

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät

der

Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Stefan Gillessen
aus Hannover

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Juli 2004

Sub-Bogenminuten-genaue Positionen von TeV-Quellen mit H.E.S.S.

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

Sub-Bogenminuten-genaue Positionen von TeV-Quellen mit H.E.S.S.

Gamma-Strahlen-Experimente, die die abbildende Cherenkov-Technik verwenden, haben eine relativ moderate Winkelauflösung von typischerweise 0.05° bis 0.1° pro Ereignis. Der Schwerpunkt einer Punktquelle kann allerdings wesentlich genauer bestimmt werden. Bei starken Quellen kann der statistische Fehler nur wenige Bogensekunden betragen. Für H.E.S.S. sollte deshalb die systematische Ungenauigkeit der Teleskopausrichtung in der gleichen Größenordnung liegen. Es ist dabei nicht notwendig, die Ausrichtung der Teleskope aktiv mit der gleichen Genauigkeit zu steuern, da man eine eventuelle Fehlausrichtung bei der Analyse berücksichtigen kann. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass man die gewünschte Bogensekunden-Genauigkeit mittels einer zweistufigen Korrektur erreichen kann: Ein mechanisches Modell wird verwendet, um die Abweichungen der Ausrichtung vorherzusagen, und eine Feinkorrektur kann ermittelt werden, indem man Sternpositionen in einem Leitfernrohr mit CCD-Kamera bestimmt.

Bevor die Korrekturen verwendet werden, werden angemessene systematische Fehler bestimmt. Für die Daten des Jahres 2003 liegt der Wert bei $10''$ bis $20''$. Schließlich werden die Positionen von drei Quellen untersucht: A.) Der AGN PKS 2155-304 dient als ultimative Kontrolle, da er eine Punktquelle mit genau bekannter Position ist. B.) Die Position des Crab-Nebels wird mit den Erwartungen aus Röntgenmessungen verglichen. C.) Es wird gezeigt, dass das TeV-Signal aus Richtung des galaktischen Zentrums mit höherer Wahrscheinlichkeit von Sgr A* als von Sgr A East kommt.

Locating TeV sources with H.E.S.S. with sub-arcminute precision

Gamma-ray experiments using the imaging atmospheric Cherenkov technique have a relatively modest angular resolution of typically 0.05° to 0.1° per event. The centroid of a point-source emitter, however, can be determined with much higher precision, down to a few arcseconds for strong sources. For H.E.S.S. it is therefore desirable to lower the systematic pointing error to the same level. It is not necessary to actively control the telescope pointing to the same accuracy, as one can correct the pointing offline. In this thesis it is demonstrated that one can achieve the desired arcsecond-level pointing precision by a two step procedure: a mechanical pointing model is used to predict pointing deviations, and a fine correction is derived using stars observed in a guide telescope equipped with a CCD camera.

Before applying the pointing corrections adequate systematic errors are determined. For the data of 2003 the achieved accuracy is in the range of $10''$ to $20''$. Finally positions of three sources are investigated: A.) The AGN PKS 2155-304 serves as an ultimate pointing check as it is a point source with a precisely known position. B.) The Crab nebula position is compared to the expectations from X-ray data. C.) The TeV signal from the galactic centre region is shown to originate more likely from Sgr A* than from Sgr A East.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	7
1 TeV-Astronomie	9
1.1 Astronomische Beobachtungen	9
1.1.1 Fenster ins All	9
1.1.2 Zeit- und Ortsabhängigkeit	10
1.2 Kosmische TeV-Strahlung	11
1.2.1 Entstehung von hochenergetischen Photonen	12
1.2.2 Beschleunigung geladener Teilchen	13
1.2.3 Der Ursprung kosmischer TeV-Strahlung	14
1.3 Quellen kosmischer Gamma-Strahlung	14
1.3.1 Supernova-Überreste	14
1.3.2 Pulsare	15
1.3.3 Plerionen	16
1.3.4 Aktive Galaktische Kerne	17
1.4 Fragen der TeV-Astronomie	18
1.4.1 Was ist der Ursprung der kosmischen Strahlung?	19
1.4.2 Was ist die Strahlungsdichte des intergalaktischen IR-Lichts?	19
2 Abbildende Cherenkov-Technik	21
2.1 Kosmische Strahlung	21
2.2 Luftschauber	21
2.2.1 Prozesse in der Schauerentwicklung	21
2.2.2 Gamma-Schauber	23
2.2.3 Hadronische Schauber	23
2.2.4 Monte-Carlo Simulationen von Schauern	24
2.3 Cherenkov-Teleskope	25
2.3.1 Optik	25
2.3.2 Detektor	27
2.3.3 Mechanik	27
2.3.4 Detektorsimulation	27
2.4 Datennahme	28
2.5 Analyse	28
2.5.1 Bildparameter	28

2.5.2	Einzelteleskop-Analyse	28
2.6	Stereoskopie	29
2.6.1	Stereoskopischer Trigger	29
2.6.2	Stereorekonstruktion	30
2.7	Gamma-Hadron-Separation	30
3	H.E.S.S.	33
3.1	Die H.E.S.S.-Teleskope	33
3.1.1	Die Stahlkonstruktion	33
3.1.2	Das Antriebssystem der H.E.S.S.-Teleskope	33
3.1.3	Die Kamera	34
3.1.4	CCD-Kameras	39
3.1.5	Das Optische System	40
3.2	Das Teleskop-Array	43
3.2.1	Geometrische Anordnung	43
3.2.2	Der zentrale Trigger	45
3.3	Die H.E.S.S.-Software	46
3.3.1	Die Analyse-Software	46
3.3.2	Online-Software	47
3.3.3	Simulation von H.E.S.S.-Daten	48
4	Koordinaten in H.E.S.S.	49
4.1	Koordinatensysteme zur Rekonstruktion	49
4.2	Implementation	52
4.2.1	Die Klasse <code>Coordinate</code>	52
4.2.2	Die Klasse <code>System</code>	53
4.2.3	Abgeleitete System-Klassen	53
5	Astrometrie	55
5.1	Astronomische Koordinatensysteme	55
5.2	Berechnung von Sternörterern	57
5.2.1	Bestimmung von topozentrischen Sternörterern	57
5.3	Berechnung von Altitude und Azimut	60
5.3.1	Refraktionskorrektur	60
5.4	Zeiten	61
5.4.1	Darstellung von Zeiten	61
5.4.2	Reduktion von Zeiten auf das Baryzentrum	62
5.4.3	Berechnung von Pulsarphasen	63
5.4.4	Experimenteller Test mit dem Crab-Pulsar	63
5.5	Implementation	63
5.5.1	Koordinatensysteme	63
5.5.2	Himmelsobjekte	64
5.5.3	Geschwindigkeit der implementierten Transformationen	65

6	Das Pointing der H.E.S.S.-Teleskope	67
6.1	Vorüberlegungen	67
6.2	Prinzip der Pointing-Korrektur	68
6.2.1	Erster Schritt: Das Pointing-Modell	68
6.2.2	Zweiter Schritt: Online-Korrekturen	69
6.3	Aufnahme der Pointing-Daten	70
6.3.1	Automatische Auswahl der Sterne	71
6.4	Bildanalyse	71
6.4.1	Spots	71
6.4.2	Koordinatensysteme zur Analyse der Pointing-Daten	72
6.4.3	Bestimmung der a priori bekannten Größen	74
6.4.4	Bestimmung der Transformationsparameter	74
6.5	Modellierung der Pointing-Daten	75
6.5.1	Fourier-Modell	76
6.5.2	Mechanisches Modell	76
6.5.3	Konkretes Beispiel für die mechanische Modellierung	76
6.5.4	Auffällige Parameter in den Modellen	79
6.6	Test der Online-Korrekturen	80
6.7	Anwendung der Pointing-Korrektur	82
6.8	Das Online-Modul für die SkyCCD	83
7	Unabhängige Pointing-Tests	85
7.1	Konsistenz der Pointing-Modelle	85
7.1.1	Vergleich mechanisches & Fourier-Modell	86
7.1.2	Reproduzierbarkeit der Lage der Cone-Platte	87
7.1.3	Bestimmung der Drehwinkel mit Sekundärsternen	87
7.2	Tests mittels Schauerbilder	88
7.2.1	Test der 2-Teleskop-Daten	90
7.2.2	Test der 3-Teleskop-Daten	91
7.3	CCD-Bilder der Funnel-Platte	92
7.4	Wirkung von Sternen auf die DC-Ströme	94
7.4.1	Konsistenz-Checks	94
7.4.2	Fit der Kameraposition	95
7.5	Zusammenfassung: Wie gut ist das Pointing?	97
8	Analyse von Cherenkov-Daten	99
8.1	Kalibration der Daten	99
8.1.1	Pedestal-Bestimmung	100
8.1.2	Bestimmung des Gains	100
8.1.3	Bestimmung des Flatfields	100
8.1.4	Fehlerhafte Pixel	101
8.2	Auswahl von Runs guter Qualität	101
8.3	Schauerrekonstruktion	102

8.4	Schnitte zur Signalextraktion	103
8.5	Erstellen von Himmelskarten	104
8.5.1	Ring-Untergrund-Modell	105
8.5.2	Breiten-Untergrund-Modell	109
8.5.3	Signifikanzen	112
8.6	Positionsbestimmungen	113
9	Ergebnisse	115
9.1	Positionen von ausgewählten Quellen	115
9.1.1	Position des AGN PKS 2155-304	115
9.1.2	Position des Crab-Nebels	119
9.1.3	Position der TeV-Quelle nahe dem galaktischen Zentrum	124
9.2	Suche nach gepulster TeV-Emission	126
	Zusammenfassung	129
	Anhang	133
A	Definition der Hillasparameter	133
B	Gehäuse für die CCD-Kameras	135
B.1	LidCCD	135
B.2	SkyCCD	136
C	Anleitung zur Ausrichtung der SkyCCD	137
D	Beispiel für einen Pointing-Fahrplan	139
E	Daten für die Pointing-Modelle	141
E.1	Daten für Kameramodelle	141
E.1.1	CT-1	141
E.1.2	CT-2	142
E.1.3	CT-3	143
E.1.4	CT-4	145
E.2	Daten für SkyCCD-Modelle	146
E.2.1	CT-1	146
E.2.2	CT-2	147
E.2.3	CT-3	148
E.2.4	CT-4	149
F	Parameter der Pointing-Modelle	151
F.1	LED-Modelle	151
F.2	LidCCD-Modelle	152
F.3	SkyCCD-Modelle	153
F.4	Limitierende Faktoren	153

F.5	Systematische Pointing-Fehler	154
G	Listen der verwendeten Runs	155
G.1	PKS 2155-304	155
G.1.1	Juli & August 2003, CT-2 & CT-3	155
G.1.2	Oktober 2003, CT-3 & CT-4	158
G.1.3	September & Oktober 2003, CT-2 & CT-3 & CT-4	159
G.1.4	November 2003, CT-2 & CT-3 & CT-4	160
G.2	Crab	160
G.2.1	Oktober 2003, CT-2 & CT-3 & CT-4	160
G.2.2	Zusätzliche Runs im erweiterten Datensatz	161
G.3	Sgr A	162
H	Signifikanzen in der Gamma-Astronomie	163
H.1	Das Li & Ma-Problem	163
H.2	Grundzüge der Bayes'schen Statistik	164
H.2.1	Probleme mit einem Parameter	164
H.2.2	Reduktion mehrdimensionaler Probleme	166
H.3	Die Bayes'sche Lösung des Li & Ma-Problems	166
H.3.1	Das Problem in den ursprünglichen Parametern	166
H.3.2	Transformation auf relative Intensitäten	166
H.3.3	Explizite Lösung	167
H.3.4	Skript zur Berechnung der Bayes'schen Signifikanz	169
H.4	Analytischer Vergleich	169
H.4.1	Li & Ma	169
H.4.2	Bayes	170
H.4.3	Ursache des Unterschieds	172
	Literaturverzeichnis	175

Einleitung

Üblicherweise beobachten Astronomen Strahlung aus dem Weltall, die von thermischen Prozessen herrührt. In den letzten 50 Jahren hat sich jedoch der Blick auf den Kosmos gewandelt, und inzwischen treten eine ganze Reihe von Disziplinen auf, die Strahlung aus nicht-thermischen Prozessen untersuchen. Mit zu den zur Zeit spannendsten Gebieten gehört die junge TeV-Astronomie, die Licht mit Photon-Energien verwendet, dessen Quanten etwa eine Billion Mal energiereicher sind als die des sichtbaren Lichts. Dementsprechend unterscheiden sich auch die Phänomene, die in den jeweiligen Spektralbereichen gesehen werden können.

Die TeV-Astronomie steckt noch in den Kinderschuhen. Nachdem die erste Generation von Experimenten in den 90er Jahren rund zehn TeV-Quellen am Himmel ausgemacht hat, ist seit Beginn des Jahres 2004 mit dem **H**igh **E**nergy **S**tereoscopic **S**ystem ein Instrument der zweiten Generation voll einsatzfähig. Es ist zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieser Arbeit das leistungsfähigste TeV-Observatorium weltweit.

Wesentliche Motivation für den Bau von H.E.S.S. war es, die Sensitivität gegenüber früheren Experimenten zu steigern. Viele astrophysikalisch interessante Fragen hätten mit TeV-Teleskopen der ersten Generation nur mit extrem langen Beobachtungszeiten geklärt werden können. So benötigte die Detektion der Quelle Cassiopeia A bereits 230 Stunden Beobachtungen. Noch schwächere Quellen hätten kaum detektiert werden können. Mit H.E.S.S. wurde angestrebt, die Sensitivität um einen Faktor 10 zu steigern, was in etwa einen Faktor 100 kürzere Beobachtungszeiten bedeutet, um die gleiche Signifikanz eines Signals zu erreichen.

Die Situation der TeV-Astronomie um die Jahrtausendwende ist vergleichbar mit der der Röntgen-Astronomie in den 60er Jahren. Deren Entwicklung war komplett durch die Steigerung der instrumentellen Leistungsfähigkeit der Röntgen-Teleskope dominiert. Besonders wichtig war der Übergang zu Satellitenbeobachtungen. Durch sie hat sich die Zahl der bekannten Quellen vervielfacht. Dadurch wurde das mächtigste Werkzeug der Astronomie anwendbar: Neben der Modellierung einzelner Quellen gewinnt man Aussagen vor allem aus der Statistik vieler gleichartiger Himmelsobjekte.

Diesen Status hat die TeV-Astronomie noch nicht erreicht. Die geringe Quellenzahl und die relativ schwierige Detektionsmethode sind Gründe, warum TeV-Astronomen noch um Anerkennung in der astronomischen Gemeinschaft kämpfen. Es besteht jedoch Grund zur Hoffnung, dass dies durch die zweite Experimentengeneration verbessert wird. Zum einen führt die Steigerung der Sensitivität dazu, dass man wesentlich mehr Quellen erwarten kann. Zum anderen erlaubt die TeV-Beobachtung bereits mittelstarker Quellen ungeahnt präzise physikalische Messungen, die erstaunlicherweise die Präzision der GeV-Satelliten weit überbieten können. So beträgt die Energieauflösung rund 15% und die Ortsauflösung etwa 0.06° für stereoskopische Teleskop-Arrays. Dabei steht zumindest bei H.E.S.S. ein Gesichtsfeld von 2.5° zur Verfügung, das es sogar erlaubt, TeV-Himmelskarten - also Bilder ganz im Sinne der Astronomie - von ausgedehnten Objekten zu machen.

Nicht zuletzt glänzt die TeV-Astronomie durch die erstaunlich hohe Präzision mit der Punkt-Emitter lokalisiert werden können. Bereits wenige Stunden Beobachtung der Standardkerze Crab-Nebel führen zu einem Signal, dessen statistischer Fehler im Bereich von nur noch zehn Bogensekunden liegt. Insofern sind die systematischen Fehler auf dem gleichen Niveau wichtig. Der systematische Fehler auf Positionsangaben ist durch die Genauigkeit bestimmt, mit der man angeben kann, auf welche Himmelsposition der Detektor gerichtet war. Es geht also um die Genauigkeit, mit der die Teleskopausrichtung in der Datenanalyse bestimmt werden kann.

Ziel dieser Arbeit war es, das Pointing¹ von H.E.S.S. so genau wie möglich zu verstehen und dementsprechend genaue Positionsangaben am TeV-Himmel machen zu können. Diese Aufgabenstellung bedeutete zunächst, ein geeignetes Konzept zu entwickeln, mit dem man die tatsächliche Teleskopausrichtung bestimmen kann. Sie unterscheidet sich von der vorgegebenen Richtung vor allem durch die mechanischen Ungenauigkeiten und Verbiegungen der Stahlkonstruktion, vernachlässigbar wenig dagegen durch die Differenz zwischen Soll- und Ist-Position der Teleskopachsen, die mit Hilfe eines Regelkreises auf den nominellen Stellungen gehalten werden.

Die grundlegende Idee ist, das mechanische Verhalten des Teleskops zu modellieren. In der Datenanalyse wird also das Teleskop-Pointing mittels eines Modells berechnet, das in speziellen Kalibrations-Runs vorher bestimmt werden muss. Zusätzlich kann man in einem zweiten Schritt die momentane Abweichung der Ausrichtung von dem verwendeten Modell mit einem Leitfernrohr bestimmen, in dessen Gesichtsfeld Sternpositionen bestimmt werden.

Diese Dissertation beschreibt nach einer allgemeinen Einführung der TeV-Astronomie und der abbildenden Cherenkov-Technik in den ersten beiden Kapiteln das stereoskopisch arbeitende Array H.E.S.S. Anschließend folgen vier etwas eher technisch orientierte Kapitel, die vor allem die Arbeit des Autors dokumentieren sollen, damit die geometrische Kalibration von H.E.S.S. während der gesamten geplanten Lebensdauer überwacht werden kann. In Kapitel 4 werden die implementierten Koordinatensysteme vorgestellt und ihre Bedeutung für die Rekonstruktion erläutert. Kapitel 5 beschreibt, wie man astronomische Koordinaten transformiert. Dies ist elementar wichtig, einerseits um Quellen genau nachführen zu können, andererseits um gemessene Richtungen in standardisierten Systemen angeben zu können. Die eigentliche Pointing-Kontrolle wird im Detail in Kapitel 6 besprochen. Hier findet sich die Umsetzung des oben kurz skizzierten Konzepts. Wegen der Wichtigkeit der Pointing-Kontrolle wurde die Konsistenz und Korrektheit der erhaltenen Modelle auf vielfältige Weise getestet. Dies ist in Kapitel 7 beschrieben. Um die genaue Kenntnis des Pointings in genaue Positionsangaben am Himmel umsetzen zu können, muss man die TeV-Daten zweidimensional aufgelöst analysieren. Wie man Himmelskarten erhalten kann, wird deshalb in Kapitel 8 vorgeführt. Schließlich werden beispielhaft in Kapitel 9 für drei der Quellen des Jahres 2003 Positionen bestimmt.

¹Im Text wird versucht, einen sinnvollen Kompromiss zwischen deutschen Übersetzungen englischer Fachbegriffe und der Verwendung der englischen Ausdrücke zu schließen. So wird beispielsweise an Stelle des umständlichen Wortes *Ausrichtungsbestimmung* im folgenden der griffigere Begriff *Pointing* verwendet.

Kapitel 1

TeV-Astronomie



Am 7. Oktober 1609 richtete Galileo Galilei im norditalienischen Padua als erster ein selbstgebautes Fernrohr an den Nachthimmel. Dieses Datum gilt als Geburtsstunde der modernen Astronomie. Galileo beobachtete die Himmelskörper im sichtbaren Licht, der direkt dem menschlichen Auge zugänglichen Oktave im elektromagnetischen Spektrum. Knapp 400 Jahre später haben Astronomen den Bereich der nutzbaren Wellenlängen auf 75 Oktaven ausgedehnt. Astronomie meint heute eine Wissenschaft, die instru-

mentell extrem vielfältig geworden ist. Radiostrahlung, Mikrowellen, Infrarot- und Ultraviolettlicht, Röntgen- und Gamma-Strahlung tragen ebenso Information über die Gestirne wie sichtbares Licht. Zu den jüngsten Teilgebieten der Astronomie gehört die Beobachtung von Gamma-Strahlung mit Photon-Energien im TeV-Bereich. Dieses Gebiet ist erst etwa 20 Jahre alt und bereichert die Astronomie um die zur Zeit höchstenergetischen zwei Dekaden des elektromagnetischen Spektrums, in denen astronomisch beobachtet werden kann.

1.1 Astronomische Beobachtungen

Die allermeisten Gestirne sind nicht direkt zugänglich, so dass die Astronomie auf informationsübertragende Strahlung angewiesen ist, die sich von der Erde aus beobachten lässt. Jedoch nicht alle Strahlungsarten sind geeignet. Geladene Strahlung etwa wird im Kosmos in großräumigen Magnetfeldern abgelenkt, so dass sie ihre Richtungsinformation verliert. Neutrino-Strahlung ist wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte von Neutrinos mit normaler Materie extrem schwer nachzuweisen. Neutronen zerfallen, ehe sie kosmische Distanzen zurückgelegt haben könnten. Von allen bekannten Teilchenarten sind Photonen bei weitem am besten für die Zwecke der Astronomie geeignet.

1.1.1 Fenster ins All

Ein Blick auf die Durchlässigkeitskurve der irdischen Atmosphäre für elektromagnetische Strahlung (Abb. 1.1) zeigt, dass die irdische Astronomie im Wesentlichen auf den Bereich des sichtbaren Lichts¹ und den der Radio- und Mikrowellen-Strahlung beschränkt ist. Bei

¹ Es ist natürlich kein Zufall, dass die Erdatmosphäre gerade im schmalen Band des sichtbaren Lichts transparent ist. Dies ist eine evolutive Anpassung des menschlichen Auges.

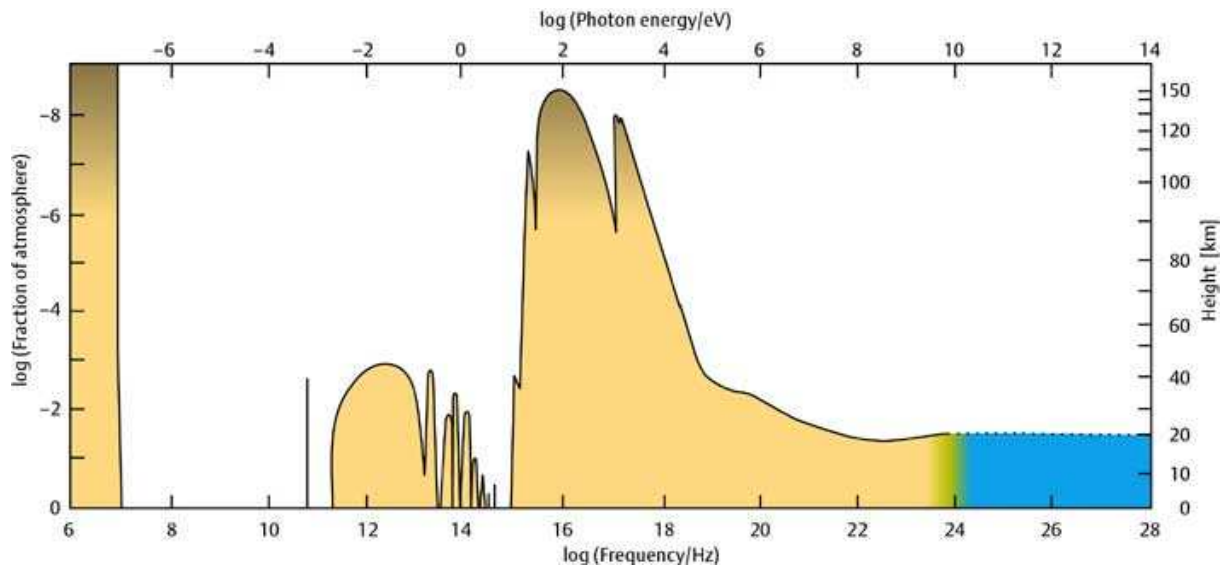


Abbildung 1.1: Spektrale Transparenz der Erdatmosphäre für elektromagnetische Strahlung vom Bereich der Radiowellen (links) bis in den Gamma-Bereich (rechts).

Energien jenseits des nahen Ultraviolett ist man auf Beobachtungen von außerhalb der Erdatmosphäre angewiesen.

Wie die Röntgen-Astronomie scheint auch die Beobachtung kosmischer Gamma-Quanten nur mittels Satellitenbeobachtungen möglich zu sein. Da die hochenergetischen Photonenflüsse typischerweise gemäß $E^{-\alpha}$ ($\alpha \approx 2...3$) mit zunehmender Energie E abnehmen, ergäbe sich eine natürliche Obergrenze für die photonische Astronomie. Nimmt man realistische Größen für Satelliten an, wäre man bei den typischen Flüssen auf Energien unterhalb von etwa 10 GeV beschränkt.

Überraschenderweise kann man ab etwa dieser Energie jedoch wieder vom Erdboden aus kosmisches Gammalicht beobachten. Die Photonen haben dann so viel Energie, dass sie in der absorbierenden Lufthülle einen Schauer von Sekundärteilchen auslösen, der mit erdgebundenen Geräten nachgewiesen werden kann. Eigentlicher Detektor ist dann also die Erdatmosphäre. Dadurch verschiebt sich das obere Ende der zugänglichen Energieskala um rund einen Faktor 10^4 bis zu etwa 100 TeV. Besonders erfolgreich ist abbildende Cherenkov-Technik, die ausführlich in Kap. 2 vorgestellt wird.

1.1.2 Zeit- und Ortsabhängigkeit

Wichtige Rahmenbedingungen für astronomische Beobachtungen ergeben sich aus den zur Verfügung stehenden Beobachtungszeiträumen und der geographischen Lage des verwendeten Instruments. Darauf sei hier kurz eingegangen, da im Rahmen dieser Arbeit der astrometrische Teil der Software für das H.E.S.S.-Experiment entwickelt wurde (s. Kap. 5). Im Gegensatz zu physikalischen Experimenten sind astronomische Beobachtungen nicht beliebig wiederholbar. Dies gilt selbst für zeitlich konstant strahlende Quellen. So ist die optische Astronomie offensichtlich auf einen wolkenlosen Nachthimmel angewiesen, dessen Ansicht jahres- und tageszeitlich variiert.

Während die Beschränkung auf die Nachtstunden beispielsweise für die Radioastronomie aufgehoben ist, ist die abbildende Cherenkov-Astronomie sogar noch stärker eingeschränkt: Nur während mondloser Dunkelheit kann sie TeV-Strahlung beobachten. Da-

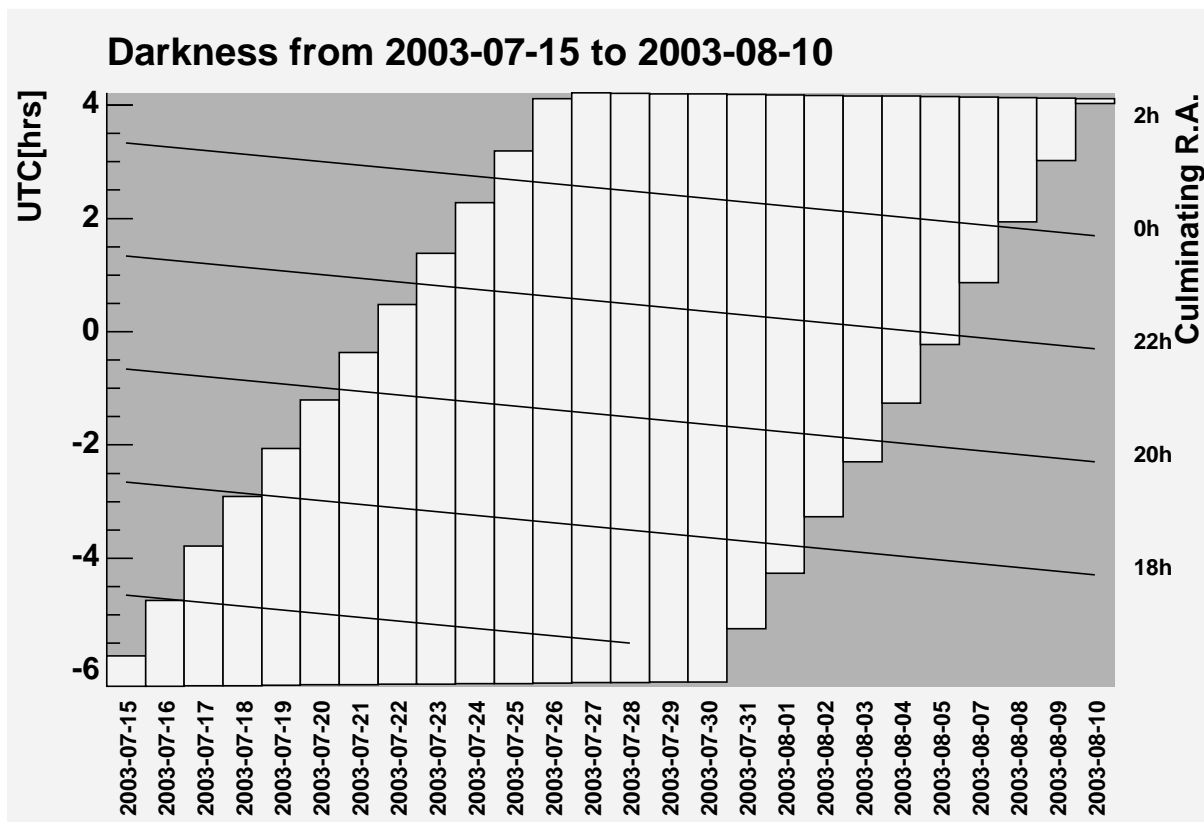


Abbildung 1.2: Stunden astronomischer Dunkelheit der Periode 7/2003.

durch stehen pro Jahr nur rund 1200 Stunden zur Verfügung. In Abb. 1.2 ist die typische Verteilung der Beobachtungszeit während einer Beobachtungsperiode gezeigt.

Der jeweils sichtbare Teil des Himmels verschiebt sich für einen Ort auf der Erde täglich ein wenig als Folge der Umlaufbewegung der Erde um die Sonne. Dadurch ergeben sich jahreszeitliche Sichtbarkeitsfenster für verschiedene Quellen. Außerdem führt die Rotation der Erde um ihre Achse zu einer tageszeitlichen Abhängigkeit der Sichtbarkeit von Quellen. Abb. 1.3 zeigt exemplarisch, wie sich die Höhe verschiedener Quellen über dem Horizont im Laufe einer Nacht ändert. Da die Hochatmosphäre als TeV-Detektor genutzt wird und man die Luftschauer aus möglichst geringer Entfernung nachweisen möchte, versucht man die Quellen bei möglichst kleinen Zenitwinkeln zu beobachten, so dass die Länge des Lichtwegs durch die tieferen Luftschichten minimiert wird. Dieser Winkel ist der wichtigste Beobachtungsparameter für die spätere Analyse von TeV-Daten.

1.2 Kosmische TeV-Strahlung

Zunächst erscheint es erstaunlich, dass im Kosmos TeV-Strahlung auf natürliche Weise entstehen kann, einem Energiebereich, der für irdische Teilchenbeschleuniger an der Grenze des heute technisch Machbaren liegt, und der selbst durch die heißesten Objekte nicht thermisch bevölkert werden kann.

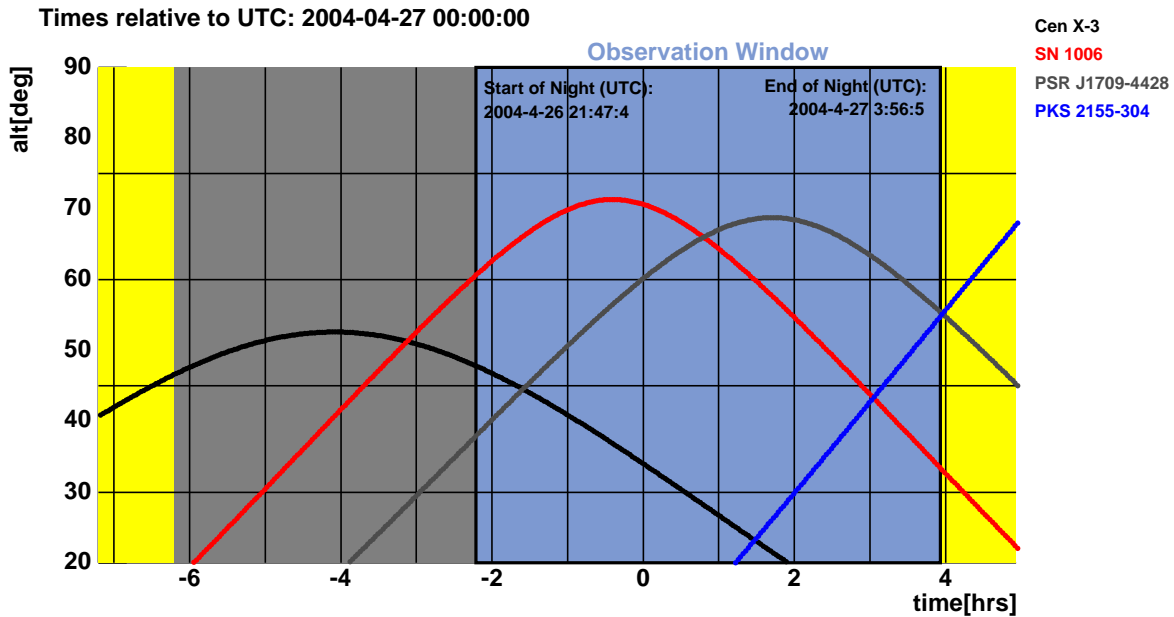


Abbildung 1.3: Die Altitude für einige Quellen im Laufe einer Nacht als Funktion der Zeit.

1.2.1 Entstehung von hochenergetischen Photonen

Gemäß der Planck'schen Strahlungsformel erzeugen heiße Himmelskörper ein thermisches Strahlungsfeld. Für typische Oberflächentemperaturen von Sternen liegt das Maximum der Emission im Bereich des sichtbaren Lichts. Wesentlich heißer kann die Materie in Akkretionsscheiben werden, wie sie um kompakte Objekte auftreten. Dann liegt das Strahlungsmaximum im Röntgen-Bereich bei Photon-Energien wenig unterhalb von 10 keV - also immer noch etwa einen Faktor 10^8 unterhalb des TeV-Bereichs. Da man keine heißeren Objekte kennt, ist klar, dass bei der Entstehung von TeV-Quanten auch nichtthermische Prozesse beteiligt sein müssen. Die beiden wichtigsten sind der inverse Compton-Effekt und der Zerfall von neutralen Pionen.

Der inverse Compton-Effekt

Beim Umkehrprozess zum Compton-Effekt wird ein bereits vorhandenes Photon bei der Wechselwirkung mit einem geladenen Partner (meist ein Elektron) zu höherer Energie gestoßen. Eine quantitative Analyse findet man in [Lo 1992/4]. Wesentliches Ergebnis ist, dass das Photon durch den Stoß im Mittel seine Energie um das Quadrat des γ -Faktors des Elektrons erhöht, wenn die Energie des Target-Photons klein gegen die Ruhemasse des Elektrons ist. Für größere Energien des Photons oder sehr hohe Lorentzfaktoren ist dagegen der Energiegewinn des Photons linear in γ . Typischerweise können Elektronen mit $\gamma \approx 10^6$ Röntgen-Photonen auf TeV-Energien stoßen. Beim inversen Compton-Effekt (IC-Effekt) werden also keine neuen Photonen gebildet, vielmehr muss für die Erzeugung von TeV-Quanten bereits ein relativ hochenergetisches Strahlungsfeld vorhanden sein. Dies kann in realen Quellen etwa durch Synchrotron-Strahlung oder durch die thermische Emission von ultraheißen Akkretionsscheiben entstehen. Ebenso kann der Zerfall radioaktiver Kerne zu beitragen.

Zerfall von neutralen Pionen

Bei hadronischen Wechselwirkungen von Atomkernen und Nukleonen entstehen ab einer Schwellenenergie von etwa 135 MeV Pionen. Neutrale Pionen zerfallen mit einer Zerfallskonstanten von $8.4 \cdot 10^{-17}$ s bevorzugt in zwei Photonen ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$), die sich die Energie des ursprünglichen Pions teilen. Die entstehenden Gammas haben typischerweise einen Faktor 10 kleinere Energien als die ursprünglichen Hadronen.

1.2.2 Beschleunigung geladener Teilchen

Die Entstehung von TeV-Strahlung setzt also voraus, dass geladene Teilchen mit entsprechend hohen Energien bereits vorhanden sind. Man kennt im Prinzip nur drei Möglichkeiten, wie geladene Teilchen beschleunigt werden können [Lo 1992/21].

Direkte Beschleunigung

Geladene Teilchen können durch elektrische Felder beschleunigt werden. Da man davon ausgehen kann, dass die Himmelskörper elektrisch neutral sind und elektrostatische Felder durch stets vorhandene Plasmen kurzgeschlossen würden, spielen vor allem durch starke Magnetfelder und hohe Geschwindigkeiten induzierte elektrische Felder eine wichtige Rolle. Beides tritt etwa bei Neutronensternen auf, s. Kap. 1.3.2.

Fermi-Prozess 1. Ordnung

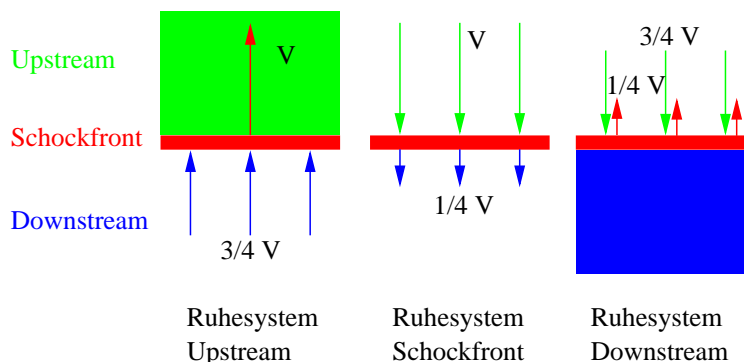


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung einer starken Schockfront. Links: Im Ruhesystem des ungeschockten Materials bewegt sich die Schockfront mit der Geschwindigkeit V auf das Material zu. Das bereits geschockte Material folgt langsamer nach. Für ein vollionisiertes Plasma ist diese Geschwindigkeit $3/4 V$. Mitte: Die gleiche Situation im Ruhesystem der Schockfront. Rechts: Das Bild im Ruhesystem des bereits geschockten Materials. Das noch ungeschockte Gas nähert sich mit $3/4 V$, die Schockfront entfernt sich mit $1/4 V$.

An Schockfronten können geladene Teilchen effektiv beschleunigt werden. Dies wird verständlich, wenn man einen Schock betrachtet, der mit der Geschwindigkeit u auf eine Gaswolke trifft (s. Abb. 1.4). Im Ruhesystem der Front trifft das Gas von vorne mit der Geschwindigkeit $u_1 = u$ auf und verlässt den Schock auf der anderen Seite mit einer geringeren Geschwindigkeit $u_2 < u_1$. Betrachtet man ein Teilchen vor der Front, so kann es durch den Schock hindurch auf die Rückseite diffundieren und wird dort mit dem

auslaufenden Gas thermalisiert, das sich dem Teilchen mit $\Delta u = |u_2 - u_1|$ nähert. Ein relativistisches Teilchen gewinnt dabei Energie gemäß $\Delta E/E \approx \Delta u/c$. Betrachtet man das Teilchen nun im Ruhesystem des auslaufenden Gases, bewegt sich jetzt das einlaufende Gas mit Δu auf das Teilchen zu. Es wird bei einer erneuten Diffusion durch den Schock aufgrund der Symmetrie der Situation wieder Energie gewinnen (Abb. 1.4, rechts). Dieser Prozess kann sich viele Male wiederholen, wodurch im Prinzip beliebig hohe Energien erreichbar sind. Eine detaillierte Betrachtung zeigt, dass das resultierende Energiespektrum in diesem einfachen Bild einem Potenzgesetz $dN/dE \sim E^{-2}$ folgt. Der spektrale Index ändert sich jedoch hin zu realistischeren Werten von 2.5, wenn man etwa relativistische Fronten betrachtet [Lo 1992/21].

Fermi-Prozess 2. Ordnung

Im Gegensatz zum Fermi-Prozess erster Ordnung ist der Energiegewinn bei einem Fermi-Prozess zweiter Ordnung nur proportional zu $(\Delta u/c)^2$. Er tritt etwa auf, wenn Teilchen in einer bewegten Wolke zwischen Inhomogenitäten des Magnetfelds reflektiert werden.

1.2.3 Der Ursprung kosmischer TeV-Strahlung

Man unterscheidet je nach Art der beschleunigten Teilchen zwischen TeV-Strahlung leptonenischen und hadronischen Ursprungs. Eine Unterscheidung ist im Prinzip durch die spektrale Energieverteilung der TeV-Quanten möglich, siehe etwa Kap. 10.7 in [Pu 2001]. Experimentell ist allerdings die Unterscheidung bisher bei noch keiner Quelle eindeutig gelungen. Dies rührt vor allem daher, dass in den meisten Quellen sowohl hochenergetische Elektronen als auch hochenergetische Protonen vorliegen sollten.

Ein klassisches Beispiel für leptonische TeV-Emission liefert das Synchrotron-Self-Compton-Modell (SSC-Modell). Eine Population hochenergetischer Elektronen erzeugt ein Synchrotron-Strahlungsfeld mit Emissionsmaximum im Röntgen-Bereich. Dieses Feld kann nun als Target für die gleichen Elektronen dienen. Die Röntgen-Photonen werden also durch den inversen Compton-Effekt auf TeV-Energien gestoßen.

Typische Quellen hadronischer TeV-Quanten sollten dagegen Objekte mit schnellen Ausströmungen (sogenannte Jets) oder gar kosmische Explosionen sein, da an den entstehenden Schockfronten der Fermi-Prozess stattfinden kann.

1.3 Quellen kosmischer Gamma-Strahlung

Hier ist eine kurze Zusammenstellung der Objektklassen gegeben, bei denen man TeV-Emission erwarten kann.

1.3.1 Supernova-Überreste

Massereiche Sterne implodieren am Ende ihres vergleichsweise kurzen Lebens in einer sogenannten Supernova. Dabei werden die äußeren Schichten des Sterns (rund 80% der Masse) nach außen geschleudert. Da der Vorläuferstern oftmals einen intensiven, aber relativ langsamen Sternwind abgegeben hat, trifft die abgeworfene Gashülle auf das Material des Winds, und es kann sich eine nahezu sphärisch symmetrische Schockfront ausbilden. Da dieser Schock keine intrinsische Energiequelle mehr besitzt, wird er im Lauf der Zeit -

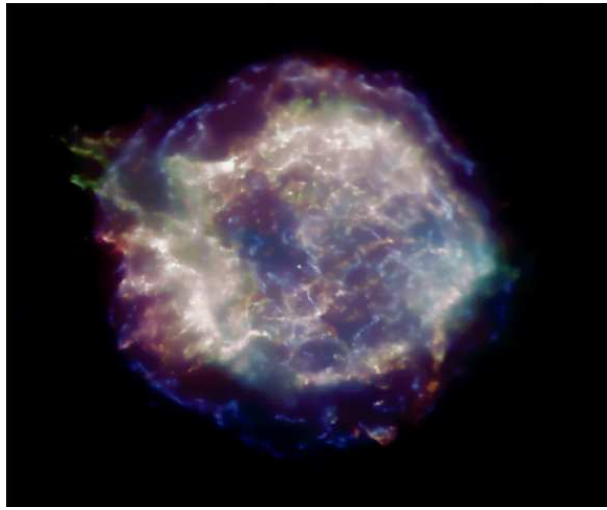


Abbildung 1.5: Röntgen-Aufnahme des SNR Cassiopeia A, die mit dem Chandra-Satelliten gewonnen wurde [Ch 2004].

typisch sind 10^5 Jahre - abgebremst. In dieser Zeit kann erstaunlicherweise bis zu $\sim 15\%$ der kinetischen Energie des Schocks, die etwa 10^{51} erg beträgt, zur Beschleunigung von geladenen Teilchen auf TeV- oder noch höhere Energien verwendet werden.

Ein Supernova-Überrest (SNR) leuchtet nicht sofort nach der Supernova, da die Teilchen Zeit zur Beschleunigung benötigen. Erst nach der typischerweise 10^3 Jahre dauernden Sweep-Up-Phase, wenn das vom Schock komprimierte Gas in etwa gleiche Massen hat wie das von der Supernova ausgeworfene Material, wird ein SNR ein effektiver TeV-Emitter. Man nennt dies die Sedov-Phase.

Ein gut studiertes Objekt ist beispielsweise Cassiopeia A, s. Abb. 1.5. Der Nachweis der TeV-Emission gelang der HEGRA-Kollaboration in über 200 Stunden Beobachtungszeit [Pu 2001]. Da das Signal an der Sensitivitätsgrenze der verwendeten Teleskope lag, konnte ein leptolisches Szenario nicht signifikant ausgeschlossen werden. Ein hadronischer Ursprung der Emission wird von dem gemessenen Spektrum jedoch favorisiert².

Starburst-Galaxien

Starburst-Galaxien sind Galaxien mit einer erhöhten Sternentstehungsrate. Da viele massereiche und entsprechend kurzlebige Sterne entstehen, ist auch die Supernovarate erhöht. Entsprechend mehr SNR liegen dann vor und die Galaxie sollte intensiver im TeV-Licht leuchten als normale Galaxien. Die nahe gelegene Starburst-Galaxie NGC253 wurde von der CANGAROO-Kollaboration als TeV-Quelle gesehen [CA 2002].

1.3.2 Pulsare

Pulsare sind schnell rotierende Neutronensterne, die bevorzugt leuchtturmartig in zwei Kegeln emittieren. Neutronensterne sind die kompakten Überreste massiver Sterne, die bei Supernovaexplosionen vom Typ II entstehen. Typisch sind Durchmesser von 10 km und Massen von etwa einer Sonnenmasse. Ein Neutronenstern besteht aus einem entarteten Neutronengas, dessen Entartungsdruck das Objekt gegen die Gravitation stabilisiert.

²Die Modellierung ist bei Cassiopeia A dadurch erschwert, dass bei dem Alter der Quelle von etwa 300 Jahren die Sedov-Phase noch nicht erreicht ist und außerdem die Expansion in ein inhomogenes Medium erfolgt. Wesentlich einfachere Objekte sollten etwa der SNR von Tycho's Supernova oder SN 1006 sein.

Da der Neutronenstern einen Großteil des Drehimpulses und des Magnetfelds des Vorläufersterns übernimmt, sind Umdrehungszeiten von einer Sekunde und Magnetfeldstärken von 10^{12} G charakteristisch. Dadurch werden elektrische Felder der Größenordnung 10^{14} V/m induziert, die Teilchen zu hohen Energien beschleunigen können.

Es sind zur Zeit keine Pulsare zweifelsfrei im TeV-Licht detektiert, jedoch ist gepulste Emission bis 10 GeV [Th 2001] nachgewiesen. Bei den sogenannten Outer-Gap-Modellen für die Emission erwartet man jedoch im Prinzip Beschleunigung der Teilchen bis hin zu TeV-Energien [Hi 2001].

Millisekunden-Pulsare

Millisekunden-Pulsare sind extrem schnell rotierende Pulsare. Sie entstehen, wenn ein Pulsar als Teil eines Doppelsternsystems auftritt und der Begleitstern Masse und damit Drehimpuls auf den Pulsar transferiert. Die Magnetfelder sind mit 10^9 G geringer als bei gewöhnlichen Pulsaren, was die Wahrscheinlichkeit, dass hochenergetische Gammas in Elektron-/Positron-Paare zerfallen, deutlich senkt [Us 1982]. Gegenüber normalen Pulsaren haben solche Objekte also eine erhöhte Chance, als TeV-Emitter sichtbar zu sein.

1.3.3 Plerionen

Plerionen sind Pulsar getriebene Supernova-Überreste. Sie besitzen also eine zentrale Energiequelle, die die in der Beschleunigung hochenergetischer Teilchen verlorene Energie nachliefern kann. Letztlich stammt die Energie aus der Rotation des Pulsars, die sich mit der Zeit verlangsamt. Ein vom Pulsar ausgehender, relativistischer Wind trifft auf das umliegende, quasistationäre interstellare Medium. Es ergibt sich eine Schockfront, die wiederum zur Teilchenbeschleunigung führt. Der Wind ist für einfache Modelle meist sphärisch-symmetrisch angenommen, genauere Modelle sind dagegen axialsymmetrisch. Der bekannteste und bestuntersuchte Plerion ist der Crab-Nebel, der Überrest der Supernova aus dem Jahre 1054 im Sternbild Stier. In [Ko 2003] ist das Ergebnis einer MHD-Simulation dieses Prototyp-Plerions vorgestellt, das die Strukturen der Röntgen-Daten gut reproduziert.

Der Crab-Nebel

Der Crab-Nebel im Sternbild Stier (deutsch: Krabben-Nebel) ist in allen der Astronomie zugänglichen Wellenlängen nachgewiesen worden und stellt heute die Standardkerze der TeV-Astronomie dar. Die Emission des Crab-Nebels wird durch ein SSC-Modell in allen Wellenlängen gut beschrieben, wobei die Photonen, die durch den IC-Effekt zu höheren Energien gestoßen wurden, am besten im TeV-Licht zu sehen sind (s. Abb. 1.6).

Das TeV-Spektrum des Crab-Nebels wird zwischen 500 GeV und 20 TeV gut durch ein Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN}{dE} = (2.79 \pm 0.02 \pm 0.5) \cdot 10^{-7} \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.59 \pm 0.03 \pm 0.05} \frac{\text{ph}}{\text{m}^2 \text{ s TeV}} \quad (1.1)$$

beschrieben [HE 2000]. Der sich daraus ergebende integrale Fluss oberhalb von 1 TeV liegt bei $(1.75 \pm 0.06) \cdot 10^{-7}$ ph/(m² s). Die Größe der Emissionsregion wurde ebenfalls getestet [HE 2000b]. Die bisherigen TeV-Daten sind konsistent mit einer Punktquelle.

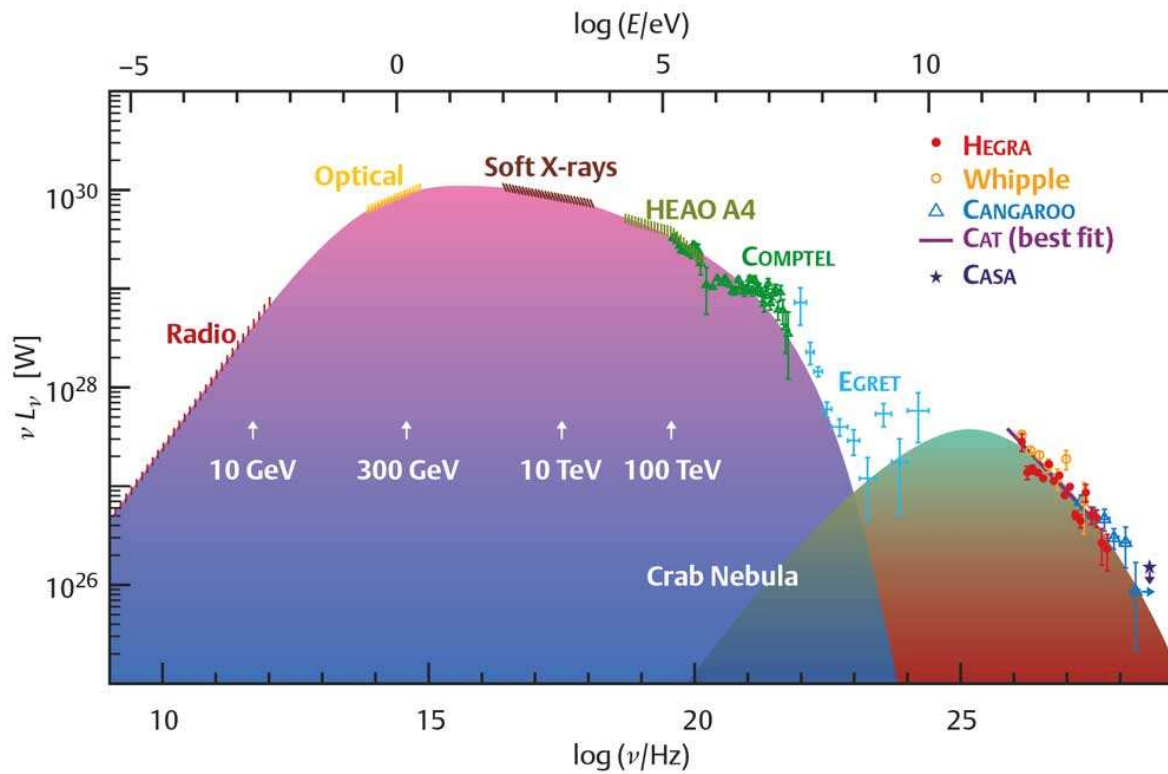


Abbildung 1.6: Modelliertes Spektrum des Crab-Nebels überlagert mit Messdaten. Die Auftragung als νL_ν entspricht der spektralen Energiedichte, so dass man sofort ablesen kann, wieviel Energie in welchem Spektralbereich emittiert wird. Aus [Vö 1999].

In einem Bild, in dem der Wind des Crab-Pulsars entlang der Drehachse in die beiden Richtungen unterschiedliche Geschwindigkeiten aufweist, erwartet man, dass der TeV-Schwerpunkt energieabhängig ist. Dies lässt sich leicht einsehen [Ja 2004]: Die beiden Windgeschwindigkeiten seien $-v_S$ und v_N . Die typische Zeitskala T , auf der Synchrotron-Verluste wichtig werden (und damit TeV-Strahlung produziert wird) ergibt sich bei einer Elektron-Energie E und Magnetfeldstärke B zu

$$T \sim \frac{1}{B^2 E} . \quad (1.2)$$

Die typischen Abstände d_S , d_N für die TeV-Emission sind dann

$$d_S = -v_S \cdot T \quad d_N = v_N \cdot T . \quad (1.3)$$

Damit wird der Schwerpunkt energieabhängig:

$$x = \frac{d_S + d_N}{2} \sim \frac{1}{E} \cdot \left(\frac{v_N}{B_N^2} - \frac{v_S}{B_S^2} \right) . \quad (1.4)$$

Mit abnehmender Energie verschiebt er sich in die Richtung, in die v/B^2 größer ist.

1.3.4 Aktive Galaktische Kerne

Aktive Galaktische Kerne (AGN) treten in Galaxien auf, in deren Zentrum sich ein superschweres (mehrere Millionen Sonnenmassen), akkretierendes Schwarzes Loch befindet. Entlang der Drehimpulsachse der Akkretionsscheibe sind häufig diametral zwei eng

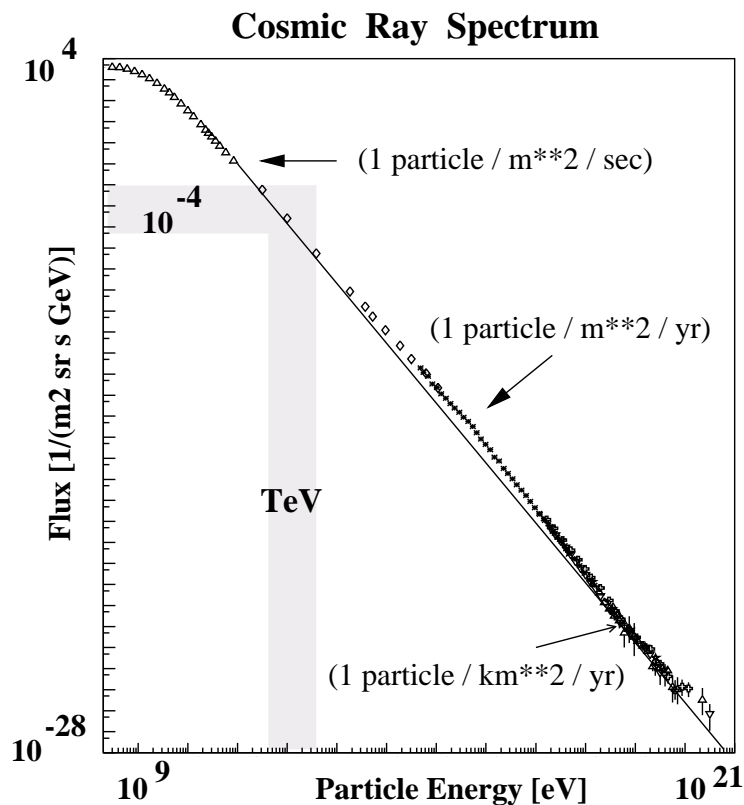


Abbildung 1.7: Spektrum der kosmischen Strahlung, nach [Au 1996]. Man erkennt das sogenannte Knie etwas oberhalb von 1 PeV. Schattiert ist der TeV-Bereich, in dem die kosmische Strahlung den Hauptuntergrund für die Messung kosmischer Gamma-Quanten der gleichen Energie darstellt.

gebündelte Materiestrahlen zu sehen. Diese Jets reichen oft weit in den intergalaktischen Raum. Die Entstehung der relativistischen Jets ist noch nicht befriedigend geklärt. Man geht jedoch davon aus, dass nur ein Teil der Materie in das Schwarze Loch fallen kann. Die Materie, die den Ereignishorizont überschreitet, transferiert vorher Drehimpuls durch magnetohydrodynamische Effekte auf anderes Gas, das dadurch als gut kollimierter Materiestrahl senkrecht zur Akkretionsscheibe in den intergalaktischen Raum abströmt.

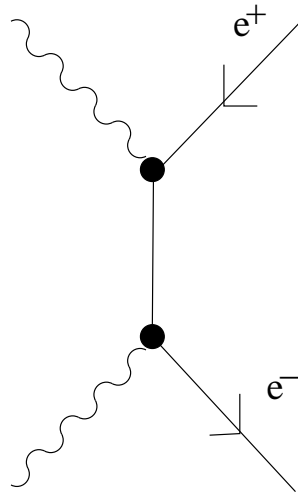
In den Jets können Stoßfronten auftreten, die Teilchen beschleunigen können. Ist ein Jet auf die Erde gerichtet (man spricht dann von BL-Lac-Objekten), wird der Fluss hochenergetischer TeV-Gammas maßgeblich durch den Dopplereffekt erhöht. AGNs zeigen eine hohe Veränderlichkeit der TeV-Helligkeit auf Zeitskalen von Monaten bis hin zu Stunden. Als Primärpopulation werden zur Zeit Elektronen favorisiert, da so die Korrelation der Leuchtkraftschwankungen im Röntgen- und TeV-Licht gut zu erklären ist [Ur 1995].

Für die geometrische Kalibration von TeV-Instrumenten sind die AGNs von besonderer Bedeutung, da es sich um die besten Punktquellen handelt, die man in diesem Spektralbereich kennt. Die Koordinaten sind durch radioastronomische Messungen in der Regel sehr genau bekannt. Als TeV-Emitter nachgewiesen sind Mkn-501, Mkn-421, H1426+428 und PKS 2155-304.

1.4 Fragen der TeV-Astronomie

Hier sind exemplarisch zwei der aktuellen Fragen aufgeführt, um deren Lösung sich die TeV-Astronomie bemüht.

Abbildung 1.8:
Feynman-Diagramm
der Photon-Photon-
Wechselwirkung. Die Zeit
ist von links nach rechts
gezählt.



1.4.1 Was ist der Ursprung der kosmischen Strahlung?

Die Erde ist einem weitestgehend isotropen³ und zeitlich konstanten Fluss hochenergetischer, geladener Teilchen ausgesetzt, der sich bis zu Energien von etwa 10^{20} eV erstreckt. Das Spektrum dieses Flusses über 12 Dekaden der Energie ist in Abb. 1.7 gezeigt. Eine im Detail zufriedenstellende Erklärung konnte auch knapp 100 Jahre nach der Entdeckung der kosmischen Strahlung noch nicht gegeben werden.

Man nimmt an, dass die Teilchen mit Energien bis 1 PeV in den SNR der Milchstraße beschleunigt werden. Dafür spricht vor allem ein energetisches Argument, denn bei der beobachteten Rate an Supernovaexplosionen und moderaten Effizienzen kann dieser Quelltyp zwanglos den Energieinhalt der kosmischen Strahlung erklären [Lo 1992/20]. Die Energiedichte ist vergleichbar mit der thermischen Strahlung in der Milchstraße. Die Teilchen oberhalb des sogenannten Knies bei etwa 1 PeV kommen vermutlich von Quellen außerhalb der Milchstraße. Ab etwa 10^{20} eV müssen die Teilchen sogar extragalaktischen Ursprungs sein, da sie aufgrund ihrer hohen Steifigkeit im galaktischen Magnetfeld Krümmungsradien haben, die die Dimension der Milchstraße übersteigen.

Aufgrund der nicht-geradlinigen Ausbreitung der kosmischen Strahlung steht der direkte Nachweis, dass SNR die galaktischen Beschleuniger sind, noch aus. Die TeV-Astronomie kann diesen Nachweis jedoch führen, da bei der Beschleunigung als Sekundärprodukt auch TeV-Quanten entstehen.

1.4.2 Was ist die Strahlungsdichte des intergalaktischen IR-Lichts?

Photon-Photon-Wechselwirkung

In der Quantenelektrodynamik wechselwirken Photonen über das in Abb. 1.8 gezeigte Feynman-Diagramm miteinander. Diese Photon-Photon-Wechselwirkung hat ein Maximum des Wirkungsquerschnitts bei

$$E_\gamma e_\gamma \approx 4 (m_e c^2)^2, \quad (1.5)$$

wobei die beiden beteiligten Photon-Energien E_γ und e_γ sind. Effektiv ist dadurch etwa die Wechselwirkung von Infrarotphotonen mit TeV-Quanten. Das Absorptionsmaximum

³Bei Energien unterhalb von 1 GeV/Nukleon registriert man eine Modulation der Ankunftsrichtungen durch den Sonnenwind.

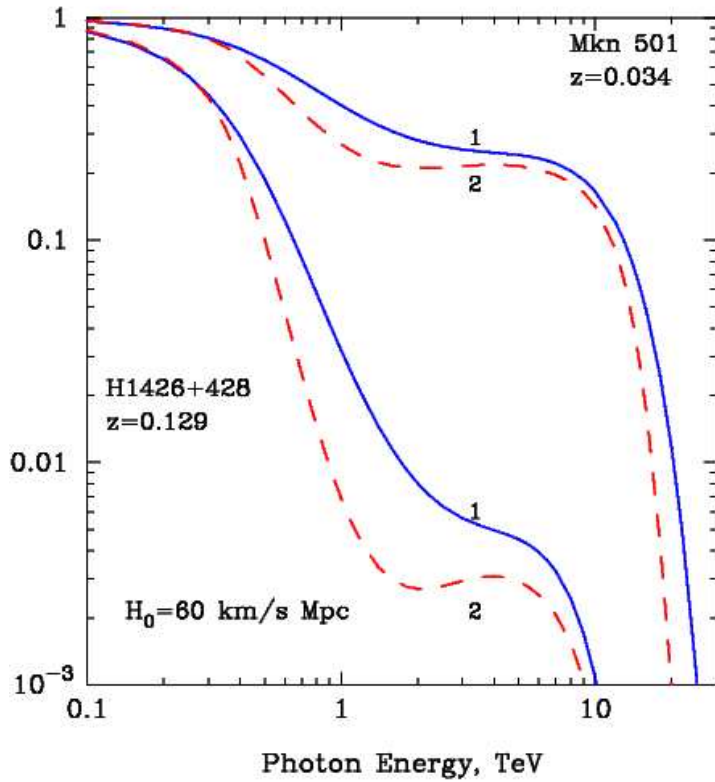


Abbildung 1.9: Effekt des intergalaktischen IR-Feld auf die TeV-Spektren von Blazaren. Angenommen ist als intrinsisches Quellspektrum ein reines Potenzgesetz, das in der doppelt-logarithmischen Darstellung einer Gerade entspräche. Für zwei Rotverschiebungen sind die absorbierten Spektren gezeigt, jeweils für zwei mögliche Modelle der intergalaktischen IR-Strahlungsdichte. Auffällig ist die geschwungene Form des Spektrums. Aus [HE 2002].

liegt dann bei

$$E_\gamma [\text{TeV}] \approx 0.806 \lambda_{\text{IR}} [\mu\text{m}] . \quad (1.6)$$

TeV-Absorption

Dieser QED-Effekt führt dazu, dass TeV-Blazare nur bis zu relativ kleinen Rotverschiebungen von etwa $z \approx 0.2$ als TeV-Emitter zu sehen sind. Über größere Distanzen werden die TeV-Quanten vom intergalaktischen IR-Strahlungsfeld absorbiert. Dies schränkt zunächst die TeV-Astronomie auf die - kosmologisch gesehen - nähere Umgebung der Milchstraße ein. Für typische Werte der Hubblekonstante liegt die Maximalentfernung etwa bei 1 Gpc.

Wenn man jedoch die Emission von BL-Lac-Objekten als verstanden voraussetzt, ergibt sich die Möglichkeit, aus dem Absorptionsprozess etwas über den Absorber, also das intergalaktische Infrarotlicht, zu lernen. Dieses Strahlungsfeld hat die kosmologisch interessante Geschichte der Sternentstehungsrate konserviert und ist der direkten Messung nicht leicht zugänglich, da der Staub des Sonnensystems einen kaum eliminierbaren Vordergrund im interessierenden Spektralbereich darstellt.

Die BL-Lacs durchleuchten das IR-Strahlungsfeld, was sich als Abschwächung und Verfärbung des TeV-Lichts messen lässt. Aus dieser charakteristischen Veränderung kann man also Modelle für das IR-Licht testen, s. Abb. 1.9. Bisher sind bei einem BL-Lac-Objekt Hinweise auf die Absorption von TeV-Quanten gefunden worden [HE 2002]. Interessanterweise ist der wichtigste Energiebereich für diese Untersuchungen das höherenergetische Ende des TeV-Bereichs, so dass nicht unbedingt das Instrument mit der geringsten Energieschwelle am geeignetsten ist.

Kapitel 2

Abbildende Cherenkov-Technik

Die abbildende Cherenkov-Technik hat die erdgebundene Astronomie um ein spektrales Fenster von etwa 100 GeV bis rund 10 TeV bereichert. Während man bei niedrigeren Gamma-Energien Satelliten einsetzen kann, sind in dem genannten Bereich die auftretenden Flüsse zu gering, als dass die auf wenige Quadratmeter beschränkten Detektorflächen an Bord von Satelliten signifikante Signale in akzeptabler Zeit liefern könnten. Da in die Lufthülle eindringende TeV-Teilchen aber Schauer von Sekundärteilchen auslösen, kann man die kosmischen Teilchen indirekt vom Erdboden aus nachweisen. Dabei ist es entscheidend, aus dem Schauer möglichst viel Information über das Primärteilchen zu erhalten. Verglichen mit anderen Ansätzen ist die abbildende Cherenkov-Technik mit stereoskopisch arbeitenden Teleskopen zur Zeit am erfolgreichsten.

2.1 Kosmische Strahlung

Die kosmische Strahlung besteht zu 98% aus Hadronen, vor allem Protonen. Knapp 2% sind Leptonen (vor allem Elektronen) und nur etwa 0.1% sind Gamma-Quanten [Gr 1956]. Da jedoch auch die zahlenmäßig bei weitem überwiegenden, geladenen Teilchen Schauer in der Atmosphäre auslösen, hat man bei der Messung von kosmischen Gammas immer einen hohen Untergrund unerwünschter Teilchen.

2.2 Luftschauber

Hochenergetische, in die Lufthülle eintretende Teilchen wechselwirken etwa in 10 – 20 km Höhe mit einem Atom eines Luftmoleküls. Bei TeV-Energien können die dabei entstandenen Teilchen weitere Wechselwirkungen eingehen. Es entsteht eine Lawine von Sekundärteilchen, deren Teilchenzahl durch die zur Verfügung stehende Energie, die zur Teilchenproduktion benötigten Energien und die Verlustprozesse bestimmt ist. Da 1 TeV rund $2 \cdot 10^8$ Elektron-Ruhemassen entspricht, kann man statistische Modelle zur Beschreibung von Schauern einsetzen. Stand der Technik ist jedoch heute, den gesamten Schauer mit allen Wechselwirkungen und allen Teilchen im Rechner zu simulieren.

2.2.1 Prozesse in der Schauerentwicklung

Folgenden Wechselwirkungen sind wichtig für die Entstehung von Sekundärteilchen in Luftschauern:

- **Kern-Kern-Wechselwirkung:** Bei den relevanten Energien bedeutet die Wechselwirkung eines primären Hadrons mit einem Atomkern der Luft in der Regel die Zerstörung der beiden. Es entstehen zahlreiche subatomare Teilchen (vor allem Pionen) und Kernfragmente. Da die starke Wechselwirkung beteiligt ist, erhalten die Produkte relativ viel Impuls quer zur Flugrichtung.
- **Zerfall von Pionen:** Neutrale Pionen zerfallen nach $8.4 \cdot 10^{-17}$ s in zwei Gammas. Geladene Pionen zerfallen nach $2.6 \cdot 10^{-8}$ s in ein Myon und das entsprechende Myon-Neutrino.
- **Bremsstrahlung:** Im elektrostatischen Feld eines Atomkerns wird ein geladenes Teilchen beschleunigt und sendet deswegen Bremsstrahlung aus, deren Energie proportional zur Energie des geladenen Teilchens ist. Bremsstrahlung führt also zu einem exponentiellen Energieverlust mit der durchquerten Flächendichte. Der mittlere Abstrahlwinkel ist $1/\gamma$, wobei γ den relativistischen Lorentzfaktor meint. Die Strahlungslänge für Elektronen in Luft beträgt 365 kg/m^2 .
- **Paarbildung:** Ein Photon kann im Feld eines Atomkerns in ein Teilchen-/Antiteilchenpaar zerfallen. Dazu muss die Photon-Energie größer als die Ruhemasse der entstehenden Teilchen sein. Für Schauer ist vor allem die Produktion von Elektron-Positron-Paaren wichtig, die ab $1,02 \text{ MeV}$ stattfindet. Die Strahlungslänge für Gammas beträgt oberhalb dieser Energie $9/7$ des Werts der Bremsstrahlungslänge. Der mittlere Ablenkwinkel ist identisch mit dem Winkel im Bremsstrahlungsfall.

Cherenkov-Effekt

Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit durch ein Medium, die größer als die lokale Phasengeschwindigkeit des Lichts ist, strahlt das Teilchen Cherenkov-Licht ab. Dies ist das optische Analogon zum Überschallknall eines mit Überschallgeschwindigkeit fliegenden Flugzeugs. Das Cherenkov-Licht eines Teilchens mit Geschwindigkeit βc in einem Medium mit Brechungsindex n wird maximal unter einem Winkel von $\theta_C = \arccos(1/n\beta)$ abgestrahlt. Das Spektrum des abgestrahlten Lichts ist $\sim 1/\lambda^2$ und die Emission erfolgt nur in den Spektralbereichen in denen $n(\lambda) > 1$. Da dies im Röntgen-Bereich nicht mehr erfüllt ist, hat Cherenkov-Licht in Luft sein Maximum im Ultraviolett. Die Zahl der emittierten Photonen ist bei einem Teilchen mit Ladung z :

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta_C . \quad (2.1)$$

Für Elektronen mit $\beta = 1$ in Luft ($n = 1,0003$) ergibt sich zwischen 300 nm und 600 nm ein Wert von 45 Photonen/m .

Von allen entstandenen Teilchen kann man am Erdboden vor allem Myonen und Cherenkov-Photonen nachweisen. Für die Beobachtung von Gamma-Strahlung ist das Cherenkov-Licht entscheidend. Es entsteht in einigen Kilometern Höhe und wird in der Luft abgeschwächt, bevor es den Erdboden erreicht. Dabei spielen vor allem Rayleighstreuung (Wirkungsquerschnitt $\sim 1/\lambda^4$), Mie-Streuung und Photodissoziation von Ozon eine Rolle. Das am Boden registrierte Spektrum ist in Abb. 2.1 gezeigt.

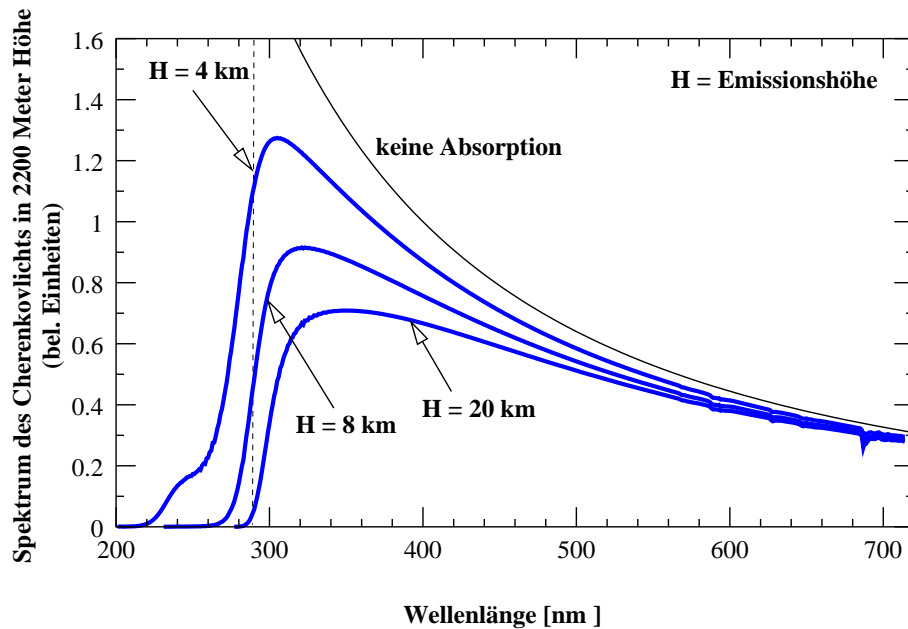


Abbildung 2.1: Berechneter Einfluss der Absorption auf ein Cherenkov-Spektrum in 2 km Höhe für verschiedene Emissionshöhen.

2.2.2 Gamma-Schauer

In die Erdatmosphäre eindringende TeV-Gamma-Quanten erzeugen eine Kaskade von Teilchen, die schematisch in Abb. 2.2 gezeigt ist. Das primäre Quant erzeugt ein Elektron-Positron-Paar. Durch Bremsstrahlungsprozesse erzeugen diese beiden Teilchen wiederum Gamma-Quanten, die erneut in Lepton-Paare zerfallen können. Diese Folge kann sich wiederholen, bis die Energie der Teilchen nicht mehr zur Produktion neuer Teilchen ausreicht. Cherenkov-Licht entsteht, solange die Lepton-Energien noch oberhalb von rund 50 MeV liegen.

In diesem einfachen Bild wächst die Teilchenzahl in der Wachstumsphase exponentiell mit der Eindringtiefe. Das Schauermaximum ist erreicht, wenn die Ionisationsverluste zu dominieren beginnen. Die maximale Teilchenzahl ist proportional zur Energie, weshalb die atmosphärische Tiefe, in der das Schauermaximum liegt, logarithmisch mit der Energie zunimmt [He 1954]. Realistische Schauer unterliegen in den einzelnen Wechselwirkungen Fluktuationen, so dass die Aussagen nur im Mittel zutreffen.

Elektronen lösen gleichartige Schauer aus. Die erste Wechselwirkung ist zwar Bremsstrahlung, jedoch kann man die Schauer vom Erdboden aus de facto nicht unterscheiden. Man spricht deshalb auch übergreifend von elektromagnetischen Kaskaden. Charakteristisch für sie ist, dass der entstehende Schauer kompakt ist, da die Wechselwirkungen nur relativ wenig Transversalimpuls übertragen. Die typische Breite beträgt rund 30 m. Außerdem nehmen keine Myonen oder stark wechselwirkenden Teilchen an einer elektromagnetischen Kaskade teil.

2.2.3 Hadronische Schauer

Hadronische Schauer entstehen, wenn ein hochenergetisches Proton oder ein schwerer Kern auf einen Atomkern der Luft trifft. Der getroffene Kern wird zerstört und neben den Frag-

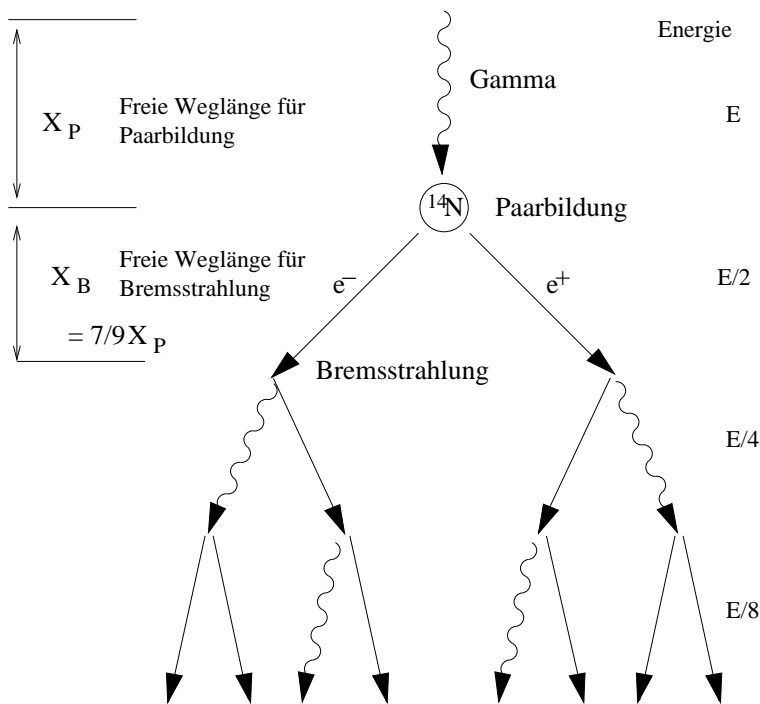


Abbildung 2.2: Schematische Entwicklung eines Gamma-Schauers nach [He 1954].

menten entsteht eine große Zahl von Pionen und anderen stark wechselwirkenden Teilchen. Die geladenen Pionen zerfallen schnell in Myonen, deren Lebensdauer lang genug ist, um den Erdboden zu erreichen. Eventuell entstandene leichte Leptonen oder aus neutralen Pionen entstandene Gamma-Quanten erzeugen eine elektromagnetische Subkaskade, siehe Abb. 2.3.

Wesentlich ist die Beteiligung der starken Wechselwirkung. Sie führt zu höheren Transversalimpulsüberträgen. Dadurch erhalten die Teilchen in hadronischen Schauern im Mittel mehr Lateralimpuls, weshalb die folgende Entwicklung einen breiteren Schauer als im Gamma-Fall erzeugt. Zusätzlich fluktuieren hadronische Schauer stärker als elektromagnetische.

2.2.4 Monte-Carlo Simulationen von Schauern

Schauersimulationen sind aus zwei Gründen wichtig: Zum einen helfen möglichst realistische Aussagen über Schauer, Instrumente zur Schauerbeobachtung zu planen. Zum anderen sind die Simulationen aber auch wichtig, um beobachtete Schauer zu eichen. Da die TeV-Astronomie keine geeigneten Teststrahlen zur Verfügung hat, stellen Simulationen den einzigen Ausweg dar.

Man simuliert mit Hilfe von leistungsfähigen Rechnern viele komplette Schauer mit allen beteiligten Teilchen. Dabei werden alle bekannten auftretenden Prozesse stochastisch simuliert. Das Verfahren ist entsprechend aufwändig. Man benötigt das gewünschte atmosphärische Modell, das den Aufbau der planparallel gedachten Atmosphäre beschreibt. Außerdem müssen für die hadronische Wechselwirkung parametrische Modelle verwendet werden, die zwar von Beschleunigerdaten gestützt werden, aber nicht bei allen Energien tatsächlich durch Messungen belegt sind. Ein häufig verwendetes Schauersimulationspaket ist CORSIKA [Be 2002], das auch die Emission von Cherenkov-Licht für die abbildende Cherenkov-Technik angemessen simuliert.

Ergebnisse solcher Simulationen sind: Die Cherenkov-Photonen eines Schauers erreichen

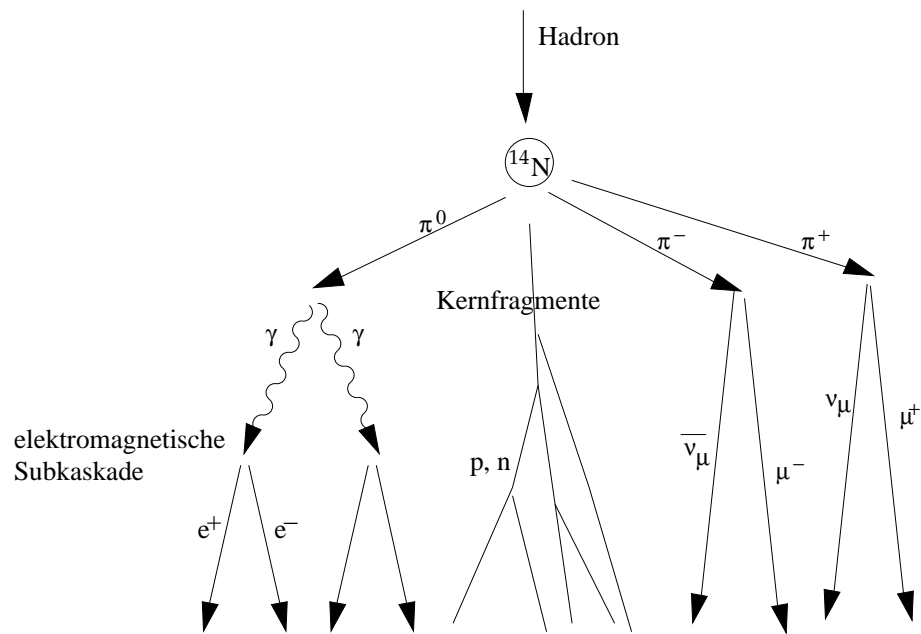


Abbildung 2.3:
Schematische Entwicklung eines Hadron-Schauers.

den Erdboden während einer kurzen Zeitspanne von etwa 5 ns. Sie verteilen sich auf ein Gebiet mit etwa 200 m Durchmesser. Bei 1 TeV beträgt die Lichtdichte am Boden rund 100 Photonen/m².

2.3 Cherenkov-Teleskope

Das Design eines Cherenkov-Teleskops ist durch die Lichtemission des Schauers bestimmt.

2.3.1 Optik

Da das nachzuweisende Signal eine relativ geringe Lichtdichte hat, benötigt man eine große Lichtsammelfläche. Weil die Schauerbilder unscharf begrenzte Strukturen sind, muss die Optik bei weitem nicht den Anforderungen normaler optischer Teleskope genügen. Damit ist die Aufgabe ähnlich wie beim Bau von Sonnenkollektoren, und sie wurde in diesem Zusammenhang gelöst. Es ist am kostengünstigsten, den Hauptspiegel zu segmentieren und nur gleichartige Spiegelfacetten zu verwenden. Eine gute Lösung ist dann das Davies-Cotton-Design: Der Hauptspiegel wird aus Kugelspiegeln zusammengesetzt. Sein Radius ist das Doppelte der Brennweite der einzelnen Kugelspiegel [Da 1957].

Da der Lichtblitz nur wenige Nanosekunden andauert, möchte man gleichzeitig einen möglichst isochronen Spiegelträger, bei dem alle Teile einer parallel zur optischen Achse einfallenden Wellenfront den Primärfokus zur gleichen Zeit erreichen. Dies wird durch einen Parabolspiegel erreicht. Dementsprechend weicht man oft etwas vom eigentlichen Davies-Cotton-Design ab.

Im Primärfokus erhält man ein Winkelabbild des Himmels. Um die Lichtstärke des Teleskops groß zu halten, ist es am günstigsten, dort auch den Detektor zu platzieren.

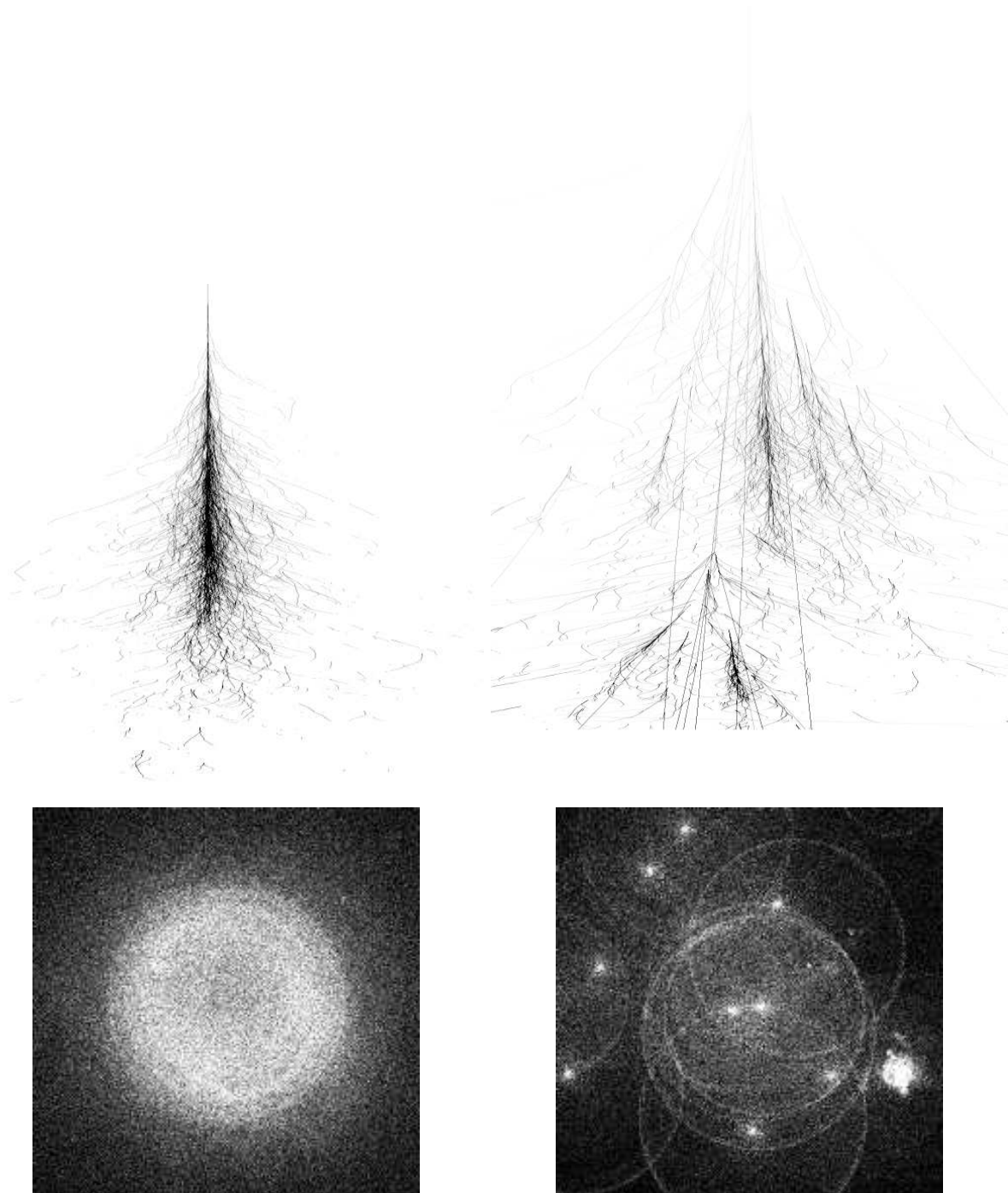


Abbildung 2.4: Simulierte Luftschauer. Links: Ein Gamma-Schauer mit einer Primärteilchenenergie von 300 GeV. Im oberen Teilbild sind die projizierten Bahnkurven der einzelnen simulierten Teilchen gezeigt (die z -Koordinate wurde gestaucht); unten ist die Verteilung des entstehenden Cherenkov-Lichts am Erdboden zu sehen (Kantenlänge des gezeigten Ausschnitts 400 m). Rechts: Ein Proton-Schauer mit Primärteilchenenergie von 1 TeV.

2.3.2 Detektor

Der Detektor muss in der Lage sein, ein relativ schwaches Lichtsignal registrieren zu können. Gleichzeitig muss er extrem kurze Belichtungszeiten erlauben, um einen möglichst guten Kontrast zwischen dem 5 ns währenden Signal und dem Nachthimmelshintergrund zu ermöglichen. Dies wird durch eine Matrix aus Photomultipliern erreicht. Das Gesichtsfeld muss groß genug sein, dass ein signifikanter Anteil der Schauer vollständig abgebildet wird, und nicht nur durch den Kamerarand angeschnittene Bilder auftreten.

Typisch sind etwa 1000 Pixel in einer hexagonalen Anordnung und Gesichtsfelder von rund 2° . Um den ansonsten insensitiven Bereich zwischen den runden Photomultipliern mit auszunutzen, erhält jedes Pixel einen Lichttrichter. Er bündelt das Licht auf den Photomultiplier, das den Detektor im entsprechenden Hexagon trifft.

Die Zahl der Pixel ergibt sich aus dem gewünschten Gesichtsfeld und der Größe der einzelnen Pixel. Man schließt einen Kompromiss zwischen guter räumlicher Auflösung und Signalstärke in den einzelnen Photomultipliern. Ebenso muss man an die Zahl der zu verarbeitenden Kanäle und die resultierende Datenrate denken.

Die einzelnen Pixel der Matrix sollen bei möglichst hoher Empfindlichkeit betrieben werden. Diese ist begrenzt durch die Fluktuationen der Helligkeit des Himmelshintergrunds. Um hauptsächlich für echte Schauer sensitiv zu sein, liest man die komplette Matrix nur aus, wenn mehrere benachbarte Pixel gleichzeitig ein erhöhtes Signal sehen.

2.3.3 Mechanik

Die Teleskopmechanik dient dazu, Detektor und Spiegel in einer festen Lage zueinander zu halten und den Detektor auf jeden beliebigen Punkt am Himmel ausrichten zu können. Das gewichtssparendste und damit bei großen Teleskopen bevorzugte Design ist die Alt/Az-Montierung, bei der eine Achse vertikal und eine horizontal steht.

Ein U-förmiges Gestell, das um die Vertikalachse rotieren kann, trägt dann in der Regel die beiden Lager, die die Horizontalachse definieren und in denen der Spiegelträger aufgehängt ist. Der Detektor wird mit am Spiegelträger befestigten Stangen im Brennpunkt gehalten. Um das Teleskop ausrichten zu können, sind beide Achsen motorisiert.

2.3.4 Detektorsimulation

Wesentlich für die Analyse von Cherenkov-Daten ist der Vergleich mit Simulationen. Da es keine geeigneten Eichquellen für Cherenkov-Teleskope gibt, ist man prinzipiell darauf angewiesen, simulierte Daten zur Verfügung zu haben. Dabei versucht man die gesamte Signalkette von Cherenkov-Licht bis ins Datenfile künstlich nachzubilden: Spiegel mit Abschattungen, Lichttrichter, Photomultiplier und die elektronische Ausleseketten in der Kamera.

Ergebnisse solcher Simulationen sind beispielsweise die erwarteten Flüsse bei vorgegebener Quellstärke, die erwartete effektive Fläche des Arrays als Funktion der Energie oder optimierte Schnitte zur Datenanalyse.

2.4 Datennahme

Die Datennahme findet meist nur in mondloser Nachtzeit statt¹. Dies führt wie in Abb. 1.2 illustriert zu Perioden von je etwa drei Wochen Länge, in denen Cherenkov-Teleskope beobachten können. Jede einzelne Nacht wird in sogenannte Runs aufgeteilt. Diese dauern meistens zwischen 20 und 30 Minuten. Innerhalb eines Runs werden die Teleskope auf eine bestimmte Himmelsregion nachgeführt, und auch alle weiteren Konfigurationsparameter werden konstant gehalten. Idealerweise sind die Daten jedes Runs unter zeitlich konstanten Bedingungen genommen worden.

Die einfachste Art der Beobachtung stellt die sogenannte on-/off-Beobachtung dar. Man beobachtet dabei im Wechsel die interessierende Quellregion und eine Untergrundregion. Um systematische Fehler zu reduzieren wird der off-Run bei der gleichen Deklination wie der on-Run genommen, in Rektaszension um die zeitliche Dauer des on-Runs verschoben. Dadurch findet die Untergrundbestimmung im gleichen Zenitwinkel-Bereich wie die Signalmessung statt.

Hat man einen Detektor mit einem genügend großen homogenen Gesichtsfeld, kann man auch den sogenannten Wobble-Modus wählen. Hier wird der Detektor um einen kleinen Winkel neben die Quelle gerichtet. Den Untergrund misst man dann im gleichen Datensatz zum Beispiel aus einer symmetrisch zur Kameramitte gelegenen Position. Um Systematiken zu vermeiden, wechselt man die positive und die negative Wobble-Richtung miteinander ab. Am gebräuchlichsten ist es, in Deklination um 0.5° zu wobbelen, jedoch sind auch andere Winkel und Richtungen möglich.

2.5 Analyse

Es gibt einige inzwischen klassische Methoden der Schauerbild-Analyse. Diese sind hier kurz beschrieben.

2.5.1 Bildparameter

Eine erstaunlich einfache Parametrisierung der erhaltenen Schauerbilder erweist sich als geeignet, um die physikalisch relevante Information zu extrahieren [Hi 1985]. Es handelt sich im Wesentlichen um die Trägheitsmomente der Lichtverteilung. Eine graphische Darstellung dieser sogenannten Hillas-Parameter ist in Abb. 2.5 gezeigt. Eine Rechenvorschrift, wie man die Parameter aus der gegebenen Intensitätsverteilung $I(\vec{x})$ erhält, ist in Anhang A gegeben.

2.5.2 Einzelteleskop-Analyse

Bei Daten, die mit einem einzelnen Teleskop gewonnen wurden, hat man zusätzlich zu dem hadronischen Untergrund noch Ereignisse, bei denen die Kamera durch das Cherenkov-Licht lokaler Myonen getriggert wurde. Da dieses Licht unter einem festen Winkel abgestrahlt wird, und die Teleskope winkelabbildend sind, erhält man eine ringförmige Intensitätsverteilung in der Kamera. Auch ohne Muster-Erkennungs-Software lassen sich diese

¹Die HEGRA-Kollaboration hat ein Einzelteleskop auch betrieben, während der Mond am Himmel stand. Wegen des helleren Himmelshintergrunds wurde die Hochspannung dazu reduziert.

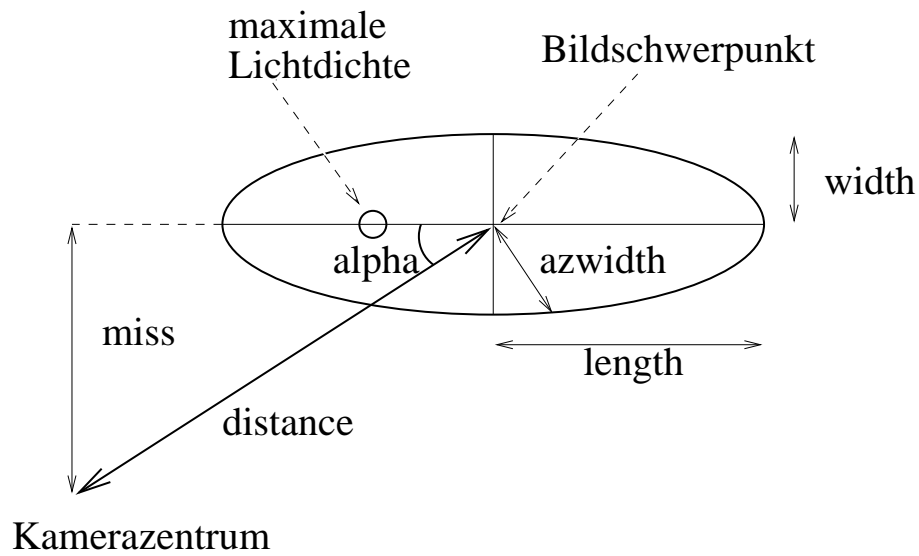


Abbildung 2.5:
Graphische Darstellung der Hillasparameter

Myon-Ringe jedoch relativ gut aus einem Datensatz entfernen, indem man einen geeigneten Schnitt in der Verteilung des Quotienten aus length und size anbringt [Mo 1997].

Den hadronischen Untergrund kann man nur teilweise unterdrücken, da eine gewisse Zahl der hadronischen Schauer vom Erdboden aus wie elektromagnetische Schauer aussehen. Man kann jedoch geeignete multidimensionale Schnitte in den Hillas-Parameter-Verteilungen anbringen und so einen Teil des Untergrunds eliminieren. Die optimalen Schnitte müssen durch Simulationen bestimmt werden und hängen neben der Detektor-Konfiguration vom Zenitwinkel und dem TeV-Spektrum der Quelle ab.

Bei winkelabbildenden Teleskopen entspricht einer Richtung am Himmel ein Punkt in der Kamera. Da sich die Schauerbilder entlang der Ankunftsrichtung des Primärteilchens entwickeln, zeigt die Längsachse des Schauerbilds auf den entsprechenden Punkt in der Kamera. Eine Quelle erkennt man deshalb nach Schnitten im sogenannten α -Plot. Die Gamma-Schauer der Quelle kamen alle aus einer bekannten Richtung. Diese Schauer haben also kleine Werte von α bezüglich der Quellrichtung. Damit zeigt sich die Quelle als Peak in der α -Verteilung an der Stelle $\alpha = 0$.

2.6 Stereoskopie

Einen wesentlichen Zugewinn bringt die simultane Beobachtung der Schauer mit mehreren Teleskopen, da man so die Schauergeometrie besser bestimmen kann. Man stellt dazu mehrere Teleskope so auf, dass sie zwar noch die gleichen Schauer, aber unter möglichst verschiedenen Blickwinkeln sehen. Der beste Abstand ist typischerweise die Hälfte des Durchmessers des Gebiets, in dem das Cherenkov-Licht den Boden trifft, also rund 100 m.

2.6.1 Stereoskopischer Trigger

Man möchte die Detektoren nur auslesen, wenn tatsächlich ein Luftschauer aufgetreten ist. Deshalb fordert man, dass mindestens zwei Teleskope gleichzeitig einen Schauer gesehen haben. Dadurch unterdrückt man weitestgehend den Untergrund an Myon-Ringen. Die damit einhergehende Reduzierung der Rohdatenrate kann man nutzen und bei gegebener Auslesekapazität des Systems die Energieschwelle der einzelnen Kameras niedriger einstellen.

Die Entscheidung, ob ein Schauer vorliegt, kann nur in einer Zentrale erfolgen, in der die einzelnen Teleskoptrigger zusammenlaufen. Da die Signallaufzeiten bei Teleskopabständen von rund 100 m im μs -Bereich liegen, müssen die Detektoren ein empfangenes Signal speichern können, bis sie von der Zentrale die Information erhalten haben, ob ein Schauer vorlag und das Bild abgespeichert werden soll, oder ob es zu verwerfen ist. Dies geschieht zum Beispiel mit Ringspeichern oder indem die weitere Verarbeitung der nachfolgenden Signale gestoppt wird, bis die Entscheidung vorliegt.

Konvergentes Pointing

Eine moderate Verbesserung der Empfindlichkeit erhält man, wenn man die Teleskope nicht parallel zueinander ausrichtet, sondern sie etwas aufeinander zu neigt. Sie sollten auf den Punkt in der Atmosphäre ausgerichtet sein, an dem man für Schauer, die das Zentrum des Arrays treffen und aus Richtung der Quelle kommen, das Maximum der Emission des Cherenkov-Lichts erwartet. Dieser Punkt liegt typischerweise bei einer atmosphärischen Tiefe von etwa 200 g/cm^2 . In so einem konvergenten Pointing-Modus ist der Überlapp der einzelnen Gesichtsfelder und damit auch die Zahl der simultanen Schauer maximiert

2.6.2 Stereorekonstruktion

Da für jedes Abbild des Schauers gilt, dass die Längsachse auf den Punkt der Herkunftsrichtung zeigt, kann man mit mehreren Bildern des gleichen Schauers diese Richtung geometrisch durch das Schneiden der Hauptachsen bestimmen, s. Abb. 2.6. Bei mehr als zwei Bildern ist der Punkt sogar überbestimmt. Es gibt eine Reihe von Rekonstruktionsalgorithmen, um daraus die optimale Richtung und einen Schätzwert für den Fehler zu erhalten [Ho 1999].

Ähnlich kann man auch den Punkt bestimmen, in dem die Schauerachse den Boden schneidet (den sogenannten Core). Jedes Schauerbild definiert eine Ebene senkrecht zur Kameraebene. In dieser Ebene liegt auch die Schauerachse - und somit auch der Schauer Auftreffpunkt. Deswegen kann man ihn beispielsweise folgendermaßen berechnen: Die Ebenen schneiden den Boden in je einer Geraden, auf der auch der Core liegen muss. Folglich reduziert sich das Problem auf die Bestimmung eines optimalen Geradenschnittpunkts, und man kann dieselben Algorithmen wie bei der Bestimmung der Richtung einsetzen. Mathematisch geschickter ist es allerdings, in einem senkrecht zur Teleskopausrichtung stehenden Koordinatensystem zu arbeiten.

2.7 Gamma-Hadron-Separation

Da die geladene Komponente der kosmischen Strahlung im Wesentlichen keine Richtungsinformation trägt, kann man die kosmische Strahlung nicht zur Lokalisierung von Quellen verwenden. Bei der Beobachtung von Gamma-Quellen ist man deshalb auf eine Unterscheidungsmöglichkeit angewiesen zwischen dem vorherrschenden Untergrund aus Hadronen und dem Signal aus Gammas. Aus den Simulationen ergibt sich, dass die Schauerbreite als wesentliches Unterscheidungsmerkmal dienen kann².

²Im Prinzip könnte man auch eine Myon-Antikoinzidenz verwenden. Dies ist jedoch mit einem zusätzlichen instrumentellen Aufwand verbunden. Der TeV-Allsky-Monitor MILAGRO nutzt diese Möglichkeit.

Durch die Stereoskopie wird die Separation weiter verbessert. Man stelle sich dazu einen hadronischen Schauer vor, bei dem der Transversalimpuls-Übertrag vor allem in einer Ebene stattfindet. Dieser Schauer entwickelt sich also relativ flach. Aus einer Richtung betrachtet kann er folglich durchaus schmal aussehen. Deshalb wird ein gewisser Teil der hadronischen Schauer für ein Einzelteleskop wie Gamma-Schauer aussehen. Durch den Blick aus verschiedenen Richtungen wird so ein Schauer jedoch in einem der Teleskope breiter erscheinen, so dass die kombinierte Breiteninformation mehrerer Teleskope eine bessere Unterscheidung erlaubt. Natürlich gibt es auch einen gewissen Teil aus jeder Richtung schlank aussehender Hadron-Schauer. Diese sind prinzipiell nicht über das Schauerbild zu identifizieren und stellen somit zusammen mit den elektronischen Schauern einen nicht eliminierbaren Untergrund dar.

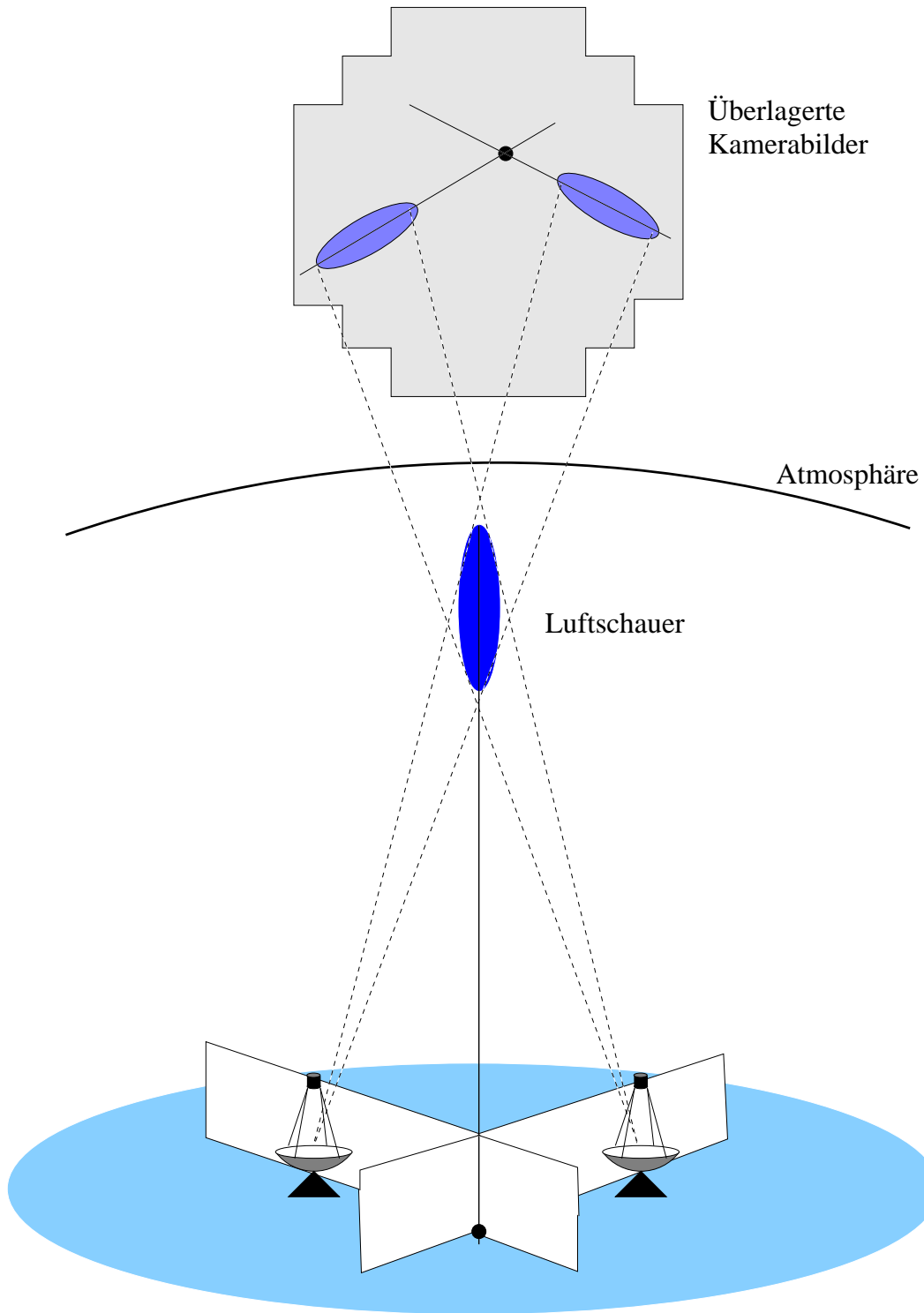


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Rekonstruktion von Schauerrichtung (in der Kamera) und Schauerauftreffpunkt (auf dem Boden) bei stereoskopischen Cherenkov-Beobachtungen.

Kapitel 3

H.E.S.S.

In diesem Kapitel ist das High Energy Stereoscopic System beschrieben¹. Es ist zur Zeit der Veröffentlichung das weltweit empfindlichste und präziseste Instrument der TeV-Astronomie. Die Anlage befindet sich in Namibia.

3.1 Die H.E.S.S.-Teleskope

Das System besteht aus vier identischen Teleskopen, deren Aufbau in diesem Abschnitt beschrieben wird.

3.1.1 Die Stahlkonstruktion

Die H.E.S.S.-Teleskope sind wegen ihrer Größe in der klassischen alt-azimutalen Bauweise ausgeführt, die das geringste Gewicht bei gegebener Spiegelgröße erzielt, s. Abb. 3.1. Ein U-förmiger Rahmen steht drehbar gelagert auf sechs Rädern, die auf einer kreisförmigen Schiene laufen können. Dadurch kann der Rahmen jede Azimutposition erreichen. In den Rahmen wird der nahezu runde Spiegelträger eingehängt, der in der Elevation verstellbar ist. Am Spiegelträger wird die Kamerahalterung mittels vier stabiler Masten angebracht. Die Fokallänge (Abstand Spiegelträger zur Fokalebene) beträgt 15 m, der Spiegelträger hat einen Durchmesser von etwa 12 m. Die Gesamtkonstruktion wiegt etwa 60 t.

Die Farbe des Schutzanstrichs wurde so gewählt, dass weder der Spiegelträger nachts besonders hell für die Kamera erscheint (ideal wäre schwarz), noch dass er sich tagüber zu stark erhitzt (ideal wäre weiß). Ein Rotton erfüllt die Anforderungen am besten, da die Kamera vor allem im Blauen sensitiv ist.

3.1.2 Das Antriebssystem der H.E.S.S.-Teleskope

Die H.E.S.S.-Teleskope werden durch das Antriebssystem auf die zu beobachtende Quelle gerichtet. Um die Erdrotation auszugleichen, müssen für die alt-azimutal montierten Teleskope beide Achsen ständig gesteuert werden. Dies ist technisch gesprochen durch einen Regelkreis gelöst, der unter Berücksichtigung von Soll- und Istwerten für Position und Geschwindigkeit beider Achsen versucht, möglichst genau die Ausrichtung der Teleskope bei der in äquatorialen Koordinaten vorgegebenen Himmelsposition zu halten.

¹s. auch <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS>

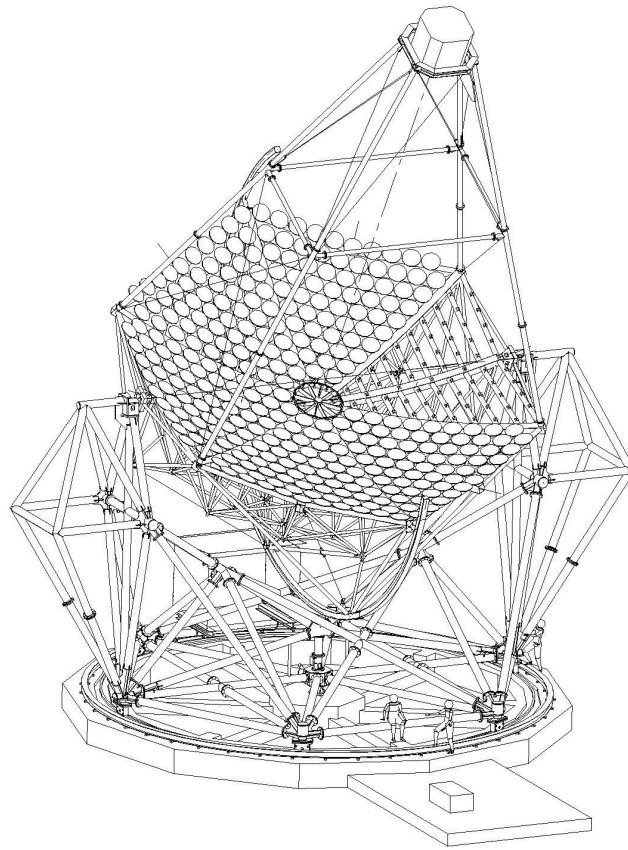


Abbildung 3.1: Aufbau eines H.E.S.S.-Teleskops

Die zugehörige Hard- und Software ist im Detail in [Bo 2002] beschrieben. Die mittlere gemessene Abweichung der Winkelgeber von der Sollposition liegt im Sub-Bogensekunden-Bereich. Das RMS der Abweichung beträgt typischerweise weniger als $2''$. Auffallend sind lediglich kurzzeitige größere Abweichungen von bis zu $30''$. Sie rühren von den Schweißnähten bzw. Stoßkanten auf den Lauf- und Antriebsschienen her.

Während die Winkelgeber eine relative Positionsgenauigkeit von etwa $1''$ haben, gilt dies nicht für die absolute Genauigkeit. Die Absolutlage der Achse wird nach dem Einschalten aus einem Gray-Code neu bestimmt, der eine Auflösung von $10''$ hat. Für die Teleskope bedeutet das, dass eine bestimmte Position auf $1''$ genau nachgeführt wird, dass diese Position gleichzeitig aber nur auf $10''$ genau aus den Winkelgebern bestimmbar ist.

3.1.3 Die Kamera

Der eigentliche Detektor ist das komplizierteste Stück Hardware von H.E.S.S. Eine komplette Beschreibung würde den Rahmen dieser Arbeit bei weitem übersteigen. Darum ist hier nur der grundsätzliche Aufbau beschrieben. Eine Explosionszeichnung ist in Abb. 3.2 gezeigt. Der Kamerakörper misst rund $1.5\text{ m} \times 1.5\text{ m} \times 2\text{ m}$, das Gewicht der Einheit beläuft sich auf rund 800 kg . Dies rührt daher, dass die komplette Signalverarbeitung direkt in der Kamera in der Nähe des Primärfokus stattfindet. Die Kamera hat im Wesentlichen ein

Kabel zur Spannungsversorgung als Eingang (das Netzgerät steht in der Elektronikhütte) und neben dem Triggerkabel ein Ethernet-Kabel als Ausgang.

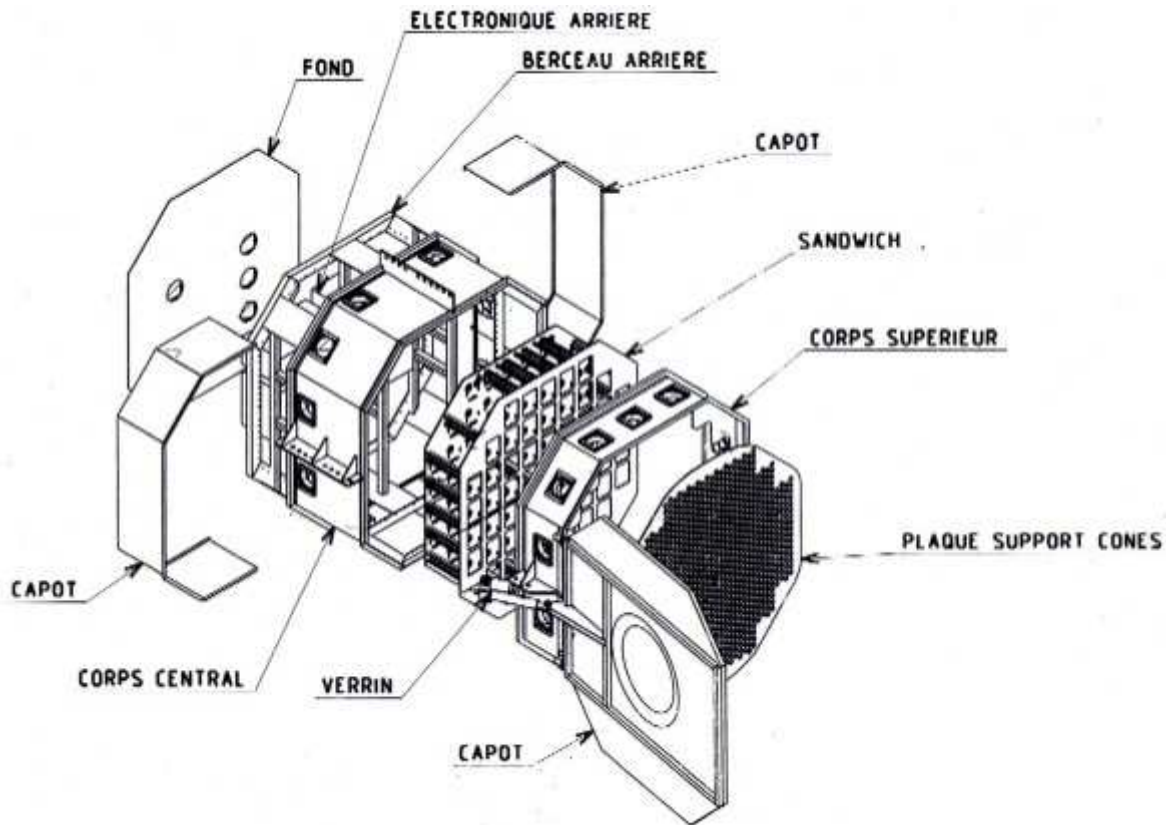


Abbildung 3.2: Explosionszeichnung der Kamera - mit französischer Beschriftung

Der Kameradeckel

Der Detektor wird vor Tageslicht durch einen pneumatisch bewegbaren Deckel geschützt. Die außenliegende Seite befindet sich dabei in der nominellen Fokalebene mit $f = 15.00$ m und ist weiß lackiert. Diese weiße Fläche wird als Schirm eingesetzt, um Sterne auf dem geschlossenen Deckel beobachten zu können.

Da die Luftschauer typischerweise in $h = 8$ km Höhe ihr Emissionsmaximum haben, liegt die Ebene, in der Schauerbilder optimal fokussiert sind, etwas weiter innen im Detektor. Aus der Linsengleichung ergibt sich für die Verschiebung Δ :

$$\Delta = \frac{f}{\frac{D}{f} - 1} . \quad (3.1)$$

Für die H.E.S.S.-Teleskope heißt das, dass die Eintrittsfenster der Lichtfänger 28mm hinter der nominellen Fokalebene angebracht wurden.

Die Lichtfänger

Da die kreisrunden Eintrittsöffnungen der Photomultiplier keine perfekte Überdeckung der Fokalebene erlauben, ist jedem Pixel ein Lichtfänger (oft auch Funnel oder Winston-Cone genannt) aufgesetzt, der das Licht aus einem Hexagon auf den sensitiven Bereich der

jeweiligen Photoröhre lenkt. Dies erhöht die Lichtausbeute. Die einzelnen Funnel sind aus je zwei innenseitig spiegelnden Plastikhälften gefertigt, die in Bohrungen der sogenannte Cone-Platte gesteckt werden. Die Lichtfänger sind also an ihrem unteren Ende gefasst.

Die Lichtfänger haben einen Öffnungswinkel, der so gewählt ist, dass jeder Photomultiplier in etwa nur den Spiegelträger sieht. Der umliegende Boden, der zur Hintergrundhelligkeit beitragen könnte, ist also abgeschattet. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Be 2003].

Für die Pointing-Kontrolle ist die Lage der Lichtfänger von wesentlicher Bedeutung. Ihre Lage bestimmt, wo sich der Detektor relativ zur optischen Achse befindet. Die tatsächliche Lage der Photomultiplier ist unwesentlich, solange das Licht auf den sensitiven Bereich der Kathode gelenkt wird.

Die Photomultiplier

Es werden Photoröhren der Firma Photonis, Typ XP2960 verwendet. Sie haben einen Durchmesser von 28.5 mm und eine nominelle Hochspannung von rund 1 kV. Die Photomultiplier werden von speziell für H.E.S.S. entwickelten Hochspannungskarten versorgt.

Das Signal der Röhren wird auf zwei unterschiedliche Verstärkungsketten gegeben, an deren Ende je ein Kondensator die Ladung sammelt. Die Kondensatorspannungen dienen so als Maß für die registrierte Zahl an Photonen. Die unterschiedliche Verstärkung der beiden Kanäle ergibt einen größeren dynamischen Bereich. Der High-Gain kann Signale zwischen 1 und 200 Photoelektronen linear verarbeiten, der Low-Gain zwischen 15 und 1600. Von dem Kanal mit der größeren Verstärkung wird auch der Input für den Trigger abgezweigt.

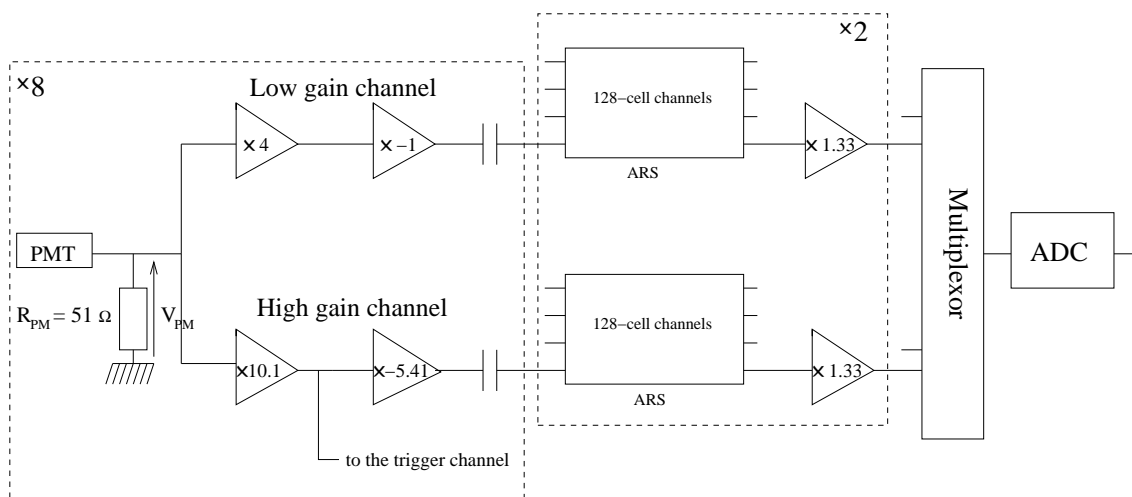


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau eines Pixels der H.E.S.S.-Kamera (linker Teil) und nachfolgende Signalverarbeitung (rechter Teil).

Die Drawer

Jeweils 16 Photomultiplier sind in einem gemeinsamen Gehäuse (Drawer) untergebracht. Dies erleichtert die Wartung, da so handliche Einheiten zur Verfügung stehen, die man leicht aus- und einbauen kann. Jede Kamera besteht aus 60 Drawern.

Jeder Drawer beinhaltet zwei Auslesekarten, die je die Signale von acht Photomultipliern empfangen. Pro Pixel sind drei Kanäle zu verarbeiten (High- und Low-Gain-Signal und Triggerkanal). Die Analogsignale werden in Analog-Ring-Sampler gegeben. Diese sampeln das Signal mit 1 GHz in 128 Zellen. Liegt ein Trigger vor, werden die 16 relevanten Zellen zu einem Ausgangspuls aufaddiert und über einen Multiplexer zum ADC gegeben, der pro 1.22 mV Eingangsspannung eine Zählseinheit ausgibt.

Im High-Gain-Kanal entspricht für eine typische Photomultiplier-Verstärkung von $2 \cdot 10^5$ einem einzelnen Photoelektron ein Signal von 80 ADC-Zählern. Da die Breite des elektronischen Rauschens rund fünfmal kleiner ist, kann man den Einzel-Photonen-Peak der Photomultiplier messen, was für die Kalibrationsprozedur wichtig ist (s. Kap. 8.1).

Kameraelektronik

Die Signale der einzelnen Drawer werden im hinteren Bereich der Kamera weiterverarbeitet. Wesentlich ist die Erzeugung von Triggersignalen, auf die die Kamera hin ausgelesen werden kann. Da ein Cherenkov-Bild mehr als einen Drawer beleuchten kann, kann der Trigger nicht auf Drawer-Ebene erzeugt werden. Die Kameraelektronik teilt die einzelnen Pixel verschiedenen, sich überlappenden Sektoren zu.

Zentrales Element ist auf dieser Ebene die Kamera-CPU, auf der die Prozesse zur Datenauslese laufen. Die Auslese schreibt die digitalisierten Daten im sogenannten push-mode in einen Buffer. Ein separater Prozess, der mit geringerer Priorität läuft als die Auslese, verschickt die Daten dann zur jeweils ausgewählten Farm-Node. Die Totzeit der Kamera setzt sich zusammen aus der Ringspeicher-Integration, dem Datentransfer und der Buffer-Auslese. Sie beträgt rund 1 ms, so dass die Kamera maximal mit etwa 500 Hz bei 50% Totzeit betrieben werden kann².

Außerdem gibt es zahlreiche Elemente, die nicht mit der hohen Taktfrequenz der Datennahme arbeiten und unter dem Namen slow control zusammengefasst sind. Dazu gehören neben der Steuerung der Netzgeräte und Ventilatoren auch zahlreiche Mess-Systeme (etwa Temperatursensoren) und Kontrolleinheiten (zum Beispiel die DACs der Pointing-LEDs). Sie werden von der Schnittstelle gesteuert, die die Kamera nach außen bietet, dem sogenannten slow control demon (slcd). Dieses Programm hat stets die höchste Priorität und kontrolliert auch die Datenausleseprozesse (insofern ist der Name slcd nicht ganz korrekt). Die DAQ-Software kommuniziert mit den Kameras ausschließlich über den slcd.

Pointing-LEDs

Am Rand der Platte, auf der die Lichtfänger montiert sind, sind acht kleine Austrittspupillen angebracht, die über Lichtleiter in variabler Stärke von roten LEDs beleuchtet werden können. Da der Kameradeckel an der entsprechenden Stelle Fenster hat, kann man die LEDs bei geöffnetem und geschlossenem Deckel vom Spiegelträger aus sehen.

Damit kann man sich leuchtende Punkte an einer genau definierten Stelle auf dem Detektor beschaffen. Diese können dann mit der LidCCD (s. Kap. 3.1.4) beobachtet werden und erlauben es, auf dem Deckel gemessene Positionen mit der Lage der Lichtfänger in Beziehung zu setzen. Die nominellen Positionen der Leuchtpunkte sind in in der folgenden Tabelle gegeben:

²Die tatsächlichen Werte unterlagen in den letzten Jahren ständigen Verbesserungen, die genannte Zahl gilt in etwa seit 2003.

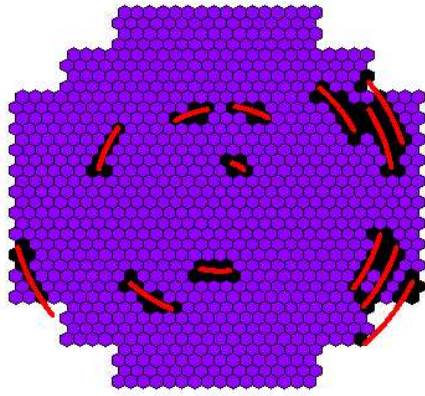


Abbildung 3.4: Beispiel für die Vor-
ausberechnung von Positionen an de-
nen helle Sterne während eines Runs
zu erwarten sind. Man erkennt deut-
lich die für eine alt-azimutale Montie-
rung typische Bildfeldrotation.

LED	0	1	2	3	4	5	6	7
X[m]	0.525	0.670	0.670	0.525	-0.525	-0.670	-0.670	-0.525
Y[m]	0.430	0.285	-0.285	-0.430	-0.430	-0.285	0.285	0.430

Kalibrations-Einrichtungen

Zwei weitere Instrumente werden für Kalibrations-Runs benötigt:

- **Flatfielding-System:** Um die relativen Empfindlichkeiten der einzelnen Pixel bestimmen zu können, ist in der Mitte des Spiegelträgers eine Leuchtdiode angebracht. Ihr Spektrum ähnelt dem erwarteten Cherenkov-Signal. Mit ihrer Hilfe können 5 ns dauernde Lichtpulse erzeugt werden, die die Kamera homogen ausleuchten. Die Helligkeit ist über ein Filtrerrad auf die geforderten 50 bis 100 ph.e. einstellbar.
- **Gain-LEDs:** Um die Antwort der Kamera auf einzelne Photonen und damit den Gain messen zu können, kann man mit Hilfe einer LED und eines Spiegels die Pixel sehr schwach beleuchten. Die Kamera muss dazu extern, synchron zu den Pulsen der LEDs getriggert werden.

Sicherheitssysteme

Da die Kamera leicht durch zu helles Licht zerstört werden kann, sind eine Reihe von Sicherheitssystemen installiert. Dazu gehört unter anderem die automatische Abschaltung von Pixeln, wenn der DC-Strom zu groß wird oder das in Software ausgeführte Verbot, die Hochspannung anzuschalten, wenn Sonne oder Mond am Himmel steht.

Während der normalen Beobachtung kann es passieren, dass ein heller Stern in einem Pixel erscheint. Um ein vorzeitiges Altern der Detektoren zu vermeiden, wurde als Teil dieser Arbeit eine Routine geschrieben, die vor Beginn eines Runs berechnet, wann in einem Pixel ein zu hoher Strom zu erwarten ist. Dazu wird als Datenbasis der Hipparcos-Katalog [ES 1997] an Fixsternen (erweitert um die Planeten) verwendet. Ebenfalls werden die bekannten Abweichungen der Teleskopmechanik vom Idealverhalten berücksichtigt (siehe Kap. 6.2.1). Die Slow-Control-Software der Kamera erhält dann eine Liste, zu welchen Zeiten welches Pixel aus- und gegebenenfalls wieder einzuschalten ist.

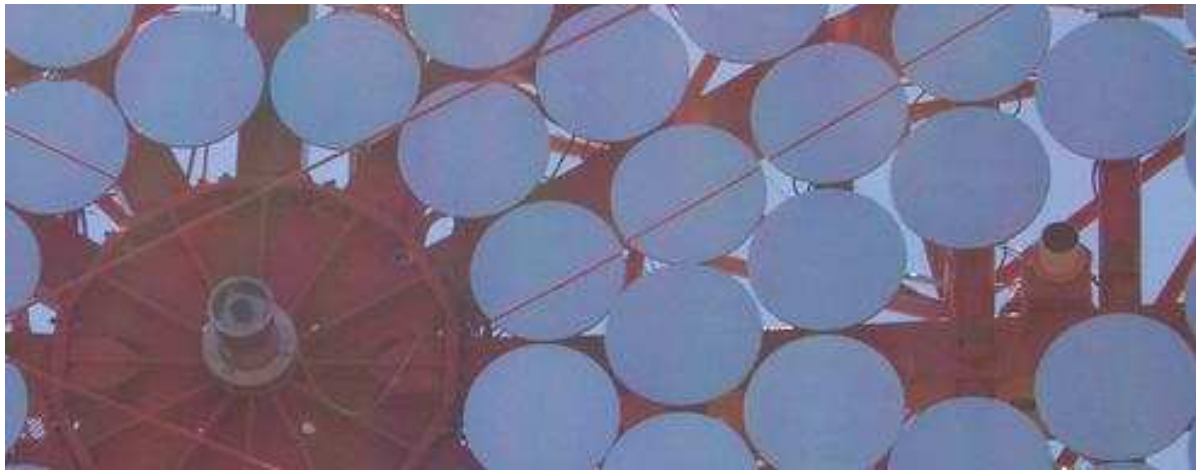


Abbildung 3.5: Die beiden CCDs an CT-3. Links, auf dem Zentrum des Spiegelträgers, die LidCCD; rechts, zwischen den Spiegeln, die SkyCCD.

	Ap1E, SkyCCD	Ap2Ep, LidCCD
Chip & Pixelzahl	KAF-400E: 768 x 512	KAF-1600E: 1536 x 1024
Pixelgröße & Kapazität	$9\mu\text{m} \times 9\mu\text{m} \times 85.000 \text{ ph.e.}$	$9\mu\text{m} \times 9\mu\text{m} \times 100.000 \text{ ph.e.}$
Auslese	12 Bit; 1.2 MHz	16 Bit; 50 kHz
Ausleserauschen	15 ph.e.	15 ph.e.
Dunkelstrom	0.15 ph.e./s (-25° C)	0.15 ph.e./s (-25° C)
Brennweite & Lichtstärke	800 mm; 6.7	180 mm; 2.8
Gesichtsfeld & Auflösung	$0.51^\circ \times 0.33^\circ$; $2.3''/\text{pix}$	$4.3^\circ \times 2.9^\circ$; $10.3''/\text{pix}$

Tabelle 3.1: CCD-Kameras bei H.E.S.S.

3.1.4 CCD-Kameras

An jedem Teleskop werden zusätzlich zwei CCD-Kameras eingesetzt. Sie wurden im Rahmen dieser Arbeit ausgewählt, gekauft und schließlich in Namibia eingebaut und justiert. Die wichtigsten Eigenschaften sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt, ein Foto der CCDs ist in Abb. 3.5 gezeigt, und eine Konstruktionszeichnung der im Rahmen dieser Arbeit gebauten Gehäuse ist in Anhang B zu finden.

LidCCD

In der Mitte des Spiegelträgers ist eine CCD-Kamera angebracht, die die Fokalebene der Cherenkov-Kamera beobachtet. Diese LidCCD genannte CCD-Kamera dient zum einen der Spiegeljustierung und Überwachung der Abbildungsfunktion. Zum anderen kann man mit ihr die Positionen von Sternabbildern auf dem Deckel des Detektors beobachten, wenn das Teleskop auf einen Stern gerichtet wird. Die LidCCD ist so ausgelegt, dass mindestens zwei der Pointing-LEDs im Gesichtsfeld liegen. Mit der Anordnung kann man also die Lage des Sternabbilds relativ zum eigentlichen Detektor bestimmen.

Als CCD-Kamera wurde das Modell Ap2Ep der Firma Apogee gewählt. Die Auslese erfolgt über den Parallelport eines Linux-PCs. Die Vollbildauslese dauert rund eine Minute, wobei das Signal über ein 45 m langes Parallelport-Kabel zum PC gelangt.

Die Optik ist ein handelsübliches Foto-Objektiv mit 180 mm Brennweite. Da das Fotoge-

winde nicht genügend Stabilität bietet, ist es zusammen mit der CCD-Kamera in einen stabilen Turm aus Stahlstangen gefasst, der die notwendige Stabilität gewährleistet. Der Turm ist auf eine Grundplatte montiert, die mit drei dicken Bolzen mit dem Teleskop verschraubt ist. Die Bolzen erlauben die Ausrichtung der Optik.

Die Ausrichtung erfolgt anhand eines zuvor im Zentrum der Fokalebene angebrachten Referenzpunktes. Seine Sollposition auf dem CCD-Chip ergibt sich aus der Forderung, dass sowohl mindestens zwei Pointing-LEDs im Gesichtsfeld zu sehen sein sollen und gleichzeitig ein für die Spiegeljustage ausreichend großes Stück des Zentrums der Fokalebene zu sehen ist. Ideal ist es, die LidCCD horizontal um 0.40° und vertikal um 0.19° auszulenken. Zur Fokussierung wird der Referenzpunkt und die normale Verstellung des Foto-Objektivs verwendet, die allerdings nach Ende der Fokussierung durch zwei Metallplatten festgeklemmt wird. Um Positionsangaben in der LidCCD in verschiedene Einheiten umrechnen zu können, ist folgende Tabelle hilfreich:

	["]	[mrad]	[mm]	[LidCCD-Pixel]
1"	1	0.00485	0.0727	0.102
1 mrad	206.3	1	15.0	21.0
1 mm	13.75	0.0667	1	1.40
1 LidCCD-Pixel	9.81	0.0476	0.71	1

SkyCCD

Rund 3 m neben der optischen Achse ist ein kleines Leitfernrohr montiert, das am eigentlich Cherenkov-Detektor vorbei und durch die Verstrebung der Halterung der eigentlichen Kamera hindurch den Himmel beobachtet. Es wurde ein Refraktor der Firma Vixen, Typ NA 120S gewählt. An ihm ist eine CCD-Kamera der Firma Apogee, Modell Ap1E, montiert.

Die Auslese erfolgt über eine spezielle PCI-Karte, deren Signal von einer kommerziell erhältlichen Einheit verstärkt wird, so dass die Auslese über 45m möglich ist. Es wird derselbe PC wie für die LidCCD verwendet. Es dauert etwa eine Sekunde, ein Vollbild dieser Kamera auszulesen.

Fokussiert wird die SkyCCD an einem Stern, wobei man die Grobfokussierung an der Horizontlinie vornehmen kann. Die Ausrichtung der Kamera ist wegen des kleinen Gesichtsfelds aufwändig. Eine Anleitung dazu ist in Anhang C angefügt.

3.1.5 Das Optische System

Eine publizierte Beschreibung des optischen Systems findet man in [Be 2003]. Hier sind die wichtigsten Eckdaten zusammengestellt.

Der Spiegelträger

Die H.E.S.S.-Teleskope nutzen aus Kostengründen einen segmentierten Hauptspiegel aus Kugelspiegeln. Unter den möglichen Anordnungen (s. Kap. 2.3.1) wurde wegen der besseren Abbildung für Strahlen fern der optischen Achse das Davies-Cotton-Design gewählt. Dies geschah im Hinblick auf den Nachweis ausgedehnter TeV-Quellen.

Der Spiegelträger besteht aus zwölf Segmenten, die durch radiale Speichen (gekrümmte Stahlträger) voneinander getrennt sind. Zwischen den Speichen sind gerade Stahlrohre

angebracht, auf denen dann die einzelnen Spiegel sitzen (s. Abb. 3.6 links). Jedes H.E.S.S.-Teleskop ist mit 383 Kugelspiegeln ausgestattet.

Auf der Rückseite sorgt eine komplizierte Versteifung für Stabilität. Direkt hinter den Rohren befinden sich Trittbretter, so dass jeder Spiegel auf dem Spiegelträger von hinten zugänglich ist.

Die Spiegel

Die einzelnen Spiegel sind als Kugelspiegel ausgeführt. Sie bestehen aus etwa 2 cm dickem Glas und haben einen Durchmesser von 60 cm. Die geschliffene Seite ist mit Aluminium bedampft, darüber befindet sich als Wetterschutz eine dünne Quartschicht. Jeder Spiegel hat eine nominelle Brennweite von 15 m. Das Gewicht eines Spiegels beträgt rund 11 kg. Jeder Spiegel wurde einzeln auf seine optischen Eigenschaften hin überprüft: Die Reflektivität muss bei 300 nm noch mindestens 70% betragen, zwischen 400 nm und 700 nm 75%. Die Abbildungsfunktion muss so schmal sein, dass 80% des Lichts innerhalb 1 mrad fokussiert wird.

An drei Stellen sind mechanische Halter auf die Spiegel geklebt, an denen der Spiegel am Teleskop befestigt wird. Da die mechanische Genauigkeit der Stahlkonstruktion im mm-Bereich liegt, müssen die Spiegel einzeln ausgerichtet werden. Dies wird dadurch ermöglicht, dass zwei der Halter als Aktuatoren realisiert sind. Die Länge dieser Befestigungen lässt sich mit Hilfe je eines Elektromotors und eines Gewindes in Schritten von $3.4\mu\text{m}$ innerhalb eines Bereichs von 30 mm justieren.

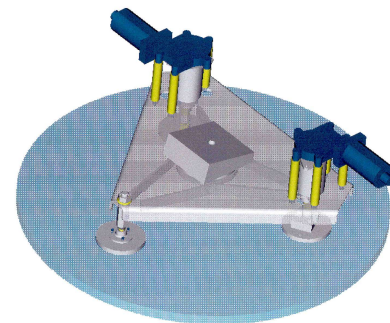


Abbildung 3.6: Links: Blick von hinten auf einen Teil des Spiegelträgers. Die einzelnen Spiegel sitzen auf Metallrohren. Rechts: Blick von hinten auf einen Spiegel. Man erkennt die beiden Aktuatoren sowie das verwindungssteife Aluminium-Dreieck, auf das der Spiegel geklebt ist.

In [Ju 2003] und [Be 2003] findet sich eine ausführliche Beschreibung der Spiegel sowie eine Zusammenfassung der ausführlichen Tests zur Stabilität und Verlässlichkeit der Konstruktion. In Abb. 3.6 ist eine Spiegeleinheit mit den beiden Aktuatoren gezeigt.

Die Motoren eines Spiegelträgersegments werden über ein langes, sich verzweigendes Kabel aus der Elektronikhütte mit Strom versorgt. Die Anwahl des gewünschten Motors erfolgt über das gleiche Kabel. Um nicht unnötig viele Netzgeräte zu brauchen, kann stets nur ein Motor eines Spiegels auf einmal bewegt werden.

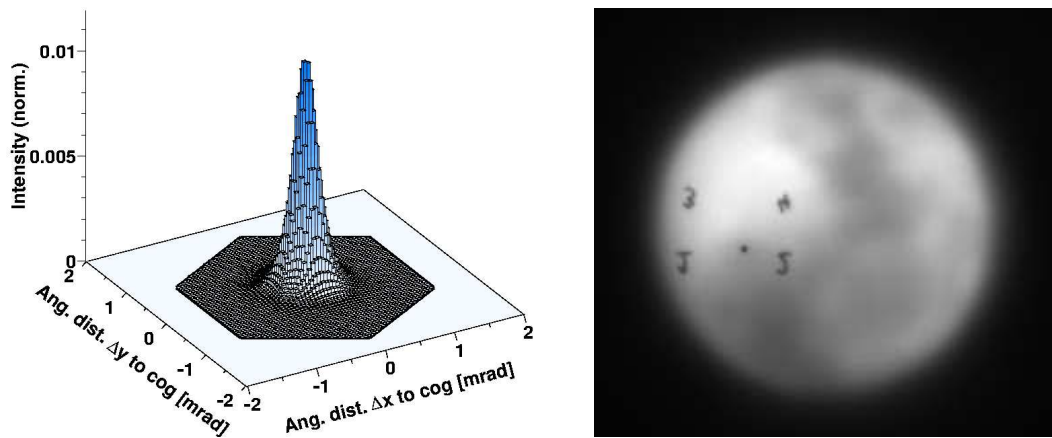


Abbildung 3.7: Links: Gemessene Abbildungsfunktion eines Teleskops. Das Hexagon stellt die Größe eines Kamerapixel dar. Rechts: Veranschaulichung der optischen Qualität. Das Abbild des Mondes mit einem justierten Teleskop auf dem geschlossenem Kameradeckel entspricht in etwa dem Eindruck mit bloßem Auge.

Justierung der Spiegel

Die automatische Justierung der Spiegel wurde im Rahmen einer Dissertation an der Universität Hamburg entwickelt, die Ergebnisse sind bereits in [Co 2003] veröffentlicht.

Zur Justierung wird das Teleskop auf einen hellen Stern (zwischen -1.5^{mag} und 2.0^{mag}) gerichtet. Jeder Spiegel erzeugt dann ein Abbild des Sterns auf dem geschlossenen Deckel des Detektors, s. Abb. 3.8. Dies wird mit der LidCCD (s. 3.1.4) beobachtet. Anschließend muss jeder Spiegel mit Hilfe seiner zwei Motoren so bewegt werden, dass sein Sternabbild an der nominellen Stelle zu liegen kommt.

Erster Schritt bei der Justierung ist es, den erlaubten Verstellbereich jedes Spiegels zu bestimmen. Anschließend wird die Transformation zwischen Motorschritten und Bewegung des Sternabbilds auf dem CCD-Chip gemessen. Dazu bewegt man einen Spiegel in einer Achse um eine definierte Schrittzahl und macht vorher und nachher eine CCD-Aufnahme. Durch Subtraktion der Bilder erhält man dann ein Bild, in dem der bewegte Spiegel das hellste Objekt ist, der leicht mit Hilfe von Standard-Bildverarbeitungs-Software gefunden werden kann. Dies wiederholt man für den zweiten Motor.

Damit ist eine lineare Transformation vollständig bestimmt, und man kann den Spiegel auf die nominelle Ausrichtung bringen. Dieses Verfahren muss für alle Spiegel nacheinander durchgeführt werden. Wegen der nicht-kleinen Winkel treten bei der linearen Näherung der Transformation Abweichungen von rund 10% auf, weshalb das Verfahren iteriert wird. Jedoch ist bereits die zweite Iteration ausreichend. Die erste (Grobjustierung genannt) dauert wenige Nächte pro Teleskop und muss nur einmal ausgeführt werden. Die Feinjustierung dagegen kann in einer Nacht für alle Spiegel erfolgen. Eine Rejustierung (unter Verwendung der Transformationen der letzten Feinjustierung) ist in weniger als 4 h möglich.

Die Abbildungsfunktion

Die sich ergebende Abbildungsfunktion ist kleiner als ein Kamerapixel (s. Abb. 3.7). Sie hängt im Wesentlichen von zwei Parametern ab: Von der Teleskopaltitude und dem Winkel

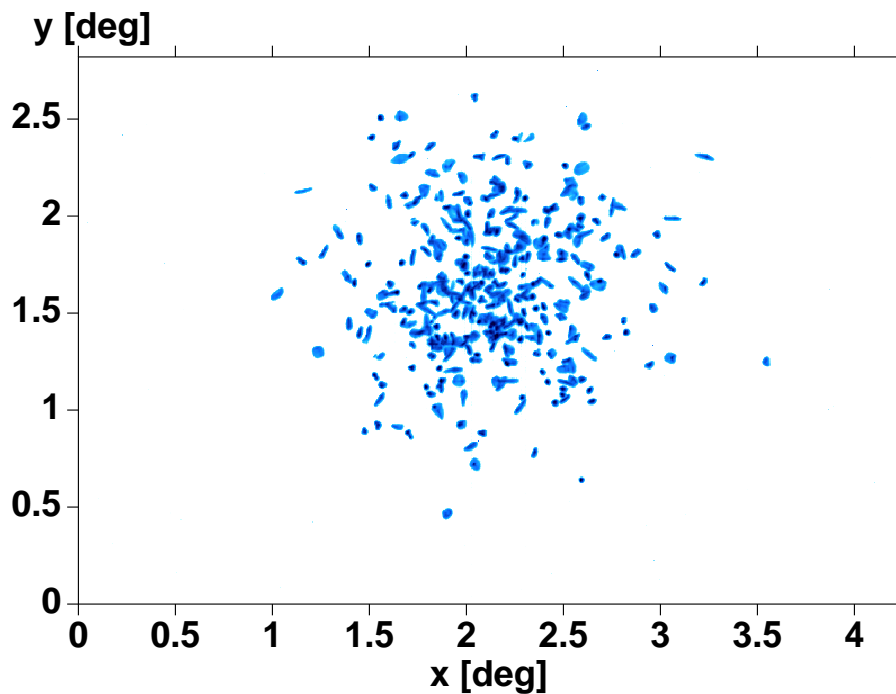


Abbildung 3.8: Aufnahme vor der Spiegeljustierung mit der LidCCD während das Teleskop auf einen Stern gerichtet war. Man sieht, dass jeder Spiegel ein Abbild des Sterns erzeugt.

zur optischen Achse, unter dem das Licht einfällt. Beide Funktionalitäten wurden direkt nach der Spiegeljustierung vermessen (s. Abb. 3.9).

Bei späteren Messungen ergab sich eine noch akzeptable Verschlechterung der Abbildung nach dem Einbau der Kamera, danach blieb die Abbildungsqualität konstant. Vermutlich wird man die Teleskope nie rejustieren müssen.

Der Grund für die auffallende Verschlechterung mit der Teleskopaltitude ist die unvermeidliche restliche Instabilität des Spiegelträgers. In Abb. 3.10 ist beispielhaft die Abbildungsfunktion bei drei Altituden gezeigt. Man erkennt, dass sich zwei Bereiche ausbilden. Dies entspricht der Erwartung aus FEM-Rechnungen, nach denen sich der Spiegelträger bei kleinen Altituden unter seinem Eigengewicht so verbiegt, dass sich die am weitesten links- und rechtsaußen gelegenen Teile etwas zum Detektor hinbewegen³.

Die Abhängigkeit der Abbildungsfunktion vom Einfallswinkel ist in Abb. 3.11 gezeigt. Sie ist durch das Design des Spiegelträgers dominiert, andere Effekte wie Justierfehler oder die Abbildungsfunktion der einzelnen Spiegel spielen nur eine untergeordnete Rolle.

3.2 Das Teleskop-Array

3.2.1 Geometrische Anordnung

Die vier Teleskope sind an den Ecken eines Quadrats mit einer Seitenlänge von 120 m aufgestellt, dessen Diagonalen in Nord-Süd- und Ost-West-Richtung verlaufen. Die mittels eines Theodoliten gemessenen Teleskoppositionen, die in der Analyse-Software verwendet

³Der Spiegelträger bewegt sich, bösartig ausgedrückt, in sich etwa so, wie ein Schmetterling mit den Flügeln schlägt.

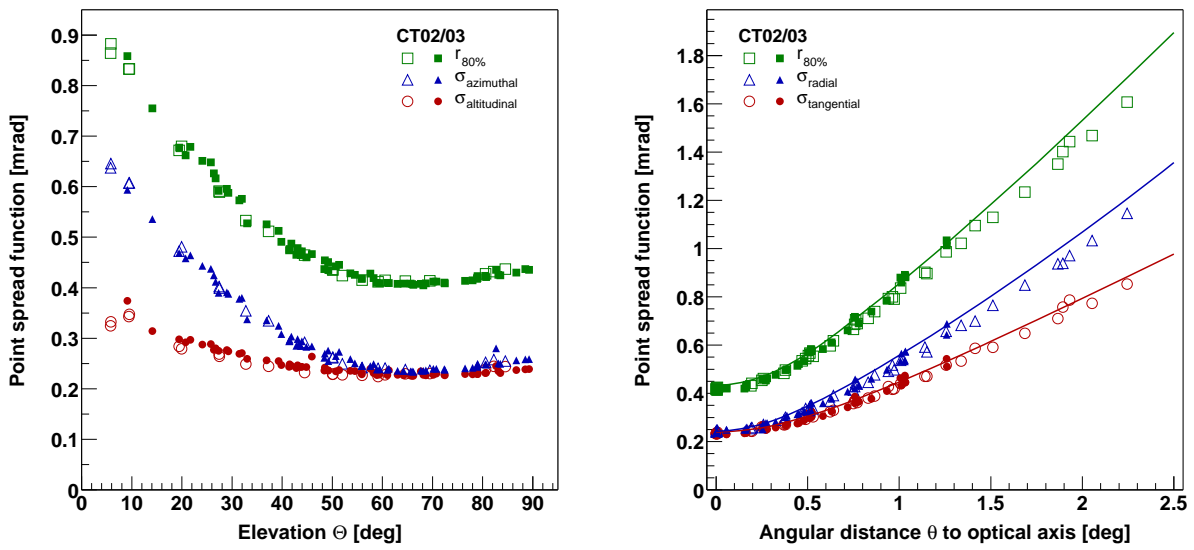


Abbildung 3.9: Links: Gemessene Abhängigkeit der Abbildungsfunktion von der Teleskopaltitudo für CT-2 und CT-3. Erkennbar ist, dass die Abbildung optimal bei der mittleren Justieraltitudo von 65° ist. Rechts: Gemessene Abhängigkeit der Abbildungsfunktion vom Einfallswinkel für CT-2 und CT-3 (Datenpunkte). Die durchgezogene Linie entspricht dem erwarteten Wert, der sich aus dem ray-tracing-Teil des `sim_hessarray`-Softwarepakets ergibt.

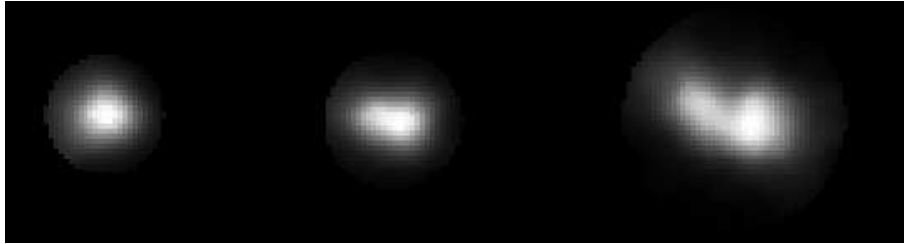


Abbildung 3.10: Veränderung der Abbildungsfunktion mit abnehmender Altitude.

werden, sind in der folgenden Tabelle angegeben. In der Zwischenzeit liegen genauere Messungen vor, bei denen vor allem auch die Orientierung des Arrays bezüglich der Nordrichtung ermittelt wurde. Die Werte unterscheiden sich signifikant.

	Software			Neuere Messung		
	X [m]	Y [m]	Z [m]	X [m]	Y [m]	Z [m]
CT-1	0.03	-84.61	0.96	-0.16	-85.04	0.97
CT-2	84.60	0.00	0.33	85.07	-0.37	0.33
CT-3	-0.01	84.64	-0.81	0.24	85.04	-0.82
CT-4	-84.63	0.03	-0.47	-85.04	0.28	-0.48

Das Zentrum des Arrays liegt bei den geographischen Koordinaten

$$\begin{aligned}
 \lambda &= +16^\circ 30' 0.8'' \\
 \beta &= -23^\circ 16' 18.4'' \\
 h &= 1835 \text{ m} .
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

Sie wurden mit einem handelsüblichen GPS-Gerät bestimmt. Die Genauigkeit liegt bei rund 10 m für die horizontalen Koordinaten (entsprechend $0.3''$ bezogen auf den Erdradius).

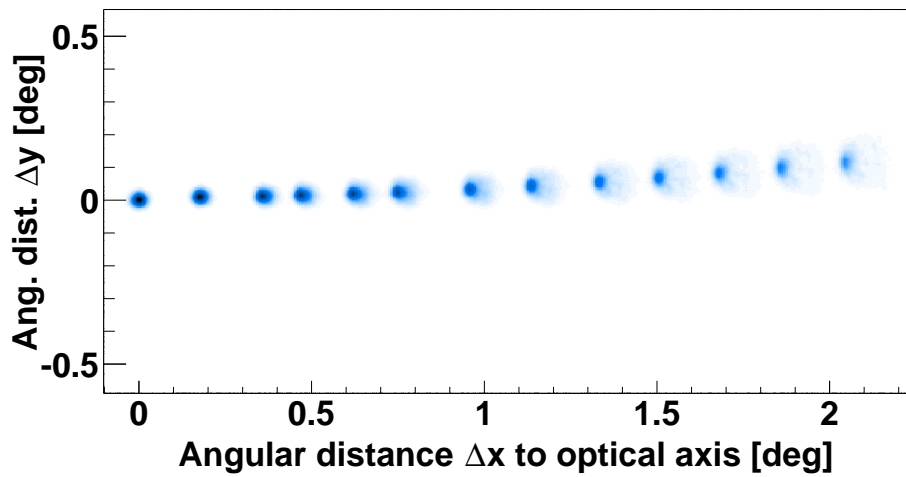


Abbildung 3.11: Veränderung der Abbildungsfunktion mit zunehmendem Einfallswinkel.

us) und ist etwas schlechter für die Höhenangabe. Die Lage auf der südlichen Halbkugel macht H.E.S.S. zu einem idealen Instrument zur Untersuchung galaktischer Quellen, da weite Teile der Milchstraße vom Standort in Namibia aus gut zu beobachten sind.

3.2.2 Der zentrale Trigger

Jede Kamera ist mit einem Modul ausgestattet, das einen Kameratrigger an die Zentrale sendet. Diese empfängt die Triggersignale der einzelnen Kameras. Allerdings führen zwei Effekte dazu, dass die einzelnen Trigger eines Schauers nicht gleichzeitig in der Zentrale ankommen. Zum einen sind die Laufzeiten durch die Signalkabel unterschiedlich, sie betragen zwischen etwa $2\mu\text{s}$ und $5\mu\text{s}$ (die Zentrale befindet sich nicht im Zentrum des Arrays). Zum anderen erreicht das Cherenkov-Licht eines Schauers die Teleskope zu unterschiedlichen Zeiten, da die Teleskope für nicht-vertikales Pointing unterschiedlich weit vom Schauermaximum entfernt sind. Diese Verzögerung muss wegen der sich ändernden Teleskopausrichtung ständig neu berechnet werden. Die Signale werden in programmierbaren elektronischen Bauteilen um die jeweils benötigte Zeit verzögert, bevor sie an die Triggerlogik weitergegeben werden.

Ein Array-Trigger liegt vor, wenn eine vorgegebene Zahl an Teleskopen ein Triggersignal innerhalb eines Koinzidenz-Fensters von 80 ns erzeugt hat. Dann erhalten alle Kameras, die getriggert haben, den Befehl, den Bereich der analogen Ringspeicher auszulesen, der dem ursprünglichen Kameratrigger entspricht.

Die einzelnen Kameras starten in jedem Fall die Auslese. Wenn sie innerhalb von $10\mu\text{s}$ nach dem Kameratrigger die Information erhalten, dass kein Array-Trigger vorlag, wird die Auslese abgebrochen und das vorgefundene Signal ignoriert. Die Kamera ist dann quasi instantan wieder empfindlich für einen nächsten Trigger. Handelte es sich dagegen um einen Array-Trigger, wird die Auslese voll durchgeführt und die Daten werden verschickt. Der Kameratrigger läuft jedoch unabhängig weiter, eventuelle Triggersignale während der Auslese werden aber ignoriert und nicht ausgelesen. Die volle Auslese, die zu einer Totzeit des Detektors führt, wird also nur ausgeführt, wenn mehrere Teleskope einen Trigger gesendet haben.

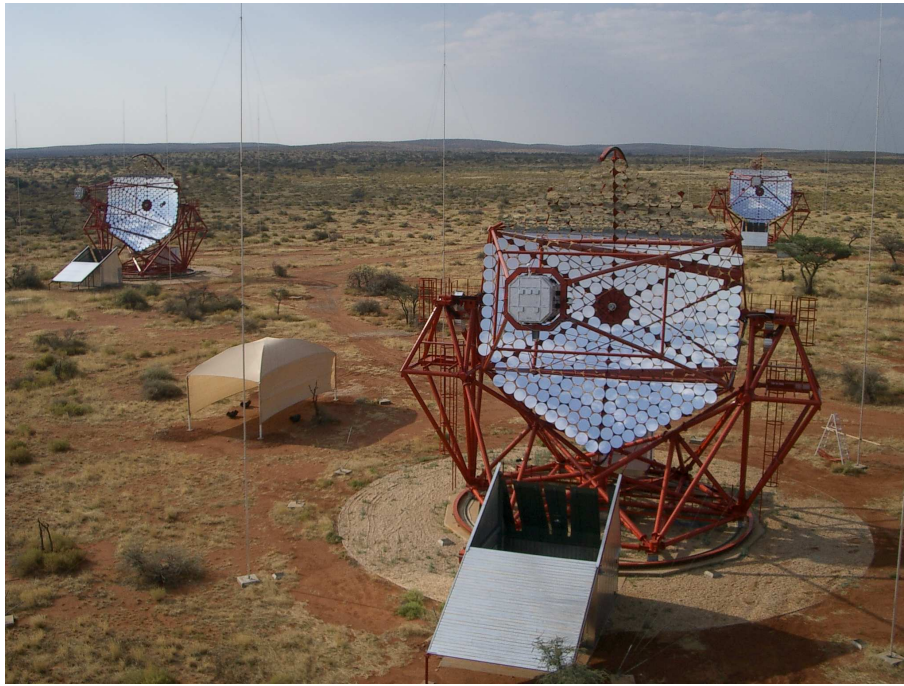


Abbildung 3.12: H.E.S.S.: CT-4 (Vordergrund), CT-3 (links) und CT-2 (rechts).

3.3 Die H.E.S.S.-Software

Die H.E.S.S.-Software nutzt als Basis das Programm `root`⁴, das am Cern entwickelt wird. Der bei weitem größte Teil des Codes ist in C++ geschrieben und verwendet die I/O-Methoden und graphischen Möglichkeiten von `root`.

3.3.1 Die Analyse-Software

Die Analyse-Software besteht aus zahlreichen Sub-Modulen mit speziellen Aufgaben. Man kann grob zwischen Basis-Paketen (etwa den Koordinaten-Routinen oder dem Datenbank-Interface), dem eigentlichen Herzstück der Software ('`Sash`'), den Datenaufbereitungs-Modulen, Analyse- und Hilfsmodulen unterscheiden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige Module geschrieben. So wurden die Koordinaten- und Astrometrie-Routinen entwickelt, die zu den Basis-Paketen zählen. Sie sind in Kap. 4 und Kap. 5 beschrieben. Zur Datenaufbereitung wurden die Module für die Pointing-Korrektur und für die Analyse der CCD-Information geschrieben. Diese sind in Kap. 6 erläutert. Schließlich wurde ein Analyse-Paket programmiert, das den Ergebnissen in Kap. 9 zugrunde liegt. Eine Beschreibung der generellen Analyse-Kette ist in Kap. 8 zu finden.

Die wesentlichen Klassen des Herzstücks `Sash` lassen sich in drei Kategorien einteilen:

- **Datenklassen:** Diese Klassen dienen dazu, numerische Information geordnet zu speichern. Ein Beispiel ist etwa die Klasse `Reco::HillasParameters`. Solche Datenobjekte werden in `root` als `TTrees` gespeichert.

⁴s. <http://root.cern.ch>

- **Maker:** Maker stellen die Algorithmen zur Verfügung, die dazu dienen, bestimmte Informationen zu errechnen. Diese werden dann in einer Datenklasse gespeichert. Ein Beispiel ist der `Reco::HillasParameterMaker`.
- **Container:** Container-Klassen stellen eine Sammlung von Pointern dar, die auf die jeweils gültigen Datenobjekte zeigen. Sie sind quasi-globale Objekte, von denen aus jede verfügbare Information abrufbar ist. Zum Beispiel: Für den Container `tel` vom Typ `Sash::Telescope` erhält man mit `tel->Get<Reco::HillasParameters>()` das zum momentanen Ereignis gehörende `HillasParameter`-Objekt.

Wesentliche Funktionalität von **Sash** ist, dass es verschiedenartige Ereignisarten synchronisiert, die mit unterschiedlichen Raten auftreten. Der Benutzer erhält dadurch stets die jeweils gültigen Objekte mittels eines standardisierten Aufrufs.

Eine detaillierte Beschreibung und Einführung findet man im **Sash-Manual** [St 2003].

3.3.2 Online-Software

Die online-Software baut auf der Analyse-Software auf, die als generelles Datenmodell damit bereits bei der Datennahme zur Verfügung steht. Alle Systeme, die mittels der Datennahme-Software (DAQ) gesteuert werden, werden durch **Controller** dargestellt, die im Sinne von 3.3.1 **Maker** sind und Datenobjekte erzeugen. Die verschiedenen **Controller** laufen auf zahlreichen Rechnern und können durch den CORBA-NameServer vom gesamten Netzwerk aus angesprochen werden.

Jeder **Controller** ist eine 'State-Machine', die sich stets in einem der Zustände *Safe*, *Ready*, *Running*, *Paused* oder *Transition* befindet. Beim Start befindet sich ein **Controller** in *Safe*. Dem Übergang nach *Ready* entspricht der Konfigurationsschritt, in dem die jeweiligen Parameter für den aktuellen Run geladen werden. Der Zustand *Running* entspricht dann der Datennahme.

Die Schicht-Crew kommuniziert mit der DAQ auf zwei Arten: Zum einen trägt sie mit Hilfe eines speziellen Editors in die Datenbank die gewünschten Run-Parameter ein, zum anderen löst sie die Zustandsänderungen der **Controller** aus. Im Idealfall genügt es, einen zentralen Kontrollprozess zu bedienen, in der Realität überwacht man jedoch alle Prozesse, da aufgrund der Komplexität des Systems Fehlfunktionen möglich sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das online-Modul zur Kontrolle der SkyCCDs geschrieben, die während der normalen Datennahme Bilder aufnehmen und analysieren. Es ist in Kap. 6.8 beschrieben.

Eine Anleitung zur Bedienung des Datennahmesystems steht im internen Netz der H.E.S.S.-Kollaboration zur Verfügung⁵.

Datennahme

Zu Beginn einer Nacht schaltet die Schichtcrew die Teleskope ein und öffnet die Garagen, in denen die Kameras tagsüber geparkt sind. Anschließend werden die Teleskope ausgeparkt und die Kameras aufgewärmt. Rund eine Stunde später kann die Beobachtung beginnen.

⁵s. <http://www-eep.physik.hu-berlin.de/hess/protected/manual.ps>

In einen normalen Datennahme-Run sind über 100 Prozesse involviert. Eine detaillierte Beschreibung würde an dieser Stelle zu weit führen. Wesentliche Prozesse sind neben dem Tracking die State-Controller der Kameras.

Nachdem die Schichtcrew die Parameter des Runs der DAQ (via Datenbank) übergeben hat, werden die einzelnen Prozesse konfiguriert. Das Tracking-System positioniert die Teleskope wie gewünscht, die Kamerakonfiguration wird aus der Datenbank geladen, etc. Schließlich wird der Run gestartet.

Während der Datennahme senden die Kameras Daten zur Rechnerfarm. Diese muss ausreichend dimensioniert sein, wenn keine Daten verloren gehen sollen, da sie diese nur passiv empfängt. Ein spezieller Prozess kümmert sich um die Aufteilung des Event-Buildings auf die einzelnen Nodes. Jede Node erhält solange Daten, bis ihr Buffer voll ist und dann erst wieder, wenn sie sich als frei zurückgemeldet hat. Jede Node erzeugt so bereits `root`-files. Nach Ende des Runs werden die einzelnen Datenfiles zusammengeführt und eine grobe Datenanalyse wird gestartet, um der Schichtcrew eine schnelle Rückmeldung zu geben.

Mit Ende der astronomischen Dunkelheit werden die Beobachtungen gestoppt. Die Teleskope werden rasch wieder eingeparkt und ausgeschaltet, so dass im Falle von Problemen noch genügend Zeit besteht, die Teleskope in eine sichere Position zu bringen bevor die Sonne aufgeht. Schließlich wird ein Bericht verfasst, mit dessen Hilfe mögliche Probleme identifiziert und am nächsten Tag mit Unterstützung aus Europa gelöst werden können.

3.3.3 Simulation von H.E.S.S.-Daten

Die Simulation des H.E.S.S.-Arrays wurde unabhängig vom Rest der Software entwickelt und steht der Kollaboration in Form des Pakets `sim_hessarray` zur Verfügung [Be 2002]. Die Simulation setzt auf CORSIKA auf und kann mittels eines Konverters in das `Sash`-Format übertragen werden. Dadurch unterscheidet sich ein simuliertes Datenfile kaum von einem echten und kann mit den gleichen Analyse-Programmen verwendet werden.

Aus Performance-Gründen wird ein simulierter Schauer mehrmals durch die wesentlich schnellere Detektorsimulation geschickt, jeweils mit veränderter Relativposition zu den Teleskopen. Es werden zahlreiche Parameter übergeben. Um Helligkeit und Richtung des Cherenkovlichts simulieren zu können, benötigt man die atmosphärische Transmission und das Dichteprofil. Die Abbildung der Schauer wird mit einem in `sim_hessarray` integrierten ray-tracing Teil berechnet. Dazu sind die Spiegelgrößen, Spiegelpositionen und -reflektivitäten sowie Abschattungseffekte anzugeben. Dieser Teil wurde auch verwendet, um die Abbildungsfunktion zu simulieren (s. Abb. 3.9). Die Kamera wird schließlich beschrieben durch die Lage und Größe der einzelnen Pixel, Triggerbedingung, Geometrie der Funnels, spektrale Quanteneffizienz der Photomultiplier sowie die Einzel-Elektronen-Antwort der Photomultiplier und die zugehörige Pulsform.

Generell lässt sich behaupten, dass die Simulationen mit `sim_hessarray` die H.E.S.S.-Daten ausgezeichnet beschreiben. Dies wird beispielsweise an den Verteilungen der Hillasparametern getestet. Der Vergleich zeigt, dass man das Simulationspaket zu Optimierungszwecken verwendet werden kann.

Kapitel 4

Koordinaten in H.E.S.S.

Ein Teil dieser Arbeit wurde der Entwicklung der Koordinaten-Routinen gewidmet. Wesentliches Ziel war dabei, die Verwendung der korrekten Transformationen zu garantieren, um genaue Positionsangaben machen zu können.

In der beobachtenden TeV-Astronomie treten drei Typen von Koordinaten auf: zweidimensional-kartesische, dreidimensionale-kartesische und sphärische. Die astronomischen Koordinaten sind sphärische Koordinaten. Sie und die astrometrischen Transformationen sind in Kapitel 5 beschrieben. In diesem Kapitel sind die für die geometrische Rekonstruktion in der H.E.S.S.-Software benötigten kartesischen Koordinaten behandelt. Es dokumentiert also zugleich die implementierte Software und ist insofern technischer als die vorangegangenen Kapitel. Für den eiligen Leser seien deshalb nur die Abschnitte 4.2.1 und 4.2.2 empfohlen, da die dort entwickelten Ideen auch in Kap. 5 und 6 verwendet werden.

4.1 Koordinatensysteme zur Rekonstruktion

Die Namen der Systeme sind hier in englisch angegeben, da dies dem Quellcode entspricht. Eine Übersicht der für die Rekonstruktion benötigten Systeme ist in Abb. 4.1 gegeben. Folgende Rotationsmatrizen sind im folgenden verwendet:

$$\begin{aligned} R_{x,\alpha} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} & R_{y,\alpha} &= \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \\ R_{z,\alpha} &= \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{4.1}$$

CameraSystem

Das CameraSystem beschreibt Positionen in der Fokalebene des Detektors in Metern, wie sie etwa aus einer Konstruktionszeichnung abgelesen werden können. Der Ursprung des Systems liegt im mechanischen Mittelpunkt der Fokalebene der Kamera, die x-Achse verläuft von oben nach unten, bezogen auf den Kamerakörper, wenn das Teleskop bei einer Elevation von 0° steht. Die y-Achse steht senkrecht zur x-Achse und verläuft von rechts

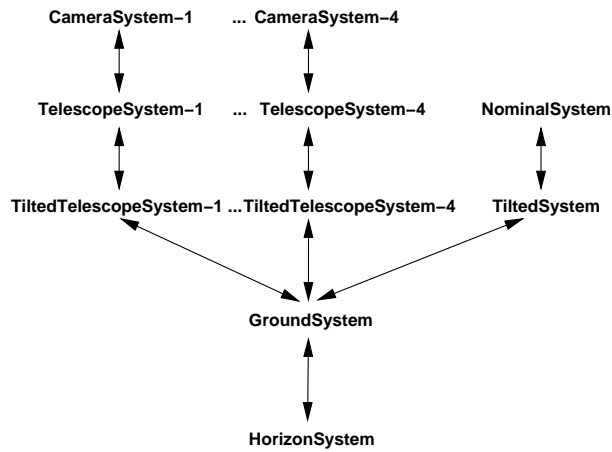


Abbildung 4.1: Die zur Rekonstruktion verwendeten Koordinatensysteme.

nach links, wenn man die Kamera vom Spiegelträger aus betrachtet. Diese Definition bedeutet, dass das CameraSystem nur um einen kleinen Winkel gegen das TelescopeSystem verdreht ist. Gegenüber bemaßten Zeichnungen ist dieses System gedreht und gespiegelt, s. Kap. 6.4.2. Im gesamten Array hat man vier CameraSystems für die vier Kameras.

TelescopeSystem

Das TelescopeSystem ist ein zweidimensionales System, das senkrecht zur tatsächlichen oder nominellen Teleskopausrichtung steht, die also der hinzugedachten z -Achse entspricht. Die Teleskopausrichtung ist dabei durch die Werte der Winkelgeber an den Teleskopachsen definiert. Zeigt das Teleskop nach $Az=0^\circ$ und $Alt=90^\circ$, zeigt die positive x -Achse nach Norden, die y -Achse in Westrichtung. Mit dieser Definition entspricht einem größeren x eine größere Altitude, einem größeren y ein größerer Azimut.

Gegenüber dem CameraSystem ist das TelescopeSystem um die Fokallänge f des Teleskops herunterskaliert. Daneben ist die Transformation durch zwei Offsets und eine (kleine) Rotation ϕ gegeben:

$$\vec{c} = f \cdot R_{z,\phi} \cdot \vec{t} + \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Man kann sich dieses System vorstellen als idealisiertes CameraSystem eines Teleskops mit $f = 1$ m, das keine Pointing-Fehler hat. Deshalb wird die Transformation zwischen TelescopeSystem und CameraSystem Pointing-Korrektur genannt. Wie beim CameraSystem treten auch von diesem System vier Instanzen auf.

TiltedTelescopeSystem

Dieses System ist vor allem ein Hilfssystem, das nur als Zwischenschritt in der Transformationskette auftritt. Während die Koordinaten im TelescopeSystem zweidimensional sind, entsprechen ihnen im TiltedTelescopeSystem dreidimensionale Richtungsvektoren. Die x - und y -Achsen der Systeme entsprechen einander, die Bedeutung der Koordinaten ist allerdings verschieden: Die TelescopeSystem-Koordinaten sind die in die Fokalebene mit $f = 1$ m projizierten TiltedTelescopeSystem-Koordinaten, vgl. Gl. 4.6. Letztere dienen dagegen zur Charakterisierung von Richtungen im Raum bezogen auf die Teleskopausrichtung. Entsprechend hat man pro Teleskop ein TiltedTelescopeSystem.

Der Name des Systems rührt daher, dass man einen Richtungsvektor, der im GroundSystem gegeben ist, in das TiltedTelescopeSystem über eine zweifache Rotation transformiert. Wenn die Ausrichtung der z-Achse des TiltedTelescopeSystems durch

$$\vec{z} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \lambda \cos \beta \\ \sin \lambda \cos \beta \\ \sin \beta \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

im GroundSystem gegeben ist, so erhält man den ins TiltedTelescopeSystem transformierten Vektor durch

$$\vec{t} = \begin{pmatrix} \sin \beta & 0 & -\cos \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \cos \beta & 0 & \sin \beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \lambda & \sin \lambda & 0 \\ -\sin \lambda & \cos \lambda & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \vec{g}. \quad (4.4)$$

Die Frage, was als Ausrichtungsvektor in Gl. 4.3 verwendet wird, hängt mit dem Beobachtungsmodus zusammen. Im Prinzip errechnet sich \vec{z} aus der Quellposition, Zeit und Ort. Hinzu kommen die möglichen Wobble-Offsets in α , δ , az , und alt . Schließlich kann noch konvergentes Pointing verlangt worden sein. Aus der dann vorgegebenen atmosphärischen Tiefe¹ in g/cm² wird mittels eines atmosphärischen Profils eine zenitwinkelabhängige Konvergenzhöhe h_C ermittelt. Mit der ebenfalls vorgegebenen Referenzposition \vec{p}_R (der Ort auf dem Boden, von dem aus der Konvergenz-Punkt in nomineller Pointing-Richtung erscheinen soll) und der Teleskopposition \vec{p}_T ergibt sich die Ausrichtung \vec{z}_C für konvergentes Pointing aus

$$\vec{z}_C = \vec{z} \cdot \frac{h_C - h_0}{\sin \beta} + \vec{p}_R - \vec{p}_T, \quad (4.5)$$

wobei \vec{z}_C noch normalisiert werden muss und h_0 für die Höhe des Beobachtungsstandorts über NN steht.

GroundSystem

Das GroundSystem dient zur Charakterisierung von Positionen im Array. Sein Ursprung ist in den Mittelpunkt des Arrays gelegt und die Maßeinheit ist Meter. Die x-Achse weist nach Norden, die y-Achse nach Westen. Die Teleskopkoordinaten der Tabelle in Kap. 3.2.1 sind im GroundSystem gemeint. Dieses System tritt nur einmal pro Array auf.

TiltedSystem

Das TiltedSystem ist ein dreidimensionales System, analog zum TiltedTelescopeSystem, jedoch ist die z-Achse parallel zur nominellen Pointing-Richtung des Arrays gelegt. Sie kann sich im konvergenten Beobachtungsmodus, bei dem die Teleskope auf einen gemeinsamen Punkt in der Erdatmosphäre gerichtet werden, von der nominellen Ausrichtung der Einzel-Teleskope unterscheiden. Ansonsten gilt die gleiche Transformation wie in Gl. 4.4. Der Ursprung liegt im Zentrum des Arrays, die Koordinaten sind in Metern gerechnet.

Das TiltedSystem tritt zum einen als Zwischenschritt bei der Transformation aus dem GroundSystem ins NominalSystem auf. Es stellt jedoch nicht nur ein Hilfssystem dar, da es auch zur Core-Rekonstruktion verwendet wird. Eine weitere wichtige Anwendung dieses

¹Die atmosphärische Tiefe wird von den Beobachtern als Tiefe entlang der Blickrichtung angegeben und nicht als vertikale Tiefe.

Systems ist die Berechnung der relativen Verzögerung der Signale im zentralen Trigger. Man erhält sie, indem man die im GroundSystem bekannten Teleskopkoordinaten in das TiltedSystem transformiert und die Differenz der erhaltenen z-Komponenten durch die Lichtgeschwindigkeit dividiert.

NominalSystem

Das NominalSystem entspricht dem TelescopeSystem für die Ausrichtung des Arrays. Seine Koordinaten entsprechen der Projektion eines Richtungsvektors \vec{t} im TiltedSystem gemäß

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} -t_x/t_z \\ -t_y/t_z \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

wobei die Minuszeichen der Tatsache Rechnung tragen, dass die Teleskope Spiegelteleskope sind.

Für die Rekonstruktion ist dies das wichtigste System. Koordinaten im CameraSystem in die entsprechenden Werte im NominalSystem umzuwandeln, stellt die geometrische Kalibration der Daten dar. Aus dem NominalSystem kann man Positionsangaben bei Kenntnis der Beobachtungsbedingungen (Ort, Zeit, Wetter) in astronomische Koordinaten verwandeln. Die Hillas-Parameter werden im NominalSystem angegeben, und die Richtungsrekonstruktion wird ebenfalls in ihm ausgeführt.

HorizonSystem

Im HorizonSystem gibt man Richtungen als sphärische Koordinaten an, deren beide Winkel Azimut und Altitude heißen. Die Altitude ist definiert als der Winkel zum idealem Horizont, der senkrecht zur lokalen Schwerkraft gewählt wird. Der Azimut entspricht der Himmelsrichtung und wird von Norden über Osten nach Westen gemessen. Mit dem GroundSystem hängt es über eine Spiegelung entlang der x-Achse zusammen, da der Azimut im mathematisch negativen Sinn gezählt wird.

Das HorizonSystem stellt die Schnittstelle zu den astronomischen Koordinatensystemen (s. Kap. 5) dar.

4.2 Implementation

Die Berechnung von Koordinaten bedeutet häufig, dass man einen Punkt in einem Koordinatensystem kennt, und die entsprechenden Koordinaten in einem anderen System sucht. In der H.E.S.S.-Software wurde ein allgemeines Schema für solche Transformationen entwickelt, an dem der Autor dieser Arbeit beteiligt war. Die Grundzüge sind hier kurz erläutert.

4.2.1 Die Klasse Coordinate

Alle Koordinaten werden durch eine Klasse `Coordinate` dargestellt. Neben der tatsächlichen numerischen Information enthält sie auch einen Pointer auf das Koordinatensystem, in dem die numerische Information gemeint ist. Ein Koordinatensystem kann dabei ein Objekt von einer Klasse sein, die von der allgemeinen Basisklasse `System` erbt, s. nächster

Abschnitt 4.2.2. Da das System im Speicher anhand eines Pointers identifiziert wird, ist der dadurch erzeugte Overhead sehr klein.

`Coordinate` kann sowohl einen Vektor speichern als auch die beiden Winkel, die die Richtung des Vektors beschreiben. Je nachdem, was geschickter ist, wird die eine oder die andere Darstellung verwendet, wobei sichergestellt ist, dass die numerische Information stets konsistent ist. So berechnet man Sternörter praktischerweise in Vektorform, die Teleskopausrichtung wird jedoch durch die Messwerte zweier Winkelgeber, also als ein Winkelpaar angegeben. `Coordinate` wurde also so konzipiert, dass jede bei H.E.S.S. auftretende Koordinate damit beschrieben werden kann.

Man kann mit `Coordinate` rechnen, wie man es gewohnt ist. Operationen, wie Addition zweier kartesischer Koordinaten oder Berechnung von Winkelabständen sind implementiert. Dabei wird überprüft, ob die beiden verknüpften Koordinaten den gleichen `System-Pointer` haben - also ob sie im gleichen System sind. Neben elementaren Rechenoperationen bietet `Coordinate` aber vor allem eine Funktion, die die Koordinate in ein beliebiges anderes System transformiert.

4.2.2 Die Klasse `System`

Da alle auftretenden Koordinatensysteme einen einfach-zusammenhängenden Baum bilden (s. Abb. 4.1, 5.2, 6.2), gibt es einen eindeutigen Weg, welche Transformationen nacheinander angewendet werden müssen, um von einem System in ein anderes überzugehen. Die wichtigste Funktionalität der Basisklasse `System` ist deshalb, diesen Weg ermitteln zu können. Der Benutzer kann dann eine Koordinate in einem beliebigen System in jedes andere System transformieren, ohne den Zusammenhang der Systeme kennen zu müssen. Jedes System muss dazu nur die Funktionalität enthalten, wie es `Coordinate` von und in ein einziges Nachbarsystem transformiert. Die Basisklasse ruft folglich sukzessive die Transformationsfunktionen der Systeme auf, die auf dem gefundenen Weg liegen. Dieses Schema reduziert die Zahl der notwendigen Transformationsfunktionen von $2(n-1)!$ auf $2(n-1)$ bei n Systemen. Es werden also kompliziertere Transformationen aus einfacheren zusammengesetzt.

Der Baum von Systemen muss ein eindeutiges gemeinsames Ende (eine Wurzel) haben. Das System an dieser Stelle hat nur noch ein dummy-Nachbarsystem, wodurch der Transformations-Algorithmus erkennt, dass der tiefste Punkt im Baum erreicht ist.

4.2.3 Abgeleitete System-Klassen

`MirrorSystem`

Hier ist die einfache Transformation implementiert, die das Vorzeichen der y-Komponente eines Vektors, bzw. den Zählsinn des azimutalen Winkels umdreht:

$$(x_t, y_t, z_t) = (x, -y, z) . \quad (4.7)$$

`DirectionalSystem`

In dieser Klasse ist die Transformation aus Gl. 4.4 implementiert. Es dreht ein Koordinatensystem aus seiner ursprünglichen Lage so, dass die z-Achse des gedrehten Systems einer im ungedrehten System gegebenen Richtung entspricht.

`ProjectionPlaneSystem`

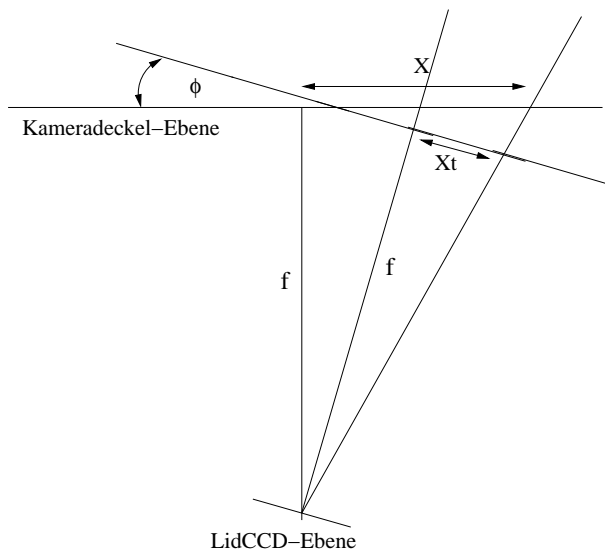


Abbildung 4.2: Darstellung der Transformation des TiltPlaneSystem, hier nur für einen Winkel Φ .

Hierin ist die Transformation aus Gl. 4.6 programmiert. Es projiziert einen Richtungsvektor in die Fokalebene eines Spiegelteleskops, das entlang der z-Achse ausgerichtet ist.

CameraSystem

Diese Klasse stellt die Transformation aus Gl. 4.2 zur Verfügung. Es skaliert einen Punkt in der (x,y)-Ebene auf eine neue Fokallänge, dreht das System und verschiebt den Ursprung. Diese 4-parametrische Transformation lässt sich eindeutig bestimmen, wenn man von zwei Punkten die Koordinaten im relativen System und im CameraSystem kennt. Dies tritt etwa auf, wenn man zwei Pointing-LEDs in der LidCCD abbildet.

TiltPlaneSystem

Da die LidCCD-Achse gegen die optische Achse des Teleskops verkippt ist, muss man Koordinaten aus einer Ebene in eine um zwei Winkel verkippte Ebene transformieren können. Die Transformation dazu ist komplizierter als nur eine Verschiebung, s. Abb. 4.2.

$$\begin{aligned}
 x_t &= f \cdot \tan(\arctan(x/f) - \phi_x) \\
 y_t &= f \cdot \tan(\arctan(y/f) - \phi_y)
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

Kapitel 5

Astrometrie

Neben dem mechanischen Verständnis der Teleskope muss man auch zahlreiche astronomische Effekte berücksichtigen, um genaue Positionsangaben am Himmel machen zu können. Da im Rahmen dieser Arbeit die astrometrische Software für H.E.S.S. entwickelt wurde, sind in diesem Kapitel die entsprechenden Grundlagen sowie die Ideen zur Implementation dargestellt.

5.1 Astronomische Koordinatensysteme

Astronomische Koordinatensysteme enthalten zweidimensionale sphärische Koordinaten (λ, β) , die dazu dienen, den Ort eines Gestirns an der Himmelskugel zu charakterisieren.

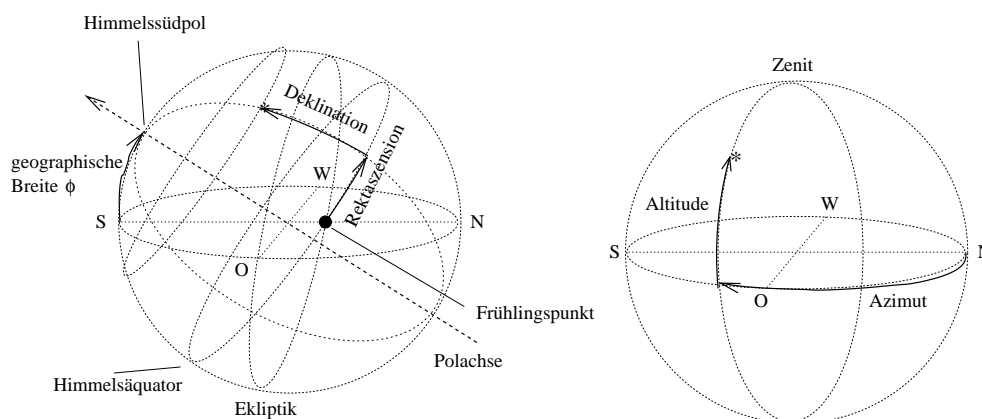


Abbildung 5.1: Die beiden gebräuchlichsten astronomischen Koordinatensysteme. Links: Im Äquatorialsystem wird die Position eines Gestirns durch seinen Abstand zum Frühlingspunkt parallel zum Himmelsäquator (die Rektaszension) und seinen Abstand vom Himmelsäquator (die Deklination) angegeben. Rechts: Im Horizontsystem wird die Lage eines Gestirns durch die Angabe von Azimut (der Himmelsrichtung) und Altitude (der Höhe über dem Horizont) beschrieben.

Folgende Koordinatensysteme finden Anwendung:

Äquatorialsystem

Das Äquatorialsystem ist von der täglichen Erddrehung entkoppelt. Daher sind Fixsternkoordinaten in erster Näherung zeitlich konstant in diesem System. Sie werden Rektas-

zenion α und Deklination δ genannt. Allerdings hat diese Definition zur Folge, dass die Koordinaten von der Lage der Erdachse im Raum abhängen, die sich zeitlich ändert. Man gibt daher die Koordinaten jeweils bezogen auf ein bestimmtes Äquinoktium (d.h. einen Zeitpunkt) an. Zur Zeit ist das Äquinoktium J2000.0 (entsprechend dem 1. Januar 2000 12^h00 UTC) üblich. Manchmal werden auch noch B1950.0-Koordinaten angegeben. Ihre Verwendung sollte jedoch vermieden werden.

Für die Beobachtung benötigt man die äquatorialen Koordinaten zum Zeitpunkt der Beobachtung. Diese kann man entweder auf den Mittelpunkt der Erde beziehen (man spricht von scheinbaren Koordinaten) oder auf den tatsächlichen Beobachtungsort (topozentrische Koordinaten). Für nahe Himmelskörper wie Planeten ist der Unterschied merklich. Ebenso ist er wichtig, wenn man die tägliche Aberration von rund 0.3'' berücksichtigen möchte.

Horizontsysteme

In den Horizontsystemen drückt man die augenblickliche Position eines Himmelsobjekts aus, wie es von einem bestimmten geographischen Ort aus erscheint. Diese Azimut und Altitude genannten Koordinaten sind mit den topozentrisch-äquatorialen Koordinaten durch eine Rotationsmatrix verknüpft. Daneben wird manchmal der Einfluss der atmosphärischen Refraktion miteingerechnet, die die scheinbare Altitude jedes Gestirns etwas erhöht gegenüber dem Wert, wie er außerhalb der Lufthülle gelten würde. In der H.E.S.S.-Software wird das System, in dem die Koordinaten sich auf Positionen außerhalb der Atmosphäre beziehen, AltAzSystem genannt. Das HorizonSystem ist dagegen inklusive der Refraktions-Effekte gemeint.

Astrophysikalisch motivierte Systeme

Astrophysikalisch ist oftmals die Position eines Gestirns in Bezug auf bestimmte Ebenen interessant. So definiert man das **EclipticSystem** als dasjenige, in dem die Erdbahn in der Ebene $\beta = 0$ verläuft, den Ursprung für λ legt man in den Schnittpunkt der Erdbahnebene mit dem Himmelsäquator. Deshalb und wegen der schwankenden Schiefe der Ekliptik ist es zeitabhängig. Für die TeV-Astronomie ist es nicht besonders wichtig, da man beobachtbare TeV-Quellen im Sonnensystem weder kennt noch erwartet.

Ein zweites wichtiges System ist das **GalacticSystem**. Es ist definiert durch die Mittelebene der Milchstraße, der Nullpunkt der Längenkoordinate wird in das galaktische Zentrum gelegt. Dieses System ist mit dem Äquatorialsystem des Referenzzeitpunkts durch eine konstante Rotation verknüpft. Manchmal findet daneben auch das **SuperGalacticSystem** Anwendung, in dem die Grundebene mit der beobachteten Symmetrieebene des Virgo Galaxienhaufens identifiziert wird. Mit dem Galaktischen System ist es durch eine konstante Rotation verknüpft.

Ist eine Koordinate \vec{e} im Äquatorialsystem gegeben, erhält man die zugehörigen galaktischen Koordinate \vec{g} aus

$$\vec{g} = R_3(\lambda_1, \beta, \lambda_2) \cdot \vec{e} \quad (5.1)$$

mit

$$R_3(\lambda_1, \beta, \lambda_2) = R_{z, -\lambda_2} \cdot R_{x, -\beta} \cdot R_{z, \lambda_1} , \quad (5.2)$$

wobei

$$\lambda_1 = 18^h 51^m 26.2754^s \text{ (RA des aufsteigenden Knotens der Milchstraßenebene)}$$

$$\begin{aligned}\beta &= 62^\circ 52' 18.295'' \text{ (Neigung Milchstra\beta enebene gegen Himmels\text{a}quator)} \\ \lambda_2 &= 32^\circ 55' 54.8'' \text{ (Galaktische L\text{a}nge des aufsteigenden Knotens)} .\end{aligned}\tag{5.3}$$

Die supergalaktischen Koordinaten \vec{s} ergeben sich aus

$$\vec{s} = R_3(137.37^\circ, 83.86^\circ, 0^\circ) \cdot \vec{g} .\tag{5.4}$$

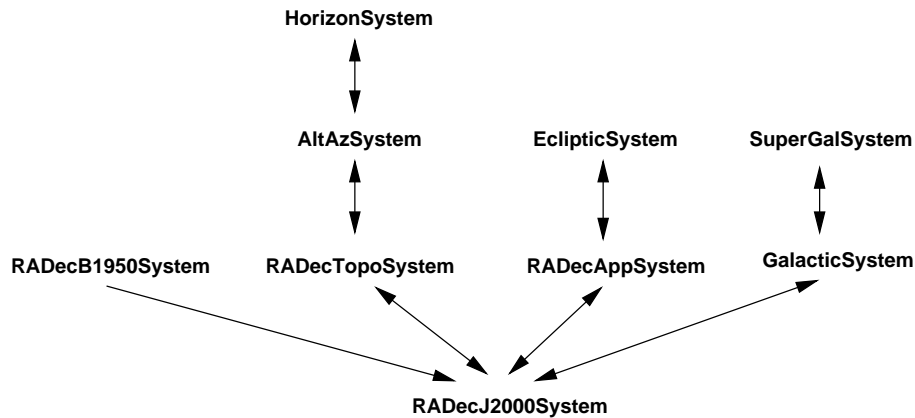


Abbildung 5.2: Die in der H.E.S.S.-Software implementierten astronomischen Systeme. Man erkennt, dass sie als einfach zusammenh\angender Baum dargestellt werden k\onnen.

5.2 Berechnung von Stern\ortern

Aufgrund der t\aglichen Erddrehung \andert sich die Himmelsrichtung und die H\ohe eines Gestirns \uber oder unter dem Horizont st\andig. Zahlreiche physikalische Effekte f\uhren jedoch dazu, dass die Bestimmung der Stern\ortern komplizierter ist, als nur eine zeitabh\angige Transformation zwischen zwei sph\arischen Koordinaten.

5.2.1 Bestimmung von topozentrischen Stern\ortern

Die Transformation der auf das \u00c4quinoktium bezogenen \u00e4quatorialen Koordinaten in topozentrische muss folgende physikalische Effekte ber\ucksichtigen:

- **Eigenbewegung:** Typischerweise bewegen sich die sogenannten Fixsterne nur um Bruchteile von einer Bogensekunde pro Jahr. Es ist daher ausreichend, die Bewegung als gleichf\ormig anzunehmen.
- **Parallaxe:** Die Sterne ver\andern ihre scheinbare Position gegen\uber dem weit entfernten Hintergrund der Galaxien als Widerspiegelung der Erdbewegung jahreszeitlich ein wenig.
- **Pr\azession und Nutation:** Da die Erde durch die Fliehkr\afte leicht abgeplattet ist, \u00fcben Sonne und Mond ein Drehmoment aus, das versucht die Erdachse senkrecht zur Ekliptik zu stellen. Da die Erde einen Kreisel darstellt, weicht die Erdachse senkrecht aus und beschreibt dadurch im Lauf von 26.000 Jahren einen Kegel mit

dem Öffnungswinkel der Schiefstellung der Erdachse (rund 23.5°). Dieser Präzessionsbewegung von rund $50''/a$ ist eine kleinere Schwingung überlagert, die Nutation. Sie rührt daher, dass der Einfluss des Mondes nicht konstant ist. Die Knotenlinie des Mondes läuft in 18.61 Jahren einmal um, was dazu führt, dass die mittlere Deklination des Mondes mit der gleichen Periode schwankt, und somit auch das von ihm ausgeübte Drehmoment. Die Amplitude der Nutation beträgt etwa $9''$.

- **Aberration:** Die Geschwindigkeit der Erde \vec{v}_E ist mit rund 30 km/s nicht vernachlässigbar gegenüber der Lichtgeschwindigkeit. Daher erscheinen klassische Lichtstrahlen aus einer Richtung \vec{p} auf der Erde um $\alpha = \arctan(\vec{v}_E \cdot \vec{p}/c)$ in Bewegungsrichtung versetzt. Sterne beschreiben also im Lauf eines Jahres Ellipsen am Himmel, deren große Halbachse etwa $20.5''$ misst.
- **Irreguläre Polbewegung:** Die Lage des geographischen Nordpols schwankt irregulär um etwa $0.3''$. Diese Bewegung wird gegenüber fernen Radioquellen gemessen. Das *Institute for Earth Rotational Services*¹ veröffentlicht regelmäßig Tabellen, in denen die Schwankungen für ein Jahr extrapoliert sind.
- **Tägliche Erdbewegung:** Die Rotation der Erde um ihre Achse (mit 450 m/s am Äquator) führt zu einer kleinen Änderung der Werte für Parallaxe (die vom Ort des Beobachters abhängt) und Aberration (die von der Geschwindigkeit des Beobachters abhängt).

Rechenvorschrift für topozentrische Sternörter

Für die Berechnung des topozentrischen Orts eines stellaren Objekts bei (α_0, δ_0) mit der Eigenbewegung (μ_α, μ_δ) , der Radialgeschwindigkeit v und der Parallaxe π wird das folgende Rezept angewendet [La 2000], das hier der Vollständigkeit halber aufgeführt ist. Der Beobachter befinde sich bei den geographischen Koordinaten (λ, ϕ) in der Höhe h über NN, die Beobachtungszeit t sei gegeben im UTC-System.

1. Bestimme die geozentrischen Koordinaten \vec{b} des Beobachters. Bestimme

$$\begin{aligned}\phi_z &= \phi - 692.74'' \sin(2\phi) + 1.16'' \sin(4\phi) \\ r &= h + r_E \cdot (0.99832707 + 0.00167644 \cos(2\phi) - 0.00000352 \cos(4\phi))\end{aligned}$$

wo $r_E = 6378.136$ km der Erdradius ist. Damit ist

$$\vec{b} = r \cdot \begin{pmatrix} \cos \lambda \cos \phi_z \\ \sin \lambda \cos \phi_z \\ \sin \phi_z \end{pmatrix}. \quad (5.5)$$

2. Bestimme die scheinbare Sternzeit des Nullmeridians θ . Wenn T das Zeitintervall in julianischen Jahrhunderten seit der Referenzepoche bis 0:00 UTC des gewünschten Beobachtungstags und τ die UTC-Uhrzeit der Beobachtung ist, kann man sie folgendermaßen berechnen:

$$\begin{aligned}GMST_{0h} [s] &= 24110.54841 + 8640184.812866 T + 0.093104 T^2 - 6.2 \cdot 10^{-6} T^3 \\ GMST &= GMST_{0h} + 1.0027379094 \cdot \tau \\ GAST &= GMST + (\Delta\Psi \cos \epsilon + 0.00264'' \sin \Omega + 0.000063 \sin 2\Omega)/15 \\ \theta = LAST &= GAST + \lambda\end{aligned} \quad (5.6)$$

¹siehe <http://maia.usno.navy.mil/>

Hier treten die Nutation in Longitude $\Delta\Psi$, die mittlere Schiefe der Ekliptik ϵ und die mittlere Länge des aufsteigenden Knotens der Mondbahn Ω auf. Alle drei sind reine Funktionen von t und in astronomischen Formelsammlungen zu finden.

3. Setze

$$\vec{q} = \begin{pmatrix} \cos \alpha_0 \cos \delta_0 \\ \sin \alpha_0 \cos \delta_0 \\ \sin \delta_0 \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

und

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} -\mu_\alpha \cos \delta_0 \sin \alpha_0 - \mu_\delta \sin \delta_0 \cos \alpha_0 \\ \mu_\alpha \cos \delta_0 \cos \alpha_0 - \mu_\delta \sin \delta_0 \sin \alpha_0 \\ \mu_\delta \cos \delta_0 \end{pmatrix} + v \pi \vec{q}. \quad (5.8)$$

Die Radialgeschwindigkeit v wird dabei in A.U./Jahrhundert, μ in rad/Jahrhundert und π in rad gemessen. Die Werte sind in astronomischen Katalogen zu finden.

4. Berechne den baryzentrischen Ort und die baryzentrische Geschwindigkeit der Erde. Für die exakte Berechnung benötigt man sogenannte Ephemeriden, vorausberechnete Positionsangaben für die wichtigen Körper des Sonnensystems. Gebräuchlich sind heute meistens die DE200-Ephemeriden². Darin sind die Daten für den Schwerpunkt \vec{S} des Erde-Mond-Systems gegeben sowie für den Vektor \vec{M} von Erdmittelpunkt zu Mondmittelpunkt. Aus dem bekannten Massenverhältnis $f = m_M/m_E$ erhält man somit den baryzentrischen Ort der Erde

$$\vec{E} = \vec{S} - \frac{f}{1+f} \vec{M} \quad (5.9)$$

und analog für die Geschwindigkeit $\dot{\vec{E}}$.

5. Berechne den baryzentrischen Ort und die baryzentrische Geschwindigkeit des Beobachters:

$$\vec{B} = \vec{E} + R_{z,\theta} \cdot \vec{b}. \quad (5.10)$$

Eine analoge Gleichung gilt für die baryzentrische Geschwindigkeit, wobei beachtet werden muss, dass $R_{z,\theta}$ zeitabhängig ist, $d\theta/dt$ aber konstant gesetzt werden kann.

6. Der topozentrische Ort des Sterns ist gegeben durch

$$\vec{P}_2 = \vec{q} + T\vec{m} - \pi \vec{B}. \quad (5.11)$$

Die Zeit T wird in julianischen Jahrhunderten seit der Referenz-Epoche J2000.0 gemessen. Die Richtung \vec{p}_2 erhält man durch Normalisierung: $\vec{p}_2 = \vec{P}_2/|\vec{P}_2|$.

7. Bringe die Aberrationskorrektur an. Vernachlässigt man relativistische Terme, erhält man

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \dot{\vec{B}}/c. \quad (5.12)$$

8. Wende die Präzessions- und Nutationsmatrix M_{PN} an. Sie kann entweder durch Näherungsformeln berechnet oder in astronomischen Jahrbüchern nachgeschlagen werden.

$$\vec{p} = M_{PN} \cdot \vec{p}_1. \quad (5.13)$$

²s. http://www.gb.nrao.edu/~rfisher/Ephemerides/ephem_descr.html.

9. Der Einheitsvektor \vec{p} stellt die gesuchten Koordinaten dar. Eine explizite Darstellung erhält man mit

$$\begin{aligned}\alpha &= \operatorname{atan2}(p_y, p_x) \\ \delta &= \arcsin(p_z) .\end{aligned}\tag{5.14}$$

Das beschriebene Verfahren vernachlässigt die Lichtablenkung im Gravitationsfeld der Sonne und relativistische Effekte in der Aberration. Für die angestrebte Genauigkeit von etwa 1" ist es mehr als ausreichend.

Die Umkehrung der Transformation wird benötigt, wenn man beispielsweise rekonstruierte Schauerrichtungen in eine Himmelskarte eintragen möchte. Dies kann durch die Umkehrung der einzelnen Schritte ausgeführt werden.

5.3 Berechnung von Altitude und Azimut

Ist der topozentrische Ort \vec{p} wie in Gl. (5.13) bekannt, kann man mittels einiger Rotationen ins AltAzSystem transformieren. Der Richtungsvektor \vec{r} ergibt sich aus

$$\vec{r} = M_O \cdot M_{PB} \cdot R_{z, -\theta} \cdot \vec{p} .\tag{5.15}$$

Die Matrix M_O hängt nur vom Beobachtungsort ab:

$$M_O = \begin{pmatrix} -\sin \phi & -\sin \lambda \cos \phi & \cos \lambda \cos \phi \\ 0 & \cos \lambda & \sin \lambda \\ \cos \phi & -\sin \lambda \sin \phi & \cos \lambda \sin \phi \end{pmatrix} .\tag{5.16}$$

Die Matrix M_{PB} korrigiert für die irreguläre Polbewegung. Sie ist sehr nahe an der Einheitsmatrix, da die auftretenden tabellierten Winkel (ξ, η) sehr klein sind. Es gilt

$$M_{PB} = R_{y, \xi} \cdot R_{x, \eta} .\tag{5.17}$$

Aus \vec{r} erhält man leicht die gesuchten Winkel *alt* und *az*:

$$\begin{aligned}az &= \operatorname{atan2}(r_y, r_x) \\ alt &= \arcsin(r_z) .\end{aligned}\tag{5.18}$$

Die Umkehrung ist mit Hilfe der Matrizen ebenso leicht möglich.

5.3.1 Refraktionskorrektur

Die in Abschnitt 5.3 errechnete Altitude entspricht wegen der atmosphärischen Refraktion nicht dem Ort des Gestirns, an dem es vom Boden aus erscheint. Dies wird erst durch die Refraktionskorrektur oder Transformation ins HorizonSystem erreicht.

Refraktion für Sterne

Die optische Brechzahl von Luft kann für astronomische Beobachtungen nicht vernachlässigt werden. Da Sternlicht durch die nach unten hin dichter werdende Atmosphäre zum Boden gelangt, ist der Lichtweg entsprechend der Zunahme an optischer Brechkraft gekrümmt.

Dies beeinflusst nur die scheinbare Höhe eines Gestirns über dem Horizont, nicht seinen Azimut.

Im Prinzip muss man folglich entlang des Lichtwegs die Brechzahl integrieren. Dies ist sehr aufwändig und gelingt mit einer absoluten Genauigkeit von 0.1". Ein entsprechender Algorithmus wurde implementiert [Se 1992]. Für die meisten Zwecke ist es jedoch ausreichend, Näherungsformeln zu verwenden. Die damit erreichbare Genauigkeit liegt bei 1". Folgende Formeln wurden für die Berechnung der Refraktionskonstanten r verwendet [Me 1999]:

$$\begin{aligned}
 alt > 66^\circ & : t = \tan alt \\
 & r_0 = (58.294 - 0.0668 t^2) \cdot t \\
 alt < 66^\circ & : r_1 = \frac{60}{\tan (alt + 0.00222675 / (alt + 0.07679449))} \\
 & r_0 = r_1 - 3.6 \sin(0.0000713 r_1 + 0.226893) \\
 r & = r_0 \cdot \frac{p[\text{mbar}]}{1010} \frac{283}{T[\text{K}]} \tag{5.19}
 \end{aligned}$$

Hier wird im letzten Schritt der Luftdruck und die absolute Temperatur benötigt, da sich die Dichte der Atmosphäre mit den beiden Parametern ändert.

Refraktion für Luftschauer

Das Licht der Luftschauer erfährt eine geringere Refraktion als Sternlicht, da es erst innerhalb der Atmosphäre entsteht. Der Einfachheit halber wird für Schauerbilder oder rekonstruierte Schauerrichtungen die gleiche Refraktionsformel wie für Sterne verwendet, korrigiert um einen Reduktions-Faktor f .

Dieser Faktor wird aus dem momentanen Zenitwinkel bestimmt: Für einen gegebenen Zenitwinkel kennt man aus Simulationen die Schwellenenergie. Daraus ergibt sich eine mittlere atmosphärische Tiefe, in der ein typischer Schauer stattfindet [Be 2000]. Mit Hilfe eines Atmosphärenmodells³ ergibt sich dann eine typische Schauerhöhe h . Mit der Skalenhöhe der Atmosphäre $H = 8600\text{m}$ und der Höhe des Beobachtungsortes h_0 erhält man dann

$$f = 1 - e^{-(h-h_0)/H} . \tag{5.20}$$

Konkret wird mit dem Zenitwinkel sofort h aus folgender Tabelle nachgeschlagen und interpoliert:

alt [°]	90	70	60	50	45	40	35	30	25
h [m]	9759	10020	10431	10976	11326	11783	12265	12879	13578

5.4 Zeiten

5.4.1 Darstellung von Zeiten

Zeiten werden in der astrometrischen Software durch den Datentyp `double` dargestellt. Es handelt sich um eine Fließkommazahl s mit einer dynamischen Tiefe von 53 Bit. Als zeitlicher Ursprung wurde das Referenzäquinoktium J2000.0 gewählt, die Maßeinheit sind

³Es wird das jahresgemittelte Atmosphärenprofil für Windhoek verwendet.

Sekunden. Damit erreicht man für die Jahre 2000 bis 2020 garantiert eine Genauigkeit von $1 \mu\text{s}$.

Normalerweise sind alle Zeiten im UTC-System gemeint. Es gibt zahlreiche gebräuchliche Darstellungen von Zeiten. So arbeiten die Rechner der Datennahme mit einer Sekundenzahl, die seit dem 1. Januar 1970, 0:00 UTC gezählt wird - der Definition der **Unix-Zeit**. Sie ist um 946728000s größer als s . Das Julianische Datum erhält man aus $JD = s/86400 + 2451545$, das modifizierte julianische Datum (MJD) wiederum aus $MJD = JD - 2400000.5$. Während das JD um 12:00 UTC den nächsten Tag beginnt, folgt das MJD der bürgerlichen Konvention, den Tageswechsel auf Mitternacht zu legen. Hat man eine Zeit gegeben durch Jahr y , Monat m , Tag d , Stunde h , Minute M und Sekunde s , so kann man das julianische Datum folgendermaßen errechnen:

$$\begin{aligned}
 JD = & \left[1461 \cdot \left(y + 4800 + \frac{m - 14}{12} \right) \right] / 4 + \left[367 \cdot \left(m - 2 - 12 \frac{m - 14}{12} \right) \right] / 12 - \\
 & \left[3 \cdot \left(y + 4900 + \frac{m - 14}{12} / 100 \right) \right] / 4 + d - 32075 + \\
 & h/24 + M/1440 + s/86400
 \end{aligned} \tag{5.21}$$

Hierin sind die Divisionen als Ganzzahl-Divisionen durchzuführen, die eventuell auftretende Nachkomma-Stellen ignorieren.

5.4.2 Reduktion von Zeiten auf das Baryzentrum

Um zeitliche Variabilität auf Zeitskalen, die klein gegen den Erdbahnradius von rund 500 Lichtsekunden sind, beschreiben zu können, muss man gemessene Zeiten in ein geeignetes Inertialsystem transformieren. Das geeignete System ist das, in dem der Schwerpunkt des Sonnensystems (das Baryzentrum) ruht.

Dazu wandelt man eine gemessene UTC-Zeit zunächst in eine relativistische Koordinatenzeit (TDB) um und bringt dann die geometrische Korrektur an, die durch den Vektor vom Baryzentrum zum Beobachter gegeben ist. Dabei geht man folgendermaßen vor [Jo 2003]:

- **UTC \rightarrow TAI:** Die Umwandlung in die internationale Atomzeit geschieht, indem man die zur UTC-Zeit gültige, tabellierte Zahl der Schaltsekunden addiert⁴.
- **TAI \rightarrow TDT:** Die terrestrisch dynamische Zeit erhält man durch Addition einer Konstanten (32.184 Sekunden) zur TAI.
- **TDT \rightarrow TDB:** Die baryzentrisch dynamische Zeit enthält gegenüber der TDT eine allgemein-relativistische Korrektur, die durch die Elliptizität der Erdbahn entsteht. Die terrestrische Zeit variiert gegenüber der TDB durch die unterschiedliche Tiefe im Potenzialtopf der Sonne und die variierende Geschwindigkeit der Erde. Der Zusammenhang wird gut durch einen periodischen Term der Größe 0.0016s beschrieben.
- **Der baryzentrische Ort der Beobachtung (\vec{B}):** Er ergibt sich wie in Gl. (5.10).
- **Zeitlicher Abstand zum Baryzentrum:** Bevor man \vec{B} auf die Quellrichtung projizieren kann, muss man noch die Eigenbewegung der Quelle berücksichtigen. Dies geschieht wie in Gl. (5.11). Damit ist die Zeitkorrektur $\delta t = \vec{B}/c \cdot \vec{P}_2$.

⁴s. <http://hpiers.obspm.fr/eop-pc/earthor/utc/TAI-UTCtab.html>

- **Ankunftszeit im Baryzentrum:** Die Ankunftszeit des Signals im TDB-System ist also $t_A = t_{TDB} + \delta t$.

5.4.3 Berechnung von Pulsarphasen

Eine wichtige Anwendung stellt die Berechnung von Pulsarphasen dar. Da Pulsar-Rotationszeiten oft im Sub-Sekunden-Bereich liegen, muss man die gemessenen Pulszeiten auf das Baryzentrum reduzieren, um beispielsweise ein Phasogramm erstellen zu können, in dem die Helligkeit des Pulsars gegenüber dem Rotationswinkel des Pulsars aufgetragen ist.

Dazu benötigt man a priori die Kenntnis einer Ankunftszeit eines Pulses t_0 im TDB-System sowie die Rotationsfrequenz f_0 , die Abnahme derselben (den Spindown f_1) und eventuell die zweite zeitlich Ableitung der Frequenz f_2 . Nach Taylor kann man dann die Phase Φ zu einem TDB-Zeitpunkt t_{TDB} berechnen:

$$\begin{aligned}\Delta t &= t_{TDB} - t_0 \\ \Phi_0 &= \Phi(t_0) \\ \Phi &= \Phi_0 + f_0 \cdot \Delta t + \frac{1}{2}f_1 \cdot (\Delta t)^2 + \frac{1}{6}f_2 \cdot (\Delta t)^3\end{aligned}\tag{5.22}$$

Zu beachten ist, dass die Pulsarparameter nur eine beschränkte zeitliche Gültigkeit besitzen, da Pulsare manchmal ihre Rotationsfrequenz sprunghaft ändern. Für viele Pulsare stehen die Parameter durch radioastronomische Messungen zur Verfügung⁵. Außerdem gilt dieser einfache Ansatz nur für gleichförmig zum Baryzentrum des Sonnensystems bewegte Quellen. Bei Pulsaren in Umlaufbahnen um andere Sterne muss man zusätzlich quellspezifische Ephemeriden dieser Umlaufbewegung verwenden.

Die Pulsarphasen-Berechnung wurde ebenfalls im Rahmen der Astrometrie-Software implementiert. Dem Benutzer steht die Klasse `Pulsar` zur Verfügung (s. Kap. 5.5.2), die eine Funktion zur Berechnung der Phase inklusive automatischer Korrektur der Zeiten bietet. Als Argumente treten dabei die gemessenen UTC-Zeiten und der geographische Ort auf.

5.4.4 Experimenteller Test mit dem Crab-Pulsar

Im Rahmen einer Diplomarbeit wurde an einem der H.E.S.S.-Teleskope die optische Lichtkurve des Crab-Pulsars gemessen. Die Aufbauten und Messungen sind in [Fr 2003] beschrieben. Die Pulsarparameter wurden aus radioastronomischen Messungen übernommen [Jo 2003]. Hier sei nur die Lichtkurve gezeigt, die eindrucksvoll demonstriert, dass die implementierte Software (sowie natürlich das GPS-basierte Zeitnahmesystem) korrekt funktioniert (Abb. 5.3).

5.5 Implementation

5.5.1 Koordinatensysteme

Die äquatorialen Koordinatensysteme (bis auf das veraltete B1950.0-System) werden durch die Klasse `EquatorSystem` dargestellt. Sie beinhaltet u.a. das J2000.0-System, das

⁵s. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

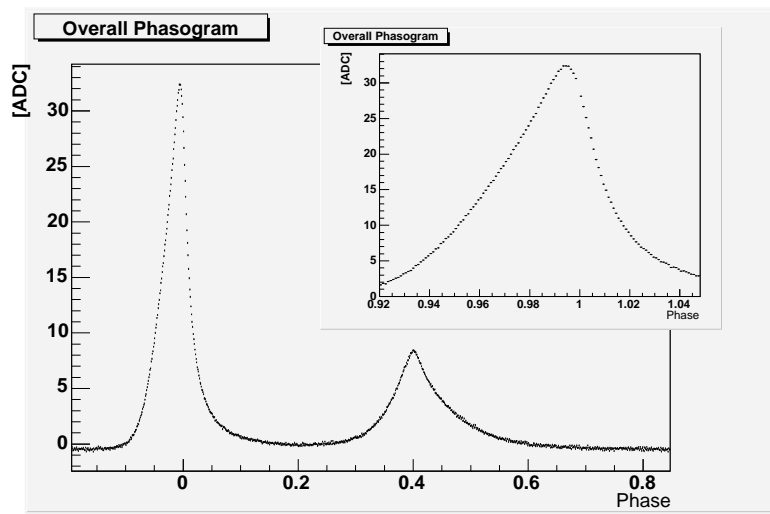


Abbildung 5.3: Helligkeit des Crab-Pulsars als Funktion der Phase, wie sie in [Fr 2003] gemessen wurde. Der Haupt-Peak liegt korrekt an der Nullstelle der Phase, die auf das Intervall $[0,1]$ normalisiert wird.

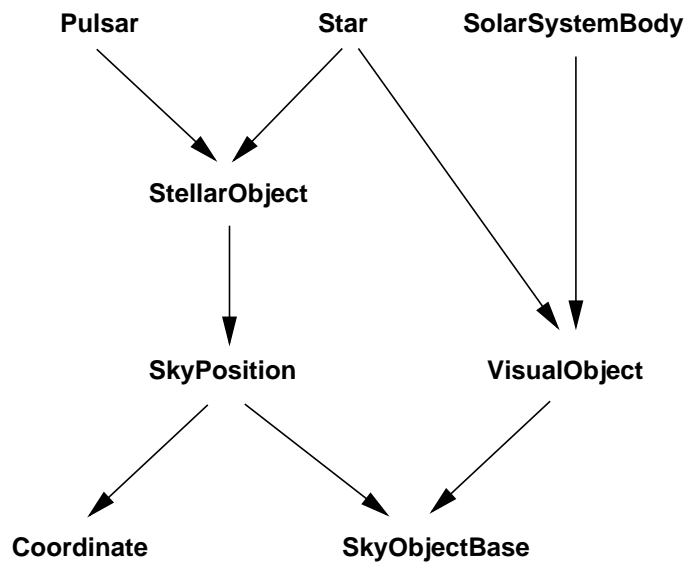


Abbildung 5.4: Der Vererbungsbaum für die Klassen in der H.E.S.S.-Software, die zur Darstellung von Himmelsobjekten dienen.

als Wurzel des gesamten Systembaums dient (vgl. Kap. 4.2.2 und Abb. 5.2). Es ist als Singleton implementiert, so dass nur eine Instanz im Speicher vorhanden ist. Dadurch ist sichergestellt, dass sich die verschiedenen anderen Systeme stets auf dasselbe J2000.0-System beziehen. Dies ist insbesondere deshalb wichtig, da die Systeme anhand ihrer Adressen im Speicher identifiziert werden. Weitere Systeme in dieser Klasse sind das topozentrische und das scheinbare Äquatorsystem, die sich nur dadurch unterscheiden, ob sich eine gegebene Koordinate auf den Beobachtungsort oder den Erdmittelpunkt bezieht. Sie sind deshalb leicht durch eine gemeinsame Klasse darstellbar.

Das galaktische und das supergalaktische System sind um feste Winkel gegen das J2000.0-System verdreht. Sie sind deshalb durch eine Klasse `RotatedSystem` repräsentiert. Für die beiden Horizontsystem wurden zwei Klassen angesetzt, da sie komplett unterschiedliche Funktionalität beherbergen. `AltAzSystem` implementiert die Transformation aus Abschnitt 5.3, `HorizonSystem` dagegen die Refraktionskorrektur.

5.5.2 Himmelsobjekte

Die astronomische Software bildet die verschiedenen Himmelsobjekte in verschiedenen Klassen ab. Es sind implementiert: Himmelspositionen (`SkyPosition`), Objekte mit Ei-

genbewegung (`StellarObject`), Sterne (`Star`), Pulsare (`Pulsar`) sowie die großen Planeten und Sonne und Mond (`SolarSystemBody`). Bei all diesen Objekten kann man nach Auf- und Untergang, Kulmination und anderen astronomischen Phänomenen fragen. Deshalb wurde eine Basisklasse angelegt, die diese Funktionalitäten enthält. Für Himmelspositionen, Objekte mit Eigenbewegung, Sterne und Pulsare macht es Sinn, eine Referenz-Koordinate zu speichern. Diese Objekte erben deshalb von der Klasse `Coordinate`, die in Kap. 4.2.1 beschrieben ist. Sterne und die Körper des Sonnensystems haben eine visuelle Helligkeit, was ebenfalls in einer gemeinsamen Basisklasse Ausdruck findet. Insgesamt ergibt sich das in Abb. 5.4 dargestellte Vererbungsdiagramm.

5.5.3 Geschwindigkeit der implementierten Transformationen

Es wurde untersucht, mit welcher Geschwindigkeit Transformationen ausgeführt werden können. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht, mit welcher Frequenz von einem in der ersten Spalte genannten System in ein anderes transformiert und das Ergebnis einer neuen `Coordinate` zugewiesen werden kann. Sie wurde mit einer mittelschnellen 1.4 GHz CPU erstellt.

f [kHz]	RD ₂₀₀₀	RD _{Topo}	AltAz	Horizon	Ground	Tilted	Nominal	Camera
RD ₂₀₀₀	> 2k	124.1	90.8	73.3	71.8	64.2	61.0	56.2
RD _{Topo}	322.6	> 2k	418.4	202.8	191.2	148.4	132.6	112.9
AltAz	200.8	480.8	> 2k	442.5	332.2	216.0	189.0	153.4
Horizon	141.4	228.8	546.4	> 2k	1562.5	381.7	310.6	224.2
Ground	130.0	200.4	393.7	621.1	> 2k	565.0	339.0	241.0
Tilted	115.1	170.4	304.9	606.1	900.9	> 2k	1030.9	389.1
Nominal	106.4	152.9	248.1	434.8	518.1	970.9	> 2k	704.2
Camera	90.8	122.5	180.8	266.0	300.3	387.6	588.2	> 2k

Zu beachten ist, was für die Verarbeitung eines typischen Cherenkov-Events relevant ist. Meist werden nur die Pixel, deren Intensität über einer bestimmten Schwelle liegt, ins `NominalSystem` transformiert. Dies sind typischerweise 20 Pixel. Anschließend werden auf Schauererebene (also je einmal pro Event) ein paar Transformationen vom `NominalSystem` ins `HorizonSystem` oder `GroundSystem` durchgeführt. Die Transformation ins Äquatorialsystem wird noch seltener ausgeführt, da sie nur für die Ereignisse berechnet werden muss, die nach Schnitten im Datensatz bleiben.

Man erkennt auch, dass die bei weitem komplizierteste Transformation zwischen den beiden Äquatorialsystemen stattfindet. Dieser Schritt wurde geschwindigkeitsoptimiert, indem nicht alle Transformations-Parameter immer neu berechnet werden, sondern viele Werte nur dann, wenn sich die Referenz-Zeiten um einen bestimmten Betrag unterscheiden. Alle Transformationen sind genauer als 0.1", mit Ausnahme der Refraktionskorrektur, die (in der einfachen, hier getesteten Variante) auf 1" genau ist.

Kapitel 6

Das Pointing der H.E.S.S.-Teleskope

Da die Belichtungszeiten für Schauerbilder im Nanosekunden-Bereich liegen und die Kameras ein großes Gesichtsfeld haben, ist es für die H.E.S.S.-Teleskope im Prinzip nicht besonders wichtig, den Detektor exakt auf die gewünschte Himmelsposition zu richten. Es ist nur wichtig, dass die exakte Ausrichtung zum Zeitpunkt der Analyse bekannt ist.

Die Teleskope weichen von der nominellen Ausrichtung, die sich für eine gegebene Himmelsposition allein aus Ort und Zeitpunkt der Beobachtung errechnen lässt, durch zahlreiche mechanische Effekte ab.

In diesem Kapitel ist die Prozedur detailliert beschrieben, die zur Korrektur dieser Abweichung verwendet wird. Dies spiegelt aber nicht nur die Tatsache wider, dass der Schwerpunkt dieser Dissertation auf der Pointing-Kontrolle liegt. Dieser Teil des vorliegenden Textes soll auch dazu dienen, das entsprechende Wissen für die Kollaboration aufzuarbeiten und soll als erste Referenz für zukünftige Fragen dienen.

6.1 Vorüberlegungen

Für einigermaßen starke TeV-Quellen erhält man innerhalb weniger Stunden Beobachtungszeit ein Signal, dessen Position durch einen geeigneten Fit mit einem statistischen Fehler im Sub-Bogenminutenbereich bestimmbar ist. Zwar ist die Winkelauflösung der TeV-Abbildungsfunktion wesentlich schlechter (etwa 0.06°), doch lässt sich die Lage des Schwerpunkts eines Punktquellensignals trotzdem mit hoher Genauigkeit bestimmen.

Da der statistische Fehler also oft kleiner als $1'$ ist, möchte man den systematischen Fehler idealerweise sogar bis auf rund $1''$ reduzieren (was in etwa die Grenze des Erreichbaren sein dürfte). Damit stellt sich die Frage, wie man die Ausrichtung großer Cherenkov-Teleskope auf Bogensekunden-Niveau überwacht.

Die Zahl der TeV-Quellen ist derzeit so gering, dass immer nur eine Quelle im Gesichtsfeld zu sehen ist. Dadurch können die TeV-Astronomen sich nicht auf Relativmessungen zurückziehen, wie sie gewöhnlich in der optischen Astronomie ausreichend sind. Dort gibt es in der Regel genügend viele genau bekannte Referenzsterne im Gesichtsfeld. Die Himmelspositionen der TeV-Astronomie müssen dagegen aus der Teleskopgeometrie ermittelt werden. Andere Hilfsmittel als die eigentliche Kamera können jedoch auch nicht verwendet werden, da die Kamera im Primärfokus montiert ist und keinen Platz für weitere Monitorsysteme lässt.

Eine erste Idee ist es, Sterne über die DC-Ströme in den Pixeln zu identifizieren. Dies ist leider relativ aufwändig, da die optische Abbildungsfunktion in etwa der Pixelgröße

entspricht. Wäre die PSF wesentlich breiter, könnte man die Verteilung über viele Pixel fitten und so die Lage des Detektors ermitteln. Wäre die PSF wesentlich kleiner, könnte man präzise den Übergang von Sternen von einem Pixel in das nächste bestimmen, und so zumindest zu gewissen Zeiten präzise Informationen in jeweils einer Richtung erhalten. In [Pu 1996] ist eine Methode für HEGRA entwickelt, die den Detektor so bewegt, dass er Sterne geeignet rastert. Dies ist allerdings nicht parallel zur Datennahme möglich, sondern wurde zeitaufwändig in Pointing-Eich-Runs durchgeführt. Bei H.E.S.S. wurde versucht, die Lage des Detektors aus den während der Datennahme gemessenen Strömen zu fitten, indem möglichst viele Sterne verwendet werden, s. Kap. 7.4.2. Das Grundkonzept für die Pointing-Kontrolle ist jedoch davon verschieden und wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

6.2 Prinzip der Pointing-Korrektur

Die Pointing-Korrektur enthält eine Komponente durch reproduzierbare Effekte (etwa Offsets der Pixelmatrix, Verkippungen der Achsen oder elastische Verbiegungen) sowie eine Komponente durch nicht-reproduzierbare Effekte wie Windlast oder Verunreinigungen auf den Laufschiene. Demzufolge erfolgt die Korrektur in zwei Schritten: Zunächst wird bestimmt, welche Abweichung man für eine bestimmte Teleskopausrichtung erwartet. Dies geschieht mit einem Pointing-Modell. Anschließend kann die momentane Abweichung vom erwarteten Mispointing teilweise korrigiert werden, indem die Positionen von Sternen in der SkyCCD analysiert werden oder indem man die Positionen der Pointing-LEDs in der LidCCD auswertet.

Im Prinzip könnte man auch vollständig auf den ersten Schritt verzichten und das Pointing komplett mit den SkyCCDs und Pointing-LEDs online eichen. Dies ist allerdings weitaus störanfälliger, da man dann darauf angewiesen ist, dass die SkyCCDs einen geeigneten Stern im Gesichtsfeld sehen und die LEDs korrekt in den LidCCDs zu sehen sind. Der Vorteil des Modells ist offenkundig, dass man den größten Teil der Korrektur voraussagen kann und nur eine kleine Abweichung davon online bestimmen muss. Selbst bei einem Totalausfall der CCDs kann man dann noch korrigieren.

Die Korrektur für Cherenkov-Daten läuft dann in ein oder zwei Schritten ab, je nach gewünschter Genauigkeit: Zunächst wird das Modell für das Cherenkov-Teleskop angewandt. Anschließend wird das Ergebnis des Modells um den Term des momentanen Mispointings korrigiert.

Die Pointing-Korrektur stellt die Transformation aus dem CameraSystem in das TelescopeSystem dar. Dabei ist das CameraSystem durch die Lage der Pixelmatrix des Detektors gegeben. Das TelescopeSystem ist ein idealisiertes System. Es wird definiert durch die Fokalebene eines perfekten Teleskops mit der Fokallänge 1 m. Der Zusammenhang der beiden Systeme wird durch vier Parameter beschrieben: Zwei Offsets (das Mispointing), eine Rotation ϕ und eine Skalierung f . Die Rotation ist per Definition ein kleiner Winkel, die Skalierung ist für die H.E.S.S.-Teleskope ungefähr 15.

6.2.1 Erster Schritt: Das Pointing-Modell

In speziellen Eichmessungen werden die Pointing-Korrekturen als Funktion der Teleskopausrichtung vermessen. Für jede Position (gegeben durch die beiden Koordinaten Azimut λ und Altitude β) ist das Mispointing definiert durch die Position, auf die der angefahrene

Punkt am Himmel in der Fokalebene abgebildet wird, in Bezug auf den im Mittelpunkt der Kamera gewählten Ursprung. Dieser Ursprung wird mittels der Positions-LEDs bestimmt. Aus den LEDs kann man auch die momentane Rotation und Skalierung bestimmen.

Von den vier so erhaltenen Transformationsparametern aus Gl. 4.2 werden nur die zwei dem Mispointing entsprechenden (also $\Delta x \Delta y$) modelliert. Dieser zweidimensionale Vektor ist in der Fokalebene gegeben. Durch genügend häufige Messung erhält man ein Vektorfeld über den ganzen Himmel (siehe Abb. 6.7 und Anhang E). Dieses Feld möchte man nun durch eine Funktion

$$\vec{f}(\lambda, \beta) = \begin{pmatrix} f_x(\lambda, \beta) \\ f_y(\lambda, \beta) \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

beschreiben. Dazu wird eine geeignete Funktion an das Vektorfeld gefittet. Das Ergebnis der Prozedur ist dann ein Satz von Parametern, der das Mispointing modelliert. Für die beiden anderen Parameter, entsprechend der Rotation und Skalierung, werden im Modell Konstanten angesetzt, die nicht von der Teleskopausrichtung abhängen. Es werden die gemessenen Mittelwerte für f und ϕ verwendet.

In der Datenanalyse wird die erhaltene Transformation dann angewendet, wenn im CameraSystem gemessene Position in das geometrisch kalibrierte TelescopeSystem transformiert werden. Neben den Parametern des Mispointings treten dabei noch die mittlere Rotation und Skalierung auf.

6.2.2 Zweiter Schritt: Online-Korrekturen

SkyCCD-Korrektur

Die mit einem Modell erreichbare Genauigkeit ist grundsätzlich limitiert. Zum einen tragen zu dieser Ungenauigkeit nicht im Modell abgebildete Eigenschaften des Teleskops bei. Beispiele sind etwa eine mögliche Welligkeit der Laufschiene oder höhere Ordnungen in der Eichkurve der Winkelgeber. Zum anderen führen momentane Umwelteinflüsse wie etwa wechselnde Windlast zu weiteren Fehlern, die das Modell nicht darstellen kann. Beides führt zu einer Abweichung vom Modell, die im Prinzip während der eigentlichen Datennahme gemessen werden kann, indem man die Ausrichtung mit einem auf dem Cherenkov-Teleskop montierten Leitfernrohr überwacht. Diese Abweichung kann als "momentanes Mispointing" bezeichnet werden.

Daneben gibt es prinzipielle Grenzen. Dazu gehören beispielsweise die Genauigkeit der Positionsbestimmung auf dem LidCCD-Chip oder die Reproduzierbarkeit der Kameraposition relativ zum Spiegelträger. Diese Fehlerquellen wären nur durch Änderungen an der Hardware behebbar, für die genannten Beispiele etwa eine höhere Auflösung des LidCCD-Chips oder stabilere Haltearme für die Kamera.

Die einzelnen Terme, die die Genauigkeit des Modells limitieren, und die prinzipiellen Grenzen wurden an allen Teleskopen gemessen. Die Ergebnisse sind in Anhang F.4 wiedergegeben. Die erreichbare Genauigkeit liegt bei rund 2" je Teleskopachse.

Die H.E.S.S.-Teleskope sind mit einem Leitfernrohr (der SkyCCD) ausgestattet, um das momentane Mispointing online bestimmen zu können. Dazu benötigt man ein eigenes Pointing-Modell, um die erwartete Position eines Sterns auf dem SkyCCD-Chip vorhersagen zu können. Die gemessene Abweichung von dieser Position stellt dann das momentane Mispointing dar. Man muss also vor der eigentlichen Datennahme ein zweites Pointing-Modell für das Leitfernrohr ermitteln. Dann kann man mit dessen Hilfe während der Cherenkov-Messungen das momentane Mispointing bestimmen.

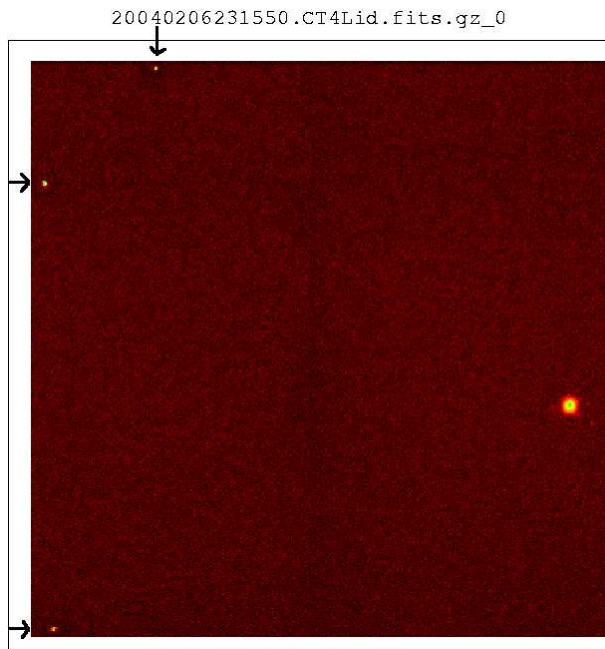


Abbildung 6.1: Beispiel für eine LidCCD-Aufnahme (CT4, 6.2.2004, 23:15:50 UTC). Man erkennt den Stern Sirius als Fleck (rechts) sowie links die drei Pointing-LEDs.

LED-Korrektur

Die SkyCCDs können prinzipiell nicht sehen, ob die Lage der Kamera relativ zur optischen Achse dem mechanischen Modell entspricht. Dies kann nur festgestellt werden, wenn man die Position der Pointing-LEDs mit ihrer erwarteten Position vergleicht. Dazu benötigt man folglich online gewonnene LidCCD-Bilder und ein Modell, an welcher Stelle die LEDs in Abhängigkeit der Teleskopposition erwartet werden. Dieses Modell ist sehr einfach: Es genügt, die beiden Offsets und einen Bending-Term der Form $p \cdot \cos alt$ anzusetzen, s. Anhang F.1.

Die Anwendung ist dann analog zur SkyCCD-Korrektur: Der gewonnene Mispoining-Term wird ebenso zu dem Ergebnis des Modells addiert wie die SkyCCD-Korrektur.

6.3 Aufnahme der Pointing-Daten

Während der Pointing-Messungen werden die Teleskope nacheinander auf möglichst viele Sterne gerichtet. Die Kameradeckel sind dabei geschlossen, so dass sie als Schirm wirken, auf dem der jeweilige Stern durch den Primärspiegel abgebildet wird. Dieses Abbild wird mit Hilfe der LidCCD registriert. Die Belichtungszeit wird dabei der Sternhelligkeit angepasst, wobei Sterne bis zu einer visuellen Helligkeit von 3.5^{mag} und Belichtungszeiten bis zu 1 min verwendet werden. Da die Auslesezeit des vollen CCD-Chips ebenfalls knapp 1 min beträgt, wird nur der interessierende Teilbereich des Chips ausgelesen.

Um die registrierte Position in Beziehung zur Lage der verdeckten Lichtfänger setzen zu können, wird direkt im Anschluss eine zweite Aufnahme von 0.1 s Dauer gestartet, auf der die Pointing-LEDs zu sehen sind. Dazu wird der LidCCD-Chip komplett ausgelesen. Dies ist allerdings unkritisch, da parallel dazu die Teleskope schon zum nächsten Stern bewegt werden können, was typischerweise ebenfalls 1 min dauert. In Abb.6.1 ist eine Aufnahme des hellsten Sterns Sirius (HIP 32349) in der LidCCD gezeigt, die auch die drei LEDs erkennen lässt.

Kurz bevor die LidCCD-Aufnahme gestartet wird, wird auch die SkyCCD gestartet, die

etwa einmal pro Sekunde die Position des Sterns auf ihrem Chip vermisst. Sie wird gestoppt, bevor das Teleskop zum nächsten Stern geschwenkt wird. Dadurch erhält man zwischen 50 und 100 Messungen der Sternposition in der SkyCCD parallel zur LidCCD-Aufnahme.

Die anfallende Zahl an Steuerkommandos wäre bei gleichzeitiger Bedienung von vier Teleskopen interaktiv nicht in angemessener Zeit zu bewältigen. Die Aufgabe wurde einem `python`-Script übertragen, das etwa 15 Messungen pro Stunde abarbeiten kann. Im Lauf einer Nacht erhält man so ein gutes Sampling des gesamten Himmels.

Die Messungen können problemlos durchgeführt werden, während der Mond am Himmel steht. Zu beachten ist lediglich, dass die jeweils verwendeten Sterne nicht mehr als 89° vom Mond entfernt sind (sonst schiene der Mond direkt auf den Schirm) und auch nicht weniger als 3° (sonst schiene der Mond via den Spiegelträger auf den Schirm). Dadurch wird weniger der knappen Beobachtungszeit für technische Zwecke gebraucht.

6.3.1 Automatische Auswahl der Sterne

Das beschriebene Script sucht sich die geeigneten Sterne selbst aus und erstellt daraus einen optimierten Fahrplan für die Nacht. Als Eingabe dient dazu Startzeit und gewünschte Dauer t_{total} (respektive gewünschte Endzeit), sowie die Zeitdauer t_0 für eine Messung. (Typischerweise werden 4 Minuten pro Messpunkt benötigt.)

Dazu wird die verfügbare Zeit in $n = t_{\text{total}}/t_0$ Abschnitte eingeteilt. Der Himmel wird in $9n$ Fenster geteilt, wobei in Azimut etwa vier Mal mehr Abschnitte gelegt werden als in Altitude. Damit ist der Himmel in etwa quadratische Stücke zerlegt worden. Für jedes dieser Bins wird nun ermittelt, in wievielen der Zeitabschnitten ein geeigneter Stern in ihm erscheint. Jedes Bin erhält umgekehrt dazu ein Gewicht zugeordnet. Schon besuchte Bins und solche, die neben einem schon besuchten Bin liegen, erhalten das Gewicht 0, wodurch ein Mindestabstand zwischen den einzelnen Messungen erreicht wird. Zu beachten ist, dass die Topologie der Himmelskugel für die Teleskope nicht-sphärisch ist. Die Länge eines Weges in Azimut ist unabhängig von der Altitude. Die Messpunkte sollten daher gleichverteilt in einer rechtwinkligen Darstellung der Himmelskoordinaten sein.

Die Gewichte werden im folgenden weiter modifiziert, um eine gleichmäßige Abdeckung des Himmels zu erreichen und gleichzeitig die Teleskopfahrzeit von einem Stern zum nächsten gering zu halten.

Anschließend wird das Bin mit dem höchsten Gewicht ermittelt und die nächste Iteration gestartet. Ein Beispiel für solch einen Fahrplan ist in Anhang D gegeben.

6.4 Bildanalyse

Ziel der Bildanalyse ist es, einerseits die Mispointing-Vektoren und die momentane Skalierung und Rotation zu bestimmen und andererseits die Qualität der gewonnenen Daten zu prüfen.

6.4.1 Spots

In der Bildanalyse treten häufig Lichtflecke, sogenannte Spots, auf den CCD-Chips auf, die durch folgende Parameter beschrieben werden:

- Schwerpunkts-Koordinaten im jeweiligen Chip-System
- Fehler auf die Position des Schwerpunkts
- RMS und Fehler auf das RMS der Lichtverteilung
- Gesamtlichtmenge in Photoelektronen
- Radian, die 60% und 80% der Gesamtlichtmenge einschließen
- Maximum und geschätzter Untergrund in Photoelektronen
- Große und kleine Halbachse der Ellipse, die die zweiten Momente der Lichtverteilung darstellen

Bei der Bestimmung der Spot-Parameter für die Pointing-Korrektur ist man vor allem am Schwerpunkt der Lichtverteilung interessiert. Ihn kann man typischerweise zehn Mal genauer bestimmen als die Breite eines CCD-Pixels (s. Kap. 7 in [Gi 1999]). Hingegen wird das RMS der Lichtverteilung nur als Qualitätscheck verwendet. Deshalb wurde ein Algorithmus gewählt, der schwache, ferne Ausläufer der Lichtverteilung abschneidet und dadurch eine stabilere Schwerpunktsbestimmung erlaubt.

Die Algorithmen zur Analyse wurden zum Teil in [Gi 1999] entwickelt. Für H.E.S.S. wurden sie neu implementiert, wobei das von der ESO zur Verfügung gestellte Bildverarbeitungs-Software-Paket `eclipse`¹ [De 1997] zu Grunde gelegt wurde.

6.4.2 Koordinatensysteme zur Analyse der Pointing-Daten

Bei der Bildanalyse treten viele Koordinatensysteme auf. Der angefahrene Stern markiert etwa den Ursprung des TelescopeSystem, die gemessenen Spots liegen entweder auf dem SkyCCD-Chip oder dem LidCCD-Chip und die LED-Positionen sind in Metern in der Detektorebene bekannt (EngineeringSystem). Gesucht sind für die spätere Datenanalyse zum einen die Transformation vom Telescope- in das CameraSystem, sowie der Zusammenhang von Koordinaten auf dem SkyCCD-Chip und dem TelescopeSystem. Die einzelnen Systeme hängen wie in Abb. 6.2 gezeigt zusammen.

Die einzelnen Transformationen sind gegeben durch:

- **SkyChipSystem** \longleftrightarrow **SkyCameraSystem**: Das SkyChipSystem enthält Koordinaten in CCD-Pixeln in der SkyCCD. Gegenüber dem SkyCameraSystem ist es um einen a priori bekannten Winkel ϕ_{Sky} gedreht und um den Kehrwert der a priori bekannten Pixelgröße a_{Sky} skaliert: $f = 1/a_{Sky}$. Die gemessenen Sternpositionen in der SkyCCD werden in diesem System angegeben.
- **SkyCameraSystem** \longleftrightarrow **TelescopeSystem**: Das SkyCameraSystem beschreibt Positionen in Metern in der Fokalebene der SkyCCD. Gegenüber dem TelescopeSystem ist es um zwei Offsets, das SkyCCD-Mispointing, verschoben und mit der a priori bekannten Fokallänge der SkyCCD skaliert: $f = f_{Sky}$. Die Offsets werden aus den Pointing-Daten bestimmt.

¹siehe <http://www.eso.org/projects/aot/eclipse/>

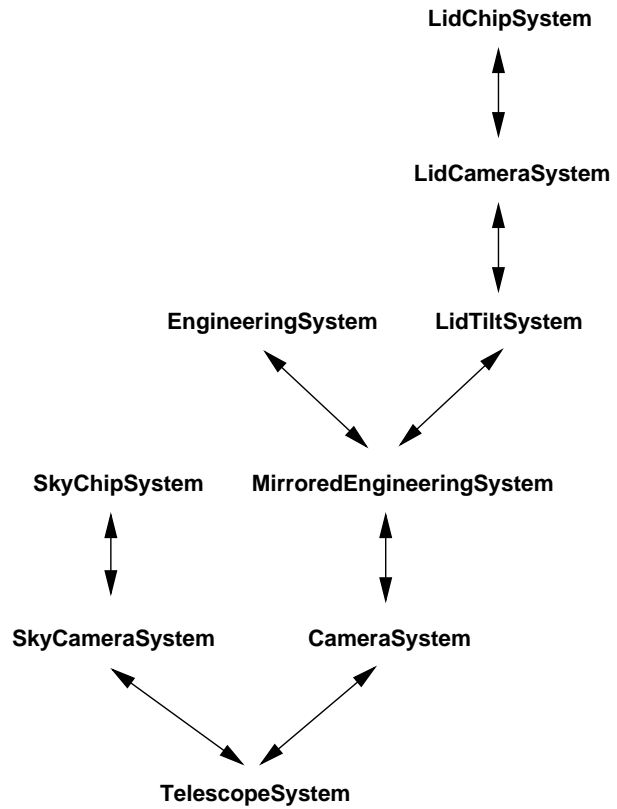


Abbildung 6.2: Die Koordinatensysteme zur Analyse der Pointing-Daten.

- **CameraSystem** \longleftrightarrow **TelescopeSystem**: Das CameraSystem ist das System, indem die Pixelpositionen in der Datenanalyse vorliegen (identisch mit dem CameraSystem aus Kap. 4). Gegenüber dem TelescopeSystem ist es um zwei kleine Offsets verschoben, um einen kleinen Winkel ϕ_{Cam} verdreht und um die effektive Fokallänge des Cherenkov-Teleskops skaliert: $f = f_{eff} \approx 15m$. Alle vier Parameter werden aus den Pointing-Daten bestimmt.
- **MirroredEngineeringSystem** \longleftrightarrow **CameraSystem**: Das MirroredEngineeringSystem ist ein Hilfssystem, das gegenüber dem CameraSystem um 90° in die mathematisch positive Richtung verdreht ist.
- **EngineeringSystem** \longleftrightarrow **MirroredEngineeringSystem**: Das EngineeringSystem ist das System, in dem Positionsangaben in den Konstruktionszeichnungen angegeben sind. Seine x-Achse verläuft von links nach rechts, seine y-Achse von unten nach oben, wenn man die Kamera vom Spiegelträger aus betrachtet. Sein Ursprung liegt im Mittelpunkt des Detektors. Gegenüber dem MirroredEngineeringSystem ist es an der x-Achse gespiegelt. In ihm sind die LED-Positionen bekannt.
- **LidTiltSystem** \longleftrightarrow **MirroredEngineeringSystem**: Das LidTiltSystem ist gegenüber dem MirroredEngineeringSystem im Raum gedreht. Die Drehung findet sowohl um die y-Achse als auch um die x-Achse statt. Die Drehwinkel sind Φ_x und Φ_y . Sie werden so gewählt, dass das LidTiltSystem parallel zum LidCCD-Chip steht. Die Schiefstellung der LidCCD wird also rigoros behandelt, es wird nicht die lineare Näherung gemacht, dass eine Verdrehung der LidCCD das Bild auf dem Chip nur verschiebt.
- **LidCameraSystem** \longleftrightarrow **LidTiltSystem**: Das LidCameraSystem beschreibt Positionen in der Fokalebene der LidCCD in Metern. Es steht parallel zum LidTiltSystem.

stem. Gegenüber diesem ist es um zwei Offsets verschoben, die aus den Pointing-Daten bestimmt werden. Zusätzlich ist es gegenüber dem LidTiltSystem in der gleichen Ebene um den Winkel $-\phi_{Cam}$ gedreht (seine Orientierung ist also identisch mit der des TelescopeSystem, da die Drehung des CameraSystems gerade wieder herausfällt). Die Skalierung ist $f = f_{Lid}/f_{eff}$, wobei f_{Lid} a priori bekannt ist.

- **LidChipSystem** \longleftrightarrow **LidCameraSystem**: Das LidChipSystem enthält Koordinaten in CCD-Pixeln in der LidCCD. Gegenüber dem LidCameraSystem ist es um einen a priori bekannten Winkel ϕ_{Lid} gedreht und um den Kehrwert der a priori bekannten Pixelgröße a_{Lid} skaliert: $f = 1/a_{Lid}$. Die gemessenen Spots von Sternen und LEDs in der LidCCD liegen in diesem System.

6.4.3 Bestimmung der a priori bekannten Größen

Vor der Bildanalyse müssen also die Pixelgrößen der beiden CCDs sowie deren Fokallängen und Orientierungen bekannt sein. Für die Pixelgrößen wurden die nominellen Werte aus Tabelle 3.1 verwendet. Ebenso wurden für die SkyCCDs die nominellen Fokallängen verwendet, für die LidCCDs konnten die effektiven Fokallängen dagegen durch einen Satz von Messungen bestimmt werden, der eigentlich der Vermessung der offaxis-Abbildungsfunktion diente. Darin wurde ein Stern um bestimmte, definierte Winkeldistanzen in der Fokalebene bewegt. Die entsprechende Bewegung auf dem LidCCD-Chip hängt dann nur von deren Fokallänge ab. Ebenso konnte aus diesen Daten die Verdrehung der LidCCD gegenüber der Vertikalen bestimmt werden. Für die SkyCCD wurde hier jeweils ein nomineller Wert von 0° , 90° , 180° oder 270° verwendet.

Teleskop	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
Φ_{Lid} [$^\circ$]	0.002239	-0.00632	180.563837	179.431933
Φ_{Sky} [$^\circ$]	0	180	90	270
f_{Lid} [m]	0.1893	0.1896	0.1911	0.1893
f_{Sky} [m]	0.8000	0.8000	0.8000	0.8000
a_{Lid} [μm]	9.0	9.0	9.0	9.0
a_{Sky} [μm]	9.0	9.0	9.0	9.0
Φ_x [$^\circ$]	0.5636	0.6495	0.5665	0.5465
Φ_y [$^\circ$]	-0.1946	-0.1774	-0.298	-0.229

6.4.4 Bestimmung der Transformationsparameter

Für jede einzelne Messung stehen folgende Informationen zur Verfügung:

- Etwa 30 Spots aus den SkyCCD-Messungen, die im Abstand von jeweils etwa 1 s gemessen wurden. Die Spots wurden bereits während der Datennahme aus den Bildern bestimmt.
- Ein teil-ausgelesenes Bild, dessen Belichtungszeit dem jeweiligen Stern angepasst war.
- Ein Vollbild, auf dem die Positions-LEDs korrekt ausgeleuchtet sind.

Aus den SkyCCD-Spots wird zunächst eine mittlere Position und aus den Fehlern der einzelnen Spots der Fehler auf die mittlere Position bestimmt. Zudem wird zur Qualitätskontrolle das RMS der Verteilung der einzelnen Positionen bestimmt. Es darf für eine vernünftige Messung 3" nicht übersteigen².

Im nächsten Schritt wird die LED-Aufnahme analysiert. Im Prinzip genügen zwei LEDs in einer Aufnahme. Manche LidCCDs sehen jedoch sogar drei LEDs, so dass in diesem Fall über Paare von LEDs gemittelt wird³. Aus jedem LED-Paar können alle vier Parameter der Transformation zwischen LidCameraSystem und LidTiltSystem gewonnen werden. Damit sind bereits auch die Rotation und Skalierung der Transformation zwischen CameraSystem und TelescopeSystem festgelegt. Die ermittelte Rotation zwischen LidCameraSystem und LidTiltSystem ist das Negative des Winkels zwischen CameraSystem und TelescopeSystem, und die effektive Fokallänge des Teleskops ist $f_{eff} = f/f_{Lid}$, falls f die ermittelte Skalierung ist.

Zur Qualitätskontrolle wird der Abstand der LEDs voneinander bestimmt. Die Breite der Abstandsverteilung über alle Messungen ist ein Maß für die Genauigkeit der Bestimmung der LED-Positionen, die auf diese Weise also gemessen werden kann.

Abschließend wird der Spot des Sterns analysiert. Da seine Lage den Ursprung des TelescopeSystem markiert, erhält man aus der Position die noch fehlenden Offsets der Transformation zwischen CameraSystem und TelescopeSystem. Außerdem wird der Fehler der Offsets ermittelt.

Insgesamt wurden also sechs Transformationsparameter und vier Fehler bestimmt: Die vier Parameter der Transformation zwischen CameraSystem und TelescopeSystem und die zwei Offsets des SkyCameraSystem. Für beide Offset-Paare wurden die Fehler bestimmt (vier Werte), außerdem ist die Genauigkeit der LED-Positionen und die Stabilität der Position des Sterns in der SkyCCD bekannt.

6.5 Modellierung der Pointing-Daten

Für jeden Datensatz werden zwei mechanische Modelle gefittet. Eines beschreibt die Lage des SkyCameraSystem relativ zum TelescopeSystem, das andere die Transformation zwischen CameraSystem und TelescopeSystem. Modelliert werden dabei nur die Offsets der beiden Transformationen zum TelescopeSystem, Rotation und Skalierung werden auf ihren Mittelwert fixiert. Es stehen zwei verschiedene Arten von Modellen zur Verfügung: Ein Fourier-Modell sowie ein mechanisches Modell. Bislang wurde ausschließlich das mechanische Modell genutzt, das Fourier-Modell ist jedoch auch implementiert und getestet.

²Es ist tatsächlich einmal vorgekommen, dass die SkyCCD einen sich bewegenden Satelliten als hellstes Objekt im Gesichtsfeld ausgewählt hat. Diese Messung wurde durch die Forderung $RMS < 3''$ automatisch aussortiert.

³Bei CT-3 sind zwar drei LEDs im Gesichtsfeld, es werden jedoch nur zwei verwendet, da die dritte LED zu einer unrealistischen Lage des Kamerazentrums führt. Die Ursache dafür ist bislang noch nicht gefunden.

6.5.1 Fourier-Modell

Die Grundidee des Fourier-Modells ist, beide Komponenten des Mispointings in je eine zweidimensionale Fourier-Reihe zu entwickeln. Man wählt also den Ansatz

$$\vec{f}_k(\lambda, \beta) = \sum_{m,n=-k}^k \vec{a}_{mn} e^{im\beta} e^{in\lambda}, \quad (6.2)$$

der mathematisch vollständig ist. Wenn man zu genügend hoher Ordnung k geht, wird jede beliebige Funktionalität durch \vec{f}_k beschrieben. In der Praxis ist man auf $k \leq 3$ eingeschränkt, da die Zahl der Parameter a_{mn} $(2k + 1)^2$ beträgt. Bereits für $k = 4$ hat man mehr zu bestimmende Parameter als Messungen. Die Bestimmung der Parameter ist analytisch möglich, man benötigt keine Minimierungsroutinen, da das Problem auf die Invertierung einer Matrix hinausläuft.

Den Vorteil, jede Funktionalität beschreiben zu können, erkaufte man sich mit einer gewissen Unanschaulichkeit des Modells. Die Bedeutung der einzelnen Parameter lässt sich nicht direkt erfassen. Dies ist nur in einem mechanisch motivierten Modell möglich.

6.5.2 Mechanisches Modell

In einem mechanischen Modell beschreibt jeder Parameter einen bestimmten mechanischen Effekt. Das bei H.E.S.S. verwendete mechanische Modell wurde aus dem in [Pu 1996] beschriebenen entwickelt. Es verwendet 14 Parameter, die in Anhang F.2 beschrieben sind. Die Parameter können mechanisch gedeutet werden. Dies erlaubt, die Pointing-Messungen auch zur Überwachung der mechanischen Stabilität der Teleskope zu verwenden.

Die Parameter des mechanischen Modells können nicht analytisch bestimmt werden. Sie werden mit Hilfe eines `root`-Macros gefunden, das die Minimierungsroutinen von `Minuit` aufruft.

6.5.3 Konkretes Beispiel für die mechanische Modellierung

In Anhang E ist eine Übersicht der zu modellierenden Daten gegeben, die Ergebnisse des Fits sind tabellarisch in Anhang F zusammengefasst. In diesem Abschnitt soll an dem Datensatz vom 4. Februar 2004 von CT-4 die Anwendung des `root`-Macros demonstriert werden.

Datenchecks

Der erste Check besteht darin, die Streuung der einzelnen Spots in der SkyCCD um die jeweils mittlere Position herum zu überprüfen. Sie darf 3" nicht übersteigen (s. Abb. 6.3 links). Damit werden zu instabile atmosphärische Bedingungen oder Spikes im Tracking von der Modellgenerierung ausgeschlossen.

Anschließend wird die vertikale Position der Kamera in Bezug auf die LidCCD als Funktion der Altitude untersucht. Man erwartet, dass man im Wesentlichen die Durchbiegung der Kameramasten sieht, die sich als Term der Form $A \cdot \cos(\text{alt})$ zeigen würde. Diese Erwartung wird mit den Daten bestätigt (s. Abb. 6.3 rechts). Eine generelle Abweichung würde auf ein grundlegendes Problem in der Bildanalyse hinweisen (etwa dass gar keine LEDs in den Bildern gefunden werden). Einzelne Ausreißer sind dagegen eher durch Fehl-Erkennungen zu erklären, zum Beispiel durch Reflexionen von Mondlicht.

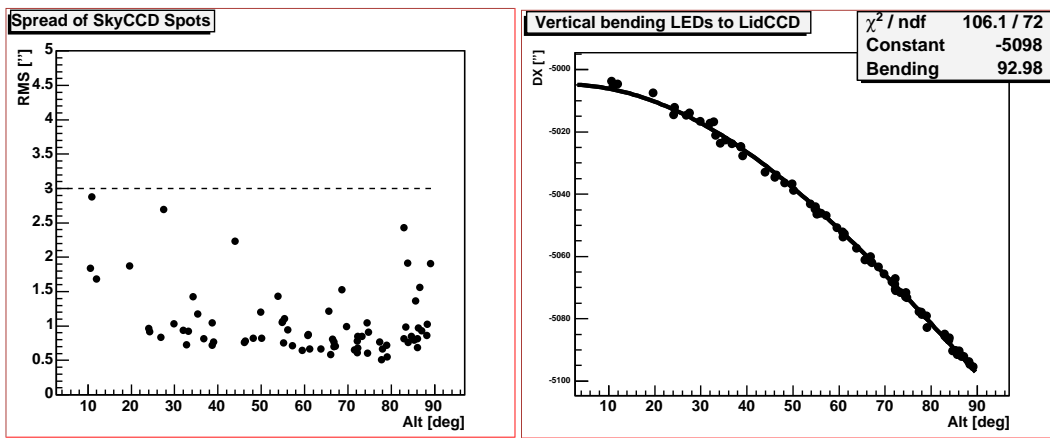


Abbildung 6.3: Links: RMS der einzelnen Spots in der SkyCCD um die mittlere Position. Man erkennt, dass keine Messungen die Obergrenze von 3" überschreitet. Der leichte Anstieg zu kleinen Altituden rührt vom dort vergrößerten Seeing her, der Anstieg bei hohen Altitude dagegen von der Tatsache, dass das Tracking-System in Zenitnähe den Azimut schneller drehen muss und dadurch die Fluktuationen etwas größer werden. Rechts: Vertikale Verschiebung der Kamera als Funktion der Altitude, gemessen mit den Pointing-LEDs. Man erkennt, dass die Daten gut durch einen Term der Form $93'' \cdot \cos(\text{alt})$ beschrieben werden.

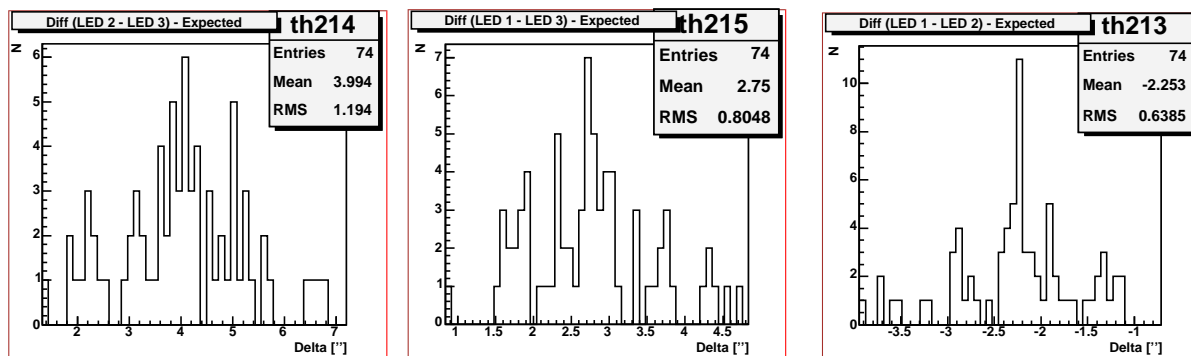


Abbildung 6.4: Histogramme der gemessenen LED-Abstände minus den erwarteten Abstand für die drei in CT-4 sichtbaren LED-Paare.

Es wurde weiter untersucht, ob die vertikale Position vom Azimut abhängt, ob die horizontale Position von Altitude oder Azimut abhängt, oder ob die Positionen von der Nummer der Messung (und damit von der Zeit) abhängen. Es sind allerdings keine weiteren Abhängigkeiten der LED-Positionen zu finden. Damit ist die Bewegung der Kamera relativ zur LidCCD gut durch einen einfachen Bending-Parameter zu beschreiben. Die Genauigkeit, mit der die Kamera bei identischer Ausrichtung in eine bestimmte Position zurückkehrt, wird demnach durch die Streuung der gemessenen Position in horizontaler und das Residuum des Fits in vertikaler Richtung abgeschätzt.

Ein dritter Test dient der Bestimmung der Genauigkeit, mit der die LED-Positionen bestimmt werden können. Dazu wird für einen Datensatz die Verteilung der Abstände zweier LEDs minus den erwarteten Abstand histogrammiert (s. Abb. 6.4). Starke Abweichungen dieser Histogramme von einer um Null verteilten Gaußkurve deuten ebenfalls auf Probleme mit der Bildanalyse für die LEDs dar. Die Breite der Verteilung (dividiert durch $\sqrt{2}$) wird als Genauigkeit der Positionsbestimmung der LEDs angenommen.

Anwendung der Fit-Routine

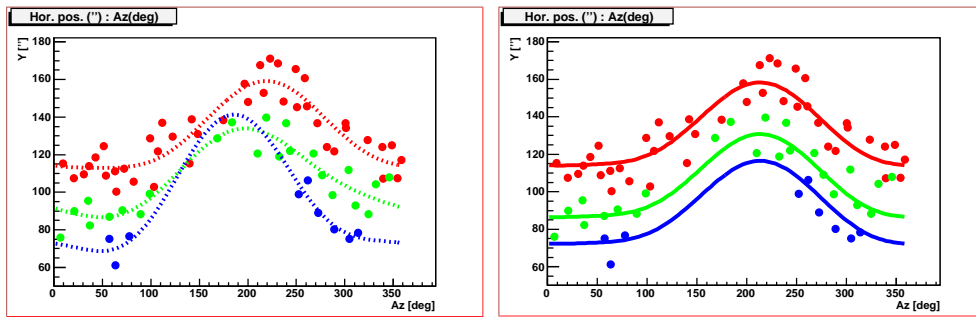


Abbildung 6.5: Die Daten wurden in drei Altitude-Bins aufgeteilt (blau: $0^\circ - 30^\circ$, grün: $30^\circ - 60^\circ$, rot: $60^\circ - 90^\circ$). Für jedes Bin ist der horizontale Pointing-Offset als Funktion des Azimuts geplottet. Links wurden einfache trigonometrische Funktionen angefitet, die die Startwerte für den globalen Fit liefern. Rechts ist die resultierende Funktion nach dem Fit gezeigt, jeweils für 15° , 45° und 75° ausgewertet.

Um sicherzustellen, dass der multidimensionale Fit stabil konvergiert, müssen die einzelnen Parameter auf sinnvolle Startwerte gesetzt werden. Dazu kann man die Daten in bestimmte Azimut- und Altitude-Bins aufteilen und in den jeweiligen Bins einfache trigonometrische Funktionen oder Geraden fiten. Die Ergebnisparameter dieser Fits können dann für den eigentlichen Fit als Startwerte verwendet werden (s. Abb. 6.5).

Der Fit konvergiert in der Regel gut, wenn die Messungen den gesamte Himmel genügend abdecken. Die Erfahrung zeigt, dass rund 50 Messungen vorliegen sollten. Das Ergebnis ist in Abb. 6.6 gezeigt. Die unkorrigierte Lage der gefundenen Stern-Spots streuen um etwa $60''$ in der Kameraebene. Dies stellt foglich die Pointing-Genauigkeit ohne irgendeine Korrektur dar. Nach Anwendung des Modells wird die Streuung der einzelnen Punkte um rund einen Faktor 10 reduziert.

Eine andere Art, den Fit darzustellen, ist in Abb. 6.7 für den CT-2-Datensatz vom Juni 2003 gezeigt. Hier sind die einzelnen Mispoining-Vektoren (um einen Faktor 1440 vergrößert) in die topologisch korrekte Darstellung der Himmelskugel eingetragen. Zum Vergleich sind die von dem an die Daten angepassten Modell vorhergesagten Mispoining-Vektoren gezeigt.

Das RMS der Residua des Fits beträgt in der Regeln etwas weniger als $10''$. Diese Größe wird als systematischer Fehler für das entsprechende Modell verwendet. Die Größenordnung stimmt gut mit der Erwartung aus Anhang F.4 überein.

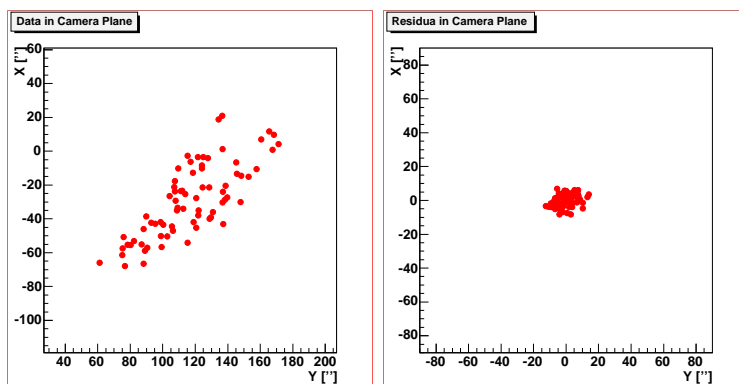


Abbildung 6.6: Verteilung der Schwerpunkte in der Kameraebene vor (links) und nach (rechts) Anwendung des Pointing-Modells.

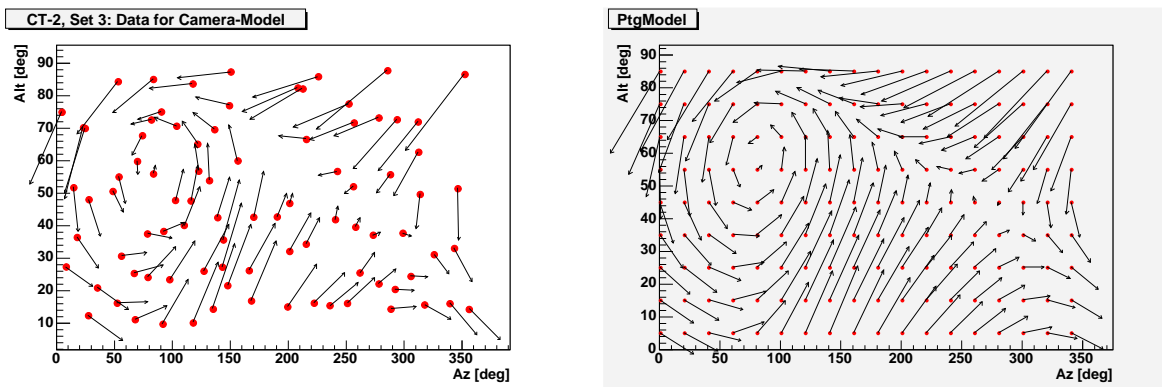


Abbildung 6.7: Links: Vektorfeld des Mispointings (CT-2, Juni 2003) als Funktion der Himmelskoordinaten. Die Länge der Vektoren ist zur besseren Darstellung stark überhöht. Rechts: Das an die Daten gefittete Pointing-Modell kann das Vektorfeld gut wiedergeben.

Typischerweise enthält ein ungereinigter Datensatz einige wenige Messungen, bei denen Artefakte in den Bildern zu sehen sind. Dies könnten beispielsweise Reflexe im Bild (Mond, Scheinwerferlicht) sein, oder überbelichtete Bilder (dann springen die Ladungen auf dem CCD-Chip vorzugsweise in Ausleserichtung in Nachbarpixel über). Eine weitere Fehlerquelle kann sein, dass ein anderer als der angefahrne Stern in der Bildanalyse gefunden wird. Diese Messungen müssen aussortiert werden. Dies geschieht einfach, indem zunächst alle Messungen für den Fit verwendet werden, und dann auffällige Ausreißer von Hand untersucht werden.

Nachdem der endgültige Fit gefunden ist, werden die Parameter in die H.E.S.S.-Datenbank eingetragen, so dass das gefundene Modell für die Datenkalibration zur Verfügung steht. Dabei muss noch die Gültigkeitsperiode für den Parameter-Satz festgelegt werden. Wesentliche Kriterien dazu sind zum einen, dass die Funnel-Platte der Kamera während der Gültigkeitsperiode nicht demontiert wurde. Außerdem sollte ein Modell nicht mehr als sechs Monate in die Zukunft oder die Vergangenheit (vom Messzeitpunkt aus gesehen) angewendet werden. Zur Zeit werden rund alle vier Monate neue Pointing-Modelle für alle Kameras erzeugt.

6.5.4 Auffällige Parameter in den Modellen

Einige der Parameter haben auffällige Werte. So sind bei CT-1 und CT-2 die Offsets der Azimut-Winkelgeber sehr groß. Der numerische Wert beträgt in beiden Fällen rund $200''$. Erklärt werden kann dies dadurch, dass die ursprüngliche Eichung der Teleskope wahrscheinlich etwas ungenauer ausgeführt wurde⁴. Ein Fehler der Uhrzeit während der Eichung von knapp 20 s kann die gemessene Abweichung erklären.

Ein weiteres wertvolles Ergebnis der Messungen war, dass eine Bewegung des Fundaments des Teleskops CT-3 entdeckt wurde. Das Fundament sackte um etwa $2''/\text{Monat}$

⁴Zur Eichung wird das Teleskop genau auf einen Theodoliten ausgerichtet, indem man die Abstände zu zwei symmetrisch gelegenen Reflektormarken gleich einstellt. Anschließend wird mittels Sternen die Nordrichtung bestimmt. Zu definierten Uhrzeiten wird der azimutale Winkel jeweils eines Sterns gemessen. Aus dem bekannten wahren Azimut ergibt sich dann die Lage der Nordrichtung. Damit ist auch der Winkel bekannt, um den das Teleskop gedreht werden muss, um nach Norden ausgerichtet zu sein. Der dann abgelesene Winkelgeber-Wert wird als Eichkonstante in eine Datenbank eingetragen.

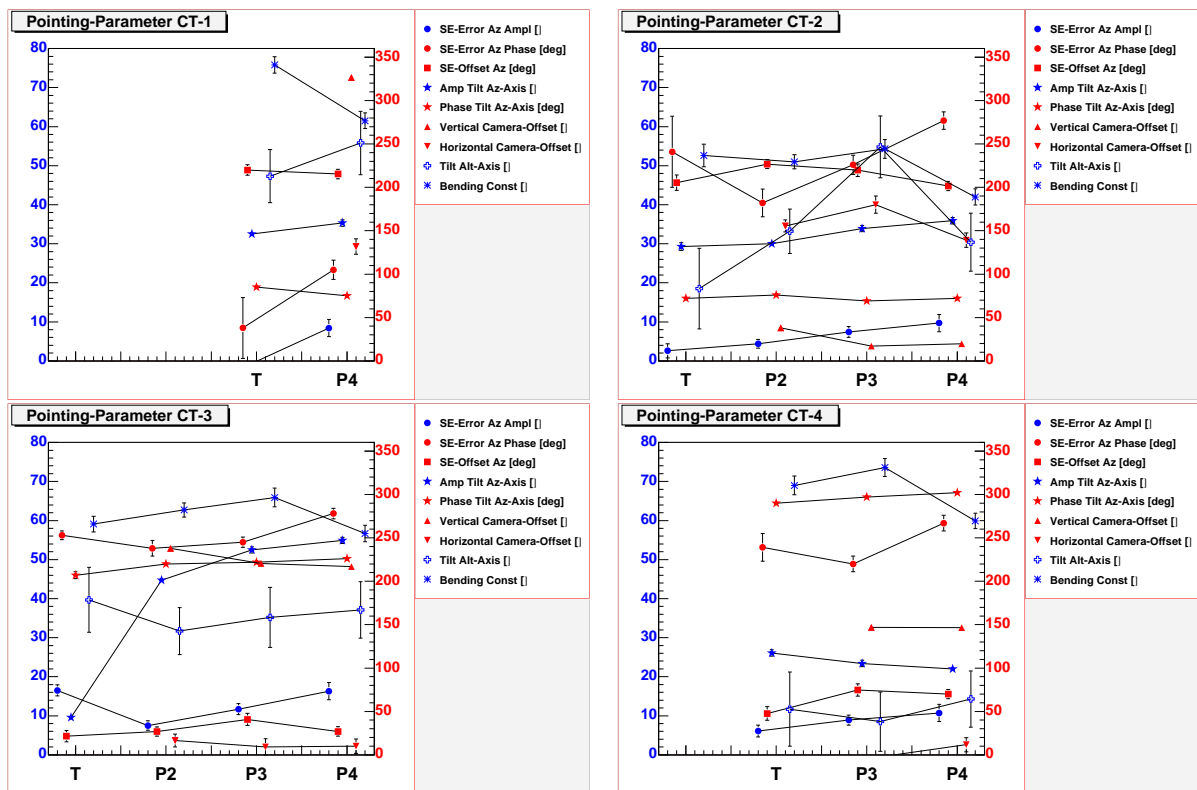


Abbildung 6.8: Entwicklung ausgewählter Pointing-Parameter in den gemessenen Modellen als Funktion der Mess-Periode. Die blauen Symbole beziehen sich auf die linke Achse, die roten auf die rechte. Die jeweilige Einheit ist in der Legende angegeben.

in Richtung Süd-Osten ab. Im Januar 2004 war die daraus resultierende Schiefstellung der Azimutachse von $56''$ bereits der dominierende Term des Mispointings für CT-3. Vom Standpunkt der Analyse aus gesehen ist das Ergebnis nicht besonders kritisch, da man die Verkippung kennt und das Modell die entsprechende Korrektur liefert. Trotzdem wurde beschlossen, das Fundament von CT-3 durch weiteren Beton zu stabilisieren.

6.6 Test der Online-Korrekturen

Für die SkyCCD-Daten wird ein analoges Modell gefittet. Einige der dabei erhaltenen SkyCCD-Modell-Parameter sollten mit denen des Kameramodells übereinstimmen. Dies gilt insbesondere für die Schiefstellung der Azimutachse oder den Offset des Azimut-Winkelgebers. In den Abschnitten F.2 und F.3 sind die Parameter tabelliert. Die erwartete Übereinstimmung ist deutlich zu erkennen. Dies kann als Bestätigung dafür gewertet werden, dass den Parametern tatsächlich die mechanische Bedeutung zukommt, mit der sie im Modell implementiert wurden.

Mit den Pointing-Daten kann ebenfalls überprüft werden, inwiefern die Korrektur mit der SkyCCD die mittlere Pointing-Ungenauigkeit verringern würde. Wesentlicher Gedanke dazu ist, dass die Abweichung eines Sternabbilds von der erwarteten Position in der SkyCCD durch eine Fehlansichtung des Teleskops verursacht wird. Deshalb sollte man dieselbe Abweichung des Sterns auf dem Kameradeckel in der LidCCD sehen. Die Residua der einzelnen Messpunkte nach Anwendung der jeweiligen Pointing-Modelle sollten

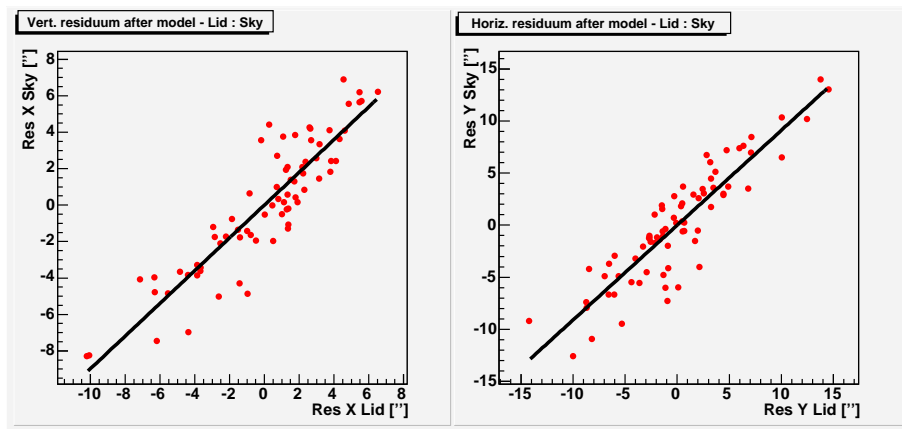


Abbildung 6.9: Residua der Datenpunkte nach Anwendung der Pointing-Modelle für SkyCCD- und Kameradaten. Man erkennt, dass jeweils die vertikalen und die horizontalen Residua stark korreliert sind.

demzufolge korreliert sein.

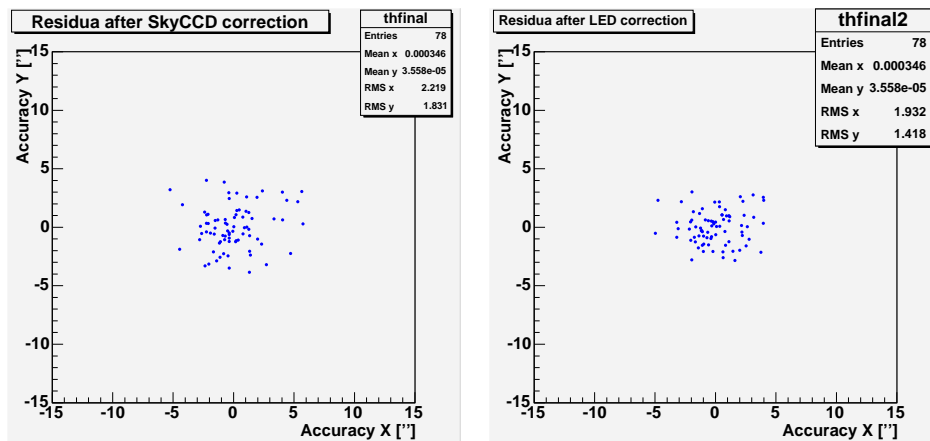


Abbildung 6.10: Links: Verteilung der Datenpunkte in der Kameraebene (wie in Abb. 6.7), weiter korrigiert um das mittels der SkyCCD gemessene Mispointing. Rechts: Der gleiche Datensatz, zusätzlich um das mit den LEDs gemessene Mispointing korrigiert.

Dies wird glänzend von den Daten bestätigt (s. Abb. 6.9). Die Korrelation zeigt, dass ein wesentlicher Teil der Ungenauigkeit der Kameradaten nach Anwendung des Pointing-Modells tatsächlich auf ein mit der SkyCCD messbares Mispointing zurückführbar ist.

Die gleiche Argumentationskette gilt für die LED-Korrektur. Man erwartet eine Korrelation zwischen Abweichung der LED-Position von der erwarteten Position und den Residua nach der SkyCCD-Korrektur. Es zeigt sich, dass diese Korrelation schwach vorhanden ist, so dass man eine weitere moderate Verbesserung der Pointing-Kontrolle erreicht.

Damit macht es Sinn, das in der online gemessene Mispointing auf die Daten des Kameramodells anzuwenden. Die verbleibende Verteilung (s. Abb. 6.10) ist sehr klein. Sie übersteigt kaum die theoretische Grenze von rund 2" je Achse. Die Breite dieser Verteilung kann als Schätzwert für die nach Modell und SkyCCD-Korrektur verbleibende Pointing-Unsicherheit gelten.

Damit ist gezeigt, dass das Pointing der H.E.S.S.-Teleskope im Prinzip bis auf Bogensekunden-Niveau verstanden werden kann.

6.7 Anwendung der Pointing-Korrektur

Die geometrische Kalibration der H.E.S.S.-Daten erfolgt mit Hilfe von zwei `Sash::Maker`, bzw. mit drei, falls die SkyCCD-Korrektur angewendet wird. Dabei werden die Koordinaten-Systeme des Baumes in Abb. 4.1 aufgesetzt, so dass nachfolgende `Maker` Koordinaten vom `CameraSystem` in das `NominalSystem` transformieren können. In den kalibrierten DST-Files, die zur weiteren Analyse dienen, sind dann alle Positionsangaben im `NominalSystem` gemacht, so dass die Teleskop- und Beobachtungs-spezifischen Pointing-Abweichungen herausgerechnet sind.

Der erste Schritt stellt die Berechnung des nominellen Pointings dar. Damit werden die Systeme `TiltedSystem`, `NominalSystem`, `TiltedTelescopeSystem` und `TelescopeSystem` miteinander verbunden, da die entsprechenden Transformationen nur von der nominellen Teleskopausrichtung abhängen. Die Berechnung wird im `NominalPointingMaker` ausgeführt. Dabei wird für das Array-Pointing die Richtung der Quelle inklusive der Wobble-Offsets angesetzt, die Ausrichtung der einzelnen Teleskope kann davon abweichen, wenn im Convergent-Modus beobachtet wird. Es werden Objekte vom Typ `NominalPointing` und `NominalTelescopePointing` erzeugt, die von der entsprechenden `System`-Klassen geerbt sind.

Der zweite Schritt stellt die Verbindung von `TelescopeSystem` und `CameraSystem` her. Die Transformationsparameter werden durch den `CorrectionMaker` in Objekten vom Typ `PointingCorrection` gespeichert. Sie werden aus dem vom Benutzer angegeben Pointing-Modell berechnet, wobei die für den jeweiligen Zeitpunkt gültigen Parameter automatisch aus einer Datenbank eingelesen werden. Aus den Parametern und der Funktionalität des Modells kann dann aus dem bereits bestimmten `Sash::NominalPointing` die Pointing-Korrektur berechnet werden. Nach diesem Schritt sind alle Rekonstruktionssysteme korrekt miteinander verbunden. Aus Performance-Gründen wird die Pointing-Korrektur nur alle 0.1 s neu berechnet und nicht für jedes Event.

Falls die SkyCCD-Korrektur verwendet wird, wird direkt nach dem `CorrectionMaker` der `MispointingMaker` angewendet. Für eine Korrektur müssen SkyCCD-Daten vorliegen. Sie bestehen im Wesentlichen aus der Information, an welcher Stelle ein Stern auf dem SkyCCD-Chip vorgefunden wurde. Da auch für die SkyCCD ein Pointing-Modell vorhanden ist, kann man die gemessene Position in Himmelskoordinaten transformieren. Mit Hilfe der Klasse `SkyMap` lässt sich leicht ermitteln, ob innerhalb von 20" ein Stern im Tycho-Katalog liegt. Wenn dies der Fall ist, wird die erwartete Lage des Sterns auf dem SkyCCD-Chip berechnet und mit der gemessenen verglichen. Die Abweichung wird als momentanes Mispointing interpretiert, und es wird schließlich das vorhandene `PointingCorrection`-Objekt dementsprechend verändert. Man muss allerdings nicht für jede SkyCCD-Messung neu im Sternkatalog nach einem Objekt suchen, falls dieses bereits gefunden ist. Dies geschieht als Konsistenz-Check etwa jede fünfzigste Messung.

Eine kleine Verbesserung des geschilderten Schemas wäre es, statt des nominellen Teleskop-Pointings das tatsächlich gemessene einzusetzen. Dies würde automatisch für die im Tracking-Controller mit 4Hz gemessenen Abweichungen korrigieren. Zur Zeit wird darauf verzichtet, da aus vielen Tests bekannt ist, dass das Tracking-System ein RMS der Abweichungen von weniger als 2" hat. Die Berechnung der nominellen Ausrichtung ist

schnell und sicher möglich, während das Lesen der Tracking-Daten langsamer und fehleranfälliger ist. Lediglich während der Spikes, die in den Tracking-Daten auftreten, wenn das Teleskop über Schweißnähte in den Schienen läuft, übersteigt die Abweichung 10". Dies scheint aber angesichts der zeitlichen Kürze der Spikes unkritisch, da nur wenige Ereignisse betroffen sind.

Die SkyCCDs sind mit Inbetriebnahme des vierten Teleskops zu Beginn des Jahres 2004 in die Standard-Run-Konfiguration aufgenommen worden. Da in dieser Arbeit lediglich Daten des Jahres 2003 analysiert werden, ist also noch keine SkyCCD-Korrektur mit in die Ergebnisse eingeflossen. In Kap. 7 zeigt sich, dass die SkyCCD-Korrektur auch noch keinen Sinn gemacht hätte, da noch systematische Probleme mit den Pointing-Modellen aufgetreten sind.

6.8 Das Online-Modul für die SkyCCD

Die SkyCCD wird während der Datennahme betrieben. Dies impliziert, dass das CCD-Steuerprogramm in die normale DAQ-Software (s. Kap. 3.3.2) passen muss. Es ist deshalb als **Controller** ausgeführt, der intern die Low-Level-Kommunikation mit den CCDs ausführt.

Wird der Prozess gestartet, so wird aus seinem Namen (z.B. "CT2/SkyCCD") der korrekte Datensatz für die Kamera aus der Datenbank ermittelt und gelesen. Beim Konfigurationsschritt werden dann die Parameter eingelesen, die den jeweils verwendeten Modus beschreiben. Außerdem wird eine Kette von **Maker** aufgesetzt, die der Bildanalyse dienen. Somit sind die erzeugten Datenobjekte nicht notwendigerweise die direkten Bilder sondern können auch Listen von Spots sein, die in der Analyse ermittelt wurden. Dies entspricht einer drastischen Reduktion der zu speichernden Datenmenge.

Im Zustand *Running* nimmt die Kamera so oft wie möglich Bilder und analysiert sie. Zunächst wird ein Vollbild ausgelesen und es wird der hellste Stern bestimmt, der nicht zu nahe am Rand des Chips liegt. Wird kein passender Stern gefunden, so wird die Belichtungszeit erhöht und erneut nach einem Stern gesucht. Dies wird so lange iteriert, bis die eingestellte Maximal-Belichtungszeit erreicht ist (typischerweise 10 s).

Wenn ein geeigneter Lichtfleck gefunden wurde, wird nur noch ein kleines Fenster um diesen Stern herum ausgelesen. Dadurch wird die Frequenz der Bildnahme erhöht. Nach jedem Bild wird das Auslesefenster neu bestimmt, um so der Bewegung des Sterns durch die Bildfeldrotation zu folgen. Außerdem wird jeweils die Belichtungszeit angepasst, so dass ein optimaler Kompromiss zwischen Dauer einer Aufnahme und Kontrast im Bild erreicht wird. Nach einer vorgegebenen Zahl an Aufnahmen (oder wenn der gefundene Stern in der nächsten Aufnahme nicht mehr zu sehen ist) wird wieder ein Vollbild ausgelesen und die Prozedur beginnt von neuem.

Die Bildanalyse besteht aus bis zu vier **Maker**. Der erste dient dazu, Spots in einem gewonnenen Bild zu finden. Dabei ist die Methode zur Analyse über die Konfiguration einstellbar. Es werden zum Beispiel für die LED-Bilder Funktionen verwendet, die nur den jeweils hellsten Bildpunkt in gewissen Teilbilder finden. Der Spot eines Sterns wird dagegen mit einem in [Gi 1999] beschriebenen Algorithmus bestimmt. Außerdem steht noch eine Routine aus [De 1997] zur Verfügung, mit der sternartige Objekte in einem Bild gefunden werden. Sie wird zur schnellen Analyse der Vollbilder eingesetzt.

Die weiteren **Maker** dienen dazu, das Bild in einem externen Displayer auf dem Bildschirm zu zeigen, das Bild im FITS-Format abzuspeichern, oder die gefundene Liste an Spots in

einem ASCII-File zu speichern. Das beschriebene Programm erlaubt außerdem wesentlich mehr Konfigurationen als hier beschrieben. So kann es auch zur Auslese der LidCCDs verwendet werden, was für die Durchführung der Pointing-Messungen wichtig ist.

Kapitel 7

Unabhängige Pointing-Tests

Es wurden zahlreiche unabhängige Tests durchgeführt, um die Zuverlässigkeit der Pointing-Korrekturen abzuschätzen. Diese Tests sind hier beschrieben.

7.1 Konsistenz der Pointing-Modelle

Ein wichtiger Test ist die Überprüfung, ob die Pointing-Modelle in sich konsistent sind. Dazu könnte man die vorhandenen Daten eines Satzes an Messungen in zwei Sub-Sätze aufteilen, um zu testen, wie gut die eine Hälfte der Daten durch den Fit an die andere Hälfte beschrieben wird.

Hier wurde diese Methode etwas abgewandelt, und es wurden für alle Teleskope zwei Datensätze verglichen, die im Abstand von zwei Tagen in Form von Vektorfeldern dargestellt aufgenommen wurden, während derer sich die Teleskopmechanik sicher nicht geändert hat. Die so erhaltenen Modelle wurden verglichen, indem für 18 Azimut-Bins mal acht Altitude-Bins die Differenzen der vorhergesagten Translationen beider Modelle histogrammiert wurden. Aus den Histogrammen ergab sich eine mittlere Verschiebung zwischen je zwei Modellen und ein Maß für die Genauigkeit dieser Verschiebung aus der Breite der Verteilung. Bei identischen Modellen erwartet man eine mittlere Verschiebung von null.

Das Ergebnis der Messungen vom 4. und 6. Februar 2004 war (zum Vergleich ist auch die erwartete Genauigkeit des jeweiligen Modells mitangegeben):

Teleskop	Δx	ΔY	Residuum Modell
CT-1	$0.1'' \pm 1.4''$	$3.8'' \pm 1.2''$	6.3''
CT-2	$0.8'' \pm 2.9''$	$6.3'' \pm 1.4''$	8.5''
CT-3	$0.4'' \pm 4.0''$	$4.3'' \pm 1.7''$	8.4''
CT-4	$3.9'' \pm 2.2''$	$2.7'' \pm 1.7''$	6.5''

Die Tatsache, dass die mittleren Verschiebungen signifikant, aber gering von null abweichen, erklärt sich aus den Winkelgebern der Teleskope. Wird das Tracking-System eingeschaltet, so werden die Winkelgeber neu absolut referenziert. Dies geschieht mit einer internen Auflösung von etwa $10''$. Anschließend können die Winkelgeber (und damit der Tracking-Algorithmus) die Position relativ zu dieser Marke wesentlich genauer halten (auf rund $1''$ genau). Dies kann also zu den gemessenen Abweichungen führen. Bei der Abschätzung der Genauigkeit des Modells wird dieser Effekt durch einen Term von $10''/\sqrt{12} = 2.9''$ berücksichtigt.

Bei einem Vergleich der Parameter verschiedener Modelle ist zu beachten, dass die einzelnen Parameter nicht streng unabhängig voneinander sind. So unterscheiden sich bei-

spielsweise die Kamera-Offsets der beiden Modelle stärker voneinander, als es die Daten in obiger Tabelle vermuten lassen würden. Die Erklärung dafür ist, dass sich andere Parameter (wie etwa der Winkelgeber-Offset im Azimut) gleichzeitig geändert haben, so dass die resultierenden Modelle wieder sehr ähnlich sind.

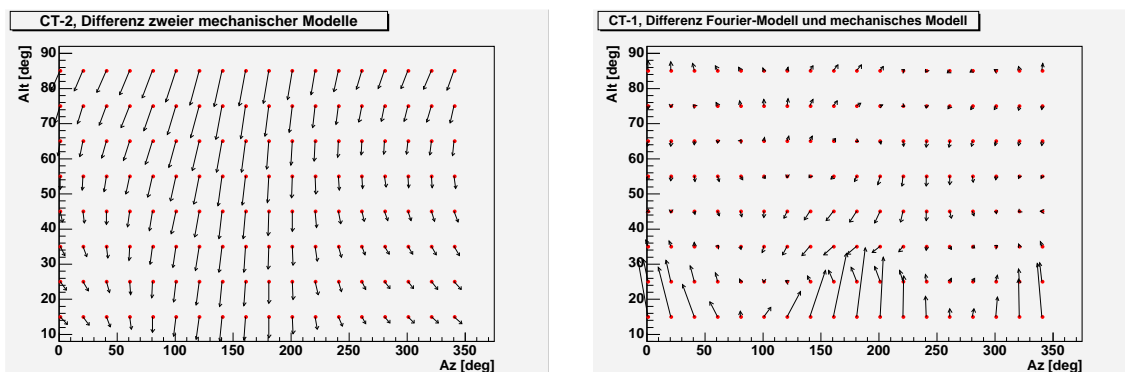


Abbildung 7.1: Links: Differenz der beiden mechanischen Modelle von CT-2, die am 4. und 6. Februar 2004 gewonnen wurden. Die Vektoren sind 1440 Mal vergrößert gezeichnet. Die mittlere Abweichung ist sichtbar von null verschieden, entsprechend den Werten der Tabelle in Kap. 7.1. Rechts: Differenz des Fourier-Modells von CT-1 und des mechanischen, jeweils basierend auf den Daten vom 4. Februar 2004. Man erkennt, dass in dem Bereich, in dem keine Messungen vorlagen (vgl. Abb. E.1.1), die Abweichungen groß werden.

7.1.1 Vergleich mechanisches & Fourier-Modell

Ein weiterer Konsistenz-Check besteht darin, die Vorhersagen des verwendeten mechanischen Modell mit einem Fourier-Modell zu vergleichen. Man erwartet, dass die Abweichungen in der Größenordnung der Genauigkeit der Modelle liegen. Es können die gleiche Methoden wie in Kap. 7.1 verwendet werden.

Verglichen wurde mit einem Fourier-Modell der Ordnung $k = 2$, das 49 Parameter je Achse aufweist. Diese Modell beschreibt die Daten durch die höhere Parameterzahl natürlich etwas besser als das mechanische (typisch ist ein RMS von 5"). Allerdings neigt es dazu, in schlecht überdeckten Himmelsbereichen unrealistisch große Korrekturen vorherzusagen. Dies ist die Ursache für die Abweichungen in Abb. 7.1, rechts.

Die resultierenden Verteilungen der Differenzen haben folgende Mittelwerte (\pm RMS):

Teleskop	Δx	ΔY
CT-1	$1.4'' \pm 7.8''$	$-1.0'' \pm 6.5''$
CT-2	$0.8'' \pm 5.4''$	$-0.9'' \pm 6.3''$
CT-3	$0.5'' \pm 7.1''$	$-3.9'' \pm 6.0''$
CT-4	$-0.7'' \pm 3.6''$	$-0.8'' \pm 5.4''$

Dies entspricht der Erwartung. Die Modelle können im Rahmen der Genauigkeit als identisch angesehen werden. Wegen der geringeren Parameterzahl bei nur moderat schlechteren Residuen und der Interpretierbarkeit der Parameter wird jedoch das mechanische Modell bevorzugt.

7.1.2 Reproduzierbarkeit der Lage der Cone-Platte

Das Design der Kamera sieht vor, dass für Wartungsarbeiten an den Drawern oder Pixeln die Cone-Platte abmontiert wird. Es stellt sich deshalb die Frage, inwiefern sich ihre Lage und damit die Lage des Kamerazentrums nach einem Wiedereinbau geändert hat.

Dazu wurde im Februar 2004 die Cone-Platte von CT-4 einmal testweise aus- und wieder eingebaut. Die Positionen der LEDs wurden vorher und nachher bei vier verschiedenen Altituden bestimmt, so dass die Verschiebung der Cone-Platte gemessen werden konnte. Das Ergebnis war eine Veränderung der Lage um

$$\begin{aligned}\Delta x &= 4.0'' \pm 1.9'' , \\ \Delta y &= 5.6'' \pm 1.9'' .\end{aligned}$$

Der Effekt ist also etwas kleiner als die Genauigkeit der Pointing-Modelle. Allerdings ist nicht klar, ob bei echten Wartungsarbeiten identische Bedingungen vorliegen, da dann eventuell auch Drawer ausgetauscht werden, an denen die Cone-Platte befestigt ist. Die gemessenen Werte stellen also eine Untergrenze der Reproduzierbarkeit dar. Deshalb wurde ein kleines Skript entwickelt, mit dem man vollautomatisch LidCCD-Aufnahmen der Pointing-LEDs bei einigen Altituden gewinnen kann. Dieses Skript muss nach einem Ausbau einer Cone-Platte für das entsprechende Teleskop ausgeführt werden, um die Kamera-Offsets im Pointing-Modell wieder zu erhalten.

7.1.3 Bestimmung der Drehwinkel mit Sekundärsternen

Ein weiterer Test betrifft den Drehwinkel zwischen dem LidCCDSystem und dem Lid-TiltSystem, der ja a priori bestimmt wird. (s. Tabelle in Kap. 6.4.3). Dieser Winkel ist wichtig, um Messpunkte in der LidCCD korrekt mit den Himmelskoordinaten in Beziehung zu setzen.

Bei manchen Aufnahmen der LidCCD in den Pointing-Daten sind neben dem eigentlich angefahrenen Stern auch Sekundärsterne im Gesichtsfeld zu finden. Die Lage eines Sterns kann bei bekannter Geometrie (wenn also alle Systeme aus Abb. 6.2 korrekt aneinander gekettet wurden) in jedem System berechnet werden. Damit kann man die gefundene Position mit der erwarteten vergleichen und einen möglichen Fehler des Winkels Φ_{Lid} entdecken. Dies ist insbesondere deshalb wertvoll, da er aus anderen Daten bestimmt wurde, so dass sich etwa Vorzeichenfehler leicht ergeben könnten.

Um den Winkel zwischen dem eigentlich angefahrenen Stern und einem Sekundärstern zu bestimmen, sucht man im gleichen CCD-Bild um die erwartete Position des Sekundärsterns herum einen zweiten Spot. Durch die nach außen schlechter werdende Abbildungsfunktion der Teleskopoptik sind die Sekundär-Spots sichtbar verzeichnet (vgl. Abb. 3.9). Die Lage des Schwerpunkts ist deshalb schlechter definiert. Allerdings erfolgt die Verzeichnung vor allem in radialer Richtung, so dass der Winkel zwischen primärem und sekundärem Spot in nullter Näherung unbeeinflusst bleibt.

Für die Messungen vom 6. Februar 2004 ergaben sich aus zehn Aufnahmen mit geeigneten Sekundärsternen folgende mittlere Differenzen zwischen den gemessenen und den erwarteten Drehwinkeln:

Teleskop	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
$\Delta\Phi_{Lid} [^\circ]$	0.028 ± 0.102	-0.027 ± 0.051	-0.105 ± 0.073	0.0007 ± 0.0826

Damit ist gezeigt, dass die verwendeten Werte für die Φ_{Lid} korrekt sind.

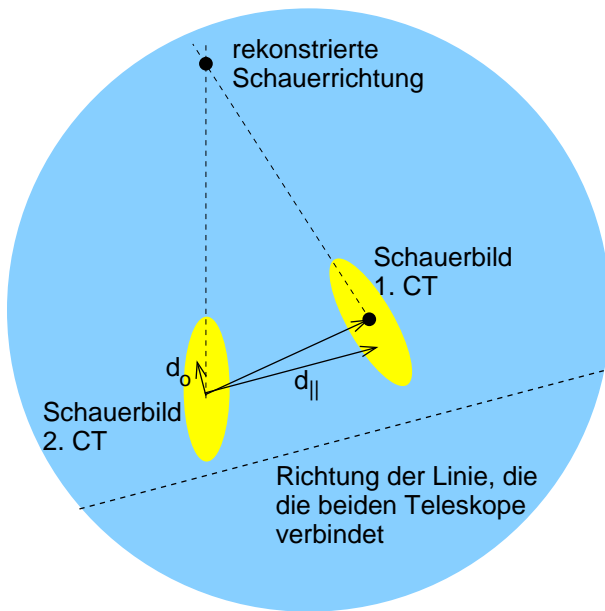


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung des Tests zur geometrischen Kalibration des Arrays, bei dem Schauerbilder in zwei Teleskopen miteinander in Bezug gesetzt werden.

7.2 Tests mittels Schauerbilder

Ein Test der Pointing-Korrekturen ist auch mit Cherenkov-Bildern möglich, die in mehr als einem Teleskop gesehen werden. Ein prinzipielles Problem bei der Verwendung von Schauerbildern ist, dass die Kameraantwort und der Kameratrigger keine Gradienten über das Gesichtsfeld zeigen dürfen. Derartige Fehler kommen durchaus häufig vor und können eine falsche Pointing-Korrektur vortäuschen. Ein Gradient des Kameratriggers führt etwa dazu, dass die Mittelung über viele Schauer nicht wie erwartet einem Schauer in der Mitte der Teleskope entspricht. Ein Gradient durch mangelhaftes Flatfielding in der Kalibration führt dagegen dazu, dass alle Schauerbilder etwas versetzt erscheinen. Eine grobe Abschätzung zeigt, dass ein Gradient ∇ (in $1/^\circ$) für Schauerbilder der Ausdehnung x (in $^\circ$) in etwa eine Verschiebung Δ der Größenordnung

$$\Delta [^\circ] = \frac{\nabla \cdot x^2}{6(2 + \nabla \cdot x)} \quad (7.1)$$

ergibt. Für $x = 1^\circ$ ergibt sich bei einem Gradienten von $10\%/5^\circ$ der Wert von Δ zu $6''$. Auch dieser Effekt ist über die Schauerbilder allein nicht von einer fehlerhaften Pointing-Korrektur zu unterscheiden.

Für die folgenden Überlegungen sei der Idealfall eines uniform leuchtenden Schauers angenommen, dessen Achse in der Mitte zwischen zwei perfekt kalibrierten und homogen triggernden Teleskopen den Erdboden schneidet.

Überlagert man zwei simultane Schauerbilder in einem gedachten Gesichtsfeld des NominalSystem, so erwartet man, dass die beiden Schwerpunkte auf einer Linie liegen, die parallel zur Richtung des Vektors \vec{t}_{12} ausgerichtet ist, der die beiden Teleskope im parallelen TiltedSystem verbindet. Eine Komponente des Differenzvektors \vec{d}_{12} der beiden Schwerpunkte senkrecht zu \vec{t}_{12} deutet auf einen Fehler in der geometrischen Kalibration des Arrays hin. Die parallele Komponente mit Länge $d_{||}$ entspricht dagegen der Höhe des beobachteten Schauers gemäß

$$h = \frac{|\vec{t}_{12}|/2}{\tan(d_{||}/2m)}. \quad (7.2)$$

Die Verteilung der beiden Komponenten ist in Abb. 7.3 beispielhaft für einen Daten-Run gezeigt.

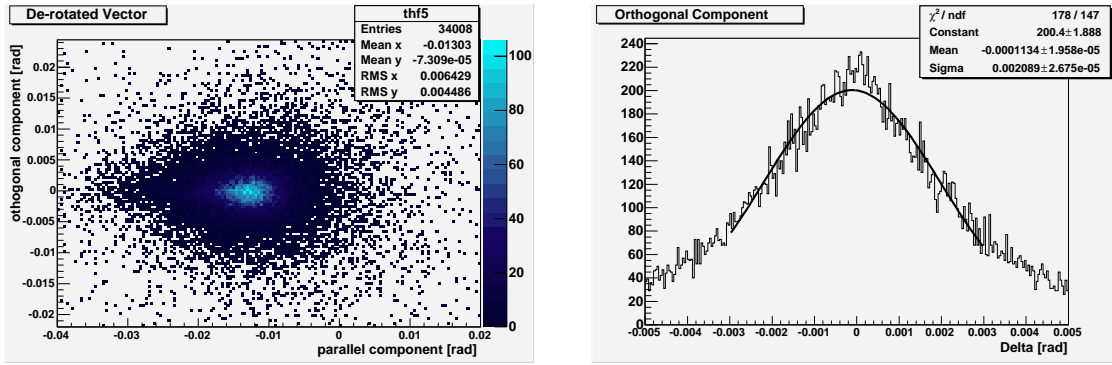


Abbildung 7.3: Links: Die orthogonale Komponente des Differenzvektors \vec{d}_{12} aufgetragen gegen die parallele Komponente für einen Daten-Run. Rechts: Projektion der Verteilung auf die senkrechte Achse. Man erkennt, dass die Verteilung der orthogonalen Komponente etwa bei null ihren Höchstwert erreicht, aber um rund 20" zu negativen Werten verschoben ist.

Die Bedingung, dass der Schauer in der Mitte aufgetroffen ist, ist für die Analyse nicht zwingend, da man für andere Schauer lediglich eine geometrische Abweichung erhält, die man korrigieren könnte. Einfacher ist es, über viele Schauer zu mitteln. Typischerweise ist es vernünftig, über einen Run zu mitteln. Dann mittelt man zugleich auch über Schauerfluktuationen, die dazu führen können, dass ein einzelner Schauer nicht aus allen Richtungen gleich hell erscheint. Zu beachten ist, dass man sich auf die Ereignisse im Run beschränkt, bei denen die beiden betrachteten Teleskope getriggert haben. Man muss per Software also die anderen Teleskope ignorieren, da sonst der mittlere Schauer eines Runs nicht in der Mitte zwischen den beiden betrachteten Teleskopen die Erde traf.

Damit kann man versuchen, die Größe der senkrechten Komponente d_o für viele Runs zu ermitteln und zu untersuchen, inwiefern sie verschwindet. Hilfreich ist dabei die Auftragung von d_o als Funktion des Azimuts. Im Prinzip kann eine Funktionalität der Form

$$d_o(az) = D_0 + D_1 \cdot \sin(az + D_2) \quad (7.3)$$

auftreten. Für eine perfekt verstandene Geometrie erwartet man $D_0 = D_1 = 0$. Werte ungleich null haben dagegen folgende mögliche Ursachen:

- $D_0 \neq 0$: Die relative Orientierung der CameraSystems ist nicht korrekt. Die Größe des Fehlers beträgt $\phi = \arctan(D_0/d_{||})$. Es sind drei Ursachen denkbar:
 - Beide Kameras sind um einen gemeinsamen Winkel anders orientiert, als es in den Pointing-Korrekturen angenommen wird. Der Winkel Φ_{Cam} wäre also falsch bestimmt
 - Für eines oder beide Teleskope ist die horizontale Position der Teleskope falsch angenommen.
 - Die Ausrichtung des gesamten Arrays in Bezug auf die Himmelsrichtungen ist falsch. Damit entspräche die von einem Landvermesser bestimmte Nordrichtung nicht der geographischen.

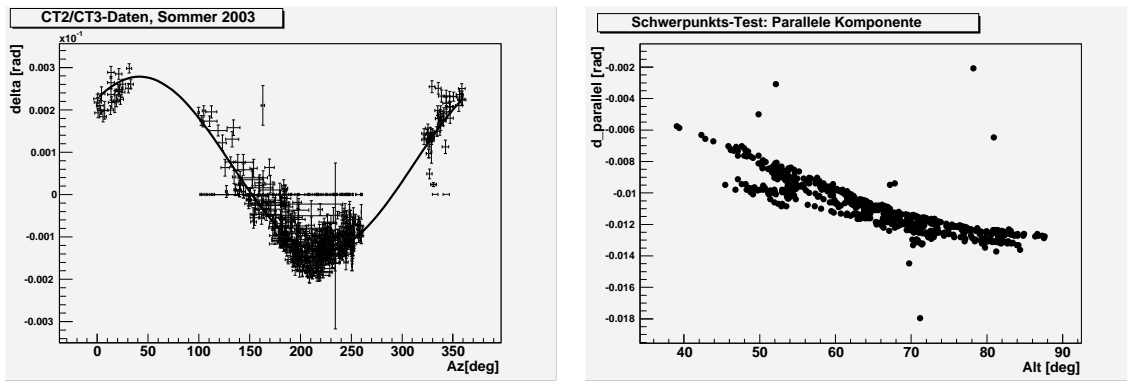


Abbildung 7.4: Links: Die vertikale Komponente des in Abb. 7.2 gezeigten Vektors als Funktion des Azimut. Deutlich sichtbar ist eine sinus-förmige Abhängigkeit mit einer von null verschiedenen Nulllage. Rechts: Die parallele Komponente als Funktion der Altitude. Man sieht, dass $d_{||}$ mit abnehmender Altitude kleiner wird, da die Schauer dann im Mittel weiter von den Teleskopen entfernt sind.

- $D_1 \neq 0$: Die relative Lage der CameraSystems ist nicht korrekt. Der relative Offset-Fehler beträgt D_1 . Je nachdem, ob die Phase D_2 parallel zum Verbindungsvektor der beiden Teleskope oder senkrecht dazu liegt, sind folgende Fehlerquellen möglich:

- $D_3 = az(\vec{t}_{12})$:

- * Der Kamera-Offset in x-Richtung in den Pointing-Korrekturen ist in mindestens einem der Teleskope falsch bestimmt.
- * Die relative Höhe der beiden Teleskope zueinander ist falsch angenommen.

- $D_3 = az(\vec{t}_{12}) - 90^\circ$:

- * Der Kamera-Offset in y-Richtung in den Pointing-Korrekturen ist in mindestens einem der Teleskope falsch bestimmt.

7.2.1 Test der 2-Teleskop-Daten

In der Zeit, in der die verwendeten 2-Teleskop-Datensätze gewonnen wurden (von Juni bis September 2003) wurden die beiden ersten Teleskope, CT-2 und CT-3, stereoskopisch betrieben. Es liegen 752 geeignete Runs vor, so dass der Schwerpunkstest mit guter Statistik durchgeführt werden konnte. Das Ergebnis ist in Abb. 7.4 (links) gezeigt.

Die Daten werden gut durch die Funktion

$$d_o(az) = (14.9'' \pm 0.2'') + (42.5'' \pm 0.2'') \cdot \sin(az + 311.6^\circ \pm 0.3^\circ) \quad (7.4)$$

beschrieben. Dieses Ergebnis ist erstaunlich. Die Amplitude ist mindestens einen Faktor 5 größer als man aus der Ungenauigkeit der Pointing-Modelle erwarten könnte. Die Amplitude entspricht 3.1 mm in der Kamera. Aus der Phasenlage ist ersichtlich, dass die y-Komponente (also die waagrechte) der Pointing-Korrektur in mindestens einem der Teleskope falsch ist - wenn es sich um einen Offset-Fehler handelt. Der Effekt dürfte in der Tat zumindest teilweise auf falsche Offsets zurückzuführen sein, da eine zweite Methode ein ähnliches Ergebnis zeigt. Sie wird in Kap. 7.4.2 vorgestellt.

Deshalb muss im Moment geschlossen werden, dass die Bestimmung der Kamera-Offsets in den Pointing-Modellen zumindest um einen Faktor 5 zu ungenau ist. Anschaulich gesprochen handelt es sich um die Bestimmung des Kamerazentrums aus den gemessenen LED-Positionen. Offensichtlich stimmt die erwartete Lage der Funnel-Matrix nicht mit der tatsächlichen überein. Es wurde implizit bei den Pointing-Modellen vorausgesetzt, dass man die Lage des Detektors aus den Pointing-LEDs bestimmen kann. Diese Annahme scheint beim momentanen Aufbau nicht mit der notwendigen Genauigkeit erfüllt zu sein. In Kap. 7.3 wurde deswegen eine alternative Methode versucht.

Dem Offset von 14.9'' entspricht eine Verdrehung, deren Größe auch von der Parallel-Komponente des Differenzvektors abhängt. In Abb. 7.4 (rechts) erkennt man, dass sie wegen der zunehmenden Schauerentfernung zu kleinen Altituden hin abnimmt. Der Mittelwert beträgt etwa 0.63°. Damit hat man $\phi = 0.38^\circ$.

Dieses Ergebnis führte dazu, dass die Teleskoppositionen nochmals vermessen wurden, da die wahrscheinlichste Erklärung eine Rotation der Array-Orientierung gegenüber der Nordrichtung schien. Dem positiven Offset entspricht eine Verdrehung des Arrays in positiver Azimutrichtung. Die Mess-Ergebnisse sind in Kap. 3.2.1 angegeben. Man erkennt, dass das gesamte Array tatsächlich um 0.18° in die vermutete Richtung gedreht ist, die Achse CT-2 \leftrightarrow CT-3 sogar um 0.2°.

7.2.2 Test der 3-Teleskop-Daten

Für den Zeitraum der 3-Teleskop-Daten gilt ein anderer Satz an Pointing-Parametern. Deshalb ist sinnvoll, den Schwerpunktstest für diese Daten zu wiederholen. Man hat folglich drei Teleskop-Paare zur Verfügung. Allerdings ist die Statistik mit 183 Runs schlechter, so dass sowohl ein einfacher Mittelwert als auch eine Funktion vom Typ Gl. 7.3 die Daten gleich gut beschreiben. Fittet man dennoch eine Sinuskurve, beschreiben die folgenden Parameter die Daten am besten:

Teleskop-Paar	D_0	D_1	D_2
CT-2 / CT-3	62'' \pm 1''	26'' \pm 2''	9.7° \pm 2.5°
CT-3 / CT-4	-0.3'' \pm 0.6''	28.0'' \pm 1''	71.0° \pm 1.3°
CT-2 / CT-4	-2.1'' \pm 0.9''	11.1'' \pm 1.6''	242 \pm 4.6°

Mit Hilfe eines kleinen Simulationsprogramms konnte ermittelt werden, wie sich die gemessenen Werte für Amplitude und Phase aus Fehlern in Kamera-Offsets bestimmen lassen. Für die ersten beiden Paare ergibt sich:

$$\begin{aligned} \Delta X_{CT_3} - \Delta X_{CT_2} &= -19'' & ; & \quad \Delta Y_{CT_3} - \Delta Y_{CT_2} = +16'' ; \\ \Delta X_{CT_4} - \Delta X_{CT_3} &= +11'' & ; & \quad \Delta Y_{CT_4} - \Delta Y_{CT_3} = -23'' . \end{aligned} \quad (7.5)$$

Analog kann man auch für das dritte Paar vorgehen. Außerdem kann man die gleiche Information unabhängig aus der Addition der beiden Zeilen in Gl. 7.5 erhalten. Das Ergebnis der beiden Varianten ist:

Aus Simulation und Tab. 7.2.2	$\Delta X_{CT_4} - \Delta X_{CT_2} = -6'' ; \Delta Y_{CT_4} - \Delta Y_{CT_2} = -8''$
Aus Addition in Gl. 7.5	$\Delta X_{CT_4} - \Delta X_{CT_2} = -8'' ; \Delta Y_{CT_4} - \Delta Y_{CT_2} = -7''$

Die Werte für das dritte Paar stimmen also miteinander überein, was ein Hinweis darauf ist, dass den angenommenen Funktionalitäten tatsächlich ein physikalischer Effekt zu Grunde liegt (wie etwa falsche Offsets in den Pointing-Modellen oder falsch angenommene Teleskoppositionen).

7.3 CCD-Bilder der Funnel-Platte

In Abschnitt 7.2 zeigte es sich, dass die Bestimmung der Kamera-Offsets in den Pointing-Modellen schwierig ist. Deshalb wurde nach einer Methode gesucht, mit der man unabhängig testen kann, ob die Lage der Cone-Platte relativ zu den Pointing-LEDs korrekt im Pointing-Modell reproduziert wird. Da die Schwierigkeit erst nach der Datennahme der Daten für diese Arbeit entdeckt wurde, und die Cone-Platten danach mehrmals aus- und wieder eingebaut wurden, war es unmöglich, den genau gleichen Detektorstatus zu reproduzieren. Die Untersuchungen dienten deshalb vor allem der Suche einer verbesserten Methode zur Offset-Bestimmung.

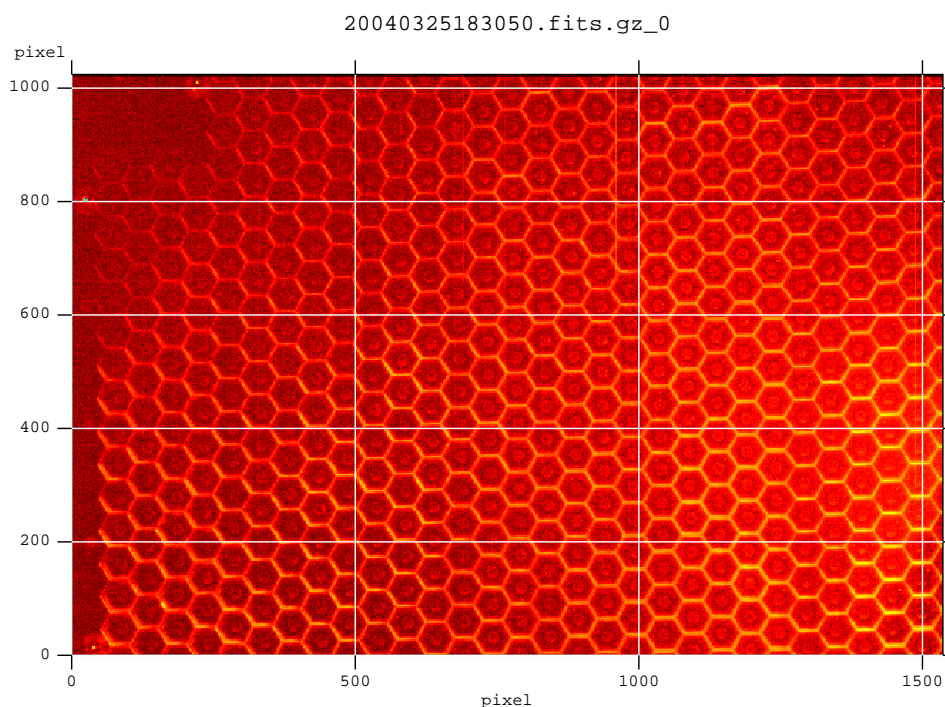


Abbildung 7.5: Beispiel für eine LidCCD-Aufnahme, bei der die Funnels schwach von der Seite beleuchtet wurden. Das hexagonale Muster tritt klar hervor.

Die grundlegende Idee ist, die Funnels schwach von der Seite zu beleuchten. Dann treten die Kanten zwischen den Funnels als sichtbare Linien in einem LidCCD-Bild auf. Wenn man zusätzlich die Pointing-LEDs im gleichen Bild sieht, kann man die Lage des Kamerazentrums auf dem LidCCD-Chip auf zwei Weisen bestimmen. Zum einen kann man analog zur Auswertung der Pointing-Daten (s. Kap. 6.4.4) das Kamerazentrum aus den LEDs ermitteln. Zum anderen kann man aus dem hexagonalen Muster der Funnels (s. Abb. 7.5) die Lage der Pixelmatrix und damit das Kamerazentrum bestimmen. Die Abweichung der beiden Zentren voneinander sollte kleiner als die Genauigkeit der Pointing-Modelle sein. Um aus dem hexagonalen Muster die optimale Ortsinformation zu erhalten, analysiert

Abbildung 7.6: Erwartete Bildstruktur in einem Funnel-Bild.

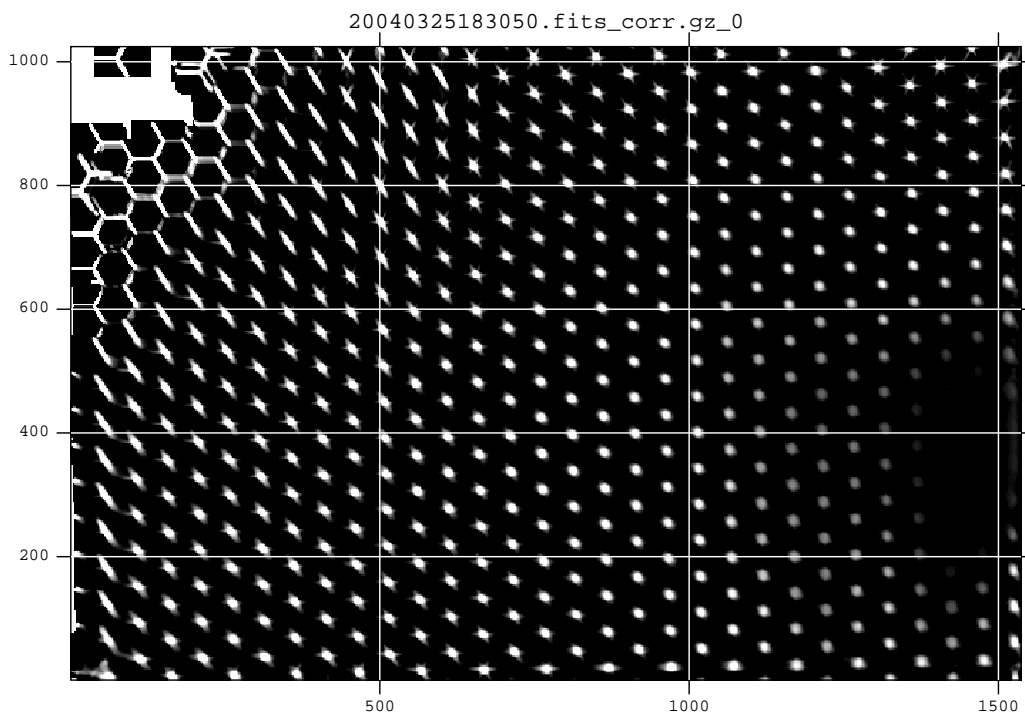
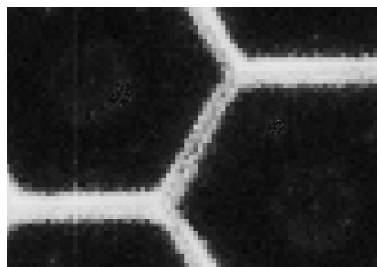


Abbildung 7.7: Faltung des Originalbilds mit der erwarteten Struktur.

man einen großen Bereich des Bilds. Konkret wird ein Teil der erwarteten Struktur (s. Abb. 7.6) sukzessive an jeder Stelle über das Original-Bild gelegt und die Korrelation des Bilds mit der Struktur errechnet. Der Korrelationskoeffizient wird dann in ein neues Bild an die entsprechende Stelle eingetragen. Dadurch erhält man die Faltung des Originals mit der Struktur. Dieses gefaltete Bild zeigt an den Stellen Maxima, an denen die verwendete Struktur optimal korreliert. Da das hexagonale Muster regelmäßig ist, erwartet man ein Bild mit einem hexagonalen Punktgitter. Das Ergebnis für die Aufnahme in Abb. 7.5 ist in Abb. 7.7 (rechts) gezeigt.

Mit dem erhaltenen Punktgitter kann man das Kamerazentrum auf vielfältige Weise finden. Hier wurde der Ansatz gewählt, Punktreihen, die sich im erwarteten Kamerazentrum schneiden, durch Geraden zu fitten (s. Abb. 7.8). Der Schnittpunkt von je zwei dieser Geraden stellt dann (ähnlich wie bei der Richtungsrekonstruktion für Luftschauer) einen Schätzwert für das Kamerazentrum dar. Damit erhält man neben der Information, wo das Kamerazentrum liegt, auch ein Maß für die statistische Genauigkeit der Methode.

Die wesentliche Systematik dieser Methode dürfte die Art der Beleuchtung darstellen. Je nachdem, unter welchem Winkel man auf die Funnel-Platte leuchtet, werden unterschiedliche Teile der Kanten am hellsten in Richtung der LidCCD reflektieren. Damit verschiebt sich die rekonstruierte Lage des Kamerazentrums mit dem Beleuchtungswinkel. Um den

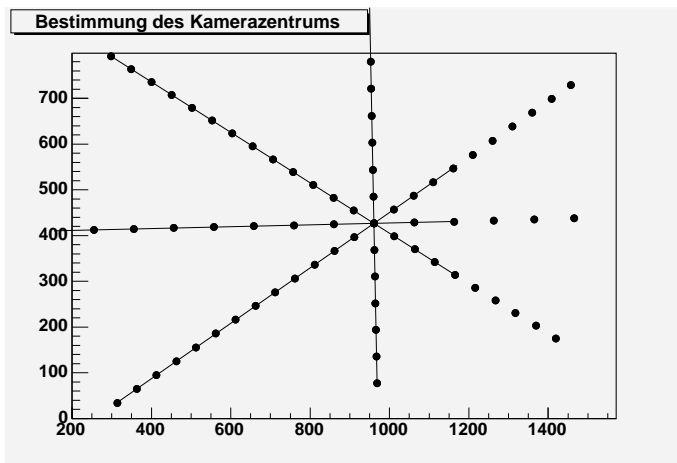


Abbildung 7.8: Bestimmung des Kamerazentrums aus dem in Abb. 7.7 sichtbaren Punktgitter.

Effekt abzuschätzen, wurden viele Bilder aus unterschiedlichen Richtungen genommen. Die Streuung der rekonstruierten Kamerazentren kann als Maß für den systematischen Fehler der Methode angesetzt werden.

Aus den Aufnahmen, die geeignet belichtet waren und erkennbar ein Punktgitter nach der Faltung zeigten, ergaben sich folgende Werte für die Differenz der auf die zwei Weisen ermittelten Kamerazentren:

Teleskop	Bildzahl	δX ["]		δY ["]	
		syst.	stat.	syst.	stat.
CT-1	2	3.0	15.8	8.4	21.6
CT-2	2	-16.7	3.2	-25.5	2.9
CT-3	3	-23.2	3.3	20.8	2.1
CT-4	10	5.3	3.8	25.9	6.4

Bislang sind also nur die Werte von CT-4 auf eine hinreichende statistische Basis gestellt. Man erkennt aber, dass die Methode erfolgversprechend ist. Der große systematische Fehler bei CT-1 rührt daher, dass eine LED sehr schlecht zu sehen war, so dass das über die LEDs definierte Kamerazentrum in den beiden Aufnahmen an sehr verschiedenen Positionen lag.

7.4 Wirkung von Sternen auf die DC-Ströme

Während der Datennahme werden auch die DC-Ströme der Photomultiplier registriert. Sie sind ein Maß für die DC-Helligkeit des Himmels an der jeweiligen Stelle, weshalb Sterne in den Kameraström-Daten zu sehen sind. Dies kann man zum Test des Pointings verwenden.

7.4.1 Konsistenz-Checks

Ein anschauliche Methode, das Pointing zu überprüfen, stellt die Auftragung der Ströme in äquatorialen Koordinaten dar. In ein Histogramm wird eingetragen, welcher Strom an welcher Himmelsposition aufgetreten ist. Wegen der Bildfeldrotation muss man dazu für jede Hochspannungsmessung (rund 10.000 pro Run) die Pixelkoordinaten in Rektaszension und Deklination transformieren. Die Bins des zu erzeugenden Histogramms, die unter dem jeweiligen Pixel liegen, erhalten dann einen Eintrag entsprechend des gemessenen

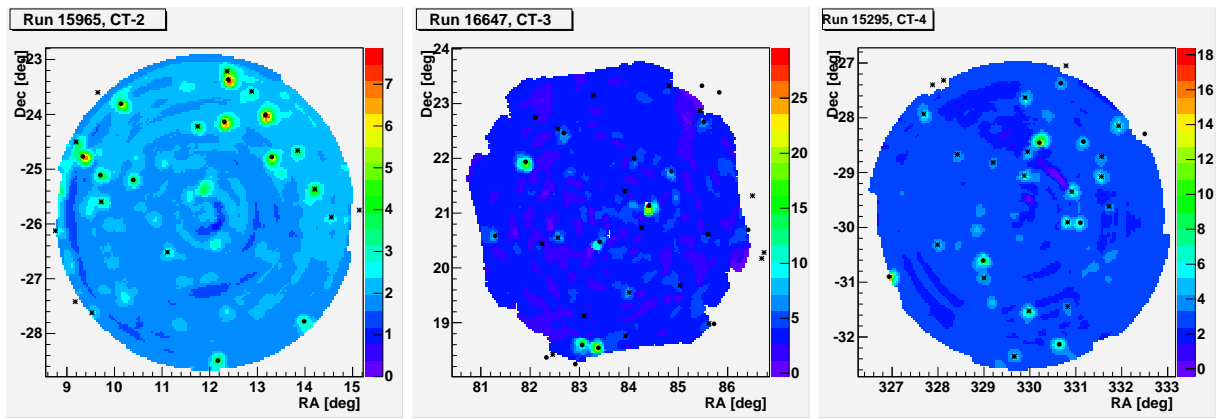


Abbildung 7.9: Drei Beispiele für die Verteilung der DC-Ströme in den Kameras in äquatorialen Koordinaten. Überlagert sind die erwarteten Position von helleren Sternen (Punkte) und schwächeren Sternen (Sterne). Man sieht die hervorragende Korrelation.

Stromwerts. Es macht sogar Sinn, feiner zu blicken als es der Detektor vorgibt, da die Sterne während eines Runs über die einzelnen Pixel hinwegwandern. Das erhaltene Bild hat in etwa die Auflösung der optischen Abbildungsfunktion.

Es sind auffällige Peaks in den DC-Strom-Histogrammen zu sehen. Aus einem Sternkatalog kann man bei bekanntem Pointing die erwartete Lage von Sternen vorhersagen. Dabei werden auch die Pointing-Korrekturen berücksichtigt. Technisch gesprochen handelt es sich einfach um eine Transformation vom RA-Dec-J2000-System in das jeweilige Camera-System. Man erwartet, dass die vorhergesagten Sterne mit der Lage der Peaks koinzidieren. Dies ist für die allermeisten Runs tatsächlich der Fall (s. Abb. 7.9).

Dieser Pointing-Test dient vor allem dazu, unabhängig zu überprüfen, ob das Teleskop wirklich an die gewünschte Stelle am Himmel gezeigt hat. Gleichzeitig stellt es einen Test für die Transparenz der Atmosphäre dar. Die Runs, in denen keine Peaks in der Stromverteilung zu sehen sind, wurden höchstwahrscheinlich unter schlechten atmosphärischen Bedingungen genommen.

Die Genauigkeit, mit der man das Pointing überprüfen kann, ist jedoch weit schlechter als die typischen Pointing-Fehler im Bereich von $20''$. Dies liegt vor allem daran, dass die Verschlechterung der Abbildungsfunktion zum Rand des Gesichtsfelds hin nicht mit in die Vorhersage der Sternpositionen einfließt. Dafür sind vertauschte Wobble-Offsets oder gar falsch übernommene Zielkoordinaten schnell in den Histogrammen ausfindig zu machen. Wegen der Anschaulichkeit sind sie auch gut zur Illustration von Veröffentlichungen geeignet. Einen numerisch interessanteren Test stellt dagegen die im folgenden Abschnitt diskutierte Methode dar.

7.4.2 Fit der Kameraposition

Ein anderes Mitglied der H.E.S.S.-Kollaboration hat eine Methode implementiert [Bg 2004], mit der man die Lage der Pixelmatrix relativ zum Himmel bestimmen kann. Hierbei werden als Referenz wieder Sterne verwendet, die sich in den Daten als Erhöhung der DC-Ströme niederschlagen. Die Grundidee ist es, die Lage und Bewegung der helleren Sterne im Gesichtsfeld im Laufe eines Runs in erwartete DC-Ströme in den einzelnen Pixeln umzusetzen. Durch Vergleich dieser erwarteten Stromkurven mit den tatsächlich

gemessenen Strömen kann man ermitteln, um welchen Betrag die Kamera zusätzlich zu den Pointing-Korrekturen verschoben und gedreht werden müsste, um die Daten optimal zu beschreiben. Diese drei Werte werden Sternkorrekturen genannt.

Die Methode wurde erfolgreich implementiert. Für Runs mit vielen hellen Sternen im Gesichtsfeld erhält man ein vernünftiges Ergebnis. Bei höheren galaktischen Breiten ist dagegen der Fit unbefriedigend.

Zu beachten ist, dass diese Methode eher ungeeignet erscheint, um Pointing-Modelle zu erzeugen. Da die Methode wirklich Zeitlinien von Strömen benötigt, braucht man also eine gewisse Mindestdauer eines Runs, die in der Größenordnung von etwa 20 Minuten liegt. Dadurch wird je nach Lage am Himmel während des Runs ein gewisser Bereich in Azimut und Altitude am Himmel überstrichen, was für die Effekte, die mit Teleskopausrichtung variieren, bedeutet, dass ihr Einfluss über einen gewissen Bereich gemittelt wird. Drei der Parameter des mechanischen Modells übertragen sich jedoch direkt: Die beiden Kamera-Offsets und die Rotation des CameraSystems gegen das NominalSystem. Sie kann man also vergleichen.

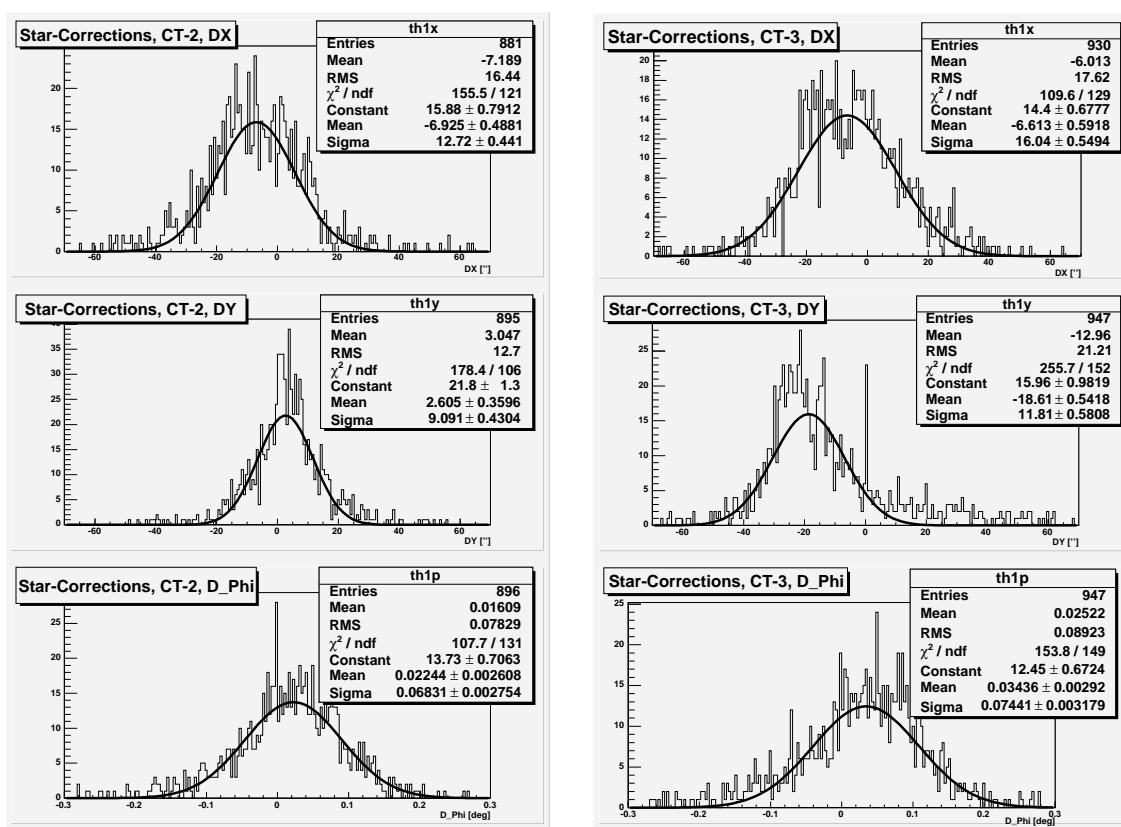
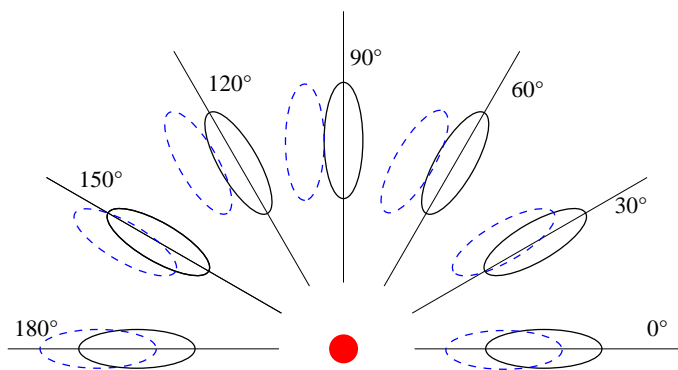


Abbildung 7.10: Die histogrammierten Sternkorrekturen nach Anwendung der Pointing-Korrekturen. Gezeigt sind die Verteilungen für CT-2 und CT-3 für die Runs zwischen Juni und September 2003.

Dies geschieht am besten auf statistischer Basis. Hat man viele Runs zur Verfügung, sollten sich diejenigen Pointing-Parameter herausmitteln, die nicht direkt die Lage der Kamera beschreiben. In einem Histogramm der Sternkorrekturen (s. Abb. 7.10) kann man deshalb die Kamera-Offsets und die Kamerarotation als Mittelwerte ablesen. Die Breite der respektiven Verteilungen können dagegen als Schätzwerte für die systematische Genauigkeit verwendet werden.

Abbildung 7.11: Veranschaulichung des Effekts eines falschen Kamera-Offsets. Ist das zweite, hier nicht gezeichnete Schaubild fehlerfrei bestimmt, muss man über die hier abgebildete Schar an Schauern (und natürlich die nicht gezeigte untere Hälfte) mitteln, um den Effekt des falschen Offsets zu erhalten.



Für die Runs des Zeitraums Juni bis September 2003 ergab sich:

Sternkorrekturen		X	Y	Φ
CT-2	Δ	$-6.9'' \pm 0.5''$	$2.6'' \pm 0.4''$	$0.022^\circ \pm 0.003^\circ$
CT-2	RMS	$12.7'' \pm 0.4''$	$9.1'' \pm 0.4''$	$0.068^\circ \pm 0.003^\circ$
CT-3	Δ	$-6.6'' \pm 0.6''$	$-18.6'' \pm 0.5''$	$0.034^\circ \pm 0.003^\circ$
CT-3	RMS	$16.0'' \pm 0.6''$	$11.8'' \pm 0.6''$	$0.074^\circ \pm 0.003^\circ$

Man erkennt, dass es einen großen Relativfehler zwischen den Y -Komponenten gibt. Das Vorzeichen ist identisch mit dem in Gl. 7.4 gefundenen. Die Amplitude ist jedoch hier einen Faktor 2 kleiner. Dass der Schwerpunktstest einen größeren Effekt zeigt, könnte etwa durch einen Gradienten in der Empfindlichkeit der Kamera verursacht sein.

Leider ist die Statistik für die 3-Teleskop-Daten deutlich schlechter. Dort konnte keine signifikante Abweichung festgestellt werden, da der statistische Fehler auf die mittlere Verschiebung typischerweise $15''$ beträgt.

7.5 Zusammenfassung: Wie gut ist das Pointing?

Für die im nächsten Kapitel folgende Datenanalyse ist es wichtig, die Ergebnisse zusammenzufassen und einen Schätzwert für den systematischen Fehler von Positionsangaben anzugeben.

Die Lage eines Punkts in der Fokalebene der Kamera, der aus den Pointing-LEDs konstruiert wird, kann nach Anhang F.5 mechanisch bis auf rund $10''$ pro Achse genau modelliert werden. Nimmt man die SkyCCD-Information (und eventuell online gemessene LED-Positionen) mit hinzu, verbessert sich dieser Wert sogar auf rund $2''$ je Achse. Dies stellt also die Genauigkeit dar, mit der das Teleskop mechanisch verstanden werden kann. Leider ist es wesentlich schwieriger, die relevante Lage der eigentlichen Detektormatrix relativ zu den Pointing-LEDs mit der gleichen Genauigkeit zu bestimmen. Dies ist zur Zeit noch nicht gelungen und limitiert folglich im Moment die Genauigkeit von Positionsangaben.

Ein gemeinsamer Offset-Fehler der Pointing-Korrekturen überträgt sich direkt auf die Positionsangaben, da dann offensichtlich beide Schaubilder um denselben Betrag in die gleiche Richtung versetzt sind, und somit gilt dies auch für die rekonstruierte Richtung. Falls für die beiden Fehler $|x_1| < |x_2|$ gilt, ist die gemeinsame Verschiebung die kleinere der beiden, also

$$\Delta x_{\text{Common}} = x_1 . \quad (7.6)$$

Ewas komplizierter verhält es sich mit Fehlern in der Relativlage der Detektoren zueinander. Im folgenden sei das eine Schauerbild als korrekt angenommen, das andere sei um einen bestimmten Betrag verschoben. Da die Schauerbilder von TeV-Quanten, die von der Quelle herrühren, auf die Quelle zeigen, muss man über ein Schar von Schauerbildern mitteln, die auf die Quelle zeigen (s. Abb. 7.11). Schauerbilder senkrecht zur Richtung des Offset-Fehlers führen im Mittel zu einem Versatz von der Größe des Offset-Fehlers. Schauerbilder in Richtung des Offset-Fehlers erzeugen dagegen keinen Versatz der rekonstruierten Quellrichtung. Die Mittelung ergibt, dass sich der Relativfehler $x_2 - x_1$ nur zur Hälfte auf die Quellrichtung auswirkt:

$$\Delta x_{\text{Relative}} = \frac{x_2 - x_1}{2} . \quad (7.7)$$

Damit ist der summierte Effekt des gemeinsamen Offset-Fehlers und des Relativfehlers durch die Hälfte der Summe der beiden absoluten Offsets gegeben:

$$\Delta x = \Delta x_{\text{Common}} + \Delta x_{\text{Relative}} = x_1 + \frac{x_2 - x_1}{2} = \frac{x_1 + x_2}{2} . \quad (7.8)$$

Dies stellt jedoch immer noch eine obere Grenze für die Genauigkeit der Position dar, wenn man im Wobble-Modus beobachtet. Da man typischerweise viele Runs und damit ebenfalls viele Orientierungen des Gesichtsfelds kombiniert, verringert sich der Netto-Effekt eines falschen Kamera-Offsets.

Für die Daten des Sommers 2003, bei denen relativ gesichert ist, dass die y-Komponente der CT-3-Pointing-Korrektur falsch ist, kann man versuchen, den Offset-Fehler zusätzlich bei der Analyse zu berücksichtigen. Dies wird in Kap. 9.1 versucht. Dann sollte der verbleibende Pointing-Fehler in etwa dem aus den Pointing-Modellen entsprechen. Im folgenden wird für diese Daten ein Wert von 10" für den systematischen Fehler der Positionsbestimmung angenommen.

Leider kann man die Offset-Fehler für die Daten der Herbstmonate 2003 nicht bestimmen. Deshalb muss man pessimistischerweise davon ausgehen, dass sie ähnlich groß wie in Gl. 7.4 sind. Dies ist auch mit den vorläufigen Ergebnissen aus Kap. 7.3 konsistent. Damit ergibt sich eine Ungenauigkeit von 20" auf Positionsangaben.

Für beide Perioden erkennt man, dass die Anwendung einer SkyCCD-Korrektur keinen Sinn gehabt hätte, da die geschilderten Probleme ihre Ursache darin haben, dass man die relative Lage von Detektor und Pointing-LEDs nicht genau genug messen kann. Es ergeben sich folgende Verbesserungsvorschläge für die nahe und fernere Zukunft:

- Es wäre sinnvoll, ein anderes Objektiv auf die LidCCD setzen. Bei einer Brennweite von 135 mm hätte man (bei entsprechend reduzierter Ortsauflösung) alle acht Pointing-LEDs im Gesichtsfeld. So könnte man die Lage des Kamerazentrums genauer bestimmen und eventuelle Probleme mit einzelnen Pointing-LEDs identifizieren (wie sie im Moment etwa bei CT-3 vorliegen). Außerdem erhält man einen Schätzwert für den Fehler auf die Bestimmung.
- Man könnte versuchen, die Funnel-Kanten deutlich reflektierender zu machen und so auch mit frontaler Beleuchtung (die also keine Systematik erzeugt) Funnel-Bilder im Sinn von Kap. 7.3 zu machen.
- Es könnte helfen, die Funnel-Oberkanten in einer präzise gefertigten Lochmatrix zu fixieren. Damit würde die Lage einer Metallplatte die Detektorposition definieren.

Kapitel 8

Analyse von Cherenkov-Daten

In diesem Kapitel wird die Analyse von H.E.S.S.-Daten beschrieben. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Erstellung von Himmelskarten und der Positionsbestimmung. Auf die Bestimmung von Energiespektren wurde verzichtet. Zum einen ist diese Frage von anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe gründlich untersucht worden, zum anderen unterstreicht dies die Tatsache, dass neben den bisher vorherrschenden spektralen Untersuchungen auch ein morphologischer Ansatz zur Unterscheidung zwischen verschiedenen Modellen für die jeweilige Quelle beitragen kann.

8.1 Kalibration der Daten

Für die Analyse werden die Rohdaten mit Hilfe eines Datenaufbereitungs-Moduls kalibriert. Man möchte für jedes Pixel ein gutes Maß für die registrierte Lichtintensität erhalten. Meist wird diese (etwas unpräzise) in Einheiten von Photoelektronen angegeben. Genauer müsste man von “kalibrierten Photoelektronen” oder “Photon-Einheiten” sprechen, da das Ziel der Kalibration ja gerade ist, die individuelle Antwort der einzelnen Photomultiplier aus den registrierten Signalen herauszurechnen.

Das korrigierte Signal aus jedem der beiden Kanäle (**H**igh-**G**ain und **L**ow-**G**ain) errechnet sich aus

$$S_{HG/LG} = \frac{A_{HG/LG} - P_{HG/LG}}{\gamma_{HG/LG}} \cdot FF . \quad (8.1)$$

Hier meint A das Signal des ADCs. An Kalibrationskonstanten treten auf: Der ADC-Wert der Null-Linie P (“Pedestal”), den Verstärkungsfaktor γ des jeweiligen Kanals (“Gain”) und der Flatfield-Koeffizient FF des Pixels. Insgesamt sind also fünf Konstanten pro Pixel zu bestimmen.

Sind diese Werte bekannt, können die Rohdaten kalibriert werden. Im gleichen Schritt werden die Hillas-Parameter berechnet. Das resultierende Datenfile (“DST”) ist wesentlich kleiner als das Rohdatenfile, da nur noch die kalibrierten Signalpixel und die Hillas-Parameter abgespeichert werden. Es dient als Input für die jeweiligen Analyseprogramme. Für die Analyse dieser Arbeit wurden nur solche bereits kalibrierte Daten verwendet.

Die zeitliche Entwicklung der Kalibrationskonstanten wird regelmäßig verfolgt. Dies erlaubt, den Detektorstatus zu überwachen und mögliche Probleme zu identifizieren. Außerdem kann man Zeiträume, in denen die Parameter hinreichend konstant waren, zu sogenannten Kalibrationsperioden zusammenfassen.

8.1.1 Pedestal-Bestimmung

Für eine Kamera mit geschlossenem Deckel erwartet man eine Pedestal-Position P von etwa $16 \cdot 900 \text{ mV} \cdot \text{ADC} / 1.22 \text{ mV} \approx 11800 \text{ ADC}$. Die Position schwankt etwas durch das Rauschen der Elektronik. Typische Werte für das elektronische Rauschen sind 16 ADC für den High-Gain und 6 ADC für den Low-Gain. Die Lage dieses elektronischen Pedestal-Werts ist relativ temperaturempfindlich. Deshalb wird in einem Beobachtungs-Run alle 5.000 Events (entsprechend rund 20 s) der Wert neu berechnet.

Ist der Kameradeckel geöffnet, tritt neben Signalen aus Cherenkov-Licht auch das schwache, konstante Leuchten des Himmelshintergrunds in die Photomultiplier. Dadurch werden die Signale verrauscht. Die Breite der ADC-Verteilung, in die nur Signale eingetragen werden, die kein Cherenkov-Licht enthalten, wird also größer. Typisch sind Werte von rund 100 ADC . Die Lage ändert sich jedoch nicht, da der Photomultiplier kapazitiv an die Auslekette gekoppelt ist, und der Himmelshintergrund einem DC-Signal entspricht. Um die Pedestal-Position zu bestimmen, müssen die Rohdaten gelesen werden. Für jedes Pixel werden nur solche Signale in ein Histogramm eingetragen, die schwach genug waren, dass man sicher sein kann, kein Cherenkov-Licht vorliegen zu haben. Der geeignet bestimmte Mittelwert nach vielen Ereignissen wird dann als Pedestalwert verwendet.

8.1.2 Bestimmung des Gains

Der Gain γ ist für LG- und HG-Kanal definiert als die Zahl von ADC-Zählern, die man pro erzeugtem Photoelektron erwartet. Man kann ihn nicht aus den Rohdaten bestimmen sondern muss ihn aus speziellen Kalibrations-Runs ermitteln.

Dabei wird die Kamera mit Hilfe der Gain-LED so beleuchtet, dass in etwa ein HG-Signal von einem Photoelektron pro Pixel erwartet wird. Da dies eine sehr schwache Beleuchtung darstellt, muss die Kamera dazu extern getriggert werden. Der Zeitpunkt des Triggers wird so gewählt, dass das Signal in der Mitte des Auslesefensters liegt. Die LED wird mit rund 70 Hz gepulst. Diese Runs dauern nur wenige Minuten, da bereits 20.000 Ereignisse ausreichend Statistik bieten.

Der Gain kann aus einem Fit an die ADC-Zähler-Verteilung jedes Pixels bestimmt werden. Diese Verteilung hat einen prominenten Peak entsprechend dem Wert für ein Photoelektron. Aus der Lage dieses Peaks kann man sofort γ angeben. In der Praxis wird die gesamte Verteilung mit einer geeigneten Funktion gefittet, die als einen freien Parameter γ enthält. Da die im Labor gemessene Form des Einzel-Photoelektronen-Peaks von der in der Fitfunktion angenommenen Gaußkurve abweicht, ergibt sich zusätzlich ein Bias von etwa 8%, der berücksichtigt wird.

Zur Bestimmung des Low-Gains (in dem der Einzel-Photoelektronen-Peak nicht sichtbar ist) wird aus Cherenkov-Ereignissen, die im linearen Bereich beider Kanäle liegen, das Signalverhältnis bestimmt und so aus dem High-Gain der Low-Gain ermittelt.

8.1.3 Bestimmung des Flatfields

Durch verschiedene Effizienzen der einzelnen Photokathoden und unterschiedliche optische Qualität der Funnels sind die Pixel unterschiedlich sensitiv. Dies wird mit Hilfe der Flatfield-Koeffizienten korrigiert, die ebenfalls aus speziellen Runs bestimmt werden müssen.

Wesentlich ist dabei eine homogene Beleuchtung der Kamera mit einem Signal, das dem erwarteten Cherenkov-Licht ähnelt. Dies ist über eine blaue LED in der Mitte des Spiegelträgers realisiert, deren Helligkeit über ein Filterrad zwischen rund 10 und 200 Photoelektronen einstellbar ist. Ein 4-Minuten-Run mit 120 Hz Pulsrate bei 50 bis 100 ph.e. ist ausreichend für eine Messung. Aus den Signalen erhält man pro Pixel wieder eine ADC-Verteilung. Das Verhältnis des Mittelwerts jedes Pixels zu dem Mittelwert über die gesamte Kamera entspricht dann $1/FF$ aus Gl. (8.1).

8.1.4 Fehlerhafte Pixel

Es gibt potenziell eine Vielzahl von Gründen, warum die Information eines Pixels falsch sein kann. Beispiele dafür sind:

- Eine oder mehrere Kalibrationskonstanten können von den üblichen Werten abweichen. Dies deutet in der Regel auf ein Hardware-Problem mit dem Pixel hin.
- Aufgrund eines Hardware-Problems des Kameradesigns liegt in wenigen, zufällig betroffenen Kanälen das Auslesefenster des Analog-Ring-Samplers falsch. Die Daten der vier assoziierten Pixel sind unbrauchbar.
- Die Hochspannung kann signifikant vom Nominalwert abweichen, so dass der Gain des Pixels falsch geschätzt wird.
- Pixel können durch Sterne im Gesichtsfeld ein erhöhtes Rauschen des Pedestal zeigen. Zu verrauschte Pixel werden von der Analyse ausgeschlossen.

Die Anwendung dieser Kriterien erfolgt in der Kalibrationsprozedur als letzter Schritt. Dann stehen die relevanten Histogramme zur Verfügung, und es wird eine Datei erzeugt, in der die defekten Pixelnummern für die nachfolgende DST-Produktion abgelegt werden.

8.2 Auswahl von Runs guter Qualität

Die Auswahl der Runs wurde mit der Standard-Run-Selektion ausgeführt. Wesentliche Kriterien, ob ein Run akzeptiert wird oder nicht, sind:

- Der Run muss mindestens 30.000 Ereignisse enthalten.
- Kein Kalibrationsschritt darf den Run als instabil markiert haben.
- Abweichung des Trackings: Die mittlere nachgeführte Position darf nicht mehr als 1' von der nominellen Position abweichen. Außerdem darf das RMS der gemessenen Abweichung in jeder Achse nicht mehr als 10'' betragen.
- Triggerrate: Für die jeweilige Konfiguration eines Runs kann man eine erwartete Triggerrate angeben. Liegt die gemessene Rate zu weit unterhalb, wird der Run verworfen. Für die 2-Teleskop-Hardware-Stereo-Daten wird eine Rate von mindestens 65Hz gefordert, für das 3-Teleskop-System 150 Hz.

- Stabilität der Triggerrate: Die Steigung einer Fit-Geraden an die Messwerte der Triggerrate durch die mittlere Rate während des Runs muss eine Steigung zwischen -0.3 und +0.3 haben. Zusätzlich fordert man, dass das RMS der Triggerrate relativ zur mittleren Rate kleiner als 25% ist.
- Zahl der unbrauchbaren Pixel: Es dürfen pro Teleskop maximal 120 Pixel Hardware-Probleme haben und maximal 50 weitere wegen zu hoher Ströme während des Runs ausgeschaltet worden sein.
- Helligkeit des Hintergrunds: Das RMS der Helligkeit des Hintergrunds, die aus den Hochspannungsstrom-Monitoraten abgeschätzt wird, darf 60% nicht übersteigen.

8.3 Schauerrekonstruktion

Für die Schauerrekonstruktion wurde die Standardrekonstruktion der H.E.S.S.-Software verwendet. Die Rekonstruktion besteht aus drei Schritten: Richtungsrekonstruktion, Bestimmung des Schauerauftreffpunkts und Schätzung der Primärteilchenenergie.

Richtungsrekonstruktion

Für jedes Ereignis kennt man die Schwerpunkte der Schauerbilder im NominalSystem sowie die Schauerachsen. In [Ho 1999] wird diskutiert, wie man daraus die Schauerrichtung am besten ermittelt. Im Moment stehen bei H.E.S.S. jedoch noch nicht die benötigten Parametrisierungen der Fehler auf die Bildparameter für die präferierten Algorithmen 2 und 3 zur Verfügung. Deshalb wurde für diese Arbeit Algorithmus 1 adaptiert. Darin bestimmt man bei mehr als zwei Teleskopen paarweise den Schnittpunkt der Schauergegeraden im NominalSystem und bildet am Ende ein gewichtetes Mittel der Schnittpunkte. Für die Teleskope i, j wird folgendes Gewicht angesetzt:

$$g_{ij} = \frac{|\sin(\phi_i - \phi_j)|}{1/size_i + 1/size_j} . \quad (8.2)$$

Hierin steht ϕ_i für den Winkel der jeweiligen Schauerachse mit der x-Achse. Die Wichtung mit dem Sinus des Schnittwinkels führt dazu, dass Punkte unterdrückt werden, die aus sehr parallelen Geraden ermittelt wurden. In Abwandlung des Algorithmus 1 in [Ho 1999] wird zusätzlich mit der Zahl der kalibrierten Photoelektronen gewichtet, um besonders schwache Bilder weniger stark zu berücksichtigen.

Core-Rekonstruktion

Die Rekonstruktion des Schauerauftreffpunkts ist wichtig, wenn man die Primärteilchenenergie bestimmen möchte, da die deponierte Menge an Photoelektronen stark vom Abstand der Schauerachse zum jeweiligen Teleskop abhängt. Außerdem benötigt man den Core, um Erwartungswerte für length und width des Schauers aus einer Tabelle nachsehen zu können. Die beiden Parameter werden benötigt, um geeignete Schnitte zur Signalextraktion an den Daten anzubringen.

Zunächst werden die Teleskoppositionen im TiltedSystem benötigt, wobei die z-Komponente irrelevant ist. Zusammen mit dem Winkel ϕ der Hillas-Parameter erhält man pro Teleskop eine Gerade in einer z-Projektion des TiltedSystem. Diese Geraden schneiden

man nun paarweise, wodurch man verschiedene Schätzungen für den Schauerauftreffpunkt erhält. Anschließend wird das gewichtete Mittel gebildet, wobei als Gewicht der Einfachheit wegen der Sinus des Schnittwinkels eingesetzt wird:

$$g_{ij} = |\sin(\phi_i - \phi_j)| . \quad (8.3)$$

Das Ergebnis ist ein Punkt im TiltedSystem, der auf der Schauerachse liegt. Im Ground-System ausgedrückt seien seine Koordinaten \vec{p} . Die Konvention in H.E.S.S. ist, den Schauerauftreffpunkt auf dem Boden ($z=0$) anzugeben. Man schneidet also die Schauerachse (gegeben durch \vec{p} und den normalisierten Schauerrichtungsvektor \vec{r}) mit der ($z=0$)-Ebene. Der Schauerauftreffpunkt \vec{c} ist somit

$$\vec{c} = \vec{p} - \frac{p_z}{r_z} \vec{r} . \quad (8.4)$$

Energierückonstruktion

Die Energierückonstruktion basiert auf Monte-Carlo-generierten Tabellen, mit denen man für einen Schauer den besten Schätzwert für die Energie interpolieren kann. Man erhält für jedes Teleskop separat einen Wert, woraus man durch Mittelwertbildung die Schauerenergie bestimmt.

Es werden dreidimensionale Tabellen verwendet, da die Energie im Wesentlichen von drei Parametern abhängt: Von der Menge an in der Kamera deponierten Photoelektronen (der size), vom Zenitwinkel und vom Abstand des Schauers zum Teleskop. Um diese Tabellen zu erstellen, wird ein großer Satz von simulierten Ereignissen benötigt, für die sowohl die Schauerentwicklung als auch die Detektorantwort simuliert werden muss. Für diese künstlichen Schauer kennt man die Energie und nach der Simulation auch die drei Parameter, die zum Nachschlagen verwendet werden sollen, so dass die geforderte Tabelle gefüllt werden kann. Die in dieser Analyse zur Rückonstruktion verwendeten Tabellen sind die Standardtabellen, die in der Arbeitsgruppe für die H.E.S.S.-Kollaboration erzeugt wurden [Be 2004].

8.4 Schnitte zur Signalextraktion

Die meisten der registrierten Ereignisse sind Untergrund. Um einen möglichst großen Teil dieser Ereignisse zu eliminieren, ohne zugleich zu stark in das interessierende Signal zu schneiden, muss man geeignete Schnitte an dem Datensatz anbringen.

Meistens verwendet man zwei Schnitte, um nur gut rekonstruierbare Ereignisse im Datensatz zu behalten: Die Schauerbilder müssen mindestens eine gewisse Anzahl von kalibrierten Photoelektronen enthalten, und der Bildschwerpunkt darf nicht weiter als ein bestimmter Radius vom Mittelpunkt des NominalSystem liegen. Typische Werte sind 40 ph.e. für den Schnitt auf die Gesamtamplitude und 2.2° für den Abstandsschnitt.

Für die stereoskopische Rückonstruktion sind die mittlere skalierte Länge m_{scl} und die mittlere skalierte Breite m_{scw} die wichtigsten Diskriminatoren. Sie sind definiert als:

$$m_{scw} = \frac{\left(\sum_{i \in \text{tels}} w_i / n_{\text{tels}} \right) - \langle w \rangle}{\sigma_w} , \quad m_{scl} = \frac{\left(\sum_{i \in \text{tels}} l_i / n_{\text{tels}} \right) - \langle l \rangle}{\sigma_l} . \quad (8.5)$$

Man mittelt den Parameter über die Teleskope, die an dem Ereignis beteiligt sind, und zieht den Wert des Parameters ab, den man für ein Gamma erwartet hätte. Die Differenz normiert man auf die Breite der Erwartungsverteilung. Dazu benötigt man wie bei der Energierekonstruktion aus Monte-Carlo-Simulationen Tabellen oder Funktionen, die einem die erwartete Breite und die erwartete Länge als Funktion von Amplitude, Zenitwinkel und Core-Abstand geben.

Stehen diese Tabellen zur Verfügung, kann man optimale Schnitte bestimmen. Um beispielsweise Schnitte für Punktquellen zu ermitteln, kombiniert man Proton-Datensätze (entweder aus Simulationen oder aus echten Daten), deren Ankunftsrichtungen im betrachteten Gesichtsfeld gleichverteilt sind, mit simuliertem Gamma-Datensätzen, deren Teilchen aus nur einer Richtung kommen. Kennt man die Quelle bereits, die man untersuchen möchte, erhält man die besten Schnitte, wenn man das Energiespektrum der Gammas dem der Quelle anpasst. In der Praxis simuliert man die Schauer mit einem festen spektralen Index (meist $dN/dE \sim E^{-2}$) und gewichtet dann die Schauer entsprechend dem gewünschten Spektrum.

Wegen der Wichtigkeit der Schnitte hat sich ein Mitglied der Arbeitsgruppe parallel zu dieser Arbeit mit ihrer Bestimmung und Optimierung beschäftigt. Im Rahmen dieser Arbeit konnte daher auf die separate Bestimmung von Schnitten verzichtet werden.

Die verwendeten Schnitte wurden optimiert, indem nach dem höchsten Wert für Signifikanz über der Wurzel der Zeit gesucht wurde. Für Punktquellen stehen solche optimierten Schnitte für große und kleine Zenitwinkel sowie für die unterschiedlichen Konfigurationen (Software- oder Hardware-Stereo, 2-, 3- oder 4-Teleskop-System) zur Verfügung. Bei kleinen Zenitwinkeln wurde die Optimierung mit einem Monte-Carlo-Gamma-Signal von der halben Stärke des erwarteten Signals des Crab-Nebels durchgeführt. Für schwächere Quellen verändern sich die Schnitte de facto nicht. Bei großen Zenitwinkeln wurde ein Signal entsprechend der vollen Stärke des Crab-Nebels verwendet [Be 2004]. Für im Hardware-Stereo-Modus gewonnenen Daten sind folgende Schnitte optimal:

Zenitwinkel	MSCW	MSCL	$\theta^2[^\circ^2]$	Size [ph.e.]	Dist [mrad]
Klein	$-10 < w < 1$	$-1.8 < l < 2$	0.025	55	35
Groß	$-3.8 < w < 1$	$-1.8 < l < 1.4$	0.055	50	35

8.5 Erstellen von Himmelskarten

Um die Position einer TeV-Punktquelle zu bestimmen, muss man die Daten zweidimensional aufgelöst analysieren. Das bedeutet, dass man für jeden Punkt einer Himmelskarte das Signal und den Untergrund kennen muss. Daraus lassen sich dann untergrundbereinigte Bilder der Himmelsregion (Exzesskarten) oder Signifikanzkarten erstellen. Der bei weitem schwierigste Teil ist dabei, einen verlässlichen Schätzwert für den Untergrund zu erhalten. Zwei Methoden wurden in der Analyse-Software des Autors implementiert.

Da man einen möglichst kleinen Fehler bei der Untergrundbestimmung machen möchte, wählt man in der Regel das Gebiet zu seiner Bestimmung größer als die Signalregion. Dadurch und durch die eventuell verschiedenen Detektor-Akzeptanzen muss man zusätzlich die Normierung zwischen den beiden Regimen bestimmen.

Man benötigt also für jede Himmelsposition (α, δ) die drei Werte N_{on} , N_{off} , ν . Der Exzess ist dann gegeben durch

$$E = N_{on} - \nu N_{off} , \quad (8.6)$$

die Signifikanz wird nach

$$S = \sqrt{2} \left(N_{on} \cdot \ln \left(\frac{(1 + \nu) N_{on}}{\nu (N_{on} + N_{off})} \right) + N_{off} \cdot \ln \left(\frac{(1 + \nu) N_{off}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right)^{1/2} \quad (8.7)$$

berechnet [Li 1983]¹. Diese Berechnung kann man für jede Position innerhalb des Gesichtsfelds des Datensatzes ausführen und so Exzess- und Signifikanzkarten erstellen.

Die einzelnen Schritte sind im folgenden erläutert und mit den entsprechenden Plots des Crab-Nebel-Datensatzes illustriert.

8.5.1 Ring-Untergrund-Modell

Im Ring-Untergrund-Modell bestimmt man den Untergrund aus einem Ring um die jeweils untersuchte Himmelsposition herum. Man interessiert sich dabei nur für Ereignisse, die nach Gamma-Schnitten noch im Datensatz vorhanden sind. Zunächst wird eine Signalkarte erstellt (“on-Karte”), dann eine Karte des Untergrunds (“off-Karte”). Um die Normierung zu ermitteln, benötigt man die Gamma-Akzeptanz in Himmelskoordinaten, die in einem weiteren Schritt berechnet wird. Schließlich erhält man daraus die Normierung.

Bestimmung des Signals

Das Signal wird aus einer Himmelskarte der Gamma-artigen Ereignisse bestimmt. Die einzelnen Bins seien gekennzeichnet durch die Koordinaten (α_b, δ_b) des Binzentriums. Die Signalkarte ist dann durch $S(\alpha_b, \delta_b)$ gegeben. Für die Wahl der Signalregion hat man eine gewisse Freiheit: Man kann nur das Bin in der Himmelskarte betrachten, in das die aktuelle Position fällt,

$$N_{on}(\alpha, \delta) = S(\alpha_b, \delta_b) \Big|_{(\alpha, \delta) \in b} \quad , \quad (8.8)$$

oder über eine kleine Scheibe mit Radius r_{corr} um die jeweils untersuchte Position herum integrieren:

$$N_{on}(\alpha, \delta) = \sum_{b \in \text{bins}} \theta(\alpha, \alpha_b, \delta, \delta_b) < r_{\text{corr}} S(\alpha_b, \delta_b) . \quad (8.9)$$

Im ersten Fall erhält man eine Himmelskarte unkorrelierter Bins, im zweiten Fall sind die einzelnen Einträge korreliert mit dem Korrelationsradius r_{corr} .

Bestimmung des Untergrunds

Man benötigt eine Himmelskarte des Untergrunds - also ein Histogramm, aus dem man die Untergrund-Ereigniszahl $B(\alpha_b, \delta_b)$ nachsehen kann. In dieser Himmelskarte würde ein Signal zu einer Überschätzung des Untergrunds führen. Wenn man a priori weiß, wo die Quelle zu erwarten ist, kann man eine geeignet große Stelle in der Verteilung über das Gesichtsfeld nicht berücksichtigen. Dieses künstlich erzeugte Loch kann man im Fall von Wobble-Beobachtungen näherungsweise reparieren, indem man an dieser Stelle die

¹In losem Zusammenhang mit dieser Arbeit steht eine Veröffentlichung des Autors, die die Signifikanz im Rahmen der Bayes’schen Statistik definiert und Gl. 8.7 verbessert. In Anhang H ist eine gekürzte Fassung gegeben.

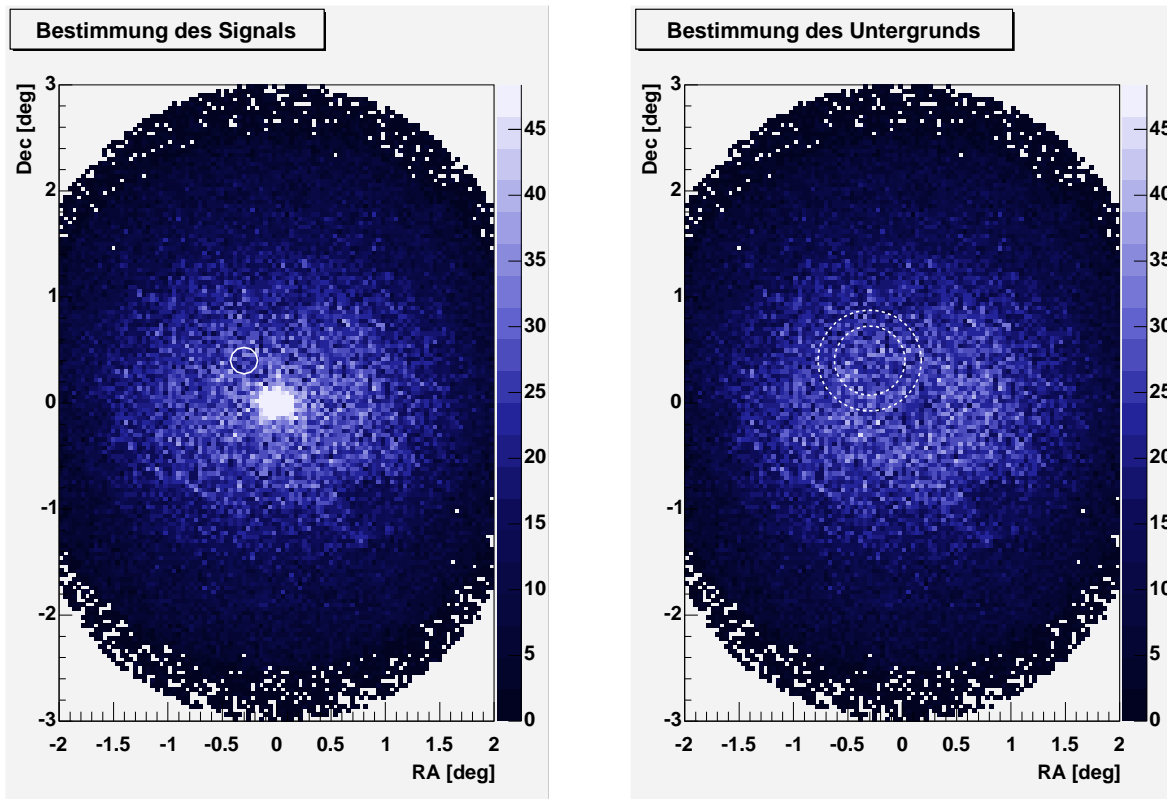


Abbildung 8.1: Links: Das Signal für eine korrelierte Himmelskarte erhält man aus der Integration der Bins in einer kleinen Scheibe um die interessierende Position herum. Rechts: Im Ring-Untergrund-Modell erhält man den Untergrund für jede Position aus einer Hintergrundkarte durch Integration der Bins in einem Ring um die Position.

Ereignisse einfüllt, die in einem zum Kamerazentrum punktsymmetrisch gelegenen Bereich gefallen sind.

Die Zahl der Untergrundereignisse für ein Bin wird im Ring-Untergrund-Modell gleich der Zahl der Ereignisse in einem Ring um das betreffende Bin gesetzt. Der kleinere Ringradius $r_{\min} > r_{\text{corr}}$ ist so zu wählen, dass ein mögliches Signal im Zentrum nicht mehr im Ring liegt. Rund 0.3° ist ein vernünftiger Wert. Den äußeren Radius r_{\max} legt man so fest, dass man immer noch von einem lokalen Untergrund sprechen kann. Es wurde 0.5° gewählt.

$$N_{\text{off}}(\alpha, \delta) = \sum_{b \in \text{bins}} r_{\min} < \theta(\alpha, \alpha_b, \delta, \delta_b) < r_{\max} B(\alpha_b, \delta_b) . \quad (8.10)$$

Bestimmung der gewichteten Akzeptanzverteilung

Die meisten Stereodaten werden im Wobble-Modus gewonnen. Dadurch ist die zweidimensionale Akzeptanzfunktion in Himmelskoordinaten eine Überlagerung der Akzeptanzen der einzelnen Gesichtsfelder, gewichtet mit der jeweiligen Ereigniszahl nach Schnitten. Zunächst bestimmt man deshalb die Akzeptanzverteilung in einem Gesichtsfeld. Dazu kann man etwa die rekonstruierten Richtungen aller Gamma-artigen Ereignisse im NominalSystem auftragen und an die Verteilung eine geeignete radiale Funktion fitten. Für diese Analyse wurde die sieben-parametrische Funktion

$$f(\theta^2) = p_0 \cdot e^{-p_1 \theta^4} (p_2 + p_3 \theta^2 + p_4 \theta^4 + p_5 \theta^6 + p_6 \theta^8) \quad (8.11)$$

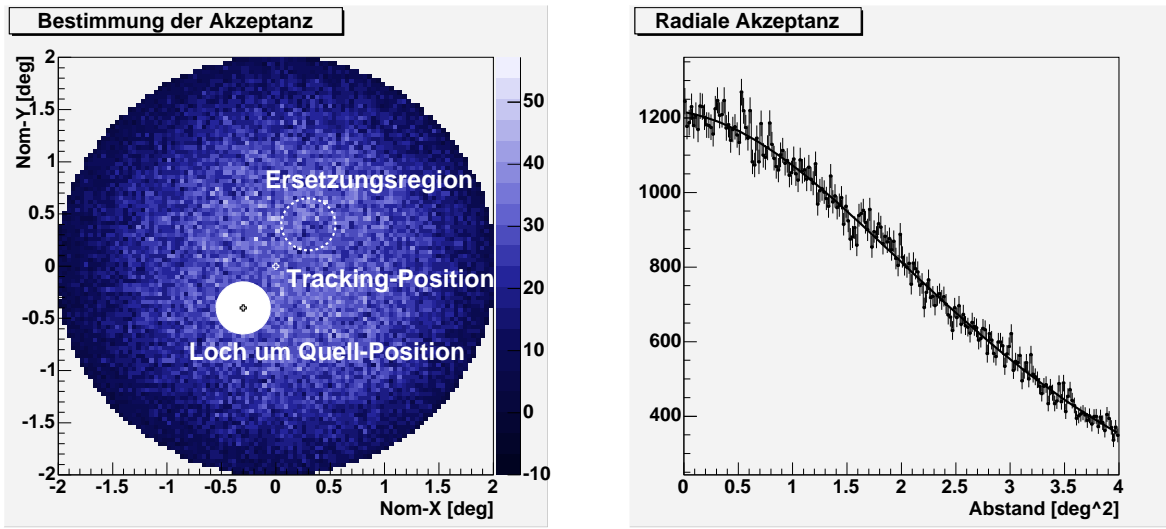


Abbildung 8.2: Bestimmung der radialen Akzeptanzkurve (links) sowie ein Beispiel für eine radiale Akzeptanzkurve (rechts).

verwendet. Im Prinzip kann man diese Funktion einmal für verschiedene Zenitwinkel bestimmen und dann für alle Analysen verwenden. Dies setzt jedoch voraus, dass man zuverlässig weiß, in welchen Perioden die Hardware-Konfiguration der Kamera stabil war. Da dies zum gegenwärtigen Zeitpunkt bei H.E.S.S. noch nicht der Fall ist, wird die Akzeptanzfunktion jeweils aus den gerade verwendeten Daten ermittelt.

Wenn ein Signal im Gesichtsfeld vorliegt, wird die Akzeptanzfunktion verfälscht. Auch hier kann man mit einer ausgesparten Stelle und einer Ersetzungsregion versuchen, die Verteilung dem idealisierten Untergrund anzunähern.

Um die zweidimensionale gewichtete Akzeptanzfunktion β zu bestimmen, muss man die Koordinaten der Teleskopausrichtung (α_i, δ_i) für die einzelnen Runs kennen, sowie die Zahl der Ereignisse nach Schnitten n_i . In jedem Bin der Himmelskarte ist dann die gewichtete Akzeptanz β gegeben durch

$$\beta(\alpha_b, \delta_b) = \sum_{i \in \text{runs}} n_i \cdot f(\theta^2(\alpha_b, \delta_b, \alpha_i, \delta_i)) , \quad (8.12)$$

wobei $\theta()$ für den Winkelabstand der beiden als Argumente auftretenden Positionen steht. Eventuell benötigt man zusätzlich einen Gradienten g in der Größenordnung 10% über das Gesichtsfeld, um die Ereignisverteilung angemessen in den Koordinaten (θ, ϕ) im NominalSystem zu beschreiben. Die Akzeptanzfunktion f_2 hängt dann nicht mehr nur von θ sondern auch von ϕ ab. Mit der Richtung γ des Gradienten gilt

$$f_2(\theta, \phi) = f(\theta^2) \cdot (1 + g \theta \cos(\gamma - \phi)) . \quad (8.13)$$

Da sich das Gesichtsfeld in Himmelskoordinaten dreht, zerschneidet man in diesem Fall jeden Run in hinreichend kurze Zeit-Bins und bestimmt für jedes Zeit-Bin die Bildfeldrotation ϕ_j . Damit erhält man die Normierung β eines Bins bei (α_b, δ_b) als

$$\beta_2(\alpha_b, \delta_b) = \sum_{i \in \text{runs}} n_i \sum_{j \in \text{timebins}} \cdot f_2(\theta(\alpha_b, \delta_b), \phi_j) . \quad (8.14)$$

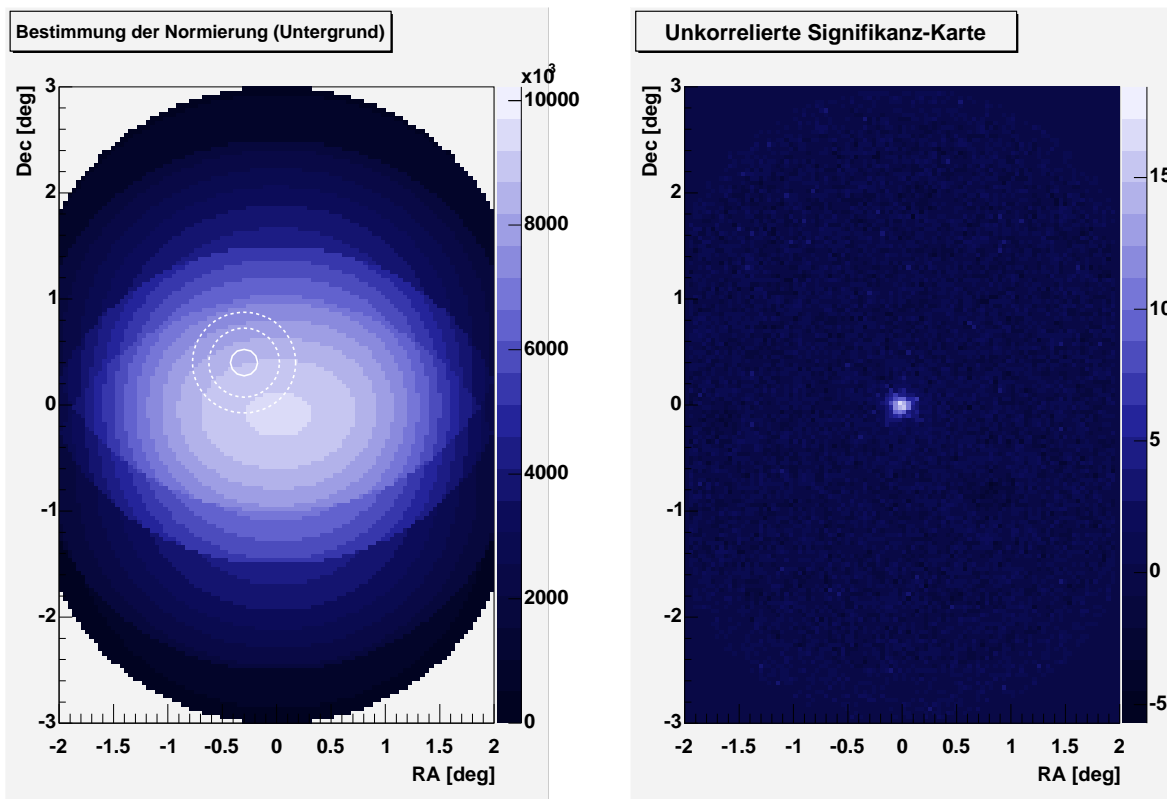


Abbildung 8.3: Links: Bestimmung der Normierung: Sie ergibt sich als Verhältnis der Integrale über die Signal- bzw. die Untergrundregion in der Belichtungszeit-gewichteten Akzeptanzkarte. Rechts: Ergebnis ist beispielsweise eine Signifikanzkarte, hier mit unkorrelierten Bins.

Bestimmung der Normierung

Die Normierung ergibt sich aus der gewichteten Akzeptanzverteilung. Sie ist der Quotient der Summen über die gleichen Bins, wie sie für die Bestimmung von Signal und Untergrund verwendet wurden:

$$\nu(\alpha, \delta) = \frac{\sum_{b \in \text{onbins}(\alpha, \delta)} \beta(\alpha_b, \delta_b)}{\sum_{b \in \text{offbins}(\alpha, \delta)} \beta(\alpha_b, \delta_b)} . \quad (8.15)$$

Grenzen dieser Methode

Diese Methode hat zwei leicht zu erkennende Grenzen: Zum einen kann ein starkes, vorher nicht bekanntes Signal die Karte verzerren (man könnte dann in einer zweiten Iteration die Prozedur mit einer weiteren Aussparung an der gefundenen Stelle wiederholen). Zum anderen ist sie ungeeignet, ausgedehnte Quellen abzubilden, da man dann nicht immer eine signalfreie Untergrundregion zur Verfügung hat. Stehen dagegen geeignete off-Daten zur Verfügung, kann man die Himmelsuntergrundkarte direkt daraus erzeugen, ebenso kann die Akzeptanzverteilung signalfrei bestimmt werden.

Ein weiteres Problem stellen Sterne im Gesichtsfeld dar. Die Daten sind durch die abfallenden Energiespektren der Primärteilchen von kleinen Ereignissen dominiert. Diese werden signifikant durch Sterne gestört. Ein von einem Stern betroffenes Pixel in der Ka-

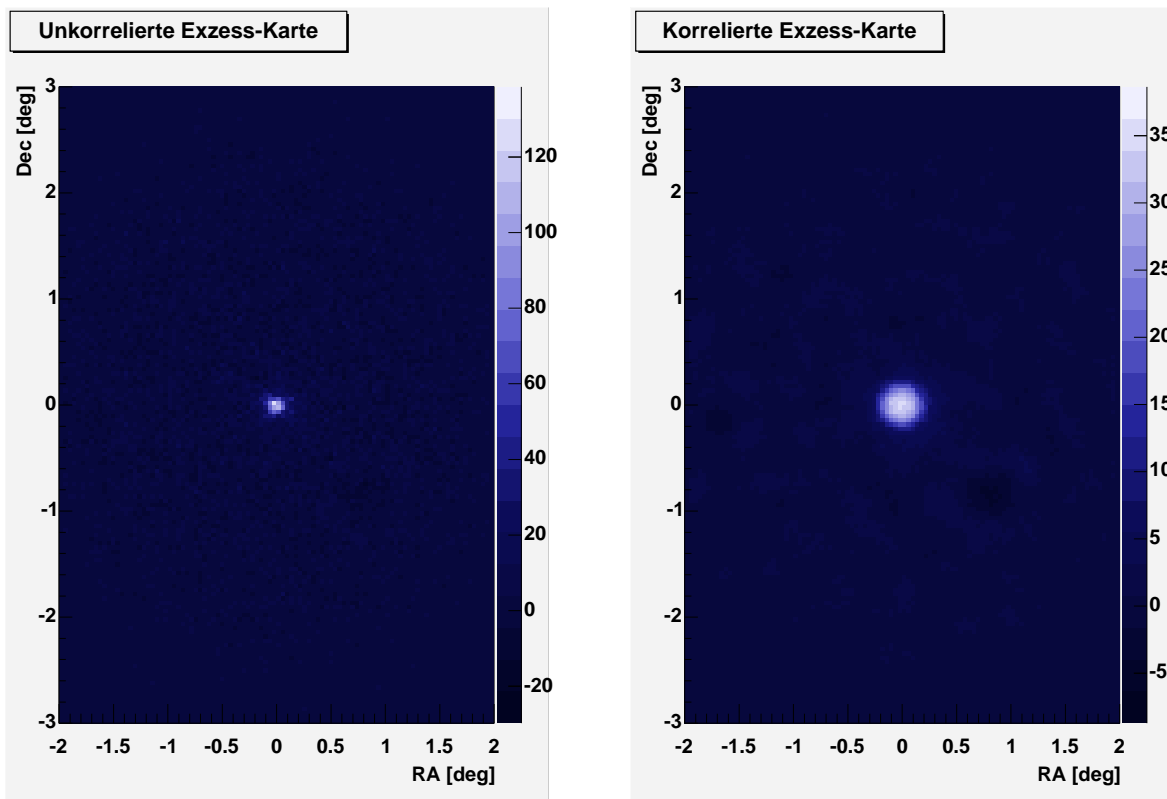


Abbildung 8.4: Weitere Ergebnis-Plots zum Ring-Untergrund-Modell: Links: Für die Positions-Fits ist die unkorrelierte Exzesskarte am geeignetsten. Rechts: Die gleiche Karte mit korrelierten Bins und einer Korrelationslänge, die der Winkelauflösung von H.E.S.S. entspricht.

mera ist entweder ausgeschaltet oder zumindest verrauscht. Das Schauerbild hat dadurch eine erhöhte Chance, nicht zu triggern. Somit ergeben sich typische Aussparungen in den Exzesskarten an der Stelle des Sterns, s. Abb. 8.4.

8.5.2 Breiten-Untergrund-Modell

Das Breiten-Untergrund-Modell [Ro 2003] ist etwas einfacher. Während die Signalregion in den Himmelskoordinaten nicht immer bekannt ist, kennt man sie in den Parametern m_{scw} und m_{scl} immer. Man kann deshalb geeignete Bereiche in diesem Parameterraum als Signal- und Untergrundbereiche (SR und BR) definieren. Die Definition des Gamma-Regimes ist zenitwinkelabhängig, die des Untergrundregimes ist hingegen unkritischer, da man einen Bereich wählen kann, der weit genug vom Gamma-Regime entfernt liegt. Eine Veranschaulichung der beiden Regime ist in Abb. 8.5 gezeigt, wo die Verteilung der beiden Parameter m_{scw} und m_{scl} gegeneinander geplottet ist. In der Praxis wird die Signalregion durch die jeweils optimierten Gamma-Schnitte definiert, während die Untergrundregion immer gleich gewählt werden kann, so lange sie nicht mit der Signalregion überlappt. Beispielsweise kann man die Untergrundregion einfach durch $m_{scw} > 3.2$ definieren.

Diese Methode ist im Prinzip besser geeignet als das Ring-Untergrund-Modell, um auch ausgedehnte Quellen zu behandeln, da der Untergrund aus einer unabhängigen, sicher signalfreien Region bestimmt wird.

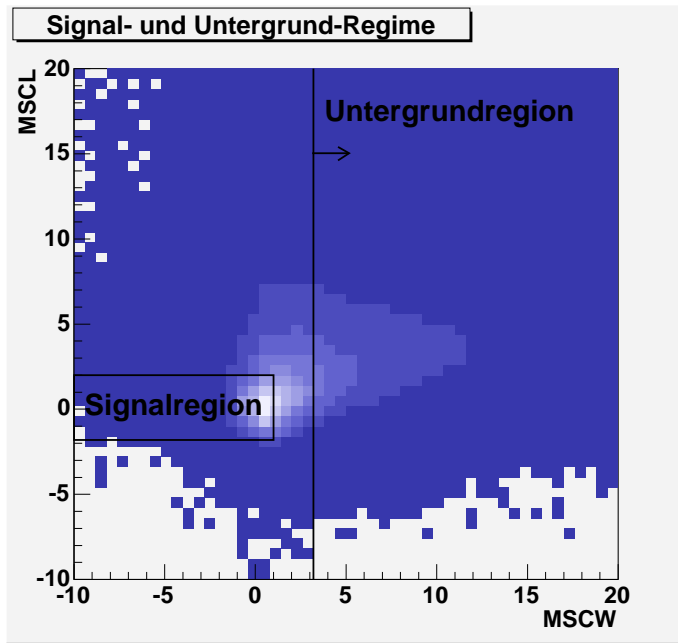


Abbildung 8.5: Verteilung der beiden skalierten Parameter für einen Daten-Run. Überlagert sind die Lagen der beiden Regime für Signal und Untergrund, wie sie im Breiten-Untergrund-Modell verwendet wurden.

Bestimmung des Signals

Das Signal wird aus einer Himmelskarte des Signalregimes bestimmt, in der man $S_{SR}(\alpha_b, \delta_b)$ nachsehen kann. Für unkorrelierte Himmelskarten wählt man

$$N_{on}(\alpha, \delta) = S_{SR}(\alpha_b, \delta_b) \Big|_{(\alpha, \delta) \in b} \quad (8.16)$$

Möchte man eine korrelierte Karte, summiert man wieder über eine kleine Scheibe mit Radius r_{corr} um die jeweils untersuchte Position herum:

$$N_{on}(\alpha, \delta) = \sum_{b \in \text{bins}} \theta(\alpha, \alpha_b, \delta, \delta_b) < r_{corr} S_{SR}(\alpha_b, \delta_b) \quad (8.17)$$

Bestimmung des Untergrunds

Wie im Ring-Untergrund-Modell benötigt man eine Karte des Untergrunds. Man erhält sie, indem man alle Ereignisse des Untergrundregimes in eine Himmelskarte einträgt, aus der man dann $B_{BR}(\alpha_b, \delta_b)$ ablesen kann. Da das Phasenvolumen der Untergrundregion deutlich größer als das der Signalregion ist, kann man einfach

$$N_{off}(\alpha, \delta) = B_{BR}(\alpha_b, \delta_b) \Big|_{(\alpha, \delta) \in b} \quad (8.18)$$

setzen. Man kann allerdings auch über eine kleine Scheibe mit Radius r_{BR} um die betrachtete Position herum summieren und so die statistische Genauigkeit des Untergrunds verbessern:

$$N_{off}(\alpha, \delta) = \sum_{b \in \text{bins}} \theta(\alpha, \alpha_b, \delta, \delta_b) < r_{BR} B_{BR}(\alpha_b, \delta_b) \quad (8.19)$$

Bestimmung der gewichteten Akzeptanzfunktionen

Die Akzeptanzen für Gammas und Hadronen haben unterschiedliche Funktionalitäten über das Gesichtsfeld. Darum muss man nun zwei Karten im NominalSystem anfertigen,

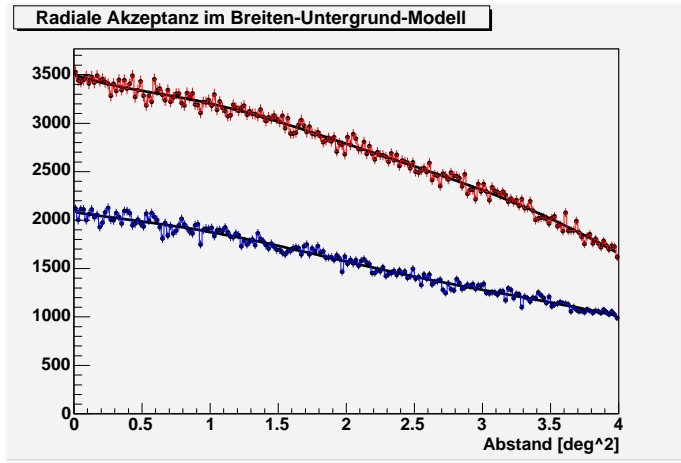


Abbildung 8.6: Radiale Akzeptanzen im Breiten-Untergrund-Modell, rot: Hadron-Regime, blau: Gamma-Regime. Man sieht, dass die Funktionalität unterschiedlich ist. Die Absolutwerte der Funktionen sind entsprechend dem Phasenraum-Volumen der beiden Regime verschieden.

wobei in die eine Karte Ereignisse aus der Signalregion, in die andere die Untergrundeignisse eingetragen werden. Für beide muss man dann entsprechende Funktionen f_{SR} und f_{BR} finden (s. Abb. 8.6). Es wird zweimal der gleiche funktionale Ansatz wie in Gl. (8.11) verwendet. Falls man ein Signal im Gesichtsfeld erwartet, kann man für die Bestimmung von f_{SR} wieder eine Stelle ausnehmen und diese mit einer geschickt gewählten Ersatzregion auffüllen.

Man hat also zwei gewichtete Akzeptanzverteilungen in Himmelskoordinaten. Die Gewichte müssen dabei gleich der Zahl der Ereignisse im jeweiligen Regime gesetzt werden. Diese seien $n_{SR,i}$ und $n_{BR,i}$:

$$\begin{aligned}\beta_{SR}(\alpha_b, \delta_b) &= \sum_{i \in \text{runs}} n_{SR,i} \cdot f_{SR}(\theta^2(\alpha_b, \delta_b, \alpha_i, \delta_i)) , \\ \beta_{BR}(\alpha_b, \delta_b) &= \sum_{i \in \text{runs}} n_{BR,i} \cdot f_{BR}(\theta^2(\alpha_b, \delta_b, \alpha_i, \delta_i)) .\end{aligned}\quad (8.20)$$

Die Berücksichtigung eines Gradienten im Gesichtsfeld kann genauso wie im Ring-Untergrund-Modell erfolgen, wobei für die beiden Regime die Funktionen $f_{2,SR}$ und $f_{2,BR}$ getrennt bestimmt werden. In [Ro 2003] wird ein Gradient in Altituderichtung vorgeschlagen, der die Zenitwinkelabhängigkeit der Ereignisverteilung berücksichtigen soll. In dieser Analyse war ein beliebig orientierter Gradient zugelassen.

Bestimmung der Normierung

Um die Normierung zu bestimmen, muss man das Verhältnis der Summen über die jeweiligen Bins der gewichteten Akzeptanzverteilungen bilden:

$$\nu(\alpha, \delta) = \frac{\sum_{b \in \text{onbins}(\alpha, \delta)} \beta_{SR}(\alpha_b, \delta_b)}{\sum_{b \in \text{offbins}(\alpha, \delta)} \beta_{BR}(\alpha_b, \delta_b)} .\quad (8.21)$$

Grenzen dieser Methode

Während der Untergrund signalfrei bestimmt werden kann, ist dies nicht allgemein für die Akzeptanzverteilung möglich. Für ausgedehnte Quellen hat man auch im Breiten-Untergrund-Modell keine einwandfreie Methode, die Akzeptanz signalfrei zu bestimmen.

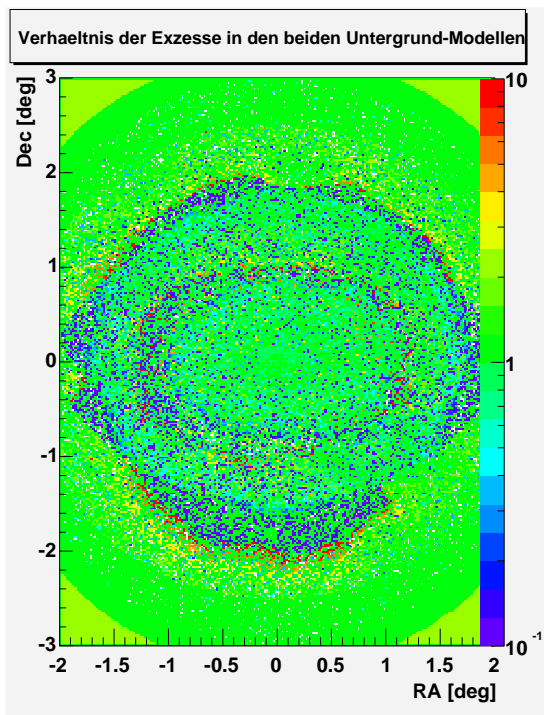


Abbildung 8.7: Verhältnis der Exzesse im Ring-Untergrund-Modell zu denen im Breiten-Untergrund-Modell. Im Mittel ist das Verhältnis eins, und es gibt ringförmige Gebiete, in denen die Fluktuation des Verhältnisses erhöht ist.

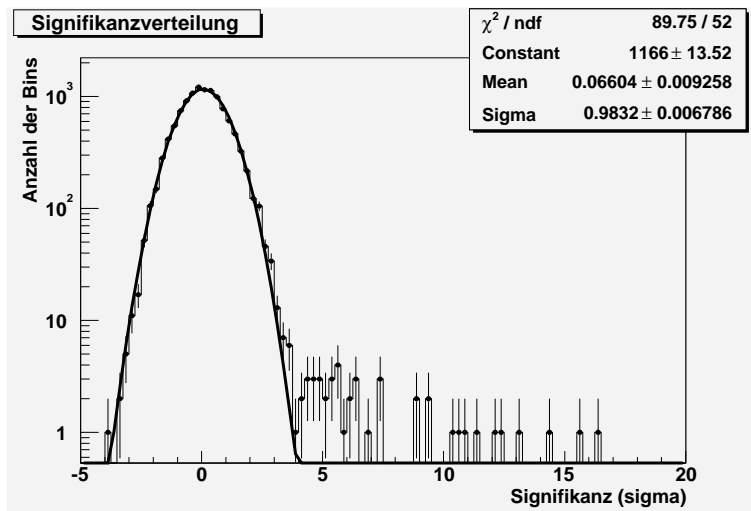


Abbildung 8.8: Verteilung der Signifikanzen für den Datensatz des Crab-Nebels aus dem Jahr 2003. Man erkennt, dass die Signifikanzen normalverteilt sind und dass in wenigen Signalbins eine deutlich höhere Signifikanz erreicht wird.

Allerdings kann man, wenn auch off-Daten vorliegen, diese für die Bestimmung der Akzeptanz verwenden. Dann hat man eine Methode, die im Prinzip auch für ausgedehnte Quellen keine inhärenten systematischen Fehler aufweist.

In der Praxis erweist sich der Breiten-Untergrund als etwas weniger leistungsfähig als der Ring-Untergrund. Die Exzesse sind in der Regel etwas kleiner, und der bereinigte Untergrund wirkt bei einer Inspektion weniger flach. Dies könnte eventuell durch eine Optimierung der Schnitte, die die beiden Regime definieren, verbessert werden.

8.5.3 Signifikanzen

In einer signalfreien Signifikanzkarte erwartet man gewisse Fluktuationen. Deshalb ist ein üblicher Test, die Signifikanzverteilung der unkorrelierten Bins aufzutragen. Bei korrekter Behandlung des Untergrunds ergibt sich eine Standardnormalverteilung. Ein Signal macht sich als Ausläufer zu höheren Signifikanzen hin bemerkbar (s. Abb. 8.8).

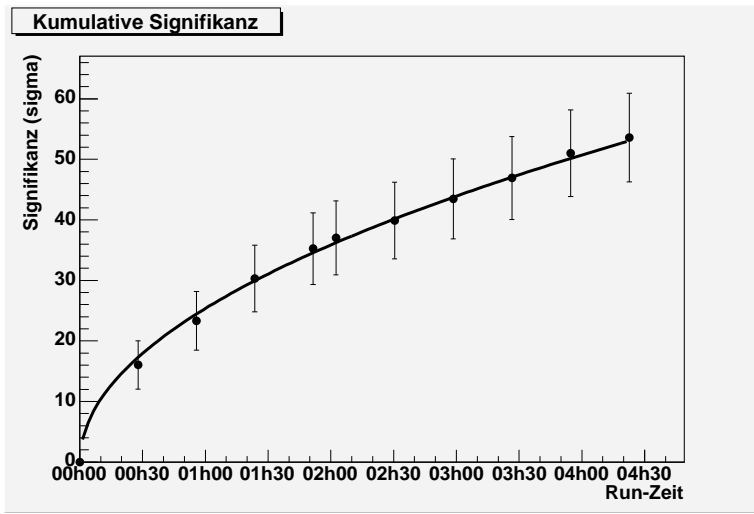


Abbildung 8.9: Kumulative Signifikanz für den Crab-Nebel-Datensatz gegen die verstrichene Belichtungszeit. Für eine konstante Quelle erwartet man einen Anstieg mit der Funktionalität einer Wurzelfunktion.

Man erkennt in Abb. 8.8 auch, dass die übliche Forderung, nur Signale $> 5\sigma$ als Quellen anzuerkennen, durchaus sinnvoll ist: Die Verteilung erreicht für typische Binzahlen erst bei rund 5σ Werte kleiner als eins. Konkret heißt das, dass man allein aufgrund der Statistik in einer Signifikanzkarte einen 5σ -Hotspot erwarten kann. Diese Tatsache wurde bereits ausführlicher in [Gi 2003] untersucht, mit dem Ergebnis, dass in einer Signifikanzkarte das Bin mit dem maximalen Eintrag typischerweise eine Signifikanz von 4.6σ hat.

Für eine konstant leuchtende Quelle erwartet man, dass die Signifikanz mit der Wurzel der Belichtungszeit anwächst. Auch dies ist ein oft verwendeter Konsistenzcheck (s. Abb. 8.9).

8.6 Positionsbestimmungen

Positionen sollte man nur in Exzesskarten bestimmen. In den direkten on-Daten würde ein Gradient zu einer Verschiebung der bestimmten Position führen. Für Signifikanzkarten gilt das gleiche. Die Exzesskarte ist dagegen geeignet, weil in ihr idealerweise nur Ereignisse eingetragen sind, die man der Quelle zuschreiben muss. Als Untergrundmodell wurde der Ring-Untergrund gewählt, da die erhaltenen statistischen Verteilungen in der Regel etwas besser als für den Breiten-Untergrund aussahen.

Die einfachste Methode, die Position zu bestimmen, ist es, den Schwerpunkt der TeV-Lichtverteilung zu nehmen. Genauere Positionen erhält man, wenn man eine angenommene TeV-Abbildungsfunktion an die Daten anpasst. Für nicht punktförmige Quellen müsste man noch die erwartete Verteilung der Emission (zum Beispiel aus Modellen oder Röntgen-Karten) mit der Abbildungsfunktion falten.

Die einfachste Annahme für die Abbildungsfunktion ist eine Gaußkurve der Form

$$G(\alpha, \delta) = C \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\sigma / \cos \delta_0} \right)^2 + \left(\frac{\delta - \delta_0}{\sigma} \right)^2 \right) \right). \quad (8.22)$$

Es zeigt sich, dass die Verteilungen meistens etwas länger auslaufende Teile haben als eine reine Gaußfunktion. Dies ist plausibel, da die Güte der rekonstruierten Richtung von Ereignis zu Ereignis schwankt, so dass man eher eine Überlagerung vieler Gaußkurven erwartet. Dies motiviert den Ansatz, eine doppelte Gaußkurve der Form

$$H(\alpha, \delta) = G(\alpha, \delta) + q C \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{w \sigma / \cos \delta_0} \right)^2 + \left(\frac{\delta - \delta_0}{w \sigma} \right)^2 \right) \right) \quad (8.23)$$

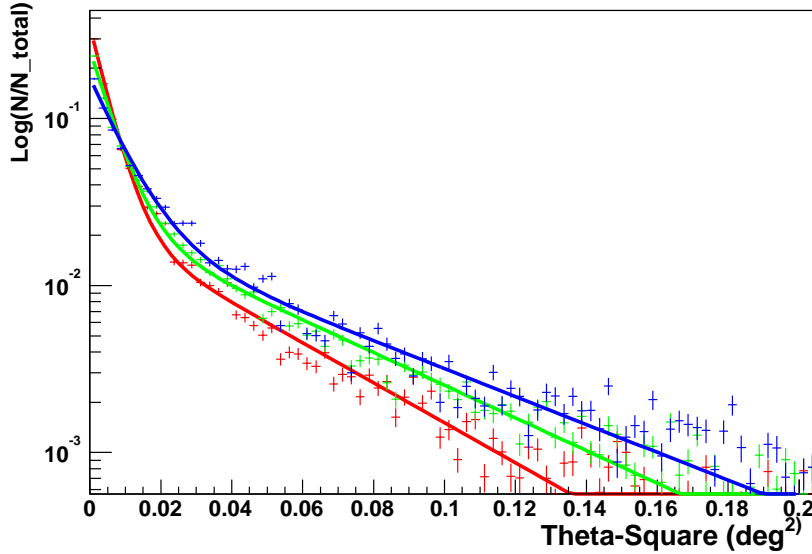


Abbildung 8.10: Simulierte Abbildung einer TeV-Punktquelle mit hartem Spektralindex (2.5) für verschiedene Detektorkonfigurationen [Hi 2004]. Rote Kreuze: Software-Stereo, 2 Teleskope, 20° Zenitwinkel. Grüne Kreuze: Hardware-Stereo, 2 Teleskope, 20° Zenitwinkel. Blaue Kreuze: Hardware-Stereo, 3 Teleskope, 45° Zenitwinkel. Die durchgezogene Linien sind Fits mit einer doppelten Exponentialfunktion vom Typ $a \cdot \exp(-\lambda_1 \theta^2) + b \cdot \exp(-\lambda_2 \theta^2)$.

zu wählen. Das Verhältnis q der Amplituden und das Verhältnis w der Breiten kann man a priori bestimmen. Man simuliert für ein erwartetes Quellspektrum und den typischen Zenitwinkel des vorliegenden Datensatzes eine Punktquelle. Diese Monte-Carlo-Daten schickt man durch die gleiche Analyseketten und kann dann die Breiten und die Amplituden einer Funktion vom Typ (8.23) fiten (s. Abb. 8.10). Der Vorteil davon ist, dass man im Prinzip beliebig gute Statistik erhalten kann. Ergebnisse dieser Prozedur sind in Tabelle 8.1 angegeben. Im Positionsfit werden q und w auf den in dieser Tabelle angegebenen Werten festgehalten.

Quelle	N_{Tel}	ZA [°]	Stereo-Modus	Spektrum	σ	w	q
Sgr-A	2	20	Software	hart ($E^{-2.4}$)	0.0501	2.77	0.0646
Sgr-A	2	20	Hardware	hart ($E^{-2.4}$)	0.0555	2.75	0.0961
PKS 2155	2	20	Hardware	weich ($E^{-3.3}$)	0.0620	2.35	0.1560
PKS 2155	3	20	Hardware	weich ($E^{-3.3}$)	0.0646	2.24	0.1450
Crab	3	45	Hardware	hart ($E^{-2.6}$)	0.0655	2.50	0.1366

Tabelle 8.1: Erwartete Breite σ der Funktion H aus Gl. 8.23, erwartetes Breitenverhältnis w und erwartetes Amplitudenverhältnis q für eine Punktquelle, beobachtet mit N_{Tel} Teleskopen unter einem Zenitwinkel ZA in einem gegebenen Stereo-Modus und einem angenommenen Spektralindex. Aus Monte-Carlo-Simulationen.

Für schwache Quellen hält man am besten auch noch die Breite σ fest, so dass nur die Positionsparameter (α_0, δ_0) und die Amplitude C vom Fit bestimmt werden. Die Ausdehnung des Gebiets, das in den Fit eingeht, wurde zu 0.2° gewählt, also rund dreimal größer als die erwartete Breite der anzupassenden Funktion.

Kapitel 9

Ergebnisse

9.1 Positionen von ausgewählten Quellen

In diesem Abschnitt werden die Positionen von drei Quellen diskutiert. Als ultimative Kontrolle der Pointing-Korrekturen wird zunächst die Position einer bekannten Punktquelle bestimmt. Anschließend wird bei zwei astrophysikalisch interessanten Quellen der Schwerpunkt der TeV-Emission bestimmt und physikalisch interpretiert. Die verwendeten Runs sind in Anhang G aufgeführt.

Die angegebenen Fehler hinter den Positionsangaben sind jeweils nur die statistischen Fehler. Die systematischen Fehler sind separat aufgeführt. Fehler in Rektaszension sind, wenn sie in Sekunden angegeben sind, als Koordinatendifferenz gemeint, dagegen als Raumwinkel, wenn sie in Bogensekunden aufgeführt sind.

9.1.1 Position des AGN PKS 2155-304

PKS 2155-304 wurde 1996/1997 vom Mark-6 Teleskop der Universität Durham als TeV-Quelle entdeckt [Ch 1999]. Als AGN ist es sicher eine Punktquelle und damit ideal zur Überprüfung der Pointing-Genauigkeit geeignet, da man die Position aus Beobachtungen in anderen Wellenlängenbereichen kennt. In der online-Datenbank SIMBAD¹ findet man:

$$\begin{aligned}\alpha &= 21^{\text{h}} 58^{\text{m}} 52.0651^{\text{s}} \\ \delta &= -30^{\circ} 13' 32.118''\end{aligned}\tag{9.1}$$

Die vorhandenen Daten kann man in vier Datensätze einteilen, die sich entweder in den Pointing-Korrekturen oder in den eingesetzten Teleskopen unterscheiden. Die Diskussion der folgenden vier Abschnitte erfolgt gemeinsam am Ende dieses Abschnitts.

CT-2/CT-3, Juli & August 2003

Dies ist mit 94 Runs der größte Sub-Datensatz. Da PKS 2155-304 ein AGN ist, erwartet man, dass seine TeV-Helligkeit Schwankungen unterworfen ist. Ein Blick auf den kumulierten Exzess-Graphen (s. Abb. 9.1) zeigt jedoch, dass die Quelle während der Datennahme stets in etwa mit der gleichen Helligkeit geleuchtet hat, da der Exzess in etwa linear mit der Zeit zunimmt. Die Signifikanz des Signals beträgt rund 36σ .

¹s. <http://simbad.u-strasbg.fr/sim-fid.pl>

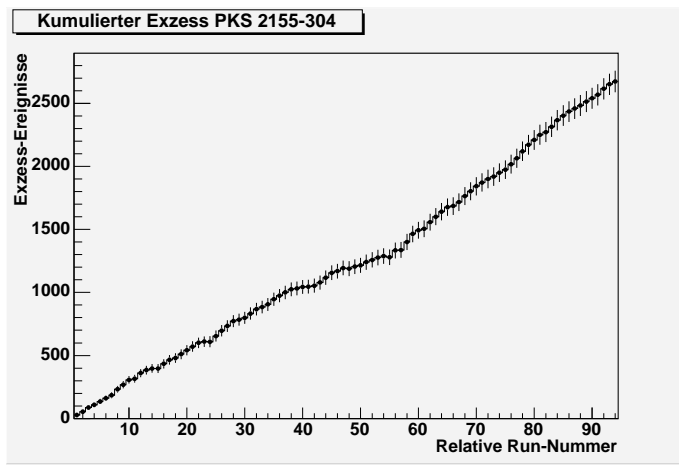


Abbildung 9.1: Kumulierter Exzess des Datensatzes, der im Sommer 2003 von der Quelle PKS 2155-304 gewonnen wurde.

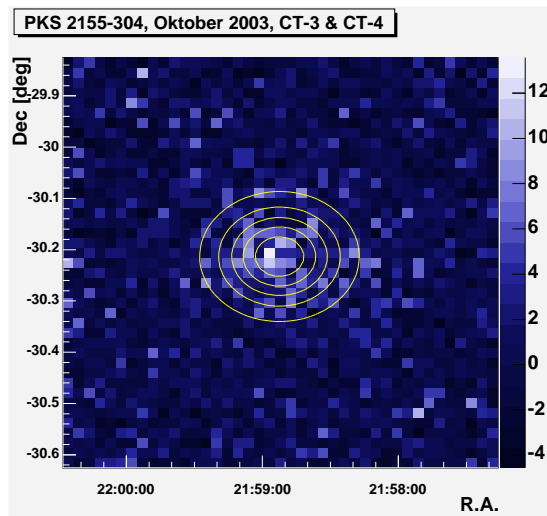
Für diesen Datensatz wurde die Position einmal ohne Berücksichtigung des Offset-Fehlers aus Kap. 7.2 und Kap. 7.4.2 bestimmt (A), und zweimal mit einem veränderten horizontalen Kamera-Offset für CT-3. Einmal wurde die Amplitude aus dem Schwerpunktstest (Kap. 7.2) bestimmt (B), das andere Mal wurde sie aus den Sternkorrekturen (Kap. 7.4.2) gewonnen (C). Die Breite wurde für den Positions-Fit festgehalten. Da das Signal sehr stark ist, führt ein Fit mit freigelassener Breite zu Positionsparametern, die sich deutlich weniger von den angegebenen Werten unterscheiden als es der statistische Fehler zulassen würde. Die Unterschiede sind also nicht signifikant.

Es ergaben sich folgende Exzesskarten (überlagert mit den Konturlinien des jeweiligen Positions-Fits), Positionen und Winkeldifferenzen zu Gl. 9.1 für die drei Fälle:

A	B	C
Exzesskarte	Exzesskarte	Exzesskarte
Position	Position	Position
$\alpha = 21^{\text{h}} 58^{\text{m}} 51.73^{\text{s}} \pm 0.53^{\text{s}}$ $\delta = -30^{\circ} 13' 17.2'' \pm 5.7''$	$\alpha = 21^{\text{h}} 58^{\text{m}} 52.27^{\text{s}} \pm 0.53^{\text{s}}$ $\delta = -30^{\circ} 13' 21.4'' \pm 5.7''$	$\alpha = 21^{\text{h}} 58^{\text{m}} 53.02^{\text{s}} \pm 0.53^{\text{s}}$ $\delta = -30^{\circ} 13' 29.1'' \pm 5.8''$
Differenz	Differenz	Differenz
$\Delta\alpha = -4.4'' \pm 6.9''$ $\Delta\delta = 14.9'' \pm 5.7''$	$\Delta\alpha = 2.7'' \pm 6.9''$ $\Delta\delta = 10.7'' \pm 5.7''$	$\Delta\alpha = 12.4'' \pm 6.9''$ $\Delta\delta = 3.1'' \pm 5.8''$

CT-3/CT-4, Oktober 2003

Im Oktober 2003 wurden 25 Runs auf PKS 2155-304 genommen, bei denen nur CT-3 und CT-4 funktionsfähig waren. Es wurden 600 Exzessereignisse bei einer Signifikanz von 15.1σ registriert. Die Position wurde mit festgehaltener Breite gefittet.



Position:

$$\begin{aligned}\alpha &= 21^{\text{h}} 58^{\text{m}} 54.87^{\text{s}} \pm 1.4^{\text{s}} \\ \delta &= -30^{\circ} 13' 23.2'' \pm 14.7''\end{aligned}$$

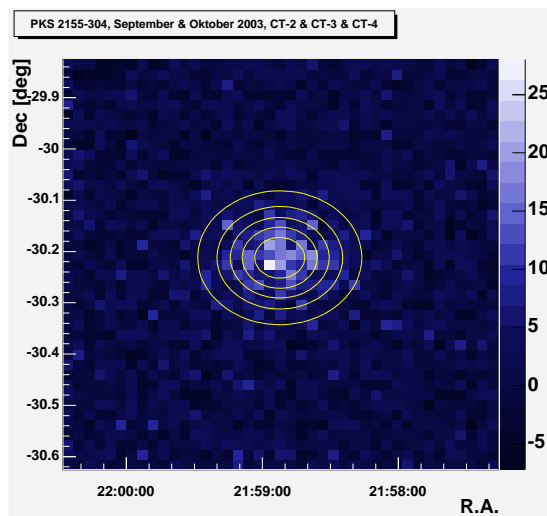
Offsets zur Quelle:

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= 36.4'' \pm 18.5'' \\ \Delta\delta &= 8.9'' \pm 14.7''\end{aligned}$$

Systematischer Fehler: 20''

CT-2/CT-3/CT-4, September & Oktober 2003

In 22 Runs mit drei Teleskopen wurden im September und Oktober 2003 1225 Exzessereignisse gezählt. Die Signifikanz lag bei 24.6σ . Der Positions-Fit wurde mit festgehaltener Breite durchgeführt.



Position:

$$\begin{aligned}\alpha &= 21^{\text{h}} 58^{\text{m}} 54.75^{\text{s}} \pm 0.79^{\text{s}} \\ \delta &= -30^{\circ} 13' 18.7'' \pm 8.6''\end{aligned}$$

Offsets zur Quelle:

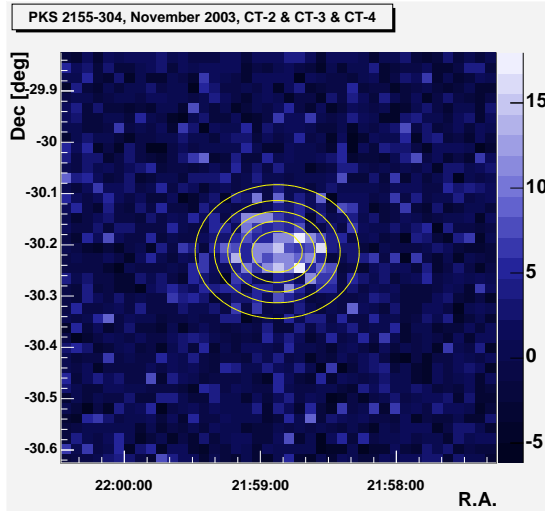
$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= 34.9'' \pm 10.2'' \\ \Delta\delta &= 13.4'' \pm 8.6''\end{aligned}$$

Systematischer Fehler: 20''

CT-2/CT-3/CT-4, November 2003

Im November 2003 wurde mit drei Teleskopen Daten genommen, allerdings führte ein Ausleseproblem bei CT-3 dazu, dass de facto nur CT-2 und CT-4 Ereignisse geliefert haben. Dadurch erfüllen die Daten die Run-Selektionskriterien nicht. Trotzdem wurden sie hier analysiert, da die Richtungsinformation im Prinzip nicht durch den Ausfall eines Tele-

skops verfälscht wird. Weil keine Simulationen für die erwartete TeV-Abbildungsfunktion bei zwei Teleskopen in gegenüber liegenden Ecken des Arrays vorhanden sind, wurde beim Fit die Breite mitbestimmt. Das Signal besteht aus 811 Überschussereignissen und hat eine Signifikanz von 17.9σ .



Position:

$$\alpha = 21^{\text{h}} 58^{\text{m}} 54.97^{\text{s}} \pm 0.90^{\text{s}}$$

$$\delta = -30^{\circ} 13' 19.3'' \pm 10.4''$$

Offsets zur Quelle:

$$\Delta\alpha = 37.7'' \pm 12.9''$$

$$\Delta\delta = 12.9'' \pm 9.8''$$

Systematischer Fehler: 20''

Breite:

$$\sigma_{\delta} = 0.053^{\circ} \pm 0.003^{\circ}$$

$$w\sigma_{\delta} = 0.103^{\circ} \pm 0.035^{\circ}$$

Diskussion

Für den Datensatz aus den Monaten Juli und August 2003 zeigt sich, dass die rekonstruierte TeV-Position innerhalb der Fehler mit den erwarteten Koordinaten aus Gl. 9.1 übereinstimmt. Die Berücksichtigung des vermuteten Offset-Fehlers bei CT-3 führt zu einer leichten Verschiebung, die marginal signifikant gegenüber den statistischen Fehlern ist. Am besten scheint die Korrektur des Offset-Fehlers mit den Sternkorrekturen (Kap. 7.4.2) zu funktionieren, da hier die Differenz zur Quelle am geringsten ist.

Die Erwartung aus Kap. 7.5, dass eine Veränderung des Offsets um eine Amplitude A die rekonstruierte Position um $A/2$ verschiebt, wird durch die durchgeführten Fits bestätigt. Die Winkeldifferenzen zwischen den drei Positionen sind jeweils etwa halb so groß wie die Differenz zwischen den angenommenen Offset-Fehlern.

Die drei Datensätze aus den Monaten September, Oktober und November, an denen CT-4 beteiligt war, zeigen übereinstimmend einen Positionsfehler von rund $35''$ in Rektaszension und rund $10''$ in Deklination. Da die Datensätze nicht korreliert sind, könnte dies auf einen Fehler im verwendeten Pointing-Modell hindeuten (die drei Datensätze wurden mit dem gleichen Modell pointing-kalibriert). Der angegebene systematische Fehler, der in Kap. 7.5 bestimmt wurde, ist also zu Recht relativ groß.

9.1.2 Position des Crab-Nebels

Die Position des Crab-Pulsars ist

$$\begin{aligned}\alpha &= 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 31.97^{\text{s}} \\ \delta &= 22^{\circ} 00' 52.1'' .\end{aligned}\tag{9.2}$$

Sie ist aber nicht notwendigerweise die Position, an der man den Schwerpunkt der TeV-Emission erwartet. Im SSC-Bild folgt die TeV-Emission des Crab-Nebels in führender Ordnung der Röntgen-Emission. Damit können die Röntgen-Bilder, die vom Team des Chandra-Satelliten veröffentlicht wurden [Ch 2004], dazu dienen, die Morphologie der TeV-Emission vorherzusagen. Eine einfache Analyse der Chandra-Bilder ergibt, dass der Nebel im Energiebereich von 300 eV - 900 eV eine RMS-Breite von etwa 40'' und im Bereich von 2.1 keV bis 10 keV eine RMS-Breite von etwa 35'' aufweist. Dies liegt deutlich unter der mit den H.E.S.S.-Teleskopen erreichbaren Winkelauflösung von etwa $0.06^{\circ} \approx 200''$, so dass das TeV-Bild des Crab-Nebels keine Verbreiterung gegenüber einer Punktquelle aufweisen sollte [HE 2000b].

Die Position des Schwerpunkts lässt sich ebenfalls aus den Röntgen-Bildern bestimmen. Dazu wurde der Schwerpunkt der Pixel oberhalb von 10^{-5} counts/(pixel s) aus der energiemittelten Aufnahme bestimmt. Demnach erwartet man den TeV-Schwerpunkt bei

$$\begin{aligned}\alpha &= 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 31.21^{\text{s}} \pm 0.07^{\text{s}} \\ \delta &= 22^{\circ} 01' 4.6'' \pm 1.8'' .\end{aligned}\tag{9.3}$$

Diese Position verändert sich leicht mit der Röntgen-Energie:

$300 \text{ eV} < E < 900 \text{ eV}$	$900 \text{ eV} < E < 2.1 \text{ keV}$	$2.1 \text{ keV} < E < 10 \text{ keV}$
$\alpha = 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 31.18^{\text{s}}$	$\alpha = 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 31.20^{\text{s}}$	$\alpha = 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 31.27^{\text{s}}$
$\delta = 22^{\circ} 01' 6.1''$	$\delta = 22^{\circ} 01' 5.2''$	$\delta = 22^{\circ} 01' 2.8''$

Die Energieschwelle der Crab-Daten liegt bei etwa 400 GeV [Be 2004], da das Objekt bei großen Zenitwinkeln beobachtet werden musste. Die maximale Höhe über dem Horizont beträgt $44^{\circ} 45'$.

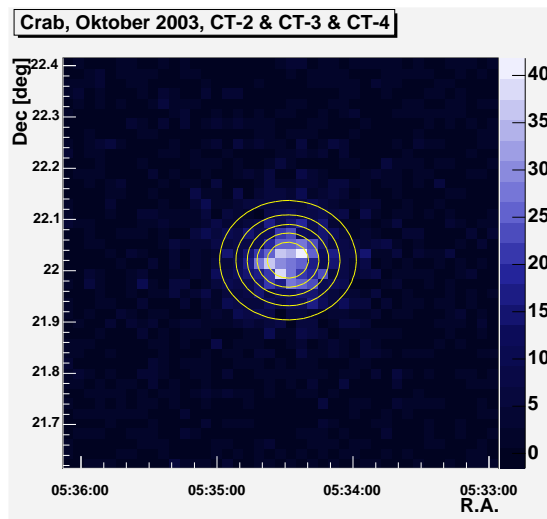
Die Standard-Run-Selektion führt zu einem Satz von zehn Runs hoher Qualität. Insgesamt stehen jedoch 46 Runs zur Verfügung, von denen der größte Teil wegen instabiler Wetterbedingungen verworfen wurde. Dies erscheint jedoch unkritisch, wenn es um die Positionsbestimmung geht. Deswegen wurde die Analyse zweimal durchgeführt: Einerseits mit dem Standard-Datensatz, zum anderen mit dem erweiterten Satz.

Außerdem wurden die Datensätze in drei Energiebänder unterteilt, um zu untersuchen, ob die TeV-Position energieabhängig ist. Die Bins wurden so gewählt, dass in etwa in jedem Bin die gleiche Ereigniszahl vorliegt:

Energie-Bin	Mittlere Schauerenergie	Zahl der Ereignisse Standard-Datensatz	Zahl der Ereignisse erweiterter Satz
$E < 500 \text{ GeV}$	375 GeV	683	1508
$500 \text{ GeV} < E < 1 \text{ TeV}$	675 GeV	790	1923
$E > 1 \text{ TeV}$	2.84 TeV	702	1769

Die Position im Standard-Datensatz

Es wurde 1495 Exzess-Ereignisse registriert. Die Signifikanz des Signals ist mit 54σ sehr hoch, die kumulative Signifikanz ist bereits in Abb. 8.9 gezeigt.



Position:

$$\alpha = 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 31.03^{\text{s}} \pm 0.52^{\text{s}}$$

$$\delta = 22^{\circ} 00' 38.6'' \pm 6.6''$$

Breite:

$$\sigma_{\delta} = 0.057^{\circ} \pm 0.002^{\circ}$$

$$w \sigma_{\delta} = 0.127^{\circ} \pm 0.026^{\circ}$$

Systematischer Fehler: 20''

Die rekonstruierte Position ist in Abb. 9.2 mit dem Röntgen-Bild des Crab-Nebels verglichen, das der Chandra-Satellit aufgenommen hat. Die Breite des Fits, die frei gelassen war, entspricht genau der Erwartung für eine Punktquelle.

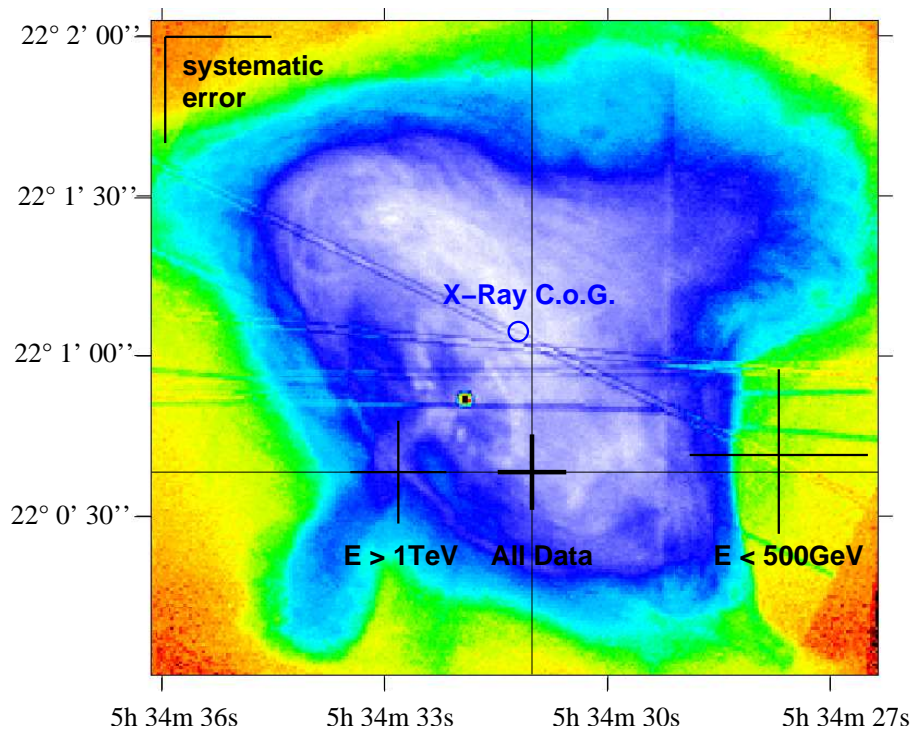
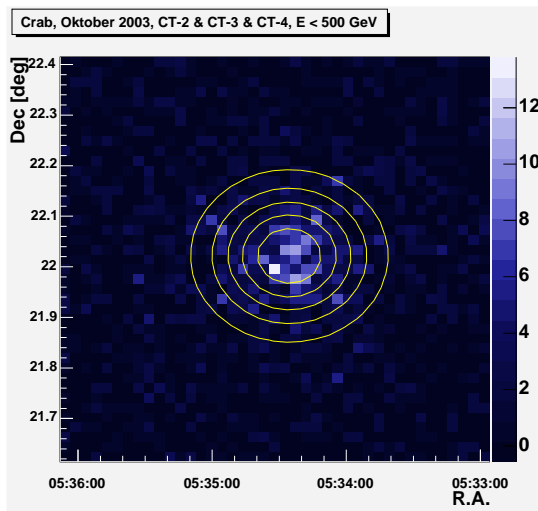


Abbildung 9.2: Die rekonstruierte TeV-Position des Crab-Nebels im Standard-Datensatz, überlagert mit dem Chandra-Röntgen-Bild. Das mittlere Kreuz ist die energiegemittelte Position, die beiden anderen die Positionen nach den angegebenen Energieschnitten. Die Länge der Achsen der Kreuze gibt den statistischen Fehler an, der systematische ist links oben gezeigt.

Energieabhängigkeit der Position im Standard-Datensatz

Da die Breiten aus Kap. 8.6 nicht für die Energie-Bins gelten, wurde eine Gaußfunktion vom Typ Gl. (8.22) mit frei gelassener Breite gefittet. Wegen der verbreiterten TeV-Abbildungsfunktion bei kleinen Energien wurde dort ein 0.4° großes Fit-Gebiet verwendet.



Energie: $E < 500$ GeV

Position:

$$\alpha = 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 27.71^{\text{s}} \pm 1.22^{\text{s}}$$

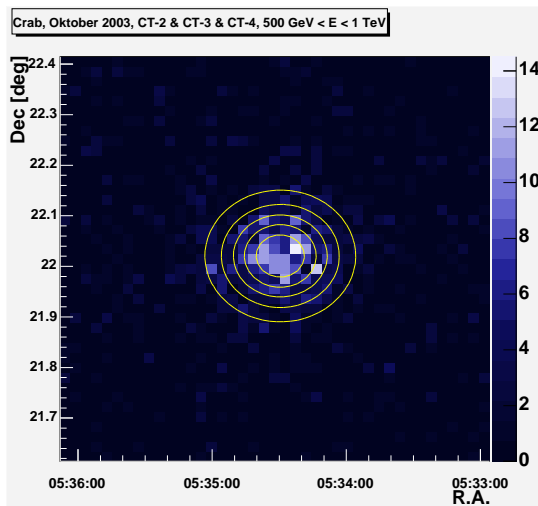
$$\delta = 22^\circ 00' 41.8'' \pm 15.4''$$

Differenz zur mittleren Position:

$$\Delta\alpha = -46.2'' \pm 18.4''$$

$$\Delta\delta = 3.2'' \pm 16.8''$$

Breite: $0.092^\circ \pm 0.003^\circ$



Energie: $500 \text{ GeV} < E < 1 \text{ TeV}$

Position:

$$\alpha = 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 31.87^{\text{s}} \pm 0.94^{\text{s}}$$

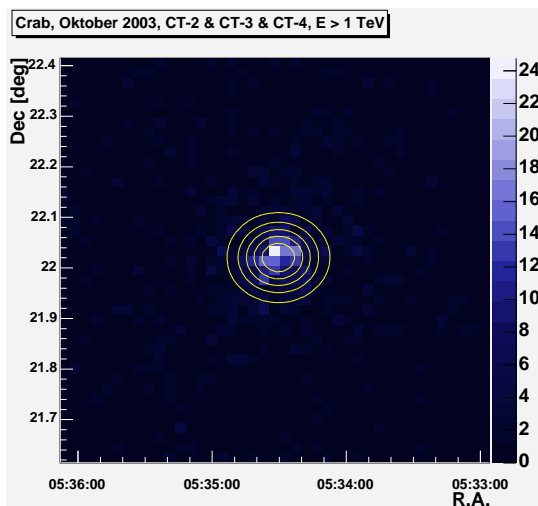
$$\delta = 22^\circ 00' 38.7'' \pm 11.7''$$

Differenz zur mittleren Position:

$$\Delta\alpha = 11.7'' \pm 14.9''$$

$$\Delta\delta = 0.1'' \pm 13.4''$$

Breite: $0.070^\circ \pm 0.003^\circ$



Energie: $E > 1 \text{ TeV}$

Position:

$$\alpha = 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 32.74^{\text{s}} \pm 0.72^{\text{s}}$$

$$\delta = 22^\circ 00' 39.8'' \pm 9.3''$$

Differenz zur mittleren Position:

$$\Delta\alpha = 23.8'' \pm 12.2''$$

$$\Delta\delta = 0.1'' \pm 11.4''$$

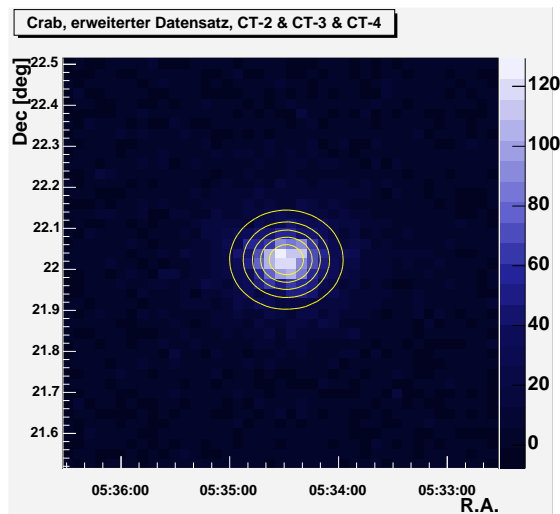
Breite: $0.048^\circ \pm 0.002^\circ$

Man erkennt, dass die Position etwas von der Energie abhängt. Mit abnehmender Energie verschiebt sich der Schwerpunkt der Emission vor allem zu kleineren Rektaszensionswerten. Die Deklination ändert sich dagegen nicht signifikant. Die gemessene Relativverschiebung ist unabhängig von eventuellen, systematischen Fehlern der Positionen. Dieses Ergebnis könnte etwa durch unterschiedlich große Werte von v/B^2 (v : Windgeschwindigkeit des Pulsars, B : Magnetfeld) entlang der beiden Richtungen auf der Pulsar-Drehimpulsachse erklärt werden, s. Kap. 1.3.3.

Die Breite der angepassten Gaußkurve nimmt wie erwartet mit zunehmender Energie ab. Die angegebenen Breiten sind deutlich größer als die Ausdehnung des Crab-Nebels. Die Zunahme der Breite ist rein darauf zurückzuführen, dass die verwendeten Schauerbilder bei kleinen Energien schlechter definiert sind, so dass die rekonstruierten Richtungen stärker streuen.

Die Position im erweiterten Datensatz

In diesem Datensatz wurden 5200 Exzess-Ereignisse gezählt, und die Signifikanz des Signals beträgt 63σ . Die Fits wurden identisch zum Standard-Datensatz durchgeführt, so dass die Ergebnisse direkt vergleichbar sind.



Position:

$$\alpha = 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 31.70^{\text{s}} \pm 0.34^{\text{s}}$$

$$\delta = 22^{\circ} 00' 39.9'' \pm 4.4''$$

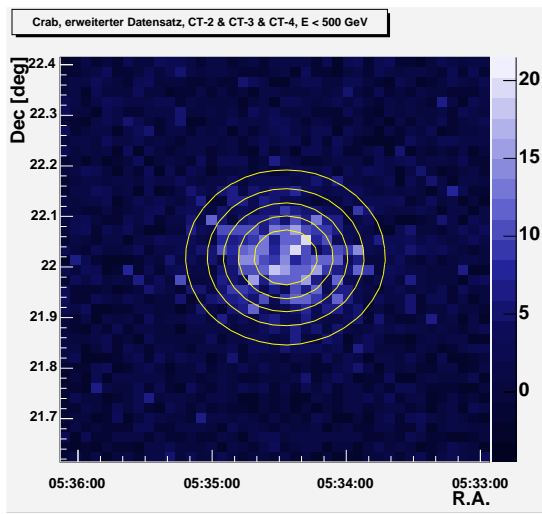
Breite:

$$\sigma_{\delta} = 0.059^{\circ} \pm 0.001^{\circ}$$

$$w \sigma_{\delta} = 0.152^{\circ} \pm 0.018^{\circ}$$

Systematischer Fehler: 20''

Die erhaltene Position ist konsistent mit der aus dem Datensatz, in dem nur die Runs aufgeführt sind, die die Run-Selektion erfüllen. Das gleiche gilt auch für die Position aufgelöst nach den drei Energie-Bins.



Energie: $E < 500$ GeV

Position:

$$\alpha = 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 29.44^{\text{s}} \pm 0.74^{\text{s}}$$

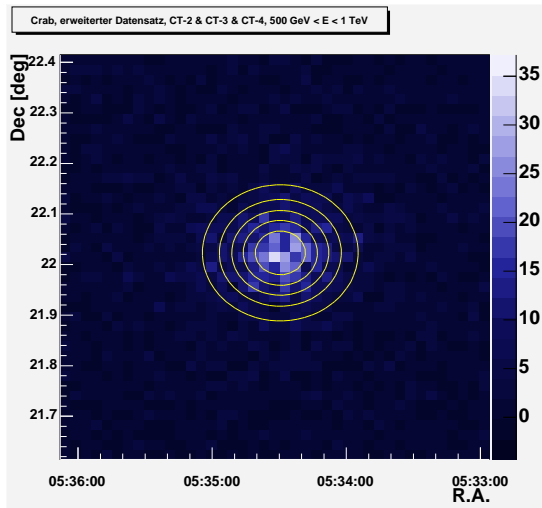
$$\delta = 22^{\circ} 00' 33.4'' \pm 9.2''$$

Differenz zur mittleren Position:

$$\Delta\alpha = -31.4'' \pm 11.4''$$

$$\Delta\delta = -6.8'' \pm 10.2''$$

Breite: $0.093^{\circ} \pm 0.002^{\circ}$



Energie: $500 \text{ GeV} < E < 1 \text{ TeV}$

Position:

$$\alpha = 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 31.86^{\text{s}} \pm 0.60^{\text{s}}$$

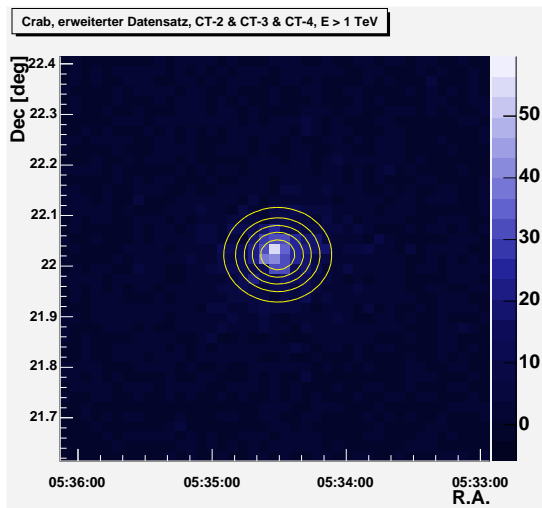
$$\delta = 22^{\circ} 00' 48.0'' \pm 7.5''$$

Differenz zur mittleren Position:

$$\Delta\alpha = 2.3'' \pm 9.6''$$

$$\Delta\delta = 8.1'' \pm 8.6''$$

Breite: $0.073^{\circ} \pm 0.002^{\circ}$



Energie: $E > 1 \text{ TeV}$

Position:

$$\alpha = 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 33.02^{\text{s}} \pm 0.48^{\text{s}}$$

$$\delta = 22^{\circ} 00' 45.8'' \pm 6.0''$$

Differenz zur mittleren Position:

$$\Delta\alpha = 18.3'' \pm 8.2''$$

$$\Delta\delta = 5.9'' \pm 7.4''$$

Breite: $0.050^{\circ} \pm 0.001^{\circ}$

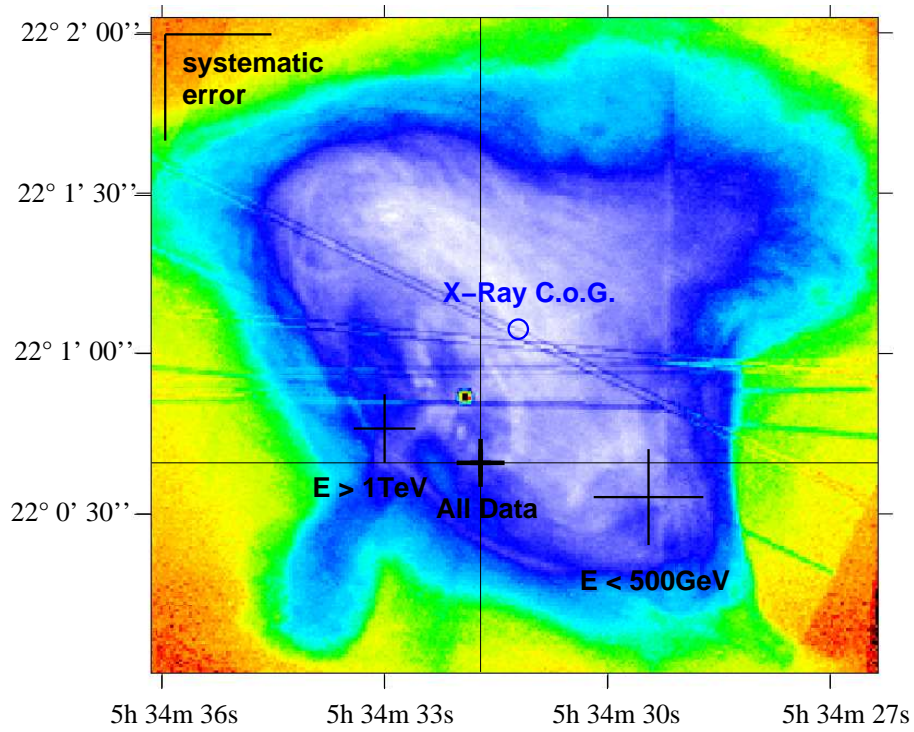


Abbildung 9.3: Das gleiche Bild wie in Abb. 9.2 für den erweiterten Datensatz.

9.1.3 Position der TeV-Quelle nahe dem galaktischen Zentrum

Von der Region des galaktischen Zentrums liegen 29 Runs mit guter Datenqualität vor, die mit CT-2 und CT-3 im Hardware-Stereo-Modus gewonnen wurden. Darin zeigt sich ein Exzess von 392 Ereignissen mit einer Signifikanz von 9.2σ . Es ist a priori nicht klar, welches Objekt diesen TeV-Exzess verursacht. Im Gesichtsfeld liegen unter anderem der Supernova-Überrest Sgr A East und das eigentliche galaktische Zentrum Sgr A*. Die Position von Sgr A East ist:

$$\begin{aligned} \alpha &= 17^{\text{h}} 45^{\text{m}} 47^{\text{s}} & \lambda &= 359^{\circ} 57' 40.5'' \\ \delta &= -29^{\circ} 00' 12'' & \beta &= -0^{\circ} 03' 55.7'' \end{aligned}$$

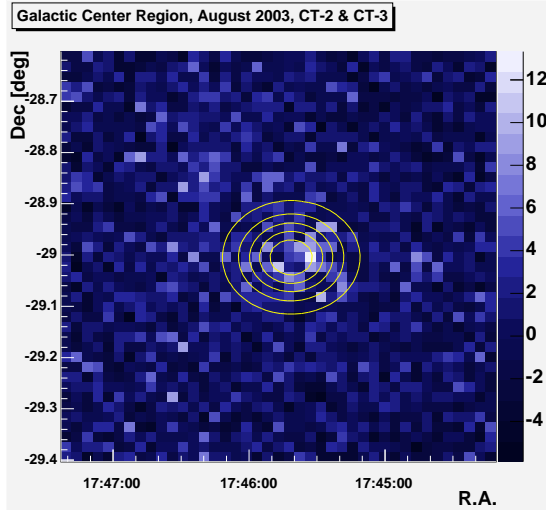
Das galaktische Zentrum liegt dagegen bei:

$$\begin{aligned} \alpha &= 17^{\text{h}} 45^{\text{m}} 39.95^{\text{s}} & \lambda &= 359^{\circ} 56' 38.5'' \\ \delta &= -29^{\circ} 00' 28.2'' & \beta &= -0^{\circ} 02' 45.2'' \end{aligned}$$

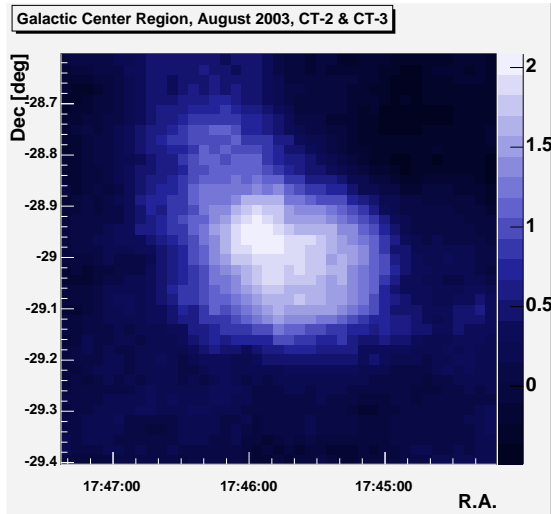
Für die Positions-Fits wurde eine Punktquelle angenommen und die Breite auf den Wert aus Tab. 8.1 fixiert. Da die Daten in den gleichen Monaten genommen wurden, in die auch der Datensatz von PKS 2155-203 mit CT-2 und CT-3 fällt, wurde für die Daten des galaktischen Zentrums ebenfalls eine Korrektur des Offsets vorgenommen. Interessanterweise ist der Effekt der Offset-Korrektur jedoch nur minimal und beträgt weniger als $5''$. Insofern sind die hier angegebenen Zahlen robust gegenüber dem vermuteten falschen Kamera-Offset bei CT-3. Die Zahlenwerte sind hier nur für die Fits zitiert, bei denen die Sternkorrekturen aus Kap. 7.4.2 mit in die Position eingeflossen sind, entsprechend Fall B aus Kap. 9.1.1.

Äquatoriale Koordinaten

Unkorrelierter Exzess & Positions-Fit



Korrelierter Exzess



Position:

$$\alpha = 17^{\text{h}} 45^{\text{m}} 43.69^{\text{s}} \pm 1.53^{\text{s}}$$

$$\delta = -29^{\circ} 00' 52.5'' \pm 17.5''$$

Offsets zu Sgr A East:

$$\Delta\alpha = -43.5'' \pm 20.1''$$

$$\Delta\delta = -40.5'' \pm 17.5''$$

Offsets zu Sgr A*:

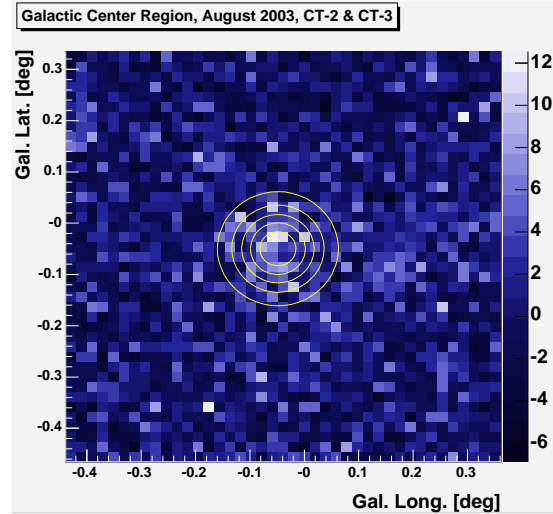
$$\Delta\alpha = 49.0'' \pm 20.1''$$

$$\Delta\delta = -24.3'' \pm 17.5''$$

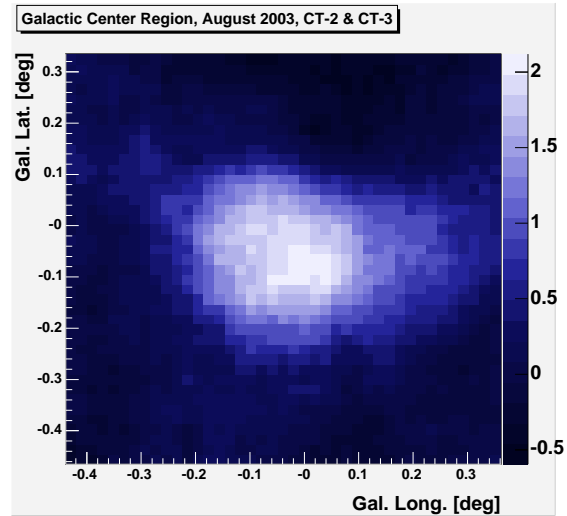
Systematischer Fehler: 10''

Galaktische Koordinaten

Unkorrelierter Exzess & Positions-Fit



Korrelierter Exzess



Position:

$$\lambda = 359^{\circ} 56' 28.0'' \pm 17.4''$$

$$\beta = -0^{\circ} 03' 34.0'' \pm 16.0''$$

Offsets zu Sgr A East:

$$\Delta\lambda = -72.5'' \pm 17.4''$$

$$\Delta\beta = 21.7'' \pm 16.0''$$

Offsets zu Sgr A*:

$$\Delta\lambda = -10.5'' \pm 17.4''$$

$$\Delta\beta = -48.8'' \pm 16.0''$$

Systematischer Fehler: 10''

Die beiden erhaltenen Positionen sind innerhalb des statistischen Fehlers identisch, wie man leicht nachrechnet:

Fit in galaktischen Koordinaten ins Äquatorialsystem transformiert:

$$\begin{aligned}\alpha &= 17^{\text{h}} 45^{\text{m}} 42.7^{\text{s}} \\ \delta &= -29^{\circ} 01' 2.6''\end{aligned}$$

Fit in äquatorialen Koordinaten ins galaktische System transformiert:

$$\begin{aligned}\lambda &= 359^{\circ} 56' 43.4'' \\ \beta &= -0^{\circ} 03' 39.9''\end{aligned}$$

Die ermittelte Position favorisiert leicht Sgr A* gegenüber Sgr A East als Quelle, allerdings kann keine definitive Entscheidung getroffen werden. Die korrelierten Karten zeigen außerdem, dass der Exzess nicht exakt kreisrund zu sein scheint. Dies wurde auch von anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe gesehen und stellt somit kein Artefakt dieser Analyse dar. Da die angesetzten Funktionen für den Positions-Fit eine solche Asymmetrie nicht reproduzieren können, muss man betonen, dass die angegebenen Koordinaten unter der Annahme erhalten wurden, dass der Exzess von einer Punktquelle stammt.

Die Statistik ist bei den Daten des Jahres 2003 noch so gering, dass man kaum auf eine ausgedehnte TeV-Emissionsregion schließen kann. Interessanterweise fällt jedoch die Symmetrieachse mit der galaktischen Ebene zusammen. Insofern ist es sehr interessant, diese Quelle mit der erhöhten Sensitivität des 4-Teleskop-Arrays zu beobachten. Innerhalb eines Jahres sollten klare Aussagen zur Morphologie des Exzesses möglich sein.

Auch andere Kollaborationen haben einen Exzess aus der gleichen Richtung detektiert ([CA 2004],[VE 2004]). Die Interpretation ist jedoch zum jetzigen Zeitpunkt schwierig, da die erhaltenen Spektren stark voneinander abweichen.

9.2 Suche nach gepulster TeV-Emission

Mittels der Methoden aus Kap. 5.4.3 ist es leicht, nach gepulster Emission einer Quelle zu suchen. Für diese Arbeit wurde nach dem Pulsar des Crab-Nebels gesucht, von dem monatliche Ephemeriden öffentlich zur Verfügung stehen [Jo 2003]. Die relevanten Werte sind:

Monat	t_0 (TDB)	f [Hz]	f' [1/s ²]
Oktober 2003	MJD 52927 + 0.019997s	29.8014598690	$-373440.76 \cdot 10^{-15}$
November 2003	MJD 52958 + 0.031958s	29.8004596799	$-373414.92 \cdot 10^{-15}$

Es wurde zum einen der Standard-Datensatz des Crab-Nebels aus dem Jahr 2003 als Basis gewählt. Zum anderen wurde die Analyse auch mit einem größeren Datensatz durchgeführt, der ebenfalls die Runs enthält, die nicht die Selektionskriterien erfüllen. Dies ist gerechtfertigt, da es ausgesprochen unwahrscheinlich ist, ein falsches Signal in Phase mit dem Crab-Pulsar zu erhalten. In einer dritten Variante wurden die Ereignisse des Standard-Datensatzes in die drei Energie-Bins aus Kap. 9.1.2 aufgeteilt und, es wurde energieaufgelöst nach gepulster Emission gesucht. Dieser Ansatz ist motiviert durch die Tatsache, dass man gepulste Emission am ehesten im niederenergetischen Bereich erwarten kann [Hi 2001].

Es wurden Standardschnitte angewendet. Für die Ereignisse innerhalb eines Kreises mit Radius 0.2° um die Pulsarposition herum wurde jeweils die Phase des Pulsars zur gemessenen Zeit berechnet. Die erhaltenen Phasen können dann in ein Phasogramm eingetragen

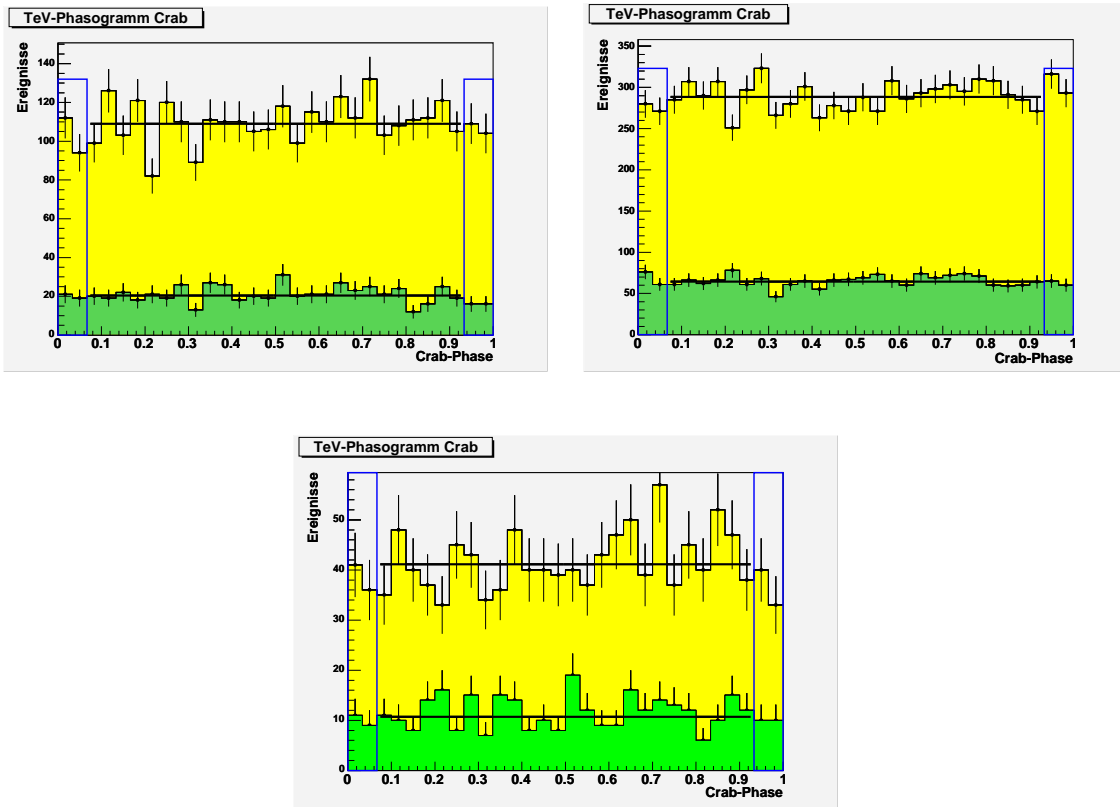


Abbildung 9.4: Links: Phasogramm der Crab-Nebel-Ereignisse für den Standard-Datensatz 2003. Gelb: Ereignisse aus der Signalregion nach Schnitten; grün: Ereignisse aus der Untergrundregion nach Schnitten. Die blauen Boxen markieren den Phasenbereich des Haupt-Peaks. Rechts: Das gleiche Phasogramm mit dem erweiterten Datensatz. Unten: Das Phasogramm für den Standard-Datensatz und einem zusätzlichen Energieschnitt $E < 500$ GeV.

werden, in dem sich gepulste Emission als Peak zeigen würde. Drei der erhaltenen Phasogramme sind in Abb. 9.4 gezeigt. Man sieht keine Anzeiche für gepulste Emission.

Aus den Daten kann man Upper Limits ausrechnen. Die Methode zur Berechnung eines $(1 - \gamma) \cdot 100\%$ Upper Limits, die in [He 1983] diskutiert wird, ist identisch zu folgender Formel:

$$\text{U.L.}|_{\text{absolut}} = C - B_0 + \sqrt{2(C + \sigma_B^2)} \cdot \text{erf}^{-1} \left(1 - \gamma \cdot \left[1 + \text{erf} \left(\frac{C - B_0}{\sqrt{2(C + \sigma_B^2)}} \right) \right] \right) . \quad (9.4)$$

Hier steht C für die Gesamt-Ereigniszahl im Phasenbereich des Peaks, B_0 für den Untergrund im gleichen Bereich und σ_B für den Fehler des Untergrunds.

Es ist geschickt, das Upper Limit auf die DC-Ereigniszahl zu beziehen, da das Ergebnis dann unabhängig von Unsicherheiten der Bestimmung des DC-Flusses wird. So benötigt die Flussbestimmung etwa effektive Flächen und ist damit simulationsabhängig. Eine Aussage der Form “Das Upper Limit beträgt 5% des DC-Flusses” ist dagegen robuster. Folgende Formel wird verwendet:

$$\text{U.L.}|_{\text{relativ}} = \text{U.L.}|_{\text{absolut}} / \left(\frac{15}{13} (N_{on} - \nu N_{off}) \right) . \quad (9.5)$$

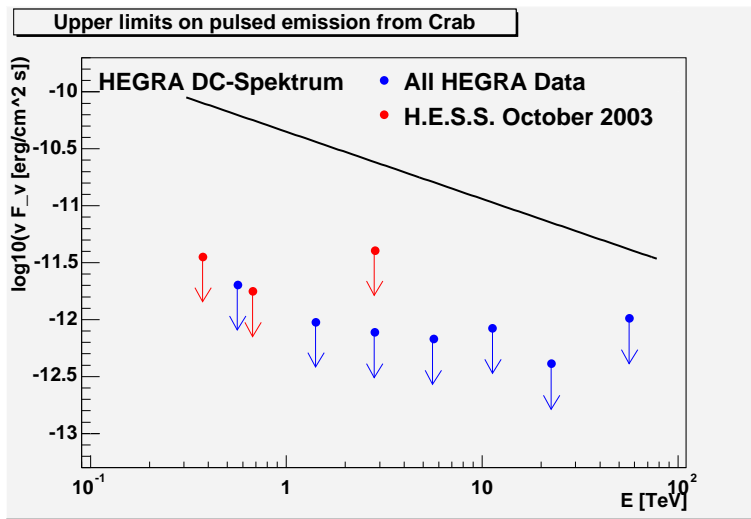


Abbildung 9.5: Upper Limits auf die gepulste Emission des Crab-Pulsars im TeV-Bereich.

Hier steht N_{on} für die Zahl Ereignisse, die im Phasogramm nicht in den Peak-Bereich fallen, N_{off} für die Zahl der Untergrundeignisse, die nicht im Peak-Bereich lagen und ν für die Normierung.

Der Bereich zur Peak-Suche wurde auf den Phasenbereich $[0, 0.067] \cup [0.933, 1]$ gelegt (s. Abb. 5.3). Der Untergrund wird also aus dem Intervall $[0.067, 0.933]$ bestimmt. Aus den gezeigten Phasogrammen ergeben sich folgende Werte für 3σ Upper Limits:

	C	B_0	σ_B	$N_{on} - \nu N_{off}$	99.865% U.L. _{relativ}
Standard-Datensatz	419	435.7	8.2	2308	2.21%
Erweiterter Datensatz	1160	1153.9	13.3	5832	1.81%
$E < 500 \text{ GeV}$	150	164.6	5.0	787	3.70%
$500 \text{ GeV} < E < 1 \text{ TeV}$	134	144.3	4.7	827	3.45%
$E > 1 \text{ TeV}$	127	116.7	4.2	682	5.99%

Die Werte demonstrieren die Leistungsfähigkeit des H.E.S.S.-Arrays. Bereits nach wenigen Stunden Beobachtungszeit erhält man Werte, die vergleichbar sind mit den in [HE 1999] publizierten. Dort wurde für $E < 1 \text{ TeV}$ eine Obergrenze von 5.7% gefunden und für $E > 1 \text{ TeV}$ ein Wert von 3.3%. Über alle Energien summiert lag das Upper Limit bei 2.3%. Inzwischen wurde der gesamte HEGRA-Crab-Datensatz von 400 Stunden phasen aufgelöst untersucht [HE 2004]. Die sich ergebenden Upper Limits sind mit den hier erhaltenen in Abb. 9.5 verglichen. Man erkennt, dass H.E.S.S. erwartungsgemäß vor allem am interessanteren niederenergetischen Ende des TeV-Bereichs die Upper Limits verbessert.

Zusammenfassung

Diese Arbeit befasst sich zum einen mit den technischen Aspekten der geometrischen Kalibration der Daten des stereoskopischen Systems von Cherenkov-Teleskopen H.E.S.S., dessen erste Ausbaustufe seit Beginn des Jahres 2004 komplettiert ist. Zum anderen werden die Positionen von drei astronomischen TeV-Quellen untersucht, die 2003 mit den jeweils zur Verfügung stehenden Teleskopen beobachtet wurden. Es handelt sich dabei um den TeV-Blazar PKS 2155-304 (einen aktiven galaktischen Kern), den Crab-Nebel (die Standardkerze der TeV-Astronomie) und den Exzess aus Richtung des galaktischen Zentrums.

H.E.S.S. ist das zur Zeit leistungsfähigste TeV-Observatorium weltweit. Eine Quelle mit einem integralen Fluss von 1% des Crab-Nebel-Flusses und ähnlichem Spektrum kann innerhalb von 25 Stunden mit einer Signifikanz von 5σ nachgewiesen werden. Die Energieschwelle, definiert als die Energie, bei der die differenzielle Rate maximal ist, beträgt für Beobachtungen bei kleinen Zenitwinkeln 125 GeV nach Schnitten. Die erreichbare Energieauflösung liegt bei 15% und die Winkelauflösung pro Ereignis beträgt etwa 0.06° .

Auf den ersten Blick erstaunlich ist die Tatsache, dass TeV-Punktquellen auf wenige Bogensekunden genau lokalisiert werden können. Zum einen erfordert dies eine ausreichend hohe Zählstatistik, so dass ein Fit der aus Simulationen bekannten TeV-Abbildungsfunktion an die gemessene Ereignisverteilung die Positionsparameter genau genug bestimmt. Zum anderen muss die systematische Ungenauigkeit kleiner sein als die gewünschte Genauigkeit der Positionsangaben. Der erste Punkt ist bei H.E.S.S. durch die hohe Sensitivität für eine Quelle von der Stärke des Crab-Nebels bereits nach wenigen Stunden Beobachtungszeit erfüllt. Die Pointing-Systematik wird dadurch schnell limitierend, so dass der geometrischen Kalibration eine wichtige Rolle zukommt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Pointing-Kalibration der H.E.S.S.-Teleskope durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, dass die Ausrichtung jedes Teleskops bis auf einen Restfehler von weniger als $10''$ je Achse durch ein mechanisches Modell vorhergesagt werden kann, wenn man die nominelle Ausrichtung vorgibt. Weiter wurde gezeigt, dass der Restfehler nach der Korrektur nicht komplett zufällig ist, sondern zum Großteil durch eine messbare Fehlausrichtung der Achsen verursacht wird. Mit einem auf der Elevationsachse montierten Leitfernrohr kann dieses Mispointing an Sternen gemessen werden. Die Berücksichtigung dieser während der Datennahme zu bestimmenden Korrektur verbessert den Fehler auf rund $3''$ je Achse. Eventuell lohnt es sich, auch die Lage der Kamera relativ zur Altitudeachse online zu überwachen, um eine weitere moderate Verbesserung zu erreichen.

Zur Generierung der Pointing-Modelle sind die Teleskope mit CCD-Kameras ausgestattet, die als Teil dieser Arbeit ausgesucht, eingebaut, justiert und getestet wurden. Sie dienen dazu, Abbilder von Sternen auf dem geschlossenen Kameradeckel aufzunehmen, wenn das Teleskop auf Sterne gerichtet wird. Da gleichzeitig über Leuchtdioden realisierte Messmarken im Bildfeld zu sehen sind, kann man so die relative Lage von optischer Achse

zum Kamerakörper bestimmen und als Funktion der Teleskopausrichtung messen.

Neben der Vorhersage von Pointing-Abweichungen liefert das verwendete Modell auch wertvolle Information über das Teleskop, da man die einzelnen Parameter mechanisch interpretieren kann. Der auffälligste Parameter war in der Rückschau die Verkippung der Azimutachse von CT-3. Es wurde entdeckt, dass das Teleskop im Laufe von zwei Jahren um rund 50" nach Südosten gekippt ist. Direkte Messungen der Laufschienen bestätigten dies.

Verschiedene unabhängige Tests der Pointing-Modelle ergaben, dass die Lichtfänger-Matrix, deren Lage die relevante Größe für die Cherenkov-Daten ist, nur mit einer geringeren Genauigkeit relativ zu den Messmarken der Pointing-Modelle lokalisiert werden kann, als es notwendig wäre. Dies limitiert zur Zeit die Genauigkeit von Positionsangaben bei H.E.S.S. Die Ursache ist noch nicht vollständig geklärt. Da das Problem erst deutlich nach der Datennahme entdeckt wurde, war der damalige Hardware-Status nicht mehr vollständig rekonstruierbar. Es wurde jedoch eine Methode getestet, um die nur ungenau bekannte Relativlage in Zukunft besser zu bestimmen. Die Ergebnisse sind vielversprechend. Weitere leicht realisierbare Vorschläge zur Verbesserung des bisherigen Aufbaus liegen ebenfalls vor.

Für Daten, die in den Monaten Juli und August 2003 genommen wurden, kann man den Offset-Fehler grob korrigieren, so dass der sich ergebende systematische Fehler auf Positionsangaben zu 10" abgeschätzt wurde. Für die Daten ab September bis Dezember 2003 konnte keine Korrektur des eventuell vorhandenen Offset-Fehlers ermittelt werden. Positionsbestimmungen aus Daten dieses Zeitraums sind deswegen mit einem systematischen Fehler von 20" behaftet. Allerdings sind selbst in diesem ungünstigen Fall die Positionsangaben nicht schlechter als beim Vorläuferexperiment HEGRA.

Es wurde ein Analysepaket programmiert, das die generelle H.E.S.S.-Software nutzt und speziell darauf ausgelegt ist, untergrundbereinigte Exzesskarten der beobachteten Himmelsregion zu erstellen. Diese sind geeignet, um Positionen von TeV-Quellen zu bestimmen. Die vorhandenen Datensätze von den drei untersuchten Quellen wurden unterteilt in Subsätze, die jeweils unter identischen Bedingungen bezüglich der Pointing-Kalibration gewonnen wurden.

Die Quelle PKS 2155-304 wurde untersucht, da sie einen idealen TeV-Teststrahl bezüglich der Herkunftsrichtung darstellt. Für die Daten der Monate Juli und August stimmt die TeV-Position innerhalb des statistischen und systematischen Fehlers mit den Koordinaten des AGNs überein, wie sie in anderen Wellenlängenbereichen bestimmt wurden. Die hier ermittelte Position ist:

$$\begin{aligned}\alpha &= 21^{\text{h}} 58^{\text{m}} 52.27^{\text{s}} \pm 0.53^{\text{s}} (\text{stat.}) \pm 0.77^{\text{s}} (\text{syst.}) \\ \delta &= -30^{\circ} 13' 21.4'' \pm 5.7'' (\text{stat.}) \pm 10'' (\text{syst.}) .\end{aligned}$$

Für die Daten der Herbstmonate ergab sich eine Position, die nur marginal konsistent mit der Quellposition ist. Da drei unabhängige Datensätze in diesem Zeitraum in etwa die gleiche Abweichung zeigen, kann man vermuten, dass es sich um ein systematisches Problem handelt.

Der TeV-Schwerpunkt des Crab-Nebels ergibt sich aus dem Standard-Datensatz des Jahres 2003 zu:

$$\begin{aligned}\alpha &= 5^{\text{h}} 34^{\text{m}} 31.03^{\text{s}} \pm 0.52^{\text{s}} (\text{stat.}) \pm 1.44^{\text{s}} (\text{syst.}) \\ \delta &= 22^{\circ} 00' 38.6'' \pm 6.6'' (\text{stat.}) \pm 20'' (\text{syst.}) .\end{aligned}$$

Die gefundene Position ist innerhalb der Fehler konsistent mit dem Schwerpunkt der Röntgenemission wie sie vom Chandra-Satelliten gemessen wurde. Die beiden Positionen sollten in erster Näherung in einem Synchrotron-Self-Compton-Modell des Crab-Nebels miteinander übereinstimmen.

In einer zweiten Analyse wurden die Ereignisse in drei Energie-Bins geteilt und jeweils getrennt die Position bestimmt. Die relative Lageänderung ist dann frei von systematischen Fehlern. Es ergab sich, dass sich die TeV-Position mit abnehmender Energie zu kleineren Rektaszensionswerten verschiebt. Dies kann als Hinweis darauf gelten, dass der typische Abstand für Synchrotron-Verluste entlang der Spin-Achse in die beiden Richtungen unterschiedlich ist.

Aus Richtung des galaktischen Zentrums wurde im Jahr 2003 ein 9σ -Exzess registriert. Seine Position wurde in äquatorialen und galaktischen Koordinaten bestimmt:

$$\begin{aligned}\alpha &= 17^{\text{h}} 45^{\text{m}} 43.69^{\text{s}} \pm 1.53^{\text{s}} & \lambda &= 359^{\circ} 56' 28.0'' \pm 17.4'' \\ \delta &= -29^{\circ} 00' 52.5'' \pm 17.5'' & \beta &= -0^{\circ} 03' 34.0'' \pm 16.0''\end{aligned}$$

Bei einem systematischen Fehler von $10''$ ist bei dieser Quelle der statistische Fehler dominant. Die gefundene Position liegt etwas näher am galaktischen Zentrum Sgr A* als bei dem Supernova-Überrest Sgr A East. Eine definitive Entscheidung zugunsten einer der beiden möglichen Quellen konnte jedoch nicht getroffen werden.

Als Teil dieser Arbeit wurde die gesamte astrometrische Software für das H.E.S.S.-Experiment entwickelt. Dort ist auch die Transformation von Zeiten auf das Baryzentrum des Sonnensystems implementiert, die etwa benötigt wird, um Signale von Pulsaren phasengerecht aufaddieren zu können. Dass dieser Teil der Software korrekt funktioniert, wurde eindrucksvoll in einer Diplomarbeit demonstriert, in der die optische Lichtkurve des Crab-Pulsars gemessen wurde. Damit konnten die vorhandenen TeV-Daten ebenfalls auf gepulste Emission hin untersucht werden. Es fanden sich keine Anzeichen für eine Abhängigkeit des Crab-TeV-Signals mit der Pulsarphase. Die erhaltenen Upper Limits in Einheiten des HEGRA DC-Flusses aus Gl. 1.1 sind:

$E < 500 \text{ GeV}$	$500 \text{ GeV} < E < 1 \text{ TeV}$	$E > 1 \text{ TeV}$	Kombiniert
3.70%	3.45%	5.99%	2.21%

Sie sind im niederenergetischen Bereich bereits gleich gut wie die, die sich aus den gesamten zur Verfügung stehenden Daten des Vorläuferexperiments HEGRA ergaben.

Bereits in der nahen Zukunft wird H.E.S.S. durch die seit Beginn des Jahres 2004 erreichte volle Sensitivität die statistischen Fehler der bekannten Quellen auf unter $10''$ senken können. Insofern ist eine Lösung des noch bestehenden Problems dringlich, die Lage der Pixelmatrix relativ zu den Messmarken entsprechend genau zu bestimmen. Danach sollte der systematische Fehler auf Positionsangaben im Bereich von wenigen Bogensekunden liegen. Damit wird H.E.S.S. die TeV-Astronomie mit ungeahnt präzisen Messungen bereichern können.

Anhang A

Definition der Hillasparameter

Gegeben sei die Intensitätsverteilung des Lichts $I(x, y)$ in Form von Pixelamplituden A_i mit bekannten Pixelpositionen (x_i, y_i) . Dieses Bild wird durch eine Ellipse genähert, die der zweidimensionalen Momenteverteilung entspricht. Die Parameter beschreiben dann Lage und Form dieser Ellipse und können auf einen beliebigen Punkt (x_0, y_0) bezogen werden. Man definiert die Gesamtintensität *size* als

$$s = \sum_i A_i, \quad (\text{A.1})$$

wobei über alle Pixel summiert wird, die zur Parametrisierung beitragen sollen. Mit den üblichen Definitionen

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \sum_i A_i(x_i - x_0)/s \\ \bar{y} &= \sum_i A_i(y_i - y_0)/s \\ \overline{x^2} &= \sum_i A_i(x_i - x_0)^2/s \\ \overline{y^2} &= \sum_i A_i(y_i - y_0)^2/s \\ \overline{xy} &= \sum_i A_i(x_i - x_0)(y_i - y_0)/s \\ \sigma_{x^2} &= \overline{x^2} - \bar{x}^2 \\ \sigma_{y^2} &= \overline{y^2} - \bar{y}^2 \\ \sigma_{xy} &= \overline{xy} - \bar{x}\bar{y} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

und

$$\begin{aligned} k_0 &= \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2} \\ l_0 &= \sqrt{k_0^2 + 4\sigma_{xy}^2} \\ m_0 &= \overline{y^2} - \bar{x}^2 \\ n_0 &= \sqrt{m_0^2 + 4\overline{xy}^2} \\ u_{\pm} &= 1 \pm k/l \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

kann man die Parameter *length*, *width*, *miss*, *dist* und *azwidth* definieren:

$$l = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + l_0}{2}}$$

$$\begin{aligned}
w &= \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - l_0}{2}} \\
m &= \sqrt{\frac{u_+ \bar{x}^2 + u_- \bar{y}^2}{2} - \frac{2 \bar{x} \bar{y} \sigma_{xy}}{l_0}} \\
d &= \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2} \\
a &= \sqrt{\frac{\bar{x}^2 + \bar{y}^2 - n_0}{2}}
\end{aligned} \tag{A.4}$$

Die Hauptachse der Ellipse wird durch eine Geradengleichung $y = px + q$ beschrieben, die damit auch bekannt ist:

$$\begin{aligned}
p &= \frac{k_0 + l_0}{2 \sigma_{xy}} \\
q &= \bar{y} - p \bar{x}
\end{aligned} \tag{A.5}$$

Der Winkel α ist definiert durch

$$\alpha = \left| \arcsin \left(\frac{m}{d} \right) \right| \tag{A.6}$$

Anhang B

Gehäuse für die CCD-Kameras

B.1 LidCCD

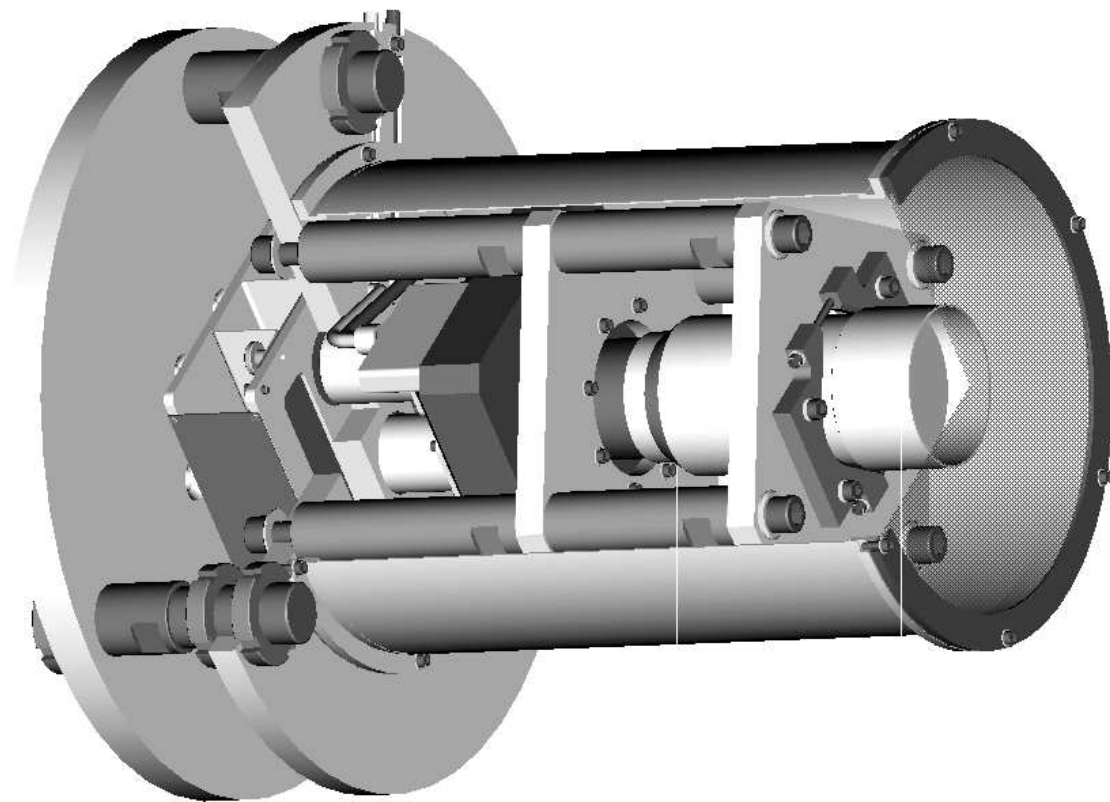


Abbildung B.1: Das Gehäuse für die LidCCD. Der Turm aus dicken Stahlelementen um das Objektiv verleiht der Konstruktion die nötige Steifheit.

B.2 SkyCCD

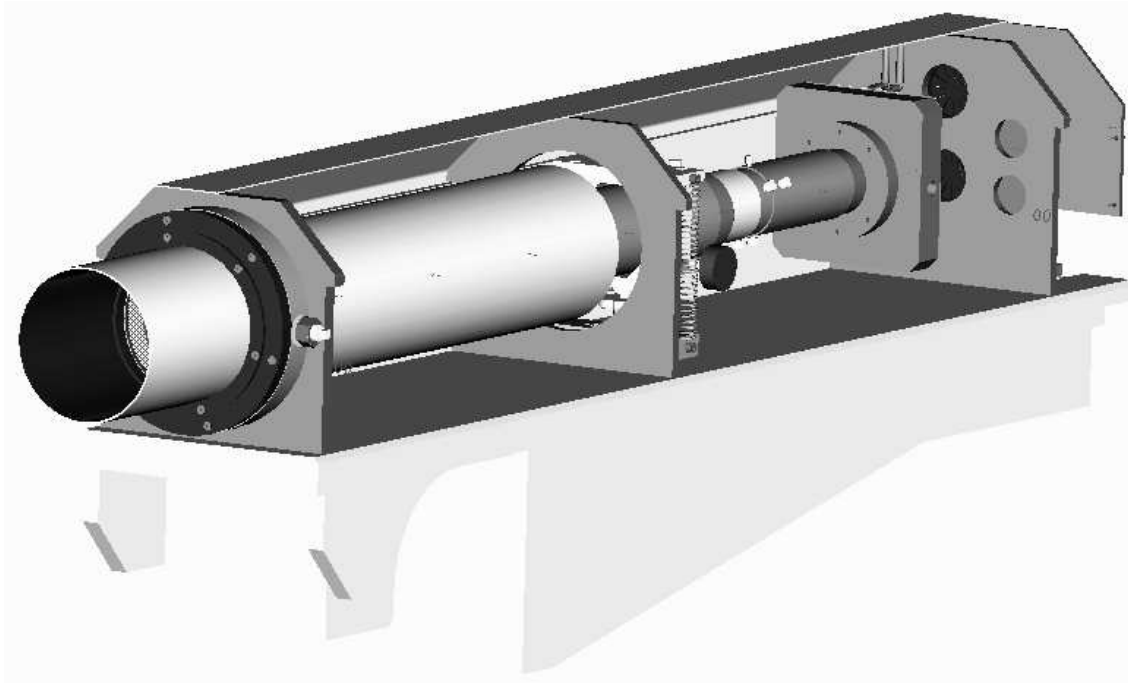


Abbildung B.2: Das Gehäuse für die SkyCCD. Die Optik wird in zwei Stahlplatten gefasst. Die hinter dem Okularauszug sitzende CCD-Kamera ist selbst auch noch mit dem Gehäuse verbunden. Dadurch ist die Konstruktion wesentlich stabiler.

Anhang C

Anleitung zur Ausrichtung der SkyCCD

Hier ist beschrieben, wie man zur Ausrichtung der SkyCCDs vorgehen kann. Das hier beschriebene Verfahren wurde bei allen Teleskopen erfolgreich angewendet. Alle auftretenden Größen sind in Abb. C.1 veranschaulicht.

1. Definiere eine lange vertikale Stange im Array (z.B. ein Blitzschutzmast oder eine der drei Stangen des Telekom-Towers) als Referenz.
2. Nehme eine Messlatte mit 5 m Länge, markiere an einem Ende mit einem Reflektormarken-Fadenkreuz den Punkt A.
3. Stelle Theodolit zwischen Teleskop-Az-Achse und Referenzstange, etwa 50 m vom Teleskop entfernt. Dies geht auf 3 cm genau.
 - Mit Auge peilen (Auge \rightarrow Az-Achse \rightarrow Theodolit \rightarrow Referenzstange)
 - Umschlagen mit Theodolit
4. Stelle Teleskop mit Software genau waagrecht ($alt = 0^\circ$), Blickrichtung grob zum Theodolit. Das Teleskop unter die Höhe 8° zu fahren erfordert, einige Sicherheitssysteme auszutricksen. Siehe Anleitung zum Tracking-System.
5. Drehe das Teleskop im Azimut von Hand so, dass $a = b$. Dazu muss der Abstand zu den beiden Elevationslagern vom Theodolit aus gesehen gleich sein. (Messungstyp "RL" am Theodolit für reflektorlos, sollte auf 3 mm genau funktionieren).
6. Messe mit Theodolit zum Dish-Zentrum.

$$\begin{aligned} \text{Ablese - Wert "HD"} &= c_1 \\ \text{Ablese - Wert "HZ"} &= \alpha_1 \end{aligned} \tag{C.1}$$

7. Messe mit Theodolit zur SkyCCD

$$\begin{aligned} \text{Ablese - Wert "V"} &= \beta_2 \\ \text{Ablese - Wert "HD"} &= c_2 \\ \text{Ablese - Wert "HZ"} &= \alpha_2 \\ \alpha &= \text{abs}(\alpha_2 - \alpha_1) \\ e &= c_1 \cdot \tan(\alpha) \\ h2 &= c_2 \cdot \tan(\beta_2) \end{aligned} \tag{C.2}$$

8. Markiere Punkt B auf der Messlatte im Abstand e von A mit einer Reflektormarke.
9. Bringe Messlatte waagrecht an der Referenzstange an, senkrecht zur Peilrichtung:
 - A muss auf Referenzstange liegen
 - B muss auf gleicher Seite wie SkyCCD liegen
 - Die Latte muss auf gleicher Höhe wie der Theodolit liegen
10. Messe mit Theodolit auf Punkt A

$$\begin{aligned}
 \text{Ablese - Wert "HD"} &= f & (C.3) \\
 g &= f + c_1 \\
 \gamma &= \arctan(h_2/g)
 \end{aligned}$$

11. Drehe Teleskop um γ in Altitude nach unten. Unter 0° zu fahren erfordert sogar einen Endschalter zu überbrücken.
12. Justiere SkyCCD vertikal, bis Messlatte zu sehen.
13. Justiere SkyCCD horizontal, bis Punkt B in der Mitte des Chips zu sehen ist.

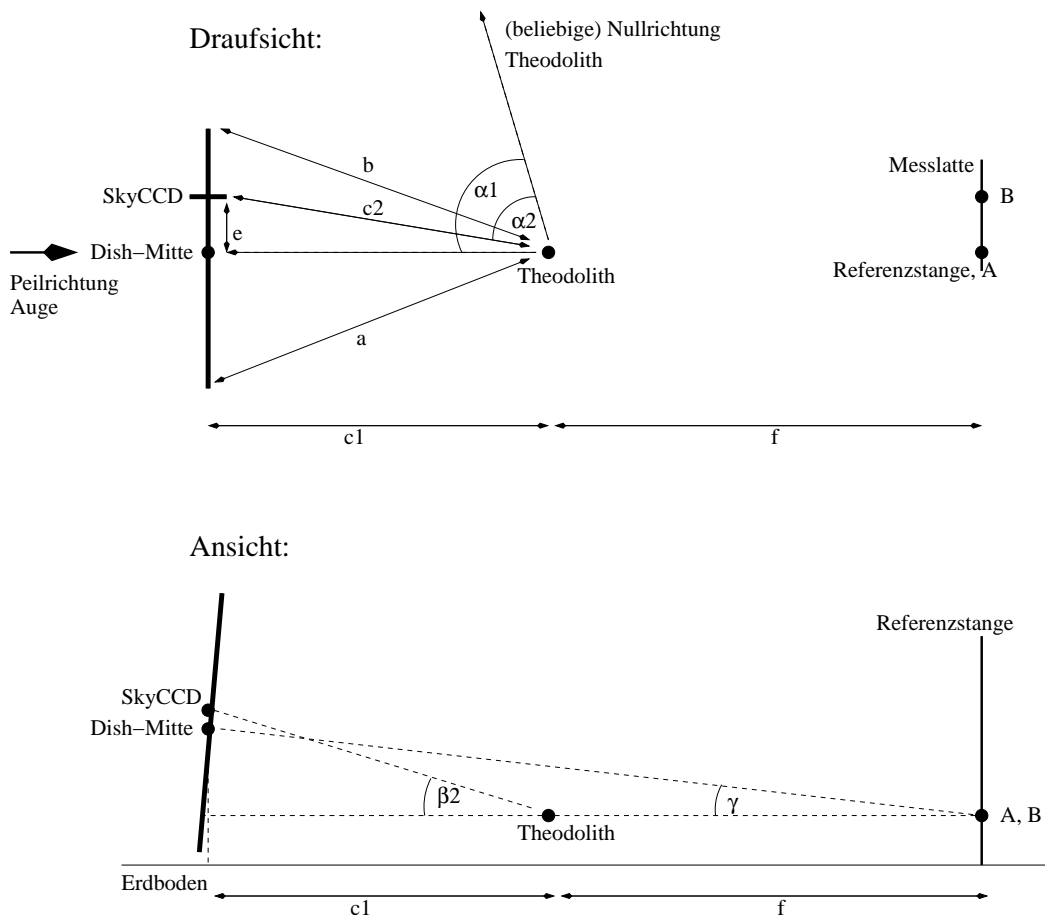


Abbildung C.1: Oben: Aufsicht auf die Geometrie während der Ausrichtung der SkyCCD. Unten: Ansicht der Geometrie von der Seite.

Anhang D

Beispiel für einen Pointing-Fahrplan

Beispielhaft ist der Fahrplan gezeigt, der am 4. 2. 2004 verwendet wurde. Die Fahrstrecke ist das Maximum der beiden Abstände in den beiden Achsen zur vorhergehenden Position.

Zeit	Stern	Azimut [°]	Altitude [°]	Fahrstrecke
2004-02-04 19:33:20:	HIP 25606,	Az: 322.716,	Alt: 86.8564	
2004-02-04 19:37:20:	HIP 30324,	Az: 63.7228,	Alt: 78.7708,	dist: 12d13'12.9''
2004-02-04 19:41:20:	HIP 25606,	Az: 303.091,	Alt: 85.4885,	dist: 14d4'1.3''

[80 entsprechende Zeilen]

2004-02-05 01:05:20: HIP 25606, Az: 252.43, Alt: 12.1788, dist: 27d11'15.3''

Die folgende Auftragung illustriert den Weg. Der Azimut wurde um 108° verschoben. Dadurch entspricht dem Rand der Graphik die Grenz-Azimutposition. Man erkennt im Süden (um die Stelle $Az - 108^\circ = 72^\circ$) eine freigebliebene Stelle bei niedrigen Altituden, wo keine Sterne angefahren werden konnten. Dies ist eine Folge davon, dass der Mond am Himmel stand. Punkte in diesem Gebiet waren immer weiter als 89° vom Mond entfernt.

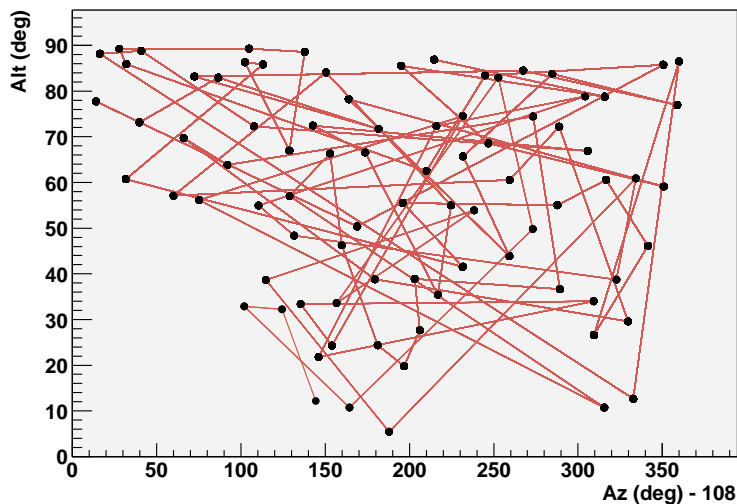


Abbildung D.1: Weg über den Himmel, wie er am 4. Februar 2004 verwendet wurde.

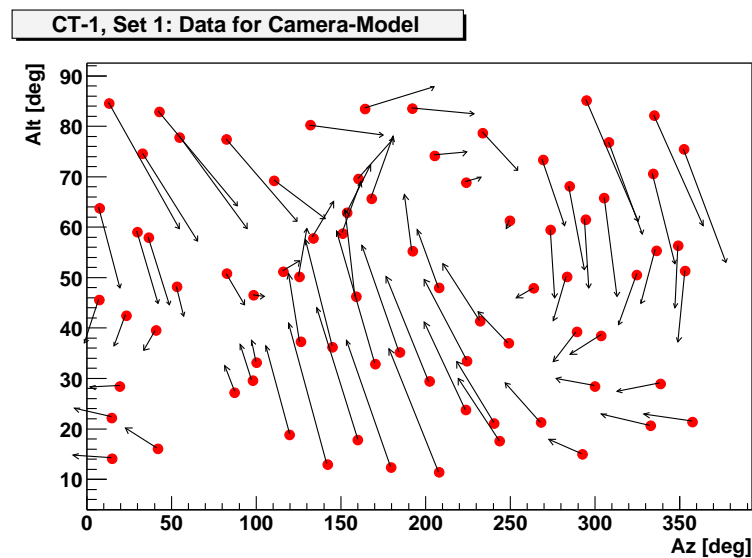
Anhang E

Daten für die Pointing-Modelle

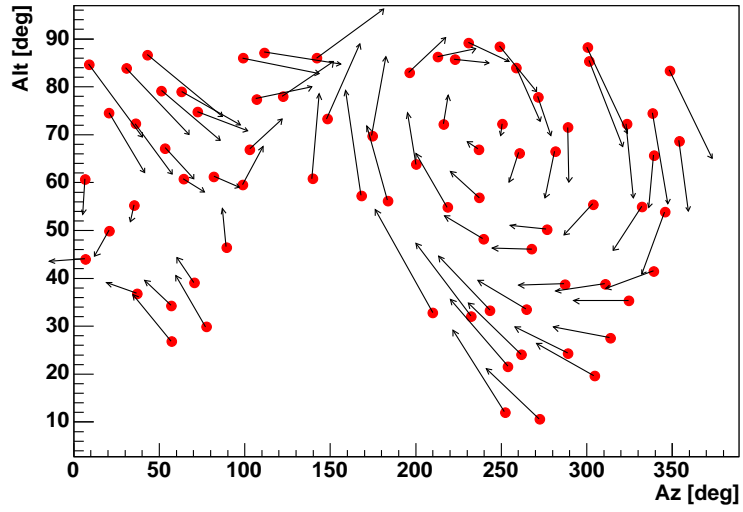
Hier sind die Daten in Form von Vektorfeldern dargestellt, die wie in Kap. 6.3 beschrieben aufgenommen wurden. Die x-Achse entspricht dabei jeweils dem Azimut, die y-Achse der Altitude. Die Mispointing-Vektoren sind um einen Faktor 1440 hochskaliert.

E.1 Daten für Kameramodelle

E.1.1 CT-1

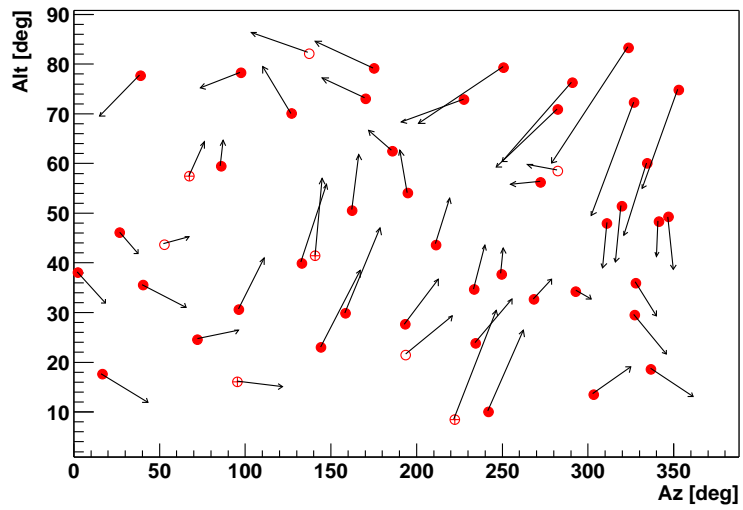


CT-1, Set 2: Data for Camera-Model

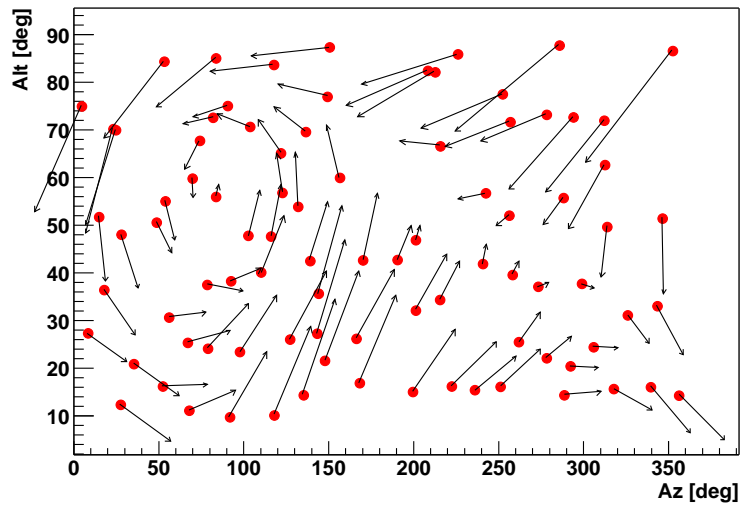


E.1.2 CT-2

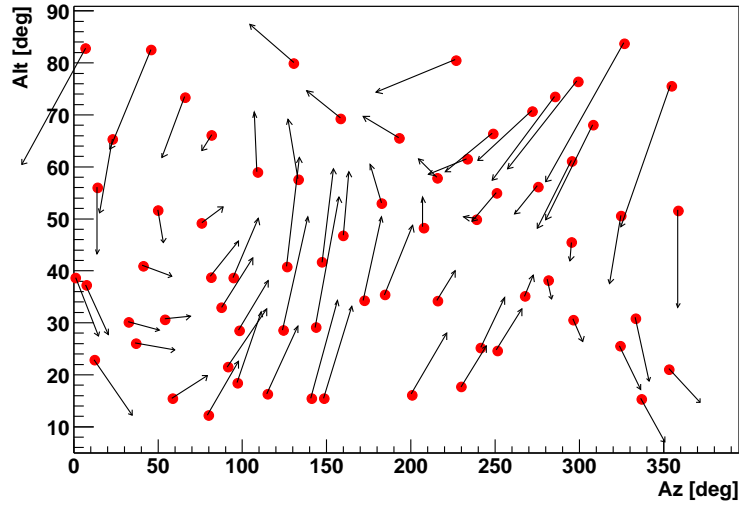
CT-2, Set 1: Data for Camera-Model



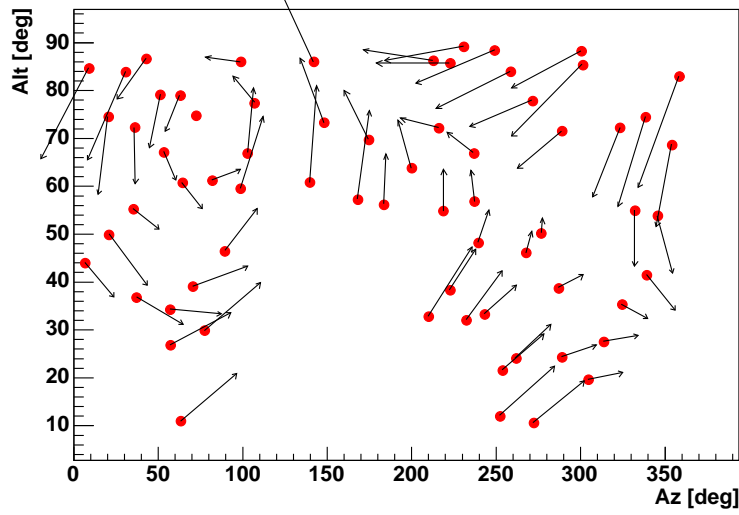
CT-2, Set 3: Data for Camera-Model



CT-2, Set 4: Data for Camera-Model

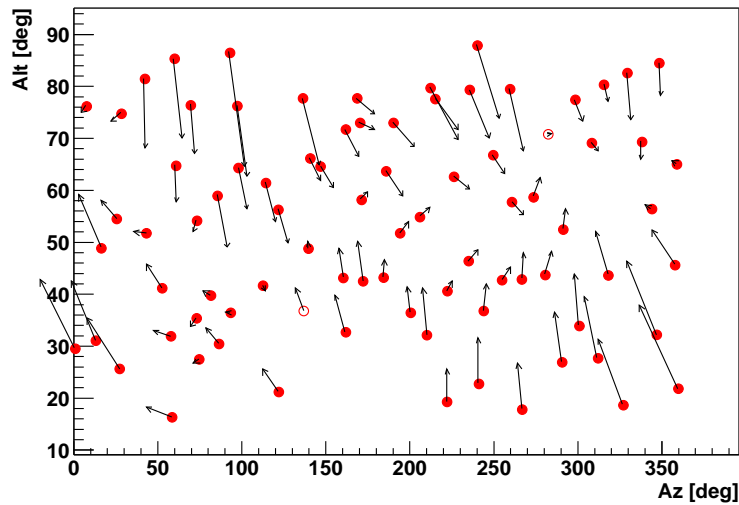


CT-2, Set 5: Data for Camera-Model

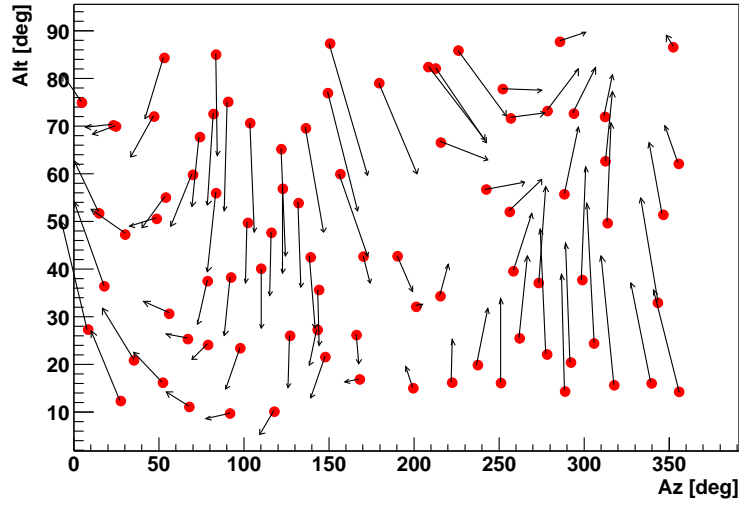


E.1.3 CT-3

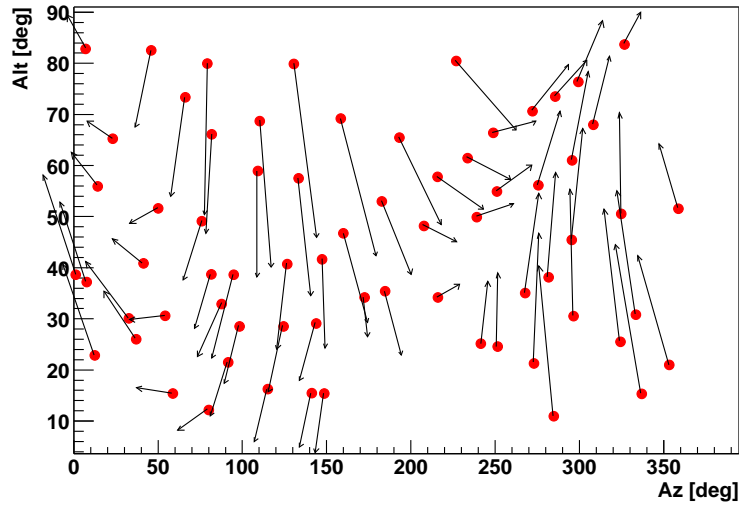
CT-3, Set 1: Data for Camera-Model



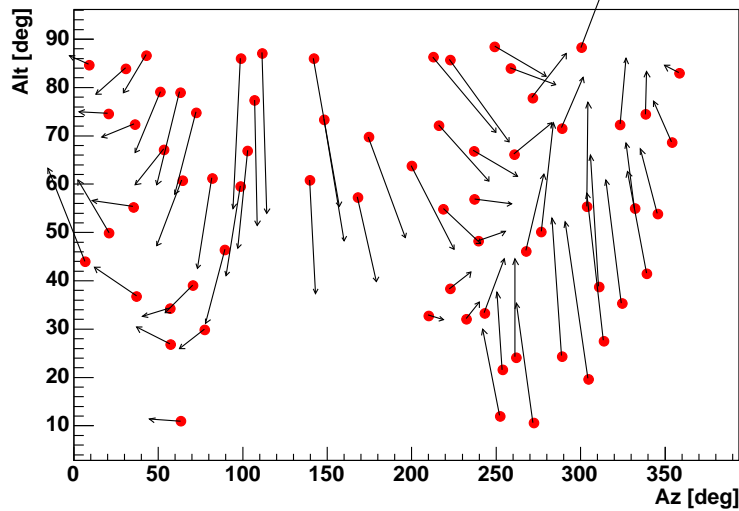
CT-3, Set 3: Data for Camera-Model



CT-3, Set 4: Data for Camera-Model

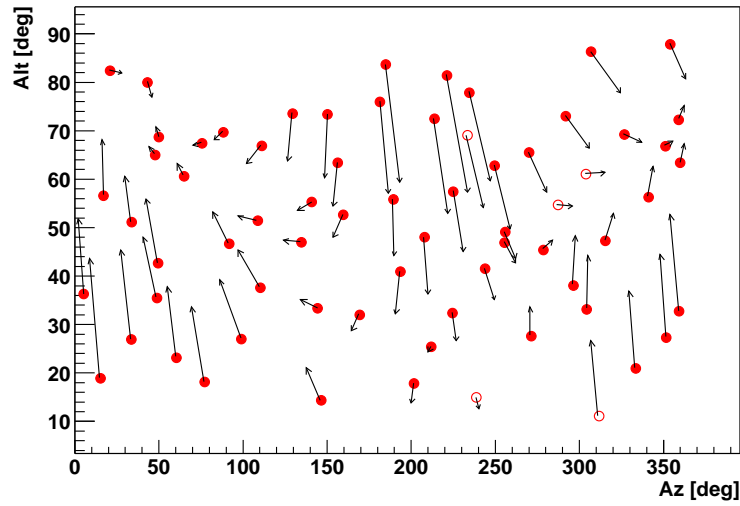


CT-3, Set 5: Data for Camera-Model

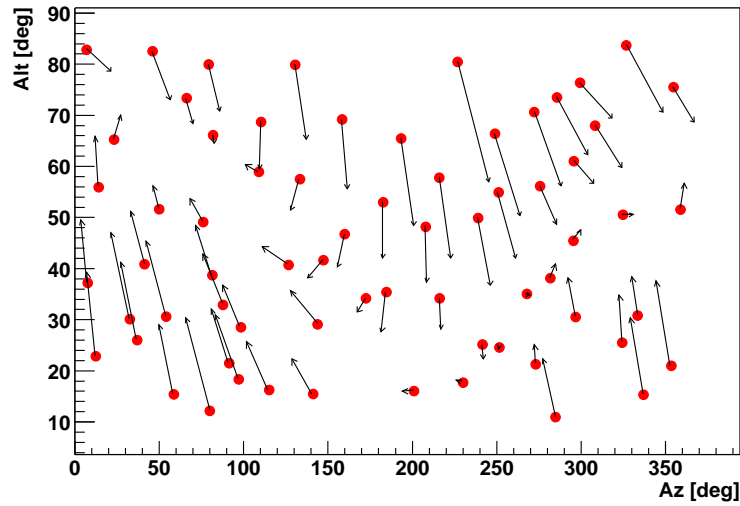


E.1.4 CT-4

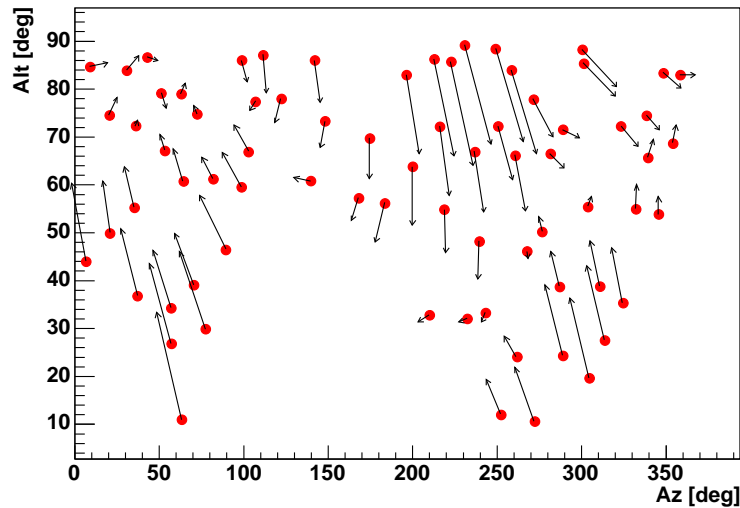
CT-4, Set 1: Data for Camera-Model



CT-4, Set 2: Data for Camera-Model

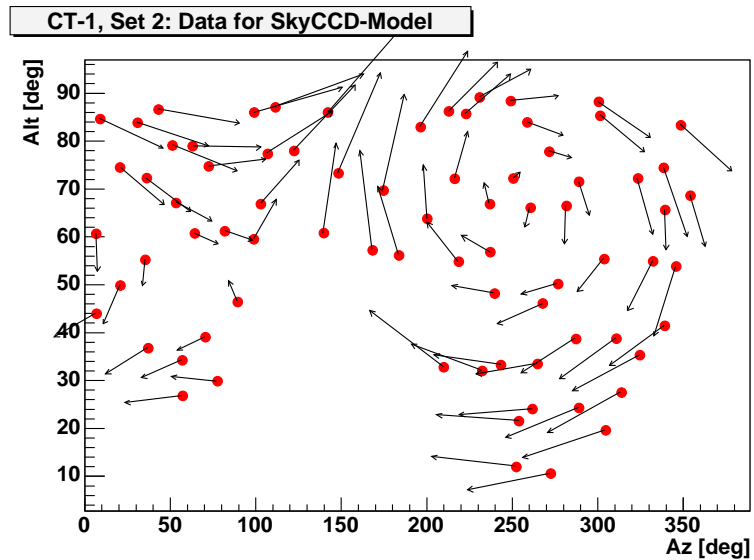
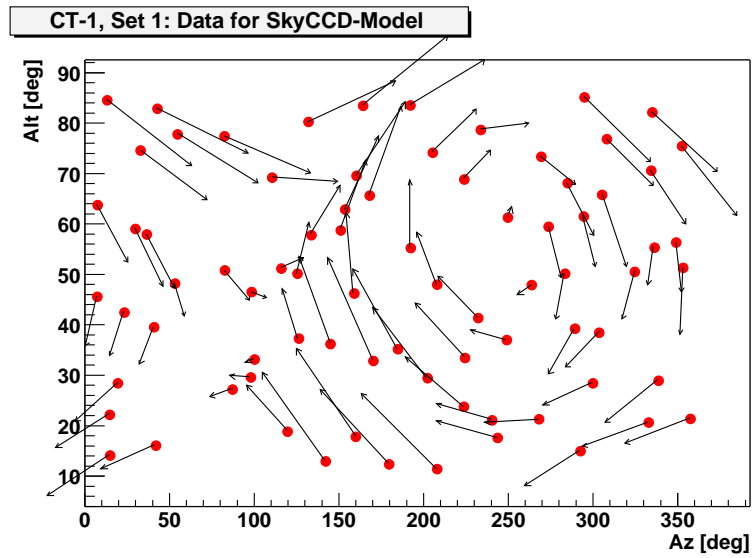


CT-4, Set 3: Data for Camera-Model



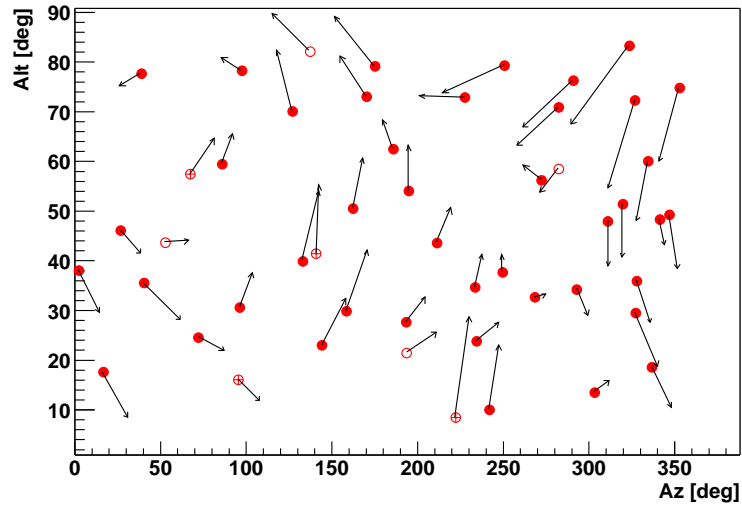
E.2 Daten für SkyCCD-Modelle

E.2.1 CT-1

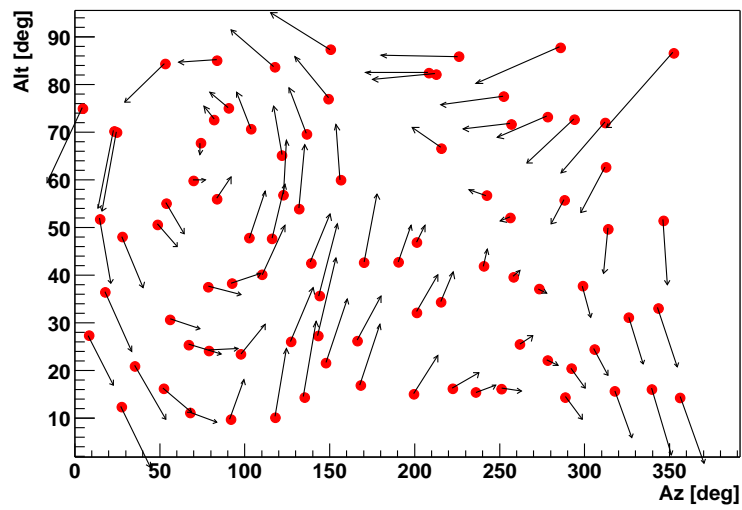


E.2.2 CT-2

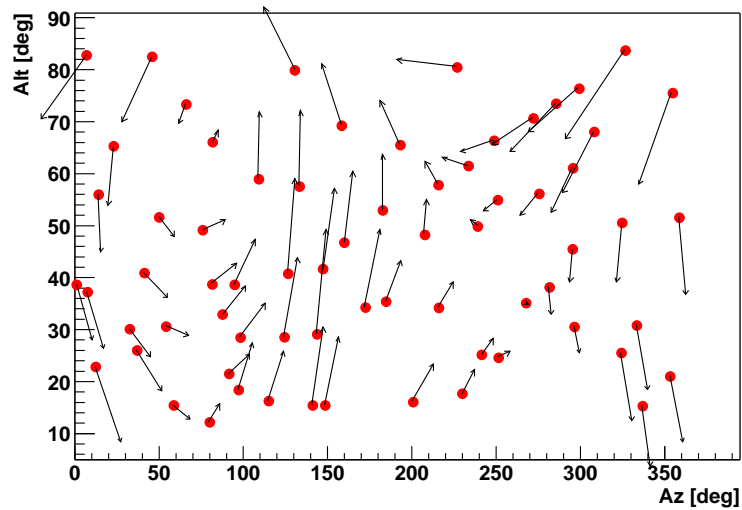
CT-2, Set 1: Data for SkyCCD-Model



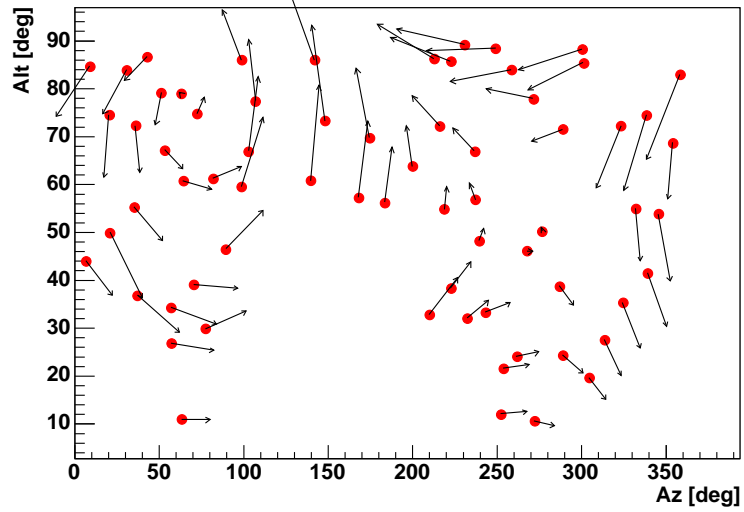
CT-2, Set 3: Data for SkyCCD-Model



CT-2, Set 4: Data for SkyCCD-Model

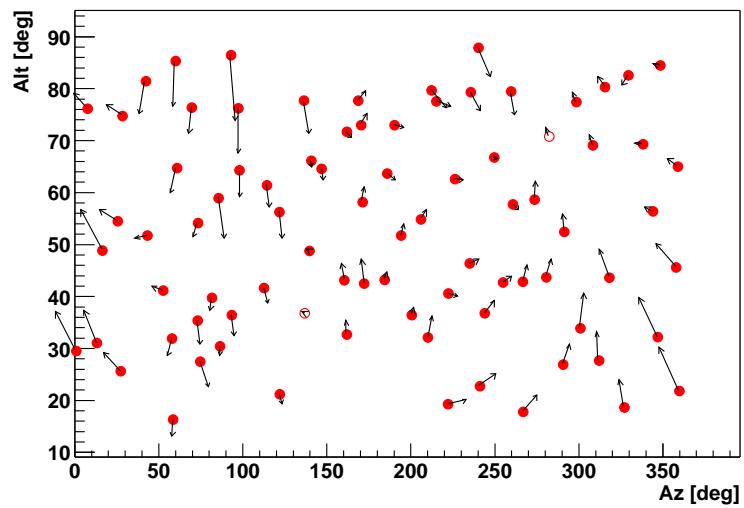


CT-2, Set 5: Data for SkyCCD-Model

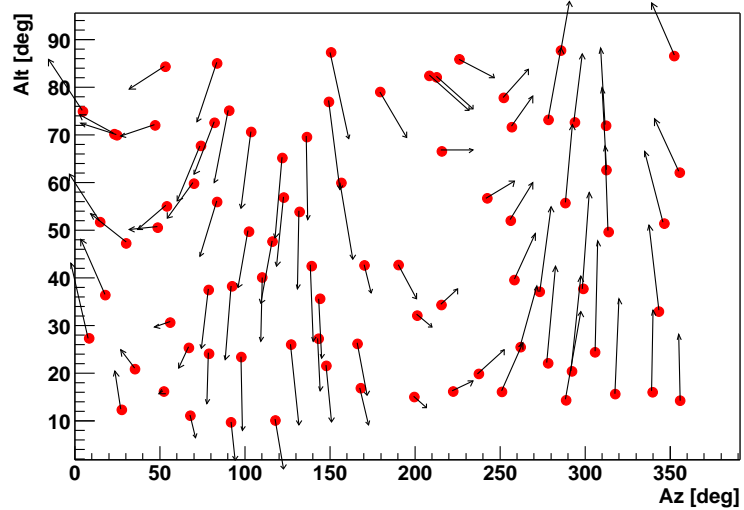


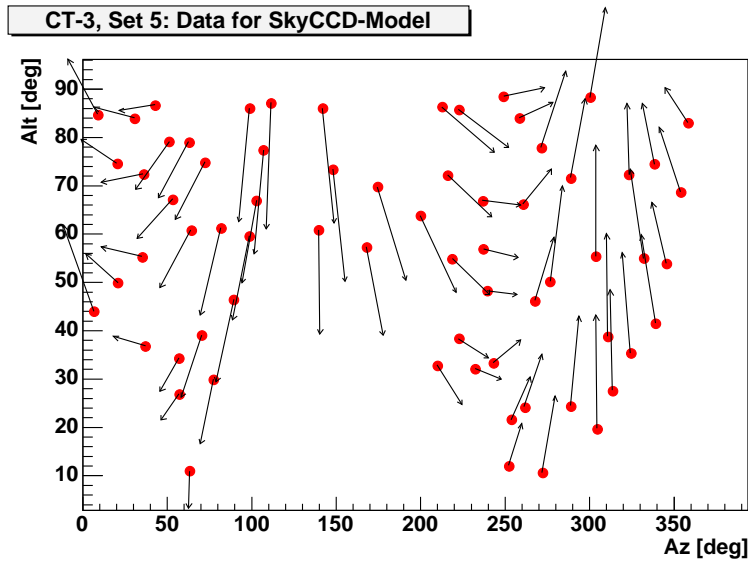
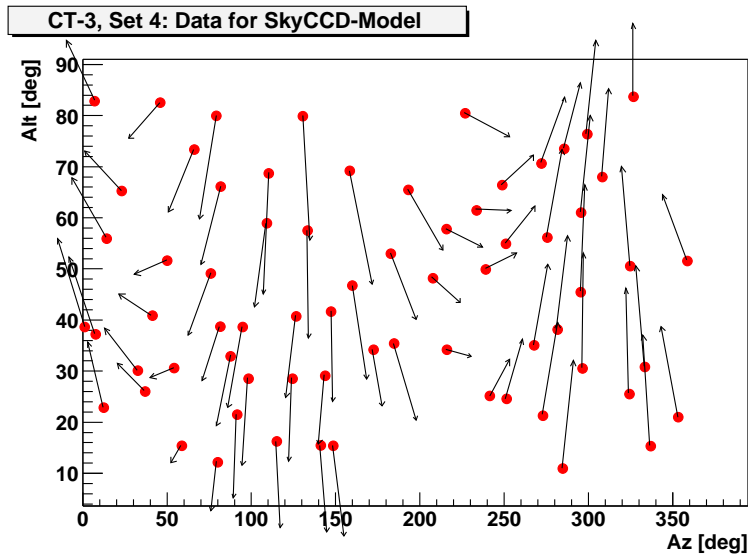
E.2.3 CT-3

CT-3, Set 1: Data for SkyCCD-Model

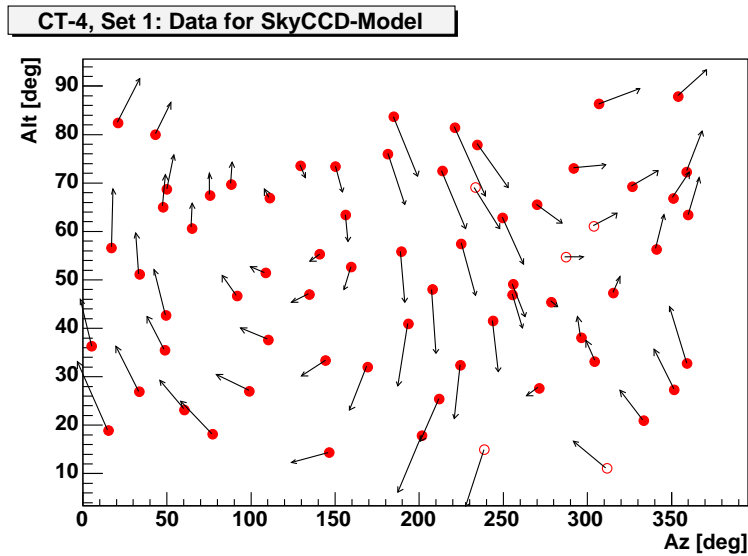


CT-3, Set 3: Data for SkyCCD-Model

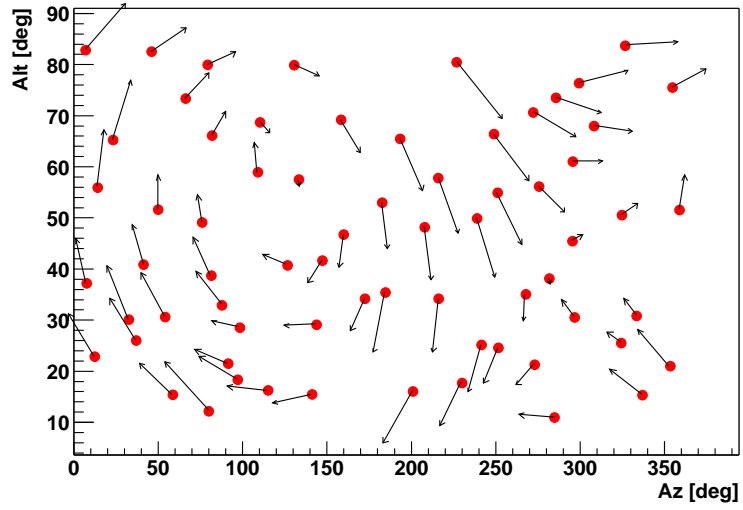




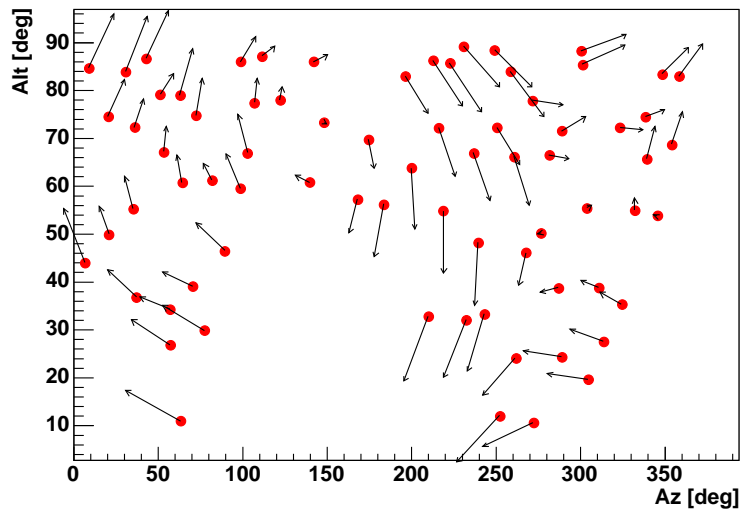
E.2.4 CT-4



CT-4, Set 2: Data for SkyCCD-Model



CT-4, Set 3: Data for SkyCCD-Model



Anhang F

Parameter der Pointing-Modelle

Hier sind tabellarisch die Parameter der Pointing-Modelle wiedergegeben, wie sie auch in der H.E.S.S.-Datenbank zu finden sind. Die einzelnen Gültigkeitsperioden sind

Periode	Gültigkeitsbereich	Datum der Messung
T	Testmodell	Commissioning-Phase
P_1	- 1.3.2003	September 2002
P_2	1.3.2003 - 1.9.2003	Juni 2003
P_3	1.9.2003 - 31.12.2003	September 2003
P_4	1.1.2004 -	Februar 2004

Offsets in der Kameraebene konnten nur nach der Installation des Detektors bestimmt werden. Sie sind bei den Testmodellen T also nicht angegeben.

F.1 LED-Modelle

Die Positionen der LEDs werden durch 2 Offsets (x, y) und einen Bending-Term der Form $b \cdot \cos(\text{alt})$ beschrieben. Das RMS der Residua wurde ebenfalls bestimmt.

Teleskop	Periode	x ["]	y ["]	b ["]	Res y ["]
CT-1	T	-	-	78.3 ± 0.4	1.3
	P_4	7603.0 ± 1.1	4926.5 ± 0.2	83.2 ± 0.4	1.4
CT-2	T	-	-	66.1 ± 0.6	11.7
	P_2	7598.5 ± 1.7	4956.6 ± 0.3	82.8 ± 0.4	2.9
	P_3	7602.0 ± 3.7	4961.4 ± 0.3	83.8 ± 0.5	5.1
	P_4	7616.7 ± 4.4	4949.6 ± 0.2	80.2 ± 0.4	6.0
CT-3	T	-	-	82.7 ± 0.4	1.5
	P_2	-7421.2 ± 2.4	-5016.1 ± 0.3	79.8 ± 0.4	3.1
	P_3	-7419.2 ± 2.9	-5007.1 ± 0.3	78.6 ± 0.5	3.6
	P_4	-7428.3 ± 2.4	-5011.1 ± 0.2	78.2 ± 0.4	4.4
CT-4	T	-	-	95.0 ± 0.5	1.6
	P_3	-7401.2 ± 1.6	-5101.1 ± 0.3	93.7 ± 0.5	2.1
	P_4	-7395.2 ± 1.1	-5097.7 ± 0.2	93.0 ± 0.4	1.6

F.2 LidCCD-Modelle

Insgesamt sind 19 Parameter im mechanischen Modell implementiert, von denen 14 verwendet werden. Ihre Bedeutung ist folgende:

Parameter	Bedeutung [Einheit]
p_0	Amplitude des periodischen Fehlers im Azimut ["]
p_1	Phase des periodischen Fehlers im Azimut [°]
p_4	Offset des Azimut-Winkelgebers ["]
p_5	Amplitude der Verkippung der Azimutachse ["]
p_6	Phase der Verkippung der Azimutachse [°]
p_7	Vertikaler Kamera-Offset ["]
p_9	Horizontaler Kamera-Offset ["]
p_{10}	Amplitude der Verkippung der Altitudeachse ["]
p_{11}	Amplitude des vertikalen Bendings ["]
p_{14}	Amplitude des $\cos(2az)$ -Effekts ["]
p_{15}	Mischungswinkel des $\cos(2az)$ -Effekts [°]
p_{16}	Phase des $\cos(2az)$ -Effekts [°]
p_{17}	Verdrehung der Kamera [°]
p_{18}	Fokallänge [m]
p_2	Amplitude des periodischen Fehlers in der Altitude ["]
p_3	Phase des periodischen Fehlers in der Altitude [°]
p_8	Vertikaler Kamera-Offset für Reverse-Mode ["]
p_{12}	Amplitude des horizontalen Bendings ["]
p_{13}	Amplitude der Refraktionskonstanten ["]

Die einzelnen Parameter für die verschiedenen Gültigkeitsbereiche ergaben sich zu:

Tel.	Per.	p_0	p_1	p_4	p_5	p_6	p_7	p_9	p_{10}	p_{11}	p_{14}	p_{15}	p_{16}	p_{17}	p_{18}
CT-1	T	2.2	38	-220.0	-32.5	265	-	-	-47.3	75.8	13.9	223	47	-	-
	\pm	1.3	35	6.1	0.7	1			6.8	2.1	0.8	3	2		
CT-1	P_4	-8.4	105	-215.4	35.3	75	326.6	131.8	-55.8	61.5	-8.1	39	232	0.178	15.17
	\pm	2.2	11	5.5	0.8	1	1.1	9.0	8.1	2.0	0.9	6	3	0.11	0.11
CT-2	T	-2.6	61	205.5	29.3	72	-	-	18.5	52.6	7.6	29	217	-	-
	\pm	1.8	41	8.9	1.0	2			10.3	2.9	1.1	9	4		
CT-2	P_2	4.4	182	226.8	-30.0	256	38.2	-155.5	33.2	51.0	-9.6	54	290	-0.63	15.15
	\pm	1.1	16	5.2	0.7	1	1.3	7.0	5.7	1.8	0.8	5	2	0.11	0.11
CT-2	P_3	-7.4	46	219.8	-33.9	249	17.1	-180.1	54.8	54.3	7.2	229	286	-0.57	15.16
	\pm	1.4	11	7.3	0.8	1	1.7	10.0	7.9	2.4	0.9	7	4	0.12	0.12
CT-2	P_4	9.7	277	201.6	35.9	72	19.7	-139.2	30.4	42.0	-9.4	66	105	-0.624	15.15
	\pm	2.2	10	5.4	0.8	1	1.2	8.3	7.4	2.1	0.9	6	3	0.12	0.12
CT-3	T	16.5	253	-21.5	9.6	207	-	-	39.7	59.1	11.8	46	139	-	-
	\pm	1.4	5	6.4	0.7	4			8.3	2.0	0.8	4	2		
CT-3	P_2	7.5	238	-26.8	-44.7	40	237.9	16.5	31.7	62.7	5.8	204	40	0.68	15.27
	\pm	1.2	9	5.4	0.7	1	1.3	7.3	6.0	1.8	0.8	8	4	0.11	0.11
CT-3	P_3	11.7	245	-40.8	-52.5	42	220.6	9.0	35.2	65.9	-3.3	48	240	0.69	15.27
	\pm	1.4	6	7.0	0.8	1	1.7	9.7	7.7	2.4	0.9	15	4	0.12	0.12
CT-3	P_4	16.3	278	-26.9	-54.9	46	216.8	10.0	37.1	56.7	3.4	296	283	0.707	15.27
	\pm	2.2	6	5.5	0.8	1	1.2	8.4	7.3	2.1	0.9	16	8	0.12	0.12
CT-4	T	6.1	239	-47.6	26.1	290	-	-	-11.7	69.0	5.0	236	272	-	-
	\pm	1.5	16	7.8	0.8	2			9.5	2.4	0.9	10	5		
CT-4	P_3	-8.9	40	-74.8	-23.4	117	147.0	-3.0	-8.5	73.6	3.4	45	180	-1.69	15.17
	\pm	1.3	9	7.1	0.8	2	1.7	9.6	7.6	2.3	0.9	16	8	0.12	0.12
CT-4	P_4	-10.7	87	-70.0	22.0	302	146.6	11.7	-14.3	59.9	5.7	250	100	-1.681	15.17
	\pm	2.2	9	5.2	0.7	2	1.1	8.1	7.2	2.0	0.8	9	4	0.12	0.12

F.3 SkyCCD-Modelle

Für die SkyCCD-Modelle sind die gemessenen Parameter:

Tel.	Per.	p_0	p_1	p_4	p_5	p_6	p_7	p_9	p_{10}	p_{11}	p_{14}	p_{15}	p_{16}	p_{17}	p_{18}
CT-1	T	-4.0	190	-208.8	31.6	85	-	-	39.8	17.7	12.4	228	240	0.0	0.80
	\pm	1.4	18	6.0	0.7	1	-	-	6.8	2.1	0.8	4	0	0	0
CT-1	P_4	7.5	287	-216.2	-34.5	255	-926.5	505.2	21.8	1.1	-8.7	42	50	0.0	0.80
	\pm	2.2	13	5.5	0.8	1	1.1	9.0	8.0	2.0	0.9	6	3	0	0
CT-2	T	-3.9	15	193.7	27.4	73	-	-	91.6	19.2	-6.8	34	304	0.0	0.80
	\pm	1.9	27	8.9	1.0	2	-	-	10.3	2.9	1.2	9	5	0	0
CT-2	P_2	3.9	190	213.7	-30.4	255	-987.8	-1037.3	94.2	11.9	9.1	235	106	0.0	0.80
	\pm	1.1	18	5.2	0.7	1	1.2	1.3	7.0	1.8	0.8	5	3	0	0
CT-2	P_3	8.3	223	197.8	-32.5	250	-1010.3	-1048.9	101.8	11.8	6.7	227	280	0.0	0.80
	\pm	1.4	9	7.3	0.8	1	1.7	10.0	7.9	2.4	0.9	8	4	0	0
CT-2	P_4	-10.3	98	196.6	-35.1	250	-1013.4	-1040.0	94.6	1.8	9.6	67	13	0.0	0.80
	\pm	2.3	9	5.4	0.8	1	1.2	8.3	7.4	2.1	0.9	6	3	0	0
CT-3	T	-14.3	72	-32.4	8.9	201	-	-	-41.2	19.5	10.8	223	231	0.0	0.80
	\pm	1.4	6	6.4	0.7	4	-	-	8.4	2.0	0.8	4	2	0	0
CT-3	P_2	6.7	245	-30.1	-43.7	40	621.7	-953.7	-46.5	17.8	4.9	210	231	0.0	0.80
	\pm	1.3	10	5.4	0.7	1	1.3	7.3	6.0	1.8	0.8	9	5	0	0
CT-3	P_3	11.7	249	-48.4	-51.5	43	610.2	-958.6	-44.7	23.2	-3.4	216	142	0.0	0.80
	\pm	1.5	6	7.1	0.8	1	1.7	9.7	7.8	2.4	0.9	15	8	0	0
CT-3	P_4	-15.9	97	-32.7	-55.0	46	609.3	-966.5	-41.5	11.5	-3.5	104	277	0.0	0.80
	\pm	2.3	6	5.5	0.8	1	1.2	8.3	7.3	2.1	0.9	16	8	0	0
CT-4	T	5.5	65	44.0	-24.7	292	-	-	-59.6	-7.7	5.0	231	180	0.0	0.80
	\pm	1.5	17	7.0	0.8	2	-	-	8.7	2.4	0.9	10	16	0	0
CT-4	P_3	-8.1	46	-73.6	23.0	299	-566.2	795.7	65.3	6.9	-3.4	39	86	0.0	0.80
	\pm	1.4	10	7.1	0.8	2	1.7	9.6	7.6	2.3	0.9	16	8	0	0
CT-4	P_4	11.1	271	-74.9	-22.3	122	-564.5	809.3	51.8	-8.4	-5.9	73	100	0.0	0.80
	\pm	2.3	9	5.2	0.7	2	1.1	8.1	7.2	2.0	0.8	9	4	0	0

F.4 Limitierende Faktoren

Es gibt mindestens drei bekannte Faktoren, die durch kein Pointing-Modell erfasst werden:

- **Welligkeit der Laufschiene:** Bei CT-3 wurde die Laufschiene mit mechanischen Geräten vermessen. Insbesondere an den Kanten zwischen verschiedenen Schienenstücken ergeben sich messbare Abweichungen. Für die mittlere Welligkeit wird 3.5" RMS angenommen.
- **Höhere Terme in der Eichkurve der Winkelgeber:** Der Hersteller der Winkelgeber stattet jeden Winkelgeber mit einer Eichkurve aus, die die Abweichung des Messwerts vom Soll zeigt. Diese Kurven zeigen auch kurzperiodischere Variationen, die pro Winkelgeber rund 1.5" betragen..
- **Änderung der Absoluteichung der Winkelgeber:** Die Winkelgeber bestimmen ihre Position nach dem Einschalten aus einem Strichcode. Dies geht nur auf 10" genau, erst die folgenden Messungen sind dann relativ dazu auf 1" genau. Man hat dadurch eine Unsicherheit mit einer RMS-Breite von $10''/\sqrt{12} = 2.9''$ pro Achse.

Dadurch erwartet man ein RMS des momentanen Mispointing von etwa $\Delta = 5.8''$.

Die prinzipiellen Grenzen, die selbst durch die SkyCCD-Korrektur nicht zu umgehen sind, können aus den Pointing-Daten abgeschätzt werden. Eine Reihe von Faktoren kann identifiziert werden. Im einzelnen sind dies:

Abkürzung	Beschreibung des Faktors
f_0	Photonen-statistischer Schwerpunktsfehler der LED-Positionen
f_1	Reproduzierbarkeit der LED-Positionen bei Teleskopbewegungen. Dieser Term ist die quadratische Summe des Fehlers in der x-Spalte und des Residuums in der letzten Spalte der Tabelle in Abschnitt F.1
f_2	Photonen-statistischer Schwerpunktsfehler der Spot-Positionen (LidCCD)
f_3	Photonen-statistischer Schwerpunktsfehler der Sternpositionen (SkyCCD)
f_4	Stabilität des Tracking-Algorithmus

Für die einzelnen Messungen ergaben sich die folgenden Werte für die f_i . Außerdem ist die quadratische Summe gezeigt (die Grenze für die SkyCCD-Korrektur), und die daraus abgeschätzte Grenze für ein Modell (Δ quadratisch addiert).

Teleskop	Periode	f_0	f_1	f_2	f_3	f_4	$\sum^2 f_i$	$\sum^2 f_i + \Delta$
CT-1	T	1.3	1.3	0.9	0.5	1.4	2.5	6.3
	P_4	0.8	1.8	0.7	0.4	1.3	2.5	6.3
CT-2	T	1.3	11.7	0.9	0.4	1.0	11.9	13.2
	P_2	1.9	3.4	0.7	0.4	0.9	4.1	7.1
	P_3	2.6	6.3	0.8	0.8	1.2	7.0	9.1
	P_4	3.2	7.4	0.4	0.7	1.0	8.2	10.0
CT-3	T	1.5	1.5	0.8	0.2	1.1	2.5	6.3
	P_2	0.8	3.9	0.7	0.4	1.3	4.3	7.2
	P_3	1.1	4.6	1.0	0.7	1.4	5.1	7.7
	P_4	0.8	5.0	0.6	0.6	1.4	5.3	7.9
CT-4	T	1.1	1.6	0.8	0.7	1.3	2.6	6.3
	P_3	1.3	2.6	0.6	0.7	1.2	3.3	6.7
	P_4	0.9	1.9	0.4	0.7	1.0	2.5	6.3

F.5 Systematische Pointing-Fehler

Den instrumentellen Fehler des Pointings bestimmt man aus den Residua, die sich ergeben, wenn man das jeweils bestimmte Modell auf die Daten anwendet, aus denen es gewonnen wurde. Das RMS der Residua kann als realistischer Schätzwert für die Genauigkeit gelten.

RMS		ohne Modell			mit Modell			+ SkyCCD			+ LED		
Teleskop	Periode	Az	Alt	2D	Az	Alt	2D	Az	Alt	2D	Az	Alt	2D
CT-1	T	52.2	33.9	62.2	5.0	5.0	7.1	2.2	1.4	2.6	2.2	1.3	2.6
	P_4	58.0	25.8	63.5	3.8	5.0	6.3	1.8	2.2	2.8	1.6	2.2	2.7
CT-2	T	54.6	26.4	60.9	6.7	9.4	11.5	2.0	1.8	2.6	2.0	1.8	2.6
	P_2	60.0	26.4	65.6	4.1	4.8	6.3	2.0	2.9	3.5	1.6	1.7	2.4
	P_3	47.9	30.6	56.8	6.3	5.6	8.5	4.0	3.9	5.6	2.3	2.5	3.4
	P_4	57.5	25.5	62.9	6.1	5.9	8.5	4.4	4.1	6.1	2.7	2.7	3.8
CT-3	T	21.1	18.4	28.0	6.0	5.5	8.1	1.7	1.8	2.4	1.7	1.8	2.4
	P_2	31.7	36.5	48.4	6.6	5.0	8.3	2.9	2.7	3.9	1.4	1.9	2.4
	P_3	37.0	40.4	54.8	6.4	4.7	8.0	2.9	4.0	4.9	1.9	2.2	2.9
	P_4	40.5	41.2	57.8	5.7	6.2	8.4	2.9	3.9	4.9	1.5	3.1	3.5
CT-4	T	18.1	27.0	32.5	3.5	4.2	5.5	1.0	1.3	1.7	1.0	1.3	1.7
	P_3	23.9	25.6	35.0	4.6	5.1	6.9	2.3	2.4	3.4	1.9	1.7	2.6
	P_4	21.7	24.9	33.0	3.6	5.5	6.5	1.5	2.2	2.8	2.1	1.3	2.4

Anhang G

Listen der verwendeten Runs

G.1 PKS 2155-304

G.1.1 Juli & August 2003, CT-2 & CT-3

Run-Nummer	Datum & UTC	Dauer	Teleskope	Wobble-Offset
13533	25. Juli 2003, 0:45:13	1682s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13535	25. Juli 2003, 1:16:25	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13537	25. Juli 2003, 1:48:06	1681s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13597	26. Juli 2003, 0:28:48	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13599	26. Juli 2003, 1:00:08	1682s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13601	26. Juli 2003, 1:32:10	1682s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13603	26. Juli 2003, 2:04:01	1202s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13605	26. Juli 2003, 2:27:20	1201s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13607	26. Juli 2003, 2:51:04	1202s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13661	26. Juli 2003, 23:58:53	1680s	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
13663	27. Juli 2003, 0:31:05	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13665	27. Juli 2003, 1:02:04	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13667	27. Juli 2003, 1:33:05	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13669	27. Juli 2003, 2:04:03	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13671	27. Juli 2003, 2:35:23	1681s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13673	27. Juli 2003, 3:07:08	1679s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13720	28. Juli 2003, 1:02:19	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13722	28. Juli 2003, 1:33:17	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13724	28. Juli 2003, 2:04:48	1681s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13726	28. Juli 2003, 2:36:13	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13728	28. Juli 2003, 3:07:34	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13730	28. Juli 2003, 3:38:43	1680s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13793	29. Juli 2003, 1:44:53	1682s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13795	29. Juli 2003, 2:16:14	1682s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13797	29. Juli 2003, 2:47:59	1681s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13801	29. Juli 2003, 3:48:23	1202s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13847	29. Juli 2003, 23:57:49	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13849	30. Juli 2003, 0:29:01	1679s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$

Run-Nummer	Datum & UTC	Dauer	Teleskope	Wobble-Offset
13851	30. Juli 2003, 1:01:07	1680s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13853	30. Juli 2003, 1:33:08	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13855	30. Juli 2003, 2:04:09	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13857	30. Juli 2003, 2:35:45	1680s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13859	30. Juli 2003, 3:07:14	1199s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13861	30. Juli 2003, 3:30:15	1199s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13913	31. Juli 2003, 0:12:36	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13915	31. Juli 2003, 0:43:33	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13917	31. Juli 2003, 1:15:28	1681s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13919	31. Juli 2003, 1:47:04	1679s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13921	31. Juli 2003, 2:18:00	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13923	31. Juli 2003, 2:49:24	1681s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13925	31. Juli 2003, 3:20:32	1208s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13927	31. Juli 2003, 3:42:53	1200s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13959	1. August 2003, 1:22:10	1679s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
13961	1. August 2003, 1:53:12	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13963	1. August 2003, 2:24:25	1681s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
13999	1. August 2003, 23:49:49	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14001	2. August 2003, 0:21:00	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14003	2. August 2003, 0:53:02	1680s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
14005	2. August 2003, 1:24:49	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14036	3. August 2003, 0:56:08	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14038	3. August 2003, 1:27:15	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14040	3. August 2003, 1:58:53	1680s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
14042	3. August 2003, 2:30:20	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14091	4. August 2003, 1:46:07	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14093	4. August 2003, 2:17:06	1679s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14095	4. August 2003, 2:48:12	1679s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
14097	4. August 2003, 3:19:37	1200s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14099	4. August 2003, 3:42:47	1182s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14115	5. August 2003, 0:20:16	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14123	5. August 2003, 1:00:07	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14125	5. August 2003, 1:31:47	1680s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
14127	5. August 2003, 2:03:04	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14129	5. August 2003, 2:34:16	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14159	6. August 2003, 2:26:18	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14163	6. August 2003, 2:57:29	1680s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
14165	6. August 2003, 3:28:42	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14174	7. August 2003, 0:56:44	600s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14176	7. August 2003, 1:10:44	600s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14178	7. August 2003, 1:24:59	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14182	7. August 2003, 1:57:08	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14184	7. August 2003, 2:28:22	1681s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
14212	8. August 2003, 2:04:43	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14214	8. August 2003, 2:35:48	1679s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14216	8. August 2003, 3:07:20	1681s	2, 3	$\alpha + 30\text{m}$
14218	8. August 2003, 3:38:51	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$

Run-Nummer	Datum & UTC	Dauer	Teleksope	Wobble-Offset
14399	20. August 2003, 22:33:11	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14401	20. August 2003, 23:03:38	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14433	21. August 2003, 22:34:51	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14435	21. August 2003, 23:05:24	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14471	22. August 2003, 22:23:53	1683s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14474	22. August 2003, 22:56:41	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14476	22. August 2003, 23:27:07	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14478	22. August 2003, 23:57:32	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14508	23. August 2003, 21:52:52	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14511	23. August 2003, 22:24:16	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14513	23. August 2003, 22:54:41	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14515	23. August 2003, 23:25:14	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14561	24. August 2003, 22:41:58	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14564	24. August 2003, 23:14:10	1679s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14566	24. August 2003, 23:44:40	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14568	25. August 2003, 0:15:10	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14620	25. August 2003, 22:01:20	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14622	25. August 2003, 22:32:28	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14624	25. August 2003, 23:02:53	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14626	25. August 2003, 23:33:13	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14666	26. August 2003, 22:02:59	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14668	26. August 2003, 22:33:23	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14670	26. August 2003, 23:03:50	1679s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14672	26. August 2003, 23:34:26	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14718	27. August 2003, 22:10:57	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14720	27. August 2003, 22:41:25	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14722	27. August 2003, 23:11:52	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14724	27. August 2003, 23:42:22	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14767	28. August 2003, 21:30:00	1683s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14769	28. August 2003, 22:00:29	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14771	28. August 2003, 22:30:57	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14773	28. August 2003, 23:01:28	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14832	29. August 2003, 22:15:01	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14845	29. August 2003, 23:57:51	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14847	30. August 2003, 0:28:46	1681s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14928	31. August 2003, 22:20:39	1680s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14930	31. August 2003, 22:51:51	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14932	31. August 2003, 23:22:12	1681s	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14934	31. August 2003, 23:52:40	1680s	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$

G.1.2 Oktober 2003, CT-3 & CT-4

Run-Nummer	Datum & UTC	Dauer	Teleskope	Wobble-Offset
16111	19. Oktober 2003, 21:37:53	1665s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16112	19. Oktober 2003, 22:08:29	1676s	3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16113	19. Oktober 2003, 22:39:08	1676s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16114	19. Oktober 2003, 23:09:51	1676s	3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16133	20. Oktober 2003, 18:33:13	1678s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16134	20. Oktober 2003, 19:03:45	1677s	3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16135	20. Oktober 2003, 19:35:09	1678s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16136	20. Oktober 2003, 20:06:13	1676s	3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16137	20. Oktober 2003, 20:40:49	794s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16138	20. Oktober 2003, 21:04:52	1678s	3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16139	20. Oktober 2003, 21:36:27	1677s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16177	21. Oktober 2003, 19:12:52	1736s	3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16178	21. Oktober 2003, 19:46:21	1676s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16179	21. Oktober 2003, 20:17:09	1677s	3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16180	21. Oktober 2003, 20:51:48	1144s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16181	21. Oktober 2003, 21:17:45	1677s	3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16182	21. Oktober 2003, 21:49:13	1677s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16183	21. Oktober 2003, 22:19:58	1676s	3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16184	21. Oktober 2003, 22:50:38	1677s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16235	22. Oktober 2003, 19:38:16	792s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16239	22. Oktober 2003, 20:20:32	1670s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16244	22. Oktober 2003, 21:06:12	1673s	3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16245	22. Oktober 2003, 21:37:33	1680s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16246	22. Oktober 2003, 22:08:31	1671s	3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16247	22. Oktober 2003, 22:41:26	1680s	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$

G.1.3 September & Oktober 2003, CT-2 & CT-3 & CT-4

Run-Nummer	Datum & UTC	Dauer	Teleskope	Wobble-Offset
15427	20. September 2003, 21:23:48	1680s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
15430	20. September 2003, 21:58:04	1681s	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
15448	21. September 2003, 0:57:43	260s	2, 3, 4	On
15532	21. September 2003, 21:23:41	1680s	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
15535	21. September 2003, 21:57:51	1681s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
15538	21. September 2003, 22:31:00	1680s	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16305	23. Oktober 2003, 20:38:54	1683s	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16306	23. Oktober 2003, 21:10:05	1682s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16307	23. Oktober 2003, 21:41:09	1680s	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16335	24. Oktober 2003, 18:59:58	565s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16336	24. Oktober 2003, 19:12:57	565s	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16337	24. Oktober 2003, 19:29:06	1673s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16338	24. Oktober 2003, 20:06:12	1673s	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16339	24. Oktober 2003, 20:38:59	1672s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16341	24. Oktober 2003, 21:16:58	1682s	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16342	24. Oktober 2003, 21:48:16	1681s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16344	24. Oktober 2003, 22:20:49	1682s	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16345	24. Oktober 2003, 22:51:48	1680s	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16426	26. Oktober 2003, 20:24:36	1540s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16428	26. Oktober 2003, 21:19:49	1028s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16467	27. Oktober 2003, 20:11:11	1681s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16470	27. Oktober 2003, 21:18:03	1681s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16471	27. Oktober 2003, 21:49:28	1681s	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16472	27. Oktober 2003, 22:21:12	1024s	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$

G.1.4 November 2003, CT-2 & CT-3 & CT-4

Run-Nummer	Datum & UTC	Dauer	Teleskope	Wobble-Offset
16784	14. November 2003, 19:08:04	1680	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16785	14. November 2003, 19:38:19	1682	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16787	14. November 2003, 20:15:15	1682	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16789	14. November 2003, 20:51:18	1682	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16799	15. November 2003, 19:09:26	1681	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16800	15. November 2003, 19:40:28	1681	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16801	15. November 2003, 20:12:33	1681	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16802	15. November 2003, 20:43:56	1681	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16804	15. November 2003, 21:21:19	1681	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16805	15. November 2003, 21:52:17	1310	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16814	16. November 2003, 18:43:25	1681	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16815	16. November 2003, 19:14:27	1682	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16816	16. November 2003, 19:45:39	1681	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16821	16. November 2003, 21:05:41	1682	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16917	22. November 2003, 19:14:35	361	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16918	22. November 2003, 19:23:36	1201	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16919	22. November 2003, 19:46:53	1201	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16920	22. November 2003, 20:10:09	1201	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16921	22. November 2003, 20:33:26	1681	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16949	23. November 2003, 18:54:02	1681	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16956	23. November 2003, 20:10:59	1681	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16958	23. November 2003, 20:43:18	1682	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16978	24. November 2003, 18:48:39	1683	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16981	24. November 2003, 19:55:48	1681	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16983	24. November 2003, 20:58:00	1681	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
17012	25. November 2003, 19:43:20	1682	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
17013	25. November 2003, 20:14:33	1683	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
17051	26. November 2003, 20:33:45	1681	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$

G.2 Crab

G.2.1 Oktober 2003, CT-2 & CT-3 & CT-4

Run-Nummer	Datum & Start-UTC	Dauer	Teleskope	Wobble-Offset
16266	23. Oktober 2003, 0:50:52	1672	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16357	25. Oktober 2003, 0:59:16	1673	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16358	25. Oktober 2003, 1:35:53	1673	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16359	25. Oktober 2003, 2:06:57	1673	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16360	25. Oktober 2003, 2:38:06	656	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16403	26. Oktober 2003, 0:50:32	1681	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16404	26. Oktober 2003, 1:21:38	1682	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16480	28. Oktober 2003, 1:26:51	1683	2, 3, 4	$\delta + 1.0^\circ$
16646	1. November 2003, 1:34:32	1685	2, 3, 4	$\delta + 1.0^\circ$
16647	1. November 2003, 2:05:51	1682	2, 3, 4	$\delta - 1.0^\circ$

G.2.2 Zusätzliche Runs im erweiterten Datensatz

Run-Nummer	Datum & Start-UTC	Dauer	Teleskope	Wobble-Offset
16193	22. Oktober 2003, 1:26:17	2599	3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16447	27. Oktober 2003, 1:38:54	931	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16478	28. Oktober 2003, 0:17:36	1681	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16479	28. Oktober 2003, 0:49:45	1683	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16533	29. Oktober 2003, 0:58:56	532	2, 3, 4	$\delta + 1.0^\circ$
16534	29. Oktober 2003, 1:11:58	431	2, 3, 4	$\delta - 1.0^\circ$
16679	2. November 2003, 2:09:17	1201	2, 3, 4	$\delta + 1.0^\circ$
16680	2. November 2003, 2:32:16	949	2, 3, 4	$\delta - 1.0^\circ$
16697	3. November 2003, 1:42:45	1203	2, 3, 4	$\delta + 1.5^\circ$
16698	3. November 2003, 2:06:10	1221	2, 3, 4	$\delta - 1.5^\circ$
16730	4. November 2003, 2:16:41	1200	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16905	21. November 2003, 23:37:01	1681	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16907	22. November 2003, 0:13:08	1056	2, 3, 4	$\delta + 2.5^\circ$
16935	22. November 2003, 23:31:49	1680	2, 3, 4	$\delta + 2.5^\circ$
16938	23. November 2003, 0:43:20	1681	2, 3, 4	$\delta + 1.0^\circ$
16939	23. November 2003, 1:15:58	1683	2, 3, 4	$\delta - 2.5^\circ$
16941	23. November 2003, 1:53:58	1682	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
16962	23. November 2003, 22:50:51	1681	2, 3, 4	$\delta + 2.0^\circ$
16963	23. November 2003, 23:22:09	1681	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
16987	24. November 2003, 23:05:12	1681	2, 3, 4	$\delta - 1.5^\circ$
16988	24. November 2003, 23:39:35	1680	2, 3, 4	$\delta + 1.0^\circ$
16991	25. November 2003, 0:48:26	1682	2, 3, 4	$\delta + 2.0^\circ$
16992	25. November 2003, 1:19:34	1682	2, 3, 4	$\delta - 1.0^\circ$
16993	25. November 2003, 1:50:43	1680	2, 3, 4	$\delta + 1.5^\circ$
17059	26. November 2003, 22:53:03	1683	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
17062	26. November 2003, 23:44:47	1682	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
17064	27. November 2003, 0:18:19	1682	2, 3, 4	$\delta - 2.5^\circ$
17067	27. November 2003, 1:53:16	1682	2, 3, 4	$\delta + 2.5^\circ$
17092	28. November 2003, 22:26:52	1683	2, 3, 4	$\delta + 2.0^\circ$
17093	28. November 2003, 22:57:56	1681	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
17094	28. November 2003, 23:29:02	1681	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
17095	29. November 2003, 0:00:03	1681	2, 3, 4	$\delta - 2.0^\circ$
17096	29. November 2003, 0:31:13	1682	2, 3, 4	$\delta + 0.5^\circ$
17097	29. November 2003, 1:02:12	1680	2, 3, 4	$\delta - 0.5^\circ$
17112	29. November 2003, 23:07:41	1683	2, 3, 4	On

G.3 Sgr A

Run-Nummer	Datum & Start-UTC	Dauer	Teleskope	Wobble-Offset
13454	22. Juli 2003, 22:07:46	1681	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
13456	22. Juli 2003, 22:39:04	530	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14251	16. August 2003, 19:50:23	900	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14253	16. August 2003, 20:08:56	898	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14268	17. August 2003, 18:49:44	1681	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14270	17. August 2003, 19:20:37	1680	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14272	17. August 2003, 19:51:13	1681	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14304	18. August 2003, 20:52:56	1681	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14306	18. August 2003, 21:23:41	1680	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14339	19. August 2003, 19:44:23	1681	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14341	19. August 2003, 20:14:57	1681	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14343	19. August 2003, 20:45:24	1681	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14384	20. August 2003, 18:51:00	1681	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14386	20. August 2003, 19:22:43	1681	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14388	20. August 2003, 19:53:32	1681	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14419	21. August 2003, 18:56:51	1680	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14421	21. August 2003, 19:27:32	1681	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14423	21. August 2003, 19:57:49	1681	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14456	22. August 2003, 18:45:36	1680	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14459	22. August 2003, 19:16:53	1680	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14461	22. August 2003, 19:47:16	1681	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14384	23. August 2003, 18:15:00	1681	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14496	23. August 2003, 18:45:53	1681	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14498	23. August 2003, 19:16:25	1680	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14547	24. August 2003, 19:03:20	1680	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14549	24. August 2003, 19:33:59	1680	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14551	24. August 2003, 20:04:50	1680	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14650	26. August 2003, 18:03:12	1680	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14652	26. August 2003, 18:34:10	1680	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14656	26. August 2003, 19:09:27	1680	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14702	27. August 2003, 18:04:57	1680	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14704	27. August 2003, 18:35:45	1680	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14706	27. August 2003, 19:06:15	1681	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14708	27. August 2003, 19:36:54	1681	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14710	27. August 2003, 20:07:23	1680	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14712	27. August 2003, 20:37:51	1680	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14757	28. August 2003, 18:55:13	1681	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14759	28. August 2003, 19:25:55	1680	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$
14761	28. August 2003, 19:56:19	1680	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14821	29. August 2003, 19:40:24	1679	2, 3	$\alpha - 30\text{m}$
14823	29. August 2003, 20:10:59	1680	2, 3	$\delta + 0.5^\circ$
14825	29. August 2003, 20:11:22	1681	2, 3	$\delta - 0.5^\circ$

Anhang H

Signifikanzen in der Gamma-Astronomie

Die Signifikanz wird gewöhnlich mit Hilfe einer Formel berechnet, die von Li & Ma 1983 abgeleitet wurde. Das gleiche Problem lässt sich in der Bayes'schen Statistik lösen, die einen logisch befriedigenderen Rahmen bietet. Man kann zeigen, dass für große Ereigniszahlen und eine schwache Quelle die Li & Ma Formel die Signifikanzen systematisch unterschätzt, da sie A-priori-Wissen über Intensitäten ignoriert.

H.1 Das Li & Ma-Problem

Gegeben sei die Zahl der Ereignisse N_{on} , die in einem vorher festgelegten Quellbereich gezählt wurden. Diese Zahl enthält Ereignisse aufgrund der Quelle und Untergrundereignisse. Der Untergrund wird durch eine Ereigniszahl N_{off} bestimmt, die in einem Bereich gewonnen wurde, von dem man a priori ausschließen kann, dass er eine Quelle enthält. Weiter sei das erwartete Verhältnis ν bekannt, das sich einstellen würde, falls keine Quelle vorhanden ist. Die Größe ν ergibt sich als Verhältnis der Größe der beiden Bereiche, der Belichtungszeiten und Akzeptanzen. Wenn (ν, N_{on}, N_{off}) gegeben sind, stellt sich die Frage, wie signifikant eine Quelle nachgewiesen wurde. Li & Ma diskutieren mehrere mögliche Definitionen: Wenn man die Signifikanz als Verhältnis des Überschusses zum Fehler des Untergrunds definiert, ergibt sich:

$$S_1 = \frac{N_{on} - \nu N_{off}}{\sqrt{N_{on} + \nu^2 N_{off}}}. \quad (\text{H.1})$$

Man könnte sie aber auch so definieren, dass sie der Wahrscheinlichkeit entspricht, dass alle on-Ereignisse Untergrundereignisse waren:

$$S_2 = \frac{N_{on} - \nu N_{off}}{\sqrt{\nu(N_{on} + N_{off})}}. \quad (\text{H.2})$$

Li & Ma zeigen, dass beide Formeln falsch sind und schlagen vor

$$S_{LM} = \sqrt{2} \left(N_{on} \cdot \ln \left(\frac{(1 + \nu) N_{on}}{\nu (N_{on} + N_{off})} \right) + N_{off} \cdot \ln \left(\frac{(1 + \nu) N_{off}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right)^{1/2}. \quad (\text{H.3})$$

Ihr Argument für diese Formel ist, dass die Größe S_{LM} einer Normalverteilung folgt, wenn keine Quelle vorhanden ist. Sie mussten diese Tatsache mit Monte-Carlo-Methoden testen. Sie geben als Gültigkeitsbereich $N_{on}, N_{off} > 10$ an.

Die Bayes'sche Lösung dieses Problems ist logisch befriedigender als die Argumente, die Li & Ma gegeben haben. Es gibt keinerlei Freiheit in der Wahl der Signifikanzgröße, und man benötigt keine Gauß'schen Näherungen, so dass das Ergebnis für alle Ereigniszahlen exakt bleibt. Allerdings ist die Bedeutung der Signifikanz etwas verschieden: In der Bayes'schen Statistik entspricht sie der Wahrscheinlichkeit, dass die Quellintensität positiv ist, Li & Ma testen dagegen, ob die Daten mit der Annahme, dass keine Quelle vorhanden ist, verträglich sind.

H.2 Grundzüge der Bayes'schen Statistik

H.2.1 Probleme mit einem Parameter

Im folgenden wird die Poisson-Verteilung

$$p_P(n|\lambda) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} \quad (\text{H.4})$$

und die Binomial-Verteilung

$$p_B(n|\lambda; N) = \binom{N}{n} \lambda^n (1 - \lambda)^{N-n} \quad (\text{H.5})$$

verwendet. Der Parameter ist eine reelle Zahl λ , die beobachtete Ereigniszahl eine natürliche Zahl n . Um den Parameter bestimmen zu können, muss man fordern, dass die Verteilung normierbar ist:

$$\sum_n p(n|\lambda) = 1. \quad (\text{H.6})$$

Die Poisson- und Binomial-Verteilungen sind normiert. Die Wahrscheinlichkeit, dass der Parameter den Wert λ hat, findet man mit Hilfe des Bayes'schen Satzes:

$$P(\lambda|n) = \frac{p(n|\lambda) \mu(\lambda)}{\int p(n|\lambda') \mu(\lambda') d\lambda'}. \quad (\text{H.7})$$

Die Posterior-Verteilung $P(\lambda|n)$ enthält die Information, die man aus den Daten gewinnen kann. Es ist eine Verteilung des Parameters bei gegebenen Daten, während das Modell $p(n|\lambda)$ eine Verteilung der Daten bei gegebenem Parameter ist.

Der Bayes'sche Satz macht keine Aussage über die zu verwendende Prior-Verteilung $\mu(\lambda)$. Sie wird durch die zusätzliche Forderung einer Symmetrie des Modells bestimmt: Die Information, die man über λ erhält, soll nicht vom tatsächlichen Wert von λ abhängen. Darum fordert man für das Modell, dass es form-invariant sein soll. Das bedeutet, dass es eine Gruppe von Transformationen gibt, die die beobachtete Zahl n mit dem Parameter λ verknüpft. Das Maß dieser Gruppe ist dann der natürliche Kandidat für den Prior. Berechnet wird es mittels Jeffreys' rule:

$$\mu(\lambda) = \left\langle (\partial_\lambda \ln p(n|\lambda))^2 \right\rangle_p^{1/2}. \quad (\text{H.8})$$

Hierin steht $\langle f(n) \rangle_p$ für den Erwartungswert von f in der Verteilung p . Transformiert man den Parameter, so wird das Maß mit der Jacobi-Determinante transformiert. Das Maß muss keine normierbare Verteilung sein, es genügt, dass das Normalisierungsintegral in Gl. (H.7) existiert.

Normalerweise ist man an einem Fehlerintervall des Parameters interessiert. Es wird als Bayes'sches Intervall konstruiert: Gibt man eine Wahrscheinlichkeit K vor, so ist es das kürzeste Intervall $[\lambda_1, \lambda_2]$, für das gilt:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda|n) d\lambda = K . \quad (\text{H.9})$$

Man kann zeigen, dass wenn das Bayes'sche Intervall eindeutig ist, es durch eine Konstante $C(K)$ gegeben ist, für die gilt:

$$\frac{P(\lambda|n)}{\mu(\lambda)} > C(K) . \quad (\text{H.10})$$

Mit Gl. (H.7) sieht man, dass $C(K)$ eine Höhenlinie für das Modell, betrachtet als Funktion des Parameters, ist.

Die Wahrscheinlichkeit, dass eine untere Schranke λ_{min} ausgeschlossen ist, berechnet sich demnach in zwei Schritten:

- Berechne das entsprechende Bayes'sche Intervall. Die untere Grenze ist λ_{min} , die obere ergibt sich als Lösung der Gleichung

$$p(n|\lambda_{up}) = p(n|\lambda_{min}) . \quad (\text{H.11})$$

- Die Wahrscheinlichkeit ist dann

$$K(\lambda > \lambda_{min}) = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{up}} P(\lambda'|n) d\lambda' , \quad (\text{H.12})$$

da jedes größere K ein Bayes'sches Intervall ergeben würde, dass λ_{min} beinhaltet.

Falls K nahe bei 1 liegt, ist es praktischer, eine andere, hochgradig nicht-lineare Skala zu verwenden, die man Signifikanz nennt. Die Umrechnung ergibt sich aus

$$\text{erf}\left(\frac{S}{\sqrt{2}}\right) = K(\lambda > \lambda_{min}) , \quad (\text{H.13})$$

wo die Fehlerfunktion erf definiert ist als

$$\text{erf}\left(\frac{S}{\sqrt{2}}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-S}^S e^{-x^2/2} dx . \quad (\text{H.14})$$

Der Ausdruck Signifikanz wird hier in dem Sinn verwendet, dass die Signifikanz S Standardabweichungen entspräche, wenn die Posterior-Verteilung gaußisch wäre. Oder kürzer: Die Signifikanz ist S Sigma. Es ist aber nicht notwendig, dass die Posterior-Verteilung gaußisch ist. Die Fehlerfunktion in Gl. (H.14) ist ungerade. Für große S kann man sie durch

$$\text{erf}\left(\frac{S}{\sqrt{2}}\right) \approx 1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{S} \cdot \exp\left(-\frac{S^2}{2}\right) , \quad (S^2 \gg 1, S > 0) \quad (\text{H.15})$$

nähern.

H.2.2 Reduktion mehrdimensionaler Probleme

Das verwendete Modell kann von mehr Parametern abhängen, als man bestimmen möchte. Man muss dann über die nicht-interessierenden Parameter integrieren. Es stellt sich die Frage, ob man die Integration vor oder nach der Anwendung des Bayes'schen Satzes vornehmen soll. Es zeigt sich, dass man keine Möglichkeit mehr hat, das Maß als Funktion ausschließlich der interessierenden Parameter zu berechnen, wenn man die Integration nach der Anwendung des Bayes'schen Satzes vornimmt.

Darum geht man also zu einem minderen Modell, bevor man den Bayes'schen Satz anwendet. Das erhaltene mindere Modell soll invariant unter einer Reparametrisierung der verbleibenden Parameter sein. Darum braucht man das bedingte Maß im Integralkern. Man erhält es aus Jeffreys' Regel, wenn man die interessierenden Parameter als fix betrachtet. Für $p(n|\lambda_1, \lambda_2)$ ist das mindere Modell $q(n|\lambda_1)$ also gegeben durch

$$q(n|\lambda_1) = \int p(n|\lambda_1, \lambda_2) \mu(\lambda_2|\lambda_1) d\lambda_2. \quad (\text{H.16})$$

H.3 Die Bayes'sche Lösung des Li & Ma-Problems

Die erwartete Ereigniszahl λ_{on} im on-Bereich setzt sich aus Ereignissen des Untergrundes und der Quelle zusammen. Mit den Erwartungswerten λ_{off} für den Untergrund und λ_s für die Quelle hat man

$$\lambda_{on} = \nu \lambda_{off} + \lambda_s, \quad (\text{H.17})$$

da die Erwartungswerte linear von den Intensitäten abhängen.

H.3.1 Das Problem in den ursprünglichen Parametern

Die Wahrscheinlichkeit N_{on} und N_{off} zu beobachten, wenn die unabhängigen Parameter λ_{on} und λ_{off} gegeben sind, ist das Produkt zweier Poisson-Verteilungen:

$$p_0(N_{on}, N_{off}|\lambda_{on}, \lambda_{off}) = p_P(N_{on}|\lambda_{on}) \cdot p_P(N_{off}|\lambda_{off}). \quad (\text{H.18})$$

Aus dieser Verteilung möchte man bestimmen, wie sicher man $\lambda_s = 0$ ausschließen kann. Wenn man auf den Parameter λ_s transformiert, ändert sich kein Maß, da die Transformation in Gl. (H.17) die Jacobi-Determinante 1 hat. Der Parameter λ_{off} interessiert nicht, und man muss wie in Abschnitt H.2.2 beschrieben ausintegrieren. Darum scheint die natürliche Wahl

$$q_0(N_{on}, N_{off}|\lambda_s) = \int p_0(N_{on}, N_{off}|\lambda_s, \lambda_{off}) \mu_0(\lambda_{off}|\lambda_s) d\lambda_{off} \quad (\text{H.19})$$

zu sein. Erstaunlicherweise ist q_0 ein nicht-normierbares Modell, da μ_0 nicht integrierbar ist. Dies ist eine Folge davon, dass das Maß der Poisson-Verteilung eine uneigentliche Verteilung ist.

H.3.2 Transformation auf relative Intensitäten

Eine einfache Transformation umgeht das Problem jedoch. Man definiert

$$\Lambda = \lambda_{on} + \lambda_{off},$$

$$\begin{aligned}\omega &= \frac{\lambda_{on}}{\Lambda}, \\ N &= N_{on} + N_{off}.\end{aligned}\tag{H.20}$$

Der Parameter ω stellt den Anteil der Gesamtintensität Λ im on-Bereich dar und hat die Grenzen

$$\omega_{min} = \frac{\nu}{1 + \nu} \leq \omega \leq 1.\tag{H.21}$$

Da man die Einheit frei wählen kann, in der die Intensitäten gemessen werden, kann das Problem nur von den relativen Intensitäten abhängen. Diese Eichfreiheit wird in den neuen Parametern klar. Die Signifikanz kann nur von ω , die Gesamtereigniszahl N nur von Λ abhängen. Die neuen Parameter sind statistisch unabhängig, da das Modell p_0 in den neuen Parametern faktorisiert:

$$p_0(N_{on}, N_{off} | \lambda_s, \lambda_{off}) = p_P(N | \Lambda) \cdot p_B(N_{on} | \omega; N).\tag{H.22}$$

Die Gesamtereigniszahl N ist durch Poisson-Statistik gegeben, die Aufteilung der Ereignisse in on- und off-Bereich wird von der Binomial-Verteilung bestimmt. Darum bestimmt man ω nur aus dem Binomial-Modell und betrachtet N als fix. Anders ausgedrückt: Man normalisiert $p_B(N_{on} | \omega; N)$ nicht bezüglich N . Dann ist p_B eine eigentliche Verteilung, das zugehörige Maß $\mu_B(\omega)$ ist

$$\mu_B(\omega) = \left(\frac{N}{\omega(1-\omega)} \right)^{1/2}.\tag{H.23}$$

H.3.3 Explizite Lösung

Man kann den Bayes'schen Satz auf p_B anwenden und erhält

$$P_1(\omega | N_{on}; N) = \frac{p_B(N_{on} | \omega; N) \cdot \mu_B(\omega)}{\mathcal{N}_1}.\tag{H.24}$$

Die Normalisierung \mathcal{N}_1 ist

$$\begin{aligned}\mathcal{N}_1 &= \int_{\omega_{min}}^1 p_B(N_{on} | \omega; N) \cdot \mu_B(\omega) d\omega \\ &= \sqrt{N} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + N_{on}\right) \Gamma\left(\frac{1}{2} + N_{off}\right) - N! \cdot B_{\omega_{min}}\left(\frac{1}{2} + N_{on}, \frac{1}{2} + N_{off}\right)}{N_{on}! \cdot N_{off}!},\end{aligned}\tag{H.25}$$

wo $B_z(a, b)$ die inkomplette Betafunktion meint. Damit ist die Posterior-Verteilung

$$P_1(\omega | N_{on}; N) = \frac{N! \cdot (1-\omega)^{(N_{off}-1/2)} \cdot \omega^{(N_{on}-1/2)}}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + N_{on}\right) \Gamma\left(\frac{1}{2} + N_{off}\right) - N! \cdot B_{\omega_{min}}\left(\frac{1}{2} + N_{on}, \frac{1}{2} + N_{off}\right)}.\tag{H.26}$$

Für die Signifikanz wird das Integral über P_1 benötigt:

$$\begin{aligned}I_1(\omega) &= \int_{\frac{\nu}{\nu+1}}^{\omega} P_1(x | N_{on}; N) dx \\ &= \frac{N! \cdot \left(B_{\omega}\left(\frac{1}{2} + N_{on}, \frac{1}{2} + N_{off}\right) - B_{\omega_{min}}\left(\frac{1}{2} + N_{on}, \frac{1}{2} + N_{off}\right) \right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + N_{on}\right) \Gamma\left(\frac{1}{2} + N_{off}\right) - N! \cdot B_{\omega_{min}}\left(\frac{1}{2} + N_{on}, \frac{1}{2} + N_{off}\right)}.\end{aligned}\tag{H.27}$$

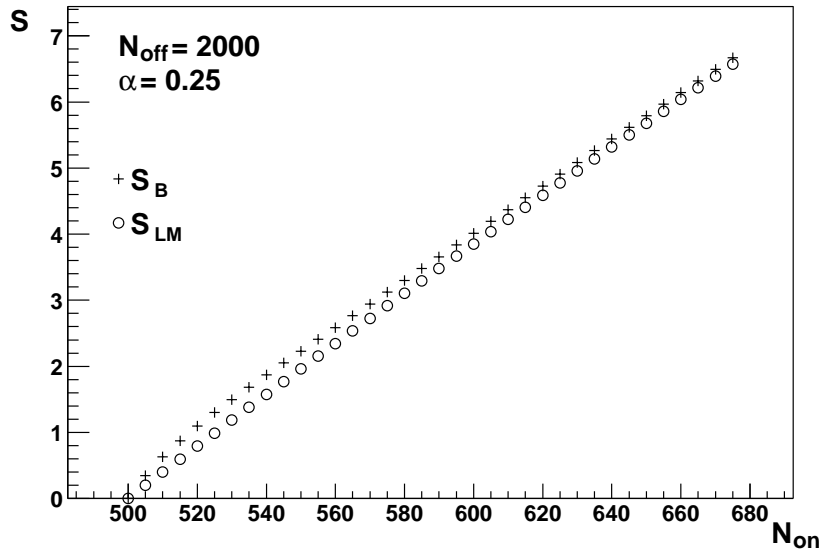


Abbildung H.1: Vergleich von S als Funktion von N_{on} für $\nu = 0.25$, $N_{off} = 2000$. Signifikanz S_{LM} nach Li & Ma (Kreise) und Bayes S_B (Kreuze).

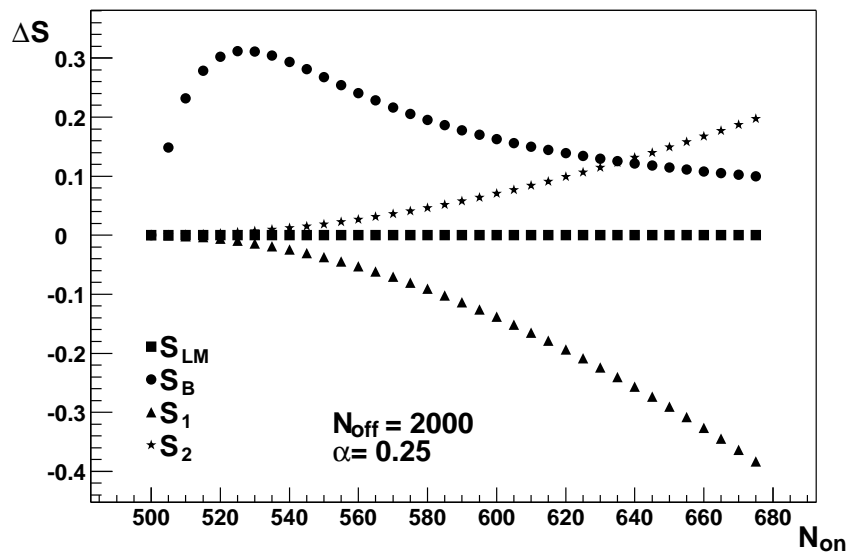


Abbildung H.2: Vergleich von S als Funktion von N_{on} für $\nu = 0.25$, $N_{off} = 2000$. Die Differenz $\Delta S = S - S_{LM}$ ist für $S = S_B$ (Punkte) und die beiden Varianten $S = S_1$ (Gl. (H.1), Dreiecke) und $S = S_2$ (Gl. (H.2), Sterne) gezeigt.

In den neuen Parametern möchte man die Wahrscheinlichkeit bestimmen, mit der man ausschließen kann, dass ω gleich der unteren Grenze ω_{min} ist. Man muss also die Gleichung

$$p_B(\omega_{up}) = p_B(\omega_{min}) \quad (\text{H.28})$$

lösen, die keine analytische Lösung besitzt. Man sieht aber sofort ein, dass es exakt eine Lösung gibt, da die Binomial-Verteilung ein einziges Maximum und keine Minima besitzt. Man muss die Lösung also jeweils numerisch finden. Mit ω_{up} ergibt sich die Signifikanz zu

$$S_B = \sqrt{2} \cdot \text{erf}^{-1}(I_1(\omega_{up})), \quad (\text{H.29})$$

wo erf^{-1} das Inverse der Fehlerfunktion darstellt. Wegen ω_{up} kann man Gl. (H.29) nicht weiter auswerten. Man kann aber ein Mathematica-Skript angeben, das S_B in der beschriebenen Art berechnet. In Abb. H.1 und H.2 ist die Bayes'sche Signifikanz für ein typisches Set von Ereigniszahlen mit der Li & Ma Formel verglichen.

H.3.4 Skript zur Berechnung der Bayes'schen Signifikanz

```
data = { a -> 0.25,
         non -> 16,
         noff -> 10 };

n = non + noff;
b = non/noff;
wmin = a/(1 + a);
pBin[x_, n_, non_] := Binomial[n, non]x^non(1 - x)^(n - non);
pRaw[x_, n_, non_] := pBin[x, n, non] (Sqrt[n/x(1 - x)]);
norm = Integrate[pRaw[x, n, non], {x, wmin, 1}];
p[x_] := pRaw[x, n, non]/norm;
rule = FindRoot[Evaluate[(1 - w) (1 + a) == (wmin/w)^b /. data],
               {w, wmin/a, non/n, 1} /. data];
i[w0_, w1_] := Integrate[p[w], {w, w0, w1}, GenerateConditions -> False];
temp = Evaluate[(i[wmin, w /. rule]) /. data];

Print["Sigma (Bayes): "];
sigma = InverseErf[temp] Sqrt[2]
```

H.4 Analytischer Vergleich

Typischerweise sind die Quellstärken in der Gamma-Astronomie an der Grenze dessen, was die Instrumente detektieren können. Darum sind lange Beobachtungszeiten üblich. Der typische Fall ist also der einer schwachen Quelle und großer Ereigniszahlen. In diesem Grenzfall ist ein analytischer Vergleich möglich.

H.4.1 Li & Ma

Man führt das Verhältnis β der Überschussereignisse zu Zahl der Ereignisse im off-Bereich ein:

$$\beta = \frac{N_{on} - \nu N_{off}}{N_{off}}. \quad (\text{H.30})$$

Für schwache Quellen hat man $\beta \ll 1$. Drückt man S_{LM} in den Observablen (N, β) aus und entwickelt das Ergebnis bis zu zweiter Ordnung in β um $\beta = 0$, so erhält man:

$$S_{LM} \approx \sqrt{\frac{N}{\nu}} \frac{1}{1+\nu} \beta \left(1 - \frac{1+5\nu}{6\nu(1+\nu)} \beta \right). \quad (\text{H.31})$$

Akzeptiert man eine maximale Abweichung von δ , muss man

$$\sqrt{N} > \frac{1+5\nu}{6\sqrt{\nu}} \frac{S_{LM}}{\delta} \quad (\text{H.32})$$

fordern. Dann ist die erste Ordnung der Näherung in Gl. (H.31) ausreichend.

H.4.2 Bayes

Um Gl. (H.29) und (H.31) analytisch zu vergleichen, nähern wir die Posterior-Verteilung (Gl. (H.26)) durch eine Gauß-Verteilung. Die Näherung wird am besten in den Parametern, in denen das Maß konstant ist. Gl. (H.23) zeigt, dass dies für den Parameter

$$\phi = \arcsin(\sqrt{\omega}) \quad (\text{H.33})$$

passiert. Im folgenden sei angenommen, dass die Gauß'sche Näherung gültig ist. Das Ergebnis ist:

$$P_2(\phi|N_{on}; N) = \frac{1}{\mathcal{N}_2} \sqrt{\frac{2N}{\pi}} \exp\left(-2N(\phi - \phi_0)^2\right), \quad (\text{H.34})$$

wo ϕ_0 durch

$$\phi_0 = \arctan\left(\sqrt{\frac{N_{on}}{N - N_{on}}}\right) = \arctan\left(\sqrt{\nu + \beta}\right) \quad (\text{H.35})$$

gegeben ist. Der zusätzliche Normalisierungsfaktor \mathcal{N}_2 tritt wegen des begrenzten Definitionsbereiches von ω auf, was bedeutet, dass ϕ in

$$\phi_{min} = \arcsin(\sqrt{\omega_{min}}) \leq \phi \leq \frac{\pi}{2} \quad (\text{H.36})$$

definiert ist. Mit der Integrationsvariablen

$$z(\phi) = 2\sqrt{N}(\phi - \phi_0) \quad (\text{H.37})$$

ist die Normalisierung \mathcal{N}_2 :

$$\mathcal{N}_2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{z(\phi_{min})}^{z(\pi/2)} e^{-z^2/2} dz. \quad (\text{H.38})$$

Wenn N groß ist, ist P_2 sehr schmal. Für eine schwache Quelle ist der relevante Bereich in ϕ nahe bei ϕ_{min} und eine wesentliche Eigenschaft von P_2 ist, dass es an der Stelle ϕ_{min} nicht verschwindet. Das Intervall von $\phi = \pi/2$ bis unendlich trägt jedoch nicht wesentlich zum Integral bei und man ersetzt Gl. (H.38) durch

$$\mathcal{N}_2 = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf}\left(\frac{z(\phi_{min})}{\sqrt{2}}\right) \right). \quad (\text{H.39})$$

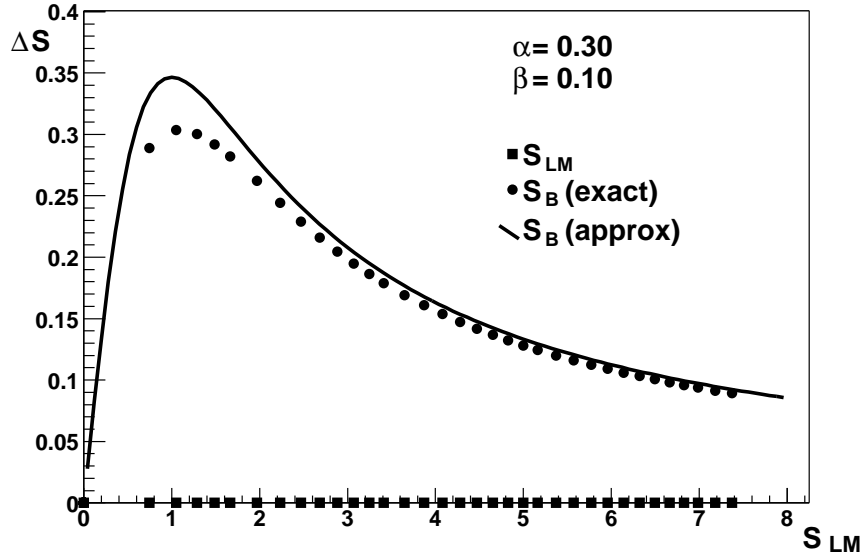


Abbildung H.3: Differenz $\Delta S = S - S_{LM}$ für $\nu = 0.3$, $\beta = 0.1$ als Funktion von S_{LM} . Für große N ist die Signifikanz $S = S_B$ (Punkte) etwas größer als die aus der Li & Ma Formel (Quadrate). Die durchgezogene Kurve zeigt $S = S_B$, berechnet mit der Näherung aus Gl. (H.47). Die Bayes'sche Prozedur darf nur für ganze Zahlen ausgewertet werden, weshalb keine homogene Überdeckung der S_{LM} -Achse möglich ist.

Der Hauptvorteil der Gauß'schen Näherung ist, dass man die Symmetrie von P_2 um ϕ_0 ausnutzen kann, um Gl. (H.28) analytisch zu lösen. Für die Lösung ϕ_{up} muss gelten $z(\phi_{up}) = -z(\phi_{min})$:

$$\begin{aligned}
 z(\phi_{up}) &= 2\sqrt{N}(\phi_0 - \phi_{min}) \\
 &= 2\sqrt{N} \left(\arctan \sqrt{\nu + \beta} - \arcsin \sqrt{\frac{\nu}{1 + \nu}} \right) \\
 &= 2\sqrt{N} \arcsin \frac{\sqrt{\nu + \beta} - \sqrt{\nu}}{\sqrt{(1 + \nu)(1 + \nu + \beta)}} .
 \end{aligned} \tag{H.40}$$

Mit $z(\phi_{up})$ ist die Wahrscheinlichkeit K_2

$$\begin{aligned}
 K_2 &= \int_{\phi_{min}}^{\phi_{up}} P_2(\phi | N_{on}; N) d\phi \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\mathcal{N}_2} \int_{-z(\phi_{up})}^{z(\phi_{up})} e^{-z^2/2} dz .
 \end{aligned} \tag{H.41}$$

Da $z(\phi_{up})$ hier bis auf die Normalisierung \mathcal{N}_2 als Signifikanz auftritt, ist dafür im folgenden für S_A geschrieben, $S_A = z(\phi_{up})$. K_2 entspricht in der gemachten Näherung also S_B aus Gl. (H.29). Also hat man

$$\operatorname{erf} \left(\frac{S_B}{\sqrt{2}} \right) = \frac{1}{\mathcal{N}_2} \operatorname{erf} \left(\frac{S_A}{\sqrt{2}} \right) . \tag{H.42}$$

Mit der komplementären Fehlerfunktion $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$ und durch Einsetzen von

Gl. (H.39) in Gl. (H.42) erhält man

$$1 - \operatorname{erfc}\left(\frac{S_B}{\sqrt{2}}\right) = \frac{1 - \operatorname{erfc}\left(\frac{S_A}{\sqrt{2}}\right)}{1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{S_A}{\sqrt{2}}\right)} \approx 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{S_A}{\sqrt{2}}\right). \quad (\text{H.43})$$

Die letzte annähernde Gleichheit gilt, da der Nenner sehr klein ist. Mit Gl. (H.15) ergibt sich

$$\frac{1}{S_B} \exp\left(-\frac{S_B^2}{2}\right) \approx \frac{1}{2} \frac{1}{S_{LM}} \exp\left(-\frac{S_{LM}^2}{2}\right). \quad (\text{H.44})$$

Setzt man $S_B = (1 + \epsilon) S_A$ und vernachlässigt Terme höherer Ordnung in ϵ , so findet man

$$S_B = S_A \cdot \left(1 + \frac{\ln 2}{S_A^2 + 1}\right). \quad (\text{H.45})$$

Entwickelt man S_A um $\beta = 0$, erhält man

$$S_A = \sqrt{\frac{N}{\nu}} \frac{1}{1 + \nu} \beta \left(1 - \frac{1 + 3\nu}{4\nu(1 + \nu)} \beta\right), \quad (\text{H.46})$$

was sehr ähnlich zu Gl. (H.31) ist und daher auch erfüllt ist. Damit hat man $S_A = S_{LM}$ und schließlich

$$S_B = S_{LM} \cdot \left(1 + \frac{\ln 2}{S_{LM}^2 + 1}\right). \quad (\text{H.47})$$

Folglich ist für eine schwache Quelle und große Ereigniszahlen die Bayes'sche Signifikanz etwas größer als die aus der Li & Ma Formel. Mit steigender Signifikanz, nähert sich S_B an S_{LM} an. In diesem Grenzfall kann man auch die wahre Bayes'sche Signifikanz durch Gl. (H.47) abschätzen.

H.4.3 Ursache des Unterschieds

Für große N und kleine β rührt der Unterschied zwischen dem Bayes'schen und dem Li & Ma Ergebnis von dem Normalisierungsfaktor in Gl. (H.41) her. Er ist ungleich 1, da der Definitionsbereich der Variablen z auf $z > z(\phi_{min})$ eingeschränkt ist. Wenn wir diese Einschränkung fallen lassen, wäre $\mathcal{N}_2 = 1$ und folglich $S_B = S_A = S_{LM}$. Dies ist in Abb. H.4 demonstriert, in der die exakte Bayes'sche Signifikanz berechnet wurde, und ω in dem physikalisch interpretierbaren Bereich $[0, 1]$ erlaubt war. Der Wert 0 entspricht dem Fall, in dem der Erwartungswert von N_{on} 0 ist, der Wert 1 dem Fall, dass man $N_{off} = 0$ erwartet. Die Posterior-Verteilung ist dann:

$$P_3(\omega | N_{on}; N) = \frac{N! \cdot (1 - \omega)^{(N_{off}-1/2)} \cdot \omega^{(N_{on}-1/2)}}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + N_{on}\right) \Gamma\left(\frac{1}{2} + N_{off}\right)}. \quad (\text{H.48})$$

Abb. H.4 zeigt, dass die sich ergebende Signifikanz dann sehr ähnlich dem Li & Ma Ergebnis ist.

Dies kann man so interpretieren, dass der Unterschied - technisch gesprochen - von den unterschiedlichen Definitionsbereichen herrührt. Wenn der Definitionsbereich unwichtig wird, werden die Ergebnisse identisch. Dies kann auf zwei Arten geschehen:

- Die Verteilungen werden sehr eng, oder äquivalent, die Signifikanz wird groß.

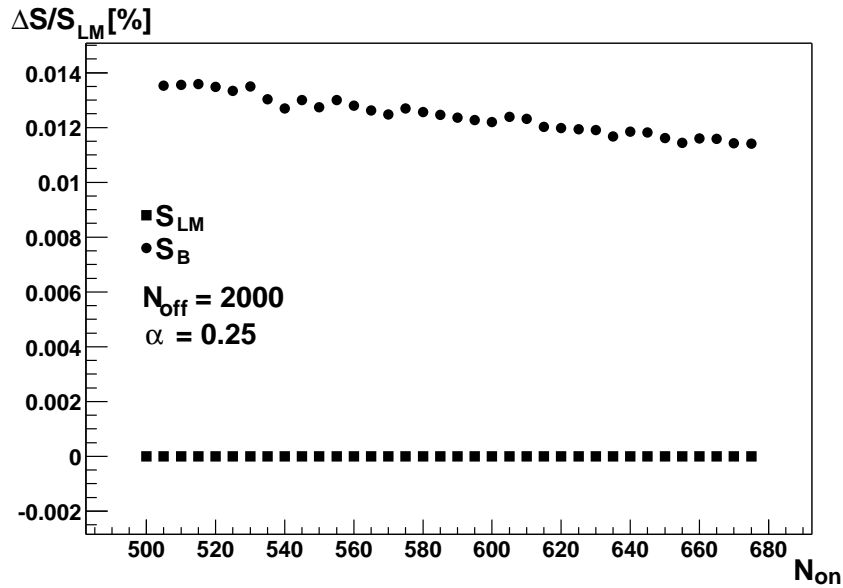


Abbildung H.4: Relative Abweichung von S_B von S_{LM} für $\nu = 0.25$, $N_{off} = 2000$, berechnet mit Gl. H.48).

Die Bayes'sche Signifikanz S_B (Punkte) wurde berechnet unter der Annahme, dass Intensitäten nicht auf positive Werte beschränkt sind. Das Ergebnis unterscheidet sich dann um weniger als 0.02% von Li & Ma. Die Streuung der Punkte ist von der begrenzten Genauigkeit der numerischen Rechnung verursacht.

- Der Definitionsbereich des Parameters erstreckt sich zu Werten, die $\lambda_s < 0$ entsprechen.

Der interessante Punkt ist, dass der erweiterte Definitionsbereich eine Quelle mit negativer Intensität erlauben würde. Im vorliegenden Fall sagt einem die Physik aber, dass eine Quelle die Ereigniszahl immer nur erhöhen kann, da astronomische Quellen nicht mit dem Untergrund interferieren. Anders ausgedrückt: Intensitäten haben stets einen Wert ≥ 0 . Man sieht, wie die Bayes'sche Statistik hier a-priori-Wissen durch den Definitionsbereich miteinbezieht. Dies kann die klassische Statistik nicht leisten. Implizit ist dort der Intensitätsparameter der Quelle komplett frei in $[-\infty, \infty]$. Darum kommt das Li & Ma Ergebnis sehr nahe an das Bayes'sche, wenn darin das a-priori-Wissen ausgeblendet wurde. Man kann also folgern, dass der Unterschied aus der unterschiedlichen Behandlung des a-priori-Wissens und nicht aus der unterschiedlichen Mathematik kommt.

Literaturverzeichnis

- [Au 1996] **Auger Collaboration**
Pierre Auger Project Design Report, S.8, 1996
- [Be 2000] **K. Bernlöhr**
Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique
APP 12, 255 - 268, 2000
- [Be 2002] **K. Bernlöhr**
CORSIKA and `sim_hessarray` - Simulation of the imaging atmospheric Cherenkov technique for the H.E.S.S. experiment
H.E.S.S. internal note 02/04, 2002
- [Be 2003] **K. Bernlöhr, O. Carrol, R. Cornils, S. Elfahem, P. Espigat, S. Gilllessen, G. Heinzelmann, G. Hermann, W. Hofmann, D. Horns, I. Jung, R. Kankanyan, A. Katona, B. Khelifi, H. Krawczynski, M. Panter, M. Punch, S. Rayner, G. Rowell, M. Tluczykont, R. van Saa**
The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescope.
Part I: layout and components of the system
APP 20, 111 - 128, 2003
- [Be 2004] **W. R. Benbow**, persönliche Mitteilung, 2004.
- [Bg 2004] **P. Berghaus**, persönliche Mitteilung, 2003/2004
- [Bo 2002] **O. Bolz**
The H.E.S.S. servo-system - short users guide
H.E.S.S. internal note 02/10, 2002
- [CA 2002] **CANGAROO-Collaboration**
Detection of diffuse TeV gamma-ray emission from the nearby starburst galaxy NGC 253
A&A 396, L1 - L4, 2002
- [CA 2004] **CANGAROO-Collaboration**
Detection of Sub-TeV Gamma-Rays from the Galactic Center Direction by CANGAROO-II
ApJ 606, L115 - L118, 2004
- [Ch 1999] **P. M. Chadwick et al**
Very High Energy Gamma Rays from PKS 2155-304
ApJ 513. 161 - 167, 1999

- [Ch 2004] **Public Chandra data**
Cassiopeia-A Bild:
http://snrcat.cfa.harvard.edu/gallery_gal.html
Crab-Bilder:
http://snrcat.cfa.harvard.edu/G184.6-05.8/chandra_images.cgi
- [Co 2003] **R. Cornils, S. Gillessen, I. Jung, W. Hofmann, M. Beilicke, K. Bernlöhr, O. Carrol, S.Elfahem, G. Heinzelmann, G. Hermann, D. Horns, R. Kankanyan, A. Katona, H. Krawczynski, M. Panter, S. Rayner, G. Rowell, M. Tluczykont, R. van Saa**
The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescope.
Part II: mirror alignment and point spread function
APP 20, 129 - 143, 2003
- [Da 1957] **J. M. Davies & E. S. Cotton**
J. Solar Energy Sci. and Eng. 1, No. 2 and 3, 16-22, 1957
- [De 1997] **N. Devillard**
The eclipse software, The Messenger No 87, March 1997
- [He 1983] **O. Helene**
Upper Limit of Peak Area, NIM 212, 319-322, 1983
- [ES 1997] **ESA**
The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP-1200, 1997
- [Fr 2003] **A. Franzen**, Diplomarbeit, MPI für Kernphysik, Heidelberg 2003
- [Gi 1999] **S. Gillessen**, Diplomarbeit, MPI für Kernphysik, Heidelberg 1999
- [Gi 2003] **M. Girma**, Doktorarbeit, MPI für Kernphysik, Heidelberg 2003
- [Gu 2000] **J. Guy, C. Renault, F. Aharonian, M. Rivoal, J.-P. Tavernet**
A&A 359, 419-428, 2000
- [Gr 1956] **K. Greisen**
Prog. Cosmic Ray Physics, 3:1, 1956
- [He 1954] **W. Heitler**
Quantum Theory of Radiation
Oxford University Press, Oxford, 1954
- [HE 2000] **HEGRA-Collaboration**
The energy spectrum of TeV gamma rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA system of atmospheric Cherenkov telescopes
ApJ 539, 317-324, 2000
- [HE 2000b] **HEGRA-Collaboration**
Optimizing the angular resolution of the HEGRA telescope system to study the emission region of VHE gamma rays in the Crab Nebula
A&A, 361, 1073-1078, 2000

- [HE 1999] **HEGRA-Collaboration**
Phase-resolved TeV gamma-ray characteristics of the Crab and Geminga pulsars
A&A, 346, 913-921, 1999
- [HE 2002] **HEGRA-Collaboration**
TeV gamma rays from the Blazar H1426+428 and the diffuse extragalactic background radiation
A&A 384, L23-L26, 2002
- [HE 2004] **HEGRA-Collaboration**
The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV: Observations with the HEGRA system of Gamma-ray telescopes
In preparation
- [Hi 1985] **A. M. Hillas**
Proc. 19th ICRC, La Jolla, 3, S. 445, 1985
- [Hi 2001] **K. Hirotani & S. Shibata**
MNRAS, 325, 1228, 2001
- [Hi 2004] **J. A. Hinton**, persönliche Mitteilung, 2004
- [Ho 1999] **W. Hofmann, I. Jung, A. Konopelko, H. Krawczynski, H. Lampeitl, G. Pühlhofer**
Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images
Astropart. Phys., 12, 135., 1999
- [Ja 2004] **O. de Jager**, persönliche Mitteilung, 2004
- [Jo 2003] **Jodrell Bank, Pulsar group**
Crab pulsar timing results - monthly ephemeris:
<ftp://ftp.jb.man.ac.uk/pub/psr/crab/crab2.txt>
Explanatory set of notes:
<ftp://ftp.jb.man.ac.uk/pub/psr/crab/crabnotes.ps>
- [Ju 2003] **I. Jung**, Doktorarbeit, MPI für Kernphysik, Heidelberg 2003
- [Ko 2003] **S. S. Komissarov & Y. E. Lyubarsky**
The origin of peculiar jet-torus structure in the Crab nebula
MNRAS 344, 153, 2003
- [La 2000] **D. G. Larsen & R. Holdaway**
The Astronomical Almanac 2000, Abschnitt B39
Nautical Almanac Office, Naval Observatory, Washington DC
- [Li 1983] **T. Li & Y. Ma**
ApJ, 272, 317, 1983
- [Lo 1992/4] **M. S. Longair**
High Energy Astrophysics, Kapitel 4.3.3
Cambridge University Press, Cambridge, 1992

- [Lo 1992/20] **M. S. Longair**
High Energy Astrophysics, Kapitel 20
Cambridge University Press, Cambridge, 1992
- [Lo 1992/21] **M. S. Longair**
High Energy Astrophysics, Kapitel 21
Cambridge University Press, Cambridge, 1992
- [Me 1999] **J. Meeus**
Astronomical Algorithms, 2nd edition
Willman-Bell, Inc, Richmond 1999
- [Mo 1997] **P. Moriarty, C. Masterson et. al**
Strategies for selection of small gamma-ray showers using the Imaging Atmospheric
Cherenkov Technique
APP, 7, 315, 1997
- [PDG 2000] **Particle Data Group**
Particle Physics Booklet, Springer-Verlag, 2000
- [Pu 1996] **G. Pühlhofer**, Diplomarbeit, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1996
- [Pu 2001] **G. Pühlhofer**, Doktorarbeit, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 2001
- [Ro 2003] **G. Rowell**
A new template background estimate for source searching in TeV gamma-ray astronomy
A & A, 410, 389, 2003
- [Se 1992] **P. K. Seidelmann**
Explanatory supplement to the astronomical almanac, Abschnitt 3.28
University Science Books, Sausalito, California
- [St 2003] **C. Stegmann et. al**
The H.E.S.S. Software User Manual
H.E.S.S. internal CVS software repository, \$HESSROOT/sashmanual/
- [Ur 1995] **C. M. Urry & P. Padovani**
PASP, 107, 803, 1995
- [Th 2001] **D. J. Thompson**
International Symposium on High-Energy Gamma-Ray Astronomy, Heidelberg
AIP Conf.Proc. 558, 103-114, 2001
- [Us 1982] **V. V. Usov**
Nature, 305, 409, 1982
- [VE 2004] **VERITAS-Collaboration**
TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center
astro-ph/0403422
- [Vö 1999] **H. J. Völk**
Gamma-Astronomie mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen
Sterne und Weltraum 11/1999

Danksagung

Zahlreiche Menschen haben mir bei der Erstellung dieser Arbeit geholfen, mich motiviert, Anregungen gegeben oder kritische Fragen gestellt. Bei allen möchte ich mich herzlich bedanken. Einigen fühle ich mich besonders verbunden, die ich hier namentlich erwähnen möchte.

Mein ganz besonderer Dank gilt Werner Hofmann, der mir ermöglicht hat, bei H.E.S.S. mitzuarbeiten. Für das Vertrauen in meine Arbeit und die Unterstützung in Form von guten Ideen herzlichen Dank!

Besonderer Dank geht auch an Konrad Bernlöhr, der für mich für Fragen zu Mandrake-Linux bis hin zu astronomischen Problemen stets ein hervorragender Ansprechpartner war. Ebenso danke ich Gerd Pühlhofer für die wertvollen Diskussionen, sowohl über Verfahren zur Datenanalyse als auch zu den Pointing-Modellen.

Für die intensive, gute Zusammenarbeit beim Erstellen der Analyse-Software möchte ich mich bei Conor Masterson, Jim Hinton, Christoph Borgmeier, Christian Stegmann und Mathieu de Naurois bedanken.

Außerdem möchte ich der Heidelberger Arbeitsgruppe für die gute Arbeitsatmosphäre und unkomplizierte Zusammenarbeit danken. Dies sind und waren: Bruno Khelifi, Wystan Benbow, Stefan Funk, Oliver Bolz, German Hermann, Ira Jung, David Berge, Michael Panter, Andreas Franzen, Peter Krötz, Dominik Hauser, Take Saitoh, Axel Neumann, Antje Kohnle, Gavin Rowell, Dieter Horns, Alexander Konopelko, Felix Aharonian, Heinz Völk, Luigi Costamante, Menkir Girma und Thomas Kihm.

Besonders wichtig war die umfangreiche Hilfe in Namibia von Eben Tjingaete, Toni Hanke und Maweipi Kindji bei allen aufgetretenen Problemen, für die ich mich an dieser Stelle bedanke. Auch der mechanischen Werkstatt (Hans Fuchs, Stefan Schmidt, Peter Gaa, Rainer Heldner, Frank Garrecht) in Heidelberg möchte ich meinen Dank aussprechen, genauso wie Ruben Kankanyan für die Konstruktionsarbeiten.

Bei den Mitgliedern der Hamburger Arbeitsgruppe (Matthias Beilicke, Rene Cornils, Joachim Ripken, Alexander Petz) möchte ich mich vor allem für die angenehmen Arbeitseinsätze in Namibia bedanken.

Außerdem bedanke ich mich bei Martin Tluczykont, Stefan Schlenker, Pascal Vincent und Michael Punch für all die kleinen Hilfestellungen auf dem Weg zur Promotion.

Zum Schluss möchte ich mich aber ganz herzlich bei meiner Freundin Meike dafür bedanken, dass sie immer Verständnis und ein Lächeln auf den Lippen hatte, gerade auch in den letzten Wochen kurz vor der Fertigstellung dieser Arbeit.