Ersterer legt die mittlere quadratische Abweichung von der nominellen Brennweite fest, welche im Programm dann für jeden Spiegel pseudozufällig ermittelt wird. Letzterer definiert eine mittlere quadratische Abweichung, um die der Reflexionswinkel für jedes Photon pseudozufällig variiert wird. Zusammen sind die Parameter so zu wählen, dass die mittlere Qualität der simulierten Spiegelfacetten dem im Labor gemessenen Mittelwert entspricht. Vermessen wurde für alle Facetten der 80%-Umschließungsradius<sup>7</sup>, welcher bei einer Wel-

<sup>7</sup>Vermessen wurde eigentlich der Durchmesser  $d_{80\%} = 2 \cdot r_{80\%}$ .

TABELLE 3.5: Parameter der Detektorsimulation *sim\_hessarray*, durch welche die abbildungsrelevanten Eigenschaften der H.E.S.S.-Teleskope festgelegt werden. Neben Bezeichnung und Einheit ist jeweils der aus Messungen und Untersuchungen abgeleitete Wert angegeben. Da die Abbildungsfunktion nahe der optischen Achse mit diesen Werten nicht sehr gut reproduziert werden konnte, wurde die aufgeführte Anpassung vorgenommen.

Bezeichnung	Einheit	abgeleiteter Wert	angepasster Wert
RANDOM_FOCAL_Length	cm	7.4	
MIRROR_REFLECTION_RANDOM_Angle	Grad	0.0066	
MIRROR_ALIGN_RANDOM_DISTAnce	cm	2.0	
MIRROR_ALIGN_RANDOM_Angle	Grad	0.0022	0.0035

lenlänge von 470 nm einen Mittelwert von 0.225 mrad aufweist (Bernlöhr *et al.* 2003). Ausgehend von Erfahrungen mit den HEGRA-Spiegeln wurde der Wert für die Variation der Brennweite der H.E.S.S.-Spiegelfacetten in Zusammenarbeit mit Bernlöhr (2003b) auf 7.4 cm geschätzt.

Der Wert für den Winkelfehler bei der Reflexion von Photonen wurde anhand von 1000 simulierten Einzelspiegeln im Zentrum des Reflektors mit jeweils 20 000 Photonen ermittelt. Hierzu wurden alle  $2 \cdot 10^7$  Photonen zu einem Bild zusammengefasst und anschließend die Breiten des Lichtflecks bestimmt. Bei einem Winkelfehler von  $0.0066^\circ$  ergibt sich ein 80%-Umschließungsradius  $r_{80\%}$  von 0.224 mrad.

Der Parameter `MIRROR_ALIGN_RANDOM_DISTAnce` legt die mittlere quadratische Abweichung von der nominellen  $z$ -Position (Höhe über der Ebene, die orthogonal zur Teleskopachse liegt) fest. Hier kommt zum Tragen, dass die Querverstrebungen, auf denen die Halterungen für die Spiegelfacetten montiert sind, gerade zwischen den radialen Verstrebungen verlaufen. Damit folgen sie nicht der Krümmung eines idealen Davies-Cotton-Reflektors; die tatsächlichen  $z$ -Positionen der Spiegel schwanken demnach um die nominellen Werte. Der mittlere quadratische Fehler beträgt hier 2.0 cm (Hofmann 2003).

Der Parameter `MIRROR_ALIGN_RANDOM_Angle` bestimmt schließlich die Justiergenauigkeit. Und zwar gibt er die mittleren quadratischen Verkippungen eines Spiegels relativ zur nominellen Ausrichtung an, wobei der konkrete Wert für jeden der beiden die Ausrichtung bestimmenden Winkel pseudozufällig ermittelt wird. Zu dieser Verkippung tragen verschiedene Effekte bei. Zum einen ist dies die intrinsische Ungenauigkeit des Justieralgorithmus von 0.024 mrad (vgl. Kap. 3.1.4). Zum anderen ist zu berücksichtigen, dass der Spiegelträger innerhalb des zur Justierung verwendeten Elevationsintervalls bereits merklich deformiert (vgl. Kap 3.2.3). Die Folge sind Verkippungen der einzelnen Spiegel gegenüber der optimalen Ausrichtung, mit einer mittleren quadratischen Abweichung der Lichtflecken in der Brennebene von 0.035 mrad.

Den bedeutendsten Einfluss auf die Justiergenauigkeit hat jedoch die Bestimmung der Schwerpunkte der Einzellichtflecken bei der Feinjustierung. Dieser Beitrag wurde anhand einer Betrachtung abgeschätzt, welche in Anhang B zu finden ist. Diese recht grobe Abschätzung liefert einen mittleren quadratischen Fehler von 0.10 mrad für die Justierprozedur aufgrund von Ungenauigkeiten bei der Schwerpunktbestimmung.

Die einzelnen Beiträge zum gesamten Justierfehler ergeben quadratisch addiert

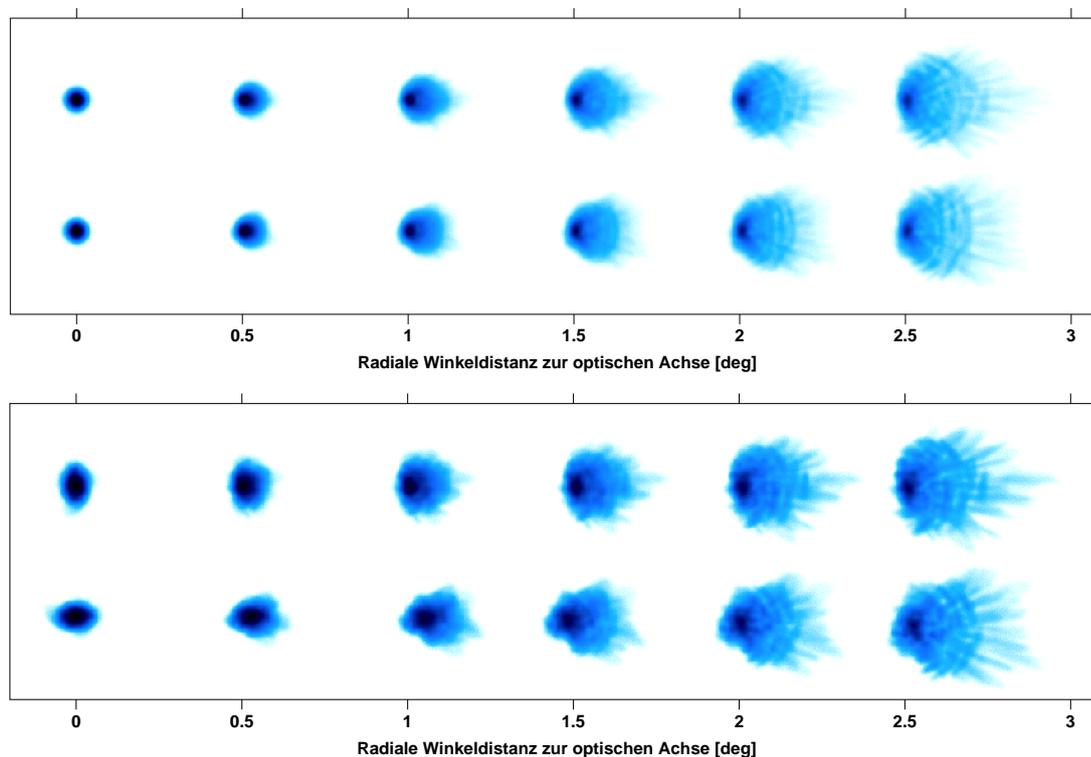


ABBILDUNG 3.23: Simulierte Lichtverteilungen für verschiedene Winkeldistanzen zur optischen Achse. Der obere Verlauf in den Bildern zeigt jeweils die (gedrehte) Entwicklung in vertikaler, der untere die in horizontaler Richtung. Die Intensität ist logarithmisch aufgetragen. *Oben:* Simulierte Lichtverteilungen ohne Berücksichtigung elevationsabhängiger Deformationen entsprechend einem Elevationswinkel von  $65^\circ$ . *Unten:* Simulierte Lichtverteilungen bei einem Elevationswinkel von  $30^\circ$ . Zu beachten ist hier, dass sich der horizontale Verlauf (unten) aufgrund der programmtechnischen Realisierung nicht exakt auf einer Geraden befindet (gekrümmte Geometrie).

0.109 mrad in der Fokalebene, oder  $0.0022^\circ$  bezogen auf jeden der beiden Winkel, welche die Ausrichtung einer Spiegelfacetten festlegen.

Eine Übersicht über alle in diesem Zusammenhang relevanten Parameter findet sich in Tabelle 3.5.

### 3.2.5.2 Ergebnisse der Simulation

Simuliert wurden Lichtverteilungen für Winkeldistanzen zur optischen Achse von  $0^\circ$  bis  $2.5^\circ$  in Schritten von  $0.1^\circ$  jeweils in vertikaler und horizontaler Richtung. Dabei wurden für jeden Lichtfleck  $2 \cdot 10^6$  Stern-Photonen pseudozufällig eingestreut. Diese trafen zu etwa 50% auf Spiegelfacetten, so dass jede Verteilung über etwa  $10^6$  Einträge verfügte. Die in die Fokalebene reflektierten Photonen wurden anschließend in zweidimensionale Histogramme eingefüllt, deren Bin-Breite mit 0.048 mrad entsprechend der Auflösung der LidCCD-Kamera mit 180mm-Objektiv gewählt wurde. Abschließend wurden aus den Histogrammen Bilder im FITS-Format erzeugt, um sie der Bildanalyse zugänglich zu machen. Jeweils eine Serie dieser Bilder simulierter Lichtverteilungen

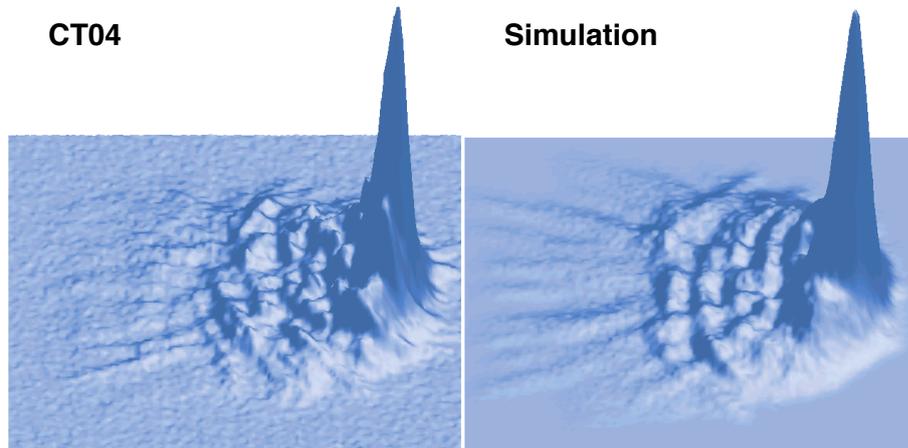


ABBILDUNG 3.24: Gemessene Lichtverteilung bei ca.  $2.3^\circ$  Achsenferne (CT04) im Vergleich zu einer per Monte Carlo-Simulation generierten Verteilung.

mit zunehmender Achsenferne in vertikaler und in horizontaler Richtung ist in Abbildung 3.23 (oben) gezeigt.

Zur Analyse dieser Bilder kam wie für Aufnahmen mit der LidCCD-Kamera die in Anhang C.2 beschriebene Software zum Einsatz. Die resultierenden Breiten der simulierten Abbildungsfunktion mit zunehmender Winkeldistanz zur optischen Achse sind in Abbildung 3.17 als Linien zu sehen. Abgesehen von einer kleinen Diskrepanz nahe der optischen Achse (etwa 5% bei  $r_{80\%}$ ) liefern die simulierten Lichtverteilungen eine ausgezeichnete Beschreibung der gemessenen Verteilungen. Die Übereinstimmung reicht dabei hinab bis zur Substruktur der Intensitätsverteilungen; Details wie knoten- und rippenartige Formen werden reproduziert. Ein Beispiel hierzu findet sich in Abbildung 3.24, in der einen Vergleich zwischen gemessener und simulierter Lichtverteilung bei etwa  $2.3^\circ$  Achsenferne gezeigt ist. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Detektorsimulation eine korrekte Beschreibung des optischen Systems der H.E.S.S.-Teleskope gewährleistet.

Die kleine Abweichung nahe der optischen Achse geht wahrscheinlich auf eine Kombination von Unterschätzung der mittleren Justierabweichung und Unschärfe der CCD-Kamera samt Optik zurück. Um die gemessenen Werte auch nahe der optischen Achse beschreiben zu können, ist eine Anhebung des Wertes für `MIRROR_ALIGN_RANDOM_Angle` von  $0.0022^\circ$  auf  $0.0035^\circ$  nötig (vgl. Tab. 3.5).

Nach der genauen Vermessung der Elevationsabhängigkeit der Abbildungsfunktion (vgl. Kap 3.2.4) wurde vom Entwickler der Detektorsimulation `sim_hessarray` (K. Bernlöhr, MPIfK, Heidelberg) eine erweiterte Parametrisierung für die Spiegelverkipfung eingeführt, um auch diese Abhängigkeit in der Simulation berücksichtigen zu können. Die neuen Parameter zur elevationsabhängigen Beschreibung der Spiegelverkipfung, `MIRROR_ALIGN_RANDOM_HORIZONTAL` und `MIRROR_ALIGN_RANDOM_VERTICAL`, ersetzen dabei den alten Parameter `MIRROR_ALIGN_RANDOM_Angle`. Sie bieten jeweils eine quadratische Addition dreier Komponenten ähnlich der Beziehung (3.11), wobei noch ein zusätzlicher Term  $d_{\Theta, \cos}^2 (\cos \Theta - \cos \Theta_c)^2$  vorhanden ist. Zu beachten ist, dass hierbei der Zenit- und nicht der Elevationswinkel Verwendung findet. Die Werte für diese Parameter wurden aus einer Anpassung der Beziehung (3.11) an sämtliche Daten in

TABELLE 3.6: Parameter der Detektorsimulation *sim\_hessarray*, durch welche die elevationsabhängige Verkippung der Spiegelfacetten festgelegt wird.

Bezeichnung	$\sigma_{\min}$ [°]	$\Theta_c$ [°]	$d_{\Theta,\sin}$ [°]	$d_{\Theta,\cos}$ [°]
MIRROR_ALIGN_RANDOM_HORIZONTAL	0.0035,	28.0,	0.023,	0.0
MIRROR_ALIGN_RANDOM_VERTICAL	0.0034,	28.0,	0.010,	0.0

Abbildung 3.21 (rechts) gewonnen; der oben erwähnte zusätzliche Term blieb unberücksichtigt ( $d_{\Theta,\cos} = 0$ ), da er zur Beschreibung der gemessenen Abhängigkeit nicht notwendig ist. Tabelle 3.6 liefert eine Übersicht über die dabei gewonnenen Werte.

Mit dieser neuen Parametrisierung wurden dann auch Simulationen der Abbildungsfunktion unter Berücksichtigung der Elevationsabhängigkeit durchgeführt. Wie nicht anders zu erwarten, ist die Übereinstimmung mit den Daten aus Abbildung 3.21 (rechts) nahezu perfekt. Da die dafür nötigen Parameter aus ebendieser gewonnen wurden, wird hier auf einen Vergleich verzichtet. Eine Serie dieser Bilder für eine Teleskopelevation von  $30^\circ$  ist in Abbildung 3.23 (unten) gezeigt.

### 3.2.6 Betrachtung der systematischen Fehler

Die in den vorherigen Kapiteln diskutierten vermessenen Breiten der Abbildungsfunktion unterliegen systematischen Unsicherheiten. Um eine Relation zwischen Breiten und systematischen Fehlern zu erhalten, sollen nachfolgend die wichtigsten Ursachen benannt und die jeweiligen Beiträge quantitativ abgeschätzt werden.

Die bedeutendsten Beiträge sind dabei durch folgende Einflüsse zu erwarten:

1. Fehlerbehaftete Bestimmung der CCD-Pixelgröße aufgrund von Messfehlern und ggf. (großräumigen) Verzeichnungen durch das Objektiv,
2. (Lokale) Verbreiterung der Lichtverteilungen durch die Messapparatur bestehend aus Filter, Objektiv, CCD-Chip und Ausleseelektronik, sowie
3. Unter- bzw. Überschätzungen durch die Algorithmen und Methoden der Bildanalyse.

Die Einflüsse von Wetter bzw. Atmosphäre sind hier nicht genannt, da sie aufgrund wechselnder Bedingungen variieren. Zwar wird es auch durch atmosphärische Störungen einen immer wiederkehrenden systematischen Beitrag geben, dieser sollte aber klein im Vergleich zu den Schwankungen sein. Die wechselnden Wetterbedingungen zwischen den Messreihen äußern sich daher eher in einer statistischen Variation der Messpunkte, weshalb sie im Rahmen einer entsprechenden Betrachtung im anschließenden Kapitel berücksichtigt werden. Die durch das Analyseverfahren eingebrachten systematischen Fehler werden ausführlich in Anhang C.2.2 untersucht; sie bleiben bei einem guten Signal-Rausch-Verhältnis für alle Breiten unterhalb von 1%.

Eine dedizierte Untersuchung der Unsicherheit der vermessenen CCD-Pixelgröße hat nicht stattgefunden. Aus dem Vergleich des in dieser Arbeit bestimmten Wertes für die LidCCD-Kamera mit 180mm-Objektiv (vgl. Kap. 3.1.2.2) und dem von Gillissen

(2004) offensichtlich unabhängig ermittelten Wert, lässt sich aber die Größenordnung abschätzen. Es überrascht ein wenig, dass die relative Abweichung

$$\frac{w_{\text{cornils}} - w_{\text{gillessen}}}{w_{\text{cornils}}} = \frac{0.04807 \frac{\text{mrad}}{\text{pixel}} - 0.0476 \frac{\text{mrad}}{\text{pixel}}}{0.04807 \frac{\text{mrad}}{\text{pixel}}} = 9.78 \cdot 10^{-3} \quad (3.12)$$

mit knapp 1% doch recht deutlich ausfällt. Die Schwerpunktpositionen der Positions-Leuchtdioden in der Fokalebene sollten eigentlich auf Bruchteile der Pixelbreite genau zu bestimmen sein (vgl. Anhang C.2.2).

Eine einfache Möglichkeit, eine obere Grenze für die Unschärfe der CCD-Kamera anzugeben, besteht in der Analyse der bei der Feinjustierung aufgenommenen Einzellichtflecken. Die Breiten der am besten kollimierten Einzellichtflecken liefern dabei direkt einen Maximalwert für die Abbildungsfunktion der CCD-Kamera. Die entsprechende Analyse liefert für beide Objektive einen oberen Grenzwert von etwa  $\sigma = 1.4$  Pixeln oder aber 0.07 mrad bzw. 0.09 mrad mit 180mm/135mm-Objektiv. Für die LidCCD-Kamera mit 180mm-Objektiv – und damit für alle Datenpunkte in Abb. 3.17 – ergibt sich so eine maximale Überschätzung der gemessenen Breiten von knapp 5%. Dieser Wert gilt dabei nur für die Abbildungsfunktion auf der optischen Achse; mit zunehmender (wahrer) Breite wird der Einfluss der CCD-Kamera immer geringer. Dies entspricht tatsächlich in etwa der Differenz zwischen gemessener und simulierter Abbildungsfunktion (vgl. Abb. 3.17 und Kap. 3.2.5.2), wobei allerdings unklar bleibt, zu welchem Anteil der Effekt auf die Unschärfe der Kamera zurückgeht.

Genauer lässt sich die Abbildungsfunktion der CCD-Kamera mit Hilfe eines Musters aus schwarzen und weißen Streifen in der nominellen Brennebene bestimmen. Unter der Annahme, dass sich die Abbildungsfunktion als Normalverteilung darstellen lässt, entspricht das aufgenommene Intensitätsprofil eines solchen Musters einer Faltung der *Heavysidefunktion*

$$H(x) \equiv \begin{cases} 0 & \text{für } x \leq 0 \\ 1 & \text{für } x > 0 \end{cases} \quad (3.13)$$

mit einer Normalverteilung

$$G(x) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}, \quad (3.14)$$

wobei die Abbildungsfunktion durch die mittlere quadratische Breite  $\sigma$  charakterisiert ist. Das Resultat  $\rho(x)$  dieser Faltung ist im wesentlichen durch die *Fehlerfunktion*  $\text{erf}(z)$  gegeben:

$$\rho(x) = \frac{1}{2} \left( 1 + \text{erf} \left( \frac{x}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right) \quad (3.15)$$

Diese ist definiert durch das Integral der Normalverteilung:

$$\text{erf}(z) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\tau^2} d\tau \quad (3.16)$$

Da die Fehlerfunktion sich nicht durch einen einfachen Ausdruck elementarer Funktionen angeben lässt, ist sie als Anpassungsfunktion in üblichen Programmierumgebungen ungeeignet.<sup>8</sup> Zur Anpassung wird deshalb häufig auf eine besser geeignete

<sup>8</sup>Dagegen betrachtet beispielsweise das Computeralgebrasystem *Mathematica* die Fehlerfunktion sehr wohl als geschlossene Funktion. Auch für die Programmiersprache C steht sie in der Regel innerhalb der Standardbibliothek *libm* zur Verfügung.

sigmoide Funktion zurückgegriffen. Eine einfache Funktion diesen Typs ist die *Fermifunktion*, die durch

$$F(x) \equiv \frac{1}{1 + e^{-\frac{x}{\beta}}} \quad (3.17)$$

mit der Fermibreite  $\beta$  definiert ist. Um zu überprüfen, inwieweit sich der Ausdruck (3.15) durch die Fermifunktion approximieren lässt, kann mit dem zunächst einfachen Ansatz

$$\sigma(\beta) = f \cdot \beta \quad (3.18)$$

eine  $\chi^2$ -Minimierung der Differenz

$$F(x, \beta) - \rho(x, \sigma(\beta)) = \frac{1}{1 + e^{-\frac{x}{\beta}}} - \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{x}{\sqrt{2} f \cdot \beta} \right) \right) \quad (3.19)$$

über das Intervall  $[-\infty, +\infty]$  durchgeführt werden:

$$\chi^2(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} (F(x, \beta) - \rho(x, f \cdot \beta))^2 dx \quad (3.20)$$

Dem Autor ist es jedoch nicht gelungen, hier eine analytische Lösung herzuleiten, weshalb auf numerische Integration zurückgegriffen wurde. Mit dieser ließ sich iterativ ein Minimum für  $\chi^2(f)$  bei

$$f = 1.70 \quad , \text{ also } \sigma = 1.7 \beta \quad \text{bzw.} \quad \beta = \frac{\sigma}{1.7} \quad (3.21)$$

finden.<sup>9</sup> Im Rahmen der Genauigkeit konnte dabei keine Abhängigkeit des Faktors  $f$  von der Fermibreite  $\beta$  festgestellt werden; der einfache Ansatz (3.18) für die Beziehung zwischen  $\sigma$  und  $\beta$  ist demnach gerechtfertigt.

Abbildung 3.25 zeigt einen Vergleich zwischen der Fermifunktion und dem anhand der Fehlerfunktion definierten Intensitätsprofil. Werden beide Kurve übereinander aufgetragen (s. Abb. 3.25, links), so ist ein Unterschied kaum auszumachen; erst die Differenz der beiden Kurven (s. Abb. 3.25, rechts) macht die Abweichung deutlich. Sie bleibt aber an jeder Stelle unterhalb von 1% der Maximalintensität. Die Approximation

$$\rho(x) \simeq \frac{1}{1 + e^{-1.7 \frac{x}{\sigma}}} \quad (3.22)$$

kann daher im Rahmen dieser Betrachtung als hinreichend gut angesehen werden, um die Breite  $\sigma$  der Abbildungsfunktion der CCD-Kamera aus Anpassungen an aufgenommene Intensitätsprofile zu erhalten.

Eine Untersuchung der Schärfelageistung anhand von Streifenmustern wurde von Braun (2005) für die LidCCD-Kameras mit den neuen 135mm-Objektiven durchgeführt, wobei eine geeignet parametrisierte Fermifunktion als Anpassungsfunktion Verwendung fand. In den Zentralbereichen der CCD-Chips ergab sich dabei eine mittlere Fermibreite von etwa 0.64 Pixeln, was einer Breite der Abbildungsfunktion nach der hier abgeleiteten Beziehung (3.21) von knapp 1.1 Pixeln bzw. 0.070 mrad entspricht. In

<sup>9</sup>genauer: 1.69898

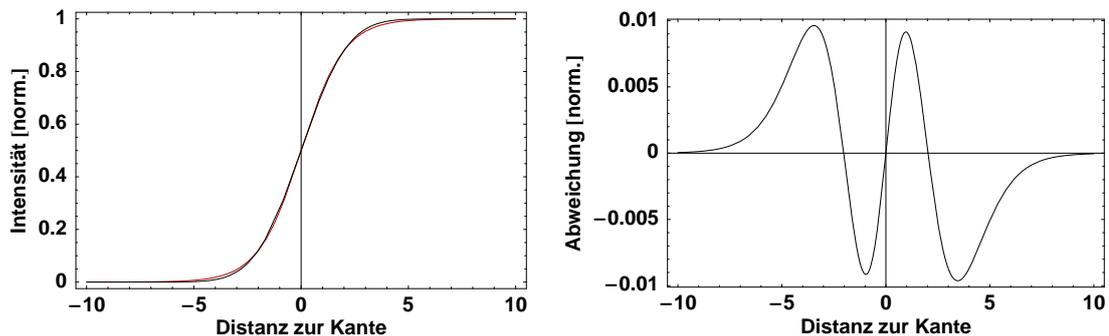


ABBILDUNG 3.25: Vergleich von Fermifunktion und dem anhand der Fehlerfunktion definierten Intensitätsprofil. *Links*: Verlauf beider Kurven für  $\beta = 1$ . *Rechts*: Differenz beider Kurven für  $\beta = 1$ .

den Randbereichen der Chips wurden aber auch Fermibreiten bis zu 0.9 Pixeln entsprechend einer mittleren quadratischen Breite der Abbildungsfunktion von etwa 1.5 Pixeln gemessen. Anzumerken ist, dass nicht exakt ausgerichtete Muster zu einer künstlichen Verbreiterung des gemessenen Intensitätsprofils führen. Da gewisse Rotationen des Streifenmusters gegenüber der Chiporientierung nie vermieden werden können, sind deshalb auch diese Werte als obere Grenzwerte anzusehen.

Wird der mittlere Wert für die zentralen Bereiche der CCD-Chips als Abbildungsfunktion der gesamten CCD-Kamera angesetzt, so ergibt sich bei achsennaher Messung eine systematische Überschätzung der Breite der Abbildungsfunktion der Reflektoren von etwa 5%.

Alle hier und in Anhang C.2.2 betrachteten systematischen Fehler zusammengekommen ergibt sich für die Breiten vermessener Lichtverteilungen eine systematische Unsicherheit von etwa 6% für gut kollimierte Lichtflecke, bis hinunter zu ca. 3% für ausgedehnte Verteilungen. Für simulierte Verteilungen kommen dagegen nur die Fehler der Bildanalyse mit maximal 1% zum tragen.

### 3.2.7 Betrachtung der Schwankungen aufgrund variierender Umgebungsbedingungen

Die Datenpunkte in den Abbildungen 3.17 und 3.21 repräsentieren Einzelmessungen der Abbildungsfunktion, weshalb sie nicht mit Angaben für den statistischen Fehler versehen sind. Zwar liegen Berechnungen zu den statistischen Fehlern aufgrund der Zählstatistik in den CCD-Pixeln vor (vgl. Kap. C.2.2), die wetterbedingten Einflüsse sind demgegenüber aber um ein Vielfaches größer. Die daraus resultierenden Schwankungen sind im eigentlichen Sinne keine statistischen Fehler; sie äußern sich aber bei hinreichend großer Statistik in ähnlicher Weise, weshalb sie hier entsprechend behandelt werden.

Ziel dieser Untersuchung ist es zum einen, eine Abschätzung für die Unsicherheit der angegebenen Breiten der Abbildungsfunktion zu erhalten. Zum anderen sind diese Fehler für Betrachtungen wichtig, bei denen Messdaten über längere Zeiträume – und damit bei variierenden Umgebungsbedingungen – in Beziehung zueinander gesetzt werden. Insbesondere für die im anschließenden Kapitel durchgeführte Untersuchung der Langzeitstabilität der Abbildungsfunktion ist dies von Bedeutung.

Anhand den oben genannten Abbildungen selbst ist bereits zu sehen, dass die Fehler relativ klein sind und sich im Bereich weniger Prozent bewegen. Unter anderem deshalb wurde auch kein Versuch unternommen, die Messungen zu Bins eines Histogramms zusammenzufassen und jeweils Mittelwert und Schwankungsbreite aufzutragen. Zudem hätte die ungleichförmige Dichte der Messpunkte entweder eine sehr grobe Unterteilung des Messbereichs oder aber sehr große Schwankungsbreiten einzelner Bins zur Folge. Aus diesen Gründen soll eine Abschätzung der Fehler auf anderen Wegen erfolgen.

Unter der Annahme, dass die Abbildungsfunktionen aller Reflektoren als Funktion der Winkeldistanz zur optischen Achse identisch sind, können innerhalb dicht besetzter kleiner Intervalle der Winkeldistanz Schwankungsbreiten der Messwerte berechnet werden. Diese Annahme ist weitgehend dadurch gerechtfertigt, dass die Abbildungsfunktion bis auf den Bereich kleiner Abstände zur optischen Achse maßgeblich von der Konfiguration des Spiegelträgers bestimmt wird, welche für alle Teleskope im wesentlichen identisch ist. Zudem liefert die Spiegeljustierung reproduzierbar gute Ergebnisse, was sich in nahezu identischen Breiten der Abbildungsfunktionen für alle Teleskope äußert (vgl. Kap. 3.2.2). Demnach ist die Annahme also auch bei kleinen Winkeldistanzen bis hinunter zur optischen Achse vernünftig.

Für die Abschätzung des Fehlers auf den Winkelabstand kommen nur Messungen mit bekanntem wahren Winkel in Frage. Dies sind die Messungen der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse. Ausgewählt wurden dabei alle Punkte, deren berechneter Winkelabstand zur optischen Achse weniger als  $0.01^\circ$  beträgt; sie bilden eine deutlich vom Rest der Messungen separierte Population. Der mittlere quadratische Fehler auf den Winkelabstand  $\sigma_\theta$  berechnet sich für diese Messungen zu  $0.00353^\circ$ .

Mit dem Ansatz eines konstanten relativen Fehlers

$$\sigma_b = s_b \cdot b \quad , \quad s_b = \frac{\sigma_b}{b} \quad (3.23)$$

für die gemessenen Breiten der Abbildungsfunktion ergeben sich die in Tabelle 3.7 (oberer Abschnitt) aufgelisteten Werte für die vier untersuchten Intervalle. Zu beachten ist, dass die Änderungen der Breiten über die Intervalle hierbei vernachlässigt werden. Zwar sind diese Änderungen nahe der optischen Achse noch klein gegenüber den berechneten Schwankungsbreiten; bei den anderen Intervallen machen sie aber bereits einen bedeutenden Teil der Werte aus. Die Fehler werden besonders dort überschätzt, wo die Steigung der Funktion groß im Verhältnis zur Breite selbst ist. Dies ist insbesondere beim Intervall um  $0.5^\circ$  der Fall, innerhalb dessen sich eine relative Änderung je nach betrachteter Breite zwischen 1.8% und 2.5% ergibt.

Vermeiden lässt sich diese Überschätzung, indem Annahmen über den Verlauf der Datenpunkte (innerhalb der Intervalle) getroffen und die Werte entsprechend korrigiert werden. Konsequenterweise eröffnet dieser Ansatz unter Ausdehnung auf die Gesamtheit der Daten einen erweiterten Zugang zu den Schwankungen.

Diese verbesserte Methode zur Abschätzung der statistischen Fehler gründet auf der Annahme, dass die Breiten der Abbildungsfunktion als Funktion der Winkeldistanz zur optischen Achse vollständig durch Gleichung (3.10) bzw. entsprechende Ausdrücke für  $\sigma_{\text{rad}}(\theta)$  und  $\sigma_{\text{tan}}(\theta)$  beschrieben werden. Die Motivation für diese Annahme ist durch die gute Übereinstimmung der gemessenen und simulierten Lichtverteilungen achsenferner Sterne mit der erwähnten Abhängigkeit gegeben (vgl. Kap. 3.2.2). Tatsächlich hat eine entsprechende Untersuchung der Analyseergebnisse der simulierten

TABELLE 3.7: Abschätzung der Fehler auf die gemessenen Breiten der Abbildungsfunktion aufgrund variierender Umgebungsbedingungen. *Oberer Abschnitt:* Abschätzung der statistischen Fehler anhand kleiner Intervalle der in Abbildung 3.17 enthaltenen Messpunkte als Funktion der Winkeldistanz zur optischen Achse. Abgesehen vom ersten Intervall werden die Fehler dabei aufgrund der vernachlässigten Steigung innerhalb der Intervalle z.T. deutlich überschätzt. *Unterer Abschnitt:* Abschätzung der statistischen Fehler mittels der im Text abgeleiteten inversen  $\chi^2$ -Methode. Dies geschieht unter der Annahme einer strengen Gültigkeit von Gleichung (3.10) zur Beschreibung der Breiten als Funktion der Winkeldistanz zur optischen Achse.

Intervall	$\Delta\theta$ [°]	$N$	$\sigma_\theta$ [°]	$s_{\sigma_{\text{rad}}}$	$s_{\sigma_{\text{tan}}}$	$s_{r_{80\%}}$
$0.000^\circ < \theta < 0.010^\circ$	0.01	29	0.00353	0.0266	0.0124	0.0155
$0.500^\circ < \theta < 0.520^\circ$	0.02	14		0.0418	0.0462	0.0168
$0.995^\circ < \theta < 1.015^\circ$	0.02	8		0.0386	0.0350	0.0194
$1.250^\circ < \theta < 1.270^\circ$	0.02	7		0.0391	0.0393	0.0260
$\chi^2_{\nu=177, \alpha=0.5} = 176.334$		179	(0.00353)	0.0296	0.0287	0.0219

ten Lichtverteilungen eine sehr gute Beschreibung von  $\sigma_{\text{tan}}(\theta)$  und  $r_{80\%}(\theta)$  durch Gleichung (3.10) ergeben, wenn für die Anpassung die vom Algorithmus selbst ermittelten statistischen sowie die studierten systematischen Fehler zugrundegelegt werden (vgl. Anhang C.2.2). Lediglich die Beschreibung von  $\sigma_{\text{rad}}(\theta)$  gelingt im Rahmen der Fehler nicht.

Zusammen mit dem Ansatz eines konstanten relativen Fehlers laut Gleichung (3.23) lässt sich dann der  $\chi^2$ -Test

$$\chi_{\nu, \alpha}^2 = \sum_i \frac{(b_i - b(\theta_i))^2}{s_b^2 b_i^2} = \frac{1}{s_b^2} \sum_i \frac{(b_i - b(\theta_i))^2}{b_i^2} \quad (3.24)$$

(invers) dazu benutzen,  $s_b$  unter Wahl eines geeigneten  $\chi_{\nu, \alpha}^2$  bzw. Konfidenzniveaus  $\alpha$  zur gegebenen Anzahl der Freiheitsgrade  $\nu$  abzuschätzen. Da im vorliegenden Fall auch der Winkelabstand  $\theta$  fehlerbehaftet ist, wurden die Werte für  $s_b$  iterativ aus der allgemeineren Form (nach der sogenannten *effective variance method* (Orear 1982))

$$\chi_{\nu, \alpha}^2 = \sum_i \frac{(b_i - b(\theta_i))^2}{s_b^2 \cdot b_i^2 + \left( \left. \frac{db(\theta)}{d\theta} \right|_{\theta=\theta_i} \cdot \sigma_\theta \right)^2} \quad (3.25)$$

oder vielmehr der vom Analyseprogramm ROOT (<4.00/08) verwendeten Näherung

$$\chi_{\nu, \alpha}^2 = \sum_i \frac{(b_i - b(\theta_i))^2}{s_b^2 \cdot b_i^2 + \left( \frac{b(\theta_i + \sigma_\theta) - b(\theta_i - \sigma_\theta)}{2} \right)^2} \quad (3.26)$$

unter der Annahme eines konstanten Fehlers  $\sigma_\theta$  ermittelt. Dieser wurde für alle Messwerte auf den oben abgeschätzten Wert von  $0.00353^\circ$  gesetzt. Zur Abschätzung der relativen Fehler auf die Breiten,  $s_b$ , wurde eine recht strenge Zufallswahrscheinlichkeit von 0.5 gewählt, was einem reduzierten  $\chi^2$ /d.o.f. von etwas weniger als 1 entspricht.

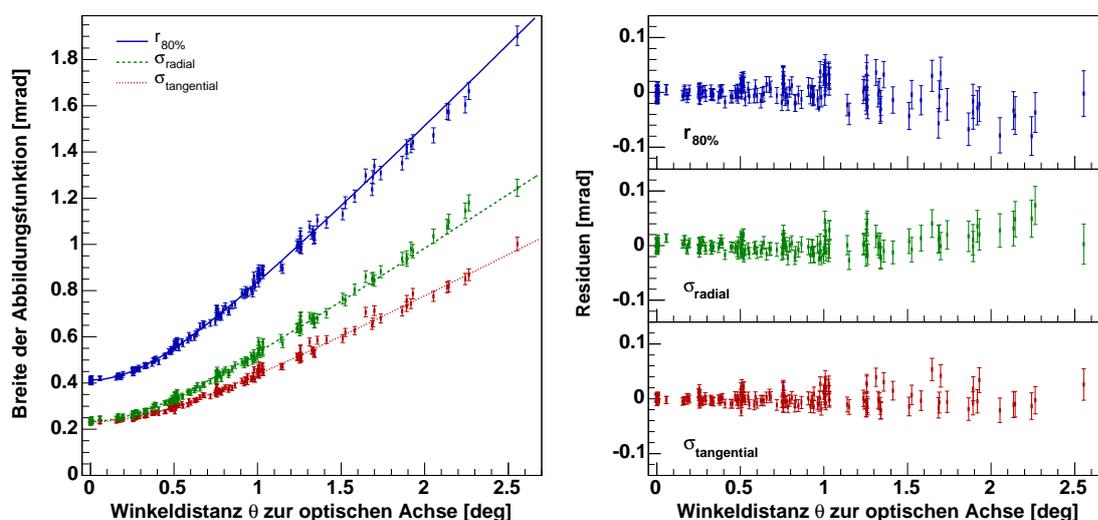


ABBILDUNG 3.26: Abschätzung der statistischen Fehler anhand der Abbildungsfunktion als Funktion der Achsenferne. *Links*: Breiten der Abbildungsfunktion, wobei die Messpunkte mit dem abgeschätzten Fehler auf den Winkelabstand sowie den iterativ nach der inversen  $\chi^2$ -Methode abgeschätzten relativen statistischen Fehlern auf die Breiten versehen sind. Die Kurven repräsentieren die daraus resultierenden Anpassungen. Die relativen Fehler auf die Breiten wurden dabei so lange variiert, bis die Güte der Anpassungen – d.h. der jeweilige  $\chi^2$ -Wert – den vorher festgelegten Wert erreicht hatte. *Rechts*: Residuen aller Messpunkte.

Die Wahrscheinlichkeit für einen kleineren bzw. größeren Wert von  $\chi^2$  bei Wiederholung der Messungen wäre demnach jeweils 50%. Bei der vorliegenden Anwendung bzw. Interpretation des Tests kann der zur gegebenen Anzahl der Freiheitsgrade  $\nu$  gehörende Wert von  $\chi^2_{\nu, \alpha=0.5}$  auch als Erwartungswert jeder weiteren Messreihe angesehen werden. Der Vorteil dieser Methode gegenüber der vorangehend vorgestellten ist, dass hierbei alle Messwerte bei der Ermittlung der relativen Fehler berücksichtigt werden. Genauer gesagt, werden dabei alle Messwerte mittels Gleichung (3.10) auf jeweils einen von anderen Größen unabhängigen Wert reduziert. Für die so entstandene Verteilung mit vergleichsweise hoher Statistik wird daraufhin die Schwankungsbreite berechnet. Nochmals sei betont, dass dieses Vorgehen nur unter der Annahme einer vollständigen Beschreibung der Daten durch Gleichung (3.10) erfolgen kann.

Abbildung 3.26 zeigt das Ergebnis der iterativen Bestimmung der relativen Fehler anhand der inversen  $\chi^2$ -Methode. Links sind alle Messpunkte aus Abbildung 3.17, versehen mit den ermittelten relativen Fehlern, sowie die Anpassungen nach Gleichung (3.10) zu sehen. Im rechten Bild finden sich die Residuen aller Messpunkte. Die Resultate der iterativen Berechnungen sind denen der Intervallmethode in Tabelle 3.7 gegenübergestellt und liefern zusammen mit diesen ein – im Rahmen der sicher nicht streng gültigen Voraussetzungen – konsistentes Bild der relativen Fehler von wenigen Prozent der ermittelten Breiten. Für alle weiteren Betrachtungen, welche Fehlerangaben auf die Messungen benötigen, wird deshalb auf die Ergebnisse der inversen  $\chi^2$ -Methode zurückgegriffen. Wie sich zeigt, kann insbesondere der Einfluss variierender Beobachtungsbedingungen gut mit den so ermittelten Fehlern erfasst werden.

### 3.2.8 Langzeitstabilität der Teleskopkonstruktion

Die Messungen der initialen Abbildungsfunktion wurden jeweils nach Fertigstellung der Spiegeljustierung noch auf dem für die Erstjustierung verwendeten Schirm angefertigt. Da mit der Installation der Cherenkov-Kamera das Ersatzgewicht, an dem der Justierschirm befestigt worden war, entfernt wurde, ist eine mehr oder weniger ausgeprägte Verschlechterung der Abbildungsfunktion zu erwarten. Bezüglich des 80%-Umschließungsradius blieb diese Verschlechterung bei allen Teleskopen unter 30%. Dies ist vollkommen unkritisch für die Abbildungsleistung und noch immer deutlich unterhalb der von der Spezifikation vorgegebenen Maximalbreite. Die Verbreiterungen sind wahrscheinlich hauptsächlich auf nicht exakt übereinstimmende Entfernungen von Reflektor und Fokalebene bei Schirm und Cherenkov-Kamera zurückzuführen. Ein möglicher weiterer Beitrag könnte auf die unterschiedlichen Gewichte von Ersatzgewicht und Cherenkov-Kamera zurückgehen. Nach Installation der Kameras wurden alle Teleskope deshalb nämlich unter Einsatz von Gegengewichten neu austariert. Hierbei könnten leicht veränderte Kräfte- und Drehmomenteverteilungen kleine Deformationen in Teilen des Spiegelträgers zur Folge gehabt haben.

Von wesentlich größerer Bedeutung als eine (kleine) einmalige Verschlechterung ist allerdings die Stabilität der Abbildungsfunktion über größere Zeiträume, oder vielmehr die Rate, mit der Verschlechterungen stattfinden. Diese werden durch irreversible Deformationen der Stahlkonstruktion und mitunter nachgebende Fundamente verursacht. Zwar ist das System zur Justierung der Spiegelfacetten so ausgelegt, dass wiederkehrende Justiervorgänge in Zeitintervallen bis hinunter zu einzelnen Mondphasen möglich sind; ganz abgesehen von dem erheblichen Aufwand wäre eine solche Notwendigkeit allerdings kein gutes Zeugnis für die Langzeitstabilität der Konstruktion.

Um die Qualität der Abbildungsfunktion zu kontrollieren, sind seit der jeweiligen Erstjustierung wiederkehrend Messreihen der Abbildungsfunktion mit variierendem Elevationswinkel (vgl. Abb. 3.21) aufgenommen worden. Zudem wurden mit Beginn des Jahres 2005 regelmäßige Messungen zum Pointing etabliert, welche seither von der jeweiligen Schichtbesatzung in recht kurzen zeitlichen Intervallen durchgeführt werden. Einige der dabei aufgenommenen Bilder können auch für die Vermessung der Abbildungsfunktion verwendet werden. Zwar kommt die Qualität dieser Bilder aufgrund der automatischen Abarbeitung nicht an die der dedizierten Messreihen heran; durch geeignete Selektionsprozesse können unbrauchbare Bilder aber recht erfolgreich herausgefiltert werden. Sofern die verbleibenden Bilder einer Nacht in der Mehrzahl qualitativ überzeugen können und einen hinreichenden Bereich der Teleskopelevation abdecken, werden sie als weitere Messreihe zur Beurteilung der Abbildungsfunktion hinzugenommen. Für jede Messreihe wird die Funktion  $r_{80\%}(\Theta)$  aus Gleichung (3.11) an die ermittelten elevationsabhängigen Breiten  $r_{80\%,i}(\Theta_i)$  angepasst und mit Hilfe dieser Beschreibung der Wert für  $r_{80\%}(65^\circ)$  bestimmt. Die zeitliche Entwicklung dieser Größe dient nun zur Beurteilung der Langzeitstabilität der Abbildungsfunktion und damit implizit der Teleskopkonstruktion.

Die Erstjustierung der Spiegelfacetten vom ersten Teleskop (CT03) wurde im Februar 2002 abgeschlossen; die des zweiten (CT02) im Dezember 2002, wobei allerdings eine komplette Neujustierung im Februar/März 2003 erfolgte (vgl. Anhang D). Seither (d.h. bis zur Niederschrift dieser Arbeit im Sommer 2006) sind bei diesen Teleskopen keine Rejustierungen vorgenommen worden. Lediglich zwei einzelne Spiegelfa-

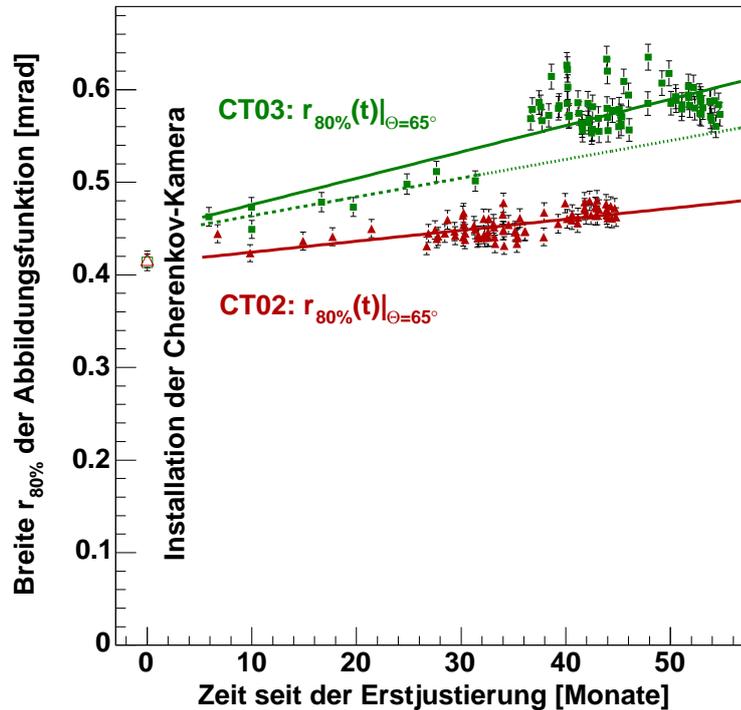


ABBILDUNG 3.27: Betrachtung der Langzeitstabilität der Teleskopkonstruktion anhand der zeitlichen Entwicklung der Abbildungsfunktion von CT02 und CT03. Gezeigt ist der 80%-Umschließungsradius bei  $65^\circ$  Elevation. Zwischen der initialen Justierung und der ersten Überprüfung wurde jeweils die Cherenkov-Kamera installiert und bei CT02 zudem eine Neujustierung vorgenommen. Aufgetragen sind alle Datenpunkte für verwertbare Messreihen samt jeweiliger Anpassung einer linearen Zeitabhängigkeit (durchgezogene Linien). Die gestrichelte Linie für CT03 folgt aus einer Anpassung unter Ausschluss der fraglichen Messreihen nach dem Umbau der LidCCD-Kamera; die punktierte Linie deutet die Fortführung dieses Trends an.

cten von CT03 und eine von CT02 wurden nach Behebung von Defekten bzw. nach Tests vollständig neu justiert. Die zeitliche Entwicklung der Größe  $r_{80\%}(65^\circ)$ , hier mit  $r_{80\%}(t)|_{\Theta=65^\circ}$  bezeichnet, ist für beide Teleskope in Abbildung 3.27 aufgetragen. Dazu wurden die Werte zeitlich auf die initiale Vermessung der Abbildungsfunktion normiert und mit Fehlern entsprechend der Darstellung in Kapitel 3.2.7 versehen, um den zum Teil recht unterschiedlichen Wetterbedingungen Rechnung zu tragen.

Wird zunächst ausschließlich die zeitliche Entwicklung bei CT02 unter der Annahme eines linearen Anstiegs betrachtet, so liefert eine entsprechende Anpassung an die Daten (Linie für CT02 in Abb. 3.27)

$$\text{CT02: } r_{80\%}(t)|_{\Theta=65^\circ} = (0.413 \pm 0.005) \text{ mrad} + (0.014 \pm 0.002) \text{ mrad a}^{-1} \cdot t \quad (3.27)$$

bei einem  $\chi^2/\text{d.o.f.}$  von 82.8/77. Diese jährliche Vergrößerung des 80%-Umschließungsradius der Abbildungsfunktion von 0.014 mrad entspricht etwas mehr 3% bezogen auf den initialen Wert. Dieses Ergebnis deutet auf eine hervorragende Langzeitstabilität der gesamten Teleskopkonstruktion hin und ist deutlich besser als anfänglich erwartet. Vorsichtige Schätzungen gingen von jährlich ein- bis zweimal notwendigen

Rejustierungen aus, was einen um mindestens eine Größenordnung höheren Wert bedingen würde. Bemerkenswert ist zudem die Güte der Anpassung, welche mit einer Zufallswahrscheinlichkeit von 31% dem Erwartungswert (50%) für ein die Daten samt Fehlern korrekt beschreibendes Modell recht nahe kommt. Dies zeigt, dass die Abschätzung der Schwankungen aufgrund variierender Umgebungsbedingungen (vgl. Kap. 3.2.7) die tatsächlichen Verhältnisse gut wiedergibt.

Wird dagegen die zeitliche Entwicklung der Abbildungsfunktion bei CT03 betrachtet (durchgezogene Linie für CT03 in Abb. 3.27), so fällt zunächst die größere Streuung der Messpunkte auf. Die Güte der Anpassung mit einem  $\chi^2/\text{d.o.f.}$  von 265/78, was einer Zufallswahrscheinlichkeit von  $3.8 \cdot 10^{-22}$  bzw. einer Signifikanz von 9.6 Standardabweichungen entspricht, liefert denn auch einen deutlichen Hinweis darauf, dass entweder

1. das Modell (lineare Verschlechterung) unzulänglich ist,
2. die Messpunkte maßgeblich von Fehlfunktionen der Messapparatur (Filter, Objektiv, CCD-Chip und/oder Ausleseelektronik) beeinflusst sind, oder aber
3. die Fehler deutlich unterschätzt werden.

Der erste Punkt würde bedeuten, dass der Befund tatsächlich auf Veränderungen des Teleskops zurückzuführen ist, während der zweite eine Ursache im Zusammenhang mit der CCD-Kamera nahelegt. Der letzte Punkt erscheint eher unwahrscheinlich, denn bei allen anderen Teleskopen ergibt sich mit der verwendeten Fehlerabschätzung eine recht gute Beschreibung der Daten; und zwar unabhängig vom eingesetzten Objektiv.

Bei genauerer Betrachtung der Datenpunkte zu CT03 in Abbildung 3.27 lässt sich eine sprunghafte Verschlechterung etwa 32 Monate nach der initialen Justierung ausmachen. Dieser Zeitpunkt fällt exakt mit dem der Umrüstung der LidCCD-Kamera in CT03 zusammen, bei welcher das 135mm-Objektiv installiert wurde (vgl. Kap. 3.1.2.2). Werden alle Messreihen nach diesem Umbau von der Analyse ausgeschlossen, so ergibt sich ein gänzlich anderes Bild. Die entsprechende Anpassung an diese Untermenige (gestrichelte Linie in Abb. 3.27) liefert

$$\text{CT03: } r_{80\%}(t)|_{\Theta=65^\circ} = (0.444 \pm 0.009) \text{ mrad} + (0.024 \pm 0.005) \text{ mrad a}^{-1} \cdot t \quad (3.28)$$

bei einem  $\chi^2/\text{d.o.f.}$  von 6.11/6. Zwar ist die jährliche Zunahme von 0.024 mrad bzw. knapp 6% bezogen auf den initialen Wert etwas ausgeprägter als bei CT02; selbst hiermit wäre aber eine Rejustierung der Spiegelfacetten erst nach vielen Jahren nötig, weshalb auch dieser Wert als sehr gut anzusehen ist.

In diesem Zusammenhang wichtiger ist jedoch, dass das Gesamtbild aus Daten, Fehlern und Anpassung stimmig ist. Dieser Umstand legt tatsächlich die Vermutung nahe, dass die Ursache für die sprunghafte Verschlechterung in der Messapparatur zu suchen ist. Ebenfalls für diese Vermutung spricht, dass die Streuung der Daten für die Zeit nach dem Umbau ungewöhnlich groß ausfällt. Trotz intensiver Untersuchungen in Zusammenarbeit mit den Spezialisten für das Pointing um I. Braun (MPIfK, Heidelberg) konnte jedoch keine Fehlfunktion der LidCCD-Kamera festgestellt werden. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde u.a. die Schärfleistung der Kamera überprüft (Braun 2005) und letztlich sogar das Objektiv getauscht. Zur endgültigen Klärung der

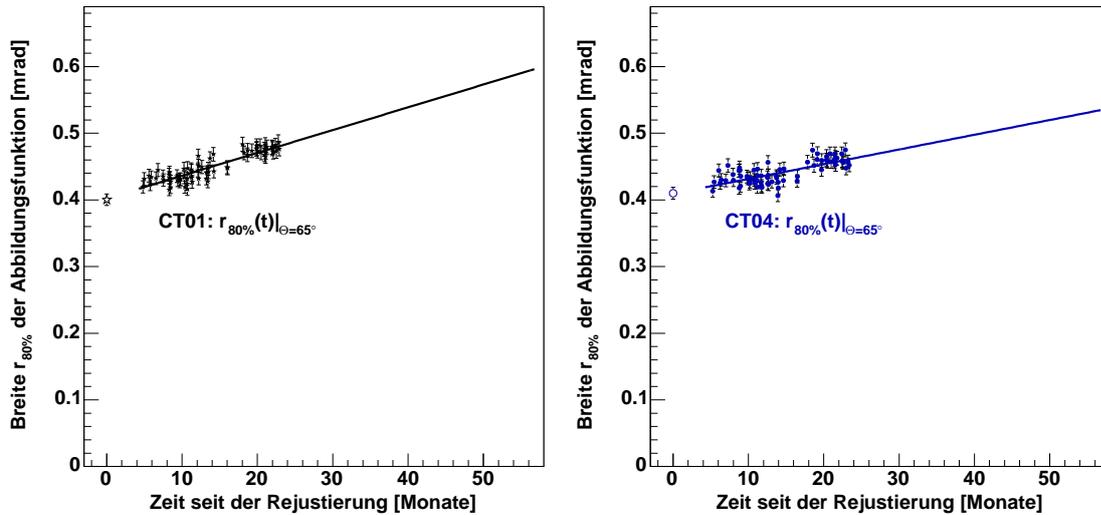


ABBILDUNG 3.28: Zeitliche Entwicklung der Abbildungsfunktion von CT01 (links) und CT04 (rechts) nach der Rejustierung im September/Okttober 2004. Gezeigt ist der 80%-Umschließungsradius bei  $65^\circ$  Elevation. Aufgetragen sind alle Datenpunkte für verwertbare Messreihen samt jeweiliger Anpassung einer linearen Zeitabhängigkeit. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Achsen mit denen in Abbildung 3.27 identisch.

Ursache verbleibt, entweder einen kompletten Austausch der LidCCD-Kamera vorzunehmen oder aber eine vollständige Rejustierung sämtlicher Spiegelfacetten durchzuführen. Eine unmittelbare Notwendigkeit besteht hierfür allerdings nicht; die Abbildungsqualität ist auch unter der Annahme noch gut zu nennen, dass die Messpunkte diese korrekt wiedergeben. Zudem zeichnet sich auch unter Berücksichtigung der fraglichen Messpunkte bislang keine beschleunigte Verschlechterung ab.

Aufgrund der bei den anderen beiden Teleskopen in diesem Zusammenhang recht bald nach der initialen Justierung erfolgten Rejustierung sämtlicher Spiegelfacetten (vgl. Anhang D) ist die zeitliche Basis für eine entsprechende Betrachtung noch vergleichsweise klein. Abbildung 3.28 zeigt die Entwicklungen der Abbildungsfunktion für CT01 (links) und CT04 (rechts) jeweils zusammen mit einer Anpassung einer linearen zeitlichen Abhängigkeit. Für CT01 ergibt die Anpassung

$$\text{CT01: } r_{80\%}(t)|_{\Theta=65^\circ} = (0.402 \pm 0.003) \text{ mrad} + (0.041 \pm 0.003) \text{ mrad a}^{-1} \cdot t \quad (3.29)$$

bei einem sehr guten  $\chi^2/\text{d.o.f.}$  von 70.6/69, und für CT04

$$\text{CT04: } r_{80\%}(t)|_{\Theta=65^\circ} = (0.409 \pm 0.003) \text{ mrad} + (0.027 \pm 0.002) \text{ mrad a}^{-1} \cdot t \quad (3.30)$$

bei einem weniger guten  $\chi^2/\text{d.o.f.}$  von 103/72. Zwar ist die Verschlechterungsrate in beiden Fällen größer als die für das in dieser Hinsicht beste Teleskop CT02, allerdings sind auch diese Werte unkritisch für eine viele Jahre bestehende Justierung.

Eine Übersicht dieser Ergebnisse findet sich in Tabelle 3.4 (vierter Abschnitt), wo sämtliche Parameter zur Abbildungsfunktion zusammengefasst sind. Sollte sich der beobachtete Trend in weiteren Messungen tatsächlich für alle Teleskope bestätigen, so werden Nachjustierungen nur aufgrund außergewöhnlicher Ereignisse wie Glasbruch oder manuelle Verstellung einzelner Spiegelfacetten erforderlich sein. Abgesehen von

solchen Vorkommnissen sollten die Justierungen für viele Jahre, mitunter sogar für die gesamte Haltbarkeitsdauer der Spiegelfacetten, eine ausreichende Genauigkeit aufweisen. Die tatsächliche Haltbarkeit wird von der zeitlichen Abnahme der Reflektivität bestimmt. Soweit dem Autor bekannt, dürfte sie fünf Jahre nicht wesentlich übersteigen.

### 3.3 Simulation des H.E.S.S. II-Reflektors

Die H.E.S.S.-Kollaboration plant, das bestehende stereoskopische System aus vier abbildenden Cherenkov-Teleskopen der 13 m-Klasse um zunächst ein sehr großes Teleskop mit einem 30 m-Spiegel zu erweitern. Der Verfasser dieser Arbeit hat für dieses Projekt – H.E.S.S. II genannt – umfangreiche Simulationsrechnungen zum Reflektor durchgeführt, um zentrale Fragestellungen zur Auslegung des optischen Systems zu untersuchen. Dabei kam eine vom Autor erweiterte Version des Programmpakets *sim\_hessarray* (Bernlöhr 2003a) zum Einsatz; die Änderungen wurden dann später vom Entwickler der Software (K. Bernlöhr, MPIfK, Heidelberg) entweder übernommen oder aber auf anderem Weg implementiert. Die wesentlichen Ergebnisse der Untersuchungen wurden anlässlich der 29<sup>th</sup> *International Cosmic Ray Conference (ICRC)* 2005 in Pune/Indien in einem Beitrag zusammengefasst (Cornils *et al.* 2005a).

Um das Thema dieser Arbeit hier nicht zu weit zu verlassen, ist dieser in einer leicht überarbeiteten Fassung in Anhang E abgedruckt. Die einleitenden Kapitel zur Motivation und zur mechanischen Auslegung gründen sich dabei auf Heinzermann *et al.* (2004).

## Kapitel 4

# Untersuchung der ultraleuchtkräftigen Infrarot-Galaxie Arp 220 mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem

Wie bereits in Kapitel 2.1.2.2 erwähnt, sind alle bislang zweifelsfrei nachgewiesenen extragalaktischen Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung aktive Galaxienkerne. Es werden jedoch weitere Klassen extragalaktischer Objekte als mögliche Quellen diskutiert. Hierzu zählen Galaxien, die eine Phase mit außergewöhnlich hoher Sternentstehungsrate durchlaufen, von welcher erwartet wird, dass sie eng mit der Erzeugungsrate hochenergetischer  $\gamma$ -Photonen verknüpft ist. Eine besondere Stellung unter diesen Starburst-Galaxien nehmen die sogenannten ultraleuchtkräftigen Infrarot-Galaxien ein. Als Folge von Zusammenschlüssen gasreicher Spiralgalaxien weisen sie Zentren mit extrem hoher Sternentstehungsrate auf, welche durch große Mengen von Staub und Gas verdeckt sind.

Die der Erde nächstgelegene, und damit beststudierte, ultraleuchtkräftige Infrarot-Galaxie ist Arp 220. Die H.E.S.S.-Kollaboration hat dieses Objekt mit ihrem stereoskopischen System aus vier großen abbildenden Cherenkov-Teleskopen beobachtet. Die Resultate dieser Beobachtung werden im Folgenden nach einer kurzen Einführung in die diskutierten Mechanismen zur Erzeugung sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung sowie einer Darstellung der Analysetechnik vorgestellt.

### 4.1 Starburst-Galaxien als mögliche Quellen sehr hochenergetischer $\gamma$ -Strahlung

Zu einer außergewöhnlich hohen, schubartig ansteigenden Sternentstehungsrate – einem sogenannten *Starburst* – kommt es in einer Galaxie, wenn sehr große Mengen von Gas durch dynamische Prozesse auf ein kleines Volumen konzentriert werden. Als Auslöser solcher Verdichtungen werden insbesondere stark interagierende Galaxienpaare und Vereinigungen zweier Spiralgalaxien vermutet. Der Mechanismus ist allerdings noch nicht vollständig verstanden; so scheinen weitere, bislang unbekannte Voraussetzungen für einen Starburst nötig zu sein (s. bspw. Bergvall *et al.* (2005)).

Starburst-Galaxien, bei denen die Starburst-Regionen nur wenig durch Gas- und Staubwolken verdeckt werden, erscheinen aufgrund der vielen heißen Sterne als blau. Oft sind die Starburst-Regionen aber in Gas- und Staubwolken hoher Dichte eingeschlossen, so dass keine direkte optische Beobachtung möglich ist. Das Sternlicht wird vom interstellaren Medium absorbiert und als Wärmestrahlung im fern-infraroten Wellenlängenbereich (FIR, etwa 40–500  $\mu\text{m}$ ) reemittiert. Diese Galaxien erscheinen dann als starke Infrarot-Emitter, wobei die Ferninfrarot-Leuchtkraft  $L_{\text{FIR}}$  einen bedeutenden Teil der bolometrischen Leuchtkraft einnimmt. Infrarot-Galaxien mit  $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$  werden *leuchtkräftige Infrarot-Galaxien* (LIGs, teilweise auch LIRGs) genannt. Seit der systematischen Himmelsdurchmusterung im Infrarot-Bereich durch den IRAS-Satelliten (Sanders *et al.* 2003) ist das Verständnis der Zusammenhänge zwischen Starburst-Aktivität, Infrarot-Leuchtkraft und Galaxieninteraktionen enorm gestiegen (für einen Überblick s. Sanders & Mirabel (1996)). So wächst beispielsweise der Anteil stark interagierender bzw. sich vereinigender Galaxien mit der Infrarot-Leuchtkraft. Bei Infrarot-Galaxien mit  $L_{\text{FIR}} > 10^{12} L_{\odot}$ , sogenannte *ultraleuchtkräftige Infrarot-Galaxien* (ULIGs, teilweise auch ULIRGs), handelt es sich fast ausschließlich um Vereinigungen zweier gasreicher Spiralgalaxien, wobei die Starbursts oft auf kleine Regionen sehr hoher Dichte begrenzt sind und infolgedessen extrem hohe Sternentstehungsraten aufweisen.

Aufgrund der hohen Gasdichte werden in Starbursts vergleichsweise viele massereiche Sterne gebildet, weshalb Starburst-Regionen reich an jungen, heißen Sternen sind. Die Sternentstehungsrate (SFR, nach engl. *star-formation rate*) ist wiederum eng mit der Supernovarate  $\mathcal{R}_{\text{SN}}$  verknüpft, denn massereiche Sterne durchlaufen die Phase des Kernbrennens auf sehr viel kürzeren Zeitskalen als etwa sonnenähnliche Sterne (s. bspw. Scheffler & Elsässer (1990)). Dies spiegelt sich in der empirischen Masse-Leuchtkraft-Beziehung für Hauptreihensterne,  $L \propto M^3$ , wider. Da für die Verweilzeit auf der Hauptreihe näherungsweise  $\tau_{\text{HR}} \propto M/L$  gilt, ergibt sich  $\tau_{\text{HR}} \propto M^{-2}$ . Damit haben massereiche Sterne eine vergleichsweise kurze Kernbrennzeit bis hinunter zu wenigen  $10^6$  Jahren, wonach sie bei geeigneter Restmasse in Form einer Zentralkollaps-Supernova explodieren. Wie bereits in Kapitel 2.1 dargelegt, gelten die Überreste von Supernovae als bedeutende Beschleuniger der kosmischen Strahlung, so dass die Energiedichte der kosmischen Strahlung  $\epsilon_{\text{CR}}$  zeitlich eng mit der Sternentstehungsrate korreliert sein sollte. Mit der hohen Gasdichte in den Starburst-Regionen steht den hochenergetischen Nukleonen der kosmischen Strahlung wiederum sehr viel Materie für inelastische Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen zur Verfügung. Die hierbei unter anderem erzeugten neutralen Pi-Mesonen ( $\pi^0$ ) zerfallen praktisch instantan nahezu ausschließlich in zwei  $\gamma$ -Quanten, weshalb sich qualitativ folgende Beziehung aufstellen lässt:

$$L_{\text{FIR}} \propto N_{M \gg M_{\odot}} \propto \text{SFR} \propto \mathcal{R}_{\text{SN}} \propto \epsilon_{\text{CR}} \propto F_{\gamma} \quad (4.1)$$

Tatsächlich entwickelten van Buren & Greenhouse (1994) eine direkte Beziehung zwischen der Ferninfrarot-Leuchtkraft und der Supernovarate, die später von Mannucci *et al.* (2003) in einer Untersuchung einer Reihe von LIGs bestätigt wurde. Letztere geben diese Beziehung mit  $\mathcal{R}_{\text{SN}} = (2.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-12} L_{\text{FIR}}/L_{\odot} \text{ a}^{-1}$  an. Somit gelten Starburst-Galaxien als potentielle Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung.

Völk *et al.* (1996) haben in einem generischen Modell für Starburst-Galaxien den integralen Photonen-Fluss oberhalb einer gewissen Energie  $E_0$ ,  $F_{\gamma}( > E_0) \equiv \int_{E_0}^{\infty} F_{\gamma}(E) dE$  mit  $F_{\gamma}(E) \equiv dN_{\gamma}(E)/dE$ , bestimmt. Für Energien im TeV-Bereich erhalten sie in Ab-

hängigkeit von der Energiedichte der kosmischen Strahlung dabei die Beziehung

$$F_\gamma(> E_0) = 1.7 \cdot 10^{-13} \left( \frac{E_0}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.1} \left( \frac{\epsilon_{\text{CR}}}{1 \text{ eV/cm}^3} \right) d_1^{-2} M_9 \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad , \quad (4.2)$$

wobei  $d_1 \equiv d/\text{Mpc}$  und  $M_9 \equiv M/10^9 M_\odot$  als Maße für die Distanz zum Objekt und die dynamische Masse Verwendung finden. Die Autoren verstehen diese Flussvorhersage als untere Grenze, da hierbei ausschließlich der Beitrag aus dem  $\pi^0$ -Zerfall berücksichtigt wurde. Für M82, oft als archetypische Starburst-Galaxie bezeichnet, liefert eine entsprechende Berechnung einen integralen Fluss oberhalb einer Energie von 1 TeV von  $F_\gamma(> 1 \text{ TeV}) = 2.6 \cdot 10^{-13} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bzw. 12 mCrab. Dies ist ein recht geringer Wert, der zeigt, dass selbst ausgesuchte Starburst-Galaxien vergleichsweise schwer nachzuweisen sein sollten.

Eine weitere Untersuchung zu möglicher  $\gamma$ -Strahlung von Galaxien mit Starburst-Aktivität wurde von Torres *et al.* (2004) vorgelegt. Die Autoren kommen zu dem Schluss, dass unter plausiblen Annahmen über die Energiedichte der kosmischen Strahlung in den zentralen Starburst-Regionen mehrere LIGs vom kommenden  $\gamma$ -Strahlungs-Satellitenteleskop GLAST nachgewiesen werden könnten. Unter der Voraussetzung, dass das Energiespektrum der kosmischen Strahlung hinreichend hart ist, sollten dann auch Cherenkov-Teleskope dazu in der Lage sein, ausgesuchte LIGs nachzuweisen. In diesem Zusammenhang interessant ist eine Verbindung zur Neutrino-Astronomie. Aufbauend auf Berechnungen von Anchordoqui *et al.* (2003) kommen Torres *et al.* (2004) zu dem Ergebnis, dass wenn LIGs tatsächlich mit der aktuellen Generation von Cherenkov-Teleskopen nachgewiesen werden, sie auch als mögliche Kandidaten für einen Nachweis durch das sich im Aufbau befindende Neutrino-Teleskop IceCube in Betracht kommen.

## 4.2 Die ultraleuchtkräftige Infrarot-Galaxie Arp 220

Arp 220 (Arp 1966) (IC 4553, UGC 09913) ist mit einer Position von  $(\text{RA, Dec})_{\text{J2000}} = (15^{\text{h}}34^{\text{m}}57.21^{\text{s}}, +23^{\circ}30'9.5'')$  (Cotton *et al.* 1999) eine Galaxie im nördlichen Sternbild *Serpens Caput* (Kopf der Schlange). Abbildung 4.1 zeigt Aufnahmen von Arp 220 vom Radio- über den Infrarot- bis in den Röntgen-Bereich. Mit einer Ferninfrarot-Leuchtkraft von  $L_{\text{FIR}} = L(40 - 400 \mu\text{m}) = 1.41 \cdot 10^{12} L_\odot$  (Sanders *et al.* 2003) gehört sie zur Klasse der ultraleuchtkräftigen Infrarot-Galaxien, und ist mit einer Rotverschiebung von  $z = 0.0181$  (de Vaucouleurs *et al.* 1991) der der Erde nächstgelegene Vertreter dieser Klasse. Je nach Berechnungsverfahren (Rotverschiebung, Leuchtkraft) und Messung ergibt sich für Arp 220 eine Distanz von  $\sim 75 \text{ Mpc}$ .

Arp 220 weist kompakte OH-Megamaser auf (Baan *et al.* 1982; Rovilos *et al.* 2003). Hierbei handelt es sich um natürliche astrophysikalische Quellen stimulierter monochromatischer Emission im Mikrowellenbereich, deren Leuchtkraft die galaktischer Maser um mehr als sechs Größenordnungen übersteigt. Dies ist von Interesse, weil sich aus entsprechenden Messungen (unabhängige) Aussagen über die Beschaffenheit der Umgebungen ableiten lassen (s. bspw. Sanders & Mirabel (1996)). Bei Arp 220 handelt es sich der gängigen Interpretation aller Befunde nach um den Zusammenschluss zweier gasreicher Spiralgalaxien im fortgeschrittenen Stadium. Hocho aufgelöste Bilder vom Zentrum, insbesondere im Radiobereich (s. Abb. 4.1, oben), zeigen eine komplexe Struktur aus zwei kompakten Kernen, die in einer größeren Scheibe eingebettet sind.

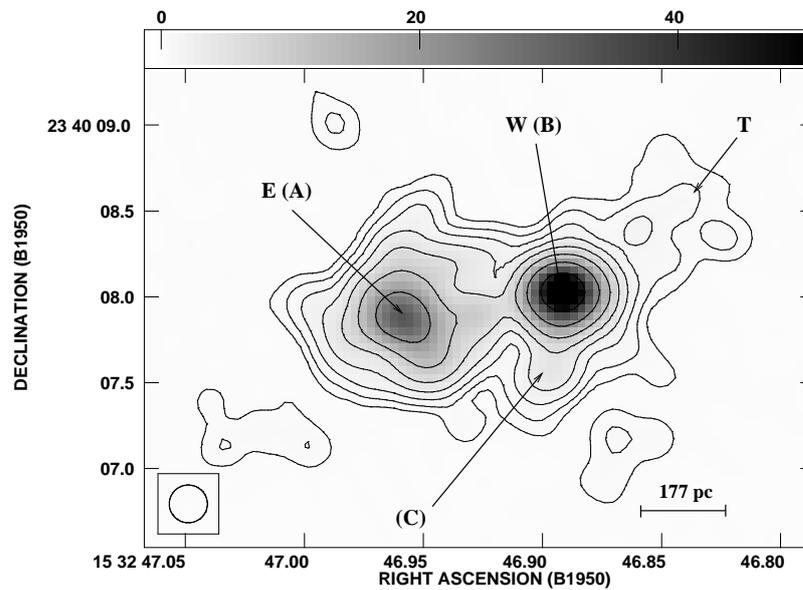


ABBILDUNG 4.1: Radio-, Infrarot- und Röntgen-Aufnahmen von Arp 220. *Oben*: Radioaufnahme (MERLIN) von Arp 220. [Bild: Mundell *et al.* (2001)] *Unten links*: Infrarotaufnahme (HST/NICMOS) von Arp 220. Das Gesichtsfeld beträgt etwa  $14'' \times 14''$ . [Bild: Thompson *et al.* (1997), vgl. Scoville *et al.* (1998)] *Unten rechts*: Röntgenaufnahme (Chandra) von Arp 220. Das Gesichtsfeld beträgt etwa  $2' \times 2'$ . [Bild: McDowell *et al.* (2003)]

Abbildung 4.2 veranschaulicht den schematischen Aufbau und die Dynamik des Zentrums von Arp 220, welche u.a. von Mundell *et al.* (2001) anhand von Radio-Beobachtungen mit Auflösungen im Sub-Bogensekunden-Bereich abgeleitet wurden (vgl. auch Scoville *et al.* (1997); Sakamoto *et al.* (1999); Rovilos *et al.* (2003); Rodríguez-Rico *et al.* (2005)). Die beiden kompakten Kerne werden dabei häufig als die Zentren der Vorgängergalaxien angesehen. Bemerkenswert ist, dass die beiden Kerne fast die Hälfte der gesamten FIR-Leuchtkraft von Arp 220 auf sich vereinen können. Dabei sind sie mit Durchmessern von etwa 200 pc (west) und 300 pc (ost) äußerst kompakt.

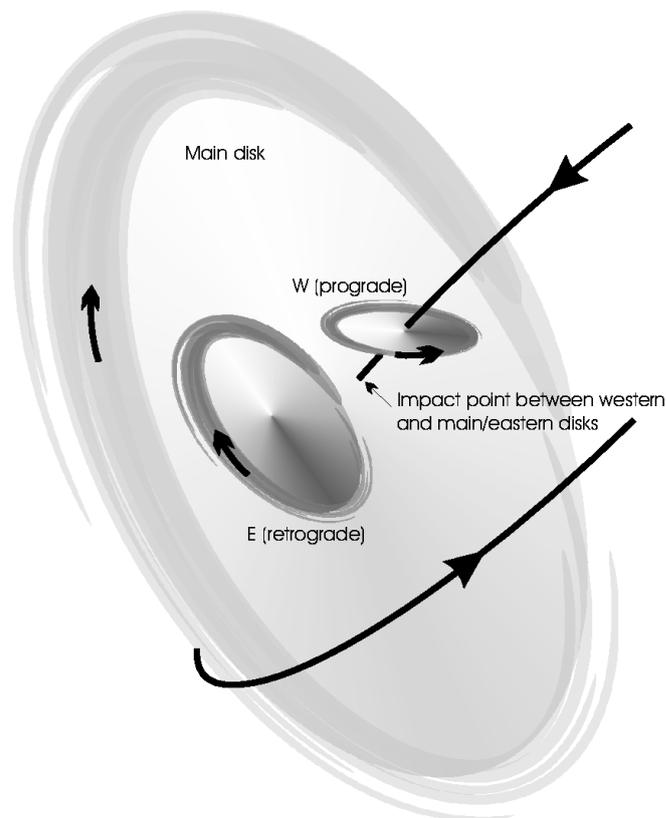


ABBILDUNG 4.2: Schematische Zeichnung der Komponenten des Zentrums von Arp 220 und deren Dynamik. Die gezeigte Geometrie entspricht der von der Erde aus betrachteten Anordnung. Die kurzen Pfeile deuten die Rotation der Komponenten an; der lange (unterbrochene) Pfeil zeigt die Bahn des Westkerns mit Kennzeichnung des Interaktionspunktes mit der Scheibe. [Zeichnung: Mundell *et al.* (2001)]

Eine der zentralen Fragen in Bezug auf Arp 220 ist, welcher Mechanismus für die große FIR-Leuchtkraft verantwortlich zeichnet. Favorisiert wird zwar, dass extreme Starbursts, insbesondere in den beiden Kernen, den weitaus größten Teil verursachen. Alternativ wird jedoch bereits seit längerem vorgeschlagen, dass Arp 220 möglicherweise einen verdeckten aktiven Galaxienkern enthalten könnte (Rieke *et al.* 1985). Sollte dies der Fall sein, so könnte damit eine interessante Verbindung zwischen ULIGs und Quasaren hergestellt sein, welche die Entwicklung von Spiralgalaxien über Galaxienvereinigungen hin zu Galaxien mit akkretionsgetriebenen aktiven Kernen aufzeigen könnte (Sanders *et al.* 1988). Kontrovers wird dabei diskutiert, inwieweit ein möglicher aktiver Galaxienkern zur Gesamtleuchtkraft von Arp 220 beiträgt und welcher Teil auf Starbursts zurückgeführt werden kann (s. bspw. Scoville *et al.* (1997); Anantharamaiah *et al.* (2000); Shioya *et al.* (2001); Clements *et al.* (2002); Rovilos *et al.* (2003, 2005)). Dies ist entscheidend für die Bestimmung der Sternentstehungsrate und damit insbesondere auch für die Supernovarate.

Die gesamte molekulare Gasmasse in Arp 220 beträgt  $M_{\text{H}_2} \simeq 9 \cdot 10^9 M_{\odot}$ , wobei auf die beiden Kerne mehr als die Hälfte hiervon entfällt (Scoville *et al.* 1997). Dies impliziert mittlere molekulare Gasdichten in den Kernen von  $n_{\text{H}_2} \simeq 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Zu ähnlichen Ergebnissen kommen Sakamoto *et al.* (1999), welche die dynamische Masse

der Kerne mit jeweils  $M_{\text{dyn}} \geq 2 \cdot 10^9 M_{\odot}$  angeben. Extreme Starbursts, hervorgerufen und genährt von den großen Gasmengen hoher Dichte sowie begleitet von hohen Supernovaraten, liegen deshalb als Erklärung für die große FIR-Leuchtkraft nahe. Smith *et al.* (1998) geben einen Wertebereich für die Sternentstehungsrate von  $50\text{--}100 M_{\odot} \text{ a}^{-1}$  und für die Supernovarate von  $1.75\text{--}3.5 \text{ a}^{-1}$  an. Die Supernovarate von Arp 220 entspricht demnach etwa dem  $\sim 130$ -fachen des für die Milchstraße derzeit gültigen Wertes. Anantharamaiah *et al.* (2000) und auch Shioya *et al.* (2001) gelangen sogar zu Werten für die Sternentstehungsrate von  $\sim 240$  bzw.  $\sim 270 M_{\odot} \text{ a}^{-1}$ , davon allein  $\sim 160 M_{\odot} \text{ a}^{-1}$  für den Westkern. Dagegen kommen Rovilos *et al.* (2005) in einer Langzeitstudie zu dem Schluss, dass die Supernovarate einen vergleichsweise niedrigen Wert von  $0.7 \text{ a}^{-1}$  hat. Die Autoren gelangen des Weiteren nicht nur zu der Überzeugung, dass wir bei Arp 220 Zeugen der Geburt eines AGN sind; sie halten es darüber hinaus für angezeigt, dass der gesamte Starburst von Arp 220 neu überdacht werden sollte.

Torres (2004) hat ein detailliertes Modell für extreme Starburst vorgelegt, welches insbesondere Vorhersagen differentieller Flüsse sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung treffen kann. Die Anwendung auf Arp 220 geht von einer gesamten Supernovarate von  $\mathcal{R}_{\text{SN}} = 2.8 \text{ a}^{-1}$  aus und berücksichtigt dabei die Geometrie und Beschaffenheit der unterschiedlichen Komponenten des Zentrums (östlicher Kern, westlicher Kern und Scheibe; ähnlich Abb. 4.2). Anzumerken ist, dass die gewählten Parameter für die Komponenten eine weitgehend starburstgetriebene FIR-Leuchtkraft implizieren. Das Modell ist dazu in der Lage, die gemessenen Energiespektren von Arp 220 vom Radio bis in den FIR-Bereich zu reproduzieren, wobei dies im Radio-Bereich sogar komponentenweise gelingt. Die vorhergesagten Flüsse hochenergetischer  $\gamma$ -Photonen werden später in Kapitel 4.4.1 gezeigt (vgl. Abb. 4.5), wo sie den Ergebnissen aus der Analyse der HESS-Beobachtungen gegenübergestellt werden. Der totale integrale Fluss oberhalb von 1 TeV wird unter Berücksichtigung der intrinsischen Photon-Absorption mit  $F_{\gamma}(> 1 \text{ TeV}) \simeq 7 \cdot 10^{-13} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bzw. 31 mCrab angegeben, wobei der Beitrag aus dem Zerfall neutraler Pi-Mesonen gegenüber anderen Prozessen dominiert. Die Erzeugungsregion ist dabei aufgrund des kompakten Zentrums und der Distanz zur Erde auf wenige Bogensekunden beschränkt, so dass Arp 220 für das HESS-Teleskopsystem als Punktquelle erscheinen sollte. Diese Vorhersage stellte eine der Hauptmotivationen für die HESS-Kollaboration dar, Arp 220 zu beobachten. Denn trotz der Kulmination bei einem vergleichsweise großen Zenitwinkel von  $43^{\circ}$  liegt ein derartiges Flussniveau durchaus im Bereich eines bei der gegebenen HESS-Sensitivität möglichen Nachweises.

Die in dem Modell verwendete Parametrisierung der differentiellen Erzeugungsquerschnitte von Sekundärteilchen aus der Streuung hochenergetischer Protonen an interstellarer Materie nach Blattig *et al.* (2000) überschätzt aber offenbar für hohe Energien insbesondere die Erzeugungsrate neutraler Pi-Mesonen und damit auch die Flüsse hochenergetischer  $\gamma$ -Photonen (Domingo-Santamaría & Torres (2005), vgl. auch den Hinweis zu Torres (2004)). Mit einer entsprechenden Parametrisierung nach Aharonian & Atoyan (2000) haben Torres & Domingo-Santamaría (2005) die ansonsten unveränderte Rechnung wiederholt und kommen damit zu Flussvorhersagen, die insbesondere um 1 TeV deutlich niedriger ausfallen (vgl. Abb. 4.6). Für den integralen Fluss im betreffenden Energiebereich geben sie nun einen Wert von  $F_{\gamma}(> 1 \text{ TeV}) \simeq 8 \cdot 10^{-14} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bzw. 3.5 mCrab an; nahezu eine Größenordnung unterhalb der ehemaligen Vorhersage. Dieses revidierte Ergebnis stand erst nach Abschluss der HESS-Messungen zur Verfügung.

## 4.3 Analyse der H.E.S.S.-Daten

Die H.E.S.S.-Beobachtungen werden in der Regel in Einheiten (*Runs*) zu je 28 Minuten durchgeführt. Objekte, welche für die H.E.S.S.-Teleskope punktförmig erscheinen oder eine im Vergleich zur Größe des Gesichtsfeldes kleine Ausdehnung von wenigen  $0.1^\circ$  aufweisen, werden dabei im sogenannten *Wobble-Modus* beobachtet. Hierbei werden die Teleskope nicht direkt auf das zu beobachtende Objekt, sondern mit einem Versatz zur Objektposition von typisch  $0.5^\circ$  bis  $0.7^\circ$  ausgerichtet. Dieser Versatz wird zwischen einzelnen Runs alternierend in positiver und negativer Rektaszension und Deklination gewechselt. Ein derartiges Vorgehen vereinfacht die gleichzeitige Nutzung der Daten zur Bestimmung des Untergrundes.

Die H.E.S.S.-Kollaboration verfügt über drei unterschiedliche Analyseverfahren (Aharonian *et al.* (2006d); de Naurois *et al.* (2003); Lemoine-Goumard *et al.* (2006), vgl. auch de Naurois (2005)), wobei für die vorliegende Untersuchung ausschließlich die erstzitierte Standardanalyse in der Implementation von Raue (2006) zum Einsatz kam. Sie ist im wesentlichen eine erweiterte Version der von Hillas (1985) vorgeschlagenen geometrischen Analyse der von den Cherenkov-Kameras aufgezeichneten zweidimensionalen Abbilder der Luftschauer. Bevor detailliert auf die Analyse der H.E.S.S.-Daten zu Arp 220 eingegangen wird, soll im Folgenden kurz die verwendete Analysetechnik vorgestellt werden.

### 4.3.1 Datenkalibration und Analysetechnik

Die gesamte Analysekette für die aufgezeichneten Schauerbilder kann grob in fünf Prozesse unterteilt werden: Datenkalibration, Datenreduktion, Ereignisrekonstruktion, Ereignisselektion sowie statistische Auswertung.

#### 4.3.1.1 Datenkalibration

Die Kalibration der von den Cherenkov-Kameras der H.E.S.S.-Teleskope aufgezeichneten Rohdaten wird detailliert in Aharonian *et al.* (2004a) beschrieben. Sie dient vornehmlich dazu, die gemessenen integrierten Pixelströme in ein absolutes Maß für die eingetretene Lichtmenge (Photo-Elektronen, p.e.) zu konvertieren.

Da jedes Kamera-Pixel für jeden der beiden Auslesekanäle (vgl. Kap. 2.3.2) eine individuelle, zeitlich veränderliche Charakteristik aufweist, muss diese vermessen werden. Dazu werden wiederkehrend spezielle Datennahmesequenzen durchgeführt. Mit Hilfe der sogenannten *Single-Photoelectron-* und *Flatfield-Runs* wird für jedes Kamera-Pixel individuell das Verhalten hinsichtlich Akzeptanz und Verstärkung ermittelt. Zudem wird in sogenannten *Pedestal-Runs* das durch die Elektronik verursachte Grundrauschen bestimmt. Des Weiteren werden in der Kalibration defekte oder aufgrund zu hoher Ströme abgeschaltete Pixel identifiziert, um diese von der weiteren Analyse ausschließen zu können.

#### 4.3.1.2 Datenreduktion

Die an die Kalibration anschließende Datenreduktion dient der Analyse und Interpretation der von den Cherenkov-Kameras aufgezeichneten Bilder. Dazu werden die aufgenommenen Schauerbilder durch einen geeigneten Satz von Parametern beschrieben,

und die in den Bildern enthaltene Information somit erheblich verdichtet. Dieser Prozess ist zusammen mit den nachfolgenden Analyseschritten detailliert in Aharonian *et al.* (2005c) und Aharonian *et al.* (2006d) beschrieben. Eine sehr ausführliche Darstellung der gesamten Analysetechnik findet sich zudem bei Beilicke (2005).

In einem ersten Schritt wird jedes Kamerabild um Untergrundfluktuationen durch einen sogenannten *Tailcut* (engl. für Ausläufer) bereinigt. Dieser Schnitt lässt nur Pixel passieren, deren Intensität (engl. *amplitude*,  $amp$ ) oberhalb einer gewissen Schwelle  $amp_{\min}$  liegt, und welche mindestens ein benachbartes Pixel mit einer Intensität oberhalb einer zweiten Schwelle  $amp_{\min}^*$  aufweisen. Jede Wertekombination ist ein Kompromiss zwischen der Minimierung der verbleibenden Fluktuationen auf der einen und der Minimierung der aufgrund kleiner Intensitäten verworfenen Bilder auf der anderen Seite. Der bei H.E.S.S. verwendete Standard-Tailcut von  $(amp_{\min}, amp_{\min}^*) = (5, 10)$  p.e. ist eher konservativ mit dem Fokus auf Fluktuationsminimierung gewählt. Die Gesamtheit der den Tailcut passierenden ortsabhängigen Pixelintensitäten eines Kamerabildes definiert in der weiteren Analyse das (bereinigte) Schauerbild.

Die bereinigten Schauerbilder werden in der Standardanalyse anschließend geometrisch parametrisiert, wobei eine Parametrisierung nach Hillas (1985) Verwendung findet. Sie basiert im wesentlichen auf einer Bestimmung der zweiten Momente der Lichtverteilung, welche diese als Ellipse beschreiben. Der Parametersatz umfasst dabei die Bildintensität ( $amp$ ), den Schwerpunkt (engl. *center of gravity*,  $cog$ ), den Abstand zum Kamerazentrum (engl. *distance*,  $dist$ ) sowie die zweiten Momente entlang der Haupt- (engl. *length*,  $l$ ) und der Nebenachse (engl. *width*,  $w$ ). Diese sogenannten Hillas-Parameter sind in Abbildung 4.3 (links) anhand eines Schauerbildes verdeutlicht.

Die Ergebnisse der Datenreduktion werden run-weise zu sogenannten DST-Dateien (nach engl. *data summary tape*) zusammengefasst, um die parametrisierten Schauerbilder anschließenden Bearbeitungsschritten in kompakter Form zur Verfügung stellen zu können.

#### 4.3.1.3 Bildselektion und Ereignisrekonstruktion

Aus den parametrisierten Schauerbildern werden in der Ereignisrekonstruktion nach geeigneten Schnitten auf die Qualität der Bilder die wesentlichen Eigenschaften Herkunftsrichtung, Photon-Ähnlichkeit und Energie der Primärteilchen bestimmt.

Da eine gute Rekonstruktionsleistung qualitativ gute Schauerbilder voraussetzt, wird vor der Rekonstruktion eine Bildselektion durchgeführt, bei der (vermeintlich) schlechte Bilder von der Analyse ausgeschlossen werden. Hier ist insbesondere der Ausschluss von durch den Kamerarand angeschnittener Schauerbilder zu nennen, welcher üblicherweise durch einen Schnitt auf die Schwerpunktdistanz  $dist$  zum Kamerazentrum von  $dist \leq 35 \text{ mrad} = 2^\circ$  realisiert wird. Zudem gelingt die Rekonstruktion von Schauern mit geringer Intensität vergleichsweise schlecht, so dass diese durch einen Schnitt auf die Bildintensität  $amp$  von typisch  $amp \geq 80$  p.e. herausgefiltert werden. Dieser Wert ist Resultat einer Schnittoptimierung, welche im anschließenden Kapitel näher betrachtet wird. Mit den nach der Bildselektion verbleibenden Schauerbildern werden dann die Eigenschaften des Primärteilchens rekonstruiert, sofern mindestens zwei Bilder zu einem gegebenen Ereignis vorliegen.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Unter gewissen Umständen wird auch das Vorliegen von mindestens drei oder gar vier Bildern gefordert. Die Rekonstruktionsgenauigkeit steigt damit zwar erheblich, allerdings wird ein ggf. vorhandenes Signal dabei stark reduziert.

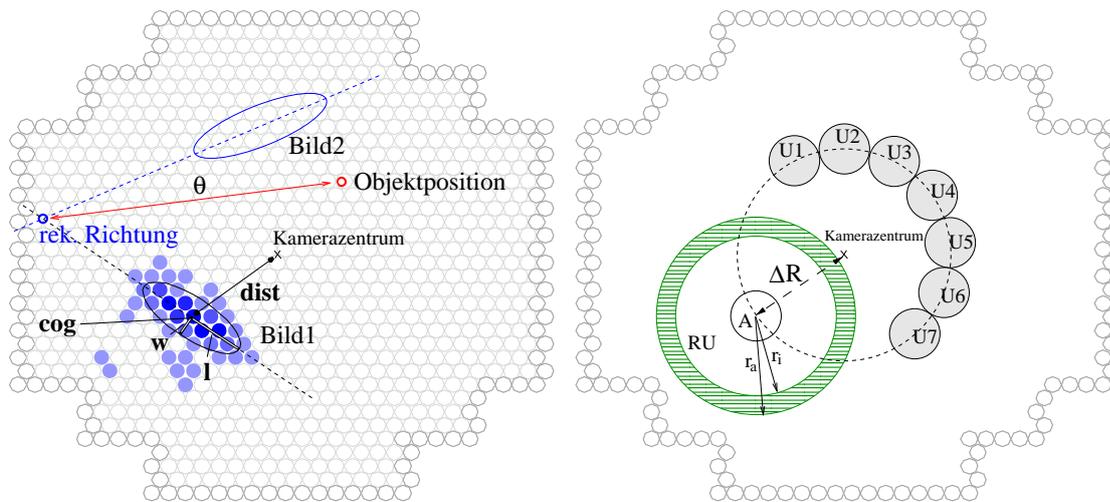


ABBILDUNG 4.3: *Links*: Parametrisierung der Schauerbilder in der Datenanalyse nach Hillas (1985). Die Schauerbilder werden durch die Intensität  $amp$  (hier nicht gezeigt), die Position  $cog$  bzw. den Vektor  $dist$  sowie die Vektoren  $w$  und  $l$  parametrisiert. Zusätzlich zu den Hillas-Parametern ist hier noch die stereoskopische Rekonstruktion der Herkunftsrichtung des Primärteilchens angedeutet. Der Winkel  $\theta$  bezieht dabei die Distanz zu einer gegebenen bzw. zu untersuchenden (Objekt-)Position. *Rechts*: Geometrische Verfahren zur Untergrundbestimmung. Bei der Methode der gespiegelten Untergrundregionen werden Bereiche (U1–U7) gleicher Größe wie die Signalregion (A) auf einem konzentrischen Kreis um das Kamerazentrum plazierte. Der Radius ist dabei mit dem Abstand  $\Delta R$  des Zentrums der Signalregion zum Kamerazentrum identisch. Die Ring-Methode nutzt dagegen eine ringförmige Untergrundregion (RU) um den Signalbereich. [Zeichnungen: leicht modifizierte Versionen von Beilicke (2005)]

Für die weitere Analyse bedeutend ist zudem der Stoßparameter  $r_i$ , welcher den Abstand des Teleskops  $i$  zur (gedachten) Schauerachse angibt. Mit ihm lässt sich für jedes Teleskop der Standort relativ zur ausgeleuchteten Fläche ermitteln, was angesichts der nichtuniformen Lichtdichte (vgl. Abb. 2.2) insbesondere für die Interpretation der aufgezeichneten Intensitäten  $amp_i$  bei der Rekonstruktion der Energie von Bedeutung ist. Eine verfeinerte Energierekonstruktion (Hofmann *et al.* 2000) berücksichtigt hierfür zudem die Höhe des Schauermaximums  $h_{\max}$  (vgl. Kap. 2.2.1).<sup>2</sup>

Mittels der stereoskopischen Betrachtung aller an einem Schauerereignis beteiligten Bilder wird die Herkunftsrichtung des Primärteilchens rekonstruiert (vgl. Kap. 2.2.2.1 samt Abb. 2.4 sowie Abb. 4.3, links). Dazu werden alle parametrisierten Schauerbilder in ein gemeinsames Koordinatensystem transformiert und in diesem der Schnittpunkt der Hauptachsen bestimmt. Liegen mehr als zwei Bilder zu einem Ereignis vor, so wird der Mittelpunkt aller paarweisen Schnittpunkte herangezogen, welche mit dem Sinus des jeweiligen Stereowinkels (Winkel zwischen den Hauptachsen) gewichtet werden. Dieses Vorgehen entspricht dem in Hofmann *et al.* (1999) aufgeführten Algorithmus #1,

<sup>2</sup>Wird für die Position des Schauermaximums der Schwerpunkt  $cog_i$  der Intensitätsverteilung angesetzt, so kann die Höhe des Schauermaximums in erster Näherung aus der Distanz  $dist_i$  des Schwerpunktes zum Kamerazentrum und dem Stoßparameter  $r_i$  berechnet werden. Teleskope mit kleinem Stoßparameter messen aufgrund des Öffnungswinkels des Cherenkov-Lichtkegels allerdings vergleichsweise viele Cherenkov-Photonen von Schauerelektronen unterhalb des Maximums. Um die Genauigkeit zu steigern, wird in die Berechnung deshalb ein von Stoßparameter abhängender Korrekturfaktor eingeführt.

worin auch alternative Verfahren diskutiert werden. Die dabei mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem erzielte Genauigkeit ist etwa  $0.1^\circ$  pro Ereignis.

Des Weiteren werden in der Ereignisrekonstruktion zwei Parameter berechnet, welche die Photon-Ähnlichkeit eines Ereignisses quantifizieren. Sie stellen somit bedeutende Schnittparameter zur Reduktion der Untergrundeignisse ( $\gamma$ -Hadron-Separation) in der späteren statistischen Auswertung dar. Es handelt sich dabei um die sogenannte mittlere skalierte Bildbreite  $m_{scw}$  und die mittlere skalierte Bildlänge  $m_{scl}$  (Pühlhofer *et al.* 2003). Hierzu werden die Bildbreiten  $w_i$  bzw. Bildlängen  $l_i$  aller zu einem Ereignis vorliegenden Schauerbilder durch den per Monte Carlo-Simulationen (s.u.) gewonnenen Erwartungswert für ein primäres Photon mit den gegebenen Eigenschaften dividiert, und die so skalierten Werte anschließend gemittelt. Die tabellierten Monte Carlo-Erwartungswerte werden hierfür unter Berücksichtigung der Bildintensität, des Stoßparameters und des Zenitwinkels der Beobachtung aus einer Vielzahl simulierter Schauer bestimmt. Je mehr die Werte dieser beiden Photon-Ähnlichkeitsparameter für einen gegebenen Schauer den Wert Eins übersteigen, desto wahrscheinlicher handelt es sich dabei um ein hadron-induziertes Ereignis. Denn die Lateralverteilung der Schauerteilchen fällt für hadron-induzierte Ereignisse in der Regel sehr viel breiter aus (vgl. Kap. 2.2.1 samt Abb. 2.2).

Für die Rekonstruktion der Primärteilchenenergie wird ebenfalls auf per Monte Carlo-Simulation generierte Luftschauer zurückgegriffen. Dazu wird eine Vielzahl von Schauerentwicklungen bei verschiedenen Energien des primären Photons und bei unterschiedlichen Zenitwinkeln simuliert. Die daraus resultierenden Trajektorien der Cherenkov-Photonen werden anschließend in der Detektorsimulation verarbeitet, wobei hier zudem noch der Kernort (gedachter Schauerauftreffpunkt) relativ zum Teleskopsystem variiert wird. Die Analyse der simulierten Bilder liefert dann Abschätzungen für alle zur Rekonstruktion der Energie nötigen Parameter. Zusammen mit den tatsächlichen Energien ergibt sich so zu einem gegebenen Satz von rekonstruierten Schauerparametern eine wahrscheinlichste Energie des Primärteilchens. Diese Energien werden nach dem Zenitwinkel  $\vartheta$ , der Bildintensität  $amp$ , dem Stoßparameter  $r$  und ggf. der Höhe des Schauermaximums  $h_{\max}$  tabelliert. Liegen diese Größen in der Datenanalyse für ein gegebenes Schauerbild vor, so kann die Energie anhand der Tabelle durch Interpolation zwischen den Einträgen bestimmt werden. Die rekonstruierte Energie eines Ereignisses ist schließlich der Mittelwert der so ermittelten Energien zu allen zugehörigen Schauerbildern. Im Falle des H.E.S.S.-Teleskopsystems lässt sich die Energie mit diesem Verfahren mit einer Genauigkeit von etwa 15% bestimmen. Für die Energierekonstruktion wird zu den oben erwähnten Schnitten in der Bildselektion ein weiterer Schnitt auf den Stoßparameter  $r$  von typisch  $r \leq 800$  m angewandt, da die Statistik der Simulationen jenseits dieses Wertes zu gering ausfällt. Bereits deutlich vor dieser Entfernung werden aber ohnehin kaum noch Ereignisse aufgezeichnet (vgl. Abb. 2.2). Weitere Informationen zur Energierekonstruktion finden sich bei Raue (2003), dessen Implementation für die vorliegende Analyse genutzt wurde.

#### 4.3.1.4 Schnittoptimierte EreignisSelektion

Mit Hilfe geeigneter Selektionskriterien wird im letzten Schritt vor der Auswertung das Signal-Rausch-Verhältnis erhöht und der dabei verbleibende Untergrund bestimmt. Wesentlich hierfür ist ein optimierter Satz von Schnittkriterien, welche *a priori* gewonnen werden.

Nach der Bildselektion und der anschließenden Ereignisrekonstruktion werden in der weiteren Analyse nun die verbliebenen Ereignisse betrachtet. Die Kriterien für die EreignisSelektion werden hierbei anhand von per Monte Carlo-Simulation generierte Luftschauer primärer Photonen gewonnen, denen Untergrundereignisse aus aufgezeichneten Daten beigemischt werden. Die Selektionskriterien werden in der Analyse der generischen Signale dahingehend optimiert, dass die statistische Signifikanz des Überschusses maximal wird. Dabei können sowohl das (ggf. ortsabhängige) Signal-Rausch-Verhältnis als auch die spektralen Eigenschaften des Signals frei gewählt werden. Sätze von Schnittkriterien können so für verschieden charakterisierte Quelltypen zusammengestellt werden. Die unterschiedlichen Schnittsätze richten sich dabei nach den zu erwartenden Eigenschaften der nachzuweisenden Quellen. Um im Vorfeld nicht zu viele Annahmen über ein zu untersuchendes Objekt treffen zu müssen, werden Schnittsätze jedoch nur für wenige ausgesuchte Klassifizierungen ermittelt.

Die Standardschnitte in der verwendeten Analyse wurden ausgehend von einer punktförmigen Quelle mit einem für die H.E.S.S.-Sensitivität typischen Fluss von 5% des Crabnebel-Flusses ermittelt, wobei das differentielle Energiespektrum durch einen Photonindex von  $\Gamma \simeq 2.7$  ähnlich dem des Crabnebels gegeben ist. Zudem existieren noch Schnittkriterien für (vermeintliche) Quellen mit weichem bzw. hartem Energiespektrum und für ausgedehnte Objekte. Die Wahl des Schnittsatzes hat dabei *a priori* zu erfolgen; die Neuerstellung eines Satzes bedarf darüber hinaus besonderer Rechtfertigung.

Nach der Optimierung liegen Selektionskriterien sowohl für die bereits im vorangehenden Kapitel angesprochene Bildselektion – beispielsweise hinsichtlich der Bildintensität  $amp$  – als auch für die hier diskutierte EreignisSelektion vor. Diese umfasst Forderungen an die Anzahl  $N_{\text{Bild}}$  der zu einem Ereignis vorliegenden Schauerbilder (Multiplizität), an die die Photon-Ähnlichkeit beschreibende mittlere skalierte Bildbreite  $m_{scw}$  und -länge  $m_{scl}$  sowie an die Größe der Signalregion. Letztere wird quantifiziert durch den quadrierten Winkelabstand  $\theta^2$  zur Testposition.

Da auch nach den Schnitten zur Anreicherung von Ereignissen mit photonischem Charakter noch viele Untergrundereignisse verbleiben, ist für die Interpretation der Daten eine möglichst genaue Kenntnis des Untergrundes unabdingbar. Zur Bestimmung des Untergrundes existieren drei alternative Verfahren, die individuelle Vor- und Nachteile aufweisen. Bei allen ist dabei zu beachten, dass die Akzeptanz über das Gesichtsfeld der Cherenkov-Kamera nicht konstant ist, da insbesondere zum Rand hin immer mehr Ereignisse aufgrund angeschnittener Bilder verworfen werden. Zu dieser Mitte-Rand-Variation kommt noch eine leichte Zenitwinkelabhängigkeit hinzu, da das Gesichtsfeld mit  $5^\circ$  vergleichsweise groß ist. Dieser Effekt wird aber weitgehend dadurch kompensiert, dass der Wobble-Versatz alternierend in positive und negative Richtung sowohl in der Rektaszension als auch in der Deklination erfolgt. Generell ist es jedoch immer möglich, durch Modellierung der Kameraakzeptanz anhand von Ereignisraten quelfreier Himmelsbereiche auch Effekte höherer Ordnung zu korrigieren.

Die primäre Methode zur Bestimmung des Untergrundes ist die der gespiegelten Untergrundregionen. Wie in Abbildung 4.3 (rechts) verdeutlicht, werden hierbei eine Reihe von Kontrollregionen bei gleicher radialer Distanz zum Kamerazentrum wie die Signalregion im Gesichtsfeld plazierte. Zudem verfügen die Bereiche über die gleiche Fläche wie die Signalregion. Dazu bedarf es allerdings eines gewissen Mindestabstandes der Signalregion zum Kamerazentrum, weshalb auch die meisten Beobachtungen im Wobble-Modus durchgeführt werden. Da sowohl die Signal- als auch sämtliche

Untergrundregionen auf einem konzentrischen Kreis um das Kamerazentrum liegen, muss die Mitte-Rand-Variation der Kameraakzeptanz bei der Auswertung nicht gesondert berücksichtigt werden.

Ein weiteres Verfahren zur Bestimmung des Untergrundes ist die Ring-Untergrund-Methode, welche ebenfalls in Abbildung 4.3 (rechts) gezeigt ist. Hierbei werden zwei konzentrische Kreise um die zu untersuchende Himmelsposition gelegt, und die zwischen diesen beiden rekonstruierten Ereignisse gezählt. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass sie im Gegensatz zu den gespiegelten Untergrundregionen für beliebige Testpositionen im Gesichtsfeld zum Einsatz kommen kann. Die Ring-Methode kommt deshalb hauptsächlich für die Erstellung von Himmelskarten zur Anwendung. Bei hinreichend linearen Gradienten der Kameraakzeptanz gleichen sich Über- und Unterschätzungen des Untergrundniveaus in Bezug zur Testposition aus.

Einen gänzlich anderen Ansatz verfolgt die Template-Untergrund-Methode (Rowell 2003). Hierbei werden die Untergrundereignisse anhand des Photon-Ähnlichkeitsparameters  $mscw$  innerhalb der Signalregion selektiert. Der  $mscw$ -Bereich wird dabei so gewählt, dass nahezu ausschließlich hadronische Ereignisse erfasst werden; eine Kontamination mit Photonen ist zu vermeiden. Das Template-Verfahren kann wie die Ring-Methode für beliebige Positionen im Gesichtsfeld eingesetzt werden, weshalb es primär zur Erstellung von Himmelskarten Anwendung findet. Für die Ermittlung von Energiespektren ist es dagegen nicht geeignet, da die  $mscw$ -Verteilung energieabhängig ist.

Allen drei Untergrund-Methoden ist gemeinsam, dass der Untergrund-Bereich ein Vielfaches des Signal-Bereiches umfasst. Dadurch ist das Untergrundniveau besser bestimmt, was sich in einem vergleichsweise kleinen statistischen Fehler manifestiert. Das Verhältnis wird mittels des sogenannten  $\alpha$ -Faktors quantifiziert. Bei den beiden geometrischen Verfahren bestimmt sich dieser aus dem Flächenverhältnis von der Signal- zur Untergrund-Region, ggf. korrigiert anhand der jeweiligen Akzeptanzen. Im Falle des Template-Modells ist er durch das Verhältnis der photonischen zur hadronischen Akzeptanz gegeben, welche hierbei maßgeblich durch den jeweiligen Schnitt auf den  $mscw$ -Parameter bestimmt wird.

#### 4.3.1.5 Statistische Auswertung

Nach der Ereigniseselektion erfolgt im letzten Schritt der Analyse die statistische Auswertung der nach der Selektion verbliebenen Ereignisse. Im Vordergrund stehen dabei die Suche nach Signalen sowie die Untersuchung der Flüsse.

Die Ereigniseselektion liefert für einen zu analysierenden Datensatz die Anzahl  $N_{\text{on}}$  der Ereignisse aus der Signal- oder auch Testregion sowie die Anzahl  $N_{\text{off}}$  der Ereignisse aus der Untergrundregion. Der Überschuss  $N_{\gamma}$  ergibt sich damit zu  $N_{\gamma} = N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}}$ . Die statistische Signifikanz  $S_{\text{dc}}$  wird aus diesen Größen nach Li & Ma (1983) bestimmt, welche ein Berechnungsverfahren vorgelegt haben, das den verminderten statistischen Fehler von  $\alpha N_{\text{off}}$  berücksichtigt. In der Cherenkov-Astronomie hat sich dabei etabliert, für den Nachweis einer Quelle eine Signifikanz von mindestens fünf Standardabweichungen zu fordern. Zur Visualisierung der Überschüsse werden insbesondere seit der Einführung der Stereoskopie sogenannte  $\theta^2$ -Histogramme verwendet, bei denen die Anzahl der Ereignisse aus der Signal- und der Untergrundregion gegen den quadrierten Winkelabstand zur Testposition aufgetragen werden. Liegt ein Signal an der untersuchten Testposition vor, so hebt sich die Verteilung der Signalereignisse bei kleinen

Winkeldistanzen von der normierten Untergrundverteilung ab. Hieraus lässt sich bei Vorhandensein einer Punktquelle auch die Abbildungsfunktion des Detektors für den betrachteten Datensatz durch Anpassung einer geeigneten Modellfunktion direkt bestimmen.

Aufgrund des großen Gesichtsfeldes des H.E.S.S.-Detektors von  $5^\circ$  ist immer auch eine Betrachtung der gesamten beobachteten Himmelsregion von Interesse. Für Himmelsdurchmusterungen ist dies selbstverständlich von vornherein gegeben, aber auch bei Beobachtungen dedizierter Objekte wurden auf diese Weise bereits neue Quellen entdeckt. Für diese Untersuchungen werden Himmelskarten erstellt, welche entweder die Anzahl der Überschussereignisse oder aber die statistische Signifikanz abbilden. Hierzu wird das Gesichtsfeld in zweidimensionale Abschnitte (Bins) eingeteilt, und für jeden der Überschuss bzw. die statistische Signifikanz mittels der Ring- oder der Template-Untergrund-Methode bestimmt. Zu beachten ist hierbei, dass aufgrund von statistischen Fluktuationen auch bei Abwesenheit von Quellen gewisse Abweichungen von Null zu erwarten sind. Deshalb ist immer auch die Verteilung der Signifikanzen zu betrachten. Für eine quellfreie Himmelskarte lässt sich diese durch eine Normalverteilung mit dem Schwerpunkt  $\mu = 0$  und der Breite  $\sigma = 1$  beschreiben. Abweichungen hiervon können sowohl Anzeichen für im Gesichtsfeld vorhandene Quellen als auch für systematische Effekte bei der Datennahme oder -analyse sein. Im Fall ausgedehnter Quellen lässt sich anhand von geeignet unterteilten Himmelskarten auch die Morphologie – gegebenenfalls durch entsprechende Schnitte sogar energieabhängig – studieren. Anzumerken ist noch, dass die Himmelskarten zur besseren Darstellung in der Regel weichgezeichnet (technisch engl. *oversampling*) werden. Dies wird durch eine vergleichsweise feine Unterteilung der Himmelskarte erreicht, wobei in jedes Bin alle Ereignisse innerhalb eines gewissen Radius um diese Position eingefüllt werden.<sup>3</sup> Da die Bin-Einträge hierbei korreliert sind, ist eine Bestimmung relevanter Größen aus diesen Bildern nicht zulässig; dafür werden ausschließlich unkorrelierte Einteilungen herangezogen.

Liegt ein Signal mit einer hinreichenden Signifikanz vor, so stehen die physikalischen Eigenschaften, die sich daraus bestimmen lassen, im Vordergrund weiterer Betrachtungen. Die wichtigste Art der Auswertung ist dabei die Erstellung eines Energiespektrums. Aber auch wenn von einem untersuchten Objekt kein Signal gemessen wurde, ist eine entsprechende Untersuchung von Bedeutung. Denn hiermit lassen sich obere Flussgrenzen bestimmen, welche insbesondere für theoretische Modellierungen von Interesse sein können. Für die Erstellung eines Energiespektrums wird die Energieskala logarithmisch in eine Reihe von Bins eingeteilt und die Ereignisse aus der Signalregion abzüglich der (normierten) Untergrundereignisse entsprechend der jeweils rekonstruierten Energie eingefüllt. Dabei kommen unter Umständen modifizierte Selektionskriterien zum Einsatz, um systematische Effekte bei der Flussberechnung zu minimieren. Da die Nachweiseffizienz des Detektors aber stark energieabhängig ist, müssen die Einträge in den Bins durch eine dementsprechende Gewichtung korrigiert werden. Um Ungenauigkeiten durch Mittelung über inhomogene Datensätze zu vermeiden, geschieht dies in der Regel individuell für jedes eingefüllte Ereignis. Die Nachweiseffizienz, auch effektive Fläche genannt, wird dafür anhand von Monte Carlo-Si-

---

<sup>3</sup>Ein besseres, allerdings auch sehr viel aufwendigeres Verfahren berücksichtigt für jedes Ereignis zudem die Abbildungsfunktion. Die Ereignisse werden dabei entsprechend ihrer Rekonstruktionsgenauigkeit und ihres Abstandes zur gegebenen Bin-Position gewichtet eingefüllt.

mulationen unter Berücksichtigung aller relevanter (Schnitt-)Parameter wie Energie, Zenitwinkel und Winkelabstand der Herkunftsrichtung zum Kamerazentrum gewonnen und tabelliert. Um schließlich differentielle Flusswerte zu erhalten, werden die so gewichteten Ereigniszahlen durch die effektive Beobachtungszeit sowie das Energieintervall dividiert. Liegt kein Signal vor, so können aus den Ereigniszahlen bei Bedarf obere Flussgrenzen bestimmt werden; die entsprechende Berechnung erfolgt nach Feldman & Cousins (1998) (vgl. auch Schwanke & Lohse (2004)).

Des Weiteren erfolgt noch eine Berücksichtigung der mit der Zeit abnehmenden Reflektivität der Spiegelfacetten (optische Effizienz), welche anhand von aufgezeichneten Ereignissen lokaler Myonen laufend bestimmt wird. Diese Bilder sind nicht nur dazu geeignet, Variationen in der Reflektivität zu untersuchen, sie erlauben darüber hinaus eine absolute Energiekalibration des Detektors (Bolz 2004). Die Abnahme der Reflektivität führt zu einer verminderten Intensität der Schauerbilder und damit zu einer Unterschätzung der Energie sowie einer Erhöhung der Energieschwelle. Da die Erstellung von Monte Carlo-Tabellen für die Energierekonstruktion und die Ermittlung der Nachweiseffizienz für viele verschiedene Reflektivitäten sehr aufwendig wäre, erfolgt die Korrektur bei der Flussbestimmung. Dazu wird der Zusammenhang zwischen der relativen Verminderung der Reflektivität und der daraus resultierenden Unterschätzung der Energie ermittelt, und die Energie der Ereignisse nach der Gewichtung anhand der effektiven Flächen individuell korrigiert.

Über das Energiespektrum hinaus sind häufig Untersuchungen auf Flussvariationen unterschiedlicher Art, insbesondere bei (vermeintlich) variablen Quellen, von Interesse. Dazu wird der Datensatz in zeitliche Abschnitte geeigneter Länge eingeteilt und die jeweiligen Flüsse bestimmt. In ein Fluss-Zeit- oder Fluss-Phase-Diagramm eingetragen ergibt sich so eine Lichtkurve bzw. ein Phasogramm, auf welche dann statistische Tests auf Variabilität und Periodizität angewandt werden können.

#### 4.3.2 Arp 220-Datensatz, Selektionsschnitte und weitere Analyseparameter

Arp 220 wurde mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem im Zeitraum Mai/Juni 2005 für insgesamt 15.5 Stunden bei einem mittleren Zenitwinkel von  $49.0^\circ$  (Kulmination bei  $43.2^\circ$ ) beobachtet. Dabei wurden 34 Runs im Wobble-Modus um die nominelle Position  $(RA, Dec)_{J2000} = (15^h 34^m 57.21^s, +23^\circ 30' 9.5'')$  (Cotton *et al.* 1999) genommen, wovon 14 einen Wobble-Versatz von  $0.5^\circ$  und 20 von  $0.7^\circ$  aufwiesen. Für die vorliegende Auswertung der Beobachtungen wurde auf die Implementation der Standardanalyse von Raue (2006) zurückgegriffen, welche auf die im MPIfK Heidelberg produzierten DST-Dateien und die dort ermittelten effektiven Beobachtungszeiten aufbaut.

Die 34 aufgezeichneten Runs wurden in einem ersten Schritt der Auswertung einer Qualitätsanalyse unterzogen. Hier gilt es, Runs zu identifizieren und von der weiteren Analyse auszuschließen, bei deren Aufzeichnung vergleichsweise schlechte Wetterbedingungen geherrscht oder aber einzelne Teleskope bedeutende technische Probleme aufgewiesen haben. Wichtigstes Maß zur Beurteilung der Qualität ist dabei die (zenitwinkelkorrigierte) Systemtriggerrate, d.h. die Rate, mit der Mehrteleskopereignisse aufgezeichnet wurden. Das Standardkriterium der verwendeten Analyse ist hierfür, Runs zu verwerfen, deren Systemtriggerrate weniger als 75% des erwarteten Wertes beträgt. Dies trifft auf einen der Runs zu, welcher mit einem Wert von nur 53% von schlechtem Wetter betroffen war; alle anderen Runs weisen einen Wert von mindestens 83% auf. Darüber hinaus wurde ein weiterer Run ausgeschlossen, dessen Dauer

TABELLE 4.1: Schnittparameter der verwendeten Standardanalyse (Rae 2006). Die meisten der aufgeführten Standard-Selektionsschnitte sind das Ergebnis einer Signaloptimierung für eine (generische) Punktquelle mit einem Photonen-Fluss von 5% des Crabnebel-Flusses und einem differentiellen Energiespektrum in Form eines Potenzgesetzes mit einem Photonindex von  $\Gamma \simeq 2.7$ .

<i>Parameter</i>	<i>Selektionsschnitt</i>
<i>Bildselektion</i>	
Schwerpunktdistanz zum Kamerazentrum	$dist \leq 35 \text{ mrad}$
Intensität	$amp \geq 80 \text{ p.e.}$
Stoßparameter (nur für Energie)	$r \leq 800 \text{ m}$
<i>Ereignisselektion</i>	
Bildmultiplizität	$N_{\text{Bild}} \geq 2$
Mittlere skalierte Bildbreite	$0.1 \leq mscw \leq 1.045$
Mittlere skalierte Bildlänge	$0.1 \leq mscl \leq 1.27$
<i>Signal- und Untergrundbereich bei gespiegelten Regionen</i>	
Quadrierter Winkelabstand zur nom. Position	$\theta^2 \leq 0.015 \text{ deg}^2$
Anzahl der Untergrundregionen	$N_U = 11$
<i>Signal- und Untergrundbereich beim Ring-Verfahren</i>	
Signalbereich	$r_S \leq 0.1^\circ$
Untergrundbereich	$0.2^\circ \leq r_U \leq 0.5^\circ$
<i>Bereich und Untergrundselektion beim Template-Verfahren</i>	
Bereich (sowohl Signal als auch Untergrund)	$r_{\text{SU}} \leq 0.1^\circ$
Mittlere skalierte Bildbreite für Untergrund	$1.3 \leq mscw \leq 2.0$

unterhalb einer Minute lag.

Die verbliebenen 32 Runs umfassen eine Beobachtungszeit von 14.7 Stunden mit einem totzeitkorrigierten Wert von 14.1 Stunden. Aufgrund der Erwartung, dass es sich bei Arp 220 um eine Punktquelle für den H.E.S.S.-Detektor handelt (vgl. Kap. 4.2), wurden die Standardschnitte für die Auswertung gewählt. Tabelle 4.1 fasst die entsprechenden Kriterien für die Bild- und die Ereignisselektion zusammen. Mit diesen Schnitten ergibt sich für den Datensatz eine mittlere Energieschwelle von  $E_{\text{thr}} = 774 \text{ GeV}$ . Für integrale Flussangaben wird allerdings einheitlich auf den üblichen Wert von  $E_0 = 1 \text{ TeV}$  zurückgegriffen.

Bei der Erstellung von Energiespektren und der Berechnung von integralen Flüssen werden die effektiven Flächen in der verwendeten Analyse anhand eines vorzugebenden Spektralverlaufes innerhalb der Energie-Bins gewichtet. Die Gewichtung geschieht unter der vereinfachten Annahme, dass sich das differentielle Energiespektrum durch ein Potenzgesetz der Form  $dN(E)/dE = F_0 E^{-\Gamma}$  mit konstantem Photonindex  $\Gamma$  beschreiben lässt. Dies trifft jedoch auf die modellierten Spektren von Arp 220 im betrachteten Energiebereich nicht zu. Um aus einem differentiellen Energiespektrum mit beliebigem Verlauf in grober Näherung einen festen Photonindex zu erhalten, könnte eine Anpassung des Potenzgesetzes durchgeführt oder auch die Steigung nahe der Energieschwelle herangezogen werden. Für die vorliegende Analyse wurde jedoch ein

verfeinerter Ansatz gewählt. Ausgehend von den Forderungen, dass ein Potenzgesetz der obigen Form für eine gegebene Energie  $E_0$  den tatsächlichen differentiellen Flusswert  $F(E_0)$  reproduziert, also  $F_0 E_0^{-\Gamma} = F(E_0)$ , sowie einen identischen integralen Fluss  $F(> E_0)$  liefert, d.h.  $\int_{E_0}^{\infty} F_0 E^{-\Gamma} dE = \int_{E_0}^{\infty} F(E) dE \equiv F(> E_0)$ , lässt sich ein *effektiver Photonindex*  $\Gamma_{\text{eff}}(E_0)$  gemäß

$$F_0 \int_{E_0}^{\infty} E^{-\Gamma_{\text{eff}}(E_0)} dE = \frac{F(E_0)}{E_0^{-\Gamma_{\text{eff}}(E_0)}} \int_{E_0}^{\infty} E^{-\Gamma_{\text{eff}}(E_0)} dE = F(> E_0) \quad (4.3)$$

bestimmen. Eine Integration liefert ( $\Gamma_{\text{eff}} > 1$  und  $E > 0$  vorausgesetzt) hierfür

$$\Gamma_{\text{eff}}(E_0) = 1 + \frac{E_0 \cdot F(E_0)}{F(> E_0)} \quad (4.4)$$

Aus einem integralen Energiespektrum mit beliebigem Verlauf lässt sich der effektive Photonindex durch doppeltlogarithmische Differentiation bestimmen: Die Definition des integralen Flusses  $F(> E)$  liefert umgekehrt  $F(E) = -dF(> E)/dE$ . Wird dies in Gleichung (4.4) eingesetzt, so ergibt sich für den effektiven Photonindex

$$\Gamma_{\text{eff}}(E_0) = 1 - \frac{d \log F(> E_0)}{d \log E_0} \quad (4.5)$$

Mit Gleichung (4.4) ergibt sich aus dem in Abbildung 4.5 gezeigten modellierten differentiellen Energiespektrum von Arp 220 (Torres 2004) ein Wert für den effektiven Photonindex von  $\Gamma_{\text{eff}}(1 \text{ TeV}) = 2.0$ . Für die Berechnung des Integrals wurde der Spektralverlauf oberhalb von knapp 10 TeV linear extrapoliert.<sup>4</sup> Aus dem in Abbildung 4.6 gezeigten modellierten integralen Energiespektrum (Torres & Domingo-Santamaría 2005) ergibt sich für die Parametrisierung nach Aharonian & Atoyan (2000) mit Gleichung (4.5) ein effektiver Photonindex von  $\Gamma_{\text{eff}}(1 \text{ TeV}) = 2.4$ .<sup>5</sup> In dieser revidierten Modellierung wurde die Parametrisierung der differentiellen Erzeugungsquerschnitte von Sekundärteilchen aus der Streuung von hochenergetischen Protonen an interstellarer Materie nach Blattnig *et al.* (2000) wegen offenkundiger Inkonsistenzen verworfen und durch die Parametrisierung nach Aharonian & Atoyan (2000) ersetzt (vgl. Kap. 4.2). Für die Analyse wurde deshalb einheitlich ein Photonindex von  $\Gamma = 2.4$  gewählt.

#### 4.4 Ergebnisse der H·E·S·S-Beobachtungen von Arp 220

Mit den verwendeten Standard-Selektionsschnitten ergibt sich für den Arp 220-Datensatz eine Anzahl von Ereignissen aus der Signalregion von  $N_{\text{on}} = 333$  und aus den Untergrundregionen von  $N_{\text{off}} = 3551$  bei einem  $\alpha$ -Faktor von  $\alpha = 1/11$ . Der Überschuss berechnet sich damit zu  $N_{\gamma} = 10.2 \pm 19.0$  und weist eine statistische Signifikanz nach Li

<sup>4</sup>Bemerkenswert ist, dass sich der integrale Fluss dabei zu  $F_{\gamma}(> 1 \text{ TeV}) = 5.0 \cdot 10^{-13} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ergibt, was im Widerspruch zu dem vom Autor angegebenen Wert von  $\sim 7 \cdot 10^{-13} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  steht. Das entsprechende integrale Energiespektrum (s. Abb. 4.6) liefert  $F_{\gamma}(> 1 \text{ TeV}) = 5.4 \cdot 10^{-13} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , was nur wenig von dem aus dem differentiellen Spektrum abgeleiteten Wert abweicht. Im Übrigen ergibt sich aus dem integralen Flussverlauf mit Gleichung (4.5) ein identischer Wert für den aus dem differentiellen Verlauf mit Gleichung (4.4) bestimmten effektiven Photonindex.

<sup>5</sup>Die Kurve liefert dabei einen integralen Fluss von  $F_{\gamma}(> 1 \text{ TeV}) = 7.5 \cdot 10^{-14} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , was in Übereinstimmung mit dem vom Autor angegebenen Wert von  $\sim 8 \cdot 10^{-14} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ist.

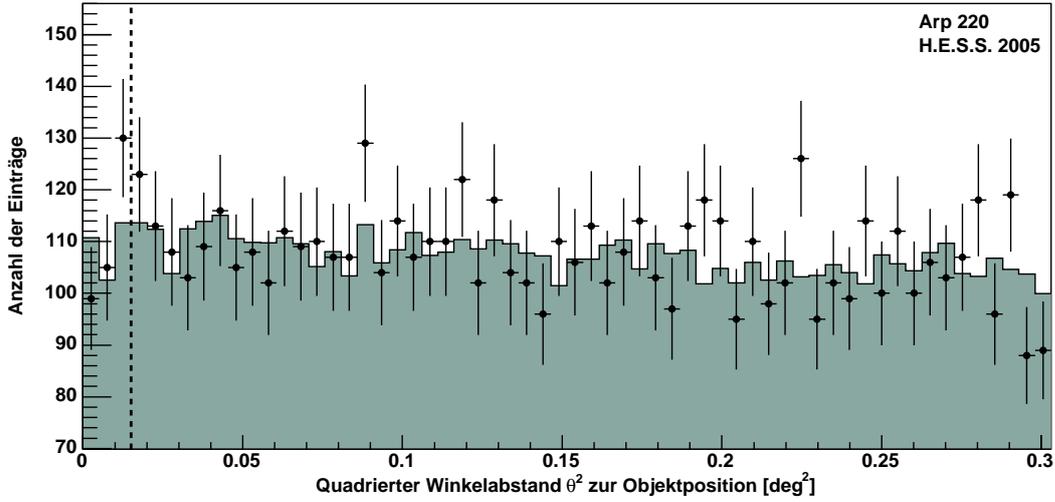


ABBILDUNG 4.4: Abstandshistogramm der Ereignisse ( $\theta^2$ -Verteilung) aus den H.E.S.S.-Beobachtungen von Arp 220. Die Punkte mit Fehlerbalken kennzeichnen die Ereignisse aus der entsprechenden Signalregion. Das darunterliegende schattierte Histogramm gibt den normierten Untergrund wieder. Der Schnitt zur Definition der Signalregion ist anhand der gestrichelten Linie zu sehen.

& Ma (1983) von  $S_{dc} = 0.54$  Standardabweichungen auf. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilungen der Ereignisse als Funktionen des quadrierten Winkelabstandes  $\theta^2$  zur nominellen Position von Arp 220 ( $\theta^2$ -Verteilung). Die ultraleuchtkräftige Infrarot-Galaxie Arp 220 konnte mit den vorliegenden Daten demnach nicht als Quelle sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung nachgewiesen werden. Auch eine Betrachtung der Lichtkurve ergab den Erwartungen für Starburst-Galaxien entsprechend keine Anzeichen für ausbruchartiges Verhalten und einer damit verbundenen kurzzeitigen Aktivität.

#### 4.4.1 Bestimmung oberer Flussgrenzen von Arp 220

Aufgrund der Abwesenheit eines signifikanten Signales wurden differentielle und integrale obere Flussgrenzen aus dem Arp 220-Datensatz ermittelt. Unter der Annahme, dass sich der tatsächliche differentielle Fluss von Arp 220 durch ein Potenzgesetz mit konstantem Photonindex  $\Gamma = 2.4$  beschreiben lässt (vgl. Kap. 4.3.2), ergibt sich eine obere Grenze für den integralen Fluss oberhalb einer Energie von 1 TeV mit einem Konfidenzniveau (engl. *confidence level*, CL) von 99% nach Feldman & Cousins (1998) von

$$F_{\Gamma=2.4}^{99\% \text{ CL}}(> 1 \text{ TeV}) \leq 3.3 \cdot 10^{-13} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad \text{bzw.} \quad 16 \text{ mCrab} \quad . \quad (4.6)$$

Der Vollständigkeit halber sei hier zudem die entsprechende obere Flussgrenze für einen angenommenen Photonindex von  $\Gamma = 2.0$  angegeben:  $F_{\Gamma=2.0}^{99\% \text{ CL}}(> 1 \text{ TeV}) \leq 3.0 \cdot 10^{-13} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bzw. 14 mCrab. Dies liegt bereits deutlich unterhalb erster Modellrechnungen, welche einen integralen Fluss oberhalb einer Energie von 1 TeV von  $\sim 7 \cdot 10^{-13} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (im Text von Torres (2004)) bzw.  $5.4 \cdot 10^{-13} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (aus Abbildung in Torres & Domingo-Santamaría (2005)) mit einem effektiven Photonindex von  $\Gamma_{\text{eff}}(1 \text{ TeV}) = 2.0$  vorhersagen (vgl. Kap. 4.3.2). Das modellierte differentielle Energiespektrum ist in Abbildung 4.5 zusammen mit den differentiellen Flussgrenzen aus der vorliegenden Analyse dargestellt.

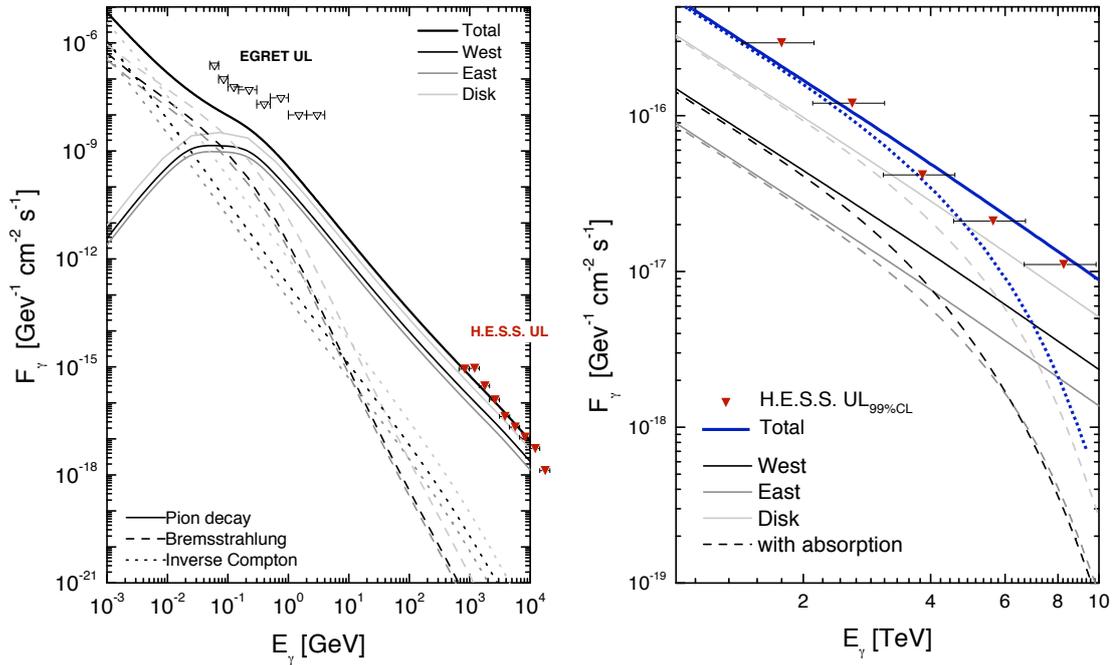


ABBILDUNG 4.5: Modelliertes differentielles Energiespektrum von Arp 220 (Torres 2004) basierend auf der mittlerweile verworfenen Parametrisierung der differentiellen Erzeugungsrate neutraler Pi-Mesonen nach Blattig *et al.* (2000). Den Vorhersagen sind die oberen Flussgrenzen aus der vorliegenden Analyse der H.E.S.S.-Beobachtungen gegenübergestellt. *Links*: Modellierte differentielle Energiespektren hochenergetischer  $\gamma$ -Photonen aus verschiedenen Erzeugungsprozessen sowie differenziert nach den Komponenten des Zentrums von Arp 220. Zu beachten ist, dass die intrinsische Photon-Absorption nicht berücksichtigt ist. Eingetragen sind zudem obere Flussgrenzen aus EGRET-Beobachtungen. *Rechts*: Modellierte differentielle Energiespektren hochenergetischer  $\gamma$ -Photonen von den verschiedenen Komponenten des Zentrums von Arp 220. Es sind sowohl Kurven unter Berücksichtigung der intrinsischen Photon-Absorption als auch ohne gezeigt. Die Kurven der Gesamtflüsse wurden vom Verfasser dieser Arbeit anhand der summierten Kurven der einzelnen Komponenten ergänzt.

Im Vergleich zu den Vorhersagen aus Berechnungen mit dem revidierten Modell von Torres & Domingo-Santamaría (2005), welches auf der Parametrisierung der differentiellen Erzeugungsraten neutraler Pi-Mesonen nach Aharonian & Atoyan (2000) basiert (vgl. Kap. 4.2), ergibt sich dagegen ein gänzlich anderes Bild. Die modellierten integralen Energiespektren sowohl mit der mittlerweile verworfenen als auch der dafür gewählten Parametrisierung sind in Abbildung 4.6 den oberen integralen Flussgrenzen aus der vorliegenden Analyse gegenübergestellt. Die Autoren geben nun einen integralen Fluss oberhalb einer Energie von 1 TeV von  $\sim 8 \cdot 10^{-14}$  Phot.  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  an, wobei der Verlauf einen effektiven Photonindex von  $\Gamma_{\text{eff}}(1 \text{ TeV}) = 2.4$  impliziert. Wie bereits gezeigt, kann die alte Vorhersage mit den oberen Flussgrenzen aus den H.E.S.S.-Beobachtungen widerlegt werden; der revidierte integrale Flussverlauf liegt jedoch deutlich darunter. Um einen solch schwachen Fluss mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem bei den gegebenen Zenitwinkeln signifikant nachweisen zu können, wäre eine Beobachtungszeit von  $\sim 400$  Stunden nötig.

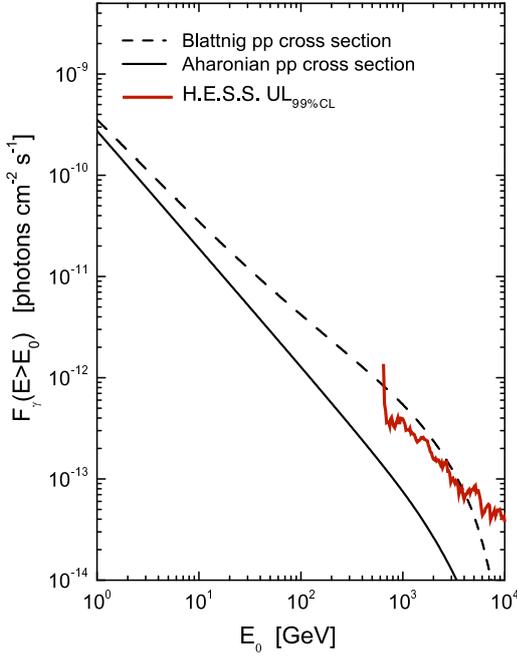


ABBILDUNG 4.6: Modellierte integrale Energiespektren hochenergetischer  $\gamma$ -Photonen von Arp 220 mit verschiedenen Parametrisierungen der differentiellen Erzeugungsrates neutraler Pi-Mesonen (Torres & Domingo-Santamaría 2005). Den Vorhersagen sind die oberen Flussgrenzen aus der vorliegenden Analyse der H.E.S.S.-Beobachtungen gegenübergestellt. Die Kurve basierend auf der mittlerweile verworfenen Parametrisierung nach Blatnig *et al.* (2000) entspricht dem in Abbildung 4.5 (rechts) gezeigten differentiellen Energiespektrum mit Berücksichtigung der intrinsischen Photon-Absorption. Zur besseren Übersichtlichkeit wurde die Originalabbildung um für die vorliegende Betrachtung irrelevante Kurven bereinigt.

#### 4.4.2 Betrachtung der Himmelskarte um Arp 220

In Abbildung 4.7 (links) ist die weichgezeichnete Himmelskarte der Überschussereignisse um Arp 220 aus den H.E.S.S.-Beobachtungen dargestellt. Die Bestimmung des Untergrundes erfolgte dabei nach der Ring-Methode. Die Karte weist keine bedeutenden Überschüsse auf, lediglich südwestlich von Arp 220 zeigt sich ein kleiner Bereich positiver Überschussereignisse. Die Verteilung der Signifikanzen einer entsprechenden (unkorrelierten) Himmelskarte ist in Abbildung 4.7 (rechts) gezeigt. Die Anpassung einer Normalverteilung ergibt einen Schwerpunkt bei einer Signifikanz von  $\mu = 0.041 \pm 0.031$  und eine Breite der Verteilung von  $\sigma = 0.998 \pm 0.024$ . Dieses Ergebnis entspricht der Erwartung für eine quellfreie Himmelskarte und zeigt, dass sowohl der Datensatz als auch die Analyse von keinen bedeutenden systematischen Effekten betroffen sind. Eine entsprechende Betrachtung von Himmelskarte und Signifikanzverteilung basierend auf dem Template-Untergrund liefert vergleichbare Resultate.

Der kleine Überschuss etwa 20 Bogensekunden südwestlich von Arp 220 wurde dennoch einer weiteren Betrachtung unterzogen, denn er findet sich auch in einer mit dem Template-Untergrund-Verfahren erstellten Himmelskarte. Eine Abschätzung des Schwerpunktes<sup>6</sup> mit Hilfe der im Anhang C.2 beschriebenen Bildanalyse lieferte eine Position von  $(RA, Dec)_{J2000} = (15^h 33^m 58.04^s, +23^\circ 15' 42.53'')$ , weshalb der Kandidat hier vorläufig unter der Bezeichnung HESS<sub>Cand</sub> J1533+231 geführt wird. Eine daraufhin durchgeführte Punktquellenanalyse mit den Standard-Selektionsschnitten ergab für diese Position eine Anzahl von Ereignissen aus der Signalregion von  $N_{\text{on}} = 388$  und aus den Untergrundregionen von  $N_{\text{off}} = 3494$  bei einem  $\alpha$ -Faktor von  $\alpha = 1/11$ . Der Überschuss berechnet sich damit zu  $N_\gamma = 70.4 \pm 20.4$  und weist eine statistische Signifikanz nach Li & Ma (1983) von  $S_{\text{dc}} = 3.6$  Standardabweichungen auf. Unter Berücksichtigung der Anzahl der Versuche von  $40^2$  (Anzahl der Bins

<sup>6</sup>Da der Überschuss in der Himmelskarte unkorrelierter Einträge zu klein ausfällt, erfolgte die Abschätzung anhand der weichgezeichneten Himmelskarte, und zwar mit dem Template-Untergrund.

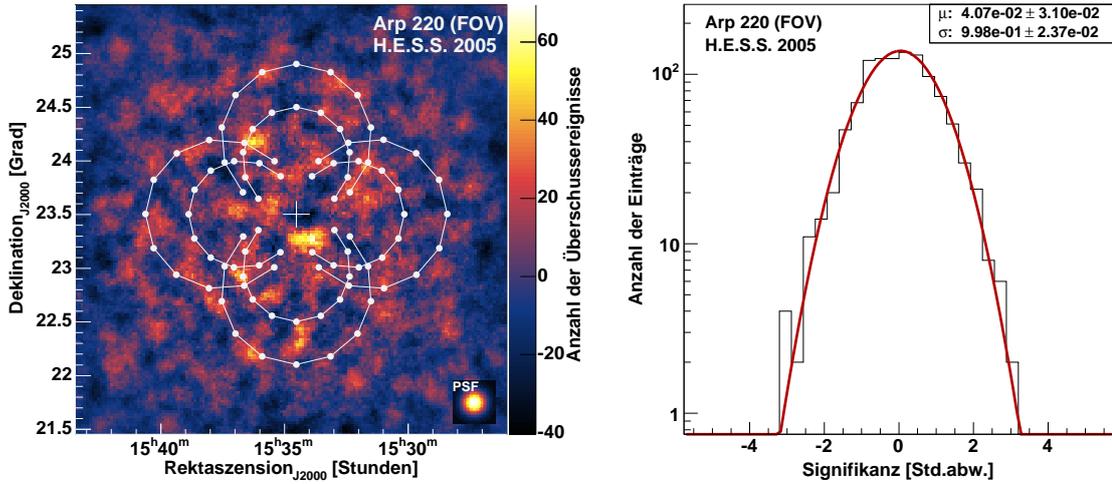


ABBILDUNG 4.7: Himmelskarte der Überschussereignisse um Arp 220 und Signifikanzverteilung aus den H.E.S.S.-Beobachtungen. Der Untergrund wurde mittels des Ring-Verfahrens bestimmt. *Links*: Himmelskarte der Überschussereignisse um Arp 220, deren Position mit einem + markiert ist. Die Einträge sind mit einem Oversampling-Radius von  $0.1^\circ$  weichgezeichnet, was in etwa der Abbildungsfunktion des Detektors entspricht. Die Positionen der gespiegelten Untergrundregionen für die  $\theta^2$ -Analyse sind mit durch Linien verbundene Punkte gekennzeichnet. Die Zentren der offenen Ringe spiegeln dabei die Wobble-Positionen (alternierend in  $\pm$ RA und  $\pm$ Dec) wider, deren Versatz im Laufe der Beobachtungen von  $0.5^\circ$  auf  $0.7^\circ$  geändert wurde. Rechts unten ist zudem die Abbildungsfunktion (PSF) der Richtungsrekonstruktion für den gegebenen Datensatz zu sehen, und zwar ebenfalls weichgezeichnet. *Rechts*: Verteilung der Einträge aus der hier nicht gezeigten Himmelskarte unkorrelierter Signifikanzen um Arp 220 mit Anpassung einer Normalverteilung.

der Himmelskarte unkorrelierter Einträge) reduziert sich die Signifikanz jedoch auf einen PT-Wert (nach engl. *post-trial*) von  $S_{dc}^{PT} = 0.9\sigma$ . Bemerkenswert ist allerdings, dass der kumulative Überschuss im Rahmen der Fehler stetig mit der kumulativen Anzahl der Untergrundereignisse wächst. Dieses ist ein Indiz für ein eher konstantes Signal, denn für eine Fluktuation wird ein kontinuierlich wachsender Überschuss nicht erwartet. Unter der Annahme, dass es sich bei HESS<sub>Cand</sub> J1533+231 tatsächlich um eine Quelle handelt, ergibt sich ein integraler Fluss oberhalb einer Energie von 1 TeV von  $F(> 1 \text{ TeV}) = (2.2 \pm 1.3) \cdot 10^{-13} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bzw. 10 mCrab, wobei die nächteweise Lichtkurve mit einem konstanten Fluss kompatibel ist ( $\chi^2/\text{d.o.f.} = 4.4/6$ ); die statistischen Fehler sind allerdings auch entsprechend groß. Eine Suche in bekannten Verzeichnissen galaktischer und extragalaktischer Objekte lieferte jedoch keinen offensichtlichen Kandidaten für eine Quelle sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung in der Nähe der untersuchten Position. Auch zusätzlich durchgeführte Analysen mit weichen und harten Selektionsschnitten ergaben keinen Hinweis auf ein tatsächliches Vorhandensein einer Quelle; in beiden Fällen verringerte sich die statistische Signifikanz, bei der Anwendung von harten Schnitten sogar deutlich. Aller Wahrscheinlichkeit nach handelt es sich bei dem kleinen Überschuss südwestlich von Arp 220 demnach um eine Fluktuation. Sollte Arp 220 nachbeobachtet werden – was derzeit allerdings als wenig wahrscheinlich angesehen werden kann –, so könnte sich eine besondere Beachtung von HESS<sub>Cand</sub> J1533+231 dennoch als lohnend erweisen.

## Kapitel 5

# Zusammenfassung und Ausblick

Die H.E.S.S.-Kollaboration betreibt im Khomas-Hochland in Namibia das derzeit leistungsfähigste Instrument zum Nachweis kosmischer  $\gamma$ -Strahlung mit Energien oberhalb von etwa 100 GeV. Das H.E.S.S.-Teleskopsystem besteht aus vier zu einem stereoskopischen Verbund zusammengeschalteten Cherenkov-Teleskopen der 13 m-Klasse. Jedes der Teleskope verfügt über einen 107 m<sup>2</sup> große Davies-Cotton-Reflektor, welcher sich aus 380 runden Spiegelfacetten aus beschichtetem Glas konstituiert. Die Spiegelfacetten müssen hierbei sehr genau ausgerichtet sein, um eine gute Abbildungsleistung der Reflektoren zu gewährleisten. Erstmals in der Cherenkov-Astronomie wurde für die H.E.S.S.-Teleskope dazu ein automatisiertes System konzipiert, welches auf der Abbildung von Sternlicht basiert. Die Bewegungen der motorisch verstellbaren Spiegelfacetten können dabei anhand individueller Abbilder des verwendeten Sterns direkt in der Fokalebene erfasst werden, was eine sukzessive Positionierung aller Facetten ermöglicht. Dieses Verfahren bietet u.a. den Vorteil, die Reflektoren im Arbeitsbereich der Teleskope justieren und dabei die Abbildungsfunktion permanent überwachen zu können.

Bei achsenparalleler Abbildung ergibt sich für die resultierende Abbildungsfunktion der H.E.S.S.-Reflektoren ein 80%-Umschließungsradius von  $r_{80\%} = 0.40$  mrad, was mehr als einen Faktor zwei unterhalb der Spezifikation liegt; im Vergleich zu der Pixelgröße der Cherenkov-Kameras mit einem entsprechenden Wert von 1.3 mrad ist dies sogar um mehr als einen Faktor drei kleiner. Die Breite der Abbildungsfunktion als Funktion des Winkelabstandes zur optischen Achse ist für alle Teleskope im Rahmen der Fehler identisch. Der 80%-Umschließungsradius übersteigt erst bei etwa 1.7° Achsenferne den entsprechenden Wert für die Pixelbreite. Zudem stimmt der Verlauf sehr gut mit Ergebnissen aus der Detektorsimulation überein. Dies zeigt, dass das optische System der H.E.S.S.-Teleskope wohlverstanden ist und dass die Simulationsparameter eine adäquate Beschreibung der Abbildungseigenschaften gewährleisten.

Darüber hinaus ist es mit dem Justiersystem möglich, die elevationsabhängige Deformation der Reflektoren im Detail (d.h. ortsabhängig) zu studieren. Entsprechende Untersuchungen haben gezeigt, dass die Breite der Abbildungsfunktion im Arbeitsbereich der Teleskope nur wenig variiert und bis hinunter zu einer Elevation von etwa 10° unterhalb des geforderten Wertes verbleibt. Zudem verhalten sich alle vier Teleskope sehr ähnlich. Die Steifigkeit der Teleskopkonstruktion ist demnach ausgezeichnet, und elevationsabhängige Verformungen sind nahezu vollständig reversibel. Langzeitstudien der Abbildungsfunktion haben zudem ergeben, dass die Teleskopkonstruktion nur

sehr wenig irreversiblen Verformungen unterworfen ist. Die jährliche Verbreiterungsrate des 80%-Umschließungsradius bewegt sich bei den vier Teleskopen im Bereich von 0.014 bis 0.041 mrad a<sup>-1</sup>, also maximal etwa 10% bezogen auf die Ausgangsbreite. Demnach wird die Abbildungsfunktion aller Teleskope im primären Arbeitsbereich selbst ohne Rejustierung voraussichtlich auch nach zehn Jahren noch unterhalb der Spezifikation liegen.

Das Gesamtsystem zur Justierung der Spiegelfacetten der H.E.S.S.-Teleskope bestehend aus Spiegelmechanik, Steuerungselektronik, Justieralgorithmen und Analysesoftware hat sich als erfolgreich und zuverlässig erwiesen. Bedingt durch die exzellente Justiergenauigkeit und die ausgezeichnete Stabilität der Teleskopkonstruktion kann hiermit reproduzierbar eine außerordentlich gute Abbildungsleistung der Reflektoren gewährleistet werden. Für das geplante H.E.S.S.-II-Teleskop – ein sehr großes Cherenkov-Teleskop mit 600 m<sup>2</sup> Spiegelfläche – wird deshalb auch konsequent auf das bestehende Verfahren gesetzt (s. Anhang E). Sämtliche Komponenten der Spiegeljustierung werden dabei allerdings einem Optimierungsprozess unterzogen, um kleine Unzulänglichkeiten beheben und neue technologische Möglichkeiten ausschöpfen zu können.

Ferner wurden in der vorliegenden Arbeit Beobachtungen der ultraleuchtkräftigen Infrarot-Galaxie Arp 220 mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem analysiert und ausgewertet. Starburst-Galaxien, wozu auch (ultra-)leuchtkräftige Infrarot-Galaxien zu zählen sind, werden neben den bereits etablierten extragalaktischen Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung seit längerem als weitere Quellen diskutiert. Bislang ist hierfür allerdings kein zweifelsfreier Nachweis geglückt, weshalb ein Fortschritt auf diesem Gebiet von besonderem Interesse wäre. Die H.E.S.S.-Kollaboration hat Arp 220 im Mai/Juni 2005 für etwa 16 Stunden beobachtet, wovon nach Qualitätsschnitten auf die Daten eine effektive Beobachtungszeit von 14.1 Stunden verblieb. Mit den vorliegenden Daten konnte Arp 220 jedoch nicht als Quelle sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung nachgewiesen werden. Für den integralen Fluss oberhalb einer Energie von 1 TeV wurde eine obere Grenze von  $F_\gamma(> 1 \text{ TeV}) \leq 3.3 \cdot 10^{-13} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ermittelt, was bereits unterhalb erster Flussvorhersagen für Arp 220 liegt. Jüngste Berechnungen mit einem revidierten Modell korrigieren die Vorhersage aber um fast eine Größenordnung auf nunmehr  $F_\gamma(> 1 \text{ TeV}) \simeq 8 \cdot 10^{-14} \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  nach unten.

Es sind durchaus weitere Zweifel an der Parametrisierung oder sogar dem Modell selbst angebracht, welche eine noch bestehende Überschätzung der Flüsse nahelegen. Zum einen gibt es Hinweise, dass sowohl die Sternentstehungsrate als auch die Supernovarate für Arp 220 deutlich niedriger ausfallen könnten als angenommen. Die gewählten Werte für die Modellierung liegen hier jeweils am oberen, d.h. optimistischen Ende der diskutierten Bereiche. Zum anderen wurde eine auf dem selben Modell basierende Flussvorhersage für die Starburst-Galaxie NGC 253 (Domingo-Santamaría & Torres 2005) mittlerweile von der H.E.S.S.-Kollaboration widerlegt (Beilicke *et al.* 2006). Sollte sich herausstellen, dass grundlegende Korrekturen am Modell nötig sind, um diesem Ergebnis Rechnung zu tragen, so würden diese ggf. auch die Modellierung von Arp 220 betreffen. In der Folge wären dann voraussichtlich noch niedrigere Flussvorhersagen zu erwarten. Um den derzeit vorhergesagten Fluss von Arp 220 mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem bei der gegebenen Kulmination signifikant nachweisen zu können, wäre eine Beobachtungszeit von etwa 400 Stunden nötig. Ein derartiges Unterfangen ist bei dem gegenwärtigen Stand der theoretischen Modelle kaum zu rechtfertigen und wird derzeit auch nicht diskutiert.

# Anhang A

## Weitere potentielle Justiersterne

In Tabelle A.1 werden einige Sterne aufgelistet, die zwar nicht in die Auswahl der Justiersterne in Kapitel 3.1.5.4 aufgenommen wurden, jedoch bei Bedarf grundsätzlich dafür in Frage kommen. Kategorie B benennt Sterne, die die Anforderungen formal

TABELLE A.1: Justiersterne der Kategorien B und C.

<i>Kategorie</i>	
<i>B</i>	<i>C</i>
HIP 100751	HIP 112122
HIP 33579	HIP 3419
HIP 27989	HIP 27366
HIP 37279	HIP 26311
	HIP 26727
	HIP 30324
	HIP 25336
	HIP 34444
	HIP 39953
	HIP 42913
	HIP 68933
	HIP 61084
	HIP 85927
	HIP 86228
	HIP 90185
	HIP 92855

zwar erfüllen, jedoch in der Nähe deutlich besser geeigneter Sterne liegen. Zur Kategorie C gehören Sterne, die eine der Anforderungen nur knapp verfehlen und somit in Erwägung gezogen werden können, sofern eventuell eintretende Umstände dies erforderlich machen.

Bis zur Niederschrift dieser Arbeit wurde allerdings mit keinem dieser Sterne eine Spiegeljustierung vorgenommen.



## Anhang B

# Ungenauigkeit der Schwerpunktbestimmung bei der Spiegeljustierung

Wie in Kapitel 3.2.5.1 dargelegt, bestimmt der Parameter `MIRROR_ALIGN_RANDOM_Angle` die mittlere Justierengenauigkeit der Spiegelfacetten in der Detektorsimulation `sim_hessarray`. Den bedeutendsten Einfluss auf die Justierengenauigkeit hat dabei die Bestimmung der Schwerpunkte der Einzellichtflecken bei der Feinjustierung. Dieser Beitrag wurde wie folgt abgeschätzt:

Es wurden drei die Gesamtpopulation repräsentierende Spiegel von CT02 jeweils auf zehn Positionen innerhalb des Bereichs zur Bestimmung der Transformationsmatrix gefahren und die von der Bildanalyse bestimmten Positionen ausgegeben. An diese Positionen wurden jeweils Geraden angepasst und die Fehler bestimmt. Der jeweilige Fehler setzt sich zusammen aus Ungenauigkeiten bei der Schwerpunktbestimmung und dem Spiel der Aktuatoren; letztgenannter Beitrag ist aber vergleichsweise gering und wird deshalb hier vernachlässigt (vgl. Abb. 3.8 und Bernlöhr *et al.* (2003)). Prinzipiell wäre es möglich gewesen, diese Prozedur mit sehr vielen oder vielmehr allen Spiegeln des Teleskops durchzuführen, um einen gut bestimmten mittleren Fehler auf die Schwerpunktbestimmung zu erhalten. Der Aufwand wäre allerdings immens gewesen und hätte in keinem Verhältnis zu der Bedeutung dieser Untersuchung gestanden.

Es wurde deshalb eine alternative Methode untersucht. Dazu wurden die Differenzen zwischen den von zwei verschiedenen Algorithmen ermittelten Schwerpunkten aller Einzellichtflecke aus den Justierbildern von CT02 bestimmt. Dabei kam als der zu untersuchende Algorithmus der in der Justierung verwendete zur Anwendung; und zwar mitsamt allen Filterungsprozessen und der Differenzbildanalyse (vgl. Kap. 3.1.5.1). Als Referenz für die Positionen diente der in Anhang C.2 beschriebene iterative Algorithmus, der auf der Analyse der ungefilterten Originalbilder basiert. Die Verteilung aller Differenzen hat eine mittlere quadratische Abweichung von 0.85 Pixeln (mit dem 180mm-Objektiv) bzw. 0.041 mrad in der Fokalebene. Annahme hierbei: Die Fehler auf die durch den aufwendigen iterativen Algorithmus bestimmten Schwerpunktpositionen sind deutlich kleiner als die, welche aus der Bildanalyse bei der Justierung resultieren. Die mittlere quadratische Abweichung kann unter dieser Annahme dann zur Skalierung herangezogen werden. Dazu ist es allerdings notwendig, die Differenzen der beiden Algorithmen zu den tatsächlichen Fehlern in Beziehung zu set-

zen.

Deshalb wurden für die oben genannten Testbilder mit den drei ausgewählten Spiegelfacetten ebenfalls die Differenzen der beiden Algorithmen bestimmt. Die resultierenden Werte sind zwar dem Betrag nach niedriger als die tatsächlichen Fehler, sie skalieren aber einigermaßen gut mit dem Fehler aus der Anpassung. Für die Skalierung wurde auf den kleinsten Faktor (2) der drei Messreihen zurückgegriffen, um eine eher vorsichtige Abschätzung zu erhalten. Hiermit ergibt sich für die Bestimmung der Schwerpunktpositionen eine mittlere quadratische Abweichung von 0.082 mrad in der Fokalebene. Annahme hierbei: Die Verteilung der Algorithmenunterschiede entspricht bis auf einen Skalierungsfaktor der tatsächlichen Verteilung der Fehler.

Um aus dem Fehler der Schwerpunktbestimmung den für die gesamte Justierprozedur zu erhalten, wurde abschließend eine Fehlerrechnung für die Berechnung der Justierposition aus den Schwerpunktpositionen durchgeführt. Der mittlere quadratische Fehler für die Prozedur ist hiernach um einen Faktor 1.22 größer als der aus der Schwerpunktbestimmung.

Diese recht grobe Abschätzung liefert einen mittleren quadratischen Fehler von 0.10 mrad für die Justierprozedur aufgrund von Ungenauigkeiten bei der Schwerpunktbestimmung.

## Anhang C

# Abbildungsfunktion

Wie bereits im Hauptteil beschrieben, ist das wichtigste Maß zur Charakterisierung der Güte einer Optik die sogenannte *Abbildungs-*, oder auch *Punktbildfunktion*. Um den eigentlichen Gegenstand des ersten Hauptteils nicht zu weit zu verlassen, wurde das Konzept der Abbildungsfunktion dort nur kurz vorgestellt. Da dieses jedoch fundamentalen Charakter für die vorliegende Arbeit hat, soll an dieser Stelle eine eingehendere Betrachtung erfolgen.

Zunächst wird im Folgenden auf die mathematischen Aspekte eingegangen, um eine Grundlage für die im Anschluss daran vorgestellten Berechnungsverfahren und Algorithmen zur Bestimmung der relevanten Größen zu liefern. Den Abschluss dieser Betrachtungen bildet eine Untersuchung der statistischen und systematischen Fehler der im Rahmen dieser Arbeit erstellten Analyseverfahren anhand verschiedener simulierter Lichtverteilungen.

### C.1 Mathematische Betrachtung

Eine mathematische Definition der Abbildungsfunktion kann wie folgt formuliert werden:

Die Abbildungsfunktion einer Optik ist diejenige Dichteverteilung  $\rho$ , mit der die Intensitätsverteilung des Eingangssignals  $p_{\text{Objekt}}$  zu falten ist, um die resultierende Intensitätsverteilung  $p_{\text{Bild}}$  zu erhalten bzw. zu reproduzieren.

Sie liefert also eine mathematische Beschreibung aller kumulierten Abbildungsfehler (*Aberration*) der verwendeten Optik. Die Dimension der Verteilungsfunktion  $\rho$  ist im vorliegenden Fall zweidimensional:<sup>1</sup>

$$p_{\text{Bild}}(x, y) = \int \int p_{\text{Objekt}}(x', y') \rho(x - x', y - y') dx' dy' \quad (\text{C.1})$$

Zudem ist die Abbildungsfunktion im allgemeinen sowohl eine Funktion des Ortes des Signals in der Fokalebene als auch der Wellenlänge, also  $\rho(x', y', \lambda | x, y)$ . Da die Wellenlängenabhängigkeit (*chromatische Aberration*) im vorliegenden Fall aber wesentlich kleinere Abbildungsfehler hervorruft als durch geometrische Effekte (*sphärische*

---

<sup>1</sup>Wird zudem der zeitliche Verlauf des Signals erfasst, könnte dies mathematisch durchaus als weitere Dimension der Abbildungsfunktion eingeführt werden.

*Aberration, Koma, Astigmatismus* u.a.) aufgrund der gewählten Reflektorkonfiguration entstehen, wird sie hier vollständig vernachlässigt. Der für die Reflektoren der H-E-S-Teleskope bedeutendste Abbildungsfehler resultiert in einer Mitte-Rand-Variation; die Abbildungsleistung verschlechtert sich mit zunehmender Achsenferne des Eingangssignals. Dies ist auf das im Vergleich zu optischen Teleskopen große Gesichtsfeld bei relativ großem Öffnungsverhältnis und das Fehlen von optischen Korrektur-elementen zurückzuführen.

Die alternative Bezeichnung *Punktbildfunktion* folgt der allgemein verwendeten Methode, die Abbildungsfunktion zu vermessen. Hierbei wird ein punktförmiges Objekt (u.U. monochromatisch) abgebildet. Die dabei in der Fokalebene entstehende Intensitätsverteilung ist – geeignet normiert – direkt die Abbildungsfunktion der Optik für den entsprechenden Punkt  $(x', y')$  in der Fokalebene. Es wird hier also die Näherung  $p_{\text{Signal}}(x', y') \simeq \delta(x', y')$  verwendet, mit der sich die Gleichung (C.1) zu

$$p_{\text{Bild}}(x, y) \simeq \int \int \delta(x', y') \rho(x - x', y - y') dx' dy' = \rho(x, y) \quad (\text{C.2})$$

vereinfachen lässt. Für nachfolgende Betrachtungen sei die Abbildungsfunktion  $\rho(x, y)$  als normiert,  $\int \int \rho dx dy = 1$ , und zentriert,  $\int \int (x, y) \rho dx dy = (0, 0)$ , vorausgesetzt.

Da eine zweidimensionale Verteilungsfunktion  $\rho(x, y)$  für den Gebrauch etwas unhandlich ist, werden meist skalare charakteristische Größen angegeben, die auch häufig *Breiten* der Abbildungsfunktion genannt werden. Ist die Verteilungsfunktion frei von langen Ausläufern und ist das Signal-Rausch-Verhältnis hinreichend gut, so sind dies meist die mittleren quadratischen Breiten  $\sigma_{x,y}$  der auf die Symmetrieachsen  $x$  und  $y$  projizierten Abbildungsfunktion:<sup>2</sup>

$$(\sigma_x, \sigma_y) = \left( \int \int x^2 \rho(x, y) dx dy, \int \int y^2 \rho(x, y) dx dy \right) \quad (\text{C.3})$$

Diese sind jedoch zum einen empfindlich auf ein schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis bzw. auf nicht gut vom Untergrund separierter Signalregionen. Denn die Integrale divergieren, wenn die (gemessene) Dichte  $\rho$  bei zunehmendem  $x^2$  bzw.  $y^2$  nicht vollständig verschwindet. Zum anderen resultieren bereits kleine aber lange Ausläufer in der Verteilung in vergleichsweise großen Werten für die Breiten, selbst bei ansonsten gut kollimierten Profilen.

Liegen solche Verhältnisse vor, so wird in diesen Fällen häufig auf sogenannte *Umschließungskreise* oder vielmehr deren *Radien* zurückgegriffen. Dabei handelt es sich um diejenigen Radien – meist bezogen auf den Schwerpunkt der Verteilung, alternativ aber auch jeden anderen ausgezeichneten Punkt, wie beispielsweise die Position des Maximums –, innerhalb derer sich bestimmte Anteile der Gesamtdichte befinden. So gibt beispielsweise der 80%-Umschließungsradius  $r_{80\%}$  den Radius an, bei dem sich 80% der Gesamtintensität der Verteilung innerhalb des entsprechenden Kreises um den Schwerpunkt befinden.

Für die nähere Betrachtung der Umschließungsradien ist eine Darstellung der Abbildungsfunktion in Polarkoordinaten  $(r, \phi)$  mit dem Schwerpunkt bei  $r = 0$  besser geeignet. Der Umschließungsradius  $r_f$ , der bezogen auf den Schwerpunkt den Anteil  $f$

<sup>2</sup>Da es sich bei der Intensitätsfaltung nicht um einen statischen Effekt handelt, wird zur Abgrenzung hier von mittleren quadratischen *Breiten* und nicht von *Abweichungen* bzw. *Fehlern* gesprochen. Aufgrund der mathematischen Äquivalenz von Wahrscheinlichkeits- und Intensitätsverteilungen bezeichnet beides die *Quadratwurzel der zweiten zentralen Momente*.

an der (normierten) Gesamtdichte  $I$  umschließt, ist dann durch die Gleichung

$$I_f = \int_0^{r_f} \int_0^{2\pi} \rho(r, \phi) r dr d\phi \quad \text{mit} \quad \text{Def}(I_f) = [0, 1] \quad (\text{C.4})$$

definiert, die für eine gegebene Dichteverteilung  $\rho(r, \phi)$  nach  $r_f$  aufzulösen ist. Während sich die mittleren quadratischen Breiten für viele synthetische Verteilungen noch analytisch bestimmen lassen, ist für die Ermittlung eines gewählten Umschließungsradius häufig ein numerisches Vorgehen nötig. Für gemessene Verteilungen bedeutet dies, dass während sich die mittleren quadratischen Breiten durch einfache Summation berechnen lassen, die Umschließungsradien nur durch iterative Verfahren mit hinreichender Genauigkeit zu ermitteln sind. Ein weiterer Nachteil der Umschließungsradien ist, dass sich mit ihnen keine Asymmetrien in der Abbildungsfunktion quantifizieren lassen.

Wird die Dichteverteilung in Polarkoordinaten,  $\rho(r, \phi)$ , um den Polarwinkel  $\phi$  integriert, so ergibt sich die häufig betrachtete radiale Dichteverteilung

$$\rho(r) = \int_0^{2\pi} \rho(r, \phi) r d\phi \quad , \quad (\text{C.5})$$

deren mittlere quadratische Breite  $\sigma_{2d}$  (bezogen auf den Punkt  $r = 0$ ) durch

$$\sigma_{2d} = \int r^2 \rho(r) dr \quad (\text{C.6})$$

gegeben ist.

Abschließend seien noch einige Beziehungen zwischen mittleren quadratischen Breiten und ausgesuchten Umschließungsradien für eine symmetrisch normalverteilte Abbildungsfunktion angegeben. Die zweidimensionale Normalverteilung mit Schwerpunkt bei  $(s_x, s_y)$  ist durch

$$\rho(x, y) = \frac{1}{2\pi \sigma_x \sigma_y} e^{-\frac{(x-s_x)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y-s_y)^2}{2\sigma_y^2}} \quad (\text{C.7})$$

definiert. Durch die Forderung nach Rotationssymmetrie, d.h.  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$ , kann sie leicht in Polarkoordinaten  $(r, \phi)$  transformiert werden, wobei der Ursprung ( $r = 0$ ) so zu wählen ist, dass er mit dem Schwerpunkt zusammenfällt. Damit ist die Verteilung unabhängig vom Polarwinkel  $\phi$  und ergibt sich zu

$$\rho(r) = \frac{r}{\sigma^2} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad . \quad (\text{C.8})$$

Anhand dieser Darstellung lassen sich durch geeignete Integration leicht die folgenden Beziehungen analytisch bestimmen:

$$\begin{aligned} r_{39.3\%} &\simeq r_{(1-1/\sqrt{e})} = \sigma = 1.00 \sigma \\ r_{60\%} &= \sqrt{2 \ln(5/2)} \sigma \simeq 1.35 \sigma \\ r_{63.2\%} &\simeq r_{(1-1/e)} = \sqrt{2} \sigma \simeq 1.41 \sigma \\ r_{80\%} &= \sqrt{2 \ln(5)} \sigma \simeq 1.79 \sigma \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

## C.2 Bildanalyse zur Bestimmung der Objektparameter

Für die Analyse der Lichtverteilungen in der Fokalebene, welche entweder mit den LidCCD-Kameras aufgenommen oder aber aus Simulationen gewonnen werden, wurde ein dedizierter Algorithmus entwickelt, der speziell auf die Verhältnisse der vorliegenden CCD-Bilder abgestimmt ist. Anfangs wurde jedoch zunächst untersucht, inwiefern die von der *eclipse*-Bibliothek (Devillard 1997) zur Verfügung gestellten Berechnungsverfahren hierfür geeignet sind. Schnell hat sich dabei herausgestellt, dass weder die Zuverlässigkeit noch die erreichte Genauigkeit den Anforderungen entspricht.

Der nachfolgend beschriebene Algorithmus *SpotExtraction* fußt auf den zwei Annahmen oder vielmehr den tatsächlich beobachteten Gegebenheiten, dass

1. die zu untersuchende Lichtverteilung kompakt und hinreichend gut von sekundären Objekten im CCD-Bild abgegrenzt ist, und
2. der Untergrund in der Umgebung der Lichtverteilung näherungsweise homogen um den Mittelwert normalverteilt ist.

Diese beiden Voraussetzungen sind in ihrer Konsequenz bereits so stark, dass keine weiteren Annahmen über die Verteilung nötig sind. Allen darauf aufbauenden Verfahren und Berechnungen liegen nur noch die Pixelintensitäten zugrunde. Diese sollten demnach aber im wesentlichen frei von Verfälschungen sein. Zu viele defekte Pixel – es wird in diesem Zusammenhang von *toten* und *heißen* Pixeln gesprochen – und eine mangelnde Homogenität der Pixelempfindlichkeiten müssen im Vorfeld bereinigt werden. Für die Bilder der LidCCD-Kameras ist dies jedoch nicht nötig (vgl. Abb. 3.13).

Für die Berechnungen der Objektparameter und der Fehler auf diese Werte werden alle eingehenden Größen als statistisch unabhängig betrachtet. Dies ist strenggenommen nicht gültig, da sämtliche Informationen ausschließlich aus den Pixelintensitäten gewonnen werden, die abgeleiteten Größen damit also einen gemeinsamen Ursprung haben. So ist beispielsweise der Fehler auf die Gesamtintensität korreliert mit dem Fehler auf die einzelnen Pixelintensitäten, wird aber in den Berechnungen als unabhängig betrachtet. Für den vorliegenden Zweck ist diese Vereinfachung angemessen, denn die Korrekturen sind, wie noch zu sehen sein wird, klein im Vergleich zu den systematischen Unsicherheiten. Des Weiteren ist zu beachten, dass nachfolgend die mittleren quadratischen Breiten mit  $b$  bezeichnet werden, während das Symbol  $\sigma$  generell für die Fehler auf die ermittelten Größen reserviert ist.

Der Algorithmus *SpotExtraction* wurde im Rahmen der Entwicklung des Programms *macsSpotAnalysis* zur Analyse von CCD-Bildern implementiert, welches zum Zeitpunkt der Niederschrift dieser Arbeit in Version 6.9.7 vorliegt.

### C.2.1 Algorithmus *SpotExtraction*

Der Algorithmus *SpotExtraction* gliedert sich in folgende Schritte, die im Weiteren eingehender betrachtet werden:

1. Auffindung aller im Bild enthaltenen Objekte sowie grobe Bestimmung einiger Objektparameter (Schwerpunkt, Intensität und Ausdehnung). Sortierung der Objekte nach Relevanz, und Abarbeitung der ersten  $n$  (wählbar) Objekte durch nachfolgende Schritte.

2. Iterative Extraktion der zum Objekt gehörenden Pixel.
  - (a) Bestimmung des mittleren Untergrundniveaus in der Umgebung des Objektes sowie der Schwankungsbreite der Untergrundverteilung (nur für die ersten zwei Iterationen).
  - (b) Bestimmung der zum Objekt gehörenden Pixelmenge und damit Abgrenzung zur Umgebung.
  - (c) Bestimmung des Schwerpunktes der resultierenden Pixelmenge.
  - (d) Betrachtung der Distanz zwischen dem Ausgangsschwerpunkt und dem neu berechneten. Vergleich mit Schwellenwert (wählbar). Gegebenenfalls weitere Iteration mit neuem Schwerpunkt als Ausgangswert.
3. Berechnung der Objektparameter und – soweit möglich – der statistischen Fehler.
4. Ausgabe der Resultate auf vielfältige Weise (Text, Objektbild, Residualbild, ROOT-Dateien etc.).

Für die Objekterkennung und die rudimentäre Erstbestimmung der Objektparameter wie Schwerpunkt, Intensität und Ausdehnung wird auf die entsprechenden Funktionen der *eclipse*-Bibliothek zurückgegriffen (vgl. Kap. 3.1.5.1). Anschließend werden alle erkannten Objekte mit der Gewichtung nach Gleichung (3.8) sortiert, und die so entstandene Prioritätsliste sequentiell abgearbeitet. Dabei beschränkt eine wählbare Einstellung die maximale Anzahl der Objekte.

### C.2.1.1 Bestimmung des Untergrundes

Wesentlich für eine gute Abgrenzung der Signal- von der Untergrundregion ist eine möglichst genaue Bestimmung des mittleren Untergrundniveaus. Wie weiter unten zu sehen sein wird, ist zudem die Ermittlung der Schwankungsbreite der Untergrundverteilung die entscheidende Voraussetzung für eine verbesserte Erkennung von Bereichen ohne Signalbeitrag.

Schwerpunkt und Ausdehnung des zu untersuchenden Objektes werden dazu genutzt, einen kreisförmigen Bereich um den Schwerpunkt zu definieren, für den eine Bestimmung des Untergrundes durchgeführt wird. Dabei wird die Objektausdehnung, d.h. der Radius bezogen auf den Schwerpunkt, mit einem empirisch bestimmten Faktor multipliziert, um eine im Vergleich zur Signalregion großzügige Fläche zu erhalten. Wahlweise kann zudem die Signalregion vom Bereich ausgeschlossen werden (dazu später mehr). Von sämtlichen Pixeleinträgen in diesem Bereich wird daraufhin eine Häufigkeitsverteilung angefertigt, und an diese anschließend eine Normalverteilung mit variablem Mittelwert und variabler Breite angepasst. Hier wird auf die Annahme zurückgegriffen, dass der Untergrund in der unmittelbaren Umgebung als homogen und normalverteilt angesehen werden kann. Der Mittelwert definiert in den weiteren Berechnungen das Untergrundniveau  $u$  und die Breite  $\sigma_u$  den Fehler auf diesen Wert für jede Pixelintensität. Anzumerken ist hier, dass das Untergrundniveau in der Regel durch einen konstanten Sockelwert (*Bias*) dominiert wird. So liegt dieser bei den verwendeten CCD-Kameras typischerweise um 4000 Einträge, während der Rauschanteil in Bildern ohne Mondlicht durch eine vergleichsweise geringe Schwankungsbreite von etwa 10 Einträgen definiert ist.

Die Bestimmung des Untergrundes in der Umgebung des Objektes ist im ersten Durchgang nur als Abschätzung gedacht, wobei die Berechnung so durchgeführt wird, dass es eher zu einer Überschätzung des mittleren Niveaus kommt. Dies geschieht, um eine möglichst kompakte Abschätzung für die Ausdehnung der Signalregion zu bekommen. Dazu wird in diesem Durchgang die Signalregion nicht vom Untergrundbereich ausgeschlossen. Die Verteilung wird dadurch leicht zu höheren Pixeleinträgen verschoben und erhält auf dieser Seite zudem einen längeren Ausläufer. Die Anpassung der Normalverteilung liefert deshalb ein leicht höheres Untergrundniveau und eine leicht größere Breite, was in der Extraktionsroutine (s.u.) dazu führt, dass das Signal auf Bereiche mit deutlich über dem Untergrund liegendem Niveau eingegrenzt wird. So ergibt sich für alle weiteren Berechnungen eine kompakte Abschätzung der Signalausdehnung.

Für den zweiten Durchgang wird die Signalregion dagegen vom Untergrundbereich ausgeschlossen. Da nun eine kompakte Abschätzung für die Ausdehnung vorliegt, kann der Untergrundbereich so eingegrenzt werden, dass auf der einen Seite die Statistik hinreichend gut, auf der anderen aber der Bereich nicht zu groß ist. Hierdurch wird nur die unmittelbare Umgebung des Objektes zur Bestimmung des Untergrundes herangezogen, und somit die Gefahr minimiert, sekundäre Lichtverteilungen ungewollt mit einzubeziehen.

In weiteren Iterationen wird der Untergrund nicht noch einmal neu bestimmt, da bereits geringe Fluktuationen in der Ausdehnung dazu führen, dass sich das Untergrundniveau ebenfalls leicht ändert. Dadurch würden Randzonen mit Intensitäten nahe der Schwelle in der weiter unten beschriebenen Eingrenzung der Signalregion mal zum Untergrund und mal zum Signal gezählt werden, was letztlich verhindern würde, dass der Prozess konvergiert.

### C.2.1.2 Iterative Extraktion des Objektes

Ziel der Extraktionsroutine ist es, diejenigen Bildpixel zu ermitteln, in denen ein Signalanteil des zu untersuchenden Objektes enthalten ist, und sie von der Umgebung abzugrenzen. Dieser Vorgang wird Segmentierung genannt. Die dazu nötigen Informationen sind – neben den Pixelwerten selbst – der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung, die Ausdehnung des Objektes und das mittlere Untergrundniveau samt Schwankungsbreite. Da allen diesen Größen zu Beginn nur grobe Abschätzungen zugrunde liegen, wird nach jedem Durchgang der Schwerpunkt der resultierenden Pixelmenge neu berechnet und mit dem Eingangswert verglichen. Übersteigt die Abweichung dabei einen festgelegten Schwellenwert (typisch  $10^{-3}$  der Pixelbreite), wird die Prozedur mit den gerade ermittelten Werten für die Eingangsgrößen Schwerpunkt und Ausdehnung (d.h. Radius) erneut durchlaufen. Dies geschieht so lange, bis entweder die Abweichung den Schwellenwert unterschreitet oder aber eine festgelegte Maximalanzahl von Iterationen (typisch zwischen 10 und 20) erreicht ist. Wie bereits erwähnt, wird der Untergrund dabei nur in den ersten beiden Iterationen bestimmt.

Anhand der Ausdehnung des Objektes im CCD-Bild wird zunächst ein großzügiger Bereich um den Schwerpunkt festgelegt, welcher die Menge der Bildpixel definiert, die in Betracht gezogen werden. Das sich nun anschließende Verfahren dient der Reduktion dieser anfänglichen Pixelmenge auf diejenigen Elemente, in denen sich ein Teil des Signals befindet. Der Bereich wird dazu ausgehend vom Schwerpunkt in Zonen unterteilt. Beginnend mit der dem Schwerpunkt nächsten Zone wird nun für

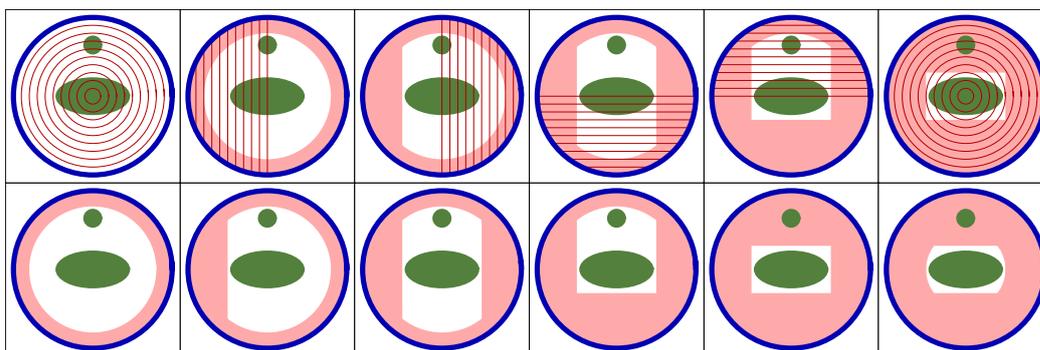


ABBILDUNG C.1: Schematische Darstellung des Verfahrens zur Extraktion eines Signalbereiches aus einem CCD-Bild. Die kreisförmige Umrandung in den Bildern definiert den anfänglich betrachteten Bereich um das ellipsenförmige Bildobjekt, welches im Zentrum liegt. Oberhalb von diesem befindet sich eine sekundäre Lichtverteilung, die es zusammen mit dem Untergrund auszuschließen gilt. Der betrachtete Bereich wird in Zonen eingeteilt, welche von jeweils zwei Linien begrenzt werden. Für diese wird ausgehend vom Schwerpunkt (Zentrum) berechnet, ob in ihnen ein Signalanteil enthalten ist. Wird eine Zone dem Untergrund zugeordnet, so wird diese sowie alle nachfolgenden von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen. Schattierte Bereiche verdeutlichen diesen Teil der anfänglichen Pixelmenge. Die Prozedur wird von links nach rechts durchlaufen. In der oberen Sequenz ist jeweils die Zoneneinteilung für die aktuelle Pixelmenge dargestellt. Die untere Sequenz zeigt jeweils das Ergebnis der darüberliegenden Betrachtung; die Pixelmenge ist um die schattierten Bereiche reduziert worden. Sie wird so immer kleiner, bis schließlich nur noch die Signalregion sowie ein kleiner Rand um diese verbleibt. Die Größenverhältnisse sind willkürlich gewählt. Anzumerken ist, dass die Analyse separat auch für die sekundäre Lichtverteilung durchgeführt werden kann; dem Programm *macsSpot-Analysis* ist dazu ein ausreichend hoher Wert für die Anzahl der zu betrachteten Bildobjekte mitzugeben.

alle nach und nach ermittelt, ob in ihnen ein Signalanteil vorhanden ist. Ist dies für eine gewisse Zone nicht gegeben, so wird diese und ebenso alle weiteren mit größerer Entfernung zum Schwerpunkt dem Untergrund zugeordnet und von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen. Hier wird ausgenutzt, dass das Objekt laut Voraussetzung kompakt ist, also nur zusammenhängende Bereiche aufweist. Diese Prozedur wird sukzessive mit insgesamt sechs Zoneneinteilungen unterschiedlicher Geometrie durchlaufen, wobei die dem Objekt zuzurechnende Pixelmenge immer weiter verkleinert wird. In Abbildung C.1 sind die einzelnen Schritte dieses Segmentierungsalgorithmus schematisch dargestellt. Dort wird anhand eines gegebenen Bildobjektes sowie einer auszuschließenden sekundären Lichtverteilung die schrittweise Eingrenzung der Signalregion durch die Zonenbetrachtung gezeigt.

Die Ermittlung, ob es sich bei einer gegebenen Zone um eine Region des Untergrundes handelt, geschieht wie folgt. Zunächst wird für jedes Bildpixel im betrachteten Bereich der vom Untergrund bereinigte Eintrag  $p_i$  durch Subtraktion des mittleren Untergrundniveaus  $u$  vom Rohpixeleintrag  $q_i$  gebildet:

$$p_i = q_i - u \quad (\text{C.10})$$

Um den Fehler auf diese Größe zu erhalten, wird der Fehler auf den Rohpixeleintrag,

$\sigma_{q_i}$ , mit dem Poissonfehler auf den geschätzten Signaleintrag  $q_i - u$  angesetzt,

$$\sigma_{q_i} = \begin{cases} \sqrt{q_i - u} & \text{falls } q_i - u > 0, \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}, \quad (\text{C.11})$$

da der Ansatz  $\sigma_{q_i} = \sqrt{q_i}$  in der Regel zu einer Überschätzung aufgrund des Sockelwertes in den Pixeleinträgen führen würde. So ergibt sich für den Fehler auf  $p_i$

$$\sigma_{p_i} = \sqrt{\sigma_{q_i}^2 + \sigma_u^2}. \quad (\text{C.12})$$

Die Standardmethode zur Entscheidung, ob es sich bei einer bestimmten Zone um eine zum Untergrund oder zum Signal gehörende Region handelt, gründet sich auf der Betrachtung der Gesamtintensität  $I_z$  der  $N_z$  Bildpixel umfassenden Zone,

$$I_z = \sum_{i=1}^{N_z} p_i. \quad (\text{C.13})$$

Diese wird nun dem Untergrund zugeordnet, wenn  $I_z \leq 0$ , der Bereich also in der Summe kein Signal enthält. Bei diesem Verfahren ist die Wahrscheinlichkeit, einen Bereich mit reinem Untergrund tatsächlich als solchen zu erkennen, nur 50%. Ist die Gesamtintensität auch nur leicht positiv, so wird die Untergrundannahme auch dann verworfen, wenn der Fehler auf diese vergleichsweise groß ist.

Ein verfeinertes Verfahren zieht für die Entscheidung den Fehler auf die Gesamtintensität

$$\sigma_{I_z} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_z} \sigma_{p_i}^2} \quad (\text{C.14})$$

oder vielmehr den minimalen Fehler allein aufgrund des Fehlers auf das Untergrundniveau in jedem Pixeleintrag

$$\sigma_{I_z, \min} = \sqrt{N_z} \sigma_u \quad (\text{C.15})$$

als untere Abschätzung hinzu. Für diesen gilt  $\sigma_u \leq \sigma_{p_i}$ . Wird nun eine Schwelle  $f_u$  derart festgelegt, dass wenn

$$\frac{I_z}{\sigma_{I_z, \min}} \leq f_u \quad \text{bzw.} \quad I_z \leq f_u \cdot \sigma_{I_z, \min}, \quad (\text{C.16})$$

die Gesamtintensität also kleiner als ein gewisser Anteil des Fehlers auf diese Größe ist, so wird dieser Bereich als Untergrund identifiziert. Die Wahrscheinlichkeit, einen Bereich mit reinem Untergrund auch als solchen zu erkennen, steigt hiermit also. Damit verbunden ist natürlich ein erhöhtes Potential, Bereiche mit Signal fälschlich dem Untergrund zuzuordnen. Damit das geschieht, muss jedoch der mittlere Signalanteil  $\langle p \rangle$  in den Pixeln klein im Vergleich zum Fehler auf den Untergrund  $\sigma_u$  sein:

$$\langle p \rangle \leq f_u \frac{\sigma_u}{\sqrt{N_z}} \quad (\text{C.17})$$

Bereits der recht kleine Wert von 0.5 für die Schwelle  $f_u$  hat sich in der Praxis als ausreichend erwiesen, den Signalbereich sehr gut einzugrenzen. Die reduzierende Wirkung auf das Signal bleibt dabei sehr klein.

Ein weiteres Verfahren wurde entwickelt, um Halos um Objekte zu erkennen und als Untergrund zu markieren. Da dies aber praktisch nie zum Einsatz kommt, soll hier auf eine Darstellung verzichtet werden.

### C.2.1.3 Berechnung der Objektparameter

Nach der Extraktion der Signalregion liegt eine Menge von  $N$  Bildpixeln vor, welche die bereits untergrundbereinigte Intensitätsverteilung des Bildobjektes mit der Gesamtintensität  $I$  definiert. Aus dieser Pixelmenge werden nun die Objektparameter *Schwerpunkt*, *mittlere quadratische Breiten*, *Umschließungsradien* sowie *Position des Maximums* berechnet.

**Schwerpunkt** Der Schwerpunkt

$$(s_x, s_y) = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i, y_i) p_i}{I} \quad (\text{C.18})$$

der Intensitätsverteilung findet bereits in der Extraktionsroutine zur iterativen Verbesserung der Eingrenzung Verwendung. Hierbei beziffert die Koordinate  $(x_i, y_i)$  das leicht anhand der umliegenden Pixeleinträge verschobene Zentrum des Bildpixels. Es werden dazu für die Richtung in  $x$  die Einträge der jeweils unmittelbar links  $(i - 1_x)$  und rechts  $(i + 1_x)$  angrenzenden Pixel hinzugezogen; für die Richtung in  $y$  jeweils unten  $(i - 1_y)$  und oben  $(i + 1_y)$ . Dabei kommt eine lineare Interpolation zum Einsatz, die das Pixel  $i$  selbst doppelt gewichtet. Und zwar wird bei einer Pixelbreite  $w$  an die  $(x$  bzw.  $y, p)$ -Punkte

$$\left(-\frac{1}{2}w, \frac{p_{i-1} + p_i}{2}\right), \quad \left(-\frac{1}{4}w, p_i\right), \quad \left(+\frac{1}{4}w, p_i\right) \quad \text{und} \quad \left(+\frac{1}{2}w, \frac{p_i + p_{i+1}}{2}\right) \quad (\text{C.19})$$

jeweils separat für die  $x$ - und  $y$ -Richtung eine Linie angepasst und daraufhin der Schwerpunkt der so definierten Intensitätsverteilung innerhalb des Pixelintervalls  $[-1/2 w, +1/2 w]$  ermittelt. Diese Verschiebung gegenüber dem Pixelzentrum bestimmt sich damit zu

$$\frac{4w}{15} \left( \frac{p_{i+1_x} - p_{i-1_x}}{p_{i-1_x} + 6p_i + p_{i+1_x}}, \frac{p_{i+1_y} - p_{i-1_y}}{p_{i-1_y} + 6p_i + p_{i+1_y}} \right), \quad (\text{C.20})$$

falls der Nenner jeweils von Null verschieden ist. Der Fehler auf diese Position wird mit

$$(\sigma_{x_i}, \sigma_{y_i}) = \frac{(w, w)}{\sqrt{12} \sigma_{p_i}} \quad (\text{C.21})$$

angesetzt, da der wahre Schwerpunkt bei einer angenommenen Gleichverteilung des Signals innerhalb des Pixels mit zunehmender Intensität immer besser mit dem Zentrum zusammenfällt; der Fehler bei nur einem Eintrag in einem Intervall der Breite  $w$  ist bezogen auf das Zentrum bekanntermaßen  $w/\sqrt{12}$ . Es wird hierbei im Nenner  $\sigma_{p_i}$  anstelle von  $\sqrt{p_i}$  gewählt, da  $p_i$  durchaus negativ sein kann. Eine Fehlerrechnung für den Schwerpunkt der Intensitätsverteilung liefert dann

$$\sigma_{s_x} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N \left( x_i^2 \left( I^2 \sigma_{p_i}^2 + p_i^2 \sigma_I^2 \right) + I^2 p_i^2 \frac{w^2}{12 \sigma_{p_i}^2} \right)}}{I^2} \quad (\text{C.22})$$

und eine entsprechende Formel für  $\sigma_{s_y}$ , wobei von allen Pixelkoordinaten  $(x_i, y_i)$  die Schwerpunktposition  $(s_x, s_y)$  zu subtrahieren ist.<sup>3</sup>

<sup>3</sup>Dies liefert die Fehlerrechnung zwar nicht direkt, der Fehler wäre aber andernfalls von der Wahl des Koordinatenursprungs abhängig.

**Mittlere quadratische Breiten** Die mittleren quadratischen Breiten  $b_x$  und  $b_y$  des zu untersuchenden Objektes sind gegeben durch

$$b_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - s_x)^2 p_i}{I}} \quad (\text{C.23})$$

und einen entsprechenden Ausdruck für  $b_y$ . Hier ist darauf zu achten, dass das CCD-Bild vor der Analyse so ausgerichtet wird, dass die Hauptsymmetrieachse mit einer der beiden Bildachsen zusammenfällt. Ist dies nicht bereits durch die Orientierung der CCD-Kamera gegeben, kann dies entweder durch vorherige manuelle Rotation des Bildes oder durch Vorgabe eines Drehwinkels geschehen. Bei der Betrachtung von achsenfernen Intensitätsverteilungen geschieht dies dagegen automatisch anhand eines vorzugebenden Referenzbildes auf der optischen Achse.

Die Fehlerrechnung für  $b_x$  ergibt zunächst

$$\sigma_{b_x} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - s_x)^2 \left( I^2 \sigma_{p_i}^2 + p_i^2 \sigma_I^2 \right) + I^2 p_i^2 \left( 4 \sigma_{s_x}^2 + \frac{w^2}{3 \sigma_{p_i}^2} \right)}{4 p_i I^3}} \quad (\text{C.24})$$

Da in diesem Ausdruck aber die Pixelintensität  $p_i$  im Nenner erscheint, besteht prinzipiell die Möglichkeit, einen singulären Wert zu erhalten. Deshalb ist hier ein anderes Vorgehen angezeigt. Wird die Größe  $b_x$  dabei zunächst in der Form

$$b_x = \sqrt{b_{x,2}} \quad \text{mit} \quad b_{x,2} = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - s_x)^2 p_i}{I} = b_x^2 \quad (\text{C.25})$$

betrachtet, so liefert eine Fehlerrechnung

$$\sigma_{b_x} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sigma_{b_{x,2}}^2}{b_{x,2}}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sigma_{b_{x,2}}^2}{b_x^2}} = \frac{\sigma_{b_{x,2}}}{2 b_x} \quad (\text{C.26})$$

Die Fehlerrechnung für die neu eingeführte Größe  $b_{x,2}$  ergibt dann

$$\sigma_{b_{x,2}} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - s_x)^2 \left( (x_i - s_x)^2 \left( I^2 \sigma_{p_i}^2 + p_i^2 \sigma_I^2 \right) + I^2 p_i^2 \left( 4 \sigma_{s_x}^2 + \frac{w^2}{3 \sigma_{p_i}^2} \right) \right)}}{I^2} \quad (\text{C.27})$$

womit sich durch Einsetzen dieses Ausdrucks in Gleichung (C.26) schließlich

$$\sigma_{b_x} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - s_x)^2 \left( (x_i - s_x)^2 \left( I^2 \sigma_{p_i}^2 + p_i^2 \sigma_I^2 \right) + I^2 p_i^2 \left( 4 \sigma_{s_x}^2 + \frac{w^2}{3 \sigma_{p_i}^2} \right) \right)}}{2 b_x I^2} \quad (\text{C.28})$$

ergibt. Eine entsprechende Betrachtung gilt für  $\sigma_{b_y}$ . Diese Darstellung ist frei von problematischen Komponenten im Nenner und kann ohne Gefahr implementiert werden. Es sei hier angemerkt, dass durch Ersetzen von  $b_x$  laut Gleichung (C.23) leicht zu sehen ist, dass eine formale Äquivalenz zu Gleichung (C.24) – abgesehen von dem Fall nur eines Pixels – nicht streng gegeben ist. Es besteht lediglich eine gewisse formale Ähnlichkeit zwischen den Ausdrücken.

**Umschließungsradien** Nachdem die voranstehenden Größen durch einfache Summation über alle Bildpixel der Lichtverteilung berechnet werden können, gestaltet sich die Bestimmung der Umschließungsradien aufwendiger.

Der naive Ansatz, die Signalpixel nach der Distanz zum Schwerpunkt zu sortieren und für jedes Element dieser Menge die kumulierte Intensität zu berechnen, liefert zwar sehr schnell ein bestimmtes Bildpixel, für welches die kumulierte Intensität den gewünschten Anteil am Gesamtsignal überschreitet. Den Abstand dieses Pixels mit dem gesuchten Umschließungsradius gleichzusetzen, birgt jedoch grobe Ungenauigkeiten. Es wird bei diesem Vorgehen nämlich verkannt, dass Pixel nicht ausschließlich entweder voll im oder außerhalb eines Kreises um den Schwerpunkt liegen. Denn gerade bei dem zu bestimmenden Radius überstreicht die entsprechende Kreisfläche viele Pixelflächen teilweise, was hier unberücksichtigt bleibt. Ist die Pixelbreite also nicht sehr viel kleiner als der zu ermittelnde Umschließungsradius, so ist das Ergebnis sehr ungenau. Unschön ist zudem, dass der resultierende Wert einer diskreten Verteilung folgt, da die Pixelabstände zum Schwerpunkt nur gewisse diskrete Werte annehmen.

Diese Nachteile werden durch Einsatz eines iterativen Subpixelalgorithmus vermieden. Der Umschließungsradius  $r_f$  für einen gegebenen Anteil  $f : [0 \dots 1]$  an der Gesamtintensität wird dabei durch Intervallschachtelung iterativ bestimmt. Dazu wird auf den Objektradius  $r_{\text{Objekt}}$  zurückgegriffen, welcher durch die größte Distanz aller Bildpixel zum Objektschwerpunkt definiert ist. Ausgehend von den beiden Extremwerten  $r_{f,\min} = 0$  und  $r_{f,\max} = r_{\text{Objekt}}$  wird jeweils für einen Testwert

$$r_{f,\text{test}} = r_{f,\min} + \frac{(r_{f,\max} - r_{f,\min})}{2} \quad (\text{C.29})$$

der enthaltene Anteil an der Gesamtintensität,  $I_{f,\text{test}}$ , bestimmt. Ist dieser kleiner (größer) als der gewählte Anteil  $I_f$ , so wird  $r_{f,\min}$  ( $r_{f,\max}$ ) entsprechend auf  $r_{f,\text{test}}$  angehoben (abgesenkt). Die so angepassten Extremwerte definieren nun für den nächsten Durchgang einen neuen Schätzwert  $r_{f,\text{test}}$  nach Gleichung (C.29). Der Vorgang wird so lange wiederholt, bis entweder eine gewählte Genauigkeit für  $r_{f,\max} - r_{f,\min}$  erreicht oder aber eine maximale Anzahl von Iterationen überschritten ist.

Dabei wird für jedes Pixel, welches nicht vollständig inner- oder außerhalb des betrachteten Umschließungsradius liegt, eine  $40 \times 40$ -Matrix aus Subpixeln erstellt. Die Anzahl der noch innen liegenden Subpixel wird dann jeweils ausgezählt und die Pixelintensität anteilig reduziert. Dies geschieht unter der vereinfachenden Annahme, dass die Pixelintensität über die Pixelfläche gleichverteilt ist. Eine noch höhere Anzahl von Subpixeln ist daher auch wenig sinnvoll, denn der Fehler wird hierbei bereits von dieser natürlich streng nicht gültigen Annahme dominiert.

Die Genauigkeit dieses Verfahrens ist gegenüber dem naiven Ansatz um ein vielfaches höher. Da zudem jedes Signalpixel prinzipiell in 1600 Subpixel unterteilt wird, ist die resultierende Verteilung der Ergebnisse annähernd normalverteilt und weist keine Sprünge auf.

Für die Bestimmung des Fehlers wird auf eine rekursive Abschätzung zurückgegriffen, da zu der iterativen Intervallmethode keine klassische Fehlerrechnung existiert. Bei jeder Iteration wird neben der Intensität  $I_{f,\text{test}}$  zu einem gegebenen Test-Umschließungsradius  $r_{f,\text{test}}$  auch der Fehler  $\sigma_{I_{f,\text{test}}}$  auf diesen Wert bestimmt. Nach der iterativen Bestimmung von  $r_f$  zum gewählten  $f$  bzw.  $I_f$ , wird dann die um  $\sigma_{I_f}$  reduzierte Intensität,  $I_f - \sigma_{I_f}$ , betrachtet. Für diese um eine Standardabweichung verminderte Intensität wird daraufhin erneut iterativ der entsprechende Umschließungsradius  $r_{(f-\sigma_f)}$

ermittelt. Der Fehler  $\sigma_{r_f}$  auf den Umschließungsradius  $r_f$  wird nun mit

$$\sigma_{r_f} = r_f - r_{(f-\sigma_f)} \quad (\text{C.30})$$

abgeschätzt.

**Position des Maximums** Zu den oben genannten Objektparametern und den entsprechenden Fehlern wird zusätzlich die Position des Maximums der Intensitätsverteilung berechnet. Dieser Vektor ist für die Distanzbestimmung zweier Lichtverteilungen in der Fokalebene von Bedeutung, da der besten Abschätzung der Winkeldistanz zur optischen Achse die Position des Maximums und nicht die des Schwerpunktes zugrunde liegt. Denn bei achsenferner Abbildung eines Objektes wird der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung gegenüber der nominellen Objektposition aufgrund der asymmetrischen Ausläufer relativ stark zum Kamerarand hin verschoben (vgl. Abb. 3.15), während das Intensitätsmaximum hiervon nur wenig betroffen ist.

Zur Berechnung der Position wird sehr einfach vorgegangen. Es wird anhand eines festzulegenden Anteils  $f$  an der Maximalintensität  $p_{\max}$  der zu einem Objekt gehörenden Pixelmenge eine Untermenge gebildet, für die  $p_i > f \cdot p_{\max}$  gilt. Für diese Untermenge wird daraufhin mittels Gleichung (C.18) der Schwerpunkt bestimmt. Ein Wert von 0.7 für den Minimalanteil  $f$  hat sich in der Praxis als gut erwiesen.

Dem Verfasser ist keine Methode bekannt, für diese bedingte Summation eine Fehlerrechnung durchzuführen. Letztlich müsste dabei dem Ausdruck

$$p_{i,\max\text{Pos}} = \begin{cases} p_i & \text{falls } p_i > f \cdot p_{\max}, \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{C.31})$$

ein Fehler zugewiesen werden. Da diese Vorgehensweise darüber hinaus keine normalverteilten Resultate sondern vielmehr Verteilungen mit diskreten Sprüngen hervorbringt, ist eine Fehlerangabe zudem wenig aussagekräftig. Die Sprünge resultieren dabei aus der Diskontinuität von Gleichung (C.31); alle Pixel werden entweder ganz dem Bereich um das Maximum oder aber ganz dem Rest zugeordnet. Fluktuationen bei Pixelintensitäten nahe der Schwelle  $f \cdot p_{\max}$  haben deshalb eine willkürliche Zuordnung zur Folge. Eine verbesserte Berechnung könnten ähnlich dem Verfahren zur Bestimmung der Umschließungsradien vorgehen und für kritische Pixel eine Matrix von Subpixeln generieren. Allerdings müssten die Intensitäten in diesem Fall anhand der umliegenden Pixel aufwendig interpoliert werden.

### C.2.2 Betrachtung der statistischen und systematischen Fehler anhand simulierter Lichtverteilungen

Um die Korrektheit der Algorithmen und Berechnungsverfahren der Bildanalyse zu überprüfen und die systematischen und statistischen Fehler zu studieren, wurden Untersuchungen mit simulierten Lichtverteilungen durchgeführt. Dazu wurde ein Simulationsprogramm erstellt, welches CCD-Bilder mit einem normalverteilten Signal und normalverteiltem Untergrund generiert. Dabei können

- die Abmessungen  $(n_x, n_y)$  des Bildes,
- die Gesamtintensität  $I$  der Lichtverteilung,

- der Schwerpunkt  $(s_x, s_y)$  der Lichtverteilung,
- die mittleren quadratischen Breiten  $(b_x, b_y)$  der Lichtverteilung,
- das mittlere Untergrundniveau  $u$ , und
- die Schwankungsbreite  $b_u$  des Untergrundes

frei gewählt werden. Komplexere Lichtverteilungen können durch Addition mehrerer CCD-Bilder angenähert werden.

Die Position jedes Signalphotons wird in der Simulation pseudozufällig anhand der durch  $(s_x, s_y)$  und  $(b_x, b_y)$  festgelegten zweidimensionalen Normalverteilung bestimmt, und der Eintrag des entsprechenden Bildelementes um eins erhöht. Nach dem Einfüllen aller  $I$  Signalphotonen wird für jedes der  $n_x \times n_y$  Bildpixel daraufhin eine Anzahl Untergrundeinträge pseudozufällig anhand der durch  $u$  und  $b_u$  festgelegten Normalverteilung ermittelt und zu den Signaleinträgen hinzuaddiert. Zudem kann eine pseudozufällige Poisson-Variation der Gesamtintensität  $I$  eingeschaltet werden, um auch für diese Größe über viele Simulationen eine Normalverteilung zu erhalten.

Jeder durchgeführten Simulationsreihe lagen jeweils  $10^4$  analysierte CCD-Bilder zugrunde, wobei jeweils die Gesamtintensität  $I$  nach der Poisson-Statistik variiert wurde, um eine von eins verschiedene Nachweiswahrscheinlichkeit nachzubilden. Bestimmt wurden dabei für jedes Analyseergebnis  $a_i$  die *relative Abweichung*

$$\frac{a_i - a_{\text{wahr}}}{a_{\text{wahr}}} \quad (\text{C.32})$$

bzw. für Größen, bei denen der Absolutwert keine Bedeutung hat (mittleres Untergrundniveau und Positionen im Bild), die *absolute Abweichung*

$$a_i - a_{\text{wahr}} \quad , \quad (\text{C.33})$$

und zudem – soweit der Fehler  $\sigma_{a_i}$  auf die Größe  $a_i$  ermittelt wird – die *reduzierte Abweichung*

$$\frac{a_i - a_{\text{wahr}}}{\sigma_{a_i}} \quad . \quad (\text{C.34})$$

Soweit möglich, kamen zur Bestimmung der wahren Objektparameter analytische Verfahren zum Einsatz; andernfalls wurde auf numerische Methoden zurückgegriffen.

Die resultierenden Verteilungen zu einem gegebenen Objektparameter  $a$  der zu analysierenden Lichtverteilung liefern dann folgende Aufschlüsse:

1. Verteilung aller relativen bzw. absoluten Abweichungen:
  - (a) Schwerpunkt  $\mu$ : Relativer bzw. absoluter *systematischer Fehler*
  - (b) Breite  $\sigma$ : Relativer bzw. absoluter *tatsächlicher statistischer Fehler*
2. Verteilung aller reduzierten Abweichungen:
  - (a) Schwerpunkt  $\mu_r$ : Verhältnis vom *systematischen Fehler* zum *berechneten statistischen Fehler*
  - (b) Breite  $\sigma_r$ : Verhältnis vom *tatsächlichen statistischen Fehler* zum *berechneten statistischen Fehler*

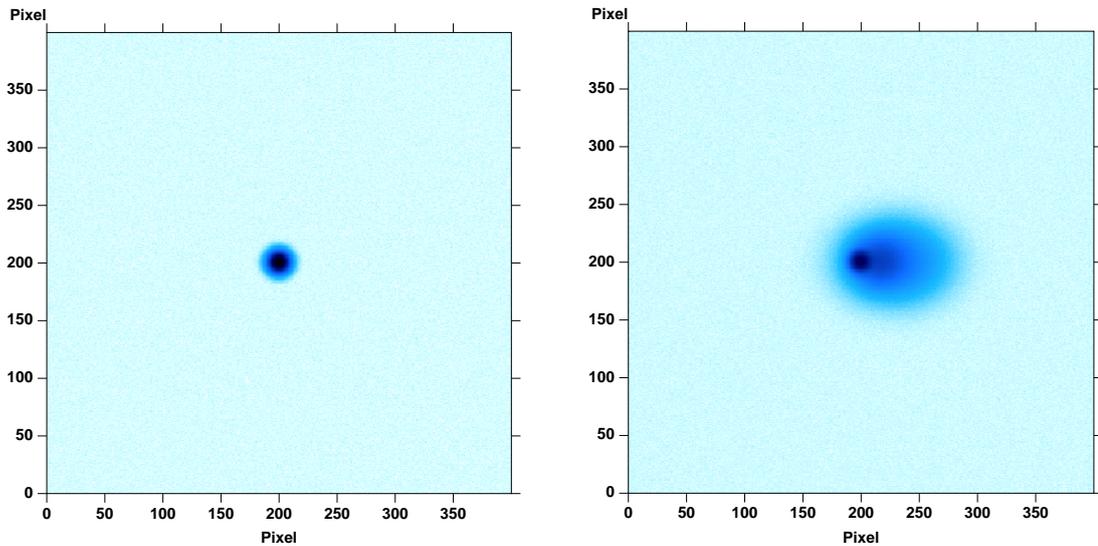


ABBILDUNG C.2: Intensitätsverteilungen simulierter CCD-Bilder. *Links*: Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse. *Rechts*: Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion bei  $2.5^\circ$  Achsenferne. Die Intensität ist jeweils logarithmisch aufgetragen.

Diese Parameter charakterisieren die Qualität des Analyseverfahrens;<sup>4</sup> für einen perfekten Algorithmus ergeben sich bei hinreichender Statistik  $\mu = \mu_r = 0$  und  $\sigma_r = 1$ . Dem systematischen Fehler  $\mu$  kommt dabei die größte Bedeutung zu, denn der (tatsächliche) statistische Fehler  $\sigma$  wird in der Regel durch Wiederholungen der Messung und nicht – wie bei der vorliegenden Betrachtung – aus der Analyse von Einzelmessungen bestimmt (vgl. Kap. 3.2.7).

### C.2.2.1 Abbildungsfunktion bei achsenparalleler Abbildung

Die typische Lichtverteilung eines Sternabbildes auf der optischen Achse bei Elevationswinkeln um  $65^\circ$  lässt sich gut durch die Summe zweier Normalverteilungen unterschiedlicher Breite approximieren. Eine entsprechende Anpassung an die in Abbildung 3.13 gezeigte Verteilung sowie die Untergrundverhältnisse in diesem Bild dienten als Vorlage für die erste Untersuchung. Insgesamt wurden  $10^4$  CCD-Bilder analysiert, welche jeweils aus zwei simulierten Bildern durch Addition gebildet worden sind. Die Simulationsparameter für diese beiden Bilder finden sich in Tabelle C.1. Eines der analysierten Bilder ist in Abbildung C.2 (links) dargestellt. Es sei darauf hingewiesen, dass die Schwerpunkte nicht variiert wurden; die Werte wurden jedoch bewusst so gewählt, dass sie nicht auf Pixelgrenzen fallen.

Die Verteilung aller ermittelten mittleren Untergrundniveaus ist in Abbildung C.3 (links oben) zu sehen, wobei auf der Abszisse die absolute Abweichung vom nominalen Wert aufgetragen ist. Das Niveau wird zwar im Mittel leicht überschätzt, mit etwa einem Zehntel Pixeleintrag fällt diese Überschätzung jedoch noch erträglich aus. Auch

<sup>4</sup>Für den Fall, dass die Abweichungen streng normalverteilt sind, definieren die genannten Parameter die Qualität sogar eindeutig.

TABELLE C.1: Simulationsparameter für generierte Lichtverteilungen ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse zur Überprüfung der Bildanalyse. Die analysierten CCD-Bilder wurden jeweils durch Addition zweier simulierter Lichtverteilungen (A und B) mit verschiedenen Parametersätzen gewonnen. Die resultierende Lichtverteilung ist eine Überlagerung zweier Normalverteilungen unterschiedlicher Breite aber gleichen Schwerpunktes. Der Untergrund wurde jeweils allein in Bild A generiert.

<i>Parameter</i>		<i>Wert A</i>	<i>Wert B</i>
Bildabmessungen [Pixel]	$(n_x, n_y)$	(400, 400)	(400, 400)
Signalintensität [Eintr.]	$I$	$2 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$
Signalschwerpunkt [Pixelkoord.]	$(s_x, s_y)$	(199.2, 200.75)	(199.2, 200.75)
Signalbreiten [Pixel]	$(b_x, b_y)$	(3.13, 3.13)	(5.73, 5.73)
Untergrund [Eintr.]	$(u, b_u)$	(4226, 12.4)	(0, 0)

im Verhältnis zur gewählten Schwankungsbreite betrachtet sind es lediglich ca. 0.8%. Mit einer Breite der Verteilung von weniger als 0.2 Einträgen bzw. 1.4% der Schwankungsbreite ist der Wert des mittleren Untergrundniveaus zudem gut definiert.

In Abbildung C.3 (links unten) ist die Verteilung aller ermittelten Schwankungsbreiten des Untergrundniveaus aufgeführt. Auf der Abszisse ist hier die normierte Abweichung vom nominellen Wert zu sehen. Der Algorithmus unterschätzt diesen Wert offensichtlich leicht im Mittel um etwa 0.7%. Dies hat nur auf die Eingrenzung der Signalregion und auf die Berechnung der Fehler Einfluss; beide Effekte sind ausgesprochen gering.

Die im Mittel leichte Überschätzung des Untergrundniveaus führt zu einer entsprechenden Unterschätzung der Gesamtintensität, wie aus Abbildung C.3 (rechts oben) der Verteilung aller ermittelten Gesamtintensitäten ersichtlich wird. Dort ist auf der Abszisse die relative Abweichung vom nominellen Wert aufgetragen. Aus dem jeweils berechneten Fehler auf diese Größe ergibt sich die Verteilung der reduzierten Abweichung (Abb. C.3 rechts unten). Die berechneten Fehler geben die Umstände nahezu perfekt wieder, denn die Breite dieser Verteilung entspricht der Erwartung für eine korrekte Beschreibung. Lediglich die leichte Unterschätzung der Gesamtintensität äußert sich hier in einer Verschiebung des Schwerpunktes. Dieser systematische Fehler ist jedoch mit etwa 30% des angegebenen statistischen Fehlers relativ gering.

Die Bestimmung der Schwerpunktpositionen gelingt ausgesprochen gut, wie es für eine symmetrische Intensitätsverteilung nicht unerwartet ist. Die Verteilungen der absoluten Abweichungen von den nominellen Werten in beide Chiprichtungen sind in Abbildung C.4 (oben) zu sehen. Nichttrivial ist allerdings, dass die ermittelten statistischen Fehler den tatsächlichen Variationen entsprechen. Beide Verteilungen der reduzierten Abweichungen (Abb. C.4 unten) haben eine Breite von nahezu exakt der Einheit. Zudem sind die Schwerpunkte beider Verteilungen mit Null verträglich; ein systematischer Fehler durch den Analysealgorithmus ist hier also nicht gegeben, obwohl der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung nicht auf eine Pixelgrenze gesetzt wurde.

In Abbildung C.5 sind die Verteilungen zur Bestimmung der mittleren quadratischen Breiten für die beiden Chiprichtungen dargestellt. Im oberen Bereich finden sich die Werte der relativen Abweichungen, im unteren Bereich sind die reduzierten Abwei-

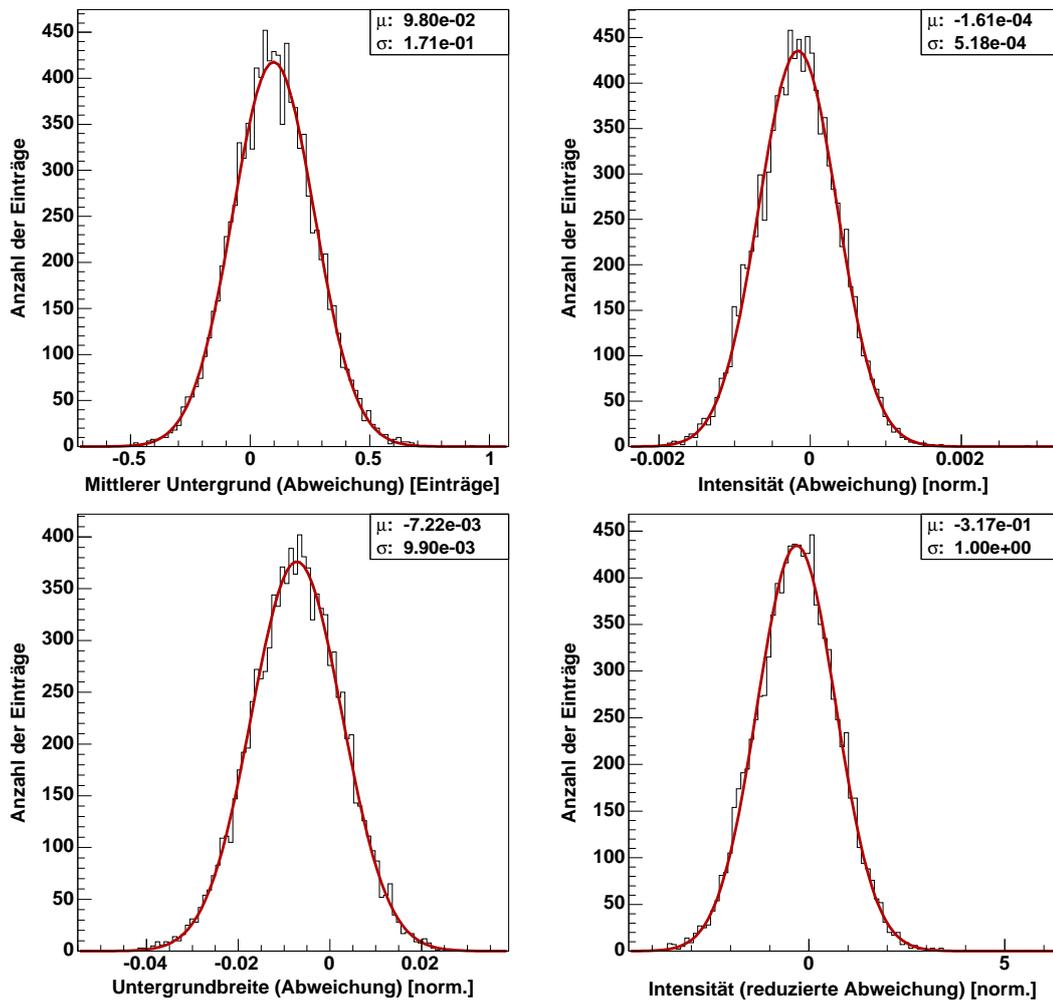


ABBILDUNG C.3: Verteilungen zu Untergrund und Signalintensität. Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit symmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse. Die jeweils eingezeichnete Kurve samt den Werten für die Qualitätsparameter rechts oben in den Verteilungen sind Resultate der Anpassung einer Normalverteilung. *Links:* Absolute Abweichung des bestimmten mittleren Untergrundniveaus (oben) und relative Abweichung der bestimmten Schwankungsbreite des Untergrundes (unten). *Rechts:* Relative (oben) und reduzierte (unten) Abweichung der bestimmten Gesamtintensität.

chungen aufgetragen. Es besteht eine Tendenz zur Unterschätzung der Breiten, was wahrscheinlich auf die leichte Überschätzung des mittleren Untergrundniveaus zurückzuführen ist. Zwar sind diese systematischen Unterschätzungen mit etwa 0.05% der nominellen Breiten recht gering, im Verhältnis zu den ermittelten Fehlern beträgt dieser Wert aber mehr als 70%. Die berechneten Fehler auf die Breiten fallen etwas mehr als 10% zu gering aus, wie aus den Breiten der reduzierten Verteilungen ersichtlich.

Die Verteilungen der relativen und reduzierten Abweichungen der ermittelten 80%-Umschließungsradien sind in Abbildung C.6 (links) dargestellt. Der Algorithmus führt hier eine systematische Überschätzung der Werte ein, die zwar mit 0.2% noch

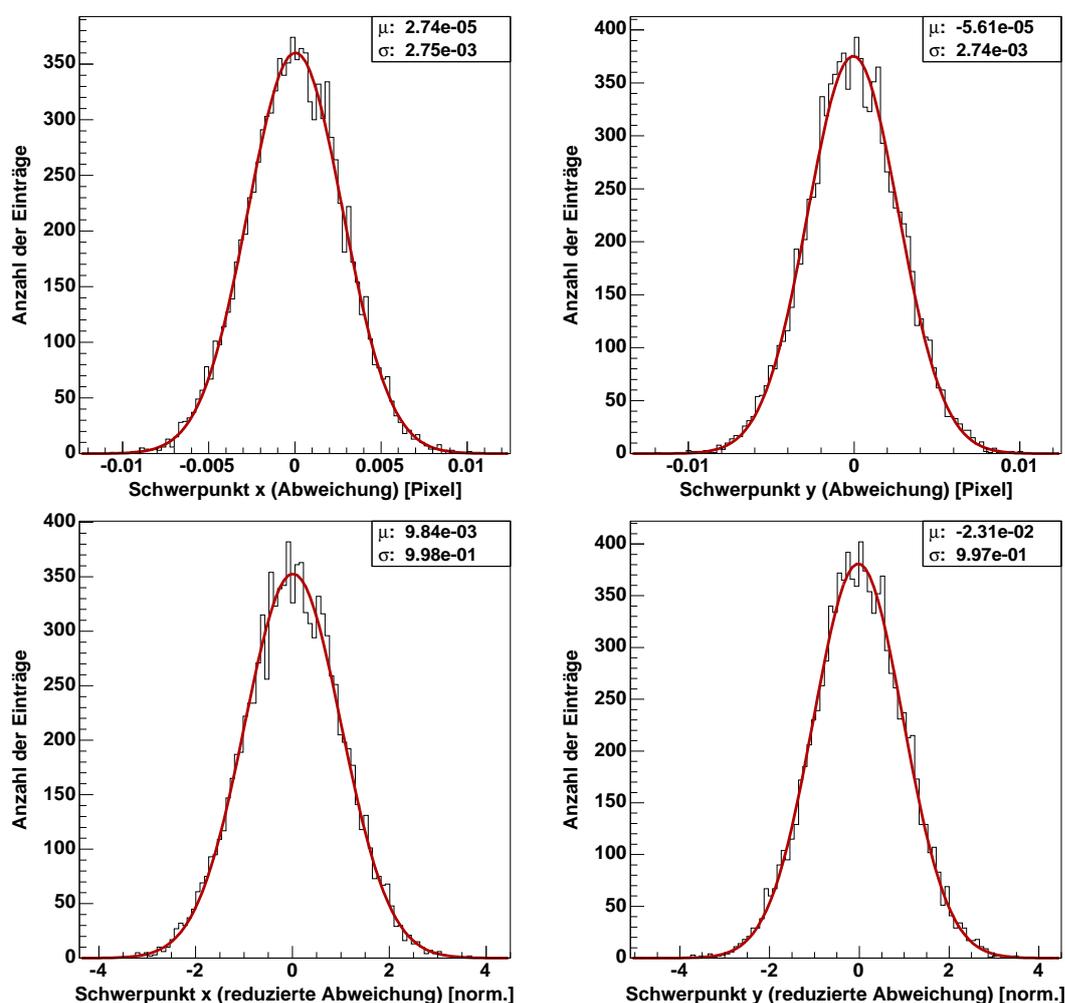


ABBILDUNG C.4: Verteilungen zum Schwerpunkt. Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit symmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse. Die jeweils eingezeichnete Kurve samt den Werten für die Qualitätsparameter rechts oben in den Verteilungen sind Resultate der Anpassung einer Normalverteilung. *Links*: Absolute (oben) und reduzierte (unten) Abweichung der bestimmten Schwerpunktposition in horizontaler Richtung. *Rechts*: Absolute (oben) und reduzierte (unten) Abweichung der bestimmten Schwerpunktposition in vertikaler Richtung.

klein ausfällt, im Vergleich zu der statistischen Schwankung aber dominiert. Auch die Bestimmung der statistischen Fehler gelingt hier weniger gut; die Werte fallen ca. zweifach zu hoch aus.

Abschließend sind in Abbildung C.6 (rechts) noch die Verteilungen der absoluten Abweichungen für die Bestimmung der Position des Intensitätsmaximums aufgeführt. Wie nicht anders erwartet, zeigen die Verteilungen aufgrund der Berechnungsmethode (vgl. Gl. (C.31)) Diskontinuitäten, die eine sinnvolle Betrachtung der Fehler verhindern. Diese Werte werden jedoch ausschließlich zur Ermittlung der Achsenferne von Lichtverteilungen herangezogen (vgl. Kap. 3.2.2). Die dabei zum Tragen kommenden Distanzen sind in der Regel sehr viel größer als die hier eingeführten Fehler, so dass

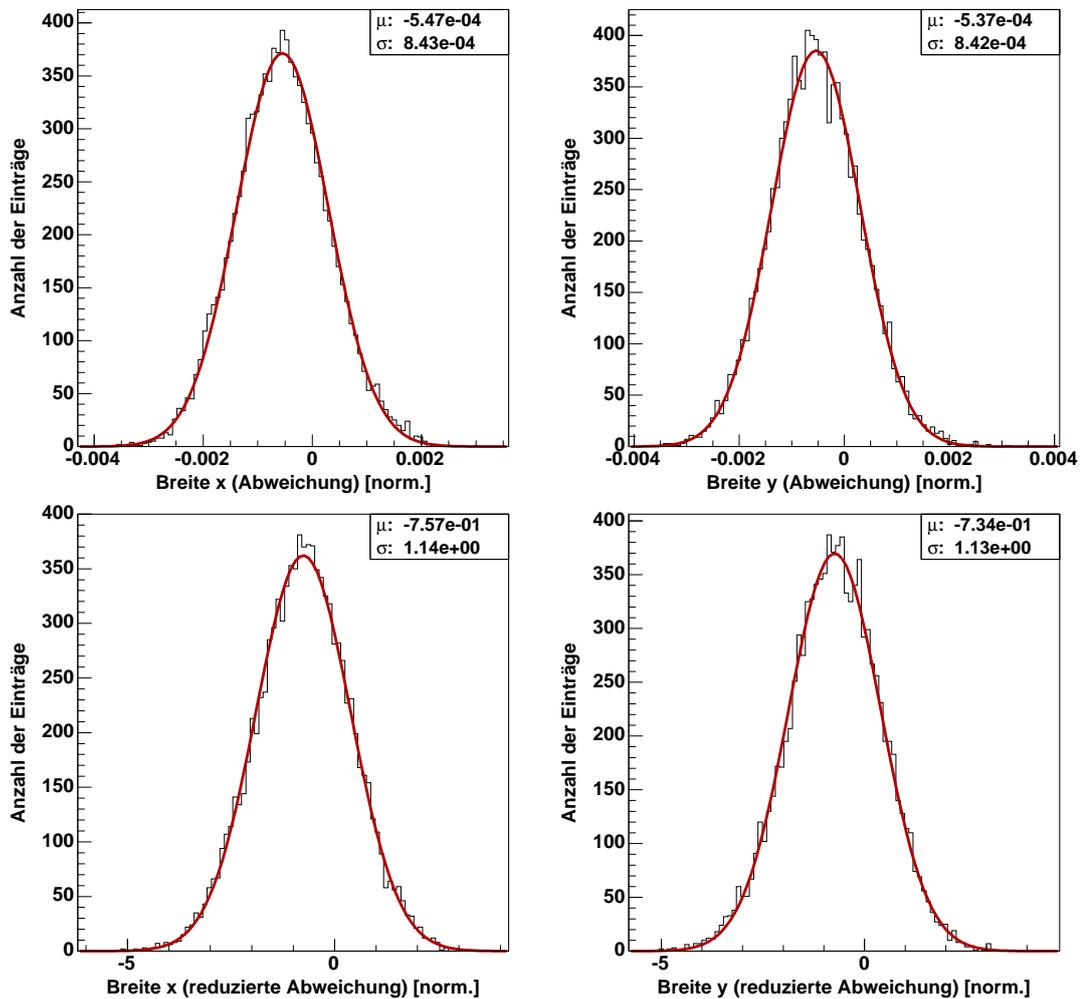


ABBILDUNG C.5: Verteilungen zu den mittleren quadratischen Breiten. Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit symmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse. Die jeweils eingezeichnete Kurve samt den Werten für die Qualitätsparameter rechts oben in den Verteilungen sind Resultate der Anpassung einer Normalverteilung. *Links:* Relative (oben) und reduzierte (unten) Abweichung der bestimmten mittleren quadratischen Breite in horizontaler Richtung. *Rechts:* Relative (oben) und reduzierte (unten) Abweichung der bestimmten mittleren quadratischen Breite in vertikaler Richtung.

sich deren Bedeutung im Kontext der Anwendung relativiert.

In Tabelle C.2 sind die Qualitätsparameter aller Verteilungen zusammenfassend aufgeführt. Die Resultate sind ein Zeugnis dafür, dass der Analysealgorithmus mit symmetrischen und relativ kompakten Lichtverteilungen ausgezeichnet zurechtkommt. Die berechneten Objektparameter und die ermittelten statistischen Fehler liefern zumeist eine korrekte Beschreibung der Bildinhalte; lediglich die bestimmten Fehler auf den 80%-Umschließungsradius sind geringfügig schlechter. Zu beachten ist hierbei jedoch, dass systematische und statistische Unsicherheiten aufgrund externer Einflüsse um ein Vielfaches größer sind. Für alle wesentlichen Objektparameter – nämlich die Breiten der Verteilung – bleiben die systematischen Fehler weit unterhalb von

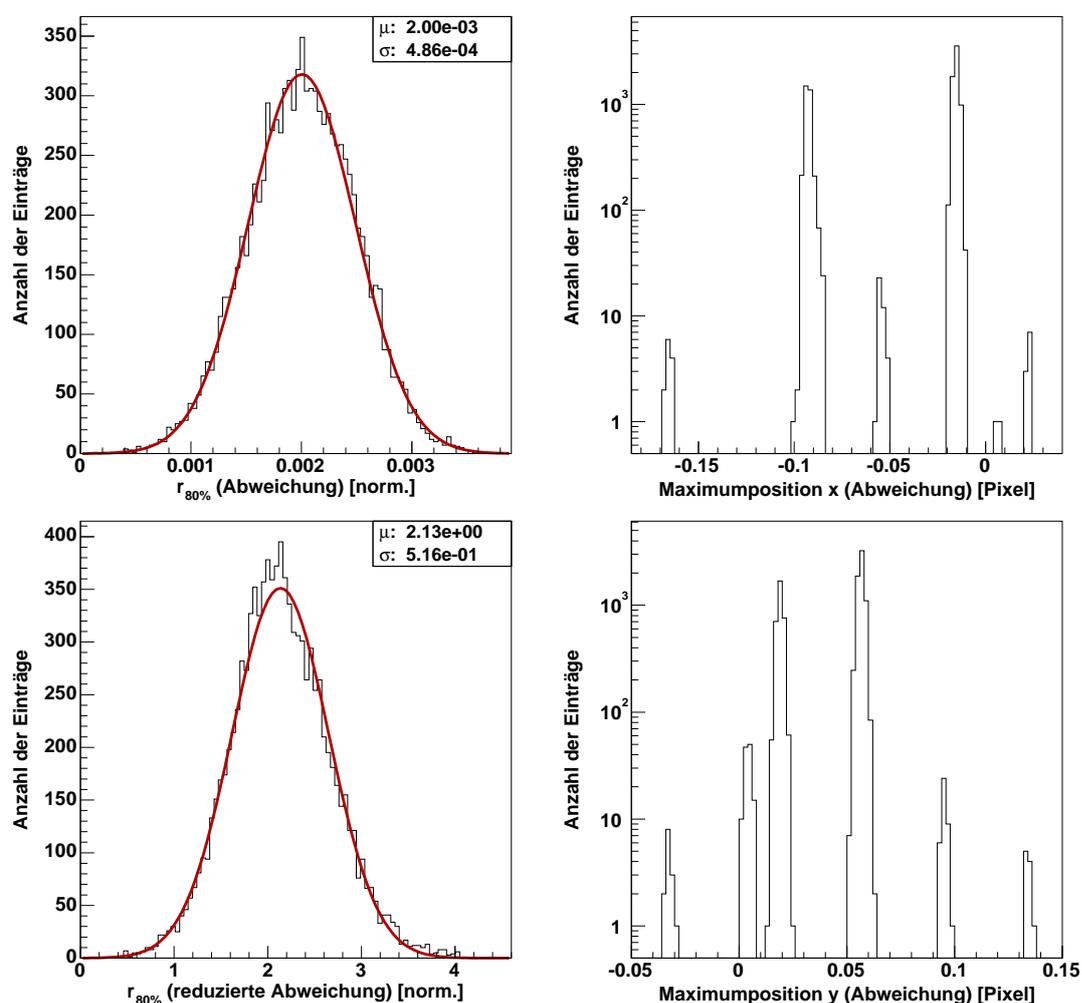


ABBILDUNG C.6: Verteilungen zum 80%-Umschließungsradius und zur Position des Intensitätsmaximums. Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit symmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse. Die jeweils eingezeichnete Kurve samt den Werten für die Qualitätsparameter rechts oben in den Verteilungen sind Resultate der Anpassung einer Normalverteilung. *Links:* Relative (oben) und reduzierte (unten) Abweichung des bestimmten 80%-Umschließungsradius. *Rechts:* Absolute Abweichung der bestimmten Position des Intensitätsmaximums in horizontaler (oben) und vertikaler (unten) Richtung.

1%. Werden die jeweiligen Absolutwerte der systematischen Fehler auf die Breiten betrachtet, so ergibt sich daraus eine erstaunliche Genauigkeit von unter 0.02 Pixeln.

### C.2.2.2 Achsenferne Abbildungsfunktion

Die zweite Untersuchung widmete sich der Qualität des Analysealgorithmus bei extremen Lichtverteilungen. Dazu diente die Abbildungsfunktion bei etwa  $2.5^\circ$  Achsenferne (vgl. Abb. 3.14 und 3.23, oben) als Vorlage. Sie ist zum einen durch eine starke Asymmetrie mit einem langen Ausläufer in eine Richtung gekennzeichnet; zum anderen sind

TABELLE C.2: Zusammenfassung der Qualitätsparameter für die Analyse von generierten Lichtverteilungen ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse zur Überprüfung der Bildanalyse. Angegeben sind die Anpassungswerte einer Normalverteilung an die Verteilungen der jeweils  $10^4$  ermittelten Objektparameter. Im oberen Teil sind die Anpassungswerte für Verteilungen absoluter, im unteren Teil die für Verteilungen relativer Abweichungen aufgeführt.

<i>Objektparameter</i>	<i>Abweichung</i>		<i>reduzierte Abweichung</i>	
	$\mu$	$\sigma$	$\mu_r$	$\sigma_r$
Mittl. Untergrund $u$ [Eintr.]	$9.8 \cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^{-1}$		
Schwerpunkt $s_x$ [Pixel]	$2.7 \cdot 10^{-5}$	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$9.8 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{+0}$
Schwerpunkt $s_y$ [Pixel]	$-5.6 \cdot 10^{-5}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$-2.3 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{+0}$
Breite Untergrund $b_u$ [norm.]	$-7.2 \cdot 10^{-3}$	$9.9 \cdot 10^{-3}$		
Intensität $I$ [norm.]	$-1.6 \cdot 10^{-4}$	$5.2 \cdot 10^{-4}$	$-3.2 \cdot 10^{-1}$	$1.0 \cdot 10^{+0}$
Breite $b_x$ [norm.]	$-5.5 \cdot 10^{-4}$	$8.4 \cdot 10^{-4}$	$-7.6 \cdot 10^{-1}$	$1.1 \cdot 10^{+0}$
Breite $b_y$ [norm.]	$-5.4 \cdot 10^{-4}$	$8.4 \cdot 10^{-4}$	$-7.3 \cdot 10^{-1}$	$1.1 \cdot 10^{+0}$
Breite $r_{80\%}$ [norm.]	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$4.9 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{+0}$	$5.2 \cdot 10^{-1}$

die Ausmaße der Lichtverteilung relativ groß. Um den Aufwand zu minimieren, wurde die komplexe Struktur durch drei überlagerte Normalverteilungen angenähert. Die Simulationsparameter der drei Teilbilder finden sich in Tabelle C.3. Zwei dieser Verteilungen sind durch Wahl unterschiedlicher Breiten für die beiden Chiprichtungen bereits asymmetrisch. Das stark asymmetrische Profil in horizontaler Richtung wird aber hauptsächlich durch unterschiedliche Schwerpunktpositionen auf dieser Achse erreicht. In vertikaler Richtung ist das Profil dagegen symmetrisch. Auch für diese Untersuchung wurden  $10^4$  Lichtverteilungen pseudozufällig generiert und anschließend analysiert. Eines der analysierten Bilder ist in Abbildung C.2 (rechts) dargestellt.

TABELLE C.3: Simulationsparameter für generierte Lichtverteilungen ähnlich der Abbildungsfunktion bei einer Achsenferne von etwa  $2.5^\circ$  zur Überprüfung der Bildanalyse. Die analysierten CCD-Bilder wurden jeweils durch Addition dreier simulierter Lichtverteilungen (A, B und C) mit verschiedenen Parametersätzen gewonnen. Die resultierende Lichtverteilung ist dabei eine Überlagerung dreier Normalverteilungen mit zunehmender asymmetrischer Breite und Distanz der Schwerpunkte. Der Untergrund wurde jeweils allein in Bild A generiert. Einheiten entsprechend Tab. C.1

<i>Parameter</i>		<i>Wert A</i>	<i>Wert B</i>	<i>Wert C</i>
Bildabmessungen	$(n_x, n_y)$	(400, 400)	(400, 400)	(400, 400)
Signalintensität	$I$	$2 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$
Signalschwerpunkt	$(s_x, s_y)$	(199.2, 200.75)	(215.2, 200.75)	(229.2, 200.75)
Signalbreiten	$(b_x, b_y)$	(5, 5)	(13, 12)	(26, 20)
Untergrund	$(u, b_u)$	(4000, 12)	(0, 0)	(0, 0)

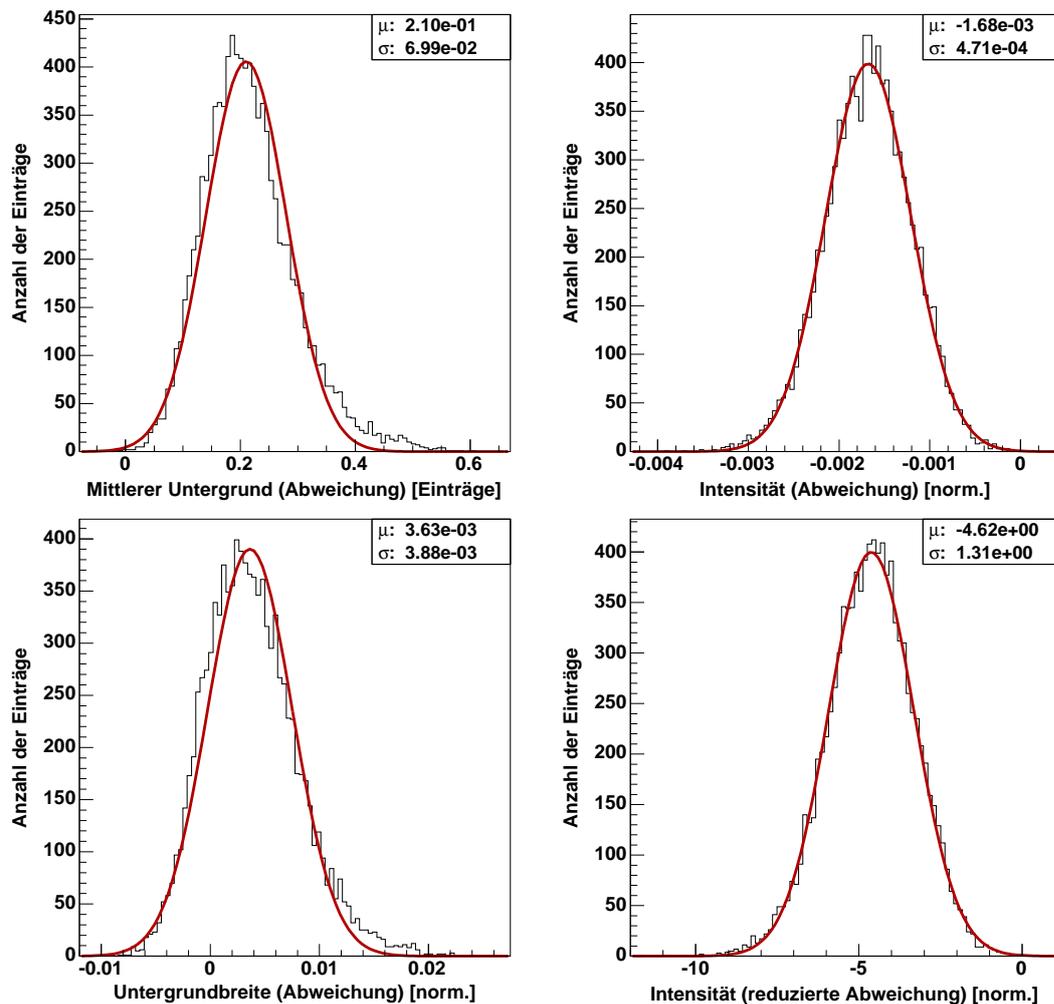


ABBILDUNG C.7: Verteilungen zu Untergrund und Signalintensität. Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit asymmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion bei  $2.5^\circ$  Achsenferne. Die jeweils eingezeichnete Kurve samt den Werten für die Qualitätsparameter rechts oben in den Verteilungen sind Resultate der Anpassung einer Normalverteilung. *Links:* Absolute Abweichung des bestimmten mittleren Untergrundniveaus (oben) und relative Abweichung der bestimmten Schwankungsbreite des Untergrundes (unten). *Rechts:* Relative (oben) und reduzierte (unten) Abweichung der bestimmten Gesamtintensität.

In Abbildung C.7 (links) finden sich die Verteilungen der ermittelten mittleren Untergrundniveaus und der ermittelten Schwankungsbreiten des Untergrundes. Auch hier wird das mittlere Untergrundniveau überschätzt, und zwar um etwa 0.2 Pixel-einträge bzw. 2% der Schwankungsbreite. Da aber im Gegensatz zur symmetrischen Lichtverteilung die Schwankungsbreite hier überschätzt wird, liegt die Vermutung nahe, dass der Untergrundbereich nicht ganz frei von Signalbeiträgen ist. Das Niveau wird dadurch leicht höher und die Verteilung künstlich verbreitert.

Wie in Abbildung C.7 (rechts) zu sehen, führt dies der Erwartung entsprechend zu einer Unterschätzung der Gesamtintensität. Zwar fällt diese mit weniger als 0.2% noch

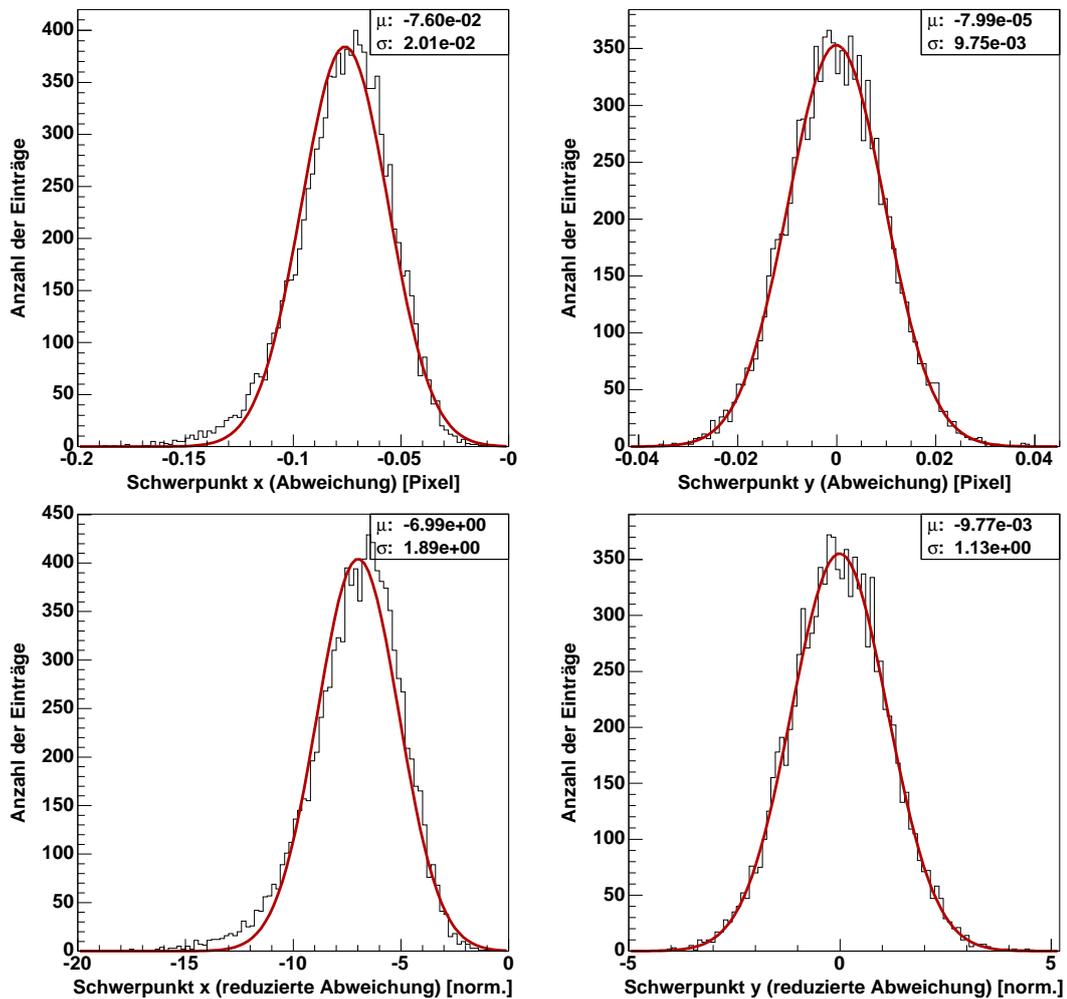


ABBILDUNG C.8: Verteilungen zum Schwerpunkt. Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit asymmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion bei  $2.5^\circ$  Achsenferne. Die jeweils eingezeichnete Kurve samt den Werten für die Qualitätsparameter rechts oben in den Verteilungen sind Resultate der Anpassung einer Normalverteilung. *Links:* Absolute (oben) und reduzierte (unten) Abweichung der bestimmten Schwerpunktposition in horizontaler Richtung. *Rechts:* Absolute (oben) und reduzierte (unten) Abweichung der bestimmten Schwerpunktposition in vertikaler Richtung.

erträglich aus, im Vergleich zum ermittelten Fehler beträgt dieser Wert jedoch fast fünf Standardabweichungen. Der Fehler selbst wird dabei um ca. 30% unterschätzt.

Die Resultate zur Bestimmung des Schwerpunktes finden sich in Abbildung C.8. Die Verteilungen zur vertikalen Richtung (rechts) zeigen keinerlei Auffälligkeiten und entsprechen dem hohen Niveau für symmetrische Profile. In horizontaler Richtung (links) ergibt sich dagegen eine systematische Verschiebung in Richtung zur Position des Maximums der Lichtverteilung. Mit weniger als einem Zehntel der Pixelbreite fällt diese jedoch im Rahmen der Gesamtausmaße der Lichtverteilung vergleichsweise gering aus. Im Verhältnis zum berechneten Fehler, welcher fast um einen Faktor zwei unterschätzt wird, entspricht dies allerdings etwa sieben Standardabweichungen.

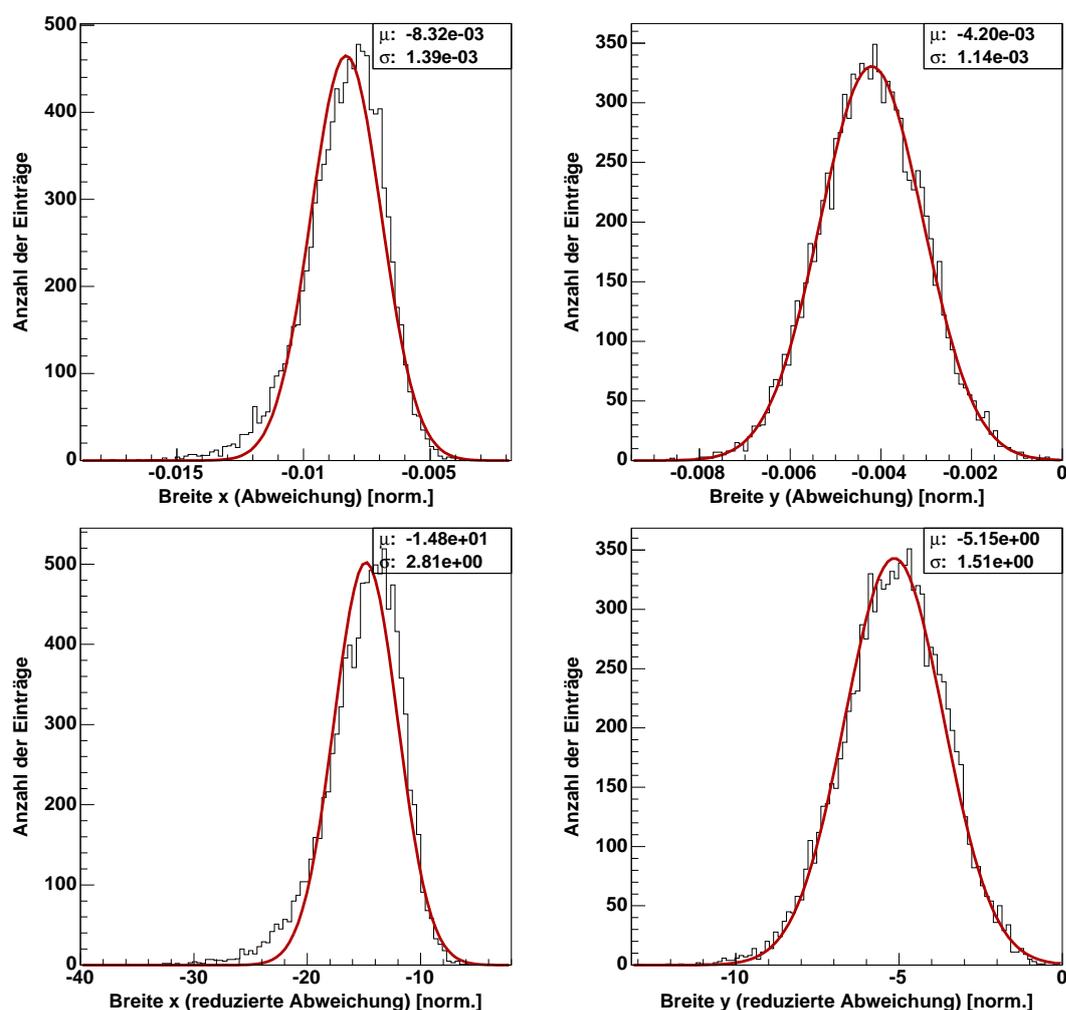


ABBILDUNG C.9: Verteilungen zu den mittleren quadratischen Breiten. Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit asymmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion bei  $2.5^\circ$  Achsenferne. Die jeweils eingezeichnete Kurve samt den Werten für die Qualitätsparameter rechts oben in den Verteilungen sind Resultate der Anpassung einer Normalverteilung. *Links:* Relative (oben) und reduzierte (unten) Abweichung der bestimmten mittleren quadratischen Breite in horizontaler Richtung. *Rechts:* Relative (oben) und reduzierte (unten) Abweichung der bestimmten mittleren quadratischen Breite in vertikaler Richtung.

In Abbildung C.9 sind die Verteilungen zu den mittleren quadratischen Breiten aufgetragen. Die Tendenz des Algorithmus zur systematischen Unterschätzung findet sich auch hier, allerdings in etwas ausgeprägterer Form. Dies stützt die Vermutung, dass kleine Teile der Ausläufer vom Signalbereich ausgeschlossen oder vielmehr dem Untergrund zugeordnet worden sind. Die Unterschätzung beträgt jedoch selbst in horizontaler Richtung weniger als 1%; die erreichte Genauigkeit ist also durchaus gut zu nennen. Dies trifft allerdings nicht auf die angegebenen Fehler zu. Insbesondere in horizontaler Richtung versagt die Berechnung vollständig, was aber angesichts der um ein Vielfaches größeren systematischen Fehler kaum von Bedeutung ist.

Das gute Gesamtbild der für die Objektparameter selbst erreichten Genauigkeiten

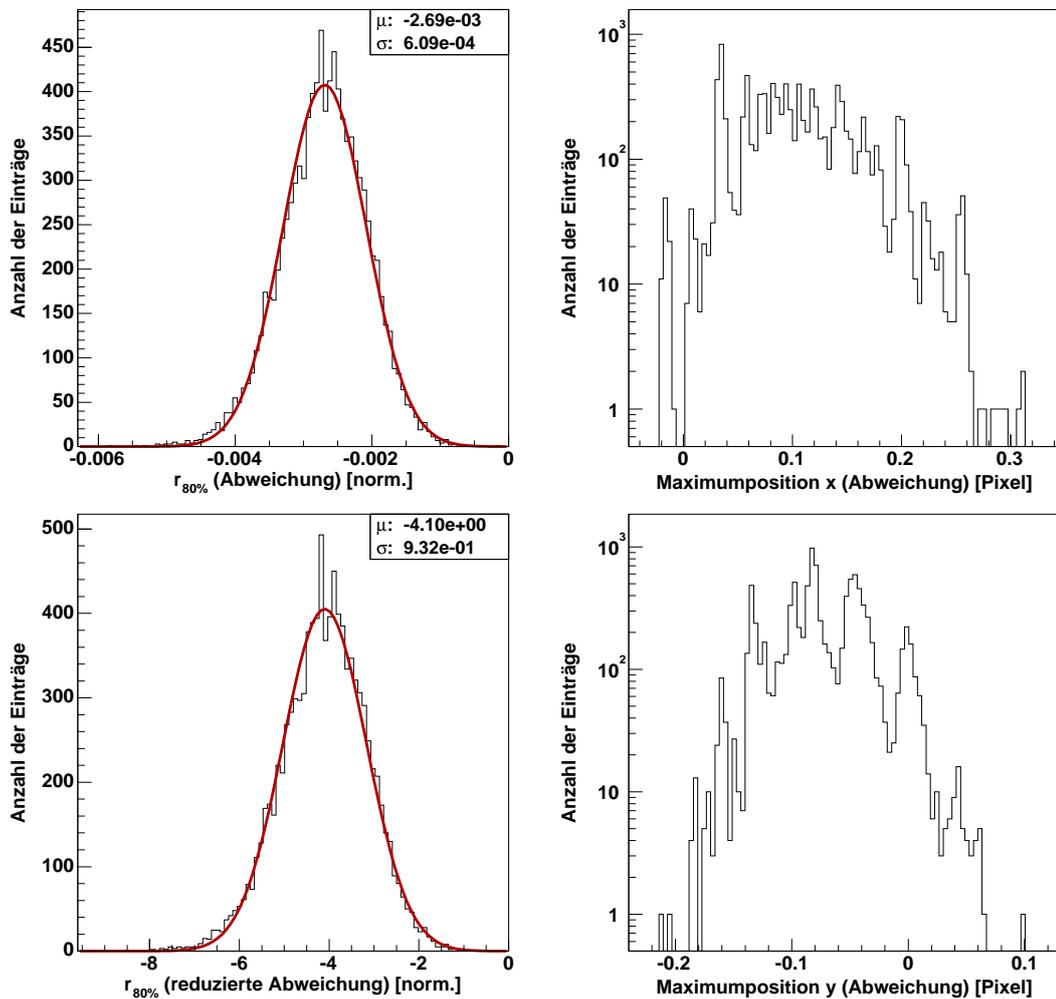


ABBILDUNG C.10: Verteilungen zum 80%-Umschließungsradius und zur Position des Intensitätsmaximums. Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit asymmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion bei  $2.5^\circ$  Achsenferne. Die jeweils eingezeichnete Kurve samt den Werten für die Qualitätsparameter rechts oben in den Verteilungen sind Resultate der Anpassung einer Normalverteilung. *Links*: Relative (oben) und reduzierte (unten) Abweichung des bestimmten 80%-Umschließungsradius. *Rechts*: Absolute Abweichung der bestimmten Position des Intensitätsmaximums in horizontaler (oben) und vertikaler (unten) Richtung.

wird bei der Betrachtung des 80%-Umschließungsradius vervollständigt. Aus den Verteilungen in Abbildung C.10 (links) wird ersichtlich, dass die Bildanalyse hier zwar eine systematische Unterschätzung einführt; mit weniger als 0.3% fällt diese aber sehr klein aus. Im Verhältnis zum statistischen Fehler, welcher hier korrekt ermittelt wird, dominiert der systematische Fehler allerdings mit etwa vier Standardabweichungen.

Abschließend finden sich in Abbildung C.10 (rechts) noch die Verteilungen für die absoluten Abweichungen der Position des Intensitätsmaximums. Die Größenordnung der Fehler ist in Bezug auf die tatsächliche Anwendung auch hier von keiner praktischen Bedeutung. Anzumerken ist jedoch, dass die simulierten Intensitätsverteilungen

TABELLE C.4: Zusammenfassung der Qualitätsparameter für die Analyse von generierten Lichtverteilungen ähnlich der Abbildungsfunktion bei einer Achsenferne von etwa  $2.5^\circ$  zur Überprüfung der Bildanalyse. Angegeben sind die Anpassungswerte einer Normalverteilung an die Verteilungen der jeweils  $10^4$  ermittelten Objektparameter. Im oberen Teil sind die Anpassungswerte für Verteilungen absoluter, im unteren Teil die für Verteilungen relativer Abweichungen aufgeführt.

<i>Objektparameter</i>	<i>Abweichung</i>		<i>reduzierte Abweichung</i>	
	$\mu$	$\sigma$	$\mu_r$	$\sigma_r$
Mittl. Untergrund $u$ [Eintr.]	$2.1 \cdot 10^{-1}$	$7.0 \cdot 10^{-2}$		
Schwerpunkt $s_x$ [Pixel]	$-7.6 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$-7.0 \cdot 10^{+0}$	$1.9 \cdot 10^{+0}$
Schwerpunkt $s_y$ [Pixel]	$-8.0 \cdot 10^{-5}$	$9.8 \cdot 10^{-3}$	$-9.8 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{+0}$
Breite Untergrund $b_u$ [norm.]	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$3.9 \cdot 10^{-3}$		
Intensität $I$ [norm.]	$-1.7 \cdot 10^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{-4}$	$-4.6 \cdot 10^{+0}$	$1.3 \cdot 10^{+0}$
Breite $b_x$ [norm.]	$-8.3 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$-1.5 \cdot 10^{+1}$	$2.8 \cdot 10^{+0}$
Breite $b_y$ [norm.]	$-4.2 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$-5.2 \cdot 10^{+0}$	$1.5 \cdot 10^{+0}$
Breite $r_{80\%}$ [norm.]	$-2.7 \cdot 10^{-3}$	$6.1 \cdot 10^{-4}$	$-4.1 \cdot 10^{+0}$	$9.3 \cdot 10^{-1}$

ein im Vergleich zu den gemessenen Verteilungen ausgeprägteres Maximum aufweisen.

In Tabelle C.4 sind die Qualitätsparameter aller Verteilungen zusammenfassend aufgeführt. Die Resultate zeigen, dass der Analysealgorithmus auch gut mit asymmetrischen Lichtverteilungen relativ großer Ausmaße zurechtkommt. Zwar übersteigen die systematischen Fehler die ermittelten statistischen Unsicherheiten meist deutlich, die tatsächlichen Abweichungen zu den nominellen Werten sind jedoch eher klein. Allerdings versagt der Algorithmus bei der Bestimmung der statistischen Fehler zum Teil recht deutlich. Auch weisen einige Verteilungen eine sichtbare Abweichung von der Normalform auf. Da bei der Analyse der Abbildungsfunktion die statistischen Unsicherheiten aufgrund externer Einflüsse aber immer noch dominieren, sind diese Unzulänglichkeiten von keiner praktischen Bedeutung.

Abschließend lässt sich feststellen, dass für alle Objektparameter – und hier sind insbesondere die Breiten der Verteilungen zu nennen – eine beachtliche Genauigkeit erreicht wird. Der systematische Fehler bleibt für alle Größen unterhalb von 1% bzw. einem Zehntel der Pixelbreite.



## Anhang D

# Chronologie der Spiegeljustierungen

Nachfolgend sind alle im Zusammenhang mit der Spiegeljustierung stehenden Aufenthalte auf dem H.E.S.S.-Gelände in Namibia samt der dabei jeweils durchgeführten Arbeiten zusammengefasst.

**Oktober 2001:** Im Oktober 2001 wurde das Gesamtsystem zur Justierung der Spiegelfacetten erstmals in Betrieb genommen. Ziel war es, den Reflektor des ersten H.E.S.S.-Teleskops (CT03) zu justieren und dabei das Zusammenspiel aller Komponenten zu optimieren und gegebenenfalls von Fehlern zu bereinigen. Während dieses Aufenthalts konnten von den 380 Spiegeln allerdings nur 271 erfolgreich justiert werden. Dies lag zum einen an externen Einflüssen wie schlechtem Wetter und teilweise knapper Zuteilungen des Teleskops aufgrund konkurrierender Hard- und Softwareexperten mit für eine gleichzeitige Justierung unverträglichem Programm. Zum anderen war die bis dahin nur an simulierten Justiervorgängen getestete Steuerungssoftware hinsichtlich der verlässlichen Interpretation der CCD-Bilder noch unzulänglich. Auch stellte sich heraus, dass einige Abläufe nicht gut den Gegebenheiten entsprachen. So wurden beispielsweise anfangs erst alle Spiegel ausschließlich grobjustiert, was dazu führte, dass der Hauptlichtfleck mit der Zeit immer breiter ausfiel und dessen Schwerpunkt damit immer schlechter definiert war. Zudem störten die teilweise nur schlecht positionierten Einzelreflektoren die Justierung weiterer Spiegelfacetten. Die Erfahrungen und die über zweitausend CCD-Bilder aus Justiervorgängen bzw. -versuchen konnten aber anschließend im Labor dazu verwendet werden, die Abläufe und insbesondere die Analyse der Bilder zu optimieren und geeignete Konsistenzüberprüfungen zu implementieren.

**Januar/Februar 2002:** Bereits im Januar/Februar 2002 konnte der gesamte Reflektor von CT03 mit der überarbeiteten Steuerungssoftware ohne nennenswerte Probleme justiert werden. Seitdem blieb die Steuerungssoftware im wesentlichen unverändert und wurde nur punktuell erweitert bzw. verbessert.

**November/Dezember 2002:** Im November/Dezember 2002 wurde der Reflektor des zweiten H.E.S.S.-Teleskops (CT02) erfolgreich justiert.

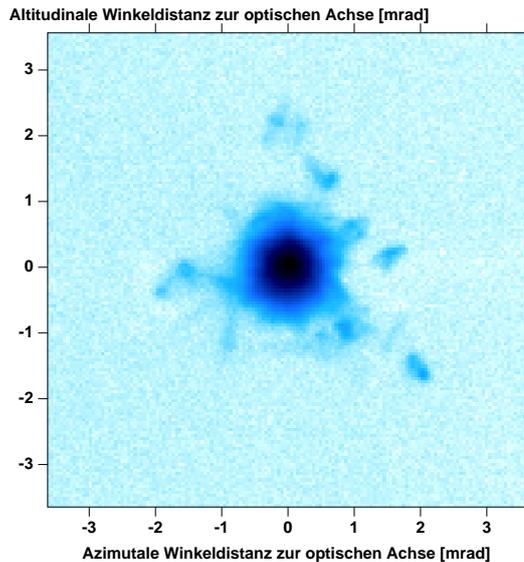


ABBILDUNG D.1: CCD-Aufnahme der Abbildungsfunktion von CT04 nach der manuellen Überprüfung einiger Spiegelmodule. Die Intensitätsskala ist logarithmisch. Deutlich ist zu sehen, dass einige Sternabbilder außerhalb des Hauptlichtflecks liegen.

**Februar/März 2003:** Beim Einbau der Cherenkov-Kamera in CT02 stellte sich nachträglich heraus, dass das Ersatzgewicht für die Cherenkov-Kamera an falscher Stelle an die Kameramasten montiert war, so dass die darauf angebrachte Justierplatte nicht im korrekten Fokus lag. Deshalb wurden im Februar/März 2003 alle Spiegelfacetten von CT02 erneut feinjustiert, wobei diesmal der Deckel der Cherenkov-Kamera als Schirm diente. Fortan wurde die Position der Justierplatte vor weiteren Justierungen vermessen und gegebenenfalls bis auf wenige Millimeter genau korrigiert.

**Juni/Juli 2003:** Im Juni/Juli 2003 wurde der Reflektor des vorletzten H.E.S.S.-Teleskops (CT04) erfolgreich justiert.

**September/Oktober 2003:** Bei diesem Aufenthalt in Namibia wurde der Reflektor des letzten Teleskops (CT01) erfolgreich justiert.

**September/Oktober 2004:** Im Februar 2004 wurde bei einem der Spiegelmodule von CT04 eine defekte Aufhängung für die Spiegelfacette entdeckt, woraufhin einige der umliegenden Module manuell überprüft wurden. Zwar stellte sich heraus, dass keines der anderen Module von diesem Problem betroffen war, alle angestasteten Spiegelmodule waren anschließend allerdings dejustiert, wie in Abbildung D.1 zu sehen. Da nach dem Test nicht mehr nachzuvollziehen war, welche Module konkret betroffen waren, wurden alle Spiegelfacetten während dieses Aufenthalts rejustiert.

Bei erstmaliger Messung der Abbildungsfunktion von CT01 nach Installation der Cherenkov-Kamera stellte sich heraus, dass trotz aufwendiger Vermessung der Position der Justierplatte ein Versatz zum Kameradeckel existiert haben musste. Die Ursache hierfür blieb ungeklärt. Zwar war die Verbreiterung der Abbildungsfunktion nicht kritisch, dieser Aufenthalt wurde dennoch dazu genutzt, sämtliche Spiegelfacetten von CT01 nochmals feinzujustieren. Dabei kam erstmals das 135mm-Objektiv in Verbindung mit der LidCCD-Kamera zum Einsatz.

## Appendix E

# The optical system of the H.E.S.S. II telescope

The stereoscopic system of four large imaging atmospheric Cherenkov telescopes operated by the H.E.S.S. Collaboration in the Khomas Highland of Namibia is planned to be extended by a central very large telescope. The new telescope with its 30 m type reflector, called H.E.S.S. II, is designed to provide a total mirror area of 600 m<sup>2</sup> for the imaging of air showers onto the Cherenkov camera consisting of 2048 photomultiplier tubes of about 0.07° size. In order to guarantee a stable and reliable imaging of excellent quality for the whole field of view of 3.2°, intense technical studies as well as detailed Monte Carlo simulations of the optical system have been performed.

### E.1 Introduction

The H.E.S.S. Collaboration plans to expand its stereoscopic system of currently four imaging atmospheric Cherenkov telescopes (Hofmann *et al.* 2005) in order to extend its energy range for observations of high energy phenomena in our universe. The current telescopes with their 13 m reflectors (Bernlöhr *et al.* 2003) and fine-grained Cherenkov cameras with a large field of view (Vincent *et al.* 2003) are best suited for the exploration of the gamma-ray universe in the energy range from about 100 GeV through several 10 TeV. In order to lower the energy threshold to 20 GeV or below and to improve the sensitivity above 100 GeV the system will be complemented by a central very large telescope with a reflector diameter of about 30 m (Vincent *et al.* 2005a). The complete optical system of the new H.E.S.S. II telescope with a total mirror area of about 600 m<sup>2</sup> represents a natural evolution of the very successful system of the current H.E.S.S. telescopes (Cornils *et al.* 2005b).

### E.2 The optical system

The H.E.S.S. II telescope (see Fig. E.1 (left)) is designed to supply a total mirror area of about 600 m<sup>2</sup>, as is prerequisite for a considerable improvement of image quality and photoelectron statistics in the 100 GeV range, and for a threshold of around 20 GeV. Its energy range thereby overlaps with that of satellite instruments, and at the same time provides effective detection areas that are larger by orders of magnitude. The dish size

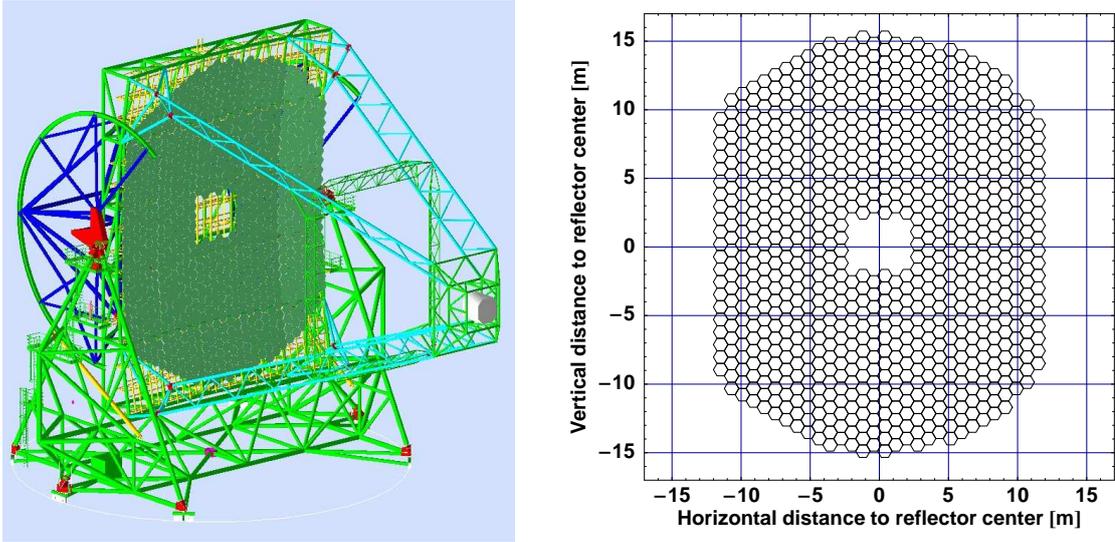


FIGURE E.1: *Left:* Sketch of the HESS-II telescope. *Right:* Layout of the HESS-II reflector consisting of 850 hexagonal mirror facets of 90 cm diameter (flat-to-flat). The total reflector area is 596 m<sup>2</sup>.

represents the solution for a preferably large mirror area under the constraint of limiting expenses and technical risks inherent in the extrapolation from current telescopes to a reasonable level. Both, costs and risks increase rapidly for larger dish sizes.

A minimal  $f/d$  ratio of 1.2 is required to achieve very good imaging over the field of view which translates to a focal length of about 36 m. Larger  $f/d$  ratios would improve imaging towards the edge of the field of view; however, scaling laws imply that weight and costs of the camera support structure grow steeply with increasing focal length.

The reflector will be of parabolic shape which minimizes the time dispersion of photons forming the image. A Davies-Cotton mirror arrangement (Davies & Cotton 1957), such as used for the HESS-Phase I telescopes, offers slightly improved off-axis imaging; however, at the expense of a time dispersion of photons. For a 13 m type dish the dispersion is at a tolerable level of 1.4 ns r.m.s., jet growing linearly with diameter at fixed  $f/d$ . For a 30 m dish the time dispersion of the pulse would lead to an increase of the energy threshold. However, deviations of up to  $\pm 0.1$  m from the exact parabolic shape are tolerable.

The dish is a rectangular spatial truss of 32 m height, 24 m width and a depth varying between 2.7 m and 4.6 m; its front surface approximates a parabola by  $5 \times 5$  flat segments. The mirror shape corresponds to a truncated circle, reducing the width and thereby the cost of the mount, compared to a circular mirror. The spatial truss of the dish is optimized with regard to stiffness and eigenfrequencies. Deforming under the influence of gravity, the dish retains its parabolic shape; the dominant effect being a lateral shift of the focus (*homology principle*). The mirror facets are supported by 25 identical mirror support segments welded to the dish. Due to its rectangular rather than radial and azimuthal grid of beams, the dish structure is simpler to manufacture than that of the HESS-Phase I telescopes.

The reflector will consist of 850 hexagonal mirror facets of 90 cm width (flat-to-flat) as shown in Figure E.1 (right). A number of different manufacturing techniques are

available for mirrors up to this size. With the view to high reliability and ease of operation, a passive support of mirror facets is used, with the dish designed rigid enough to provide stable imaging at least between  $45^\circ$  and  $90^\circ$  elevation. As with H.E.S.S. Phase I, motors for remote alignment of the facets using images of stars are planned to be used, but should only be required for the initial alignment and occasional realignment of the facets.

For optimum shower imaging the telescope should be focused on the shower maximum (Hofmann 2001). Since the distance to the (average) shower maximum varies with elevation, the telescope needs to be refocused by moving the camera closer towards the dish for observations at small angles of elevation. The camera is therefore supported by a quadrupod attached to the four corners of the dish. In order to refocus the telescope depending on zenith angle the camera is movable along the optical axis by 10 cm. The Cherenkov camera itself consists of 2048 pixels of about  $0.07^\circ$  size, providing a field of view of  $3.2^\circ$  (Vincent *et al.* 2005b).

### E.3 Simulations

The techniques for the simulation of the H.E.S.S.-II optics are based on the same principles and tools used for the study of the H.E.S.S. Phase I reflectors (Cornils *et al.* 2003c). These algorithms proved to be very accurate in describing the actual telescope configuration; in fact, even sub-structural details of the intensity distributions are reproduced (Cornils *et al.* 2005b). As the manufacturing of the mirror facets has yet to start, the mean quality – i.e. the single mirror point spread function – as well as the alignment accuracy of all H.E.S.S. Phase I facets was adopted for the investigations described here.

For a parabolic reflector the nominal focal length of the mirror facets vary with the distance to the center of the reflector; i.e. each mirror facet has its own nominal focal length. However, for the purpose of Cherenkov telescopes with their moderate imaging requirements it is sufficient to subdivide all facets into a certain number of groups with identical focal lengths, respectively. Because it is rather inconvenient to manufacture, test, and manage mirror facets for a large number of different focal lengths, the actual number is subject to minimization. The first simulation study was therefore performed to investigate the effect of the number of different focal lengths on the imaging quality. Results are shown in Figure E.2 (left).

Three different quantities for the spot width are used. The first two are the r.m.s. widths of the intensity distribution projected onto the radial ( $\sigma_{\text{radial}}$ ) and the corresponding orthogonal ( $\sigma_{\text{tangential}}$ ) axis in the focal plane. They illustrate possible asymmetries in spot shape. In addition, the radius of a circle around the center of gravity containing 80% of the total intensity ( $r_{80\%}$ ) is given to indicate the overall size.

Curves are shown for two different cases. In the first scenario, which represents the optimum, all mirror facets were set up to have their nominal focal length according to a perfect parabola. Variations in the actual focal length are then only due to manufacturing imperfections. The second scenario represents the worst case in which all mirror facets are manufactured to have an identical focal length of 36.74 m, which is the mean value of the nominal focal lengths of all facets. Note, that an allocation of individual mirror facets on the dish according to their actual focal length (variations due to manufacturing imperfections) was not performed.

A difference between the two cases is barely detectable. At first glance, this result

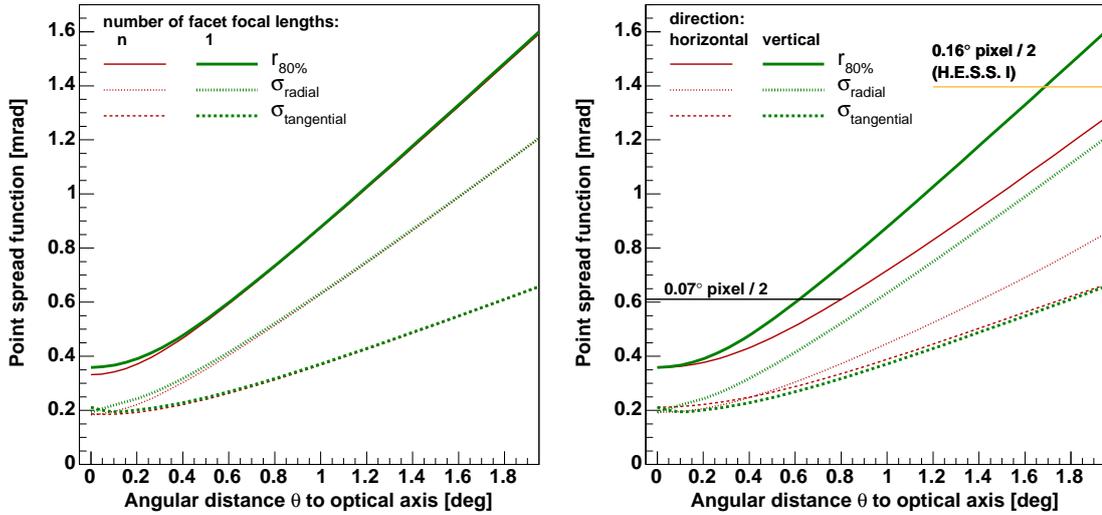


FIGURE E.2: *Left*: Simulated point spread function as a function of the angular distance  $\theta$  to the optical axis for different numbers of facet focal lengths. The lower curves ( $n$ ) show the situation for the scenario in which every mirror facet is manufactured to have its nominal focal length. The top curves (1) represent the case in which all facets are manufactured to have an identical focal length of 36.74 m. Curves are shown for the vertical direction only. *Right*: Simulated point spread function for both directions with a uniform facet focal length. The top/lower curves are for the vertical/horizontal direction, respectively. The horizontal lines indicate different radii of the Cherenkov camera pixels for comparison.

is rather surprising. However, given the fact that the  $f/d = 40$  ratio for a single mirror facet is rather large, variations in focal length of a few percent have a negligible effect on the overall imaging quality. In addition, with increasing angular distance to the optical axis spherical aberrations start to dominate the size of the point spread function as is expected for single reflector optics. Hence, a uniform focal length for all mirror facets has been adopted.

Due to the asymmetry of the reflector geometry the point spread function is expected to depend not only on the angular distance to the optical axis, but also on the polar angle in the focal plane. Simulations were therefore carried out for the horizontal and vertical directions separately. Some of the resulting intensity distributions are shown in Figure E.3.

Qualitatively, it can already be seen that the series of spot shapes along the vertical direction (top) tend to develop longer tails as compared to those in horizontal direction (bottom). A more quantitative description is given in Figure E.2 (right). There, the three different measures of the point spread function as a function of the angular distance to the optical axis are shown separately for both directions. The difference between the horizontal and vertical development of the spot size with increasing angular distance is significant. In addition, the difference between  $\sigma_{radial}$  and  $\sigma_{tangential}$  – i.e. the shape asymmetry – for the vertical direction is growing relatively fast. This is in contrast to the behaviour of Davies-Cotton type reflectors. For similar  $f/d$  ratios, the spot asymmetry for such reflectors is less dominant, and the overall size of the point spread function is increasing at a slightly lower rate (compare to e.g. Cornils *et al.* (2005b)).

Even though the asymmetry of the reflector layout implies the need for an addi-

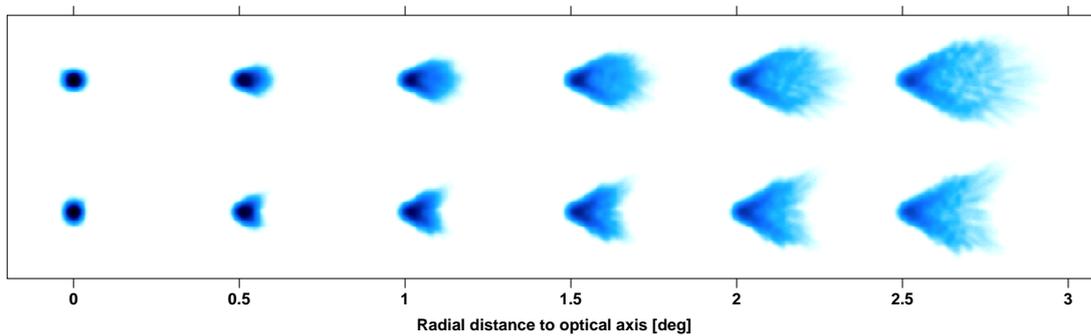


FIGURE E.3: Simulated point spread function of the HESS-II reflector for various angular distances to the optical axis. The top series of shapes represents the (rotated) evolution in vertical direction; the bottom series respectively in horizontal direction. The intensity scale is logarithmic. Note that the actual active field of view is limited to a radius of 1.6 degrees.

tional parameter to describe the point spread function in the focal plane, the actual dependencies are well understood. This will serve to improve the analysis of shower images when necessary.

## E.4 Conclusions

The design of the HESS-II telescope represents a cost-effective solution for a 600 m<sup>2</sup> type Cherenkov telescope. Rigid steel structures guarantee reliable imaging for the whole range of operation without the need to realign mirrors in-between observations.

Intense simulation studies of the reflector design have been performed which led to a comprehensive understanding of the imaging. The results show that a uniform manufacturing focal length for all mirror facets will be sufficient to form the parabolic reflector; the impact on imaging quality is negligible.



# Literaturverzeichnis

- AHARONIAN, F., *et al.* (HEGRA COLLABORATION). 2002. An unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2. *Astronomy & Astrophysics*, **393**, L37–L40.
- AHARONIAN, F., *et al.* (HEGRA COLLABORATION). 2003. Is the giant radio galaxy M87 a TeV gamma-ray emitter? *Astronomy & Astrophysics*, **403**, L1–L5.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2004a. Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector. *Astroparticle Physics*, **22**, 109–125.
- AHARONIAN, F., *et al.* (HEGRA COLLABORATION). 2004b. The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV: Observations with the HEGRA Stereoscopic Air Cerenkov Telescopes. *Astrophysical Journal*, **614**, 897–913.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2004c. Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A\*. *Astronomy & Astrophysics*, **425**, L13–L17.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005a. Discovery of the binary pulsar PSR B1259-63 in very-high-energy gamma rays around periastron with HESS. *Astronomy & Astrophysics*, **442**, 1–10.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005b. Discovery of Very High Energy Gamma Rays Associated with an X-ray Binary. *Science*, **309**(5735), 746–749.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005c. H.E.S.S. observations of PKS 2155-304. *Astronomy & Astrophysics*, **430**, 865–875.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005d. Multi-wavelength observations of PKS 2155-304 with HESS. *Astronomy & Astrophysics*, **442**, 895–907.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005e. A New Population of Very High Energy Gamma-Ray Sources in the Milky Way. *Science*, **307**(5717), 1938–1942.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005f. Observations of Mkn 421 in 2004 with HESS at large zenith angles. *Astronomy & Astrophysics*, **437**, 95–99.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005g. A search for very high energy  $\gamma$ -ray emission from the starburst galaxy NGC 253 with HESS. *Astronomy & Astrophysics*, **442**, 177–183.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005h. Serendipitous discovery of the unidentified extended TeV  $\gamma$ -ray source HESS J1303-631. *Astronomy & Astrophysics*, **439**, 1013–1021.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005i. Very high energy gamma rays from the composite SNR G 0.9+0.1. *Astronomy & Astrophysics*, **432**, L25–L29.

- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2006a. Discovery of very-high-energy  $\gamma$ -rays from the Galactic Centre ridge. *Nature*, **439**(7077), 695–698.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2006b. The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays. *Astrophysical Journal*, **636**, 777–797.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2006c. A low level of extragalactic background light as revealed by  $\gamma$ -rays from blazars. *Nature*, **440**(7087), 1018–1021.
- AHARONIAN, F., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2006d. Observations of the Crab nebula with HESS. *Astronomy & Astrophysics*, **457**, 899–915.
- AHARONIAN, F.A. 2004. *Very High Energy Cosmic Gamma Radiation: A Crucial Window on the Extreme Universe*. World Scientific.
- AHARONIAN, F.A., & ATOYAN, A.M. 2000. Broad-band diffuse gamma ray emission of the galactic disk. *Astronomy & Astrophysics*, **362**, 937–952.
- AHARONIAN, F.A., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2004d. High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant. *Nature*, **432**(7013), 75–77.
- ANANTHARAMAIAH, K.R., VIALLEFOND, F., MOHAN, N.R., GOSS, W.M., & ZHAO, J.H. 2000. Starburst in the Ultraluminous Galaxy Arp 220: Constraints from Observations of Radio Recombination Lines and Continuum. *Astrophysical Journal*, **537**, 613–630.
- ANCHORDOQUI, L.A., TORRES, D.F., MCCAULEY, T.P., ROMERO, G.E., & AHARONIAN, F.A. 2003. Neutrinos from Accreting Neutron Stars. *Astrophysical Journal*, **589**, 481–486.
- ARP, H. 1966. Atlas of Peculiar Galaxies. *Astrophysical Journal Supplement Series*, **14**, 1–20.
- AYE, K.-M., CHADWICK, P.M., HADJICHRISTIDIS, C., DANIEL, M.K., LATHAM, I.J., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2003. Atmospheric Monitoring For The H.E.S.S. Project. *Seiten 2879–2882 in: KAJITA, T., ASAOKA, Y., KAWACHI, A., MATSUBARA, Y., & SASAKI, M. (Hg.), Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference*, Bd. 5. Universal Academy Press.
- BAAN, W.A., WOOD, P.A.D., & HASCHICK, A.D. 1982. Broad hydroxyl emission in IC 4553. *Astrophysical Journal*, **260**, L49–L52.
- BEILICKE, M. 2005. *Entdeckung einer unidentifizierten, ausgedehnten TeV- $\gamma$ -Quelle HESS J1303-631 und Bestätigung der Radiogalaxie M87 als TeV- $\gamma$ -Quelle mit den H.E.S.S.-Cherenkov-Teleskopen*. Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Hamburg.
- BEILICKE, M., & PETZ, A. 2002 (April). *Results of the cable tests for the H.E.S.S. Lid- and the Sky-CCD camera*. H.E.S.S. Internal Note 02/12. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.
- BEILICKE, M., BENBOW, W., CORNILS, R., HEINZELMANN, G., HORNS, D., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005. Observation of the giant radio galaxy M87 at TeV energies with the H.E.S.S. Cherenkov telescopes. *Seiten 299–302 in: ACHARYA, B.S., GUPTA, S., JAGADEESAN, P., JAIN, A., KARTHIKEYAN, S., MORRIS, S., & TONWAR, S. (Hg.), Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Bd. 4. Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai.
- BEILICKE, M., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2006. Extragalactic objects in the very high energy regime — Results from H.E.S.S. observations of extragalactic objects in 2003–2005. *In: (erscheint in) PAREDES, J.M., REIMER, O., & TORRES, D.F. (Hg.), The Multi-Messenger Approach to Unidentified Gamma-Ray Sources*. Astrophysics & Space Science Library. Springer.

- BERGVALL, N., MARQUART, T., ÖSTLIN, G., & ZACKRISSON, E. 2005. The starburst phenomenon from the optical/near-IR perspective. *Seiten 103–108 in: DE GRIJS, R., & GONZÁLEZ DELGADO, R.M. (Hg.), Starbursts: From 30 Doradus to Lyman Break Galaxies. Astrophysics & Space Science Library, Bd. 329. Springer.*
- BERNLÖHR, K. 2000. *Pictures and movies from simulated air showers.*  
[http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/~bernlöhr/HESS/MC\\_images/](http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/~bernlöhr/HESS/MC_images/).
- BERNLÖHR, K. 2003a (Juli). *CORSIKA and sim\_hessarray – Simulation of the imaging atmospheric Cherenkov technique for the H.E.S.S. experiment.*
- BERNLÖHR, K. 2003b (Mai). *Private Kommunikation.*
- BERNLÖHR, K., CARROL, O., CORNILS, R., ELFAHEM, S., ESPIGAT, P., *et al.* 2003. The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part I: layout and components of the system. *Astroparticle Physics*, **20**, 111–128.
- BHATTACHARJEE, P., & SIGL, G. 2000. Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays. *Physics Reports*, **327**, 109–247.
- BLATTNIG, S.R., SWAMINATHAN, S.R., KRUGER, A.T., NGOM, M., & NORBURY, J.W. 2000. Parametrizations of inclusive cross sections for pion production in proton-proton collisions. *Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology*, **62**(9), 094030.
- BOLZ, O. 2004. *Absolute Energiekalibration der abbildenden Cherenkov-Teleskope des H.E.S.S. Experiments und Ergebnisse erster Beobachtungen des Supernova-Überrests RX J1713.7-3946.* Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- BRAUN, I. 2005 (Juni). *Private Kommunikation.*
- CAWLEY, M.F., FEGAN, D.J., HARRIS, K., KWOK, P.W., HILLAS, A.M., *et al.* 1990. A high resolution imaging detector for TeV gamma-ray astronomy. *Astronomy & Astrophysics*, **1**, 173–193.
- CLEMENTS, D.L., MCDOWELL, J.C., SHAKED, S., BAKER, A.C., BORNE, K., *et al.* 2002. Chandra Observations of Arp 220: The Nuclear Source. *Astrophysical Journal*, **581**, 974–980.
- CORNILS, R. 2001. *Untersuchungen zur automatisierten Justierung der Spiegelfacetten der H.E.S.S. Cherenkov-Teleskope.* Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.
- CORNILS, R., & JUNG, I. 2001. Alignment of the mirror facets of the H.E.S.S. Cherenkov telescopes. *Seiten 2879–2882 in: SIMON, M., LORENZ, E., & POHL, M. (Hg.), Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference, Bd. 7. Copernicus Gesellschaft.*
- CORNILS, R., HEINZELMANN, G., GILLESSEN, S., JUNG, I., & HOFMANN, W. 2003a. Mirror Alignment and Optical Quality of the H.E.S.S. Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes. *Seiten 403–408 in: ENOMOTO, R., MORI, M., & YANAGITA, S. (Hg.), The Universe Viewed in Gamma-Rays. Universal Academy Press.*
- CORNILS, R., GILLESSEN, S., JUNG, I., HOFMANN, W., HEINZELMANN, G., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2003b. Mirror alignment and performance of the optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. *Seiten 2875–2878 in: KAJITA, T., ASAOKA, Y., KAWACHI, A., MATSUBARA, Y., & SASAKI, M. (Hg.), Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Bd. 5. Universal Academy Press.*
- CORNILS, R., GILLESSEN, S., JUNG, I., HOFMANN, W., BEILICKE, M., *et al.* 2003c. The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part II: mirror alignment and point spread function. *Astroparticle Physics*, **20**, 129–143.

- CORNILS, R., BERNLÖHR, K., HEINZELMANN, G., HOFMANN, W., PANTER, M., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005a. The optical system of the H.E.S.S. II telescope. *Seiten 171–174 in: ACHARYA, B.S., GUPTA, S., JAGADEESAN, P., JAIN, A., KARTHIKEYAN, S., MORRIS, S., & TONWAR, S. (Hg.), Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Bd. 5. Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai.
- CORNILS, R., GILLESSEN, S., JUNG, I., HOFMANN, W., HEINZELMANN, G., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005b. Point spread function and long-term stability of the H.E.S.S. reflectors. *Seiten 736–741 in: AHARONIAN, F.A., VÖLK, H.J., & HORNS, D. (Hg.), Proceedings of the 2nd International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*. AIP Conference Proceedings, Bd. 745. American Institute of Physics.
- COTTON, W.D., CONDON, J.J., & ARBIZZANI, E. 1999. Arcsecond Positions of UGC Galaxies. *Astrophysical Journal Supplement Series*, **125**, 409–412.
- DAVIES, J.M., & COTTON, E.S. 1957. Design of the quartermaster solar furnace. *Journal for Solar Energy Science and Engineering*, **1**(16), 16–22.
- DE NAUROIS, M. 2005. Analysis methods for Atmospheric Cerenkov Telescopes. *Seiten 149–161 in: DEGRANGE, B., & FONTAINE, G. (Hg.), Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII*. École Polytechnique, Palaiseau.
- DE NAUROIS, M., GUY, J., DJANNATI-ATAÏ, A., TAVERNET, J.-P., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2003. Application of an analysis method based on a semianalytical shower model to the first H.E.S.S. telescope. *Seiten 2907–2910 in: KAJITA, T., ASAOKA, Y., KAWACHI, A., MATSUBARA, Y., & SASAKI, M. (Hg.), Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference*, Bd. 5. Universal Academy Press.
- DE VAUCOULEURS, G., DE VAUCOULEURS, A., CORWIN, H.G., JR., BUTA, R.J., PATUREL, G., *et al.* 1991. *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*. Astronomy and astrophysics library. Springer.
- DEVILLARD, N. 1997. The eclipse software. *The messenger*, **87**(March).  
<http://www.eso.org/projects/aot/eclipse/>.
- DOMINGO-SANTAMARÍA, E., & TORRES, D.F. 2005. High energy gamma-ray emission from the starburst nucleus of NGC 253. *Astronomy & Astrophysics*, **444**, 403–415.
- FELDMAN, G.J., & COUSINS, R.D. 1998. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology*, **57**(7), 3873–3889.
- FUNK, S., HERMANN, G., HINTON, J., BERGE, D., BERNLÖHR, K., *et al.* 2004. The trigger system of the H.E.S.S. telescope array. *Astroparticle Physics*, **22**, 285–296.
- GAISSER, T.K. 1990. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press.
- GILLESSEN, S. 1999. *Überwachung der Abbildung eines Čerenkov-Teleskops und automatische Spiegeljustierung mit einer CCD-Kamera*. Diplomarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- GILLESSEN, S. 2001 (Januar). *CCD-cameras for the H.E.S.S. telescopes*. H.E.S.S. Internal Note 01/02. Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg.
- GILLESSEN, S. 2004. *Sub-Bogenminuten-genaue Positionen von TeV-Quellen mit H.E.S.S.* Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.

- GILLESSEN, S., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2003. Arcsecond Level Pointing Of The H.E.S.S. Telescopes. *Seiten 2899–2902 in: KAJITA, T., ASAOKA, Y., KAWACHI, A., MATSUBARA, Y., & SASAKI, M. (Hg.), Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference*, Bd. 5. Universal Academy Press.
- HANISCH, R.J., FARRIS, A., GREISEN, E.W., PENCE, W.D., SCHLESINGER, B.M., *et al.* 2001. Definition of the Flexible Image Transport System (FITS). *Astronomy & Astrophysics*, **376**, 359–380.
- HARTMAN, R.C., BERTSCH, D.L., BLOOM, S.D., CHEN, A.W., DEINES-JONES, P., *et al.* 1999. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *Astrophysical Journal Supplement Series*, **123**, 79–202.
- HECK, D., KNAPP, J., CAPDEVIELLE, J.N., SCHATZ, G., & THOUW, T. 1998. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. Wissenschaftliche Berichte FZKA 6019. Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe.
- HEINZELMANN, G., HOFMANN, W., LOHSE, T., SANTANGELO, A., SCHLICKEISER, R., & WAGNER, S.J. 2004 (Dezember). *Project Proposal to the BMBF, Appendix II: A Large Cherenkov Telescope for the Phase II of H.E.S.S.*
- HESS, V.F. 1912. Über Beobachtungen der durchdringende Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, **XIII**, 1084–1091.
- HILLAS, A.M. 1985. Cherenkov light images of EAS produced by primary gamma. *Seiten 445–448 in: JONES, F.C., ADAMS, J., & MASON, G.M. (Hg.), Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference*. NASA Conference Publication No. 2376, Bd. 3. Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD.
- HOFMANN, W. 1998 (Oktober). *Alignment of the HESS mirrors using images of stars*. H.E.S.S. Internal Note 98/15. Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg.
- HOFMANN, W. 2001. How to focus a Cherenkov telescope. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, **27**, 933–939.
- HOFMANN, W. 2003 (Juni). *Private Kommunikation*.
- HOFMANN, W., JUNG, I., KONOPELKO, A., KRAWCZYNSKI, H., LAMPEITL, H., & PÜHLHOFER, G. 1999. Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images. *Astroparticle Physics*, **12**, 135–143.
- HOFMANN, W., LAMPEITL, H., KONOPELKO, A., & KRAWCZYNSKI, H. 2000. Improved energy resolution for VHE gamma-ray astronomy with systems of Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, **12**, 207–216.
- HOFMANN, W., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005. H.E.S.S. Highlights. *Seiten 97–114 in: ACHARYA, B.S., GUPTA, S., JAGADEESAN, P., JAIN, A., KARTHIKEYAN, S., MORRIS, S., & TONWAR, S. (Hg.), Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Bd. 10. Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai.
- HORNS, D. 2000. *Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen*. Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Hamburg.
- ITOH, C., ENOMOTO, R., YANAGITA, S., YOSHIDA, T., ASAHARA, A., *et al.* 2002. Detection of diffuse TeV gamma-ray emission from the nearby starburst galaxy NGC 253. *Astronomy & Astrophysics*, **396**, L1–L4.

- ITOH, C., ENOMOTO, R., YANAGITA, S., YOSHIDA, T., TANIMORI, T., *et al.* 2003. Evidence of TeV gamma-ray emission from the nearby starburst galaxy NGC 253. *Astronomy & Astrophysics*, **402**, 443–455.
- JUNG, I. 2003. *Entwicklung der Spiegelmechanik, Eichung der Kamera und erste Ergebnisse zum Nachweis hochenergetischer Gamma-Strahlung aus Richtung des Krebsnebels und PKS 2155-304 mit dem ersten H.E.S.S.-Teleskop*. Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- KATONA, A.A.A. 1999. *Automatische Justierung der Spiegel der HESS-Teleskope*. Diplomarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- LEMOINE-GOUMARD, M., DEGRANGE, B., & TLUCZYKONT, M. 2006. Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, **25**, 195–211.
- LI, T.-P., & MA, Y.-Q. 1983. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *Astrophysical Journal*, **272**, 317–324.
- LONGAIR, M.S. 1992. *High Energy Astrophysics*. 2. Aufl. Bd. 1: Particles, photons and their detection. Cambridge University Press.
- LONGAIR, M.S. 1994. *High Energy Astrophysics*. 2. Aufl. Bd. 2: Stars, the Galaxy and the interstellar medium. Cambridge University Press.
- MANNUCCI, F., MAIOLINO, R., CRESCI, G., DELLA VALLE, M., VANZI, L., *et al.* 2003. The infrared supernova rate in starburst galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, **401**, 519–530.
- MCDOWELL, J.C., CLEMENTS, D.L., LAMB, S.A., SHAKED, S., HEARN, N.C., *et al.* 2003. Chandra Observations of Extended X-Ray Emission in Arp 220. *Astrophysical Journal*, **591**, 154–166.
- MUNDELL, C.G., FERRUIT, P., & PEDLAR, A. 2001. Nuclear Gasdynamics in Arp 220: Subkiloparsec-Scale Atomic Hydrogen Disks. *Astrophysical Journal*, **560**, 168–177.
- OREAR, J. 1982. Least squares when both variables have uncertainties. *American Journal of Physics*, **50**(10), 912–916.
- PETERSON, W.D. 1993. *The VMEbus Handbook*. 3. erweiterte Aufl. VMEbus International Trade Association.
- PETZ, A. 2002. *Entwicklung einer CCD-Kameraschnittstelle für das H.E.S.S.-Projekt und Untersuchung der Deformation des Spiegelträgers des ersten H.E.S.S.-Teleskops*. Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.
- POHL, M. 2002. *Einführung in die Hochenergieastrophysik*. Berichte aus der Physik. Shaker.
- PÜHLHOFER, G., *et al.* (HEGRA COLLABORATION). 2003. The technical performance of the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, **20**, 267–291.
- PUNCH, M., AKERLOF, C.W., CAWLEY, M.F., CHANTELL, M., FEGAN, D.J., *et al.* 1992. Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421. *Nature*, **358**(6386), 477–478.
- RAUE, M. 2003. *Entwicklung einer Energierekonstruktion für die H.E.S.S.-Cherenkov-Teleskope und erste Ergebnisse für den Krebsnebel*. Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.
- RAUE, M. 2006. *in Anfertigung*. Dissertation, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.

- RIEGE, H., SCHÜTT, J., & VAN STAA, R. 2000 (November). *HESS Mirror Motor Control Manual*. II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.
- RIEKE, G.H., CUTRI, R.M., BLACK, J.H., KAILEY, W.F., MCALARY, C.W., *et al.* 1985.  $10^{12} L_{\odot}$  starbursts and shocked molecular hydrogen in the colliding galaxies ARP 220 (= IC 4553) and NGC 6240. *Astrophysical Journal*, **290**, 116–124.
- RIPKEN, J. 2001. *Private Kommunikation*.
- RIPKEN, J., HORNS, D., ROLLAND, L., HINTON, J., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005. Dark matter annihilation as possible origin of the very high energy  $\gamma$ -radiation from the Galactic center measured by H.E.S.S. *Seiten 151–154 in: ACHARYA, B.S., GUPTA, S., JAGADEESAN, P., JAIN, A., KARTHIKEYAN, S., MORRIS, S., & TONWAR, S. (Hg.), Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Bd. 4. Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai.
- RODRÍGUEZ-RICO, C.A., GOSS, W.M., VIALLEFOND, F., ZHAO, J.-H., GÓMEZ, Y., & ANANTHARAMAIAH, K.R. 2005. VLA H53 $\alpha$  Radio Recombination Line Observations of the Ultraluminous Infrared Galaxy Arp 220. *Astrophysical Journal*, **633**, 198–204.
- ROVILOS, E., DIAMOND, P.J., LONSDALE, C.J., LONSDALE, C.J., & SMITH, H.E. 2003. Continuum and spectral line observations of the OH Megamaser galaxy Arp 220. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, **342**, 373–382.
- ROVILOS, E., DIAMOND, P.J., LONSDALE, C.J., SMITH, H.E., & LONSDALE, C.J. 2005. The 18-cm light curves of the luminous radio supernova candidates in Arp 220. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, **359**, 827–834.
- ROWELL, G.P. 2003. A new template background estimate for source searching in  $\gamma$ -ray astronomy. *Astronomy & Astrophysics*, **410**, 389–396.
- SAKAMOTO, K., SCOVILLE, N.Z., YUN, M.S., CROSAS, M., GENZEL, R., & TACCONI, L.J. 1999. Counterrotating Nuclear Disks in ARP 220. *Astronomical Journal*, **514**, 68–76.
- SANDERS, D.B., & MIRABEL, I.F. 1996. Luminous Infrared Galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **34**, 749–792.
- SANDERS, D.B., SOIFER, B.T., ELIAS, J.H., MADORE, B.F., MATTHEWS, K., *et al.* 1988. Ultraluminous infrared galaxies and the origin of quasars. *Astronomical Journal*, **325**, 74–91.
- SANDERS, D.B., MAZZARELLA, J.M., KIM, D.-C., SURACE, J.A., & SOIFER, B.T. 2003. The IRAS Revised Bright Galaxy Sample. *Astronomical Journal*, **126**, 1607–1664.
- SCHEFFLER, H., & ELSÄSSER, H. 1990. *Physik der Sterne und der Sonne*. 2. überarbeitete und erweiterte Aufl. BI Wissenschaftsverlag.
- SCHLENKER, S. 2005. *Very High Energy Gamma Rays from the Binary Pulsar PSR B1259-63*. Dissertation, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, Humboldt-Universität zu Berlin.
- SCHLICKEISER, R. 2002. *Cosmic Ray Astrophysics*. Astronomy and astrophysics library. Springer.
- SCHÖNFELDER, V. (Hg.). 2001. *The Universe in Gamma Rays*. Astronomy and astrophysics library. Springer.
- SCHWANKE, U., & LOHSE, T. 2004 (September). *Calculation of Upper Limits and Measurement Errors for Small Signals*. H.E.S.S. Internal Note 04/05. Humboldt-Universität zu Berlin.
- SCOVILLE, N.Z., YUN, M.S., & BRYANT, P.M. 1997. Arcsecond Imaging of CO Emission in the Nucleus of ARP 220. *Astrophysical Journal*, **484**, 702–719.

- SCOVILLE, N.Z., EVANS, A.S., DINSHAW, N., THOMPSON, R., RIEKE, M., *et al.* 1998. NICMOS Imaging of the Nuclei of ARP 220. *Astrophysical Journal*, **492**, L107–L110.
- SHIOYA, Y., TRENTHAM, N., & TANIGUCHI, Y. 2001. On the Hidden Nuclear Starburst in Arp 220. *Astrophysical Journal*, **548**, L29–L32.
- SMITH, H.E., LONSDALE, C.J., LONSDALE, C.J., & DIAMOND, P.J. 1998. A Starburst Revealed—Luminous Radio Supernovae in the Nuclei of ARP 220. *Astrophysical Journal*, **493**, L17–L21.
- THOMPSON, R., RIEKE, M., SCHNEIDER, G., SCOVILLE, N., & NASA. 1997. *A Collision In The Heart Of A Galaxy*. News Release STScI-1997-17. Space Telescope Science Institute. <http://hubblesite.org/newscenter/newsdesk/archive/releases/1997/17/>.
- TLUCZYKONT, M., *et al.* (HEGRA COLLABORATION). 2001. Search for TeV gamma ray emission from young open star clusters with the HEGRA Cherenkov Telescopes. *Seiten 2558–2561 in: SIMON, M., LORENZ, E., & POHL, M. (Hg.), Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference*, Bd. 6. Copernicus Gesellschaft.
- TORRES, D.F. 2004. Theoretical Modeling of the Diffuse Emission of Gamma Rays from Extreme Regions of Star Formation: The Case of ARP 220. *Astrophysical Journal*, **617**, 966–986. Revidierte Fassung (v3) vom 10. Aug 2005: arXiv:astro-ph/0407240.
- TORRES, D.F., & DOMINGO-SANTAMARÍA, E. 2005. Some Comments on the High Energy Emission from Regions of Star Formation Beyond the Galaxy. *Modern Physics Letters A: Particles and Fields; Gravitation; Cosmology and Nuclear Physics*, **20**(37), 2827–2843.
- TORRES, D.F., REIMER, O., DOMINGO-SANTAMARÍA, E., & DIGEL, S.W. 2004. Luminous Infrared Galaxies as Plausible Gamma-Ray Sources for the Gamma-Ray Large Area Space Telescope and the Imaging Atmospheric Cerenkov Telescopes. *Astrophysical Journal*, **607**, L99–L102.
- VAN BUREN, D., & GREENHOUSE, M.A. 1994. A more direct measure of supernova rates in starburst galaxies. *Astrophysical Journal*, **431**, 640–644.
- VINCENT, P., DENANCE, J.-P., HUPPERT, J.-F., MANIGOT, P., DE NAUROIS, M., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2003. Performance of the H.E.S.S. cameras. *Seiten 2887–2890 in: KAJITA, T., ASAOKA, Y., KAWACHI, A., MATSUBARA, Y., & SASAKI, M. (Hg.), Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference*, Bd. 5. Universal Academy Press.
- VINCENT, P., *et al.* (H.E.S.S. COLLABORATION). 2005a. H.E.S.S. Phase II. *Seiten 163–166 in: ACHARYA, B.S., GUPTA, S., JAGADEESAN, P., JAIN, A., KARTHIKEYAN, S., MORRIS, S., & TONWAR, S. (Hg.), Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Bd. 5. Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai.
- VINCENT, P., BAZER-BACHI, A.R., CHOUNET, L.-M., CORONA, P., DEGERLY, Y., *et al.* 2005b. A new camera for the HESS phase II experiment. *Seiten 791–796 in: AHARONIAN, F.A., VÖLK, H.J., & HORNS, D. (Hg.), Proceedings of the 2nd International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*. AIP Conference Proceedings, Bd. 745. American Institute of Physics.
- VÖLK, H.J., AHARONIAN, F.A., & BREITSCHWERDT, D. 1996. The Nonthermal Energy Content and Gamma-Ray Emission of Starburst Galaxies and Clusters of Galaxies. *Space Science Reviews*, **75**, 279–297.
- WEEKES, T.C. 2003. *Very High Energy Gamma-Ray Astronomy*. Series in Astronomy and Astrophysics. Institute of Physics.
- WEEKES, T.C., CAWLEY, M.F., FEGAN, D.J., GIBBS, K.G., HILLAS, A.M., *et al.* 1989. Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique. *Astrophysical Journal*, **342**, 379–395.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Differentielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung . . . . .	4
2.2	Veranschaulichung simulierter Luftschauer . . . . .	11
2.3	Messprinzip der abbildenden Cherenkov-Technik . . . . .	12
2.4	Prinzip der stereoskopischen Rekonstruktion der Herkunftsrichtung anhand mehrerer Luftschauerbilder . . . . .	13
2.5	Das H.E.S.S.-Teleskopsystem . . . . .	14
2.6	Zwei der H.E.S.S.-Teleskope in Nahaufnahme mit dem H.E.S.S.-Logo . . .	15
2.7	Die H.E.S.S.-Cherenkov-Kamera . . . . .	17
3.1	Schematische Darstellung des Verfahrens zur Justierung der Spiegelfacetten mit Sternlicht . . . . .	20
3.2	Verteilung der individuellen Sternabbilder vor und nach der Justierung der Spiegelfacetten . . . . .	21
3.3	Spiegelfacetten mit Aufhängung und Motoren . . . . .	23
3.4	Photographische Darstellung der Hardwareeinschübe der Spiegelsteuerung . . . . .	25
3.5	Plan der Branchverkabelung im Spiegelträger . . . . .	26
3.6	Schematische Darstellung aller Hardwarekomponenten zur Steuerung der Aktuatormotoren . . . . .	27
3.7	LidCCD-Kamera, SkyCCD-Kamera und Laserfacette . . . . .	30
3.8	Gemessene und simulierte Verteilungen zur Positionierungsgenauigkeit der Einzellichtflecken in der Fokalebene . . . . .	34
3.9	Veranschaulichung des Justieralgorithmus . . . . .	36
3.10	Verteilung der Aktuatorhübe . . . . .	42
3.11	Überlagerung der vier CCD-Bilder einer Feinjustierung . . . . .	44
3.12	Abfolge der Justiersterne über einen vollständigen siderischen Tag . . .	47
3.13	Intensitätsverteilung der Abbildung eines Sterns auf dem Kameradeckel im Vergleich zu den Ausmaßen eines Pixels der Cherenkov-Kamera . . .	50
3.14	Abbilder von Sternen in der Fokalebene für zunehmende Winkeldistanzen zur optischen Achse . . . . .	52
3.15	Projizierte Intensitätsverteilungen für unterschiedliche Winkeldistanzen zur optischen Achse . . . . .	53
3.16	Orte im Gesichtsfeld der Cherenkov-Kamera, an denen Messungen zur Untersuchung der Abhängigkeit der Abbildungsfunktion als Funktion des Winkelabstandes zur optischen Achse angefertigt wurden . . . . .	53
3.17	Abbildungsfunktion als Funktion des Winkelabstandes zur optischen Achse . . . . .	54

3.18	Matrixförmige Anordnung von individuellen Abbildern eines Sterns . . .	55
3.19	Spiegelverkipnungen aufgrund elevationsabhängiger Deformation des Spiegelträgers . . . . .	56
3.20	Himmelspositionen, an denen Messungen zur Untersuchung der Abhängigkeit der Abbildungsfunktion vom Elevationswinkel der Teleskope angefertigt wurden . . . . .	57
3.21	Abbildungsfunktion als Funktion des Elevationswinkels . . . . .	58
3.22	Abbildungsfunktion bei 10° Elevation . . . . .	59
3.23	Simulierte Lichtverteilungen für verschiedene Winkeldistanzen zur optischen Achse . . . . .	61
3.24	Gemessene Lichtverteilung bei ca. 2.3° Achsenferne im Vergleich zu einer per Monte Carlo-Simulation generierten Verteilung . . . . .	62
3.25	Vergleich von Fermi- und Fehlerfunktion . . . . .	66
3.26	Abschätzung der statistischen Fehler anhand der Abbildungsfunktion als Funktion der Achsenferne . . . . .	69
3.27	Betrachtung der Langzeitstabilität der Teleskopkonstruktion anhand der zeitlichen Entwicklung der Abbildungsfunktion von CT02 und CT03 . .	71
3.28	Zeitliche Entwicklung der Abbildungsfunktion von CT01 und CT04 nach der Rejustierung . . . . .	73
4.1	Radio-, Infrarot- und Röntgen-Aufnahmen von Arp 220 . . . . .	78
4.2	Schematische Zeichnung der Komponenten des Zentrums von Arp 220 .	79
4.3	Parametrisierung der Schauerbilder in der Datenanalyse nach Hillas sowie geometrische Verfahren zur Untergrundbestimmung . . . . .	83
4.4	Abstandshistogramm der Ereignisse aus den H.E.S.S.-Beobachtungen von Arp 220 . . . . .	91
4.5	Modelliertes differentielles Energiespektrum von Arp 220 zusammen mit oberen Flussgrenzen aus den H.E.S.S.-Beobachtungen . . . . .	92
4.6	Modelliertes integrales Energiespektrum von Arp 220 zusammen mit oberen Flussgrenzen aus den H.E.S.S.-Beobachtungen . . . . .	93
4.7	Himmelskarte der Überschussereignisse um Arp 220 und Signifikanzverteilung aus den H.E.S.S.-Beobachtungen . . . . .	94
C.1	Schematische Darstellung des Verfahrens zur Extraktion eines Signalbereiches aus einem CCD-Bild . . . . .	107
C.2	Intensitätsverteilungen simulierter CCD-Bilder . . . . .	114
C.3	Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit symmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse. Verteilungen der Resultate zu Untergrund und Signalintensität. . . . .	116
C.4	Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit symmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse. Verteilungen der Resultate zum Schwerpunkt. . . . .	117
C.5	Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit symmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse. Verteilungen der Resultate zu den mittleren quadratischen Breiten. . . . .	118

---

C.6	Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit symmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse. Verteilungen der Resultate zum 80%-Umschließungsradius und zur Position des Intensitätsmaximums. . . . .	119
C.7	Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit asymmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion bei $2.5^\circ$ Achsenferne. Verteilungen der Resultate zu Untergrund und Signalintensität. . . . .	121
C.8	Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit asymmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion bei $2.5^\circ$ Achsenferne. Verteilungen der Resultate zum Schwerpunkt. . . . .	122
C.9	Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit asymmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion bei $2.5^\circ$ Achsenferne. Verteilungen der Resultate zu den mittleren quadratischen Breiten. . . . .	123
C.10	Ergebnisse der Analyse von simulierten CCD-Bildern mit asymmetrischer Intensitätsverteilung ähnlich der Abbildungsfunktion bei $2.5^\circ$ Achsenferne. Verteilungen der Resultate zum 80%-Umschließungsradius und zur Position des Intensitätsmaximums. . . . .	124
D.1	CCD-Aufnahme der Abbildungsfunktion von CT04 nach der manuellen Überprüfung einiger Spiegelmodule . . . . .	128
E.1	Sketch of the H.E.S.S. II telescope and layout of the H.E.S.S. II reflector . . .	130
E.2	Simulated point spread function of the H.E.S.S. II reflector as a function of the angular distance to the optical axis . . . . .	132
E.3	Simulated point spread function of the H.E.S.S. II reflector for various angular distances to the optical axis . . . . .	133



# Tabellenverzeichnis

3.1	Übersicht zur Justiergenauigkeit . . . . .	35
3.2	Liste der verwendeten Sterne zur Justierung der Spiegelfacetten . . . . .	46
3.3	Dauer der Justierprozedur . . . . .	48
3.4	Parameter der Breiten der Abbildungsfunktion . . . . .	51
3.5	Parameter der Detektorsimulation <i>sim_hessarray</i> , durch welche die abbildungsrelevanten Eigenschaften der H-E-S-S-Teleskope festgelegt werden	60
3.6	Parameter der Detektorsimulation <i>sim_hessarray</i> , durch die die elevationsabhängige Verkippung der Spiegelfacetten festgelegt wird . . . . .	63
3.7	Abschätzung der Fehler auf die gemessenen Breiten der Abbildungsfunktion aufgrund variierender Umgebungsbedingungen . . . . .	68
4.1	Schnittparameter der verwendeten Standardanalyse . . . . .	89
A.1	Justiersterne der Kategorieen B und C . . . . .	97
C.1	Simulationsparameter für generierte Lichtverteilungen ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse zur Überprüfung der Bildanalyse . . . . .	115
C.2	Zusammenfassung der Qualitätsparameter für die Analyse von generierte Lichtverteilungen ähnlich der Abbildungsfunktion auf der optischen Achse zur Überprüfung der Bildanalyse . . . . .	120
C.3	Simulationsparameter für generierte Lichtverteilungen ähnlich der Abbildungsfunktion bei einer Achsenferne von etwa $2.5^\circ$ zur Überprüfung der Bildanalyse . . . . .	120
C.4	Zusammenfassung der Qualitätsparameter für die Analyse von generierte Lichtverteilungen ähnlich der Abbildungsfunktion bei einer Achsenferne von etwa $2.5^\circ$ zur Überprüfung der Bildanalyse . . . . .	125



# Danksagung

Die Realisierung dieser Arbeit wäre ohne die Unterstützung und Förderung durch eine ganze Reihe von Personen nahezu undenkbar gewesen, weshalb ich einigen explizit meinen Dank aussprechen möchte. Mir sei es nachgesehen, wenn ich dabei sämtliche akademische Grade und Titel unterschlage.

Mein vornehmlicher Dank gilt Götz Heinzelmann für die exzellente Betreuung und die mir gebotene Möglichkeit, im Rahmen eines derart interessanten und, wie sich gezeigt hat, erfolgreichen Projektes tätig zu sein.

Für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und die freundschaftlich-kollegiale Arbeitsatmosphäre danke ich den (zumeist ehemaligen) Mitgliedern der Hamburger HEGRA/H-ESS-Gruppe, Matthias Beilicke, Konrad Bernlöhrl, Niels Götting, Benjamin Kahle, Hubert Lampeitl, Daniel Mazine, Alexander Petz, Martin Raue, Joachim Ripken, Jan Robrade, Björn Schiricke und Martin Tluczykont. Mein besonderer Dank gilt dabei Joachim Ripken, dessen mathematische Kompetenz ich in vielen Diskussionen in Anspruch nehmen durfte. Für das kritische Lesen von jeweils Teilen des Manuskriptes habe ich zudem Matthias Beilicke, Niels Götting, Martin Raue und Joachim Ripken zu danken.

Ferner danke ich, stellvertretend für einige Mitglieder der H-ESS-Kollaboration, insbesondere Konrad Bernlöhrl, Stefan Gillessen und Werner Hofmann für die fruchtbare institutsübergreifende Zusammenarbeit.

Des Weiteren möchte ich mich für die aufgeschlossene Zusammenarbeit und Unterstützung in allen technischen Belangen bei den Entwicklern und Technikern der Universität Hamburg, Harald Riege, Jürgen Schütt, Rolf van Staa sowie Armin Spikowsky und seinen Kollegen, bedanken.

Dass meine Aufenthalte in Namibia mehr von Erfolg und Fröhlichkeit als von Scheitern und blutigen Fingern geprägt waren, verdanke ich der überaus freundlichen Unterstützung der Namibianischen H-ESS-Crew, Toni Hanke, Eben Tjingaete und Ma-veipi Kandjii. Nicht unerwähnt bleiben darf hierbei zudem die herzliche Aufnahme durch Tonis Familie, welche meiner Frau Anja und mir zuteil wurde.

Abschließend möchte ich Mirko Kolipost und Ingrid Weatherall danken, die mir in Fragen der englischen Sprache Hilfestellung gewährt haben; verbliebene Fehler und Unzulänglichkeiten gehen dabei zu Lasten des Autors.

Diese Arbeit wurde durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) im Rahmen der Projektbewilligungen 05 CH0GU1/7 und 05 CH5GU1/4 gefördert.