Inhalt

Einleitung

Unser heutiges Bild vom Kosmos stützt sich auf Himmelsbeobachtungen, die Menschen seit der Antike in oft langwieriger Pionierarbeit unternommen haben. Bis in unser Jahrhundert hinein waren diese Beobachtungen auf den optischen Teil des elektromagnetischen Spektrums beschränkt. Die moderne Astronomie umfaßt mittlerweile einen viel ausgedehnteren Bereich: vom Radio- und Infrarotbereich bis hin zur Röntgen- und Gamma-Astronomie; darüberhinaus den Bereich der geladenen kosmischen Strahlung und der Neutrinoastronomie.

Ein aktuelles Forschungsgebiet befaßt sich mit der Frage nach der Herkunft der kosmischen Strahlung. Diese besteht in einem Energiebereich von 10^{12} bis 10^{18} eV zu 99% aus Hadronen, zu weniger als 1% aus Leptonen, und nur zu etwa 0.1% aus γ-Quanten [Sok 89]. Für eine Quellensuche ist der geladene Anteil der kosmischen Strahlung wegen der irregulären galaktischen Magnetfelder weitgehend unbrauchbar, da die Teilchen keine Richtungsinformation mehr tragen.

Da die Atmosphäre für γ-Quanten undurchlässig ist, ist man in einem Energiebereich bis zu einigen 10 GeV für ihren Nachweis auf Satellitenexperimente angewiesen. Ein zur Zeit erfolgreich arbeitendes Experiment ist die Compton-GRO-Mission (Gamma Ray Observatory). Mit vier Detektorsystemen wird der Energiebereich von harter Röntgenstrahlung bis zu etwa 30 GeV abgedeckt [Sch 95].

Bei höheren Energien ist der Teilchenfluß durch die limitierte Detektorfläche wegen des typischerweise mit einem Potenzgesetz abfallenden Spektrums der kosmischen Strahlung zu gering für einen Nachweis mit Satellitenexperimenten. Hier ist man auf bodengestützte Verfahren angewiesen, die die beim Eindringen der Teilchen in die Atmosphäre ausgelösten Luftschauer registrieren.

Die HEGRA-Kollaboration (High Energy Gamma Ray Astronomy) betreibt auf der kanarischen Insel La Palma auf einer Höhe von 2200 m über Meeresniveau ein solches Experiment. Ein Teil der Detektorkomponenten registriert die Schauerteilchen direkt am Erdboden. Im unteren Energiebereich von etwa $10^{11} - 10^{12}$eV, der wegen des höheren erwarteten Flusses von besonderem Interesse ist, erreichen die Schauerteilchen selber den Erdboden nicht mehr, sie können nur indirekt über das emittierte Čerenkov-Licht nachgewiesen werden.

Für diesen Zweck hat sich die *Abbildende Čerenkov-Technik* etabliert. Hier werden mittels einer Teleskopoptik Bilder der Schauer erzeugt, die mit Hilfe von lichtempfindlichen Detektoren aufgezeichnet werden. Zwei solcher abbildenden Čerenkov-Teleskope befinden sich bereits seit 1992 bzw. 1993 im HEGRA-Experiment erfolgreich im Einsatz. Geplant ist der Ausbau auf insgesamt sechs Teleskope, von denen fünf baugleich sein werden. Diese sind insbesondere für einen koinzidenten Betrieb konzipiert, d.h. es sollen stereoskopische Aufnahmen der Schauer gemacht werden. Man erwartet damit eine Ortsauflösung von $\approx 0.1°$ und eine Energieauflösung von $\approx 25\%$ pro Ereignis [Völ 96]. Die effektive Nachweisfläche für TeV-Photonen beträgt für dieses Experiment über $10^4 \mathrm{m}^2$ [Köh 95].

Geplant ist weiterhin die Beobachtung von räumlich ausgedehnten Objekten. Deswegen werden die neuen Kameras mit einem großen Gesichtsfeld von $4.75°$ ausgestattet. Da die Kameras mit 271 Pixeln ($0.245°$ pro Pixel) eine relativ hohe Granularität besitzen, stellt dieses erweiterte Anforderungen an die Qualität der Abbildungsoptik. Für eine Unterdrückung des durch hadroninduzierte Schauer erzeugten Untergrundes ($\approx 99.9\%$) wird bei der Auswertung der Schauerbilder deren Form genutzt [Hil 85, Lew 90]. Der Einfluß der Optik muß daher bekannt sein.

Thema dieser Diplomarbeit war es zunächst, die Steuerung des dritten Teleskops in Betrieb zu nehmen und sein Verhalten zu studieren. Weiterhin wurden die notwendigen Werkzeuge für die Steuerungsprogramme entwickelt. Dieses Teleskop ist das erste einer neuen Generation, die mit einer gegenüber den Vorgängerteleskopen völlig neuen Steuerungs- und Ausleseelektronik ausgestattet sind.

Um die theoretisch erwartete Ortsauflösung zu erreichen, ist eine gute Kalibration der Teleskopausrichtung erforderlich. Ebenso ist eine gute Kenntnis des Abbildungsverhaltens notwendig, um eine korrekte Interpretation der Bilddaten durchführen zu können. Deswegen wurde nach der erfolgreichen Inbetriebnahme des Teleskops im Sommer 1995 ein Meßprogramm für die geometrische Kalibration des Teleskops geschrieben und durchgeführt. Erste Auswertungen dieser Daten sind ebenfalls Thema dieser Arbeit.

In Kapitel 1 und 2 werden die physikalischen Grundlagen des Experiments erläutert. Kapitel 3 beschreibt die für diese Arbeit relevanten Eigenschaften des im Aufbau befindlichen Teleskopsystems. In Kapitel 4 findet sich ein Überblick über die Anforderungen an die Teleskop-Steuerung sowie eine Reihe von Überlegungen für die Lösung des Steuerungsproblems. In Kapitel 5 wird die Steuerungshardware vorgestellt, in Anhang A finden sich entsprechende Schaltpläne. Kapitel 6 beschreibt erste Erfahrungen mit der Teleskopsteuerung während eines Testaufbaus in Heidelberg.

Kapitel 7 erläutert die notwendigen Kalibrationen und Anpassungen des Elektronikmoduls, das die Ansteuerung der Teleskopmotoren übernimmt. In Kapitel 8 wird ein kurzer Überblick über die Steuerungsprogramme gegeben, eine Dokumentation findet sich in Anhang B.

Kapitel 9 befaßt sich ausführlich mit der Kalibration der Teleskopausrichtung. Neben dem Meßverfahren wird eine Methode zur Modellierung der auftretenden Dejustierungen vorgestellt. In Kapitel 10 werden erste Resultate von der Messung der Punktantwort des Teleskopreflektors vorgestellt und mit erwarteten Werten verglichen.

Ein Teil der vorliegenden Arbeit ist eher technischer Natur. Kapitel 5 bis 8 richten sich in erster Linie an diejenigen Mitarbeiter, die in Zukunft Modifikationen an der Steuerung vornehmen müssen. Kapitel 4.2 und 4.3 werden dabei vorausgesetzt.

Die Ergebnisse von Kapitel 9 und 10 sind für die Datenauswertung von direktem Interesse. Sie bauen auf den in Kapitel 4.1 und 4.4 gelegten Grundlagen auf.

Kapitel 1

Kosmische γ-Strahlung

Kosmische γ-Strahlung entsteht im wesentlichen in nichtthermischen Prozessen. Für die Produktion von Photonen des VHE-Bereichs (Very High Energy, $0.1 - 10$ TeV) sind ausschließlich Wechselwirkungsvorgänge der hochenergetischen geladenen kosmischen Strahlung von Bedeutung. γ-Strahlung wird dabei in folgenden Reaktionen erzeugt [Sch 95]:

- Zerfall neutraler Pionen, die in starken Wechselwirkungsprozessen erzeugt wurden: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$,
- Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen im Magnetfeld,
- Emission von Bremsstrahlung hochenergetischer Elektronen im Coulombfeld eines Kerns, und
- Inverse Comptonstreuung hochenergetischer Elektronen an niederenergetischen Photonen.

Das Spektrum der γ-Strahlung der drei elektronen- (bzw. positronen-) induzierten Prozesse erhält die Form eines Potenzgesetzes, falls das Elektronenspektrum diese Form hat. Dies ist in der Astrophysik häufig der Fall.

Da die γ-Emission durch ein komplexes Zusammenspiel aus Primärteilchenspektrum sowie Targetmaterie-, Photonen- und Magnetfelddichte des umgebenden Mediums verursacht wird, sind Quellenmodelle nötig, um aus der Form des Spektrums und dem Fluß der γ-Strahlung Konsequenzen für die beobachteten Objekte ziehen zu können. Auch muß die Propagation der Teilchen im interstellaren und intergalaktischen Medium berücksichtigt werden.

Folgende Quellen werden zur Zeit für den VHE-Bereich diskutiert [Völ 96]:

- Pulsare und ihre planetaren Nebel,
- Supernova-Überreste,
- Röntgen-Doppelsternsysteme,
- aktive galaktische Kerne, und
- Galaxiencluster.

Die stärkste bisher nachgewiesene Quelle im VHE-Bereich ist der Krebs-Nebel (z.B. [Wee 89]). Er dient mittlerweile als Eichquelle für viele VHE-Experimente und gehört zu den am ausführlichsten untersuchten Objekten in diesem Energiebereich.

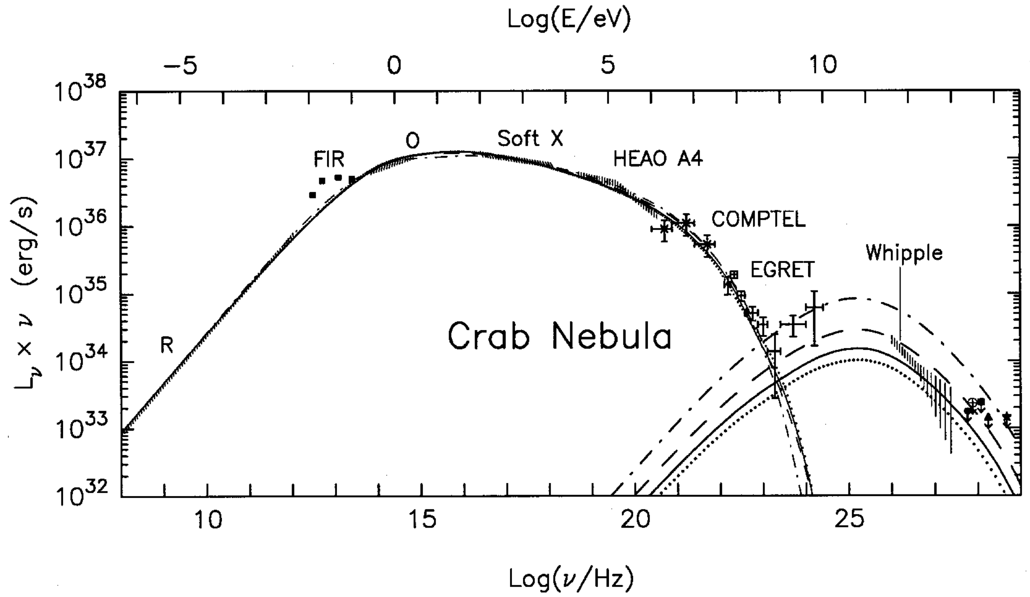

Abbildung 1.1: *Nichtthermisches Spektrum des Krebs-Nebels (aus [Aha 95a]). Der untere Bereich der Energieskala wird durch ein Synchrotronspektrum erklärt. Bei hohen Energien sind in Abhängigkeit vom mittleren Magnetfeld im Nebel vier mögliche Invers-Compton-Spektren eingezeichnet.*

Abb. 1.1 zeigt das Kontinuumsspektrum des Krebs-Nebels über einen Bereich von 21 Dekaden. COMPTEL und EGRET sind zwei Experimente des Compton-Satellitenobservatoriums. Die Satellitendaten enden bei $\approx 10^{10}$eV. Whipple ist ein bodengestütztes Experiment mit abbildenden Čerenkov-Teleskopen. Die oberen Flußgrenzen bei Energien größer 10 TeV stammen von Luftschauerexperimenten, die die Teilchen direkt am Erdboden nachweisen.

Während die Synchrotronnatur des Spektrums bis zu $\approx$ 500MeV aufgrund von Polarisationsmessungen und der Potenzgesetznatur als gesichert gilt (z.B. [Jag 92]), ist die Art der Strahlungsprozesse bei höheren Energien noch in Diskussion. Der erwartete Fluß durch inverse Compton-Streuung kann aufgrund eines selbstkonsistenten Teilchentransportmodells [Ken 84a], das die Synchrotronstrahlung erklären kann [Ken 84b], in Abhängigkeit vom mittleren Magnetfeld im Nebel berechnet werden (s. Abb. 1.1, auch [Ato 96]). Zur Deutung der Inkonsistenz von Satelliten- und Čerenkov-Teleskop-Daten wird ein möglicher Einfluß der Bremsstrahlung des relativistischen Positronenflusses an Filamenten der Nebelstruktur herangezogen [Aha 95b].

Diese Zusammenstellung soll einen Eindruck von den astrophysikalischen Implikationen der γ-Astronomie für ein spezielles Objekt geben.

Kapitel 2

Abbildende Čerenkov-Technik

2.1 Physik der Luftschauer

Ein Luftschauer ist eine Teilchenkaskade, die durch ein hochenergetisches Hadron oder γ-Quant der kosmischen Strahlung in den oberen Schichten der Atmosphäre ausgelöst wird. Sie besteht aus drei Komponenten [Gai 92]:

- einer elektromagnetischen ($e^{\pm}$ und γ),
- einer myonischen und
- einer hadronischen Komponente.

2.1.1 Die elektromagnetische Kaskade

Ein γ-Quant löst eine fast rein elektromagnetische Kaskade aus. In ihr konvertieren γ-Quanten in Elektronen bzw. Positronen und zurück. Die zugrundeliegenden Wechselwirkungsprozesse sind Paarbildung und Bremsstrahlung. Fallen die Elektronen unter eine gewisse Energieschwelle ($E_{th} \approx 80$ MeV), verlieren sie ihre Energie sehr schnell durch Ionisationsprozesse, der Schauer stirbt aus. Während die Zahl der Schauerteilchen für ein gegebenes Injektionsspektrum analytisch berechenbar ist, werden Monte-Carlo-Simulationen für die Berechnung der Entwicklung einzelner Schauer genutzt. Insbesondere erhält man so auch Informationen über Schauerfluktuationen.

Die Lateralverteilung wird im wesentlichen durch Vielfach-Coulomb-Streuung erzeugt, die charakteristische Breite eines γ-Schauers beträgt auf Meereshöhe etwa

80 m. In Abb. 2.1 b ist die Monte-Carlo-Simulation eines γ-induzierten 250 GeV-Schauers gezeigt.

2.1.2 Der hadroninduzierte Schauer

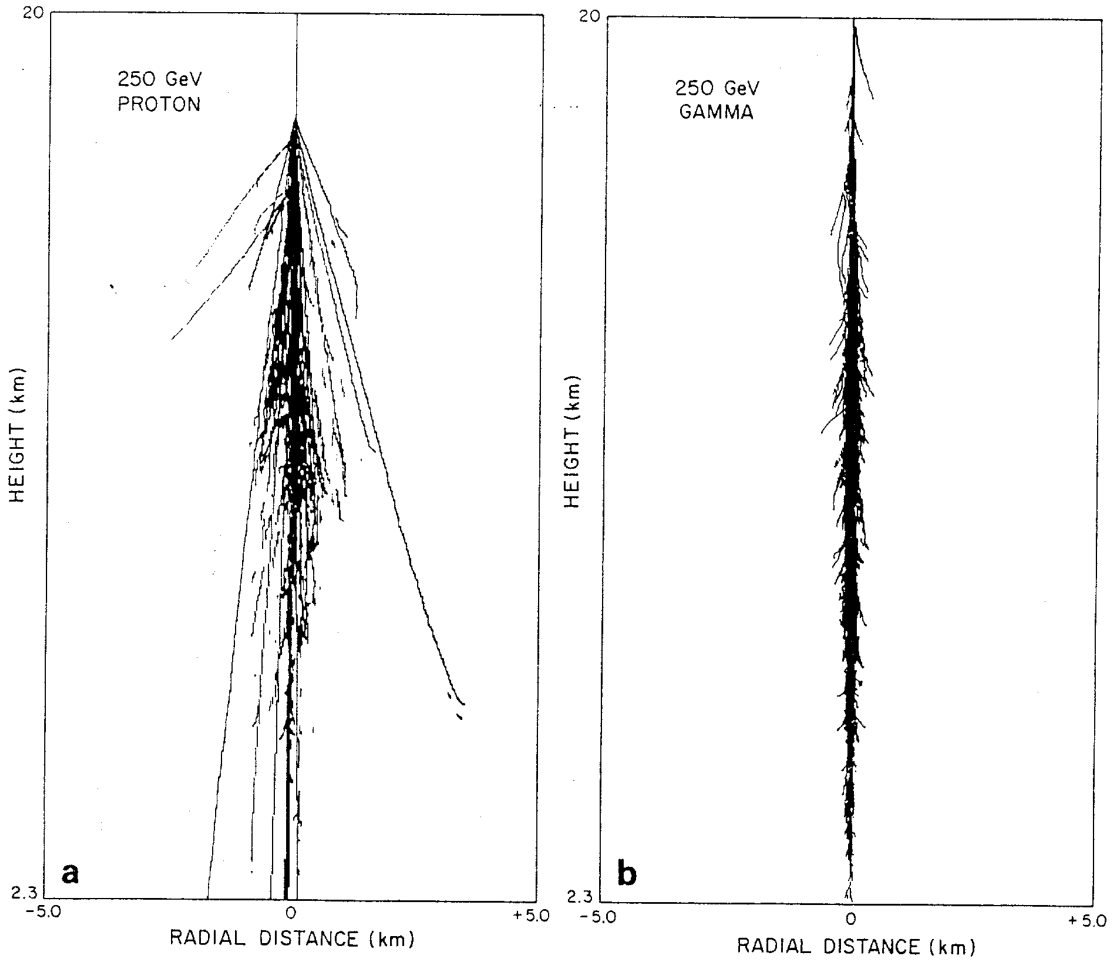

Abbildung 2.1: *Monte-Carlo-Simulationen der Elektronenbahnen eines 0.25 TeV Protonschauers und eines 0.25 TeV γ-Schauers (aus [Wee 92]).*

Hadroninduzierte Schauer haben einen hadronischen Schauerkern, der aufgrund von π^0-Zerfällen laufend elektromagnetische Subkaskaden auslöst. Im Mittel wird bei jeder hadronischen Wechselwirkung ein Drittel der Energie in die elektromagnetische Komponente übertragen. Daher wird der überwiegende Teil der Primärenergie schließlich durch Ionisation dissipiert, die Atmosphäre „dient" als Kalorimeter.

Der hadronische Schauer unterscheidet sich von einem γ-induzierten Schauer im wesentlichen nicht durch die Anzahl der elektromagnetischen Teilchen, sondern durch deren Longitudinal- und Lateralverteilungen: das Schauermaximum wird in größerer atmosphärischer Tiefe erreicht, die Lateralverteilung ist aufgrund der größeren Transversalimpulse aus inelastischen Kern-Kern-Kollisionen breiter. Auch sind die Schauerfluktuationen größer als bei einer rein elektromagnetischen Kaskade. Als Beispiel ist in Abb. 2.1 a die Monte-Carlo-Simulation eines protoninduzierten 250 GeV-Schauers gezeigt.

2.1.3 Der Čerenkov-Effekt

Ein geladenes Teilchen polarisiert beim Durchqueren eines dielektrischen Mediums die Atomhüllen und regt sie zu Dipolschwingungen an. Ist die Geschwindigkeit des Teilchens größer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium, entsteht durch konstruktive Interferenz im Fernfeld der Atome eine elektromagnetische Welle (Čerenkov-Effekt).

Die Schwellenenergie für das Teilchen, ab der Čerenkov-Emission stattfinden kann, beträgt

$$E_{\check{C}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - (\frac{1}{n})^2}}, \tag{2.1}$$

das Čerenkov-Licht wird gemäß der Abstrahlung in einem Mach'schen Kegel nur unter dem Winkel θ mit

$$\cos(\theta) = \frac{1}{n \cdot \beta} \tag{2.2}$$

n Brechungsindex des Mediums
β $= \frac{v}{c}$, v Teilchengeschwindigkeit

emittiert.

Für Čerenkov-Licht, das in einem Luftschauer emittiert wird, ergeben sich folgende Konsequenzen:

- Čerenkov-Photonen werden wegen Gl. 2.1 überwiegend durch die elektromagnetischen (Sub-) Kaskaden ausgelöst.
- Wegen der Abhängigkeit des Brechungsindizes von der atmosphärischen Tiefe liegt der maximale Čerenkov-Winkel (für Teilchen mit $\beta = 1$) in 15 km Höhe bei $\approx 0.6°$, auf Meeresniveau bei $1.38°$.
- Atmosphärisches Čerenkov-Licht wird überwiegend im nahen UV- und im blauen Spektralbereich ausgesendet, da

– im Röntgenspektralbereich $n < 1$ ist (keine Čerenkov-Emission), und
– im normaldispergierenden Frequenzbereich der Luft $I_{\check{C}}(\lambda) \propto \frac{1}{\lambda^2}$ gilt.

2.2 Abbildende Čerenkov-Teleskope

Abbildung 2.2: *Bild des dritten HEGRA-Čerenkov-Teleskops*

Abbildende Čerenkov-Teleskope besitzen einem Reflektor, der das Čerenkov-Licht in eine Kamera fokussiert. Der Reflektor ist in den meisten Fällen segmentiert, die Kamera aus einer Matrix von Photomultipliern aufgebaut [Caw 95].

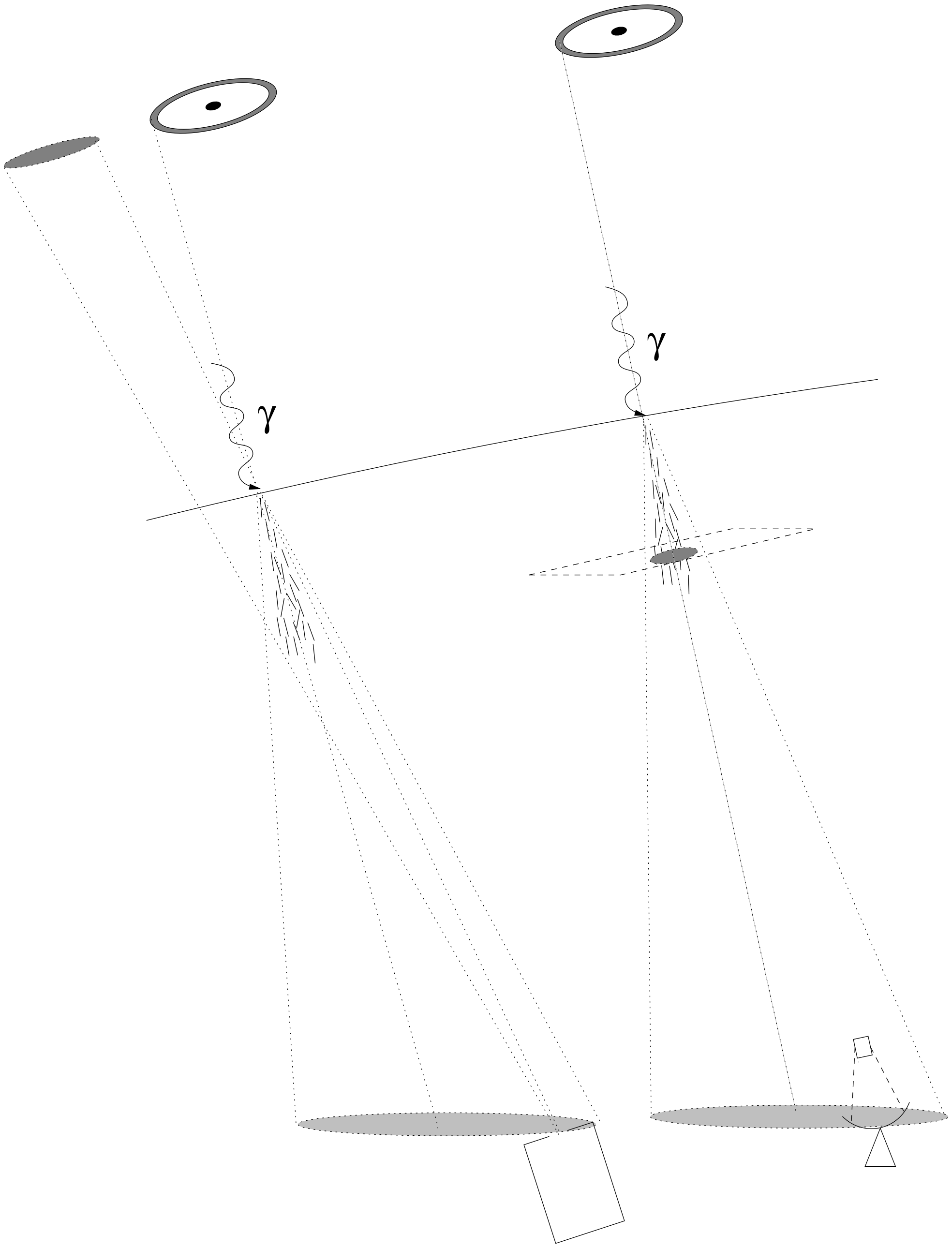

Abbildung 2.3: *Abbildung der Schauer. Links: Winkelabbildung mit unendlicher Schärfentiefe. Rechts: Fokussierung auf typisches Schauermaximum.*

2.2.1 Bildentstehung

Die elektromagnetische Kaskade leuchtet im blauen und nahen UV-Licht. Um ein Bild des Schauers zu erhalten, wird eine Abbildungsoptik verwendet, die eine zweidimensionale Projektion des räumlich ausgedehnten Schauers erzeugt. Die einfachste Abbildungsoptik besteht aus einer winkelabbildenden Anordnung, z.B. einer Lochkamera (Bild in beliebigem Abstand) oder einem sphärischen Hohlspiegel (Bild in der Fokalebene).

Neben der Art der Abbildung ist die Schärfentiefe von Bedeutung. Diese ist definiert als der Abstandsbereich der Objekte, deren Bilder in der Bildebene als scharf empfunden werden. Während die Schärfenempfindung im Auge physiologisch begründet ist, wird sie bei der Abtastung durch einen Detektor durch dessen Granularität bestimmt. Die Schärfentiefe einer Lochkamera ist - abgesehen von der Beugungsbegrenzung - unendlich, das Bild eine Projektion aller Objekte auf den unendlich entfernten Hintergrund (s. Abb. 2.3).

Für ein Čerenkov-Teleskop, dessen Reflektor in erster Ordnung aus einem sphärischen Hohlspiegel besteht, gilt dieses Bild nicht unmittelbar. In der Fokalebene wird nur der - unendlich entfernte - Sternenhimmel scharf abgebildet, der Schauer nicht einfach auf diesen projiziert. Ist die Kamera auf einen typischen Schauerabstand (z.B. 8 km) fokussiert, wird nur diese Ebene scharf abgebildet (s. Abb. 2.3). Die Schärfentiefe der Abbildung hängt von der Blendenöffnung, d. h. dem Reflektordurchmesser D, und vom Verhältnis Gegenstandsweite zu Bildweite $\frac{g}{b}$ ab. Eine kurze quantitative Abschätzung (s. Kap. 9.1) zeigt, daß die Schärfentiefe für die HEGRA-Čerenkov-Teleskope sich über den gesamten Schauerbereich bis zu unendlicher Entfernung erstreckt. Die Vorstellung von der Projektion des Schauers auf den Nachthimmel ist also weiterhin erlaubt.

2.2.2 Der Einfluß des Čerenkov-Winkels

In der obigen Darstellung wird implizit davon ausgegangen, daß der Schauer isotrop leuchtet. Das widerspricht natürlich der Tatsache der stark gerichteten Čerenkov-Strahlung. Da der mittlere Ablenkwinkel der Schauerteilchen gegen die Schauerachse (durch Coulomb-Streuung, s.o.) aber in der Größenordnung des Čerenkov-Winkels liegt, ergeben sich folgende Konsequenzen für die Schauerbilder:

- Befindet sich das Teleskop im Čerenkov-Lichtpool (s. Abb. 2.3), erreichen aus allen Schauerabschnitten Čerenkov-Photonen auch den Reflektor, es wird also ein vollständiges Abbild des Schauers erzeugt.

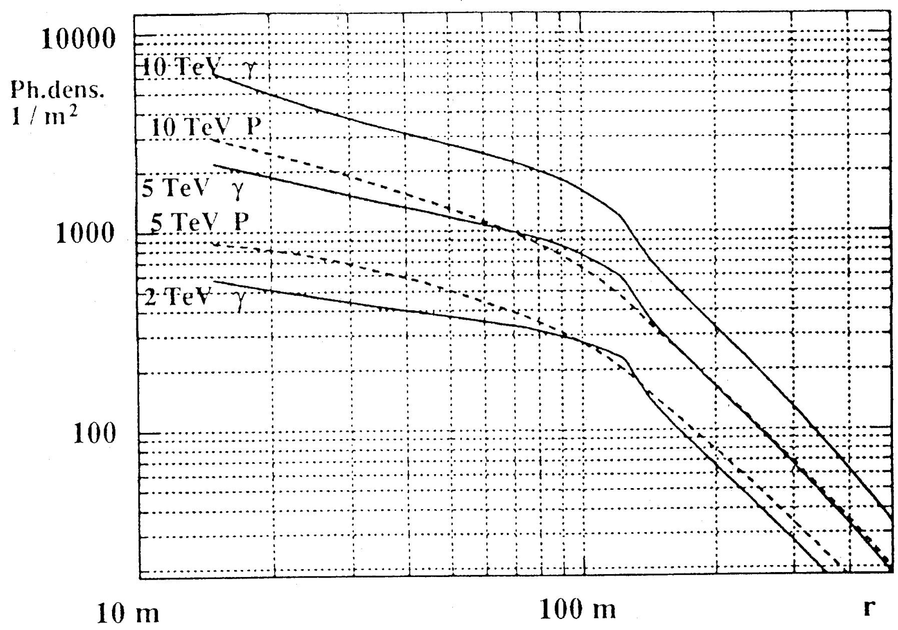

Abbildung 2.4: *Monte-Carlo-Simulation der Photonendichte in Abhängigkeit von der Entfernung des Schauers vom Teleskop für γ- und protoninduzierte Luftschauer bei unterschiedlichen Energien (aus [Mue 92]).*

- Schauer, die parallel zur Teleskopachse, aber in einer zu großen Entfernung einfallen, werden unterdrückt. In Abb. 2.4 ist die Intensität des Čerenkov-Lichts am Erdboden für verschiedene TeV-γ- und Protonenschauer gezeigt, ab einer Entfernung von wenigen hundert Metern vom Schauerauftreffpunkt - der durch den Schnittpunkt der Verlängerung der Schauerachse mit dem Erdboden definiert wird - fällt kein Licht mehr auf den Teleskopspiegel.

- Schauer, deren Neigungswinkel zur Teleskopachse größer als das Gesichtsfeld der Kamera sind - dieses wird als der in der Kamera sichtbare Himmelsausschnitt definiert -, werden ebenfalls vollständig unterdrückt. Der Begriff Gesichtsfeld und dessen Größe sind also auf die Herkunftsrichtung der Schauer zu übertragen.

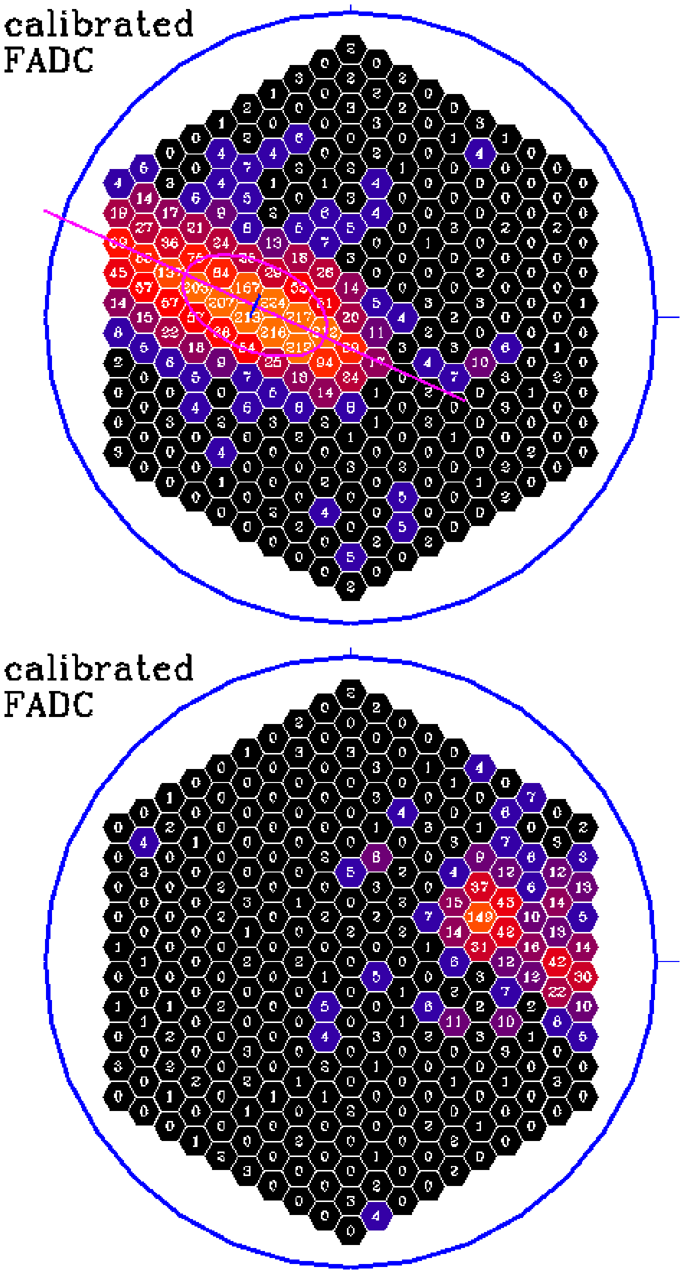

Abbildung 2.5: *Schauerbilder in der 271-Pixel-Kamera des dritten HEGRA-Teleskops: Oben: Kandidat für ein γ-induziertes Ereignis. Unten: Kandidat für ein Hadron-induziertes Ereignis.*

2.2.3 Schauerrekonstruktion

Aus dem Bild des Schauers werden folgende Informationen über das Primärteilchen extrahiert:

- Herkunftsrichtung,
- Energie, und
- Art (γ / Hadron).

Herkunftsrichtung

Wie aus Abb. 2.3 hervorgeht, zeigen die Bilder der Schauer, die parallel zur Teleskopachse einfallen, zum Kameramittelpunkt, d.h. für primäre γ-Quanten zu ihrem Ursprungsort im Himmelsbild in der Kamera. Da die Abbildung im Bereich des Gesichtfeldes im wesentlichen translationsinvariant ist, gilt die Aussage analog auch für Schauer, die unter einem Winkel zur Teleskopachse einfallen, ihre Bilder zeigen zu dem korrespondierenden Punkt im Himmelsbild.

Nach einem Vorschlag von Hillas [Hil 85] werden die Schauerbilder in der Kamera durch Ellipsen parametrisiert, deren große Hauptachsen nach obiger Diskussion zur Quellenposition zeigen. Wegen der Reduktion auf zwei Dimensionen ist auf diese Weise für ein Einzelereignis keine Aussage über den Ursprungsort möglich, nur eine statistische Auswertung für eine Punktquelle ist möglich.

Um für ein Einzelereignis den Ursprungsort ermitteln zu können, gibt es zwei Ansätze:

- Stereoskopische Abbildung der Schauer (mindestens in zwei Teleskope). Die Herkunftsrichtung der Schauer ergibt sich aus dem Schnittpunkt der großen Hauptachsen der angepaßten Ellipsen [Koh 95].
- Mit Hilfe der vollständigen Bildinformation, also Form und Intensitätsverteilung, kann man auch mit nur einem Teleskop die Schauerherkunftsrichtung bestimmen. Dieses geschieht mittels einer Anpassung von durch Monte-Carlo-Simulationen erzeugten Schauern an die Bilddaten [Ulr 96a].

Ein optimales Ergebnis erhält man für die Kombination, d.h. die Anpassung simulierter Schauer an Bilder aus zwei oder mehr Teleskopen [Ulr 95].

Energie

Die Intensität des Čerenkov-Lichtes ist ein direktes Maß für die Energie der elektromagnetischen Kaskade. Da weiterhin die effektive Nachweisfläche begrenzt und bekannt ist [Köh 95], besteht eine Korrelation zwischen integrierter Intensität des Bildes und Energie des primären γ-Quants. Die Absoluteichung der Energie ist jedoch schwierig, und die Bestimmung eines Quellenspektrums mittels eines einzigen Teleskops ist nur unter der Annahme eines Potenzgesetzspektrums möglich [Aha 95c].

γ / Hadron-Separation

Aufgrund der unterschiedlichen räumlichen Entwicklung eines reinen elektromagnetischen und eines hadroninduzierten Schauers kann man aus der Form des Bildes in der Kamera Schlüsse über das Primärteilchen ziehen (s. Abb. 2.5). Bei einer guten Selektion mittels Schauerformparametern kann man schon bei einem Teleskop um bis zu 99% des (hadronischen) Untergrundes reduzieren, wobei ca. 50% der γ-induzierten Ereignisse behalten werden. Die Qualität der Abbildungsoptik ist also Bestandteil dieser Signal-zu-Untergrund-Verstärkung, die es überhaupt erst erlaubt, statistisch signifikante Signale von einer Quelle zu erhalten. Um aus der Ereigniszahl einen Fluß zu ermitteln zu können, muß die Verlustrate für γ's bei der Reduktionsprozedur bekannt sein, in ihre Bestimmung geht u.a. die Kenntnis der Abbildungseigenschaften des Teleskops ein.

Auch für die Energiebestimmung und eine effektive γ/Hadron-Separation ist die Anpassung monte-carlierter Schauerdaten an Bilder mehrerer Teleskope die beste Lösung.

Kapitel 3

Aufbau des 5-Teleskop-Systems im HEGRA-Experiment

Die HEGRA-Kollaboration (High Energy Gamma Ray Astronomy) betreibt auf der kanarischen Insel La Palma auf einem Gelände des IAC (Instituto Astrofisico de Canarias) in einer Höhe von 2200 Meter über Meeresniveau ein bodengestütztes Experiment zum Vermessen von atmosphärischen Teilchenschauern. Das Experiment, das seit 1988 in Betrieb ist, besteht aus verschiedenen Komponenten, die sich durch unterschiedliche Nachweistechniken und daraus resultierend auch verschiedene Energiebereiche der erfaßten Schauer auszeichnen. Neben dem eigentlichen Ziel der Vermessung von Quellen der hochenergetischen γ-Strahlung können durch die unvermeidbare Erfassung des hadronischen Hintergrundes auch Ergebnisse auf dem Gebiet der Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung gewonnen werden.

In Kap. 3.1 wird ein kurzer Überblick über die bestehenden Komponenten des HEGRA-Experimentes gegeben. In Kap. 3.2 wird das im Aufbau befindliche System aus fünf abbildenden Čerenkov-Teleskopen vorgestellt. In Kap. 3.3 wird ein Überblick über optische und mechanische Eigenschaften der Teleskope gegeben. Die Steuerungs- und Ausleseelektronik der Teleskope ist Thema von Kap. 3.4. In Kap. 3.5 wird kurz auf die Software der Steuerung und Datenerfassung eingegangen.

3.1 Beschreibung des HEGRA-Experiments

Luftschauer, die den Erdboden erreichen, werden mit unterschiedlichen Detektorsystemen erfaßt. Eine 200×200 m^2 große Fläche ist mit einer Matrix aus 219 Szintillationszählern (empfindliche Fläche jeweils 1m^2) belegt, die Energie und Ankunftszeit der geladenen Schauerteilchen registrieren. Auf derselben Fläche befinden sich 66 Detektoren, die mit jeweils einem Photomultiplier ausgestattet sind (AIROBICC, AIr-shower Observation By Angle Integrating Čerenkov Counters). Diese registrieren das von den Schauerteilchen emittierte Čerenkov-Licht. Außerdem existieren 17 Geigertürme, die die myonische Komponente des Schauers vermessen und damit unter anderem einen Beitrag zur γ-Hadron-Separation liefern sollen. Dieser Detektor-Komplex, das sogenannte Array, hat eine Energieschwelle von typischerweise einigen 10 TeV und eine Auflösung für die Richtungsrekonstruktion des Primärteilchens von besser als 1°.

Auf dem Gelände befinden sich weiterhin 10 Prototypmodule des CRT-Experiments (Cosmic Ray Tracking). Diese bestehen aus zwei gekreuzt angeordneten Driftkammerebenen und erlauben Spurrekonstruktion speziell der Elektronen und Myonen.

Schauer, die bereits oberhalb des Erdbodens aussterben, können nur indirekt über den Nachweis der Emission von Čerenkov-Licht nachgewiesen werden. Dafür hat sich die abbildende Čerenkov-Technik bewährt. Zwei Čerenkov-Teleskope (CT) befinden sich bereits seit Ende 1992 bzw. Ende 1993 auf dem HEGRA-Gelände in Betrieb. CT 1 hat eine äquatoriale Montierung, der Reflektor ist in 18 sphärische Einzelspiegel segmentiert ($\o = 60\text{cm}, f = 4.92\text{m}$), die Gesamtspiegelfläche beträgt $A = 5\text{m}^2$. Die Kamera besteht aus 127 Photomultipliern, das Gesichtsfeld beträgt 3.25° (0.25° je Pixel). CT 2 ist azimutal montiert, die Reflektorfläche besteht aus 30 Einzelspiegeln derselben Abmessung wie oben, so daß sich eine Gesamtspiegelfläche von $A = 8.5\text{m}^2$ ergibt. Die Kamera besteht aus 61 Photomultipliern, das Gesichtsfeld beträgt 3.9° (0.43° je Pixel). Die Steuerungs- und Ausleseelektronik basiert auf der CAMAC-Bus-Technik, die von jeweils einem Apple Macintosh-Computer angesteuert wird [Mir 94]. Die Teleskope werden unabhängig voneinander betrieben, eine Analyse koinzidenter Ereignisse erfolgt nur offline mit Hilfe der Zeitinformation.

Mit diesen Teleskopen wurde bereits ein positives Signal vom Krebs-Nebel [Kon 95] und von der aktiven Galaxie Mkn 421 gemessen. Auch konnte eine erfolgreiche stereoskopischen Analyse koinzidenter Ereignisse vom Krebs-Nebel durchgeführt werden [Koh 95].

3.2 Design des 5-Teleskop-Systems

Das HEGRA-CT-System wird aus fünf identischen Teleskopen bestehen, die entsprechend einer fünf auf einem Würfel angeordnet sein werden. Die Seitenlänge dieser Matrix beträgt 105 m, der Abstand der äußeren zum zentralen Teleskop 75 m.

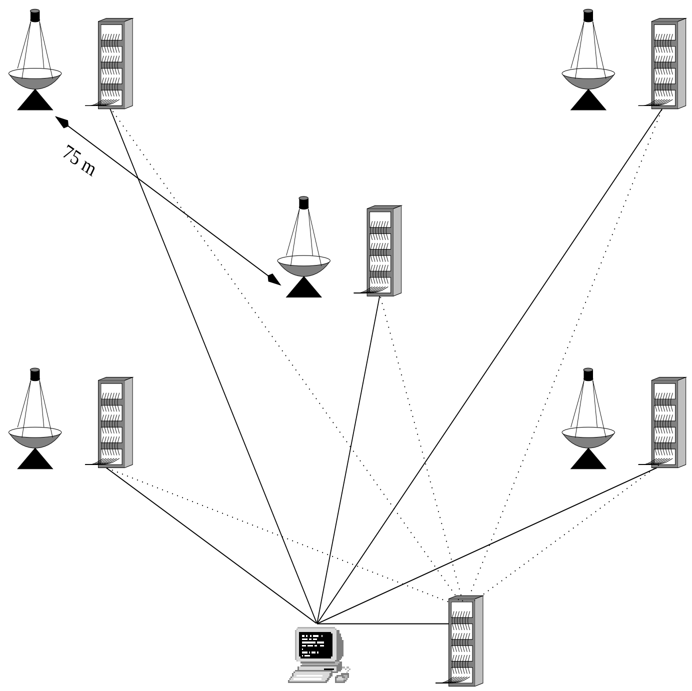

Abbildung 3.1: *Überblick über das Teleskop-System. Durchgezogene Linien: Ethernet-Verbindungen. Unterbrochene Linien: Verbindungen für Trigger-Signale. Die beiden Zentralstationen befinden sich in unmittelbarer Nähe des zentralen Teleskops.*

Das zentrale Teleskop trägt den Arbeitstitel CT 3 (entsprechend einer chronologischen Numerierung) und wurde im Sommer 1995 als erstes der neuen Generation von System-Teleskopen aufgebaut. Die VME-Implementierung und Inbetriebnahme der Steuerung und der Positionsbestimmung der Teleskopachsen war ein Teil dieser Diplomarbeit. Sie wurde so durchgeführt, daß eine Übertragung auf die weiteren Systemteleskope problemlos möglich ist. Das Teleskop nimmt seit Oktober 1995 in einem stabilen Meßbetrieb Daten - sofern es das Wetter erlaubt. Die Teleskope 4, 5 und 6 befinden sich zur Zeit (Frühjahr 1996) im Aufbau, CT 4 und CT 5 werden im Sommer in Betrieb gehen. Zuletzt soll CT 2, das bereits eine baugleiche Montierung wie die Systemteleskope besitzt, für den Systembetrieb umgerüstet werden.

Die Teleskopachsen werden durch Schrittmotoren bewegt. Ein Schritt entspricht einer Drehung von 1.3 Bogensekunden. Die Position der Telekopachsen wird durch optische Winkelkodierer bestimmt. Deren nominelles Auflösungsvermögen beträgt 1.3 Bogenminuten. Die Steuerung ist ein zentrales Thema dieser Arbeit, Einzelheiten über die Hardware finden sich in den Kapiteln 5 und 6.

Kameramontierung und optisches Design sind Thema von Kap. 3.3. Die Steuerung der Teleskopfunktionen und die Datenauslese basieren vollständig auf VME-Elektronik. Diese befindet sich jeweils in einem Container nahe bei dem Teleskop, die Kabellänge vom Fuß des Teleskops bis zu den VME-Modulen beträgt ca. 10 m. Die Prozesse werden von einer lokalen VME-CPU gesteuert. Dieser Teil der Elektronik wird in Kap. 3.4 kurz vorgestellt.

Die Leitung aller lokalen VME-Prozesse hat ein zentraler Rechner (PC Pentium 90), der auch die Daten von allen VME-Rechnern empfängt und verarbeitet. Er dient als User-Interface, d.h. das System kann im Ein-Mann-Betrieb gefahren werden. Ein kurzer Überblick über die Software findet sich in Kap. 3.5.

Daneben befindet sich noch eine weitere VME-Elektronikstation im Aufbau, die im Falle des koinzidenten Betriebs mehrerer oder aller Teleskope eine zentrale Triggerentscheidung auslöst, die an die Teleskope verschickt wird und dort die Ausleseelektronik stoppt.

Die Steuerung der Teleskopachsen ist von beiden Zentraleinheiten (zentraler Steuerungsrechner und zentrale Triggerstation) unabhängig, d.h. nach Start der Datennahme laufen diese Steuerungsprozesse ausschließlich lokal.

3.3 Kameramontierung und Optik

Die Anforderungen an die Abbildungsgeometrie der Čerenkov-Teleskope unterscheiden sich wesentlich von denen typischer optischer Teleskope. Das Gesichtsfeld beträgt mehrere statt maximal 0.5 Grad, und das Öffnungsverhältnis D/f (Verhältnis von Spiegeldurchmesser D zu Brennweite f) beträgt 1:1.4 anstatt maximal 1:2.5. Die Abbildungsfehler durch Lichtstrahlen mit großer Entfernung zur optischen Achse und großem Einfallswinkel dürfen die geforderte Trennschärfe in der Kamera nicht übersteigen. Diese ist wegen der groben Granularität der Kameras (hier $0.245°$ pro Bildpunkt) allerdings wesentlich geringer als bei anderen typischen optischen Detektoren. Als Faustregel kann gelten, daß die Punktantwort der Abbildungsoptik (d.h. das Bild eines unendlich entfernten Lichtpunktes, engl. *point spread function, psf*) in der Kameraebene kleiner als ein Bildpunkt sein muß. Keine Fehler durch die Abbildung hat man allerdings nur zu erwarten, wenn die *psf* wesentlich kleiner als der Pixeldurchmesser ist.

Unterschiedliche Anforderungen an das globale Spiegeldesign entstehen durch die verschiedenen Integrationsdauern. Anstatt ein Bild über mehrere Minuten bis Stunden aufzuintegrieren, darf die Čerenkov-Kamera nur für die Dauer eines Schauers, d.h. mehrere Nanosekunden, „geöffnet“ sein, um Kontamination durch das Hintergrundlicht des Nachthimmels zu vermeiden. Der Gangunterschied für Photonen, die

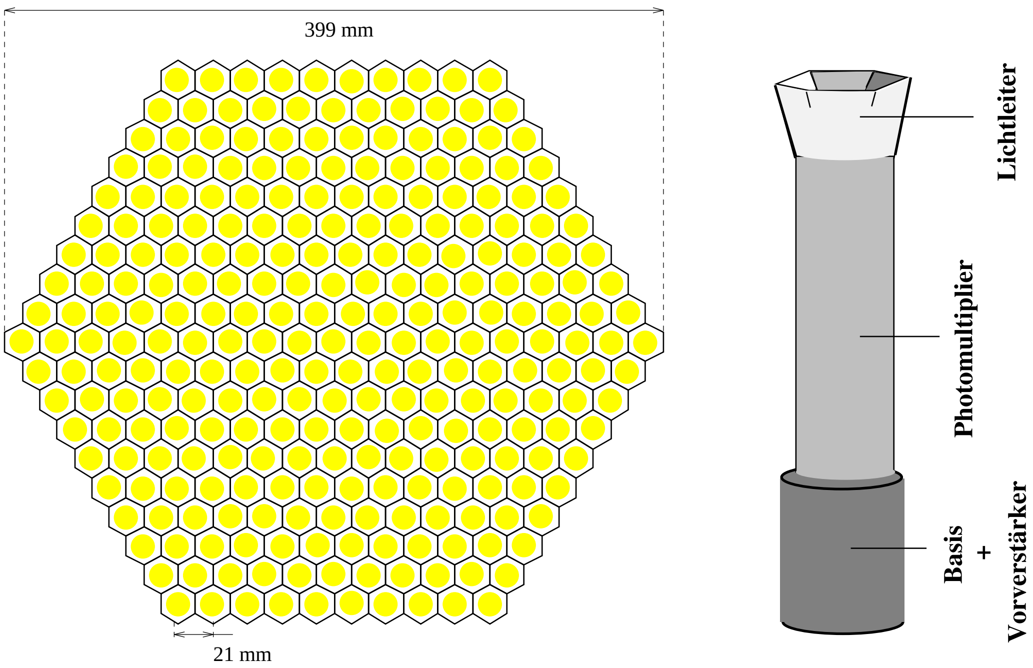

Abbildung 3.2: *Links: Frontansicht der 271 Pixel-Kamera. Die Photokathoden sind dunkel eingefärbt (aus [Hes 95]). Rechts: Pixelansicht. Die sensitive Fläche wird durch die Lichtleiter auf ca. 90% der Kameraoberfläche erhöht (aus [Köh 95]).*

dasselbe Pixel treffen, muß kleiner als dieses Zeitfenster sein. Will man aus der Signalform, die die Photomultiplier erzeugen, Informationen über den Zeitverlauf im Schauer gewinnen, wird das Zeitfenster durch das zeitliche Auflösungsvermögen der Signalaufzeichnung bestimmt.

Die Spiegelanordnung der HEGRA-Systemteleskope entspricht dem Davies-Cotton-Design [Dav 57], das ursprünglich für den Betrieb von Sonnenkraftwerken konzipiert wurde. Die sphärischen Einzelspiegel (Brennweite $f = 4.92$ m) sind dabei auf einen sphärischen Spiegelträger mit Krümmungsradius $R_{ST} = f$ montiert. Mit dieser Anordnung kann man die oben genannten Anforderungen erfüllen [Lew 90, Akh 95]. Einzelheiten über die Spiegelanordnung, die erwartete Abbildungsgenauigkeit und Ergebnisse erster Messungen der *Point Spread Function* von CT 3 finden sich in Kap. 10.

Der Reflektor befindet sich in einer azimutalen Gabelmontierung (Näheres über die Montierung s. Kap. 4.2). In seinem Primärfokus (d.h. im Abstand f) befindet sich die aus 271 Pixeln bestehende Kamera. Ein Pixel besteht dabei aus einem Lichtleiter (konisch angeordnete verspiegelte Fläche) und einem Photomultiplier. Eine

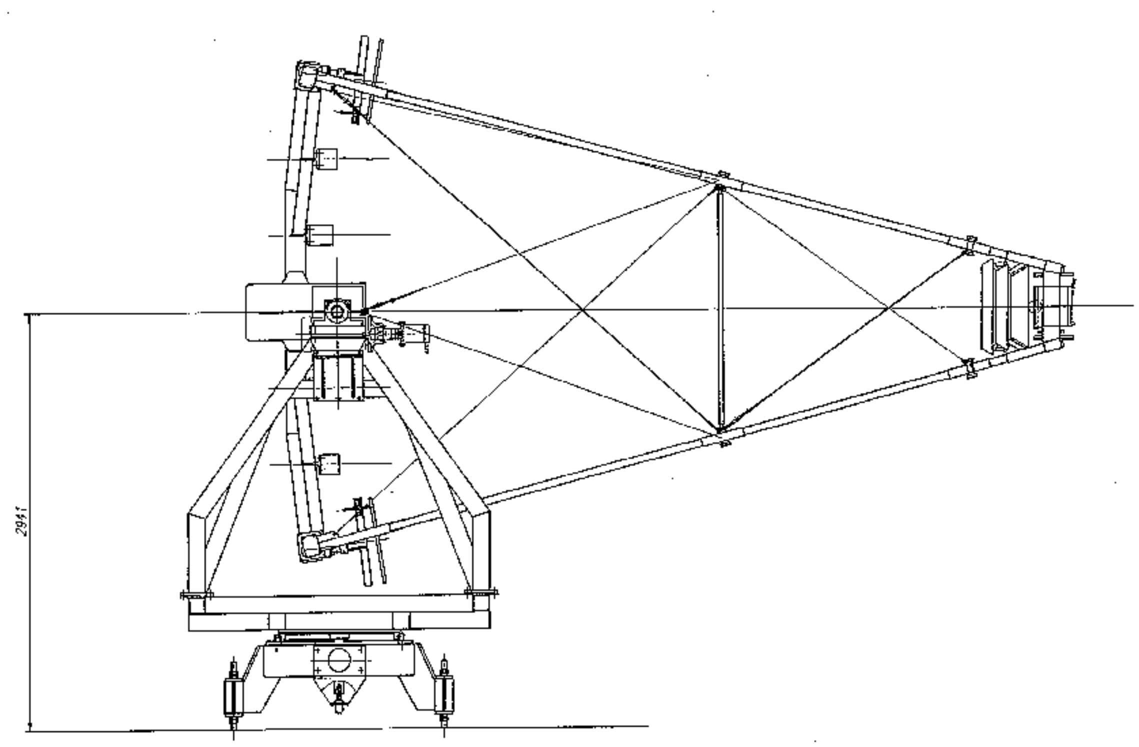

Abbildung 3.3: *Technische Zeichnung der Montierung der HEGRA-System-Teleskope.*

Frontansicht der Kamera und der Pixelaufbau sind in Abb. 3.2 gezeigt. Durch die hexagonale Struktur wird die dichteste Flächenbelegung mit den zylindrischen Photomultipliern erreicht. Man erhält eine Aufteilung in Ringe um das zentrale Pixel. Durch die Lichtleiter werden einfallende Photonen auf die Kathoden der Photomultiplier fokussiert. Man erreicht eine sensitive Fläche von ca. 90% . Die Reflektivität der verspiegelten Flächen beträgt ebenfalls ca. 90% [Her 96]. Das Gesichtsfeld eines Pixels beträgt 0.245°, das Kameragesichtsfeld ergibt sich damit zu 4.75°.

Das Kameragehäuse wird durch vier flexible, am Spiegelträger montierte Masten getragen, die durch Stahlseile und Querverstrebungen versteift sind (s. Abb. 3.3). Mit dieser Anordnung wird die Anforderung erfüllt, daß das Kamerazentrum über den gesamten Himmelsbereich um nicht mehr als einen Pixeldurchmesser gegen die optische Achse dejustiert werden darf. Trotzdem muß diese Dejustierung in Abhängigkeit von der Teleskopausrichtung gemessen werden, um eine optimale Datenanalyse zu ermöglichen. Diese Messungen sind Thema von Kap. 9. Es wird ein Modell vorgestellt, mit dem alle geometrischen Einflüsse simuliert werden können, eine Meßmethode entwickelt sowie erste Ergebnisse von Messungen mit CT 3 vorgestellt und mit dem Modell verglichen.

Als Eichquellen zur Messung der *Point Spread Function* und zur Bestimmung der Teleskopausrichtung bzw. Dejustierung der Kamera dienen in dieser Arbeit Sterne. Sie sind Punktlichtquellen mit (für diese Zwecke) unendlicher Entfernung und bekannter Position am Himmel.

3.4 VME-Elektronik

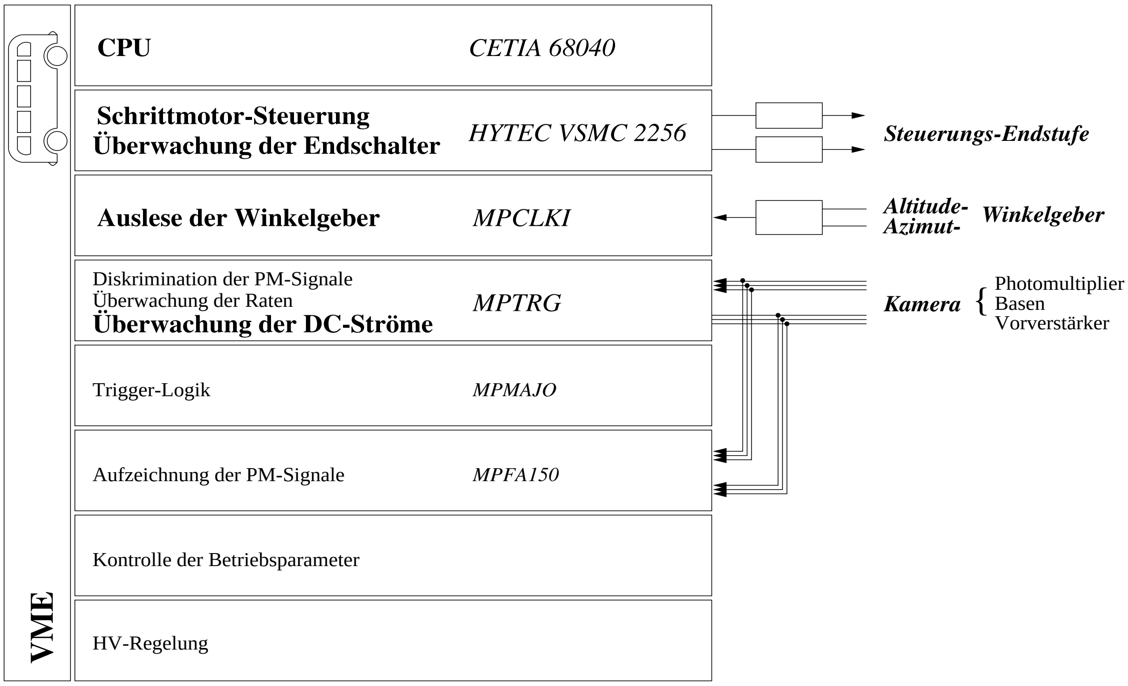

Abbildung 3.4: *Übersicht über die VME-Elektronikmodule. Die für diese Arbeit relevanten Funktionen sind hervorgehoben*

Jedes Teleskop kann vom Aufbau der Elektronik her unabhängig voneinander oder im koinzidenten Betrieb laufen. Die lokale CPU hat die volle Kontrolle über die VME-Elektronik und kommuniziert mit dem Zentralrechner nur über Ethernet. Das einzige Element, das einen VME-Interrupt auslösen darf und damit direkten Einfluß auf die CPU hat, ist das für die Triggerlogik zuständige Modul (FADC-Master).

Einen Überblick über die VME-Module zeigt Abb. 3.4. Die für diese Arbeit relevanten Module sind:

- ein Prozeß-Rechner der Fa. Cetia mit einem Motorola 68040-Prozessor (33 MHz Taktfrequenz) und 16 Mbyte RAM; als Massenspeicher wird ein Bereich des Server-Festplattenlaufwerks über das Netzwerk-File-System-Protokoll (NFS) angesprochen;
- ein Schrittmotorsteuerungsmodul zum Steuern der Teleskopachsen;
- ein Inputregistermodul zum Auslesen der Winkelgeber an den Teleskopachsen;
- ein multifunktionales Modul, das unter anderem den DC-Anteil des Anodenstroms jedes einzelnen Photomultipliers ermittelt.

Details zu Schrittmotorsteuerungsmodul und Inputregister finden sich in Kap. 5. Die DC-Ströme werden für die Bestimmung der Sternposition in der Kamera genutzt (Kap. 9 und 10).

3.5 Software

Das Betriebssystem Lynx-OS, unter dem die VME-CPU läuft, ist ein Unix-Derivat, d.h. es ist voll multitaskingfähig. Verschiedenen Unix-Prozessen können Prioritäten zugewiesen werden, diese nutzen dementsprechend anteilig die Rechenkapazität. Lynx-OS ermöglicht außerdem, daß auch ein einzelner Unix-Prozeß in mehrere parallel laufende Subprozesse (sog. *threads*) mit wählbaren relativen Prioritäten aufgeteilt werden kann. Die Besonderheit ist, daß innerhalb eines Subprozesses Pausen (sog. *sleeps*) frei wählbarer Länge (min. 10 ms) eingebaut werden können; im Subprozeß mit der höchsten relativen Priorität kann man damit Punkten im Programmablauf feste Zeittakte zuordnen (sog. Echtzeit-Betriebssystem). Das lokale Datennahmeprogramm ist in solche Subprozesse unterteilt, einer davon übernimmt die Steuerung der Teleskopachsen. Gibt man diesem Prozeß die höchste Priorität, ist die Nachführung des Teleskops auch bei einer unvorhergesehenen Überlastung durch die Datennahme garantiert. Einzige Einschränkung ist die Auslösung eines VME-Interrupts. Die VME-Softwarebibliothek ist so programmiert, daß ein Interrupt ca. 10 μs Zeit in Anspruch nimmt [Kih 96]. Da sich auf dem VME-Bus nur ein Modul befindet, das einen Interrupt auslösen darf, kann der Zeittakt auf 10 μs-Genauigkeit eingehalten werden.

Das Betriebssystem, unter dem der Zentralrechner läuft, ist Linux, ein Unix für PCs. Die Kommunikation zwischen Zentralrechner und Teleskopstationen findet über Unix-Signale und den gemeinsamen Zugriff auf den den VME-CPUs zur Verfügung stehenden Bereich des Festplattenlaufwerks statt. Die gemeinsame Programmiersprache, in der die Datennahmeprogramme geschrieben werden, ist C.

Kapitel 4

Anforderungen an die Teleskop-Steuerung

Die Aufgaben der Steuerung eines Čerenkov-Teleskops sind denen eines optischen oder Radio-Teleskops zunächst einmal sehr ähnlich. Eine bestimmte Position am Himmel muß in möglichst kurzer Zeit angefahren und die Position über den Zeitraum der Messung innerhalb der vorgegebenen Fehlergrenzen eingehalten werden. Wegen der Erddrehung bedeutet dies ein kontinuierliches Nachführen (engl. *tracking*) des Teleskops. Eine Standardmethode der Čerenkov-Teleskopbeobachtungstechnik verlangt den periodischen Wechsel von einem Objekt zu einer benachbarten sternarmen Zone (sog. on/off-Beobachtungen; die off-Himmelsbahn ist mit der korrespondierenden on-Bahn identisch, eine typische Periode ist 20 min.). In einer Nacht können daher über 20 Positionswechsel vorkommen. Andererseits muß ein Objekt über die gesamte Nacht beobachtbar sein, die Nachführung sollte also über den gesamten Himmelsbereich in einer stabilen Form möglich sein. Ein wesentlicher Unterschied zu herkömmlichen Teleskopen ist die kurze Integrationszeit: sie entspricht der Dauer eines Schauers (einige Nanosekunden). Dadurch wird eine offline-Korrektur der Teleskopausrichtung auf allen Zeitskalen möglich (s. Kap. 4.4).

4.1 Koordinatensysteme

Zur Beschreibung der Positionen am Himmel verwendet man zwei (Kugel-) Koordinatensysteme (KS) [Uns 91]:

- ein erdfestes, in dem man die momentan benötigte Stellung des Teleskops berechnet, und

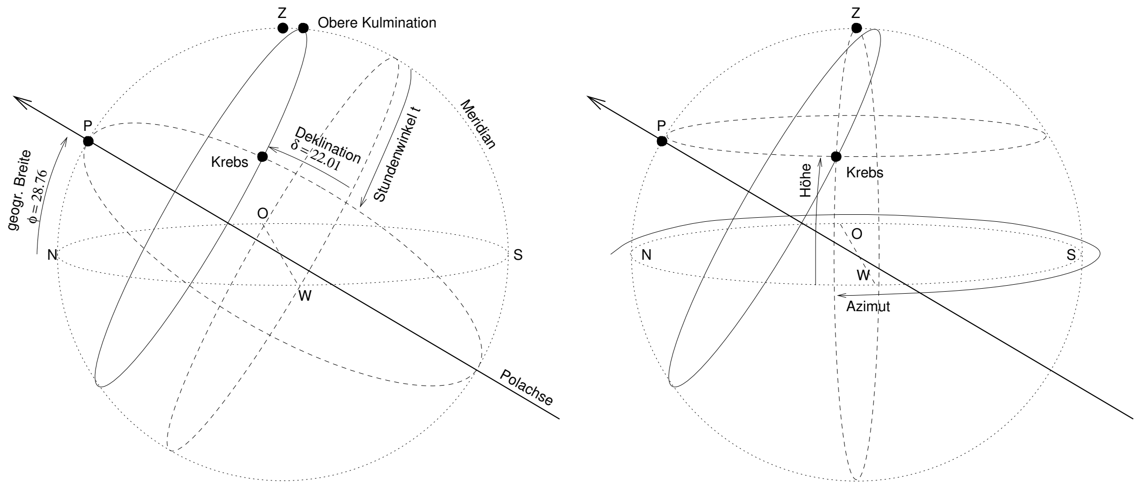

Abbildung 4.1: *Erdfeste Koordinatensysteme. Links: t, δ-KS. Rechts: alt, azm-KS. Als Beispielobjekt ist der Krebs-Nebel ($\delta = 22.01°$) eingezeichnet*

- ein „himmelsfestes“, in dem die Beobachtungsobjekte konstante Koordinaten haben.

Im erdfesten KS definiert man:

- den Zenit (senkrecht über dem Beobachter),
- den Horizont (Projektion des Horizontes auf die Himmelskugel),
- auf dem Horizont den Nord-, Süd-, West- und Ostpunkt, und
- den Himmelsmeridian (durch Zenit, Nord- und Südpunkt).

Ein Punkt in diesem KS wird durch zwei Winkel definiert

- den Azimut (engl. *azimuth*, *azm*), auf dem Horizont von Norden aus Richtung Osten, und
- die Höhe (engl. *altitude*, *alt*), vom Horizont aus Richtung Zenit.

Statt der Höhe wird häufig auch der Zenitwinkel ϑ benutzt, wobei

$$\vartheta = 90° - alt. \tag{4.1}$$

Im himmelsfesten KS entspricht der Höhe die Deklination δ, dem Azimut die Rektaszension ra. Der Nullpunkt der Rektaszension auf dem Himmelsäquator heißt Widderpunkt, die Symmetrieachse schneidet den nördlichen Himmelspol. Die Beziehung zwischen den KS wird in erster Ordnung nur durch die Eigenrotation der Erde um die Polachse bestimmt. Diese ist um $90° - \varphi$, φ geographische Breite, gegen den Zenit gekippt. Da ihre Richtung aufgrund der Drehimpulserhaltung fest bleibt, entspricht die Transformation vom erdfesten in das himmelsfeste KS also einer Verkippung der Zenitachse auf die Polachse plus einer Drehung um die Polachse mit zeitabhängigem Winkel. Die Polachse zeigt auf den nördlichen Himmelspol, der Widderpunkt wird durch die Position der Sonne, die in diesem Bild in einem Jahr um die Erde kreist, am Frühlingsäquinoktium (21. März) festgelegt.

Korrekturen in diesem Bild ergeben sich, da die Polachse in 2. Ordnung nicht feststeht - so befindet sich der Widderpunkt, der zur Zeit seiner Festlegung im Sternbild Widder stand, aufgrund der Präzessionsbewegung der Erde mittlerweile im Sternbild der Fische. Die Notwendigkeit und Art der Korrekturen werden in Kap. 4.4 behandelt.

Man definiert ein weiteres erdfestes KS, durch dessen Pol die Polachse geht. Dieses dreht sich mit der Erde in einem Sterntag um 360° gegen das Himmels-KS. Der Drehwinkel heißt Sternzeit τ (oder siderische Zeit) und wird zwischen Meridian und Widderpunkt gemessen. Ein Sterntag ist wegen der Bewegung der Erde um die Sonne 1/365 Tage kürzer als ein Erdtag. Die Deklination eines Objekts ist im erdfesten und im himmelsfesten KS gleich, die zweite Koordinate heißt Stundenwinkel t und ergibt sich zu

$$t = \tau - ra. \tag{4.2}$$

Für die Verkippung der beiden erdfesten Koordinatensysteme benötigt man noch folgende Umrechnungen [Tru 85]:

$$alt = \arcsin(\sin(\delta)\sin(\varphi) + \cos(\delta)\cos(t)\cos(\varphi)), \tag{4.3}$$

sowie

$$azm = 360° - \arccos(\frac{\sin(\delta)\cos(\varphi) - \cos(\delta)\cos(t)\sin(\varphi)}{\cos(alt)}) \tag{4.4}$$

falls $0° \leq t \leq 180°$,

$$azm = \arccos(\frac{\sin(\delta)\cos(\varphi) - \cos(\delta)\cos(t)\sin(\varphi)}{\cos(alt)}) \tag{4.5}$$

falls $180° \leq t \leq 360°$.

Als weiteres benötigt man die lokale siderische Zeit. Von Satelliten erhält man die UTC-Zeit (*Universal Time Corrected*), die bis auf einen Fehler von einer Sekunde mit der benötigten Weltzeit (UT, *Universal Time*) übereinstimmt. Diese ist die mittlere Sonnenzeit auf der Breite von Greenwich. Die muß auf Sternzeit umgerechnet und auf die Breite der Beobachtungsposition korrigiert werden. Eine genauere Betrachtung soll an dieser Stelle nicht erfolgen.

Lokales kartesisches Koordinatensystem

Alle vorgestellten KS sind Kugelkoordinatensysteme. Die Fehler, die man bei der Projektion eines Kugelausschnitts auf die (Kamera-) Ebene macht, werden zum Teil durch die verwendete Teleskopoptik ausgeglichen (näheres s. Kap. 10). Im Idealfall wird eine Winkeländerung am Himmel 1:1 in eine Koordinatenänderung in der Kameraebene transformiert:

Seien $\Delta\vartheta, \Delta\varphi$ die Einfallswinkel relativ zur Teleskopachse und x, y das kartesische (Kamera-)Koordinatensystem. Dann ist idealerweise

$$x = c\ \Delta\vartheta \tag{4.6}$$
$$y = c\ \Delta\varphi \tag{4.7}$$

Die Kugelkoordinatenlinien stehen zwar in jedem Punkt senkrecht aufeinander, sind aber in Abhängigkeit von *alt* (bzw. δ) mehr oder weniger stark gekrümmt. Während die *alt*- (bzw. δ-)Achse nach einer Winkelabbildung eine Gerade ergibt (diese liege auf der y-Achse), ergibt sich für die *azm*- (bzw. *ra*-)Achse

$$x = c\cos(alt)\sin(\Delta azm) \tag{4.8}$$
$$y = c\cos(alt)\sin(alt)(1-\cos(\Delta azm)) \tag{4.9}$$

wobei Δazm die Abweichung vom Ursprung des lokalen KS bedeutet. Man erhält eine für steigende alt-Werte immer stärkere Krümmung, die bei $alt = 90°$ in einer Singularität mündet.

Für $alt \leq 85°$ ist der Fehler für $\Delta azm < 0.3°$ kleiner als $0.01°$. Korrigiert man das gekrümmte alt, azm-KS in ein kartesisches, benötigt man die Kenntnis des Absolutwertes von *alt*. Durch eine Unsicherheit in *alt* (die Teleskopausrichtung ist a priori nicht exakt bekannt) entsteht ein kleinerer Fehler, der aber von höherer Ordnung in *alt* ist und daher für $alt \leq 85°$ für die in dieser Arbeit benötigte Genauigkeit vernachlässigbar ist.

4.2 Teleskopmontierung

4.2.1 Montierungsarten

Bei der Montierung eines Teleskops gibt es verschiedene Möglichkeiten. Für Reflektoren verwendet man meistens Gabelmontierungen, die beiden Drehachsen gehen durch den Schwerpunkt des Systems aus Spiegelträger und Kamera (+ Ausgleichsgewichten). Die für die Nachführung einfachste Lösung ist die äquatoriale Montierung, bei der eine Achse parallel zur Polachse ausgerichtet ist. Das Teleskop spiegelt das oben eingeführte, zweite erdfeste KS wieder, die Nachführung erfolgt durch konstante Drehung der Stundenwinkelachse. Von Nachteil sind eine notwendige Ausbalancierung und eine große Achsenbelastung.

Bei der azimutalen Montierung zeigt eine der Achsen zum Zenit. Die Vorteile der einfacheren Montierung erkauft man sich mit einer aufwendigeren Nachführung. Die notwendigen Motorgeschwindigkeiten für die Nachführung ergeben sich aus den Winkelgeschwindigkeiten des azimutalen KS beim Durchlaufen einer Bahn [Tru 85]

$$\frac{dalt}{dt}\left[\frac{\text{Bogensekunde}}{\text{siderische Sekunde}}\right] = -15\sin(azm)\cos(\varphi) \tag{4.10}$$

$$\frac{dazm}{dt}\left[\frac{\text{Bogensekunde}}{\text{siderische Sekunde}}\right] = 15(\tan(alt)\cos(azm)\cos(\varphi) - sin(\varphi)) \tag{4.11}$$

Die HEGRA-Telekopachsen werden durch Schrittmotoren gesteuert. Mit dem Übersetzungsverhältnis der Schrittmotoren (ca. 0.75 Schritte pro Bogensekunde) erhält man für die Höhenachse eine maximale Motorsteuerfrequenz von

$$\nu_{s,alt,max} = 10 \text{ Hz}. \tag{4.12}$$

Die Frequenz der Azimutachse ist jedoch zu kleinen Zenitwinkeln hin unbegrenzt. Momentan führt dies (wg. $\nu_{max} \approx 2000$ Hz) zu einer theoretischen maximalen Höhe von

$$alt_{max} = 89.7^\circ. \tag{4.13}$$

Für den Regelkreis von Interesse ist die maximale Frequenzänderung. Sie liegt hier bei maximal

$$\dot{\nu}_{s,max} = 40\frac{\text{Hz}}{\text{s}}. \tag{4.14}$$

Durch die Begrenzung des Höhenwinkels entsteht ein totes Fenster im Zenit. Im Umgang mit ihm gibt es zwei Möglichkeiten:

- Rechtzeitiges Stoppen der Datennahme, schnelles Umfahren des toten Bereiches, Wiederaufnahme der Datennahme.

- Vor Erreichen des toten Bereiches Sollkoordinaten verstellen (max. 0.3°), so daß dieser nicht berührt wird. Das Objekt liegt weiterhin im Gesichtsfeld der Kamera (4.75°) (zur Offline-Korrektur des Bildes s. Kap. 4.4).

4.2.2 Bildfeldrotation

In der azimutalen Montierung rotiert das Himmelsbild in der Kamera. Wegen der kurzen Integrationszeit geht dieser Effekt für die normale Datennahme ausschließlich in die Analyse ein. Für diese Arbeit ist der Effekt relevant, wenn Untersuchungen außerhalb der optischen Achse gemacht werden (off axis-Pointruns, s. Kap. 10). Der Winkel des Bildes zur Kamera beträgt [Tru 85]

$$\zeta = \arccos(\cos(t)\cos(azm) + \sin(t)\sin(azm)\sin(\varphi)), \tag{4.15}$$

die Winkelgeschwindigkeit ist

$$\dot{\zeta} = \frac{15}{\sin(\zeta)}[\sin(t)\cos(azm)(1-\sin(\varphi)\frac{dazm}{dt}) + \cos(t)\sin(azm)(\frac{dazm}{dt} - \sin(\varphi))]. \tag{4.16}$$

4.2.3 Mechanische Beschränkungen

Um das Teleskop nicht zu überlasten, muß man zwei Größen beschränken:

- die Rotationsenergie, und
- die Beschleunigung an den Teleskopachsen.

Dies gilt nur für ein perfekt ausbalanciertes Teleskop, ansonsten spielen autretende Fliehkräfte eine zusätzliche Rolle.

Die maximale Rotationsenergie wird durch die Fähigkeit des Systems bestimmt, diese bei Ausfall der Steuerung in geeigneter Form zu dissipieren. Befinden sich zwischen Antrieb und Teleskopachsen Rutschkupplungen, so sollten diese in der Lage sein, das Teleskop bei plötzlichem Stillstand der Motoren in kurzer Zeit ebenfalls zum Stehen zu bringen. Für die Bewegung der Höhenachse ist der Trägheitstensor des Systems aus Kamera, Spiegelträger und Ausgleichsgewichten relevant, für die Bewegung der Azimutachse zusätzlich noch der Trägheitstensor der Bodenplattform. Seien θ_{alt} bzw. θ_{azm} die Trägheitsmomente bezüglich der Drehachsen, dann gilt

$$\theta_{alt} = \theta_{max,alt} \tag{4.17}$$

$$\theta_{azm} = \theta_{max,azm} \cdot f(alt) \tag{4.18}$$

Beschränkt man die Rotationsenergie pro Achse auf E_{max}, erhält man für die maximal zulässigen Winkelgeschwindigkeiten

$$\omega_{alt,max} = \sqrt{\frac{2E_{max}}{\theta_{max,alt}}} \tag{4.19}$$

$$\omega_{azm,max} = \sqrt{\frac{2E_{max}}{\theta_{max,azm}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{f(alt)}} \tag{4.20}$$

Die maximale Beschleunigung wird durch die Belastbarkeit des Getriebes gegeben. Die Rutschkupplungen sollten so dimensioniert sein, daß sie vor einer möglichen Zerstörung des Getriebes nachgeben. Die Drehmomente entkoppeln aufgrund der starren Aufhängung in erster Ordnung ebenfalls. Sei M_{max} das den Rutschkupplungen maximal zumutbare Drehmoment, dann ist

$$\dot{\omega}_{alt,max} = \frac{M_{max}}{\theta_{max,alt}} \tag{4.21}$$

$$\dot{\omega}_{azm,max} = \frac{M_{max}}{\theta_{max,azm}} \cdot \frac{1}{\sqrt{f(alt)}} \tag{4.22}$$

Ein optimierter Steuerungsregelkreis kann diese Abhängigkeiten berücksichtigen. Auf der sicheren Seite befindet man sich, wenn man $f(alt)$ durch seinen Maximalwert $f(0°) = 1$ ersetzt.

4.3 Regelkreise

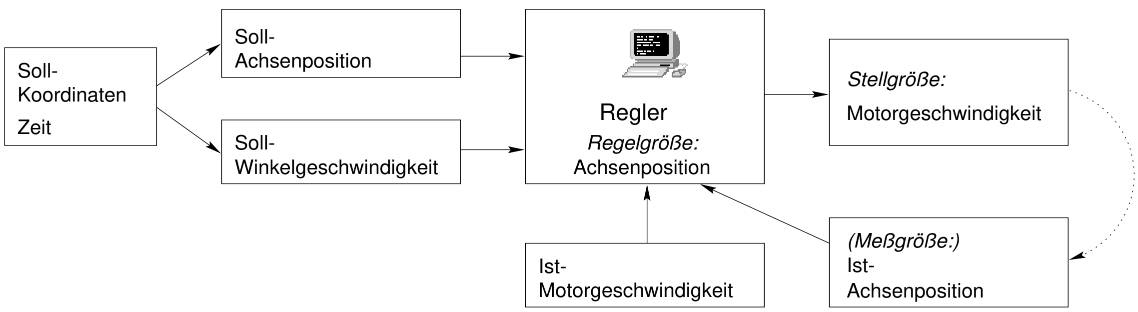

Abbildung 4.2: *Regelkreisschema*

Ein Teleskop wird durch zwei Motoren an den Achsen bewegt. Seine Ausrichtung wird im einfachsten Fall nur über die Stellung der Achsen bestimmt. Genügt die so erreichte Genauigkeit nicht den Anforderungen, kann die Ausrichtung zusätzlich durch die Abbildung eines Sterns in der Kameraebene kontrolliert bzw. korrigiert werden. Wegen der Granularität der 271-Pixel-Kamera erreicht man damit aber im allgemeinen keine Steigerung der Auflösung, außerdem befindet sich im Gesichtsfeld der Kamera nicht notwendigerweise ein für die Photomultiplier ausreichend heller Stern; optimal wäre z.B. eine größere CCD-Kamera direkt an der Kamera oder ein Ring kleinerer CCD-Kameras um den Kamerarand, so daß sich immer ein für deren Empfindlichkeit ausreichend heller Stern in ihrem Gesichtsfeld befindet.

Die HEGRA-Teleskope haben keine solche zusätzliche Überwachung. Wie in Kap. 9 gezeigt wird, ist eine solche Einrichtung nicht unbedingt notwendig. Im folgenden wird davon ausgegangen, daß die Steuerung die Aufgabe hat, Soll- und Ist- Position der Teleskopachsen in Übereinstimmung zu bringen (und zu halten).

4.3.1 Bewegungsgleichung für einen einfachen Regelkreis

Die Aufgabe, eine Regelgröße (Achsenposition) durch eine Stellgröße (Motorgeschwindigkeit) zu regulieren, deren Einfluß auf die Regelgröße nicht oder nicht exakt bekannt ist, muß ein Regelkreis übernehmen. Er benötigt neben dem Sollwert eine Rückkopplung durch die Messung der Regelgröße (Ist-Achsenposition). Wird diese Aufgabe z.B. dadurch gelöst, daß die Differenz von Soll- und Istposition zur Regelung der Spannung an einem Servomotor benutzt wird, ergibt sich folgende Bewegungsgleichung [Tru 85]:

$$\theta \ddot{s} + F\dot{s} + Ks = Ks_s \tag{4.23}$$

$s(t)$	Ist-Achsenposition
$s_s(t)$	Soll-Achsenposition
K	Gesamtsystem - Drehmomentkonstante; in ihr steckt die Reaktion des Motors auf die Winkeldifferenz
θ	Trägheitsmoment des Teleskops
F	Dämpfungskonstante des Systems

Die linke Seite entspricht der Bewegungsgleichung für einen gedämpften harmonischen Oszillator. Die optimale Reaktion erhält man bei kritischer Dämpfung. Da man K groß halten will (man will eine schnelle Reaktion erreichen), muß man die Dämpfungskonstante F durch eine zusätzliche Rückkopplung beeinflussen, in diesem Fall durch Messung der Achsengeschwindigkeit. Die spezielle Lösung, auf die das System zustrebt, hängt von der Form von $s_s(t)$ ab. Typischerweise hängt die Istposition der Sollposition hinterher („servo lag"). Bei einer harmonischen Anregung ist dieses Phänomen als Phasenverschiebung bekannt (s. auch Kompromißlösung II-III weiter unten).

Für die Ansteuerung eines Schrittmotors erscheint diese Betrachtung zunächst einmal weitgehend irrelevant. Bei einem Schrittmotor geht man davon aus, daß jeder Impuls, der auf die Steuerung gegeben wird, den Motor um einen fest definierten Wert bewegt (z.B. eine Vierteldrehung). Ist das Verhalten des Getriebes zwischen Motor und Teleskopachsen bekannt, hat man also eine Aufgabe, die durch eine Steuerung gelöst werden kann, d.h. man benötigt keinerlei Rückkopplung. Bei den HEGRA-Teleskopen sind diese Voraussetzungen trotz Schrittmotorsteuerung nicht ausreichend erfüllt (s. Kap. 6). Man benötigt daher im allgemeinen zusätzlich die Rückkopplung durch die Positionsbestimmung der Winkelgeber an den Teleskopachsen. Die folgenden drei Abschnitte stellen den Weg von einer Steuerungslösung zu einem Kompromiß aus Steuerung und Regelung dar, der für die Nachführung der HEGRA-Teleskope optimal erscheint.

4.3.2 Optimierte Steuerungslösung für den idealen Schrittmotorbetrieb

Um den Sachverhalt in der Sprache der Regeltechnik zu formulieren: kennt man die Reaktion des Systems auf die Stellgröße genau, hat man eine Aufgabe, die statt durch einen Regelkreis durch eine Steuerung gelöst werden kann.

Die optimale Steuerungslösung[1] ist in Abb. 4.3 a skizziert. Die Berechnung erfolgt durch einen Computer. Die Aufgabenstellung sieht folgendermaßen aus: Die Sollposition für beliebige Zeiten und die Dauer für einen beliebigen Weg kann im voraus berechnet werden. Ausgehend von der momentanen Zeit berechnet man die Dauer des Wegs bis zur Sollposition. Diese ändert sich in dieser Zeitspanne, man berechnet die neue erwartete Position und die Dauer des Wegs bis dorthin. Iterativ wird dieses Schema solange verfolgt, bis vorausgeberechnete Soll- und Istpositionen bis auf einen tolerierbaren Fehler übereinstimmen.

Das Flußdiagramm hierfür ist in Abb. 4.3 d abgebildet. Folgende Konventionen werden benutzt:

[1] Im folgenden wird der Einfachheit halber $v_{max} \hat{=} \omega_{max} = const$ und $a_{max} \hat{=} \dot{\omega}_{max} = const$ angenommen.

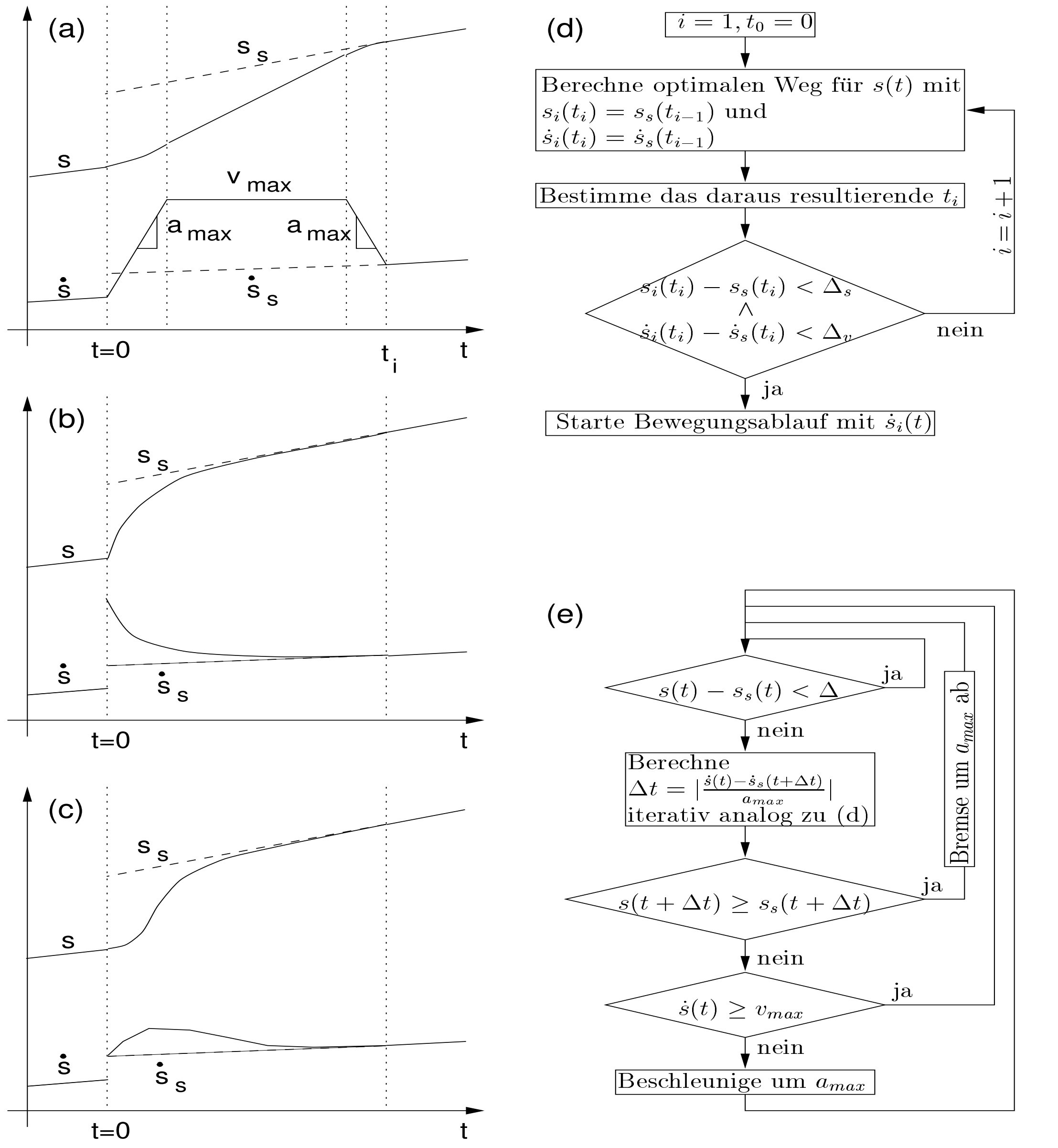

Abbildung 4.3: *Geschwindigkeitsprofile und Regelkreisalgorithmen. (a) Optimale Reaktion auf eine Änderung der Sollposition. Die Differenz Δs zwischen Soll- und Istposition wird in der kürzesten möglichen Zeit beglichen. (b) Kompromißlösung II. Ankopplung der Geschwindigkeit an Δs. (c) Kompromißlösung III. Ankopplung der Beschleunigung an Δs. (d) Flußdiagramm für optimierte Steuerungslösung. (e) Flußdiagramm für Kompromißlösung I.*

$s(t), s_s(t)$	wie oben
$t = 0$	zum Zeitpunkt der Änderung der Sollkoordinate
t_i	vorausberechnete benötigte Zeit bis zum Erreichen des Sollwerts $s_s(t_{i-1})$ nach der i-ten Iteration
$s_i(t)$	vorausberechneter Weg nach der i-ten Iteration
Δ_s, Δ_v	erforderliche Genauigkeiten (Abbruchbedingungen)

Man benötigt keinerlei Positionsrückkopplung („open loop"). Dieser Weg kann bei einer Schrittmotorsteuerung gegangen werden, wenn die Getriebefehler kleiner sind als die erforderliche Positionierungsgenauigkeit und keine Schrittverluste aufgrund von Motorresonanzen oder einer Überlastung zu befürchten sind.

4.3.3 Kompromißlösung I

Ist die aus der Ansteuerung resultierende Geschwindigkeit nicht genau bekannt, muß die Positionsmessung, die das eigentliche Maß für die Regelgröße ist, mit einbezogen werden („closed loop"). Hier wird eine Lösung gezeigt, die eine Mischung aus Steuerung und Regelkreis darstellt.

Der Ablauf ist der folgende: Beschleunigungs- und Abbremsvorgang verlaufen weiterhin mit der maximal möglichen Beschleunigung. Laufend wird für die Momentangeschwindigkeit berechnet, wie lange der Abbremsvorgang dauern wird. Wird die mit dieser Zeitdifferenz vorausberechnete Sollposition innerhalb dieser Zeit erreicht werden, wird ein Abbremsvorgang eingeleitet.

Der entsprechende Algorithmus ist in Abb. 4.3 e gezeigt. Im Gegensatz zu oben läuft die Kontrollschleife während des gesamten Bewegungsablaufs mit. Die Kenntnis von $s(t)$ wird nur für die Vorausberechnung des Wegs während der Beschleunigungs- bzw. Abbremsphase genutzt. Dieser Regelkreis ist völlig ungedämpft, er reagiert auf Fehlpositionierung mit der maximalen Antwort. Für ein optimales System liefert er natürlich wieder die optimale Antwort. Er ist gut geeignet für die Reaktion auf Änderung der Sollkoordinaten, jedoch in dieser Form ungeeignet für das Nachführen, da er nicht fehlertolerant ist.

Die Einführung von Dämpfung soll an zwei analytisch lösbaren Regelkreisen vorgeführt werden. Als Steuerungskomponente wird hier die Berechenbarkeit der Sollgeschwindigkeit genutzt.

4.3.4 Kompromißlösung II

In diesem Beispiel wird die Geschwindigkeit direkt an die Fehlpositionierung angekoppelt:

$$\dot{s} = -\alpha \Delta s \tag{4.24}$$

oder

$$\dot{s} + \alpha s = \alpha s_s \tag{4.25}$$

Die Lösung des harmonischen Teils der Differentialgleichung ist eine exponentiell abfallende Funktion. Analog zu Gl. 4.23 erhält man für die Gesamtlösung das Problem einer Phasenverschiebung. Dieses kann durch eine Ankopplung an die Sollgeschwindigkeit vermieden werden:

$$\dot{s} = -\alpha \Delta s + \dot{s}_s \tag{4.26}$$

oder

$$\dot{s} + \alpha s = \alpha s_s + \dot{s}_s \tag{4.27}$$

Die Lösung hierfür lautet

$$s(t) = (s(0) - s_s(0))e^{-\alpha t} + s_s(t) \tag{4.28}$$

und ist in Abb. 4.3 b skizziert. Durch die Bewegungsgleichung 4.26 kommt ein Geschwindigkeitsprofil zustande, das dem Teleskop natürlich nicht zuzumuten ist. Die zusätzliche Einführung von v_{max} und a_{max} in den Regelkreis führt dazu, daß dieser die Kontrolle erst bei $\dot{s}(t) \leq v_{max}$ erhält. Damit zu diesem Zeitpunkt $\ddot{s}(t) \leq a_{max}$ ist (ansonsten käme es zu Überschwingern), muß die Kopplungskonstante folgendermaßen gewählt werden:

$$\alpha = \frac{a_{max}}{v_{max} - \dot{s}_s}, \tag{4.29}$$

d.h. es ist eine von der Sollgeschwindigkeit abhängige Rückkopplung erforderlich. Auch dieser Regelkreis reagiert auf eine Fehlpositionierung mit der maximal möglichen Antwort.

4.3.5 Kompromißlösung III

Man koppelt die Beschleunigung an die Fehlpositionierung an:

$$\ddot{s} = -\alpha \Delta s. \tag{4.30}$$

Der harmonische Teil der Bewegungsgleichung entspricht einem ungedämpften Oszillator. Zur Einführung einer Dämpfung verwendet man (analog Gl. 4.23) eine zusätzliche Ankopplung an die Geschwindigkeit:

$$\ddot{s} + \beta \dot{s} + \alpha s = \alpha s_s. \tag{4.31}$$

Kritische Dämpfung erhält man für

$$\beta = 2\sqrt{\alpha}. \tag{4.32}$$

Das Problem der auftretenden Phasenverschiebung kann man wiederum durch die Ankopplung an die Sollgeschwindigkeit lösen:

$$\ddot{s} + \beta\dot{s} + \alpha s = \alpha s_s + \beta\dot{s}_s. \tag{4.33}$$

Die Lösung für diese Bewegungsgleichung lautet für kritische Dämpfung, $\dot{s}(0) = 0$ und für kleine Änderungen der Sollgeschwindigkeit ($\ddot{s}_s(t) \to 0$)

$$s(t) = (s(0) - s_s(0))e^{-t/\tau}(1 + t/\tau) + s_s(t), \tag{4.34}$$

$$\tau = \alpha^{-1/2}. \tag{4.35}$$

Die Lösung ist in Abb. 4.3 c skizziert. Aufgrund der Bewegungsgleichung 4.33 erhält man wiederum einen Sprung in der Geschwindigkeit. Dieser beträgt aber nur die Differenz zwischen Soll- und Ist-Geschwindigkeit und ist im Nachführbetrieb vernachlässigbar. Für den Start einer Nachführperiode muß man allerdings wiederum a_{max} und v_{max} berücksichtigen. Denkbar ist zu diesem Zweck auch eine entfernungsabhängige Ankopplung an die Sollgeschwindigkeit ($\beta\dot{s} \to \beta^*(\Delta s) \cdot \dot{s}$). Das Berechnen der Kopplungskonstante α muß analog zu Fall II erfolgen, ist jedoch, da $\dot{s}(t)$ und $\ddot{s}(t)$ unterschiedliche Funktionalitäten haben, schwieriger zu lösen. Mit Hilfe einer Simulation kann man in Abhängigkeit von den erwarteten Anfangsbedingungen die Werte für $\alpha(\dot{s}_s)$ und $\beta^*(\Delta s)$ optimieren.

Bemerkung

Das Problem einer Phasenverschiebung tritt nur bei einer schnellen Änderung der Sollkoordinate auf, d.h. bei den HEGRA-Teleskopen für die Azimut-Achse nahe dem Zenit. Ist die Änderung hingegen klein (z.B. wenn wie bei den HEGRA-Teleskopen die Auflösung der Positionsbestimmung viel schlechter als die Positionierungsgenauigkeit durch die Motoren ist), dann erreicht man durch die Ankopplung an die Sollgeschwindigkeit ein homogenes Geschwindigkeitsprofil. Anders ausgedrückt, die Teleskope fahren mit konstanter Geschwindigkeit, anstatt jedesmal zu beschleunigen, wenn durch die Änderung der Soll-Koordinate sich der Sollwert des Winkelkodierers geändert hat. Man verhindert somit die Gefahr einer resonanten Anregung.

4.4 Erforderliche Ausrichtungsgenauigkeit, Korrekturen

Ob der Regelkreis das Teleskop während der Messung tatsächlich auf der gewünschten Position gehalten hat, kann man durch periodische Kontrolle der Soll- und Istposition überprüfen. Da die Istposition aber nur indirekt über die Achsenposition bestimmt wird, sind weitere, systematische Fehler möglich, die in diesem Kapitel diskutiert werden.

Bei der erforderlichen Ausrichtungsgenauigkeit muß man zwei Sachverhalte unterscheiden:

- die Genauigkeit, mit der das Teleskop auf dem Objekt nachgeführt werden muß, und
- die Genauigkeit, mit der man aus der jeweiligen Stellung der Teleskopachsen rekonstruieren kann, wo das Teleskop tatsächlich hingezeigt hat.

Die Nachführung muß so gut sein, daß eine nachträgliche Korrektur der Schauerbilder ohne wesentliche Einschränkungen möglich ist. Als Faustregel für die 271-Pixel-Kamera kann gelten, daß

$$Dejustierung \leq 1\ Pixeldurchmesser = 0.245^\circ \tag{4.36}$$

sein sollte, damit keine wesentlichen Asymmetrieeffekte auftreten.

Die benötigte Genauigkeit, mit der man die nachträgliche Korrektur der Schauerbilder durchführen will, hängt von der erreichbaren Auflösung bei der Schauerrekonstruktion ab. Wie erste Analysen der Krebsnebeldaten von der Meßperiode Winter 1995/96 zeigen, erreicht man bereits mit einem Teleskop eine räumliche Auflösung von 0.13° bzw. 0.07° (abhängig von der Bildkoordinate, 68% Vertrauensintervall) [Ulr 96b]. Bei der Auswertung von Ereignissen, die von mehreren Teleskopen gesehen werden, kann die Auflösung prinzipiell noch besser werden.

Da das Signal einer Quelle aus der Integration über viele Ereignisse erzeugt wird, ergibt sich die Gesamtauflösung zu [Ulr 96b]

$$\sigma^2 = \sigma_{int}^2 + \sigma_{rek}^2 + \sigma_{track}^2 \tag{4.37}$$

σ_{int}	intrinsische Schauerfluktuation, $\geq 0.01^\circ$
σ_{rek}	Rekonstruktionsungenauigkeit, $\geq 0.05^\circ$
σ_{track}	Fehler aus der Ungenauigkeit der Teleskopausrichtung

σ_{track} setzt sich aus der Auflösung der Positionsbestimmung der Achsen und einem (möglicherweise statistischem) Fehler bei der Bestimmung der Korrekturen der Ausrichtung zusammen:

$$\sigma_{track}^2 = \sigma_{SE}^2 + \sigma_{korr}^2 \tag{4.38}$$

Der Wert für σ_{SE} wird in Kap. 6 diskutiert. Hier kann als Richtwert $\sigma_{SE} \approx 0.02°$ gelten. Der Fehler der Korrektur σ_{korr} sollte diesen Wert nicht übersteigen.

Die Ergebnisse aus Kap. 9 zeigen, daß mit Hilfe von Sternpositionen die Ausrichtung auf besser als 0.02° gemessen werden. Alle Quellen, die zu einem Fehler dieser Größenordnung führen können, werden daher hier in Betracht gezogen.

4.4.1 Lichtbrechung in der Atmosphäre

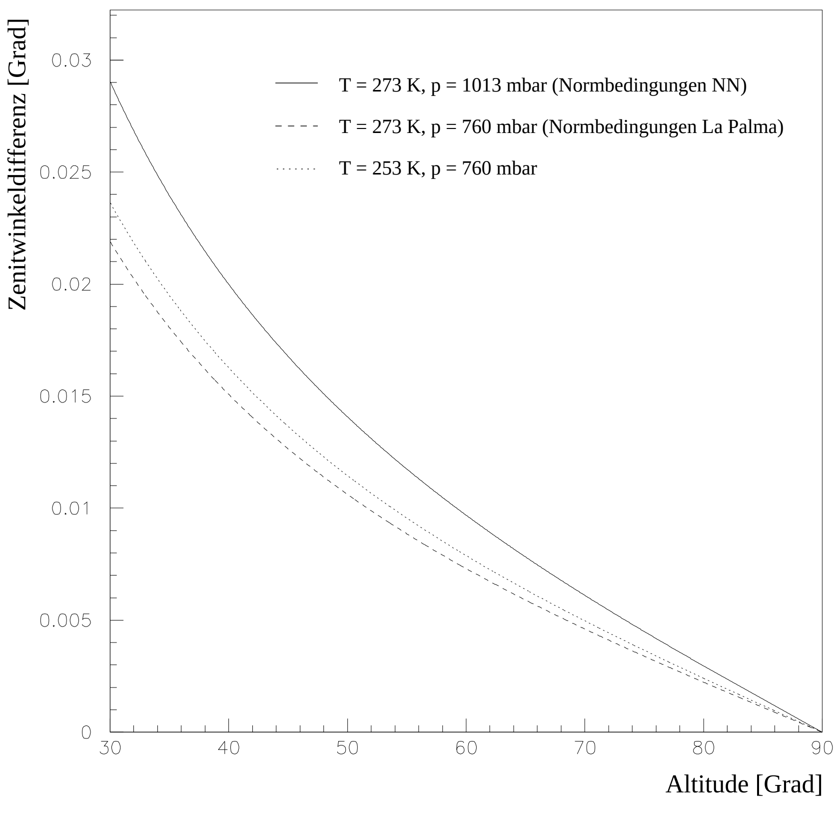

Abbildung 4.4: *Effekt der Lichtbrechung in der Atmosphäre*

Alle Stern- (bzw. Quellen-) Koordinaten beziehen sich auf eine bestimmte Epoche, da aufgrund von Präzession, Nutation und Polhöhenschwankung die Rotationsachse der Erde nicht perfekt raumfest ist, was wiederum zu einer Änderung des Referenzsystems führt. Während Nutation ($< 0.005°$) und Polhöhenschwankung ($< 3° \cdot 10^{-5}$) in dieser Arbeit vernachlässigbar sind, führt die Präzessionsbewegung (ca. $0.015°$ pro Jahr) dazu, daß man γ-Quellen-Koordinaten (sofern sie durch andere Beobachtungen so genau bekannt sind) jährlich korrigieren sollte. Für Sternkoordinaten muß eine genauere Korrektur erfolgen (s. Kap. 9).

Neben einer Änderung des Referenzsystems kann die eigentliche Position des Objekts am Himmel wandern. Der einzige Effekt, der für die Betrachtungen hier einen Einfluß hat, ist die Lichtbrechung in der Atmosphäre. Während man bei einer Positionierung auf eine γ-Quelle deren wirkliche Position einhalten muß, erscheint das Bild eines Sterns bei großen Zenitwinkeln in Richtung auf den Zenit versetzt. Eine Näherung für die Zenitwinkeldifferenz bis zu einem Zenitwinkel von $\vartheta = 75°$ ist [Alm 94-96]

$$\Delta\vartheta = 0.000452° \, \frac{p \tan(\vartheta)}{T} \tag{4.39}$$

p	Luftdruck [mbar]
T	Lufttemperatur [K]

Die Funktion ist in Abb. 4.4 bis $\vartheta = 60°$ gezeichnet. Will man anhand der Kalibration der Positionierung mit Sternen das Teleskopverhalten verstehen, muß dieser Effekt herauskorrigiert werden (s. Kap. 9).

Weiterhin kann bei der Berechnung der Sollkoordinaten eine ungenaue Uhrzeit verwendet worden sein. Ein Fehler von 4 Sekunden führt zu einer Änderung der scheinbaren Rektaszension von $0.017°$.

Sind bei der Datennahme falsche Koordinaten benutzt worden, so sind die Daten dennoch nicht notwendigerweise verloren. Eine nachträgliche Korrektur der Bilder ist möglich, wenn

- bei jedem Ereignis die tatsächliche Position des Teleskops und die tatsächliche Uhrzeit aufgezeichnet werden, und
- das Himmelsbild in der Kamera invariant unter einer Drehung der Teleskopachsen bleibt (z.B. bei einer Winkelabbildung).

Beide Bedingungen sind bei den HEGRA-Teleskopen erfüllt. Auf dieselbe Weise könnten die Bilder bei der in Kap. 4.2 vorgeschlagenen Methode zur Umfahrung des toten Bereichs im Zenit korrigiert werden. Ebenfalls korrigiert werden können Daten, bei denen aufgrund von Fehlern bei der Nachführung Soll- und Istposition nicht übereinstimmen.

4.4.2 Einfluß der mechanischen Fehler

Während bei den oben beschriebenen Fehlerquellen durch falsche Koordinaten eine Korrektur der Kamerabilder ausschließlich durch Umrechnungen der Teleskopachsenpositionen erfolgen kann, führen eine unkorrekte Justierung der Kamera in der Halterung und ein Durchbiegen der Mastenanordnung, die die Kamera trägt, auch dazu, daß es zu einer Verschiebung und Drehung des Kamerakoordinatensystems in der Kameraebene kommt. Grundsätzlich sind zwei Wege für eine Korrektur möglich:

- Man sucht Funktionen

$$alt^* = f(alt, azm), \tag{4.40}$$

$$azm^* = g(alt, azm), \tag{4.41}$$

  die die wahre Achsenposition berechnen, unter der ein Objekt mit den Sollkoordinaten alt, azm im Kamerazentrum erscheinen würde. Sie können auf zweierlei Arten eingesetzt werden:

  - Werden sie bei der Berechnung der Sollkoordinaten berücksichtigt, wird das Teleskop bei der Datennahme auf die wahre Objektposition geführt (online-Korrektur).
  - Ihre Umkehrfunktionen können bei der Datenanalyse genutzt werden, um das Kamerabild in die erwartete Position zu transformieren (offline-Korrektur).

  Mit der Transformation ist eine Rotation des Kamerabildes verbunden, die bei der Datenanalyse in beiden Fällen berücksichtigt werden muß. Sowohl azm^* als auch die Bildrotation können im Extremfall (im Zenit) um 90° von den Ausgangswerten abweichen.

- Man ermittelt eine Transformation

$$\vec{x}' = \vec{x}_0(alt, azm) + D_\epsilon(alt, azm)\vec{x}, \tag{4.42}$$

  $\vec{x}_0$ Translationsvektor,
  D_ϵ Drehmatrix um Winkel ϵ,

  die die Bildpunkte $\vec{x}$ in das für die Analyse korrekte Koordinatensystem transformieren. Dieser Weg ist erlaubt, wenn

  - das Kamerabild invariant unter einer Drehung der Teleskopachsen ist (s.o.),

– die auftretenden Winkel so klein sind, daß durch die Verkippung der Kameraebene kein Fehler auftritt.

Die in der Transformation auftretenden Winkel haben dieselbe Größenordnung wie die beeinflussenden mechanischen Ungenauigkeiten. Dieser Weg wird in der Analyse der Schauerbilder gegangen und wird hier in Kap. 9 verwendet.

Im allgemeinen sind beide Wege äquivalent. Unterschiede ergeben sich nur in der Nähe der Koordinatensystemsingularität im Zenit.

Kapitel 5

Hardware der Teleskopsteuerung

Im folgenden soll die Hardware der Steuerung der HEGRA-Systemteleskope beschrieben werden. Die Elemente sind:

- Schrittmotoren für den Antrieb der Teleskopachsen;
- optische 14 Bit-Winkelkodierer (*shaft encoder*) zur Positionsbestimmung der Achsen;
- ein System von Endschaltern, die verbotene Bereiche für die Achsen definieren.

5.1 Achsenantrieb, Endschalter

Die Schrittmotoren sind über ein Planeten- und ein Schneckengetriebe der Untersetzung 2438 : 1 mit den Teleskopachsen verbunden. Ein Motorschritt entspricht einer vierhundertstel Drehung, man erhält somit ein „Auflösungsvermögen“ der Schrittmotoren von

$$\lambda_{SM} = 1.3'' = 3.7^\circ \cdot 10^{-4}. \tag{5.1}$$

In der Übertragungsstrecke befinden sich Rutschkupplungen, die das Getriebe vor Überlastung schützen. Die Leistungsendstufen zum Antrieb der Motoren befinden sich in einer Einheit direkt am Fuß des Teleskops (Phytron Type MSO 141/120, Nominalspannung 60 V bis 120 V, max. 10 A). Zusätzlich existieren hier Handsteuerungsmodule, mit denen das Teleskop manuell betrieben werden kann (max. Motorfrequenz 1800 Hz, d.h. Drehung um 180° in 4.6 min).

Die externe Ansteuerung kann sowohl

(a) direkt an die Phytron-Endstufe, als auch

(b) an die Handsteuerungseinheit angeschlossen werden, die in diesem Fall die Steuersignale (aktiv oder passiv) an die Endstufe durchschleift; dieses ist die Standardkonfiguration.

Die Endschalter haben die Aufgabe zu verhindern, daß

- die Azimut-Achse über 360° hinaus gedreht wird (die Verkabelung verbietet dies);
- die Höhenachse über einen maximalen Zenitwinkel herabgefahren wird.

Es ergeben sich folgende erlaubten Bereiche:

$$azm \in [322.5^\circ, 308^\circ] \tag{5.2}$$
$$alt \in [6^\circ, 90^\circ] \tag{5.3}$$

Wird der erlaubte Bereich überschritten, sorgt ein äußerer Sicherheitskreis dafür, daß Motorimpulse nur noch bei inverser Drehrichtungseinstellung gegeben werden können (nur (b)). Der Zustand dieses Endschalterkreises kann extern abgerufen werden.

Für den Fall, daß der äußere Sicherheitskreis versagt, existiert ein weiterer, innerer Sicherheitskreis mit etwas erweiterten Schranken. Dieser schaltet bei Überschreitung die Stromversorgung der Steuerungseinheit vollständig ab. Eine Wiederinbetriebnahme kann nur direkt am Teleskop erfolgen.

Die Ansteuerung auf VME-Seite übernimmt ein Modul der Fa. Hytec Electronics Ltd., Leicester (VME-VSMC 2256 four channel stepper motor driver). Folgende Anpassungen waren nötig:

- In Zusammenarbeit mit der Herstellerfirma mußte ein Designfehler korrigiert werden, der einen stabilen Betrieb unmöglich machte.
- Der Frequenzbereich mußte softwaremäßig den erforderlichen Frequenzen angepaßt werden (näheres s. Kap. 7).
- Ein Interface wurde entworfen, das die notwendigen Signaltransformationen für Konfiguration (b) oder - mit kleinen Modifikationen - für Konfiguration (a) durchführt.

	Funktion		VME	Interface	Endstufe	
steps	Steuerimpulse für Motor	$\rightarrow$	1 oder $20\mu s$, op.c.	aktiver Treiber (+op.c.(a))	min. 5 μs, opt.c.	5 V
dir	Richtungssignal cw/ccw	$\rightarrow$	high/low, op.c.	aktiver Treiber (+op.c.(a))	high/low, opt.c.	5 V
boost	Erhöhung des Motorstroms um 30%[2]	$\rightarrow$	high/low, op.c.	aktiver Treiber +op.c.	high/low, opt.c.	5 V
activ	Deaktivierung der Endstufe	$\rightarrow$	*nicht implementiert*	*nicht implementiert*	high/low, opt.c.	5 V
fault	Fehlermeldung der Endstufe	$\leftarrow$	low/high, opt.c.	durch-geschleift	low/high, op.c.	5 V
limits cw	Deaktivierung steps bei dir = cw für äußeren Endschalterkreis	$\leftarrow$	low/high, op.amp.	opt.c.	low/high, aktiv	24 V
limits ccw	Deaktivierung steps bei dir = ccw für äußeren Endschalterkreis	$\leftarrow$	low/high, op.amp.	opt.c.	low/high, aktiv	24 V

Tabelle 5.1: *Übersicht über die Signalleitungen der Schrittmotorsteuerung. op.c.: open collector. op.amp.: operation amplifier. opt.c.: optocoupled.*

Eine Übersicht über die Funktionen pro Kanal (d.h. pro Teleskopachse) findet sich in Tab. 5.1. Alle Signalleitungen sind optogekoppelt, um eine hohe Störsicherheit zu gewährleisten[1].

Der Zustand jedes Kanals kann über Status-Register vollständig überwacht werden. Keine Motorsteuerimpulse werden gegeben, wenn

- das Fehlersignal deaktiv ist (bei Stromausfall oder Sicherheitsabschaltung der Endstufe durch Überhitzung etc.),
- das Endschaltersignal, das mit dem Zustand des momentanen Richtungssignals übereinstimmt, deaktiv ist (d.h. man kann das Teleskop über die externe Ansteuerung wieder aus dem verbotenen Bereich herausfahren).

5.2 Positionsbestimmung der Achsen

Die Achsenposition wird mit zwei optischen 14 Bit Gray Code Winkelkodierern der Fa. Hengstler, Aldingen, bestimmt. Das theoretisch erreichbare Auflösungsvermögen

[1] eine galvanische Entkopplung ist aufgrund gemeinsamer Massen nicht möglich
[2] zur Zeit nicht in Betrieb

über den Vollwinkelbereich beträgt

$$\lambda_{SE} = 1.32' = 0.0220°, \tag{5.4}$$

d.h.

$$\lambda_{SE} \approx 60 \cdot \lambda_{SM}. \tag{5.5}$$

Dies ist eine der Begründungen dafür, daß man die in Kap. 4.3 diskutierte Ankopplung an die Sollgeschwindigkeit einführen sollte.

Das 14 Bit breite parallele Ausgangssignal wird über die optische Abtastung einer auf die Achse zentrierten Scheibe erzeugt, auf der die momentane Stellung digital kodiert ist. Die Abfolge der Kodierungen verschiedener Bits kann - z.B. durch Dejustierungen der abtastenden Photodioden - leicht gegeneinander verschoben sein (s. auch Kap. 6.1). Der Gray-Code verschlüsselt die Stellung derart, daß sich pro (meßbarem) Positionswechsel nur ein Bit ändert, so daß ein maximaler Fehler von einem Bit auftreten kann, während z.B. bei einer binären Kodierung eine beliebige Zahl von Bits gleichzeitig „umfallen" können und so durch Zwischenzustände ein maximaler Fehler möglich wird. Die Umrechnung von Gray- in Dualcode erfolgt iterativ (z.B. [Tie 90]). Eine mögliche Programmimplementierung ist in Kap. 8 gezeigt.

Die Winkelkodierer benötigen eine Betriebsspannung von $U_B = 10 - 30\text{V}_{DC}$, die Ausgangssignale betragen

$$U_{high} \geq U_B - 1.5\text{V}_{DC} \tag{5.6}$$

$$U_{low} \leq 1.5\text{V}_{DC}. \tag{5.7}$$

Das Auslesen der Signale auf VME-Seite übernimmt z.Zt. das VME Clock Interface MPCLKI, das mit Modifikationen als 30 Bit-Inputregister dienen kann. Es versorgt die Winkelkodierer auch mit

$$U_B = 12\text{V}_{DC,VME}. \tag{5.8}$$

Die Input-Register-Logikbausteine wurden durch (spannungssensitive) 74HC573-Bausteine ersetzt, deren Umschaltspannung U_{th} bei

$$2.05\text{V}_{DC} < U_{th} < 2.85\text{V}_{DC} \tag{5.9}$$

liegt. Die Konversion der 12 V-Signalspannung auf die maximal zulässige Eingangsspannung von $U_{CC}+1.5\text{V}_{DC} = 6.5\text{V}_{DC}$ ($U_{CC} = 5V_{DC}$ Betriebsspannung des Moduls) erfolgt in einem Interface entweder durch serielle 100 kΩ-Widerstände [Har 85] oder durch Zener-Dioden.

Eine Gesamtübersicht über die Verkabelung sowie Schaltpläne und Pinbelegungen (für den Aufbau der weiteren Systemteleskope) finden sich in Anhang A.

Kapitel 6

Testmessungen an Teleskop 3

Die Teleskopsteuerung verfügt im Prinzip mit den Schrittmotoren und mit den Winkelkodierern über zwei unabhängige Möglichkeiten, die Ausrichtung der Teleskopmontierung im Rahmen des jeweiligen Auflösungsvermögens zu bestimmen. Die theoretische Genauigkeit der Schrittmotoren beträgt $3.6° \cdot 10^{-4}$, die der momentan im Gebrauch befindlichen Winkelkodierer nur $2.2° \cdot 10^{-2}$. Aus mehreren Gründen erscheint die Positionierung ausschließlich mittels der Schrittmotoren jedoch problematisch:

1. nicht jeder elektrische Impuls auf einen Schrittmotor führt unbedingt zu der vorgesehenen Drehung;
2. die Rutschkupplungen zwischen Motor und Getriebe verhindern, daß jeder Motorschritt notwendigerweise auch das Teleskop bewegt;
3. die Übertragungsstrecke zwischen VME-Modul und Schrittmotor müßte absolut fehlerfrei arbeiten (kein Verlust oder Erzeugung einzelner Pulse durch Störsignale etc.);
4. die Linearität des Getriebes ist nicht notwendigerweise ausreichend; so kann z.B. durch elliptische Verformung eines Zahnrades eine periodische Abweichung auftreten [Tru 85];
5. mittels der Schrittmotoren erhält man nur Informationen über die relative Stellung, nach der Eichung muß die Absolutposition durch das Steuerungsprogramm aufbewahrt werden.

Kein Problem bereitet dagegen das Getriebespiel, da im endgültigen Aufbau im Experiment die Azimutachse durch eine Gewichtskonstruktion vorgespannt ist. Die

Höhenachse ist durch das Kameragewicht ebenfalls immer am Anschlag des Getriebespiels.

Punkt 1 könnte durch die in Kap. 6.2 vorgestellte Methode umgangen, Punkt 2 durch die in Kap. 6.3 beschriebenen Messungen eingeschränkt, jedoch nicht völlig ausgeschlossen werden. Punkt 3 ließe sich durch Kontrollmessungen im fertigen Aufbau evtl. eingrenzen. Punkt 4 erweist sich durch die in Kap. 6.1 aufgezeigten Effekte als sehr problematisch. Punkt 5 erforderte eine aufwendige Software, die insbesondere nach Systemabstürzen den vorherigen Zustand ermitteln können müßte. Insgesamt gesehen ist die Stabilität eines solchen Systems, insbesondere im Trackingbetrieb, fraglich.

Im Experiment wird die aktuelle Position mittels der Winkelkodierer bestimmt. Wie die Ergebnisse aus den Messungen in diesem und in Kapitel 9 zeigen werden, wäre eine höhere Auflösung wünschenswert, mindestens um einen Faktor 2. Das Getriebe der Schrittmotorsteuerung würde eine Verbesserung um mehr als eine Größenordnung erlauben.

Die Kombination aus Schrittmotoren und Winkelkodierern bietet unabhängig von diesen Überlegungen die Möglichkeit einer gegenseitige Kontrolle beider Systeme. Dies ist die Grundlage der meisten Messungen, die in diesem Kapitel vorgestellt werden. Die interessierende Größe ist das lokale Verhältnis der beiden Auflösungsvermögen

$$R = \frac{\text{Zahl der Motorschritte}}{\text{Winkelkodierereinheit}} = \frac{\lambda_{SE}}{\lambda_{SM}} \approx 60, \tag{6.1}$$

das aus den Ergebnissen von Kap. 6.1 abgeleitet werden kann.

In Kap. 6.1 wird das Auflösungsvermögen der Winkelkodierer auf einer kleinen Skala (1% des Vollwinkelbereichs) überprüft. In Kap. 6.2 werden Resonanzeigenschaften der Schrittmotoren, in Kap. 6.3 wird die Belastbarkeit der Rutschkupplungen untersucht. In Kap. 6.4 werden qualitativ Schwingungseigenschaften des gesamten Teleskopaufbaus betrachtet.

6.1 Auflösungsvermögen der Winkelkodierer

Zur Kontrolle der Linearität der Winkelkodierer wurde an der Azimut-Achse an verschiedenen Positionen die Zahl der Motorschritte pro Winkelkodierereinheit über Intervalle von bis zu 3° gemessen. Die Frequenz der Schritte betrug 100 Hz. Ausführliche Kontrollmessungen mit 10 Hz bzw. 2 Hz zeigten bis auf den Digitalisierungsfehler von ±1 Schritt völlige Übereinstimmung mit den mit 100 Hz gewonnenen Ergebnissen.

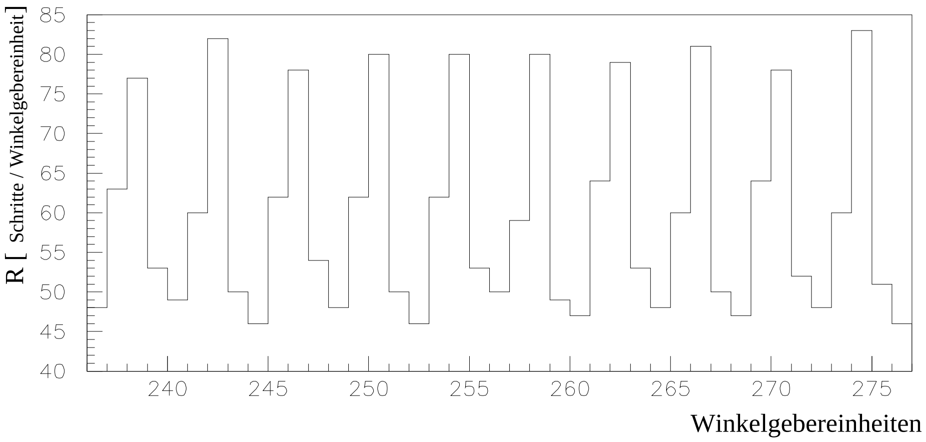

Abbildung 6.1: R_{lokal} *(gemessen)*

Da die Positionsbestimmung der Winkelkodierer über die Position des Teleskops erfolgt, die wiederum durch die Position der Schrittmotoren vorgegeben wird und somit vom Verhalten des Getriebes abhängt, erhält man eine Überlagerung zweier „Eichkurven". Eine Entfaltung erscheint aber anhand der Ergebnisse möglich.

In Abb. 6.1 ist R (Gl. 6.1) in Abhängigkeit von der Winkelkodiererposition für einen Ausschnitt eines Intervalls gezeigt. Man erkennt eine Periodizität der Abweichung von dem erwarteten konstanten Wert. Da diese ein Vielfaches einer Winkelkodierereinheit beträgt (4 und eine schwächere Modulation mit 8), ist sie mit größter Wahrscheinlichkeit auf eine technische Eigenschaft der Winkelkodierer zurückzuführen.

Die Funktionsweise der Winkelkodierer wurde in Kap. 5.2 vorgestellt. In Abb. 6.2 a sind Bits 0 bis 3 des Graycodes für das Beispielintervall abgebildet. Ein einfaches Modell, das Ungenauigkeiten bei der Fertigung der Codescheibe und Dejustierungen der Ableseeinheiten (hier nur für Bits 0 bis 2) zuläßt (Abb. 6.2 b), kann die Strukturen reproduzieren (Abb. 6.3). Die Modulationen sind mit leicht unterschiedlichen Amplituden an allen ausgemessenen Absolutpositionen zu sehen.

Das Auflösungsvermögen der Winkelkodierer wird nicht durch die Abweichung vom vorherigen Wert, sondern vom Sollwert gegeben. Dieser wird durch einen stückweise konstante Anpassung von R über einen Bereich ermittelt, in dem keine Abweichung von der Linearität über eine Skala von ca. 20 Winkelgebereinheiten zu sehen sind.

In Abb. 6.4 ist jetzt die akkumulierte Schrittzahl geteilt durch die durch den lokalen Fit erwartete Schrittzahl für das komplette Beispielintervall für Messungen in beiden Drehrichtungen gezeigt. Während R in Abb. 6.4 a über den kompletten Bereich konstant angepaßt werden kann, erkennt man in Abb. 6.4 b Unregelmäßigkeiten, die

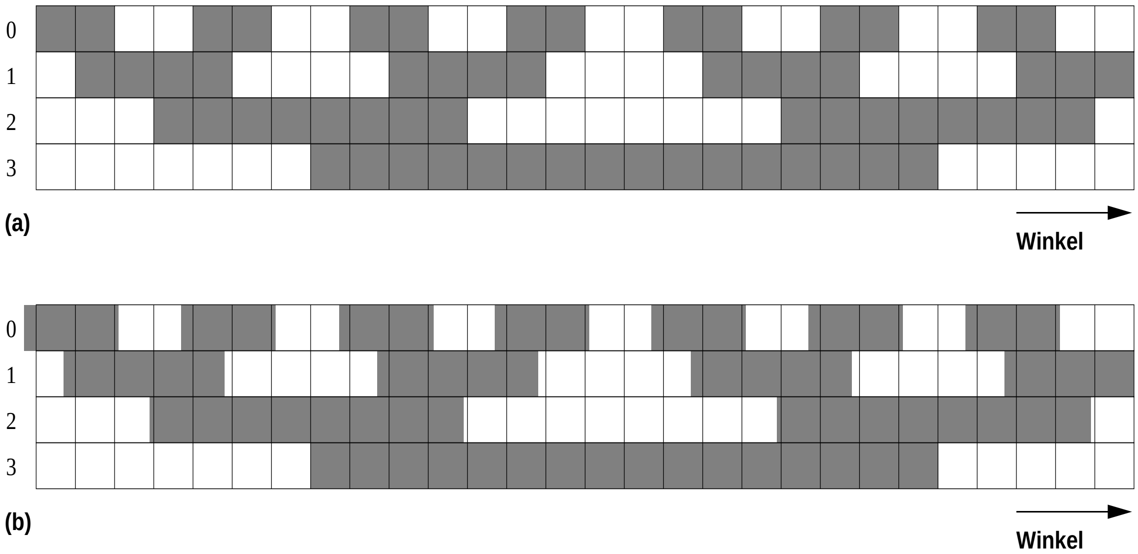

Abbildung 6.2: *Graycode. (a) Ideale Codescheibe. (b) mögliche Abweichungen durch mechanische Ungenauigkeiten. Die Krümmung der Codescheibe ist nicht wiedergegeben.*

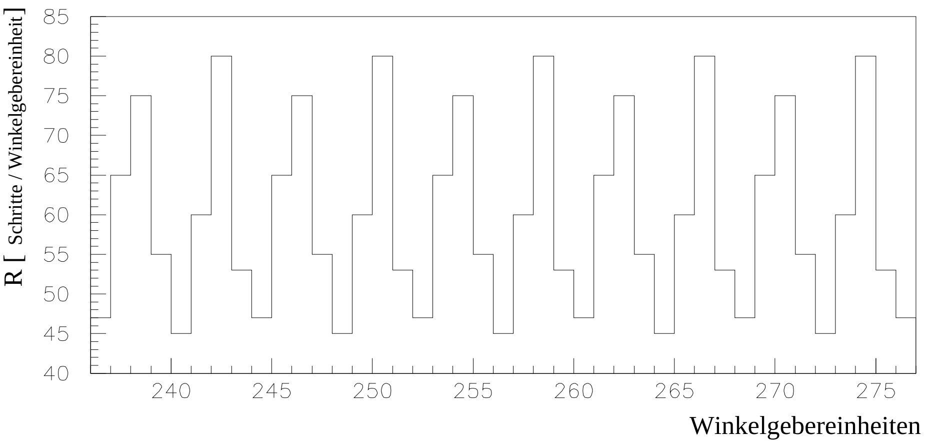

Abbildung 6.3: R_{lokal} *(Modell)*

von der Nichtlinearität des Getriebes herrühren, und einen linearen Fit nur über ein begrenztes Intervall sinnvoll erscheinen lassen. Die Abweichung von der durch die Linearität erwarteten Schrittzahl beträgt am Ende des Intervalls in Abb. 6.4 ca. 15 Schritte, also ca. 0.1%.

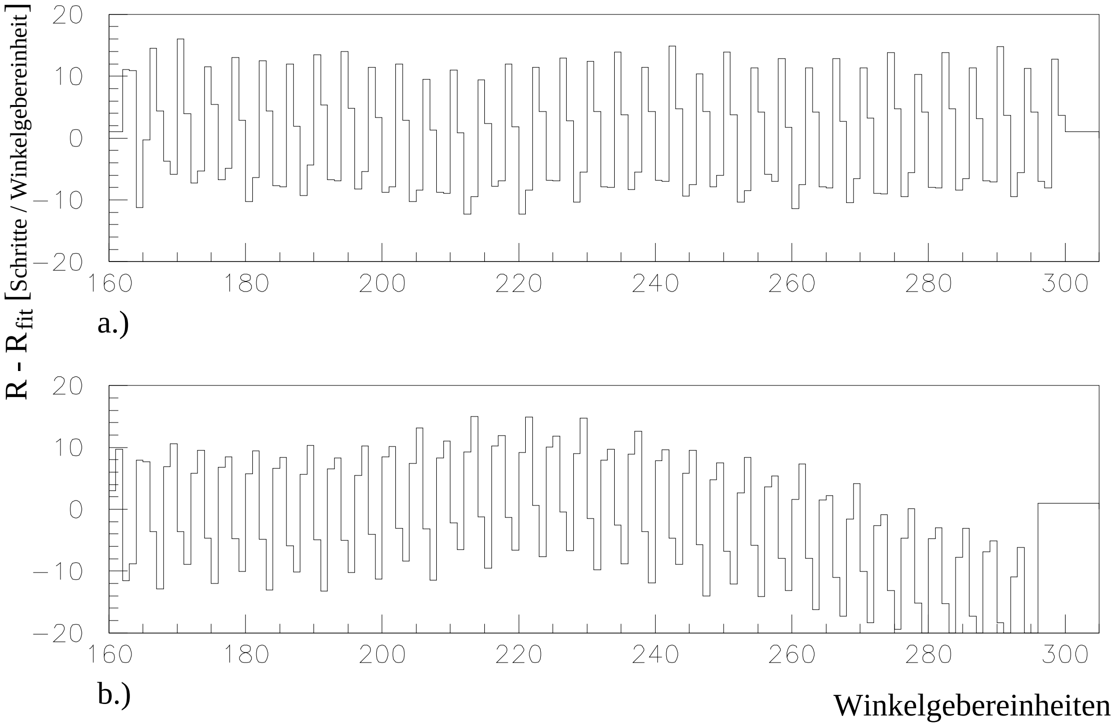

Abbildung 6.4: *Gesamtschrittzahl minus der durch die lineare Anpassung erwarteten Schrittzahl*

In Abb. 6.5 ist die Häufigkeitsverteilung der Abweichung von R vom lokalen Fit für alle Intervalle gezeigt, in denen keine Getriebeeffekte zu sehen sind. Die Einzelmessung durch den Winkelkodierer hat demnach nicht den erwarteten Größtfehler von $\lambda_{SE} = 0.011°$, sondern

$$\lambda_{SE,max} = 0.018° \tag{6.2}$$

Die Varianz der Ortsbestimmung beträgt für eine digitale Abtastung der Breite λ_{SE}

$$\sigma^2_{SE,theor} = \frac{\lambda^2_{SE}}{12} \tag{6.3}$$

Geht man im schlimmsten Fall davon aus, daß die Hälfte der Messungen mit dem Intervall $\lambda_{SE,max}$, die ander Hälfte mit dem entsprechend kleineren Intervall gemacht werden, ergibt sich daraus eine Varianz von

$$\sigma^2_{SE} \approx 1.5 \cdot \sigma^2_{theor} \tag{6.4}$$

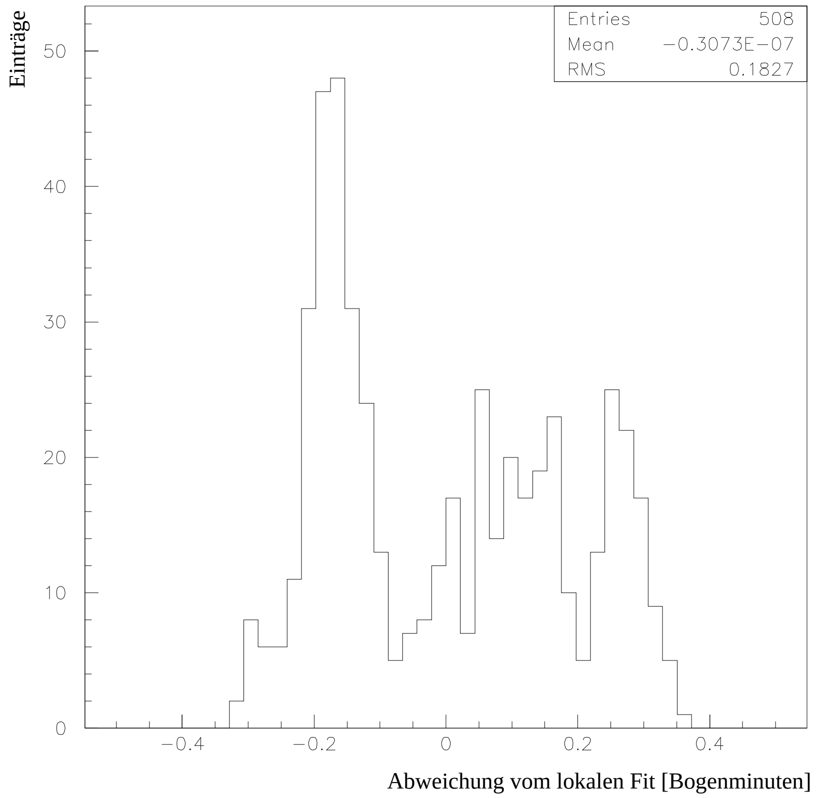

Abbildung 6.5: *Auflösungsvermögen der Winkelkodierer. Gezeigt ist die Häufigkeitsverteilung der Abweichung von R vom lokalen Fit für alle Messungen*

Diese Werte sind rein statistische Fehler. In der Praxis ist man eher durch systematische Offsets dominiert, von Interesse ist in den meisten Fällen der Größtfehler.

Der maximale abgetastete Bereich beträgt 3°. Nach dem obigen Modell ist **keine** Änderung des Auflösungsvermögens auf einer größeren Skala zu erwarten, da jedes Bit der Codescheibe **denselben** Einfluß hat, nur entsprechend seiner Ordnungszahl immer seltener wechselt. Andere Effekte wie eine dezentrierte Codescheibe könnten jedoch auf dem Vollwinkelbereich Nichtlinearitäten hervorrufen. In Abb. 6.6 ist der lokale Fit von R für alle Messungen gegen den Absolutwinkel des Winkelkodierers aufgetragen (gefüllte Symbole). Den Fehler, den man durch die Getriebeeffekte vermutet, kann man durch die Wahl unterschiedlicher Bereiche für den lokalen Fit (s.

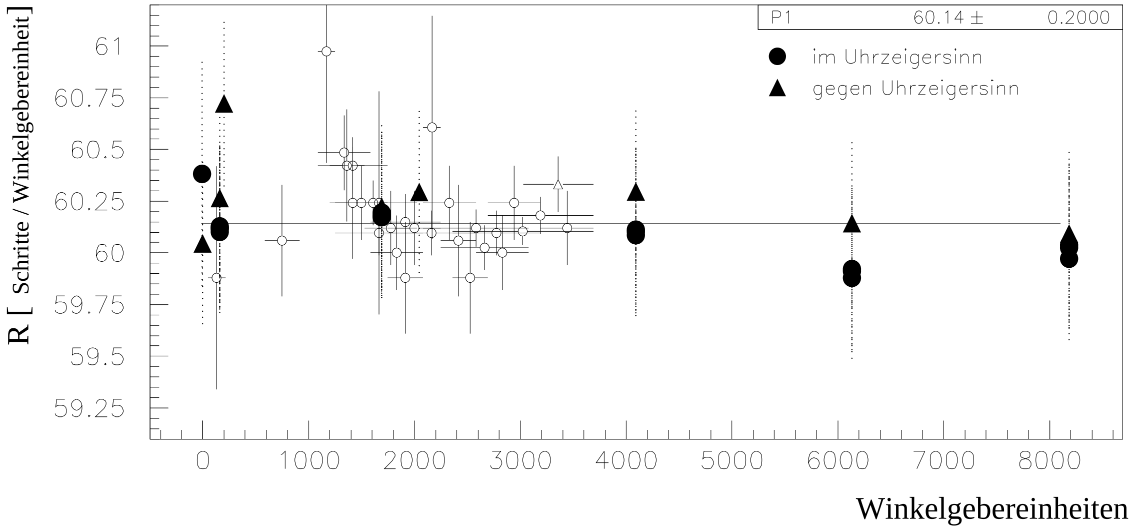

Abbildung 6.6: *Gefüllte Symbole: Lokaler Fit von R über den gesamtem Meßbereich im Enzelschrittmodus (Kap. 6.1). Offene Symbole: Mögliche Schrittverluste durch hohe Beschleunigung (Kap. 6.3).*

Abb. 6.4 b) abschätzen. Über den in den Testmessungen zugänglichen Winkelbereich (ca. 180°) sind also für den Winkelkodierer keine Nichtlinearitäten nachweisbar, die maximale Abweichung dürfte 1% nicht übersteigen. Die Kalibrationsmessungen in Kap. 9 für den kompletten optischen Abbildungsweg schließen diese möglichen Abweichungen mit ein.

Für den Winkelkodierer der Höhenachse wurden nur 2 Einzelmessungen durchgeführt. Diese zeigen qualitativ wie quantitativ ebenfalls die oben beschriebenen Eigenschaften.

Aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Zeit konnte keine Meßapparatur für eine **echte** Eichung der Winkelkodierer aufgebaut werden. Die oben aufgeführten Ergebnisse sind wegen der notwendigen Entfaltung der beiden „Eichkurven" **nicht** endgültig bewiesen. Im Prinzip könnten die oben beschriebenen Effekte auch durch das Getriebe hervorgerufen werden. Dann ist der Winkelkodierer mit höchster Wahrscheinlichkeit genauer als oben abgeschätzt. Eine Möglichkeit, einen Beweis durchzuführen, wäre eine Wiederholung der Messungen nach einer leichten Verdrehung des Winkelkodierers gegen die Teleskopachse.

Für die folgenden Kapitel ist ein mittlerer Wert von

$$\bar{R} = 60.1 \pm 0.2 \tag{6.5}$$

angenommen.

6.2 Schrittmotorresonanzen

Das Drehmoment eines Schrittmotors ist von der Frequenz der ihn ansteuernden Pulse abhängig. Typischerweise zeigt es einen langsamen Abfall mit steigender Frequenz [Tru 85]. Bei Eigenfrequenzen der Mechanik kann das Drehmoment jedoch stark abfallen, was im Endeffekt zu einem Verlust von Pulsen führt.

Da diese Resonanzen am Teleskop mit starker Geräuschentwicklung verbunden sind, wurde nur an einem auffälligen Frequenzintervall des Azimut-Motors eine Resonanzkurve aufgenommen (Abb. 6.7). Das betroffene Band fällt in den benötigten Frequenzbereich beim Tracking und könnte dort - mit einer Modulationsperiode von Sekunden - umgangen werden (s. Kap. 8).

6.3 Rutschkupplungen

Löst das Drehmoment des Motors den durch Haftreibung aufrechterhaltenen Kontakt der Rutschkupplungen, werden diese abgenutzt und schließlich zerstört. Im laufenden Betrieb sollte dies natürlich unbedingt unterbleiben. Auftreten könnte der Effekt unter folgenden Umständen:

- die Start- bzw. Stop-Frequenz ν_{ss} des Schnellfahrvorgangs (Positionieren) ist zu hoch;
- die Beschleunigung beim Positionieren ist zu groß;
- das Tracking erfolgt anstatt mit kontinuierlicher Frequenz mit Pulszügen, deren Intensität zu groß ist.

Der Verlust von Pulsen müßte sich durch einen signifikanten Anstieg der Größe R äußern.

Zum Überprüfen der ersten beiden Punkte wurden Testpositionierungen mit einer maximalen Start-Stop-Frequenz von 300 Hz und einer maximalen Beschleunigung

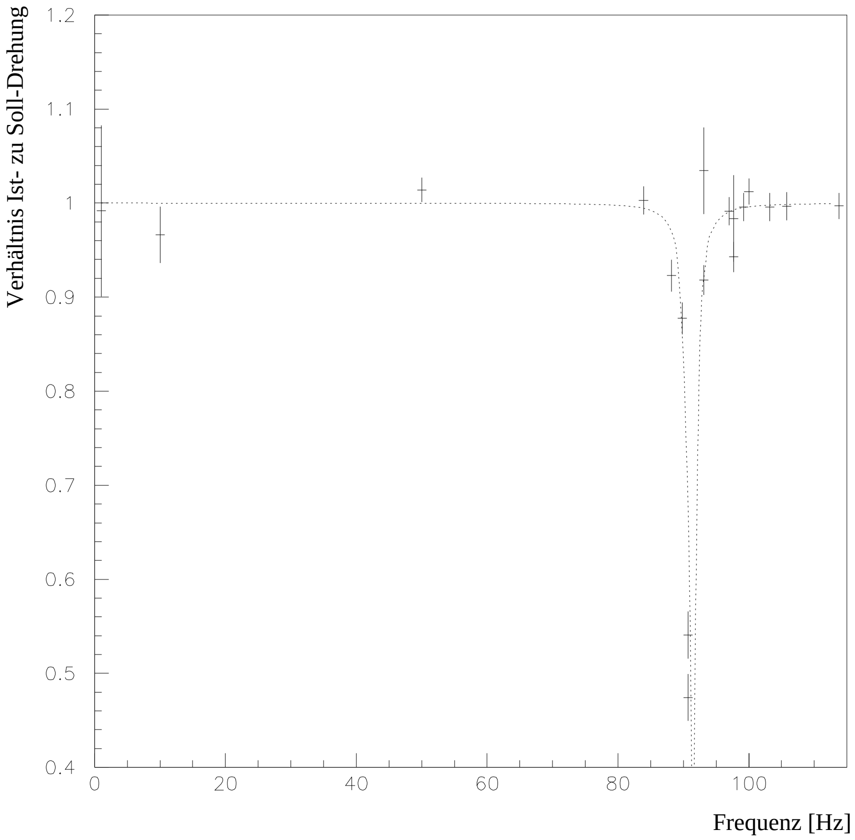

Abbildung 6.7: *Schrittmotorresonanz*

von 1125 Hz/s ausgewertet. Das Teleskop hatte zum Zeitpunkt dieser Messungen durch die vollständige Bestückung der Kamera das volle Trägheitsmoment.

Das Verhältnis R ist in Abb. 6.6 (offene Symbole) eingetragen. Der Meßfehler ist durch den Digitalisierungsfehler der Winkelkodierermessung bei Beginn und Ende der Fahrt gegeben (2×40 Schritte, s. Kap. 6.1). Innerhalb der Fehlergrenzen ist keine Abweichung von den in Kap. 6.1 ermittelten Werten feststellbar. Da Beschleunigungs- und Abbremsvorgang symmetrisch verlaufen, ist es prinzipiell möglich, daß der Verlust an Pulsen beim Beschleunigen durch einen Zugewinn an Drehung beim Abbremsen genau kompensiert wird. Die nachfolgend vorgestellten Messungen lassen dies aber eher unwahrscheinlich erscheinen.

Da zu Beginn der Aufbauarbeit verschiedene Lösungen bei der Wahl der VME-Hardware diskutiert wurden, stellte sich die Frage nach dem Verhalten des Systems bei Ansteuerung der Motoren mit Pulszügen. Die Wahl fiel schließlich auf ein VME-Modul, das einen kontinuierlichen Pulsbetrieb erlaubt (s. Kap. 7). Deswegen wurden die folgenden anfänglichen Testmessungen nicht fortgesetzt, um die Rutschkupplungen nicht unnötig zu verschleißen.

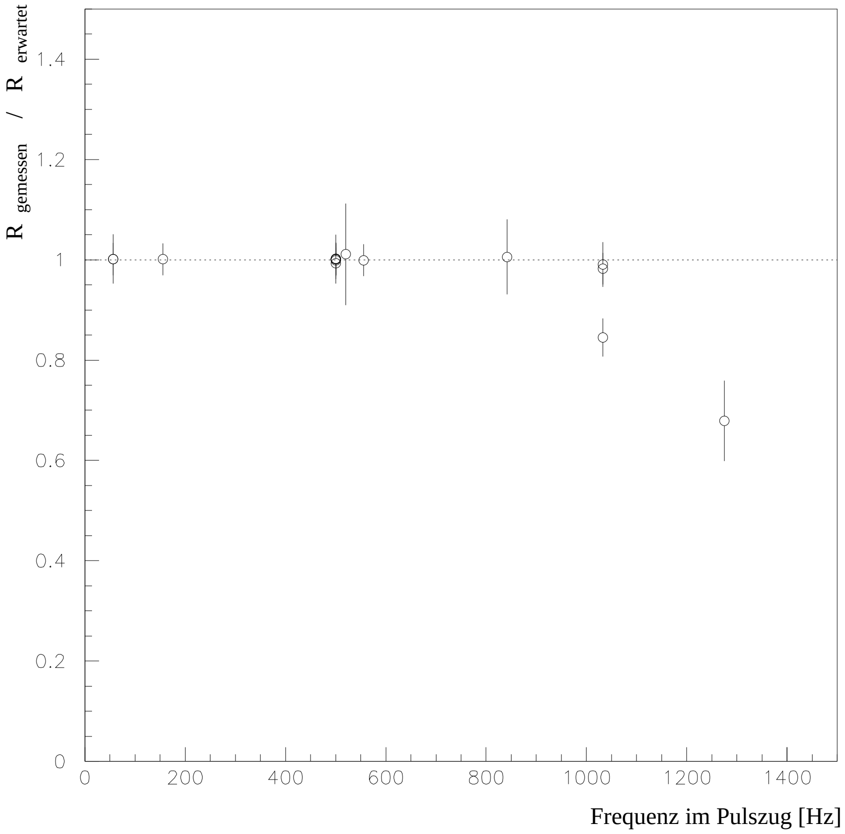

Abbildung 6.8: *Pulsverlust durch zu starke Beschleunigung*

Im gepulsten Betrieb sind drei Parameter wählbar:

- die Frequenz im Pulszug ν_p;
- die Zahl der Pulse im Pulszug n_p;

- die Frequenz der Pulszüge ν_z.

Durch Vorgabe der totalen Frequenz ν_{tot}, d.h. der mittleren Geschwindigkeit, verringert sich die Zahl der Freiheitsgrade auf zwei. In Abb. 6.8 ist das Verhältnis $\bar{R}_{gemessen} : \bar{R}_{erwartet}$ gegen ν_p aufgetragen. Man erkennt, daß ab einer Frequenz von ca. 1000 Hz Pulse verlorengehen können, dies aber von den anderen Parametern noch abhängt. Für $\nu_p = 500$ Hz wurde ein weiter Bereich von n_p und t_s ausgemessen, ohne daß Pulsverluste auftraten.

Im laufenden Betrieb kann man unterhalb dieses Grenzwertes bleiben, da

- die maximale Start-Stop-Frequenz z.Zt. 200 Hz beträgt und maximal 500 Hz betragen wird, und

- das Tracking mit einem kontinuierlichen Geschwindigkeitsprofil erfolgt.

6.4 Schwingungseigenschaften des Teleskopaufbaus

Der gepulste Betrieb kann außer zum Verlust von Steuerpulsen auch zu einer Schwingungsanregung des Teleskops führen. Man kann das Teleskop als ein physikalisches Pendel mit zwei Achsen verstehen - so ist z.B. in der Bewegungsgleichung 4.23 für einen Servomotorregelkreis auch das Schwingungsverhalten der Montierung beinhaltet. Insbesondere bei resonanter Anregung sind Probleme zu erwarten.

Die Eigenfrequenzen wurden durch manuelle Anregung (ohne vollständige Bestükkung der Kamera) zu 0.6 Hz im der Azimutachse bzw. zu 1.5 Hz in der Höhenachse (bei Zenitwinkel $\vartheta = 90°$) abgeschätzt. Im gepulsten Betrieb konnte das Teleskop ab einer gewissen Pulszugintensität, insbesondere für Werte von ν_z nahe den Eigenfrequenzen oder Vielfachen davon, zu Schwingungen angeregt werden (z.B. sehr starkes Schwingen im Azimut bei Pulszügen mit $\nu_z = 0.6$ Hz und $\nu_{tot} = 170$ Hz). Quantitative Messungen unterblieben wegen der Entscheidung für einen kontinuierlichen Pulsbetrieb beim Tracking.

Angeregt werden können die Schwingungen auch durch Wind, insbesondere bei kleinen Zenitwinkeln, da durch die dort sehr geringe Rückstellkraft in der Höhenachse große Amplituden möglich sind.

6.5 Fazit

Für die Positionierung des Teleskops über weite Strecken ist der Bewegungsablauf ausschließlich über die Schrittmotoren - ohne Rückkopplung durch die Winkelkodierer - planbar, da sich die Getriebefehler im Mittel aufheben (s. Abb. 6.6). Für das Tracking ist jedoch die Messung durch die Winkelkodierer unerläßlich, der Größtfehler der Einzelmessung liegt im ungünstigsten Fall bei $\lambda_{SE,max} \approx 0.02°$.

Kapitel 7

Kalibration der VME-Schrittmotorsteuerungsmodule

7.1 Frequenzerzeugung

Eine ideale Schrittmotorsteuerung ist ein Pulser mit einem kontinuierlichen Frequenzspektrum bis zu der maximal benötigten Frequenz. Will man die Frequenz digital (d.h. computergesteuert) regeln, hat man zwei Möglichkeiten:

- Digital durch Untersetzung einer durch einen Oszillator fest vorgegebenen Grundfrequenz. Will man bei einer Maximalfrequenz ν_{max} eine Schrittweite von $\Delta\nu$ mit einer Genauigkeit von $\delta\nu$ einstellen, benötigt man eine Grundfrequenz von
$$\nu_{osz} = \nu_{max} \cdot \frac{\nu_{max}}{\Delta\nu} \cdot \frac{\Delta\nu}{\delta\nu}. \tag{7.1}$$
Wollte man das Hytec-VME-Schrittmotorsteuerungsmodul ($\nu_{max} = 500$kHz, $\Delta\nu/\nu_{max} = 1/255$) mit einer Genauigkeit von 10% implementieren, bräuchte man einen Schwingquarz mit $\nu_{osz} = 1.3$GHz[1]. Für die Teleskopsteuerung mit $\nu_{max} = 5$kHz und einer gröberen Schrittweite ($\Delta\nu = 100$Hz) wäre eine solche Bauart dagegen leichter zu realisieren ($\nu_{osz} = 2.5$MHz).

- Analog. Das Hytec-Modul erzeugt die Frequenzen in folgender Weise: das Geschwindigkeitsregister regelt über einen DAC eine Spannung, die eine Stromquelle steuert. Mit dieser Stromquelle wird eine Kapazität aufgeladen, deren Spannung mittels eines Komparators mit einem festen Wert verglichen wird.

[1] deswegen berughen digitale Frequenzgeneratoren auf Überlagerungen der Grundfrequenz (z.B. $\nu_{osz} = 100$MHz) mit der untersetzten Frequenz

Sobald dieser erreicht wird, wird die Kapazität entladen und ein Puls erzeugt. Die Zeit für den Aufladevorgang ist nur näherungsweise linear von dem Wert im Geschwindigkeitsregister abhängig (s. Abb. 7.1), die Frequenz muß daher geeicht werden.

7.2 Eigenschaften des Hytec-Schrittmotor-Steuerungsmoduls

Alle vier Kanäle haben einen separaten, identischen Aufbau. Die folgenden Aussagen beziehen sich jeweils auf einen Kanal.

Die Frequenz wird durch ein 16-Bit-Register gesteuert. 8 Bit steuern den in Kap. 7.1 erläuterten DAC ($\rightarrow \Delta\nu/\nu_{max} = 1/255$). Die Pulse werden entweder nicht („Multiplier x 100"), durch einen 1:10-Untersetzer („x10") oder einen 1:100-Untersetzter („x1") umgeleitet. Man erhält dadurch drei separat einstellbare Maximalfrequenzen (5, 50 und 500 kHz). Die Frequenz $\nu(DAC)$ in Abhängigkeit von der DAC-Einstellung ist für in Abb. 7.1 gezeigt. Man erkennt das nichtlineare Verhalten, sowie eine Streuung zwischen verschiedenen Kanälen und Modulen (zur Messung der Frequenzen s. Kap. 7.4).

Die DAC-Spannung wird zusätzlich mit der Ausgangsspannung eines Rampen-Generators moduliert. Dieser erzeugt bei einem Start-Signal auf einen Kanal ein Spannungsprofil, das innerhalb einer programmierbaren Zeit linear von $0.1 \times U_{max}$ auf $1 \times U_{max}$ ansteigt. Die programmierbaren Zeiten betragen gemessen (Nennwert):

$$\begin{aligned} t_{R,0} &= 0.507s \quad (0.5s) \\ t_{R,1} &= 1.027s \quad (1.0s) \\ t_{R,2} &= 2.063s \quad (2.0s) \\ t_{R,4} &= 4.160s \quad (4.0s) \end{aligned}$$

Bei einem Stop-Signal findet der inverse Vorgang statt.

Unterstellt man ein lineares Verhalten des Rampengenerators, kann man die während eines „Rampenvorganges" ausgegebenen Pulse n_R näherungsweise nach folgender Formel[2] berechnen:

$$n_R(DAC, t_{R,i}) = \int_0^{t_{R,i}} \nu(DAC \cdot (0.1 + 0.9\ t/t_{R,i}))\ dt \tag{7.2}$$

[2] diese weicht wegen der Nichtlinearität von $\nu(DAC)$ von der im Manual angegebenen einfachen Formel ab

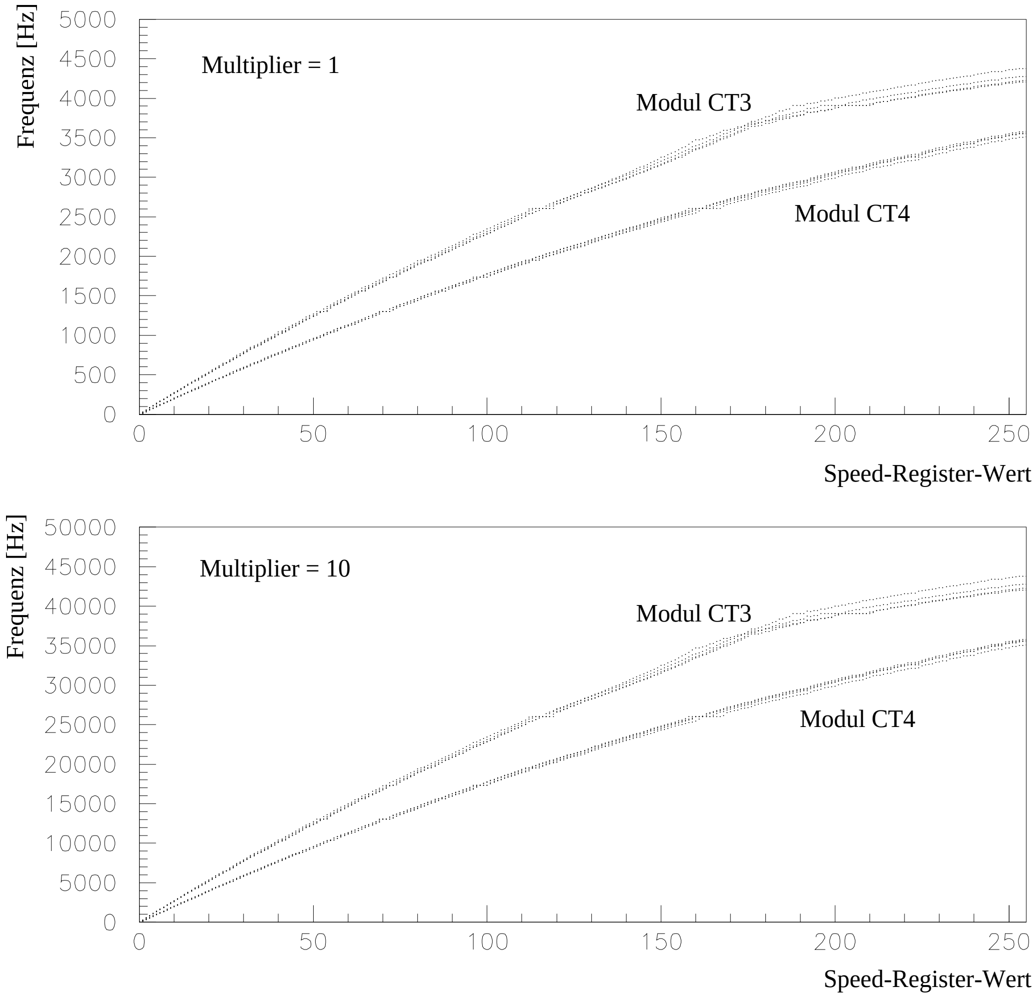

Abbildung 7.1: *Endfrequenzen verschiederer Kanäle der Hytec-Module*

Der Frequenzgenerator kann entweder im freien Betrieb laufen oder durch einen 24 Bit-Schrittzähler (sc) überwacht werden. Dieser ist wegen $2^{24} > 360° \cdot \lambda_{SM}^{-1}$ für einen Teleskopvollkreis ausreichend. Er wird im aktivierten Zustand bei jedem ausgegebenen Puls dekrementiert, der Kanal stoppt unabhängig vom momentanen Zustand des Rampengenerators, sobald $sc = 0$ erreicht ist.

Um ein im voraus programmierbares Frequenzprofil mit Beschleunigung, Maximalfrequenz und rechtzeitig einsetzendem Abbremsvorgang zu erzeugen, werden die oberen 16 Bit des Schrittzählers kontinuierlich mit einem weiteren 16-Bit-Register (dem „Slow Down-Zähler“, *sdc*) verglichen. Bei Übereinstimmung wird ein Stop-Signal ausgelöst. Der einzustellende Wert von *sdc* ist frequenzabhängig und wird nach folgender Formel berechnet:

$$sdc = (n_r(DAC, t_{R,i}) \text{ div } 256) \tag{7.3}$$

Dabei bedeutet div das ganzzahlige Ergebnis einer Division. Die Konsequenz dieser Beschaltung ist, daß

$$n_{Rest} = 255 - (n_r(DAC, t_{R,i}) \bmod 256) \cdot 256 \tag{7.4}$$

Pulse zum Schluß noch mit

$$\nu_{ss}(DAC) \approx 0.1 \cdot \nu(DAC), \tag{7.5}$$

der sogenannten Start-Stop-Frequenz, ausgegeben werden. Dieses kann bei niedrigen Frequenzen zu störenden Verzögerungen führen.

Der Rampengenerator läßt sich nicht durch Setzen eines Kontrollregisters deaktivieren. Man kann ihn dennoch auf zwei Arten umgehen:

- bei deaktivem Schrittzähler, wenn dessen oberste 16 Bit mit *sdc* übereinstimmen.
- bei aktivem Schrittzähler, wenn dessen Startwert

$$sc \leq 255 \quad \text{und} \tag{7.6}$$
$$sdc = 0 \tag{7.7}$$

  gesetzt werden.

In beiden Fällen wird der Rampengenerator gar nicht erst aktiviert, der Frequenzgenerator arbeitet sofort konstant mit ν_{ss}.

Die Start-Stop-Frequenzen sind in Abb. 7.2 für alle Kanäle zweier Module gezeigt. Man erkennt eine ähnliche Charakteristik wie in Abb. 7.1. Auch hier ist eine Eichung notwendig, da weder der Zusammenhang von Gl. 7.5 noch

$$\nu_{ss}(DAC) \approx \nu(0.1 \cdot DAC), \tag{7.8}$$

exakt erfüllt sind (und für kleine DAC-Werte Gl. 7.8 nicht berechenbar ist).

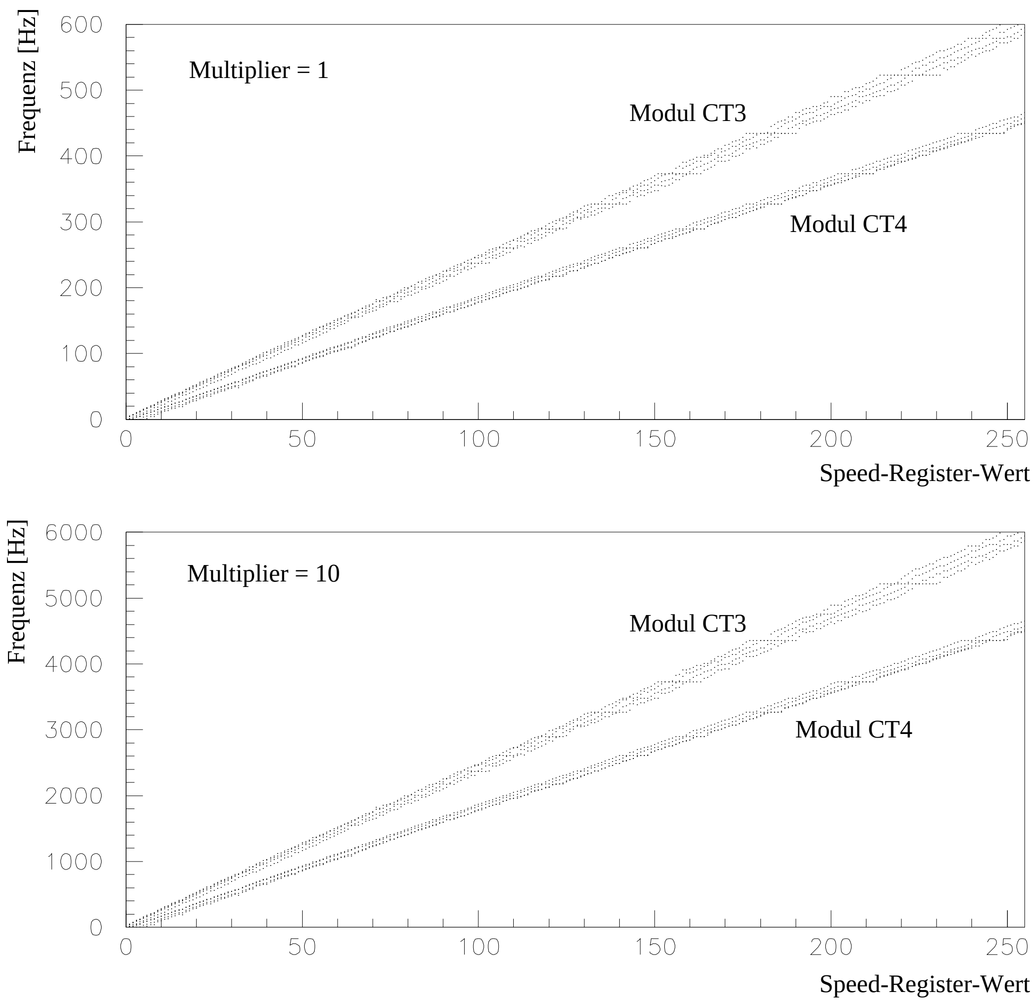

Abbildung 7.2: *Start-Stop-Frequenzen verschiederer Kanäle der Hytec-Module*

7.3 Konsequenzen für den Steuerungs-Regelkreis

7.3.1 Trennung von Positionierung und Tracking

Aus den in Kap. 7.2 vorgestellten Eigenschaften des Hytec-Moduls ergibt sich für den Steuerungs-Regelkreis die Konsequenz, daß Positionieren und Nachführen durch separate Algorithmen durchgeführt werden müssen.

- Das Positionieren kann durch den vorgesehenen „Rampenbetrieb“ erfolgen. Das Frequenzspektrum der höchsten Untersetzung entspricht im wesentlichen dem benötigten Frequenzbereich. Vor und nach jedem Positionierungsvorgang kommt das Teleskop allerdings vollständig zum Stillstand. Mögliche Steuerungsalgorithmen sind

  - die optimierte Steuerungsslösung aus Kap. 4.3.2. Wie die Testmessungen aus Kap. 6 ergeben, erreicht man eine Positionierungsgenauigkeit über den Vollwinkelbereich von ca. $0.1°$ (einzige Ausnahme: Bewegung der Höhenachse über dem Zenit, hier erhält man einen Effekt vom Getriebespiel). Für die Vorausberechnung der Objektkoordinaten zum Ankunftszeitpunkt benötigt man eine möglichst genaue Frequenzeichung des Steuerungsmoduls.
  - die Kompromißlösung I aus Kap. 4.3.3. Hierbei muß die Periode der Kontrollschleife so gewählt werden, daß der zeitliche Fehler bei der Auslösung des Stop-Signals keinen zu großen Fehler bei der Endposition verursacht. Sei $\Delta p = \int \nu_{soll}\, dt - \int \nu_{ist}\, dt$ der erlaubte Fehler und T_R die Periode des Regelkreises, dann gilt (s. Abb. 7.3 a):

    $$T_R < \frac{\Delta p}{\nu_{max}} \tag{7.9}$$

    Bei $\Delta p = 120$ Schritten und $\nu_{max} = 2000\text{Hz}$ bedeutet dies $T_R < 60\text{ms}$, für $\nu_{max} = 5000\text{Hz}$ $T_R < 25\text{ms}$. Dieser Weg ist also unter LynxOS realisierbar (s. Kap. 3.5).

  Beschränkt man sich auf die eingebaute Rampe, ist man zunächst auf

  $$\nu_{max} = \dot{\nu}_{max} \cdot t_{R,4} \tag{7.10}$$

  limitiert.

- Für das Tracking ist dieser eingebaute „Rampenbetrieb“ ungeeignet, da er viel zu unflexibel ist (min. Rampenzeit $t_{R,0} = 0.5\text{s}$, min. Pulszahl 512). Die Lösung ist eine Kontrollschleife innerhalb des Trackingalgorithmus, die in festen Zeitabständen T_P Steuerpulssequenzen mit der Frequenz ν_{ss} auslöst. Sie sollte mit der höchsten Software-Priorität laufen (s. Kap. 3.5). Wegen der Bedingung 7.6 ist die Frequenz auf einen Maximalwert beschränkt:

  $$\nu_{max,P} = \frac{255}{T_P} \tag{7.11}$$

Momentan ist $T_P = 100\text{ms}$ gewählt, so daß

$$\nu_{max,P} = 2550\text{Hz}. \tag{7.12}$$

7.3.2 Kriterien für die Wahl der Periode der Kontrollschleife

In der Praxis ist man durch verschiedene Faktoren in der Wahl von T_P beeinflußt:

- LynxOS ermöglicht eine minimale Periode von $T_P = 10\text{ms}$.
- Nach oben ist man wegen Gl. 7.11 durch die benötigte Maximalfrequenz beschränkt.
- Da nur eine ganze Zahl von Pulsen gegeben werden kann, erzeugt man eine Granularität im Frequenzspektrum von

  $$\Delta\nu = 1/T_P. \tag{7.13}$$

  Um die daraus resultierenden Amplituden der Modulationen im Geschwindigkeitsprofil klein zu halten, sollte T_P möglichst groß sein.
- T_P darf natürlich nicht größer als die Periode T_R des Regelkreises sein, in dem die benötigten Geschwindigkeitsänderungen berechnet werden (s. Kap. 7.3.3).
- Schließlich sollte die CPU nicht unnötig belastet werden, da diese parallel die Datennahme und weitere Aufgaben übernimmt.

All diese Kriterien führten zu der Wahl der momentanen Periode von

$$T_P = 100\text{ms}. \tag{7.14}$$

7.3.3 Der Einfluß der „Samplingrate“

Die Dauer T_R der Kontrollschleife, in der Sollposition und -Geschwindigkeit berechnet, Soll- und Istposition miteinander verglichen und die benötigte Geschwindigkeitsänderung berechnet werden, kann prinzipiell größer als T_P sein. Die Wahl ihrer Periode hängt zum einen von der benötigten „Samplingrate“ ab, mit der das erwartete Geschwindigkeitsprofil abgetastet werden muß, um der Sternbahn überhaupt folgen zu können. Zum anderen hängt sie von der Schnelligkeit ab, mit der auf Fehlausrichtungen reagiert werden soll. Dieses hängt vom Verhalten des Teleskops ab und kann nur in der Praxis beurteilt werden.

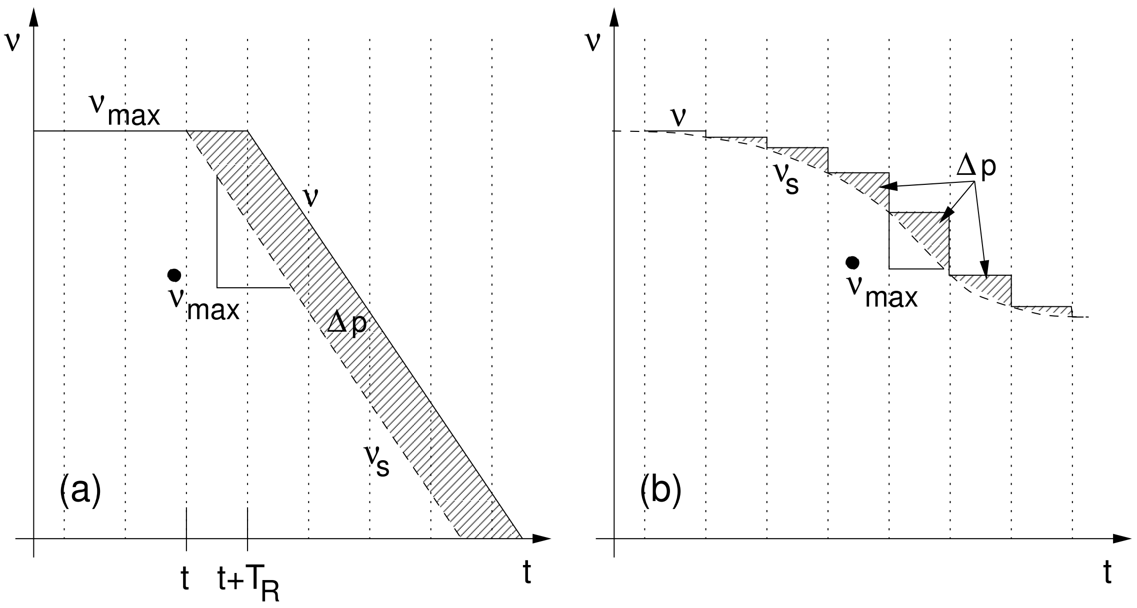

Abbildung 7.3: *Samplingrate. (a) Positionierung. (b) Tracking nahe der Kulmination.*

Ist man nicht durch die verfügbare Rechenzeit limitiert, kann man $T_R = T_P$ wählen.

Unabhängig von den speziellen Teleskopeigenschaften muß der Regelkreis also zunächst einmal grundsätzlich in der Lage sein, den erforderlichen Frequenzänderungen ausreichend schnell folgen zu können. In einem Computerprogramm wird diese Bandbreitenbegrenzung durch die Wiederholrate bzw. Periode T_R des Regelkreisalgorithmus bestimmt.

Der Einfluß auf die Positionierung wurde bereits in Kap. 7.3.1 diskutiert. In Abb. 7.3 a ist der Fall mit der größten Abweichung skizziert. Der Fehler ist unabhängig von der Frequenzänderung $\dot{\nu}$.

Bei der Nachführung tritt dieses Problem nur bei der Azimutachse unter kleinen Zenitwinkeln auf, d.h. in der Nähe der Kulmination eines Objekts mit $\delta \approx \phi$. Maximale Abweichung erhält man auch hier wieder für den Fall, daß die Frequenz von ν_{max} auf 0 sinkt. Die Pulsdifferenz Δp beträgt dann

$$\Delta p_{max} = \frac{1}{2}\, \nu_{max}\, T_R. \tag{7.15}$$

Sie ist von $\dot{\nu}$ unabhängig, nur $\Delta p/p$ hängt von $\dot{\nu}$ ab. In der momentanen Konfiguration ($T_P = T_R = 100$ms, $\nu_{max} \approx 2000$Hz) ist dieser Effekt wegen Gl. 4.14 völlig vernachlässigbar.

Bemerkung

Einen wesentlichen Effekt der Bandbreitenbegrenzung durch die Wiederholrate erhielte man nur, wenn die Sollgeschwindigkeit mit Frequenzen in der Größenordnung von $1/T_R$ oszillieren würden.

7.4 Eichung der Hytec-Module

7.4.1 Notwendige Meßgrößen

Eine Eichung des Frequenzgenerators ist also aus mehreren Gründen erforderlich. Die Kenntnis der hohen Frequenzen für den Positionierungsvorgang benötigt man, um

- den Wert des *sdc*-Registers berechnen zu können (Gl. 7.2, 7.3),
- die Zeit vorausberechnen zu können, in der ein Positionierungsvorgang abgeschlossen sein wird (optimierte Steuerungslösung), und
- den Zeitpunkt vorausberechnen zu können, zu dem ein Stop-Signal ausgelöst werden muß (Kompromißlösung I).

Außerdem ist es natürlich wünschenswert, daß im Systembetrieb alle Teleskope die gleiche Performance zeigen.

Die Kenntnis der Start-Stop-Frequenzen ν_{ss} benötigt man, um

- trotz der Einführung der Kontrollschleife, die die Pulszüge auslöst, ein homogenes Geschwindigkeitsprofil zu erreichen, es sollen gerade bei hohen Frequenzen keine Pausen zwischen zwei Pulszügen entstehen (Gefahr einer resonanten Anregung); und
- die Zeit berechnen zu können, in der die Restpulse n_{Rest} (Gl. 7.4) ausgegeben werden.

Für die Einhaltung des homogenen Geschwindigkeitsprofils muß neben der Frequenz auch die Verzögerungszeit t_d bekannt sein, die zwischen Startsignal und Pulszugbeginn liegt. Sie muß kleiner als die aktuelle Periode $1/\nu_{ss}$ sein. In Abb. 7.4 sind diese Verzögerungszeiten für ein begrenztes Frequenzintervall zweier Module gezeigt. Die Anforderungen sind über den gesamten Frequenzbereich erfüllt.

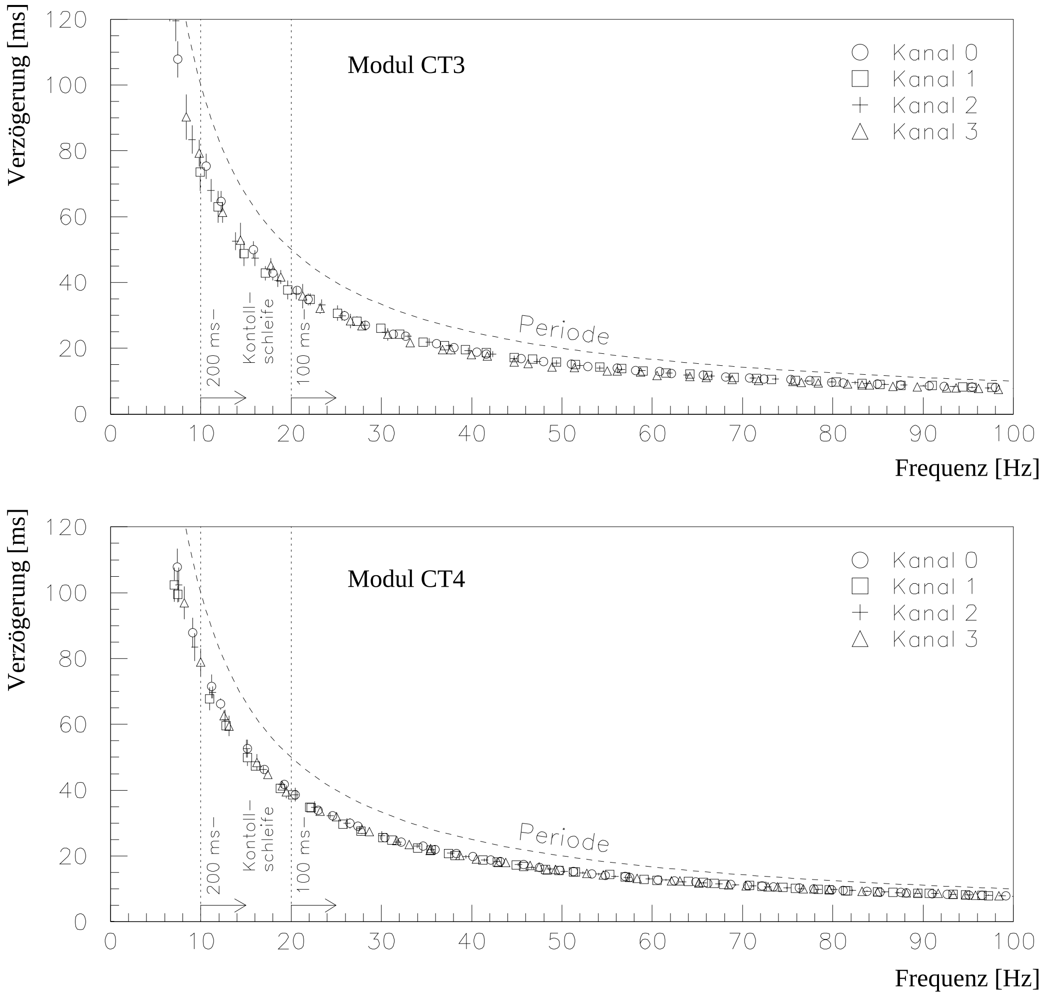

Abbildung 7.4: *Verzögerungszeiten bis zum Beginn eines Pulszuges*

7.4.2 Kalibrationsprogramm, Zeitmessung

Ziel war es, ein Paket zu entwickeln, das eine automatisierte Kalibration möglichst im Stand-alone-Modus, d.h. ohne weitere Geräte, ermöglicht. Dieses kann für die Eichung der Module für die weiteren Systemteleskope angewendet werden.

Filename: hytec_							
ct$x$.delay.chan$y$.lut	DAC	Mult.	t_d [μs]	$t_{d,max}$	$t_{d,min}$		
ct$x$.freq.chan$y$.lut	ν_{ss} [mHz]	DAC	Mult.				
ct$x$.highfreq.chan$y$.lut	ν [mHz]	DAC	Mult.				
ct$x$.highspeed.chan$y$.lut	ν [mHz]	$t_{R,Nenn}$	DAC	Mult.	n_{Rest}	$t_{R,Meß}$ [ms]	$t_{R,Down}$[4]

Tabelle 7.1: *Formate der Kalibrationsfiles. x Teleskop-Nummer. y Kanal-Nummer des Moduls (0-3).*

Für die Stand-alone-Eichung benötigt man

- den eingebauten Schrittzähler, und
- eine Zeitmessung mit ausreichender Auflösung.

Läßt man den Eichprozeß mit höchster Unix-Priorität laufen, hat man eine Uhr mit 10 ms-Genauigkeit zur Verfügung (s. Kap. 3.5). Die Eichungen für die hohen Frequenzen entstehen auf diese Weise (Abb. 7.1).

Für die Messung der Start-Stop-Frequenzen ν_{ss} entsteht das Problem, daß ab einer Frequenz von $\nu_{ss} \approx 100$ Hz wegen der beschränkten Pulszahl (Gl. 7.6) die Zeitungenauigkeit in den Prozentbereich ansteigt. Deswegen wird die Zeit bei höheren Start-Stop-Frequenzen durch permanente Zugriffe auf ein weiteres VME-Modul gemessen[3]. Man erhält damit eine Zeitauflösung von ca. 2μs. Die Eichkurven für ν_{ss} (s. Abb. 7.2) entstehen durch diese zweigeteilte Meßvorschrift.

Die Messungen der Verzögerungszeiten t_d basieren ausschließlich auf der zweiten vorgestellten Zeitmessungsmethode (Abb. 7.4).

Temperaturmessungen an einem Modul zeigten weiterhin, daß keine wesentlichen Änderungen des Frequenzverhaltens für den im experimentellen Aufbau erreichten Temperaturbereich zu erwarten sind.

Die Eichsoftware erstellt für jeden Kanal vier Kalibrationsfiles, die folgende Informationen enthalten:

- die Start-Stop-Frequenzen,
- die Verzögerungszeiten bis zum Beginn eines Pulszuges,
- die Endfrequenzen im Rampenbetrieb, und

[3] Permanente Zugriffe auf das auszumessende Modul stören dessen Zeitverhalten und führen zu falschen Ergebnissen. Deswegen ist ein echter Stand-alone-Modus nicht möglich.

[4] $t_{R,Down} = t_{R,Meß} + \frac{n_{Rest}}{\nu_{ss}}$

- für jede Kombination aus Zielfrequenz und Rampenzeit die erforderliche Einstellungen für *sdc* sowie die Informationen über das vollständige Zeitverhalten, inklusive Restpulsen n_{Rest}.

Für die Formate s. Tab. 7.1.

Die Steuerungssoftware liest bei der Initialisierung durch das Datennahmeprogramm diese Eichfiles und berechnet abhängig von den Aufrufparametern interne Tabellen (*lookup tables, lut*), die im Speicher gehalten werden (s. Kap. 8).

Kapitel 8

Überblick über die Steuerungs-Software

Im folgenden wird eine kurze Einführung in die Steuerungsprogramme gegeben. Die gesamte Datenerfassungssoftware wurde in der Arbeitsgruppe entwickelt, der größte Teil der Steuerungssoftware im Rahmen dieser Arbeit. Die Beschreibung spiegelt den Status zum Zeitpunkt ihrer Fertigstellung wieder. Modifikationen wird es mit Sicherheit weiterhin geben.

8.1 Überblick über die Datenerfassungs-Software

Zu Beginn der Datennahme startet der Zentralrechner auf allen zu den aktiven Teleskopen gehörigen VME-Rechnern das lokale Datennahmeprogramm und weist ihnen die entsprechende Teleskopnummer zu. Dieser Unix-Prozeß („CTDAQ“) spaltet sich nach verschiedenen Initialisierungsaufrufen in mehrere Subprozesse (*threads*, s. Kap. 3.5) auf, die folgende Aufgaben übernehmen:

- Steuerung der Teleskopachsen,
- Statusüberwachung der Kamera,
- lokales Benutzerinterface, und
- auf VME-Interrupt-Request Datenauslese, Entscheidung über Ereignisqualität der Daten („Second Level Trigger“) und Übermittlung der Daten an den Zentralrechner.

Außerdem verarbeitet das Programm Befehle vom Zentralrechner in Form von Unix-Signalen.

8.2 Der Steuerungsprozeß

Aus den Ergebnissen von Kap. 4 und 7 folgt, daß der Steuerungssubprozeß (*Steering Thread, ST*) in verschiedene Modi zerfallen muß, in den

- Positionierungs-Modus und in den
- Tracking-Modus. Daneben gibt es noch den
- Pointrun-Modus.

Der Ablauf sieht folgendermaßen aus:
Der *ST* befindet sich nach dem Start der Datennahme in einem Ruhezustand. Nach Übermittlung der Objektkoordinaten durch den Zentralrechner wechselt er in den Positionierungs-Modus, steuert die Sollposition an, und springt daraufhin in den Tracking-Modus. Die Datennahme ist davon prinzipiell entkoppelt, der Zentralrechner entscheidet über den Beginn der Datenaufzeichnung (oder über den Übergang in einen Test-Zustand). Dieser Ablauf wiederholt sich analog bei On/Off-Zyklen (s. Kap. 4) oder bei einem neuen Objekt.

Weiterhin kann auf Abruf durch den Zentralrechner ein Wechsel in den Pointrun-Modus erfolgen, worauf ein Pointrun auf dem aktuellen Objekt durchgeführt wird - dieses sollte in diesem Fall ein Stern sein. Nach Beendigung des Pointruns wechselt der *ST* wieder in den Tracking-Modus.

Der Zustand des *ST* kann über eine Statusvariable abgerufen werden.

In Abb. 8.1 ist eine Übersicht über den Datennahmeprozeß gezeigt. Der *ST* benutzt eine Reihe von C-Modulen, die die Werkzeuge für die Steuerung zur Verfügung stellen und Befehle an die VME-Elektronik geben.

Alle Module wurden vor Einsatz in der Datennahme in Entwicklungsprogrammen überprüft. Weiterhin werden sie auch von allen weiteren, im Laufe dieser Arbeit entwicketen Testmessungs- und Kalibrationsprogrammen genutzt.

Im folgenden wird ihre Funktionsweise anhand der Benutzer-Schnittstellen erläutert. Alle C-Funktionen können durch ihren Namensbeginn mit den entsprechenden Modulen identifiziert werden. Die Azimut-Achse korrespondiert mit Nummer 1, die Höhenachse mit Nummer 2.

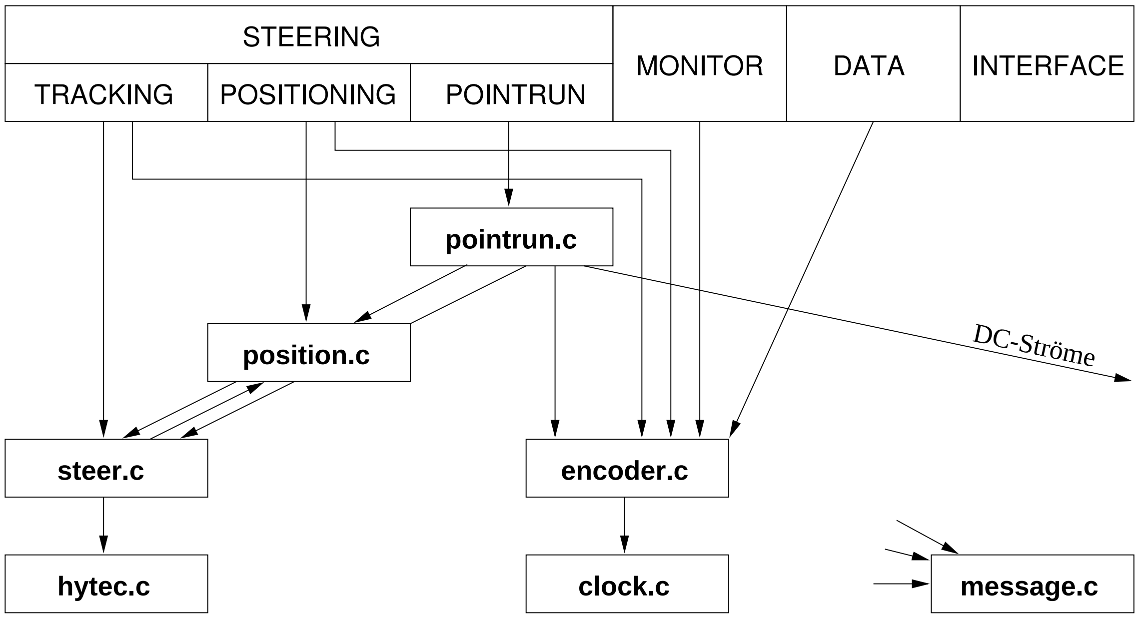

Abbildung 8.1: *Übersicht über den Steuerungssourcecode*

8.3 Initialisierung und Beendigung der Steuerung

Allen Modulen muß zunächst mitgeteilt werden, daß sie von der Datennahme aufgerufen werden:

message_initialise(int *mode*)

mode = MESSAGE_ONLINE (= 0)

- Es werden keine (Fehler-)Meldungen ausgegeben, Fehlerinformationen werden nur über Rückgabewerte der Funktionen übermittelt.

Die Steuerung muß initialisiert werden:

steer_initialize(int *telesope_nr*, int *loop_value*, int max_track_freq,
int $max\_position\_freq$)

telescope_nr	Nummer des Teleskops
loop_value	Dauer T_P der Kontrollschleife
max_track_freq	maximale Tracking-Frequenz $\nu_{max,track}$ [Hz]
$max\_position\_freq$	maximale Positionierungsfrequenz $\nu_{max,pos}$ [Hz]

- Die der Teleskopnummer entspechenden Kalibrationsfiles werden eingelesen (s. Tab. 7.1).
- Die für T_P gültige Zuordnungstabelle Pulszahl $n_P \rightarrow$ *notwendige Einstellungen* wird bis zu $n_P = \nu_{max,track} \cdot T_P$ berechnet.
- Die Zuordnungstabelle Endfrequenzen $\nu \rightarrow$ *notwendige Einstellungen* wird bis zu $\nu_{max,pos}$ erzeugt.
- Den Positionierungsroutinen werden die durch die Endschalter definierten erlaubten Werte (s. Kap. 5.1) zugewiesen.
- Das Hytec-VME-Steuerungsmodul wird initialisiert.

Weiterhin muß die Winkelkodiererauslese initialisiert werden:

encoder_initialize(int *telescope_nr*, signed int *offset_1*, signed int *offset_2*)

telescope_nr	Nummer des Teleskops
offset_1, *offset_2*	die aufgrund der Justierung ermittelten Offsets (s. Gln. 9.42) in Dualcode

- Das für die Winkelkodiererauslese zuständige VME-Modul (z.Zt. MPCLKI) wird initialisiert.
- Ermöglicht den Positionierungsroutinen die Bestimmung der Absolutposition der Teleskopachsen (in Grad).

Für eine kontrollierte Beendigung der Steuerung müssen folgende Funktionen aufgerufen werden:

encoder_reset()
steer_reset()
message_reset()

8.4 Positionierungs-Modus

Um beide Teleskopachsen im integrierten Rampenmodus (s. Kap. 7.2) mit maximal erlaubter Geschwindigkeit von Punkt A nach Punkt B zu steuern, wird folgende Funktion verwendet:

position_drive_fast(int *angle_1_nominal*, int *angle_1_actual*,
int *angle_2_nominal*, int *angle_2_actual*)

angle_...	alle Übergabeparameter sind Winkelkodiererwerte in Dualcode

- Aus den Winkeldifferenzen wird anhand von $R = \frac{\lambda_{SM}}{\lambda_{SE}} = 60.1$ (s. Kap. 6) die benötigte Schrittzahl für jeden Motor berechnet. Die Strecken werden mit der jeweils maximal möglichen Frequenz zurückgelegt. Aus den Erfahrungen mit dem Teleskop während der Testaufbauphase wurde ein $\dot{\nu}_{max,const} = 500\text{Hz/s}$ festgelegt, wegen Gl. 7.10 folgt $\nu_{max} = 2000\text{Hz}$.
- Das aufrufende Programm erhält in den meisten Fällen sofort die Kontrolle zurück.

Um die optimierte Steuerungslösung (Kap. 4.3.2, Abb. 4.3 d) berechnen zu können, wird folgende Funktion benötigt:

position_drive_fast_time(int *angle_1_nominal*, int *angle_1_actual*,
int *angle_2_nominal*, int *angle_2_actual*, float **time_1*, float **time_2*,
float **return_time*)

angle_...	wie oben
**time_1*, **time_2*	Vorausberechnete benötigte Zeiten [sec] für position_drive_fast() werden zurückgegeben.
**return_time*	Zeit [sec], bis das aufrufende Programm die Kontrolle wiedererhält, wird zurückgegeben.

An dieser Stelle gibt es noch einen weiten Spielraum für Verbesserungen, z.B. die Einführung variabler Grenzen für ν und $\dot{\nu}$ (s. Kap. 4.2.3) und die Einführung von Kompromißlösung I (Kap. 4.3.3).

Will man die Frequenzen eines Positionierungsvorganges begrenzen, z.B. bei einer Pointrun-Scanlinie (s. Kap. 9.3.1), wird folgende Funktion benötigt:

position_drive_limited(int *angle_1_nominal*, int *angle_1_actual*,
int *angle_2_nominal*, int *angle_2_actual*, int *freq_1_limit*, int *freq_2_limit*,
int **rest_steps_1*, int **rest_steps_2*)

angle_...	wie oben
freq_1_limit, *freq_2_limit*	maximal erlaubte Positionierungsfrequenz [Hz]
**rest_steps_1*, **rest_steps_2*	Schritte, die am Ende noch mit ν_{ss} gegeben werden (s. Kap. 7.2), werden zurückgegeben.

- Arbeitet wie position_drive_fast(), nur mit nach oben begrenzter Frequenz.

Den Zustand aller Positionierungsfunktionen kann man mit folgender Funktion abrufen:

int **position_status**()

- Der Rückgabewert ist 0, wenn beide Motoren stehen, ansonsten > 0.

Mit folgender Funktion können alle Positionierungsvorgänge kontrolliert angehalten werden:

position_stop()

8.5 Tracking-Modus

8.5.1 Pulszüge

Der Tracking-Modus muß initialisiert werden:

steer_init_pulse_train_mode(int *chan*)

chan Achsennummer (1 oder 2)

Die Richtung wird mit folgendem Befehl gesetzt:

steer_set_direction(int *chan*, int *direction*)

chan wie oben
direction gleichsinnig (1) oder gegensinnig (2) zu Winkelkodierern[1]

Ein Pulszug in der durch T_P vordefinierten Zeit wird durch folgenden Befehl ausgelöst:

steer_give_pulse_train_fixed_length(int *chan*, unsigned char *count*)

chan wie oben
count Pulszahl (≤ 255)

[1] Dies muß wegen der unterschiedlichen Montierung der Winkelkodierer auf den Achsen intern unterschiedlich gehandhabt werden.

8.5.2 Tracking-Algorithmus[2]

Die Regelkreisperiode T_R ist gleich der Periode T_P für den Start der Pulszüge. Im Prinzip ist als Regelkreis die Kompromißlösung III (Kap. 4.3.5) realisiert. Es findet eine Ankopplung an die Differenz zwischen Soll- und Istposition der Teleskopachsen, an die momentane Schrittmotorfrequenz und an die Sollfrequenz an. Diese wird mittels dem in Kap. 6.1 ermitteltem Verhältnis zwischen Motorschritten und resultierender Achsenbewegung $R = \frac{\lambda_{SM}}{\lambda_{SE}} = 60.1$ (Gl. 6.1) berechnet.

Die Aufgabe des Trackingalgorithmus zerfällt im wesentlichen in zwei Abschnitte. Zunächst muß die nach Beendigung des Positionierungsvorganges noch vorhandene minimale Abweichung von der Sollposition überwunden und auf die momentane Sollfrequenz beschleunigt werden. Anschließend müssen nur noch kleine Fehlerkorrekturen erfolgen, die Dämpfung wird dementsprechend größer gewählt. Für diese beiden Bereiche wurden mit Hilfe eines Simulationsprogrammes zwei Sätze von Kopplungskonstanten ermittelt.

8.6 Winkelkodiererauslese

Für die Auslese der Winkelkodierer steht folgende Funktion zur Verfügung:

encoder_read_dual(int $*shaft\_1$, int $*shaft\_2$)

$*shaft\_1$, $*shaft\_2$	Die Winkelkodiererwerte werden in Dualcode und ohne Abzug der Offsets zurückgegeben.

Diese Funktion benutzt folgenden Funktion zum Umrechnen des Gray-Codes in den Dual-Code:

```
int encoder_gray_to_dual(int gray)
int i;
for (i = (ENCODER_BIT_RES - 1) ; i >= 0 ; i--){
  result = (result << 1) | ( ((gray >> i)&1) ^ (result&1) );
}
return result;
```

Für eine Reihe weiterer Umrechnungsfunktionen wird auf den Anhang B verwiesen.

[2] Dieser Teil wurde von A. Daum implementiert.

8.7 Pointrun-Modus

Durch den Aufruf der folgenden Funktion wird ein vollständiger Scanlinien-Pointrun nach dem in Kap. 9.3.1 vorgestellten Muster ausgeführt:

complete_pointrun(POINTRUN_PARA cpointrun_para, ...)

cpointrun_para.nof_rows	Zahl der Scanlinien
cpointrun_para.window_width	Größe des Fensters um den Stern
...	

Für eine vollständige Beschreibung der für die Photomultiplierauslese und die Datenbehandlung notwendigen Übergabeparameter wird auf den Sourcecode (z.B. pointrun.h) verwiesen.

8.8 Fehlerbehandlung

Alle Funktionen, die zur Ansteuerung mindestens einer der Teleskopmotoren führen, können aufgrund folgender Fehler einen Rückgabewert $\neq 0$ haben:

- die durch die Software erlaubten Bereiche würden überschritten werden (nur Positionierungsprogramme);
- der Endschalter der aktiven Richtung ist eingeschaltet (s. Kap. 5.1);
- die Steuerungsendstufe ist inaktiv (s. Kap. 5.1).

In diesen Fällen werden keine Motorsteuerungsimpulse ausgegeben.

Für eine Fehlerdiagnose steht folgende Funktion zur Verfügung:

int **steer_error_diagnostics**()

Es wird eine verschlüsselte Fehlernummer zurückgegeben, aus der der Zustand der Endstufe und der Endschalter ermittelt werden kann.

Kapitel 9

Kalibration der Teleskopausrichtung

Die Ausrichtung des Teleskops wird während der Datennahme nur durch die Position der Achsen bestimmt. Es existiert zur Zeit keine weitere relevante Online-Kontrolle[1]. Der Tracking-Regelkreis hält im stabilen Betrieb Soll- und Istposition der Achsen auf ± 1 Winkelkodierereinheit $\lambda_{SE} = 0.022°$ in Übereinstimmung. Die Sollposition wird ausschließlich aus den Objektkoordinaten berechnet, es werden keine Online-Korrekturen durchgeführt.

Unter der Annahme, daß die Ausrichtungsfehler reproduzierbar, d.h. nur von den Achsenpositionen und nicht von der Zeit abhängig sind, kann man eine Offline-Kalibration durchführen, um anschließend eine Korrektur der Schauerbilder anzubringen (s. Kap. 4.4).

Für die geometrische Offline-Kalibration sind Sterne natürlich die idealen Objekte. Die Technik, die hier vorgestellt wird, beruht auf einem möglichst kontinuierlichen Abtasten eines Sternbildes mit dem zentralen Pixel, um aus den DC-Strömen der Photomultiplier die Ausrichtung des Teleskops relativ zu dem Stern bestimmen zu können.

Prinzipiell sind zwei Vorgehensweisen möglich:

- Korrektur für das jeweilige Objekt:
  Man wählt Sterne gleicher Deklination δ wie das Objekt, das man beobachten möchte bzw. beobachtet hat, bestimmt die Teleskopausrichtung für ausrei-

[1] Befindet sich ein heller Stern im Gesichtfeld der Kamera, kann die momentane Position auf $\pm\frac{1}{2}$ Pixel bestimmt werden. Im Zeitmittel erhält man eine bessere Auflösung, verliert aber zeitliche Abhängigkeiten.

chend viele Punkte auf der Himmelsbahn, und parametrisiert die so entstandene Korrekturfunktion.

- Globale Korrekturfunktion:
  Man modelliert alle denkbaren Einflüsse und versucht, die Werte des so entstandenen Satzes von Parametern durch eine geschickte Wahl von Sternen möglichst genau zu bestimmen. Die so entstandene Korrekturfunktion ist dann für alle Objekte über den gesamten Himmelsbereich anwendbar.

Beide Vorgehensweisen setzen die Reproduzierbarkeit der Effekte voraus. Mit einer erfolgreichen Durchführung der zweiten Methode kann man dies untermauern.

In diesem Kapitel wird gezeigt, welche geometrischen Einflüsse denkbar sind, und wie sie sich auf die Ausrichtung auswirken. Es werden Techniken vorgestellt, wie die Ausrichtung bestimmt werden kann. Zwei Verfahren zur Analyse der so erhaltenen Daten werden eingeführt. Da die überwiegende Zahl der bisherigen Messungen mit Sternen der Krebsnebelbahn durchgeführt wurde, ist ein Vergleich der Ergebnisse mit dem Modell bisher nur vorläufig. Trotzdem zeigt sich, daß die Modellierung die auftretenden Effekte reproduzieren kann und daher einer einfachen Parametrisierung überlegen ist.

9.1 Bildentstehung II

Ein sphärischer Spiegel ist für achsennahe Strahlen über einen eingeschränkten Winkelbereich winkelabbildend. Seien (x, y) die Koordinaten der Brennebene mit Abstand $f = 4.92$m und (ϑ, φ) die Winkel des einfallenden Strahls bezüglich der optischen Achse, dann gilt für den hier interessierenden Winkelbereich von $\vartheta, \varphi < 2.375°$:

$$x = f \cdot \tan(\vartheta) \approx f \cdot \vartheta, \qquad (9.1)$$

$$y = f \cdot \tan(\varphi) \approx f \cdot \varphi. \qquad (9.2)$$

Sind in Zukunft die Werte von x, y in Grad angegeben, sind sie mit $1/f$ normiert.

Für achsenferne Strahlen entstehen zunehmende Fehler durch die sogenannten Spiegelaberrationen. Das Davies-Cotton-Design gleicht die Fehler eines sphärischen Spiegels zum Teil aus (näheres s. Kap. 10). Das Verhalten der gesamten Spiegelanordnung kann durch eine Punktantwort auf ein unendlich entferntes Objekt (*point spread function, psf*) beschrieben werden. Sie gibt die Lichtintensität in der Brennebene (x, y) wieder, die durch ein paralleles Lichtbündel mit Einfallswinkel (ϑ, φ) erzeugt wird, wobei man noch normiert:

$$\int\int psf_{\vartheta,\varphi}(x, y)\; dx\; dy = 1. \qquad (9.3)$$

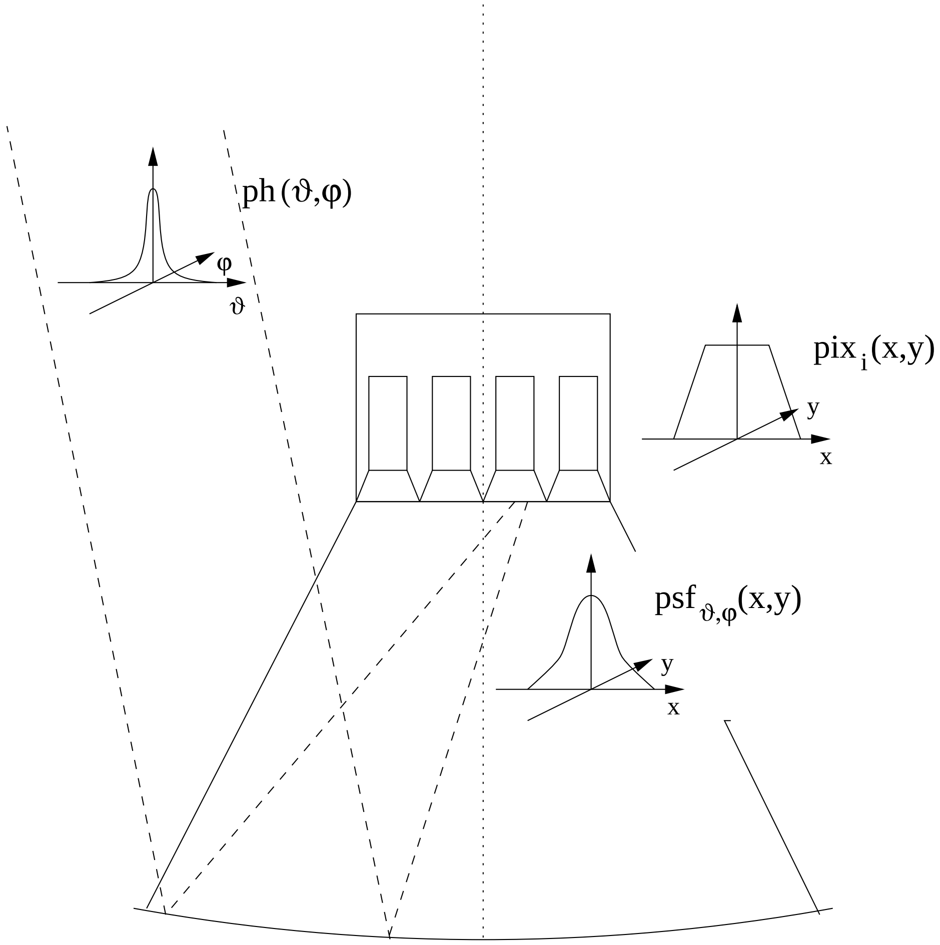

Abbildung 9.1: *Lichtverteilung im Abbildungsweg*

Ihr Maximum wird für das ideale Davies-Cotton-Design durch die Winkelabbildungsfunktion (9.1, 9.2) bestimmt.

Die Kameraebene ist um $b - f = 3\text{mm}$ aus der Brennebene verschoben, um auf die typische Höhe der Schauermaxima von $g = 8\text{km}$ zu fokussieren:

$$b = \frac{gf}{g - f} = 4.923\text{mm}. \tag{9.4}$$

Die psf in der Kameraebene ist also gegenüber der psf der Brennebene leicht aufgeweitet. Der Effekt ist aber kleiner als die Spiegelfehler, der maximale Beitrag kommt aus dem äußeren Spiegelring und beträgt $\approx 0.025°$, während die momentane gemessene psf eine Breite von $\sigma_{psf} = 0.035°$ hat (s. Kap. 10).

Die Bildebene wird durch eine hexagonale Matrix abgetastet, der Abstand der Bildpunkte beträgt $d = 0.245°$ (s. Abb. 3.2). Das Licht fällt entweder direkt auf die Photokathode oder wird über Lichtleiter hineinreflektiert. Das Signal im Photomultiplier entsteht also durch eine Faltung der *Point Spread Function* mit einer Abtastfunktion $pix_i(x, y)$, i Pixelnummer, die wegen der endlichen Reflektivität des Lichtleitermaterials keine Rechteckfunktion ist, sondern abgeflachte Kanten hat. Sie sei per Definition $= 1$, wenn (x, y) direkt auf der entsprechenden Photokathode liegen[2].

Kommt das einfallende Licht nicht von einer Punklichtquelle, muß die Intensität durch eine Photonendichteverteilung in der Spiegelebene beschrieben werden:

$$ph_{x',y'}(\vartheta, \varphi),\ \ x', y' \text{ Koordinaten in der Spiegelebene.}$$

Ist die Photonendichteverteilung über die gesamte Spiegelträgerfläche konstant

$$ph_{x',y'}(\vartheta, \varphi) \to ph(\vartheta, \varphi), \tag{9.5}$$

so gilt für das Signal im Photomultiplier i:

$$I_i = I_{i,0} \int\int d\vartheta\ d\varphi\ ph(\vartheta, \varphi) \int\int dx\ dy\ psf_{\vartheta,\varphi}(x, y)\ pix_i(x, y). \tag{9.6}$$

Für einen Stern gilt:

$$\begin{aligned} ph(\vartheta, \varphi) &= \delta(\vartheta - \vartheta_{star}, \varphi - \varphi_{star}), & (9.7)\\ I_{i,0} &= \int_0^\infty f_\lambda\ E_{i,\lambda}\ d\lambda \qquad \text{[Uns 91]}. & (9.8) \end{aligned}$$

f_λ Strahlungsstrom des Sterns auf der Erdoberfläche
$E_{i,\lambda}$ Empfindlichkeitsfunktion des Photomultipliers[3]und Reflektivität der Spiegel

Bemerkung

Für eine genaue Betrachtung der Abbildung eines Schauers gilt die Näherung (9.5) für $ph_{x',y'}(\vartheta, \varphi)$ nicht mehr, dementsprechend muß auch $psf_{\vartheta,\varphi}(x, y)$ durch

$$\delta(x - f(\vartheta, \varphi, x', y'), y - g(\vartheta, \varphi, x', y')) \tag{9.9}$$

ersetzt werden, das Signal ergibt sich dann zu

$$I_i = I_{i,0} \int\int d\vartheta\ d\varphi \int\int dx'\ dy'\ ph_{x',y'}(\vartheta, \varphi) \int\int dx\ dy\ \delta(x - f, y - g)\ pix_i(x, y). \tag{9.10}$$

[2]Die Empfindlichkeit über die Kathodenfläche wird hier näherungsweise konstant angenommen.
[3]die Auslesekette ist ausreichend linear [Her 96]

9.2 Einflüsse der verschiedenen Geometrieparameter

Das Kamera-KS ist ein kartesisches KS, das durch die Pixelmatrix definiert wird. Es wird von der Kamerarückseite aus betrachtet, sein Ursprung liegt im Mittelpunkt des zentralen Pixels, die x-Achse geht durch den Mittelpunkt eines benachbarten Pixels. Bei idealer Teleskopausrichtung liegt der Ursprung des Kamera-KS gerade auf den Soll-Koordinaten (alt, azm), und die x-Achse ist parallel zur Höhen-Achse ausgerichtet. Im Realfall kann das Kamera-KS verschoben und gedreht sein:

$$\vec{x}' = \vec{x}_0 + D_\epsilon \vec{x}, \tag{9.11}$$

$\vec{x}$ erwartete Position in der Kamera,
$\vec{x}'$ reelle Position,
$\vec{x}_0$ Verschiebungsvektor,
D_ϵ Drehmatrix um Winkel ϵ.

Zunächst werden Ursachen für eine Verschiebung diskutiert, anschließend wird auf resultierende Kamerarotationen eingegangen.

9.2.1 Verschiebung der Kamera

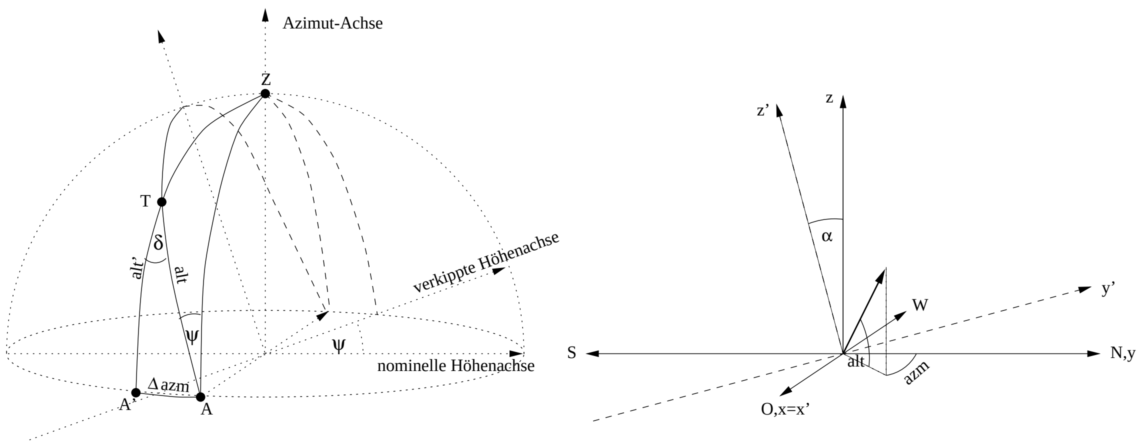

Abbildung 9.2: *Links: Verkippung der Höhenachse um ψ (z.B. relativ zur Azimutachse). Rechts: Verkippung der Azimutachse um α.*

Die Effekte können grob in drei Klassen unterteilt werden:

- konstante Verschiebungen,
- Effekte, die nur von der Stellung der Höhenachse abhängen, und
- Effekte, die von *alt* und *azm* gemeinsam abhängen.

Letzteres kann durch eine Verkippung der Azimutachse verursacht werden und macht das Leben besonders schwierig, da es keine Entkopplung in *alt* und *azm* erlaubt.

Im folgenden werden die Effekte in der Reihenfolge vorgestellt, in der sie bei der Modellierung eingehen müssen. Der Weg lehnt sich an die Darstellung in [Tru 85] an und ist wie folgt:

- aus den Winkelgebern erhält man die Werte für *alt* und *azm* in dem durch die Teleskopachsen definierten KS,
- man ermittelt Transformationen, die diese Werte in das erdfeste alt, azm-System übertragen,
- und vergleicht diese mit den gemessenen Abweichungen der Teleskopausrichtung von der Sollposition.

Der Übersichtlichkeit halber wird auf eine fortlaufende Umindizierung verzichtet, es ist jeweils der vorhergehende Wert einzusetzen.

- Aus den Winkelgebern erhält man

$$alt, azm. \tag{9.12}$$

- Die Justierung der Winkelgeber ist nur auf $\leq 0.05°$ genau möglich:

$$\begin{aligned} alt' &= alt + c_I && (9.13)\\ azm' &= azm + c_{II} && (9.14) \end{aligned}$$

- Die Höhenachse kann um den Winkel ψ gegen die Azimutachse verkippt sein (s. Abb. 9.2 a):

$$\begin{aligned} alt' &= \arcsin(\cos(\psi)\sin(alt)) && (9.15)\\ azm' &= azm + \arctan(\sin(\psi)\tan(alt)) && (9.16) \end{aligned}$$

- Die Azimutachse kann gegen die Vertikale verkippt sein ($\leq 0.02°$). Dies wird durch eine Drehung der Azimutachse mit Winkel α um die x-Achse beschrieben, die nach einer Drehung des KS mit Winkel β um die Azimutachse aus dem Teleskopsystem hervorgeht (s. Abb. 9.2 b, hier $\beta = 0°$):
  - Einheitsvektor im Teleskop-KS:
$$x = \cos(alt)\cos(azm) \tag{9.17}$$
$$y = \cos(alt)\sin(azm) \tag{9.18}$$
$$z = \sin(alt) \tag{9.19}$$
  - Rotation:
$$\vec{x}' = D\vec{x}, \tag{9.20}$$
$$D = D_{z,\beta} \cdot D_{x,\alpha} \cdot D_{z,-\beta} \tag{9.21}$$
  - Rücktransformation in alt, azm:
$$alt = \arcsin(z') \tag{9.22}$$
$$azm = \begin{cases} \arccos(x/\cos(alt)) & , \quad y \geq 0, \\ 360° - \arccos(x/\cos(alt)) & , \quad y < 0. \end{cases} \tag{9.23}$$
- Die Kamera kann auf den Masten versetzt angebracht sein bzw. die Masten sind um einen konstanten Wert gegen die optische Achse versetzt:
$$alt' = alt + c_{III} \tag{9.24}$$
$$azm' = azm + c_{IV}/\cos(alt), \quad alt \leq 85°, \tag{9.25}$$
(s. Kap. 4.1, lokales kartesisches KS).
- Die flexiblen Masten können aufgrund des Kameragewichts durchbiegen ($\leq$ 1/2 Pixel = 0.12°). Auch kann der gesamte Spiegelträger auf der anderen Seite der Höhenachse eine Verformung verursachen. Beide Effekte zeigen die gleiche Funktionalität. Die Strecke d, die sich ein Balken aufgrund einer Kraft $\vec{F}$ durchbiegt, die senkrecht zum Balken wirkt, beträgt [Sto 94]:
$$d = \frac{1}{3} l^3 \frac{F}{E \cdot J} \tag{9.26}$$
(l Länge des Balkens, E Elastizitätsmodul, J Flächenträgheitsmoment), ist also linear von $|\vec{F}|$ abhängig. Damit wirkt sich die Durchbiegung folgendermaßen aus:
$$alt' = alt - c_V \cos(alt), \quad c_V \geq 0, \tag{9.27}$$
$$azm' = azm. \tag{9.28}$$

- Die sichtbare Position des Sterns wird durch die Lichtbrechung in der Atmosphäre verändert. Das kann man entweder in die Positionsberechnung des Sterns miteinbeziehen, oder man modelliert es hier mit. Bis jetzt wurden nur Sterne mit $alt \geq 45°$ ausgemessen, d.h. der Einfluß der Lichtbrechung ist vernachlässigbar (s. Kap. 4.4.1). Bei größeren Zenitwinkeln muß man sie aber berücksichtigen (zur Funktionalität s. Gl. 4.39).

Man erhält auf diese Weise einen Satz von acht Parametern, von denen sieben unabhängig sind - von c_I und c_{III} kann in der Praxis nur die Summe bestimmt werden.

Das Ergebnis ist eine Umrechnung, die aus den Achsenpositionen die alt, azm-Koordinate ermittelt, auf die das Teleskop wirklich ausgerichtet ist. Um eine Online-Korrektur zu bekommen, müßte man die Umkehrfunktion ermitteln und in die Steuerungssoftware einbauen.

Für die Offline-Korrektur ist der Verschiebungsvektor zwischen den Kamera-KS-Ursprüngen gesucht. Dieser kann an dieser Stelle näherungsweise in alt, azm-Koordinaten ausgedrückt werden, da die auftretenden Verkippungswinkel ψ und α klein sind, so daß die dadurch auftrtetende Rotation zwischen den beiden alt, azm-KS bis $alt = 85°$ klein ist.

Da das lokale alt, azm-Koordinatensystem bis $alt = 85°$ für die auftretenden Winkel außerdem kartesisch ist, erwartet man für den Verschiebungsvektor $\vec{\Delta}_{alt,azm}$

$$\Delta alt = alt' - alt \quad \text{und} \tag{9.29}$$

$$\Delta azm = (azm' - azm) \cdot \cos(alt). \tag{9.30}$$

9.2.2 Kamera-Rotation

Nicht zu verwechseln sind die im folgenden behandelten Probleme mit der Bildfeldrotation (s. Kap. 4.2.2), die die kontinuierliche Drehung des Himmelsbildes in der Kamera beschreibt.

Eine Rotation zwischen dem alt, azm-KS und dem Kamera-KS kann durch folgende Effekte bewirkt werden:

1. Eine konstante Rotation um den Winkel $\epsilon_1 = \gamma$ kann aufgrund des Einbaus auftreten.

2. Durch eine Fehljustierung der Höhenachse um ψ beträgt die Rotation bezüglich des neuen alt, azm-KS (s. Abb. 9.2 a)

$$\epsilon_2' = \delta - \psi, \tag{9.31}$$

$$\delta \quad = \quad \arctan(\frac{\tan(\psi)}{\cos(alt)}). \qquad (9.32)$$

ϵ_2 bis zu 90° betragen (s. Kap. 4.4.2). Die Drehung zwischen den beiden Kamera-KS liegt aber nur bei

$$0^\circ \leq \epsilon_2 \leq \psi \quad \text{(im Zenit)}. \qquad (9.33)$$

3. Durch eine Verkippung der Azimutachse um α liegt die Rotation bzgl. des neuen alt, azm-KS bei

$$0^\circ \leq \epsilon_3' \leq \delta - \alpha, \quad \delta \text{ wie oben}. \qquad (9.34)$$

Analog liegt die Drehung zwischen den Kamera-KS nur bei

$$0^\circ \leq \epsilon_3 \leq \alpha \qquad (9.35)$$

Die Kamerarotation beträgt also maximal

$$\epsilon_{max} = \gamma + \psi + \alpha. \qquad (9.36)$$

Da aus den Ergebnissen der Verschiebung folgt, daß α und ψ weniger als 0.1° betragen, sind ihre Beiträge hier nicht meßbar. Kann man aus der Modellierung aber Werte für ψ und α erhalten, könnte man daraus die resultierende Rotation berechnen. Für die bisherigen Messungen kann ein nennenswerter Beitrag nur von γ kommen.

9.3 Meßablauf, Rohdatenanalyse

Wäre die *Point Spread Function* groß gegen die Pixelgröße, könnte das Bild eines Sterns mit einer einzigen Messung abgetastet werden. Aus dem Maximum der Funktion erhielte man die Position des Sterns in der Kamera und damit die momentane Teleskopausrichtung. Wäre die psf dagegen sehr klein gegen die Pixelgröße, würde man einfach eine sehr kleine Lochmaske auf das zentrale Pixel setzen und mit einem schlauen Algorithmus das Teleskop so lange suchen lassen, bis der Stern gesehen wird.

9.3.1 Pointruns

In der Praxis liegt die Größe der psf zwischen diesen Extremwerten. Die Anforderung an die Optik ist nur, daß die psf kleiner als die Pixelgröße sein soll (s. Kap. 3.3).

Sie muß also - ob mit oder ohne Blende - möglichst vollständig abgetastet werden, um aus der Messung die Lage des Schwerpunktes der psf möglichst gut rekonstruieren zu können. Die Messung besteht also aus der möglichst dichten Abtastung eines Fensters um die Sternposition herum.

Diese sogenannten *„Pointruns“* werden auf zwei Arten durchgeführt:

- Das Teleskop befindet sich im Tracking-Modus, die Sollkoordinaten werden nacheinander entsprechend einem ra, δ-Gitter eingestellt:

$$(ra + s\frac{n_{ra}}{n/2} \quad , \quad \delta + \frac{s\frac{n_\delta}{n/2}}{\cos(\delta)}) \tag{9.37}$$

ra, δ	Koordinaten des Sterns
s	Fenstergröße (in Grad)
n	Zahl der Punkte pro Koordinate
n_{ra}, n_δ	Gitterkoordinate mit $-n/2 \leq n_{ra} \leq n/2$ und $-n/2 \leq n_\delta \leq n/2$

Sobald die Koordinaten erreicht sind, werden CPU-Uhrzeit und DC-Ströme aller Photomultiplier ausgelesen. Dieses Verfahren kostet viel Zeit, da der Tracking-Algorithmus auf stabiles Tracking eines Objekts über einen längeren Zeitraum optimiert ist. Zur Beschleunigung wurde bei vielen Runs die Toleranzgrenze zum Erreichen der Sollkoordinate auf mehrere Winkelkodierer-Einheiten ($0.022°$) heraufgesetzt.

- Seit einiger Zeit sind die Pointruns auf ein alternatives Verfahren umgestellt worden. Das Fenster wird jetzt durch azimutale Scanlinien abgedeckt. Die Anfangskoordinaten der Scanlinien errechnen sich nach

$$(azm - \frac{s}{\cos(alt)} \quad , \quad alt + s \cdot \frac{n_{alt}}{n/2}) \tag{9.38}$$

azm, alt	Koordinaten des Sterns zum Zeitpunkt des Beginns der Scanlinie
s	Fenstergröße (in Grad)
n	Zahl der Scanlinien
n_{alt}	Nummer der Scanlinie mit $-n/2 \leq n_{alt} \leq n/2$

Die Scanlinien werden mit der gleichen Kamerageschwindigkeit abgefahren, die Frequenz des Azimut-Motors berechnet sich nach

$$\nu_{azm} = \frac{\nu_{max}}{\cos(alt)} \tag{9.39}$$

CPU-Uhrzeit und DC-Ströme aller Photomultiplier werden ausgelesen, sobald sich ein Winkelkodiererwert ändert. Um die Dauer der Pointruns zu verringern, beträgt die Toleranz für das Erreichen der Startposition der Scanlinien zur Zeit ± 2 Winkelkodierer-Einheiten.

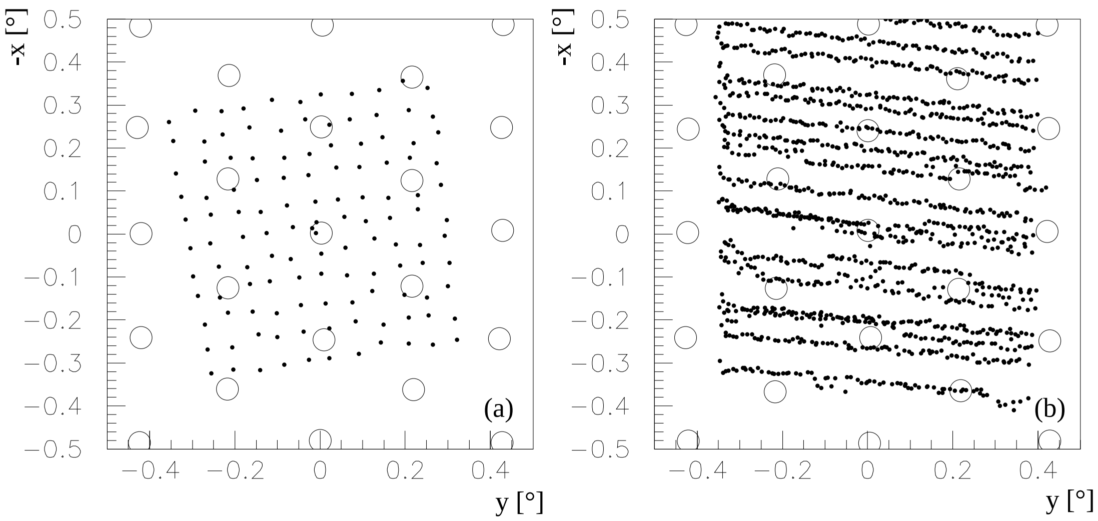

Abbildung 9.3: *Erwartete Positionen des Sterns in der Kamera. (a) für einen ra, δ-Pointrun. Das Gitter ist um die Bildfeldrotation gegen das Kamerasystem gedreht. (b) für einen Pointrun aus azimutalen Scanlinien. Die Linien sind um* $\arctan(\frac{\Delta alt}{s})$ *gegen das Kamerasystem gedreht (s. Text). Die Kreise symbolisieren die Pixelzentren.*

In Abb. 9.3 sind die erwarteten Positionen des Sterns in der Kamera $\vec{s}_i$ für Idealbedingungen (keine Kamerarotation, kein Kameraversatz) für jeweils einen Beispielrun dargestellt. Das ra, δ-Gitter in Abb. 9.3 a ist um die Bildfeldrotation gegen das Kamera-KS gedreht. Die azimutalen Scanlinien in Abb. 9.3 b sind gegenüber dem Kamera-KS um $\arctan(\frac{\Delta alt}{s})$ gedreht, wobei Δalt die Änderung der alt-Koordinate über die Dauer einer Scanlinie ist.

9.3.2 Datensample

Die beiden Abbildungen stellen ideale Pointruns dar. Um eine ausreichende Statistik für eine komplette Korrekturfunktion bekommen zu können, wurden auch Runs aus den Entwicklungsphasen in das Datensample aufgenommen. Jeder Run wurde einzeln darauf überprüft, ob mindestens eine der Analysemethoden anwendbar erschien. Eine Beurteilung der Qualität der Runs kann häufig durch starke Abweichung der Ergebnisse der unterschiedlichen Analysemethoden gewonnen werden.

Stern	δ	V [mag]	Art	ohne Blende		mit Blende	
				#	$I_{max}[\mu A]$	#	$I_{max}[\mu A]$
μ Pegasi	24.57°	3.48	ra, δ	25	8.0		
β Pegasi	28.05°	2.42	ra, δ	8	12.0		
ζ Tauri	21.15°	3.00	azm-scans	8	37.0	1	14.5
θ Aurei	37.21°	2.62	azm-scans			4	17.5

Tabelle 9.1: *Übersicht aller bisher ausgewerteter Pointruns. Drei der vier Sterne haben krebsnebelähnliche Deklination* ($\delta_{Crab} = 22.01°$).

Die meisten Pointruns wurden unter normalen Datennahmebedingungen genommen, d.h.

- Standard-HV-Verteilung an den Photomultipliern,
- voll geöffnete Kamera (keine Blende),
- mondlose Nacht.

Der Ruhestrom der Photomultiplier (d.h. ohne Stern) ist typischerweise kleiner als 1 μA. Um Pointruns unter denselben HV-Einstellungen auch bei Mondschein durchführen zu können, wurde für diese Runs eine Platte vor die Kamera montiert, die die zentralen sieben Pixel mit kreisförmigen zentrierten Blendenöffnungen mit Durchmesser $\o = 6$mm ($\hat{=}$ 0.07°) versieht. Graufilter vor den Blenden waren nicht nötig. Die Blendenöffnungen befinden sich in einem Abstand von 3 mm vor der Kameraebene, so daß bei diesen Messungen die tatsächliche psf abgetastet wird (s. Kap. 10). Eine Zusammenfassung aller bisher ausgewerteten Pointruns gibt Tab. 9.1.

Ein Datensatz für einen Pointrun besteht aus dem Namen des Sterns, seinen für die Positionierung verwendeten Koordinaten, und einer Sequenz von Winkelkodiererwerten, Uhrzeit und DC-Strömen aller Photomultiplier.

9.3.3 Rohdatenanalyse

Die Koordinaten der Sterne wurden offline durch lineare Interpolation der Koordinaten der Epochen 1994.5, 1995.5 und 1996.5 [Alm 94-96] auf den jeweiligen Monat korrigiert. Man erhält dadurch die um die Präzession der Erde korrigierten Koordinaten.

In einer Voranalyse werden die DC-Ströme um die Ruheströme korrigiert. Die Verteilung der DC-Strommessungen wird für jedes Pixel separat bestimmt, das Maximum der Verteilung als Ruhestrom angenommen (bei den meisten Einzelmessungen befindet sich der Stern außerhalb des Pixels). Die Breite der Ruhestromverteilung beträgt weniger als zwei ADC-Bins, dieser Wert wird auch zur Unterdrückung von Ausläufern der psf abgezogen (s. Kap. 9.4.1).

$$I = 220\text{nA} \cdot (x - p), \tag{9.40}$$

$$x \;\; \text{ADC-Bin},$$
$$p = x(\max_{Pointrun}(Entries(x))) + p_0. \tag{9.41}$$

Im allgemeinen ist $p_0 = 2$.

Für die Analysemethode aus Kap. 9.5 wurden außerdem alle Beiträge von weiteren Sternen im Gesichtsfeld der Kamera unterdrückt. Ein Verstärkungsabgleich der verschiedenen Photomultiplier war nicht nötig (s. auch Kap. 9.5).

9.4 Einzelpixelanalyse

9.4.1 Ermittlung des Verschiebungsvektors

Seien

$$\begin{aligned} se_1 &= azm(ra, \delta, t) + O_1 \\ se_2 &= alt(ra, \delta, t) + O_2 \end{aligned} \tag{9.42}$$

die aktuellen Winkelkodierer-Positionen (die Offsets O_1 bzw. O_2 sind technische Details, sie ermöglichen die Justierung auf 0.05°, s. Kap. 9.2.1). Mit Index i werden alle Koordinaten versehen, die zum Zeitpunkt t_i der Messung i in einem Pointrun aktuell sind. Seien weiterhin $\vec{se}^{s,i} = (se_1^{s,i}, se_2^{s,i})$ die Winkelkodierer-Werte, die gemäß Gln. 9.42 aus den Sternkoordinaten berechnet werden, und $\vec{se}^{r,i} = (se_1^{r,i}, se_2^{r,i})$ die Winkelkodierer-Positionen, unter denen der Stern tatsächlich im Zentrum der Kamera zu beobachten wäre. Die Annahme ist, daß der Differenzvektor $\Delta\vec{se}^r = (\Delta se_1^r, \Delta se_2^r)$ für die Dauer eines Pointruns konstant bleibt:

$$\vec{se}^{r,i} = \vec{se}^{s,i} + \Delta\vec{se}^r. \tag{9.43}$$

Ein Messpunkt wird im Abstand $\Delta\vec{se}^i$ von der nominellen Sternposition genommen. Die Winkelkodiererwerte sind demzufolge:

$$\vec{se}^i = (se_1^i, se_2^i) = \vec{se}^{s,i} + \Delta\vec{se}^i. \tag{9.44}$$

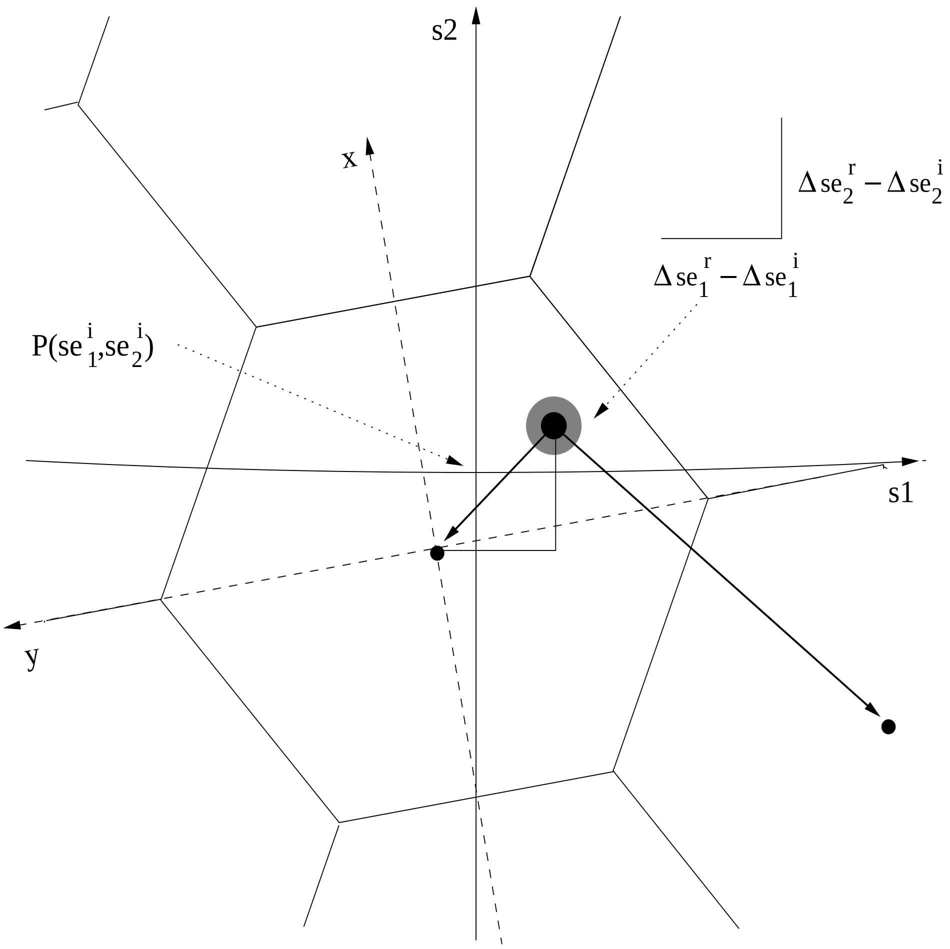

Abbildung 9.4: *Koordinatensysteme. x,y: kamerafestes KS. $s1, s2$: durch die Teleskopachsen in der Kamera aufgespanntes KS.*

Sei (x, y) das Koordinatensystem, das durch die Pixelanordnung der Kamera festgelegt ist und $(s1, s2)$ das Koordinatensystem, das durch die Winkelabbildung der Teleskopachsen in der Kameraebene aufgespannt wird (s. Abb. 9.4). Der Differenzvektor zwischen den KS-Ursprüngen ist wegen Gl. 9.43 konstant. Das Signal im zentralen Photomultiplier ist dann

$$\begin{aligned} I_0(\Delta\vec{se}^i) &= I_{00} \int d\vec{s}\; \delta(\vec{s} - (\Delta\vec{se}^r - \Delta\vec{se}^i)) \int d\vec{x}\; psf_{\vec{s}}(\vec{x})\; pix_0(\vec{x}) \\ &= I_{00} \int d\vec{x}\; psf_{\Delta\vec{se}^r - \Delta\vec{se}^i}(\vec{x})\; pix_0(\vec{x}). \end{aligned} \tag{9.45}$$

In Abb. 9.5 a ist für den Run aus Abb. 9.3 b I_0 gegen $\Delta\vec{se}^i$ aufgetragen, wobei das

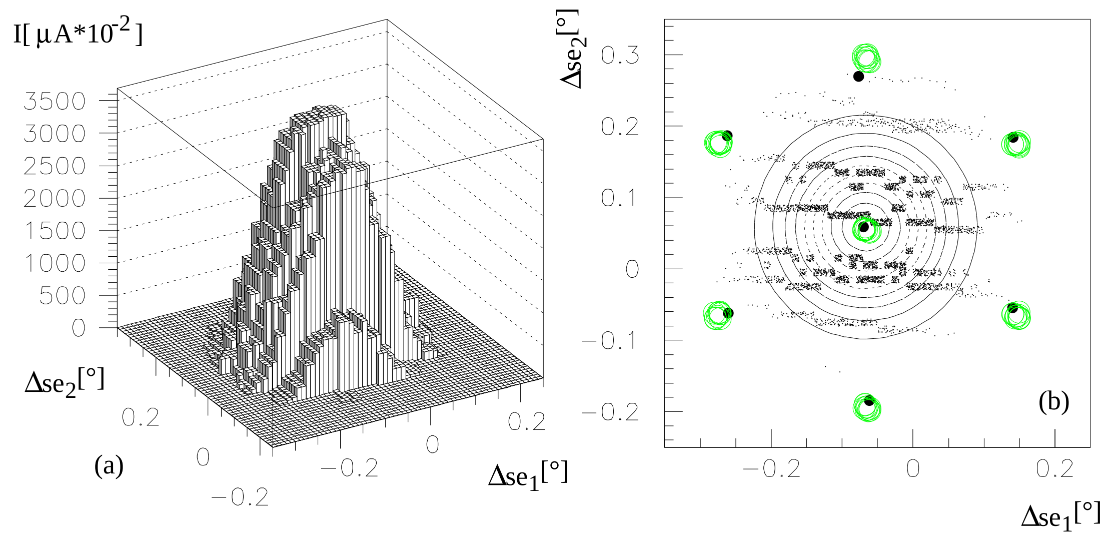

Abbildung 9.5: *(a) Strom im zentralen Pixel gegen den Versatz des Teleskops zur erwarteten Sternposition (Koordinatensystemkorrektur s. Text). Zur besseren Darstellung werden die Bins zwischen den echten Meßpunkten jeweils duch das Ergebnis der am nächsten liegenden Messung aufgefüllt. In dieser Darstellungsart erkennt man auch sofort, ob ein Pixel die Point Spread Function nicht komplett abgetastet hat. (b) Dieselbe Messung in einer anderen Darstellung. Die kleinen Stufen der Scanlinien kommen durch die Darstellung zustande, größere Stufen durch Umschalten des Winkelkodierers an der Höhenachse. Die konzentrischen Kreise sind Höhenlinien (10%..90%) des dreidimensionalen Gaußfits für das zentrale Pixel. Die gefüllten bzw. offenen Kreise stellen die gemessenen bzw. erwarteten Positionen des inneren Pixelrings dar.*

Koordinatensystem in ein kartesisches korrigiert wurde. Der Fehler in der Unsicherheit von alt ist von höherer Ordnung (s. Kap. 4.1).

1. Näherung

- Die psf ändert ihre Form in der Kamera über das gesamte Pointrunfenster nicht;
- die psf ist (mindestens) punktsymmetrisch;
- die Pixeloberflächenfunktion pix ist ebenfalls punktsymmetrisch.

Dann ist I_0 ebenfalls punktsymmetrisch mit Symmetriezentrum $\Delta\vec{se}^r$. Man kann also durch Schwerpunktsbildung den gesuchten Vektor ermitteln.

2. Näherung

- Die psf entspricht einer zweidimensionalen Gaußverteilung;
- die pix kann ebenfalls durch eine zweidimensionale Gaußverteilung genähert werden.

Dann ist I_0 ebenfalls eine Gaußkurve mit Mittelpunkt $\Delta\vec{se}^r$, der durch einen zweidimensionalen Gaußfit bestimmt werden kann. Dieses Verfahren ist insbesondere für Pointruns mit Blende voll ausreichend.

weitere Näherungen

- Die Pixelfunktion wird durch eine Lochmaske mit Durchmesser $\o = 0.245°$ (Pixelabstand) oder $\o = 0.257°$ (flächengleich mit Pixel) genähert.
- Unter der Annahme, daß ϵ (die Kamerarotation) klein ist, kann die reelle hexagonale Pixeloberflächenfunktion genommen werden.

Für die vorliegende Analyse wurden nur die ersten beiden Näherungen benutzt, man erreicht damit für das vorliegende Datenmaterial ausreichende Genauigkeit.

Um Asymmetrien der psf zu unterdrücken, die sich in erster Linie in Ausläufern zeigen, wurde eine relativ starke Ruhestromunterdrückung gewählt ($p_0 = 2$, s. Gl. 9.41).

Der Vergleich der beiden angewendeten Methoden liefert für die ermittelten Koordinaten (x/y) jeweils mittlere Abweichungen von $0.003°/0.0025°$, RMS von $0.010°/0.008°$ und maximale Abweichungen von $0.028°/0.025°$. Letztere traten bei unvollständigen Runs auf, hier ist der Gaußfit sicherlich überlegen.

Für den Fall, daß die Kamerarotation ϵ klein ist, beträgt der gesuchte Verschiebungsvektor für das Kamerabild

$$\vec{x}_0 \approx \Delta\vec{se}^r. \tag{9.46}$$

Der Fehler für diese Näherung ist

$$dx \leq |\Delta\vec{se}^r| \cdot \epsilon, \tag{9.47}$$
$$dy \leq |\Delta\vec{se}^r| \cdot \epsilon, \tag{9.48}$$

d.h. für $|\Delta\vec{se}^r| \leq 0.2°$ ist ein nennenswerter Fehler erst ab $\epsilon \geq 3°$ zu erwarten.

9.4.2 Kamerarotation

Die Kamerarotation δ selber kann nur mit Hilfe äußerer Pixel abgeschätzt werden. Da die Dejustierung des Teleskops a priori unbekannt war, wurde die Fenstergröße oft so groß gewählt, daß zumindest einige der Pixel des innersten Pixelrings einigermaßen vollständig überdeckt waren. Analog zum zentralen Pixel können die weiteren Verschiebungsvektoren durch Gaußfits gewonnen werden (s. Abb. 9.4). In Abb. 9.5 b sind die Endpunkte der Vektoren als gefüllte Kreise dargestellt, die offenen Kreise zeigen die mit $\vec{x}_0 = \Delta s \vec{e}^r$ und $\epsilon = 0°$ erwarteten Positionen.

Die bisherigen Ergebnisse sind mit

$$\delta = 0° \pm \Delta\delta \tag{9.49}$$

verträglich, wobei der Fehler $\Delta\delta$ ca. 3° beträgt.

Übertragung in das alt, azm-Koordinatensystem

Für den Vergleich mit dem Modell benötigt man den Verschiebungsvektor in alt, azm-Koordinaten. Da die Rotation zwischen Teleskopachsen-KS und alt, azm-KS aber maximal $\psi + \alpha$ beträgt (siehe die Diskussion am Ende von Kap. 9.2.1), ist der Unterschied vernachlässigbar.

Bevor die Ergebnisse aller Runs mit dem Modell verglichen werden, wird noch eine alternative Methode zur Auswertung der Daten vorgestellt.

9.5 Schwerpunktsmethode

Die Nachteile der oben vorgestellten Analyse sind:

- wenn das zentrale Pixel nicht vollständig abgedeckt ist, wird das Ergebnis schnell schlechter;

- bis zu 80% der Daten eines Runs bleibt unbeachtet - nämlich die Information der benachbarten Pixel.

Deswegen wird hier noch eine alternative Analysemethode vorgestellt, die diese Nachteile unterdrückt; dafür hat sie natürlich andere.

9.5.1 Ermittlung des Verschiebungsvektors

Wie bereits in der Einleitung zu diesem Kapitel erwähnt, könnte die Position eines Sterns in der Kamera mit einer einzigen Messung bestimmt werden, wenn die psf groß gegen die Pixelgröße wäre. Aber auch bei einer kleineren psf liefert der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung in den Pixeln das richtige Ergebnis, wenn das Sternbild

- genau im Zentrum eines Pixels,
- auf dem Berührpunkt dreier benachbarter Pixel, oder
- auf dem Schnittpunkt der Verbindungslinie zweier Pixelmittelpunkte mit dem Pixelrand liegt.

Bewegt sich das Sternbild z.B. auf dieser Verbindungslinie, so liefert die Rekonstruktion auf dem Pixelmittelpunkt zunächst den richtigen Wert, wird dann solange einseitig verschoben, bis die psf auch das benachbarte Pixel trifft, und kehrt wieder zu dem richtigen Wert zurück, sobald das Sternbild auf dem Pixelrand liegt. Aus Symmetriegründen ergibt sich auf diese Weise bei einer ausreichenden statistischen Verteilung der Scanpunkte in allen Pixeln eine um den wahren Wert zentrierte Verteilung.

Die Rekonstruktion des Sternbildes erfolgt für jeden Meßpunkt i durch Schwerpunktsbildung

$$\vec{s}_i = \sum_{n=0}^{270} I_n \cdot \vec{p}_n \;/\; \sum_{n=0}^{270} I_n \tag{9.50}$$

I_n Strom in Pixel n
$\vec{p}_n$ Ort des Mittelpunktes von Pixel n im Kamera-KS

In Abb. 9.6 a sind die rekonstruierten Sternpositionen für den Run aus Abb. 9.3 b aufgetragen. Die Scanlinien sind klar erkennbar. Die Punkte sind erwartungsgemäß in der Nähe der Pixelzentren angehäuft.

In Abb. 9.6 b sind die Verschiebungsvektoren

$$\vec{\Delta}_i = \vec{r}_i - \vec{s}_i \tag{9.51}$$

$\vec{s}_i$ erwartete Sternposition für $\vec{x}_0 = 0$, $\epsilon = 0$

für alle Meßpunkte gezeichnet. Da dieser Run eine sehr gute Statistik hat (> 1000 Meßpunkte), wird die Pixelstruktur abgebidet, wie erwartet in einer deformierten

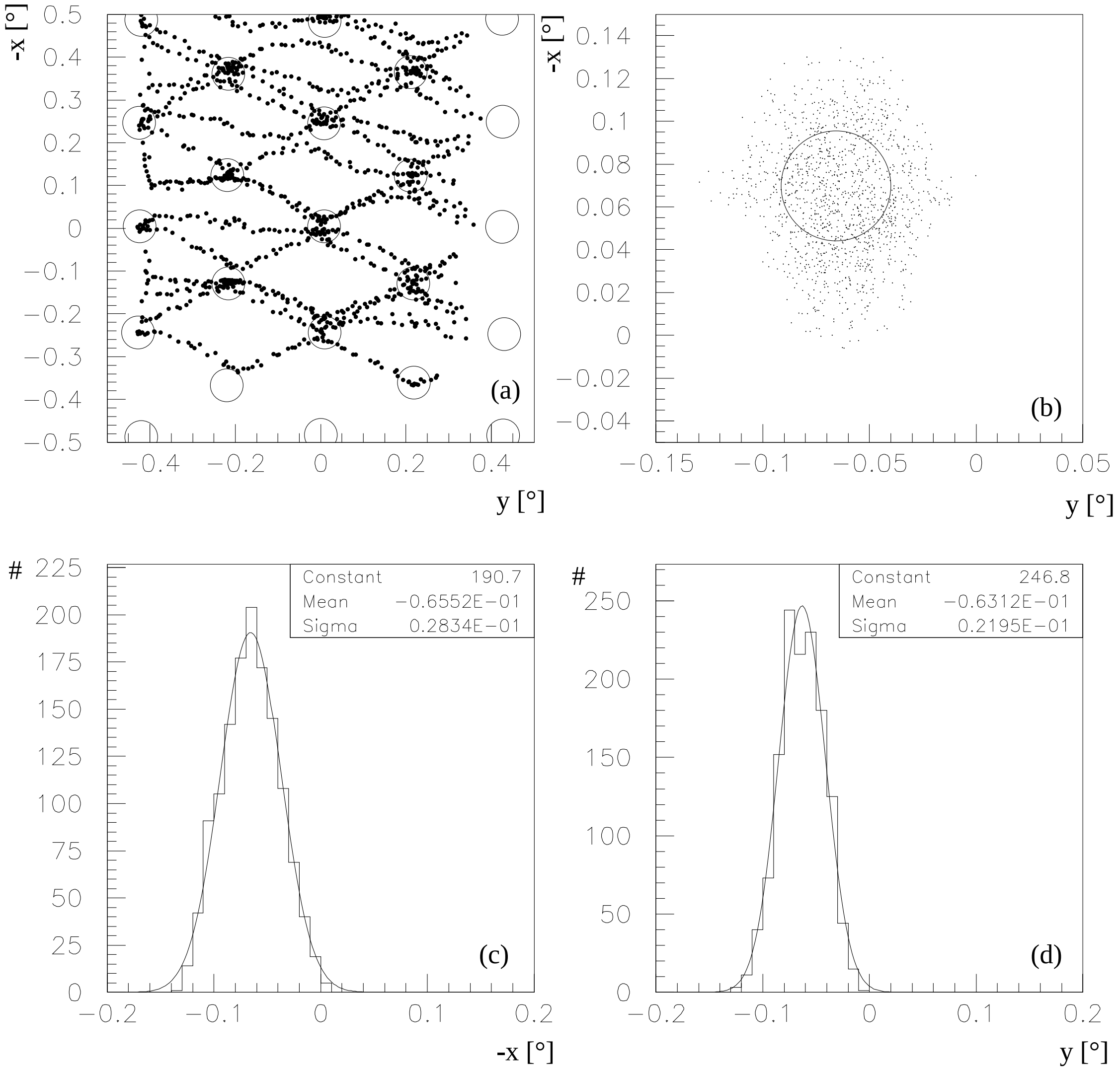

Abbildung 9.6: *Schwerpunktsmethode. (a) Rekonstruierte Scanlinien für den Run aus Abb. 9.3 b. Man kann die einzelnen Scanlinien trennen. Die Anhäufung der rekonstruierten Positionen in der Nähe der Pixelzentren ist erwartet. (b) Die Verschiebungsvektoren für jeden einzelnen Meßpunkt. Die hexagonale Pixelstruktur wird abgebildet. Der Kreis soll die Maßstabsänderung zu (a) verdeutlichen. (c) und (d) Projektionen der Verteilung (b) auf x- und y-Achse des Kamera-KS. Beide Verteilungen lassen sich durch Gaußkurven beschreiben. Das Kamerabild ist um die Mittelwerte in x- bzw. y-Richtung verschoben.*

Struktur[4]. In Abb. 9.6 c und d sind die Projektionen dieser Verteilung auf die x- und y-Achse des Kamera-KS abgebildet. Sie lassen sich gut durch Gaußkurven beschreiben. Die Breite der Verteilungen ist ein inverses Maß für die Breite der psf in der jeweiligen Koordinate, jedoch aufgrund der unterschiedlichen Geometrie in jeweils unterschiedlicher Form.

Das Kamerabild ist um den Vektor

$$\vec{x}_0 \approx \vec{\Delta}_{mean,Gaußfit} \tag{9.52}$$

gegenüber dem Himmelsbild verschoben.

9.5.2 Einfluß der Kamerarotation

Die obige Analyse setzt voraus, daß die Kamerarotation $= 0°$ ist. Falls dies nicht der Fall sein sollte, sind die rekonstruierten Sternpositionen in einem gedrehten KS gemessen. Vernachlässigt man diese Drehung, macht man folgenden Fehler:

- Alle Vektoren oberhalb der y-Achse erhalten einen zu großen, alle unterhalb einen zu kleinen y-Wert; analog x. Sind die Vektoren symmetrisch verteilt, verbreitert sich nur die Verteilung von $\vec{\Delta}_i$. Bei unsymmetrischer Verteilung - die wegen der Fehlpositionierung immer zu erwarten ist - ändert sich auch der Mittelwert $\vec{\Delta}_{mean,Gaußfit}$.

In Abb. 9.7 sind die Breiten $\sigma_{Gaußfit}$ der Gaußfits gegen eine in der Rekonstruktion angenommene Kamerarotation aufgetragen (gefüllte Symbole). Sie sollten bei der realen Kamerarotation ein Minimum haben. Die Bestimmung von ϵ auf diese Weise ist, wie schon in Kap. 9.4.2, nur auf einige Grad genau.

Die offenen Symbole in Abb. 9.7 zeigen die Abweichungen von $\vec{\Delta}_{mean,Gaußfit}$ gegen den bei 0° gemessenen Wert. Bei $|\epsilon| \geq 2°$ wird dieser Fehler relevant.

Auch bei diesen Analysen ist die Kamerarotation mit 0° verträglich.

Fehlerquellen, Vergleich der Ergebnisse mit der Einzelpixelanalyse

Die in diesem Kapitel vorgestellte Analyse benötigt eine ausreichende statistische Verteilung der Meßpunkte in den Pixeln. Ein systematischer Fehler kann auftreten, wenn die Scanlinien parallel zu einer Gitterebene des hexagonalen Pixelmusters

[4] daß das Bild nicht die erwartete $D_{60°}$-Symmetrie aufweist, liegt evtl. an einer deformierten psf

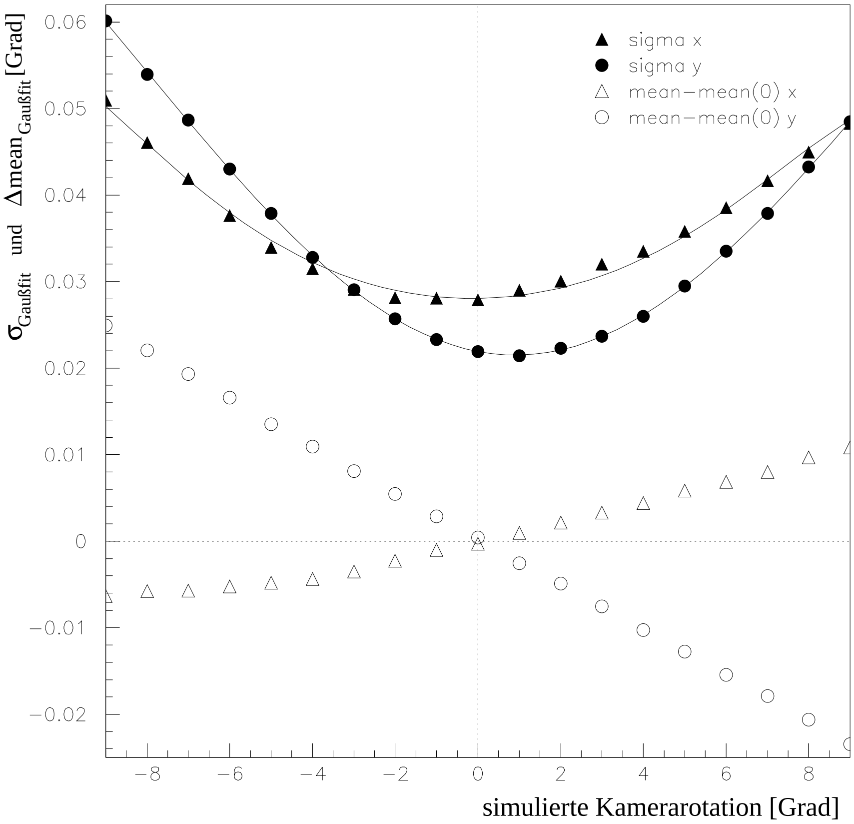

Abbildung 9.7: *Einfluß der Kamerarotation auf die Rekonstruktion für den Beispielrun aus Abb. 9.6. Für $\sigma_{Gaußfit}$ sind Polynomfits eingezeichnet. Weitere Erläuterungen s. Text.*

verlaufen und ihr Abstand ein Vielfaches bzw. einen ganzzahligen Bruchteil der dazugehörigen Gitterkonstante beträgt.

Dieser Fehler ist aber, wenn er auftritt, mit den Fehlerquellen der Einzelpixelanalyse (im wesentlichen eine nicht vollständige Überdeckung des zentralen Pixels) unkorelliert.

Praktisch ungeeignet ist die Schwerpunktsrekonstruktionsmethode für Pointruns mit Blende.

Der Vergleich der Ergebnisse mit den Resultaten aus der Einzelpixelanalyse liefert für die Koordinaten x/y jeweils

- mittlere Abweichungen von $0.002°/-0.005°$,
- RMS von $0.008°/0.009°$, und
- maximale Abweichungen von $0.020°/0.031°$.

Übertragung in das alt, azm-Koordinatensystem

Die Betrachtung aus Kap. 9.4.2 gilt analog.

9.6 Vergleich der Ergebnisse mit dem Modell

In Abb. 9.8 sind die Ergebnisse aller bisher ausgewerteten Pointruns gezeigt. Die Meßpunkte wurden wie folgt berechnet:

- als Absolutposition des Teleskops in alt und azm wurde der Mittelwert von den beiden in dem jeweiligen Pointrun berührten Extremwerten genommen, die Fehlerbalken spiegeln die Dauer eines Pointruns wieder:

$$\begin{aligned} alt &= (\min_{Pointrun}(alt_i) + \max_{Pointrun}(alt_i)) \;/\; 2 && (9.53) \\ err_{alt} &= \max_{Pointrun}(alt_i) - alt && (9.54) \\ azm &= (\min_{Pointrun}(azm_i) + \max_{Pointrun}(azm_i)) \;/\; 2 && (9.55) \\ err_{azm} &= \max_{Pointrun}(azm_i) - azm && (9.56) \end{aligned}$$

- als Verschiebungsvektor wurde der Mittelwert der beiden vorgestellten Analysemethoden genommen, als Fehlerbalken die Differenz beider Ergebnisse[5]:

$$\begin{aligned} \Delta alt &= (\Delta se_1^{Gaußfit,Einzelpixel} + \Delta se_1^{Gaußfit,Schwerpunkt}) \;/\; 2 && (9.57) \\ \Delta azm &= (\Delta se_2^{Gaußfit,Einzelpixel} + \Delta se_2^{Gaußfit,Schwerpunkt}) \;/\; 2 && (9.58) \\ err_{\Delta alt} &= \Delta se_1^{Gaußfit,Einzelpixel} - \Delta se_1^{Gaußfit,Schwerpunkt} && (9.59) \\ err_{\Delta azm} &= \Delta se_2^{Gaußfit,Einzelpixel} - \Delta se_2^{Gaußfit,Schwerpunkt} && (9.60) \end{aligned}$$

[5] aus diesem Grund zeigen die Messungen mit Blende wegen der schlechten Schwerpunktsanalyse einen ungerechtfertigt großen Fehler

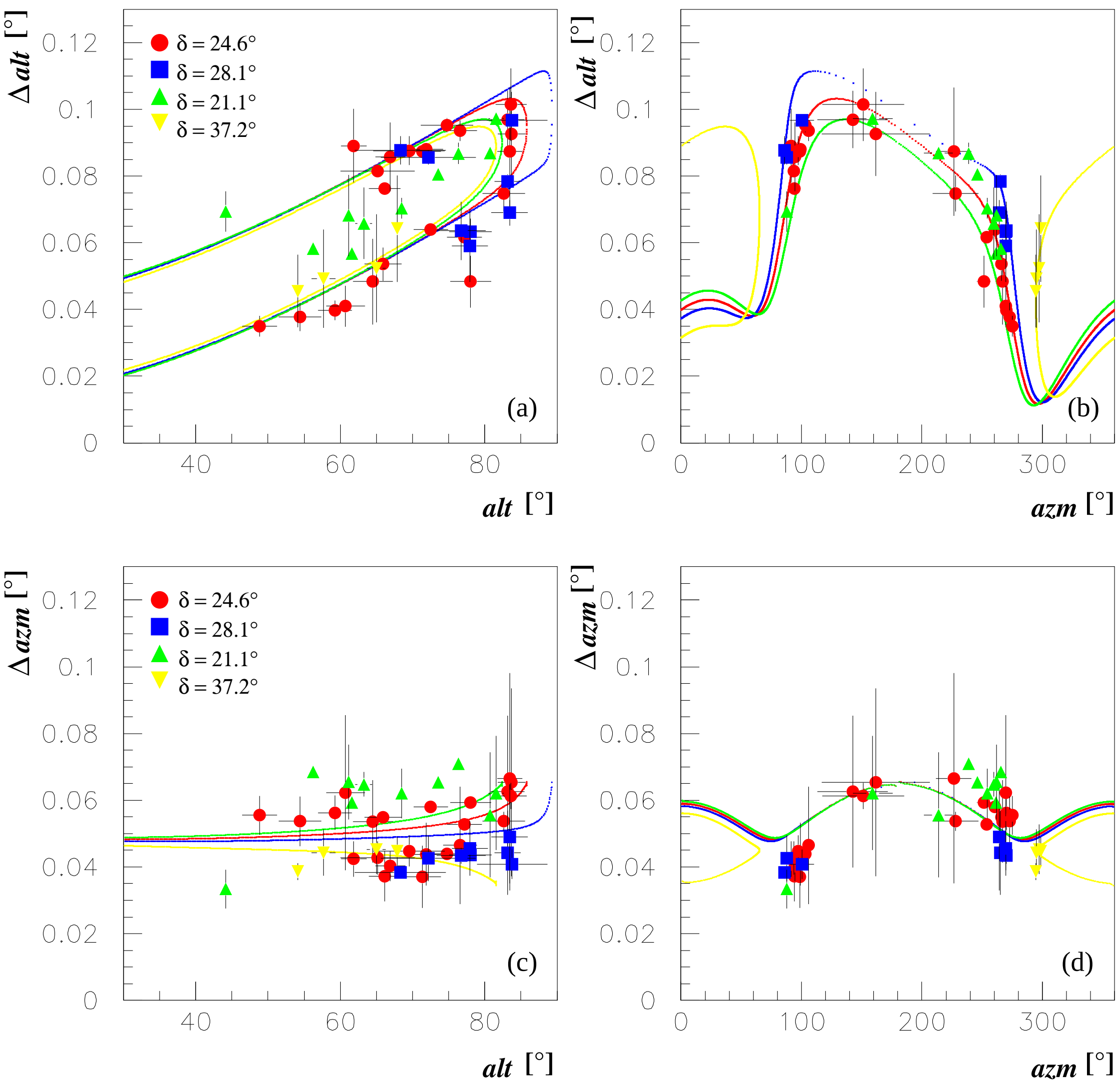

Abbildung 9.8: *Alle Pointrunergebnisse. (a) und (b) Fehlausrichtung in alt, (c) und (d) Fehlausrichtung in azm, (a) und (c) in Abhängigkeit von alt. (b) und (d) in Abhängigkeit von azm. Die durchgezogenen Linien sind durch eine Modellierung erzeugt (s. Text).*

Qualitative Diskussion

In Abb. 9.8 a ist der wie erwartet dominierende Effekt der Durchbiegung der Kameramasten zu erkennen. Die Nullpunktseichung der Winkelkodierer wurde bei $alt \approx 0°$ durchgeführt, und mit steigendem Höhenwinkel erhält man durch die Abnahme der Durchbiegung einen Versatz in alt, der mit $c \cdot (1 - \cos(alt))$ zunimmt.

Weiterhin erkennt man aber eine Aufspaltung in zwei getrennte Bänder, die sich auf diese Weise nicht erklären lassen. Die Bandstruktur korrespondiert mit Teleskoppositionen vor und nach der Kulmination. Dieses erkennt man in Abb. 9.8 b, in der dieselben Werte gegen den Azimutwinkel aufgetragen sind. Vor und nach Kulmination entsprechen Azimutwinkeln $<$ bzw. $>$ 180°. Dieses Verhalten kann man nur durch eine Verkippung der Azimut-Achse (oder durch Fehler im Meßablauf) erklären.

In Abb. 9.8 c und d sind die Veschiebungen in azm gezeigt. Sie sind in erster Ordnung mit einem konstanten Winkelkodiereroffset verträglich. Allerdings ist man auch hier geneigt, einen kleinen „vor/nach"-Kulminationseffekt zu sehen.

Diskussion möglicher Fehlerquellen

Die horizontalen Fehlerbalken spiegeln die Dauer eines Pointruns wieder. Zunächst einmal sieht man eine deutliche Verbesserung der Scanlinen-Pointruns (Dreieckssymbole) gegenüber den ra, δ-Pointruns (Kreise bzw. Quadrate). Man erkennt aber auch das Problem der schnellen Änderung des Azimutwinkels nahe der Kulmination. Die Qualität der Pointruns in diesem Bereich ist nicht sehr gut, was sich auch in großen vertikalen Fehlerbalken wiederspiegelt. Diese Ergebnisse sollten die Analyse nicht zu sehr beeinflussen.

In Abb 9.8 a erkennt man, daß es zwischen den beiden Pointrunmethoden eine leichte systematische Differenz gibt, daß die Ergebnisse untereinander aber sehr gut reproduzierbar sind. Man kommt daher zu dem Schluß, daß die Analysemethoden selber sehr kleine Fehler haben ($\leq 0.01°$), es aber möglicherweise unterschiedliche Systematiken aus den Pointruns gibt.

Wenn man die Größenordung der Fehler betrachtet, so merkt man, daß man nicht mehr durch systematische Fehler bei der Positionsbestimmung der Achsen dominiert sein darf. Der Größtfehler an einer Achse beträgt $\lambda_{SE} = 0.011°$ .. $0.018°$ (s. Gl. 6.2). Der Fehler der alt-Messung stimmt mit diesem Wert überein. Der Fehler der azm-Messung nimmt allerdings mit $\cos(alt)$ ab, wird damit für $alt \geq 45°$ kleiner als 0.01°. Da die daraus resultierende Konvergenz für steigende alt-Werte in Abb. 9.8 c nicht zu sehen ist, scheint ein solcher Fehler für Δazm nicht dominant zu sein[6].

Für Δalt ist diese Fehlerquelle für die ra, δ-Pointruns, die im Tracking-Modus stattfinden, durchaus denkbar, da hier die Sollposition immer einseitig angefahren wird. Für die azm-Scanlinien ist diese Fehlerquelle aber unwahrscheinlich, da der Fehler

[6] Für die azm-Scanlinien ließe sich diese Fehlerquelle durch kontinuierliches Auslesen der DC-Ströme weitgehend unterdrücken.

in *alt* beim Anfahren der Scanlinien als statistisch verteilt aufgezeichnet wurde[7].

Eine weitere mögliche Fehlerquelle ist die Uhrzeit, die für die Pointrundaten benutzt wird. Ein konstanter Zeitoffset von 4 Sekunden kann den Vor-/Nach-Kulminationseffekt reproduzieren. Für die CPU-Uhrzeit war bisher ein Fehler von ± 3sec gegenüber UTC-Zeit zugelassen, in Zukunft wird der Fehler nur noch eine Sekunde betragen. Da die CPU-Uhrzeit aber jeden Abend vor Meßbeginn auf UTC-Zeit gestellt wird, scheint ein großer Einfluß unwahrscheinlich.

Modellierung der Ergebnisse

Man kann nun versuchen, die Ergebnisse mittels des in Kap. 9.2 entwickelten Modells zu reproduzieren. Die in Abb. 9.8 gezeigten Kurven wurden mit dem folgenden Parametersatz erzeugt:

Verkippung der Azimutachse gegen den Zenit:	α	$=$	$0.015°$
Himmelsrichtung dieser Verkippung:	β	$=$	$0°$
Verkippung der Höhenachse gegen die Azimutachse:	γ	$=$	$0°$
konstante Verschiebung der Kamera in $alt + x$:	$c_I + c_{III}$	$=$	$0.1°$
Verschiebung der Kamera in azm:	c_{II}	$=$	$0°$
konstante Verschiebung der Kamera in y:	c_{IV}	$=$	$0.05°$
maximale Durchbiegung der Kameramasten:	c_V	$=$	$0.075°$

Für einen Fit der Parameter an die bisher gemessenen Ergebnisse muß in Zukunft überprüft werden, ob sich alle Einflüsse auch auf den eng begrenzten Himmelsausschnitt ausreichend unterschiedlich auswirken.

Alternativ dazu sollte man versuchen, eine möglichst gleichmäßige Himmelsdurchmusterung vorzunehmen. Interessant wären auch mehrere Messungen unter unterschiedlichem Höhenwinkel bei konstantem Azimut, um die reine Höhenwinkelabhängigkeit zu untersuchen. Als Kompromiß käme eine Durchmusterung auf mehreren „Höhenlinien“, die konstante Azimutdifferenzen haben, in Frage. Um die sieben Parameter ausreichend zu bestimmen, sollte man etwa die fünffache Anzahl an Sternen in der Durchmusterung haben.

9.7 Fazit und Ausblick

Pointruns sind eine geeignete Methode zur Kalibration der Teleskopausrichtung. Ergebnisse bei der Auswertung der Krebsnebeldaten der Meßperiode Winter 1995/96

[7] Die Diskussion zeigt, daß ein Winkelkodierer höherer Auflösung für das genaue Verständnis des Teleskops wünschenswert wäre.

zeigen, daß diese Korrekturen eine klare Verbesserung der Ortsauflösung bringen. Die Varianzen der Ortsbestimmung des Schauerursprungs nach [Ulr 95] konnten mit Hilfe einer Parametrisierung der Modellergebnisse von 0.18° bzw. 0.13° auf 0.13° bzw. 0.07° verbessert werden (s. Kap. 4.4, Gl. 4.37). Sie erreichen damit die aus den Monte-Carlo-Studien erwarteten Werte [Ulr 96b].

Um das Modell zu vervollständigen, kann noch eine mögliche Dejustierung der Codescheibe der beiden Winkelkodierer mit aufgenommen werden. Dieses würde sich in einer sinusförmigen Modulation der Winkelkodiererwerte mit einer Periode von 360° äußern, es müßte dementsprechend im Modell aus Kap. 9.2 an erster Stelle eingebaut werden. Man erhält vier weitere Parameter, pro Winkelkodierer Amplitude und Phasenverschiebung.

Insbesondere für die korrekte Auswertung dreidimensionaler Schauerbilder aus koinzidentem Betrieb ist eine gute Korrektur der Bilder unerläßlich. Mit Hilfe der Modellierung der geometrischen Einflüsse sind die Ergebnisse der Pointruns auf beliebige Objekte anwendbar, man erreicht damit eine höhere Flexibilität.

Durch die Möglichkeit, Pointruns auch bei Mondschein durchzuführen, wird man in Zukunft keine wertvolle Beobachtungszeit mehr verlieren.

Weiterhin muß das Verhalten des/der Teleskope bei einer Nutzung im „reversen“ Betrieb untersucht werden, d.h. wenn die Höhenachse über den Zenit hinaus bewegt wurde. Möglicherweise äußert sich dies nur in der Änderung eines Parameters, in den zusätzlich das Getriebespiel der Höhenachse eingeht.

Eventuell wird man in der Lage sein, Veränderungen der Teleskopmontierung und -statik über eine Zeitskala von Monaten zu überwachen und gegebenenfalls Aussagen über nötige Nachjustierungen zu treffen.

Kapitel 10

Abbildungsqualität des Teleskops

Der Weg der Čerenkov-Photonen von ihrem Entstehungsort im Schauer bis in die Photomultiplier der Kamera wird durch zwei Faktoren beeinflußt:

- die „Qualität“ der Atmosphäre, und
- die Qualität der Abbildungsoptik.

Der Abbildungsweg setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

- den Spiegeln und ihrer Montierung auf dem Spiegelträger,
- der Abtastung durch die hexagonale Kameramatrix,
- dem Verhalten der Lichtleiter, und
- dem Verhalten der Photokathoden.

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie man mit Hilfe der in Kap. 9 vorgestellten Pointruns den Abbildungsweg des Teleskops vermessen kann.

10.1 Bildentstehung III

Ein typischer TeV-γ- oder Hadronschauer entsteht in einer Höhe von 15 km und erreicht seine maximale Teilchendichte bei etwa 8 km. Um ein möglichst genaues Abbild des Schauers in der Kamera zu erhalten, wird die Kamera auf diese Höhe fokussiert.

Von jedem Punkt des Schauers treffen Photonen die Spiegelträgerebene (x', y') unter einem gewissen Winkelbereich, jeder Einzelspiegel liefert einen unterschiedlichen Beitrag zum Bild dieses Punktes. Es reicht also nicht aus, die Antwort der gesamten Spiegelanordnung auf einen bestimmten Einfallswinkel zu kennen, man benötigt die Antwort von jedem Punkt der Spiegelträgerebene, oder näherungsweise von jedem Einzelspiegel (siehe Bemerkung in Kap. 9.1).

Um den Abbildungsweg mit Hilfe von Sternen auszumessen - diese liefern ein paralleles Lichtbündel unter bekanntem Einfallswinkel -, gibt es zwei Alternativen:

- Man deckt alle bis auf einen Spiegel ab, und untersucht das so entstehende Bild in der Kamera. Hierbei hat man das Problem, daß nur $\frac{1}{30}$ der Gesamtintensität zur Verfügung steht, man muß auf helle Sterne ausweichen, um den dynamischen Bereich der DC-Strommessung ausnutzen zu können (255×220nA). Außerdem ist diese Prozedur mühsam und ermöglicht keine laufende Kontrolle der Abbildungsqualität.

- Man modelliert das Abbildungsverhalten der gesamten Spiegelanordnung. Man mißt die *Point Spread Function* (psf) in der Brennebene mit Hilfe eines Sterns und vergleicht die Messung mit den entsprechenden Voraussagen des Modells. So erhält man auch die nötigen Aussagen für das Abbildungsverhalten in der Bildebene, die für die Schauerbilder relevant sind.

Das Ergebnis dieses Modells sind die in Kap. 9.1, Gl. 9.9 eingeführten Funktionen $f(\vartheta, \varphi, x', y')$ und $g(\vartheta, \varphi, x', y')$.

Da es in der Praxis unmöglich ist, die Einflüsse der Einzelspiegel zu trennen, erhält man aus der Messung der psf nur eine Aussage über die Streuung der Justierung der Einzelspiegel.

Mit Hilfe der in Kap. 9 vorgestellten Pointruns läßt sich die psf leicht vermessen.

10.2 Erwartete Qualität des HEGRA-Teleskop-Spiegeldesigns

Die Spiegelanordnung entspricht dem von Davies und Cotton 1957 vorgeschlagenen Design für die Errichtung von Sonnenkollektoren.

30 sphärische Einzelspiegel (Brennweite $f = 4.92$m, $\varnothing = 60$cm) sind auf einem Kugelsegment mit Radius $R = f$ angeordnet. Betrachtet man den Spiegelträger in einer Aufsicht (Abb. 10.2), so erkennt man eine Aufteilung der Einzelspiegel

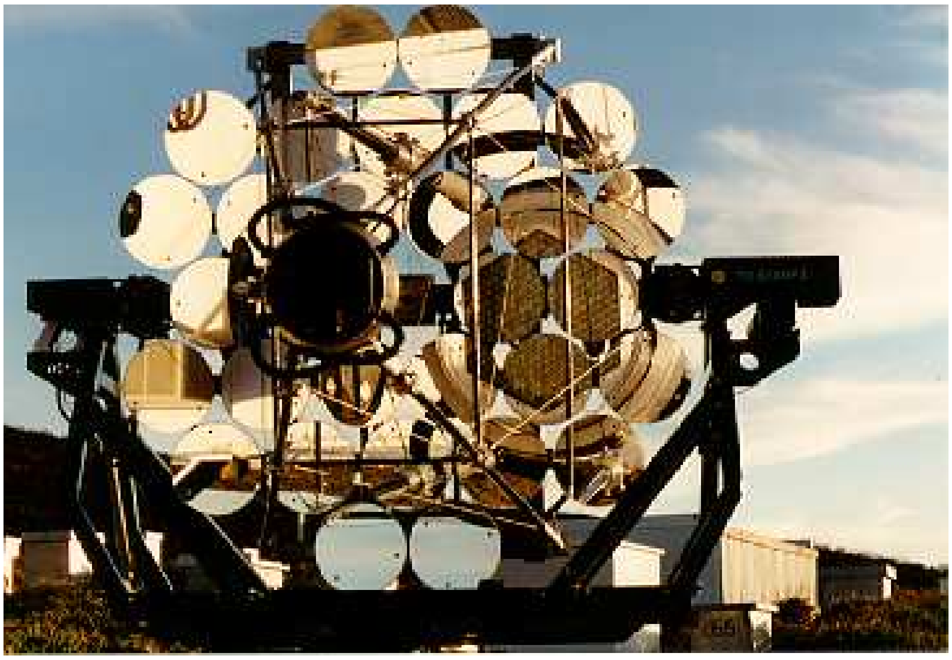

Abbildung 10.1: *Bild des Spiegelträgers des dritten HEGRA-Teleskops.*

auf vier Kreisringe (Radius D_i, $i = 1..4$). Für eine Diskussion der Eigenschaften dieser Anordnung führt man am besten eine Zerlegung in die Eigenschaften der Segmentanordnung und in die Beiträge der Fehler der Einzelspiegel durch [Lew 90]. Die getroffenen Aussagen gelten für eine perfekte Justierung der Einzelspiegel.

10.2.1 „*On Axis*"-Verhalten

Wenn der Winkel ϑ des einfallenden Lichtbündels relativ zur optischen Achse 0° beträgt, werden alle Lichtstrahlen, die auf die Mittelpunkte der Einzelspiegel fallen, exakt ins Zentrum der Brennebene abgebildet.

Ungenauigkeiten entstehen also nur durch die Aberrationen der Spiegelsegmente. Diese sind sphärische Aberration, Koma und Astigmatismus. Der Einfallswinkel für die Einzelspiegel beträgt bis zu 10° (auf dem äußeren Spiegelring), d.h. die Aberrationen können nicht notwendigerweise durch einfache Näherungen berechnet werden. Außerdem ist die Brennebene der Einzelspiegel gegenüber der Brennebene des Gesamtspiegels verkippt und defokussiert. Eine analytische Berechnung scheint daher schwierig, besser geeignet sind Ray-Tracing-Programme zur Erzeugung der Lichtverteilung [Akh 95].

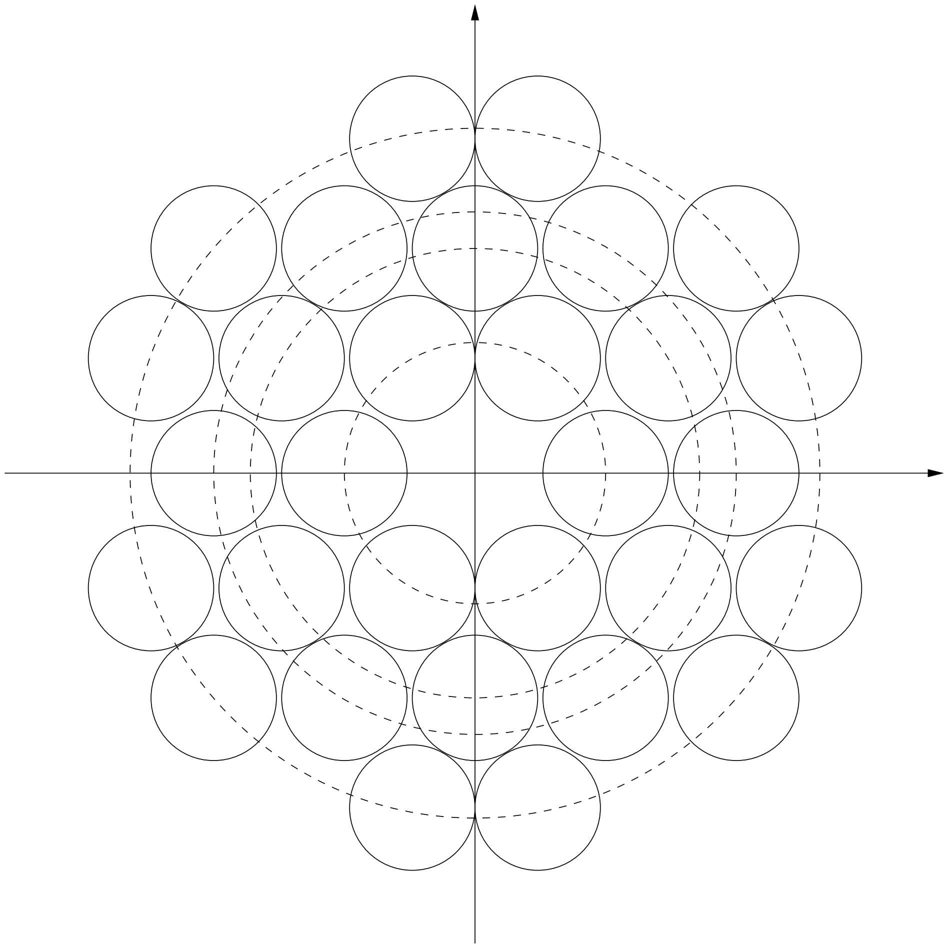

Abbildung 10.2: *Aufsicht auf die Spiegelträgerfläche. Die sphärischen Spiegel sind auf vier Kreisringen angeordnet (aus [Akh 95]).*

Eine übliche Technik zur Parametrisierung der Lichtverteilung sind integrale Lichtkurven, die angeben, wieviel Prozent des Lichts in einem Kreis mit Radius r enthalten sind. Als Zentrum dieser Lichtverteilung sollte der durch die Winkelabbildung erwartete Wert gewählt werden, um ein Maß für die Abweichung von dieser zu erhalten. Für $\vartheta = 0°$ erwartet man einen Kreisradius, in dem 95% des Lichts enthalten sind, von $r_{eq}(95\%) \leq 0.05°$ [Akh 95]. Parametrisiert man die Lichtverteilung mit einer zweidimensionalen Gaußkurve, erwartet man damit eine Breite von $\sigma_{Gauß} \approx 0.45 \cdot r_{eq}(95\%)$.

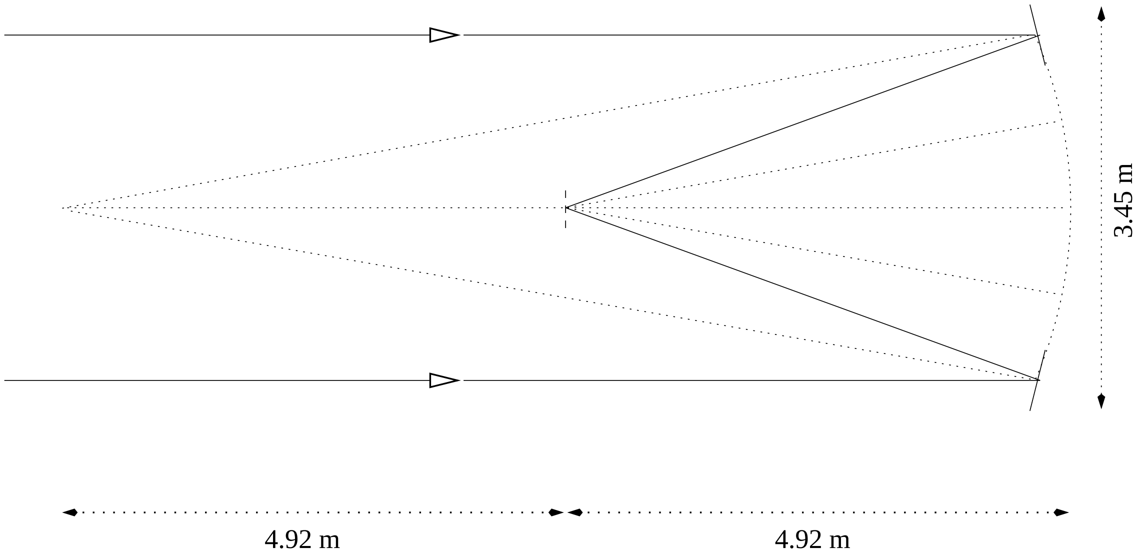

Abbildung 10.3: *Maßstabsgetreue Darstellung der Spiegelanordnung im HEGRA / Davies-Cotton-Design*

10.2.2 *„Off Axis"*-Verhalten

Bei ansteigendem Winkel des einfallenden Lichtbündels relativ zur optischen Achse ($0° < \vartheta \leq 2.375°$) kann der Einfluß der Segmentanordnung gegenüber den Fehlern der Einzelspiegel dominieren.

Betrachtet man wiederum nur Lichtstrahlen, die die Zentren der Spiegelsegmente treffen, so liegen deren Bildpunkte in der Fokalebene für einen Einfallswinkel ϑ, der in der Ebene liegt, die durch die optische Achse und die x-Achse des Kamera-KS aufgespannt wird (s. Abb. 10.4), bei

$$x = f \cdot \frac{\tan(\vartheta)}{\cos(\delta)} \approx f \cdot \frac{\vartheta}{\cos(\delta)}. \tag{10.1}$$

Das Bild eines Spiegelrings i mit Radius $D_i = f \cdot \tan(\delta)$ ist ein Kreis in der Kameraebene mit Radius

$$r_{comet} = f \cdot \tan(\delta) \cdot (\frac{1}{\cos(\delta)} - 1) \ / \ 2, \tag{10.2}$$

der zweimal durchlaufen wird. Dies kann man sich an Abb. 10.4 verdeutlichen:

- Strahl I. schneidet in seinem Spiegelauftreffpunkt die aus optischer Achse und y-Achse aufgespannte Ebene, für ihn gilt also $\delta = 0°$; nur der Winkel in der

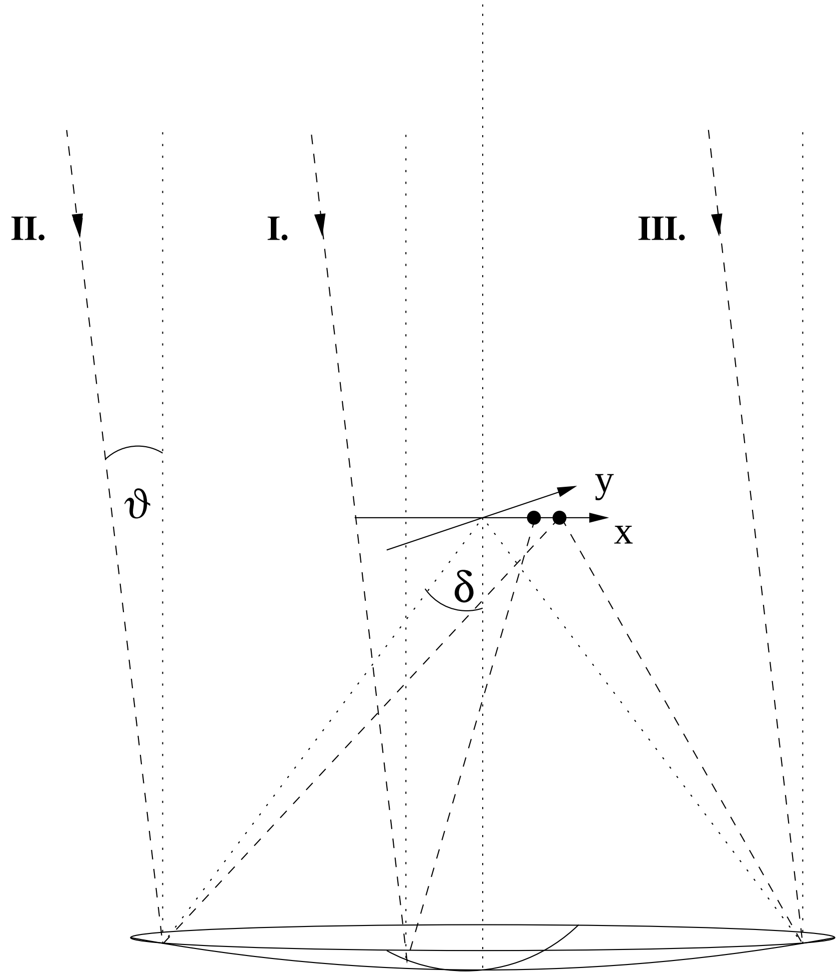

Abbildung 10.4: *Lichtbündel mit Einfallswinkel ϑ, der in der aus optischer Achse und x-Achse aufgespannten Ebene liegt. Zur Abbildung der einzelnen Lichtstrahlen s. Text.*

Projektion auf die Ebene, die aus optischer Achse und x-Achse aufgespannt wird, ist entscheidend. In der orthogonalen Projektion ist der Einfallswinkel $0°$, demensprechend folgt $y = 0$. Der Bildpunkt von Strahl I. entspricht dem durch die Winkelabbildungsfunktion vorhergesagten Wert.

- Der Auftreffpunkt von Strahl II. ist in der Spiegelebene demgegenüber um $90°$ gedreht, δ erreicht seinen Maximalwert, das Bild ist um $2 \cdot r_{comet}$ auf der x-Achse verschoben. Die Bilder auf dem dazwischenliegenden Kreissabschnitt bekommen einen y-Wert, der bis zu r_{comet} ansteigt.

- Die Bilder setzen sich symmetrisch fort, bei Strahl III. erreicht das Bild zum zweiten mal seine maximale Entfernung.

Die Überlegung gilt für jedes D_i analog, es entstehen also vier Kreise, die bei der durch die Winkelabbildung vorhergesagten Position einen gemeinsamen Berührpunkt haben. Anschaulich gesprochen, erhält das Bild einen zum Kamerarand gerichteten, kometenhaften Schweif. Der maximale Durchmesser beträgt am Kamerarand

$$2 \cdot r_{comet,i=4} \approx 0.15^\circ \approx \frac{2}{3} \cdot \text{ Pixeldurchmesser.} \tag{10.3}$$

Dieser Effekt sollte sichtbar sein, wenn die psf im Kamerazentrum einen kleineren Durchmesser hat, da die Spiegelaberrationen nur unwesentlich zunehmen (max. Einfallswinkel $10^\circ \rightarrow 12.4^\circ$).

Die psf wird in der Praxis nicht nur durch die Spiegelfehler, sondern auch durch Abweichungen von der perfekten Justierung bestimmt. Weiterhin haben die Spiegel der HEGRA-Teleskope eine herstellungsbedingte Streuung der Fokallängen von bis zu 2%. Durch eine geschickte Verteilung der Spiegel auf die verschiedenen Spiegelträgerpositionen („HEGRA-Design") erreicht man aber ein ähnlich gutes Abbildungsverhalten wie das oben beschriebene [Akh 95]. Die Ray-Tracing-Rechnungen zeigen ebenfalls den kometenhaften Schweif bei Bildern nahe dem Kamerarand, der ermittelte integrale Lichtkreisradius beträgt $r_{eq}(95\%) \approx 0.13^\circ$. Dieser Wert wurde allerdings nicht für das durch die Winkelabbildungsfunktion erwartete Zentrum errechnet, sondern für die Position, an dem r_{eq} seinen Minimalwert erreicht.

Justierung der Spiegel

Die unmittelbar einsichtige Justiervorschrift des Davies-Cotton-Designs besteht darin, die Spiegel so zu montieren, daß eine Punktlichtquelle im Abstand $2 \cdot f$ auf der optischen Achse wieder auf sich selbst abgebildet wird. Wahlweise kann man die Lichtquelle auf der optischen Achse aber auch weiter entfernt plazieren, dann muß der Bildpunkt in der entsprechend nähergerückten Bildebene fokussiert werden.

10.3 Messung der *Point Spread Function*

10.3.1 Pointruns mit Blende

Zur Messung der *Point Spread Function* der Spiegelanordnung wurden zwei Pointruns mit azimutalen Scanlinien einer hohen Dichte (ca. eine Linie pro 0.04°) durchgeführt. Vor der Kamera befand sich eine Maske, die die zentralen sieben Pixel

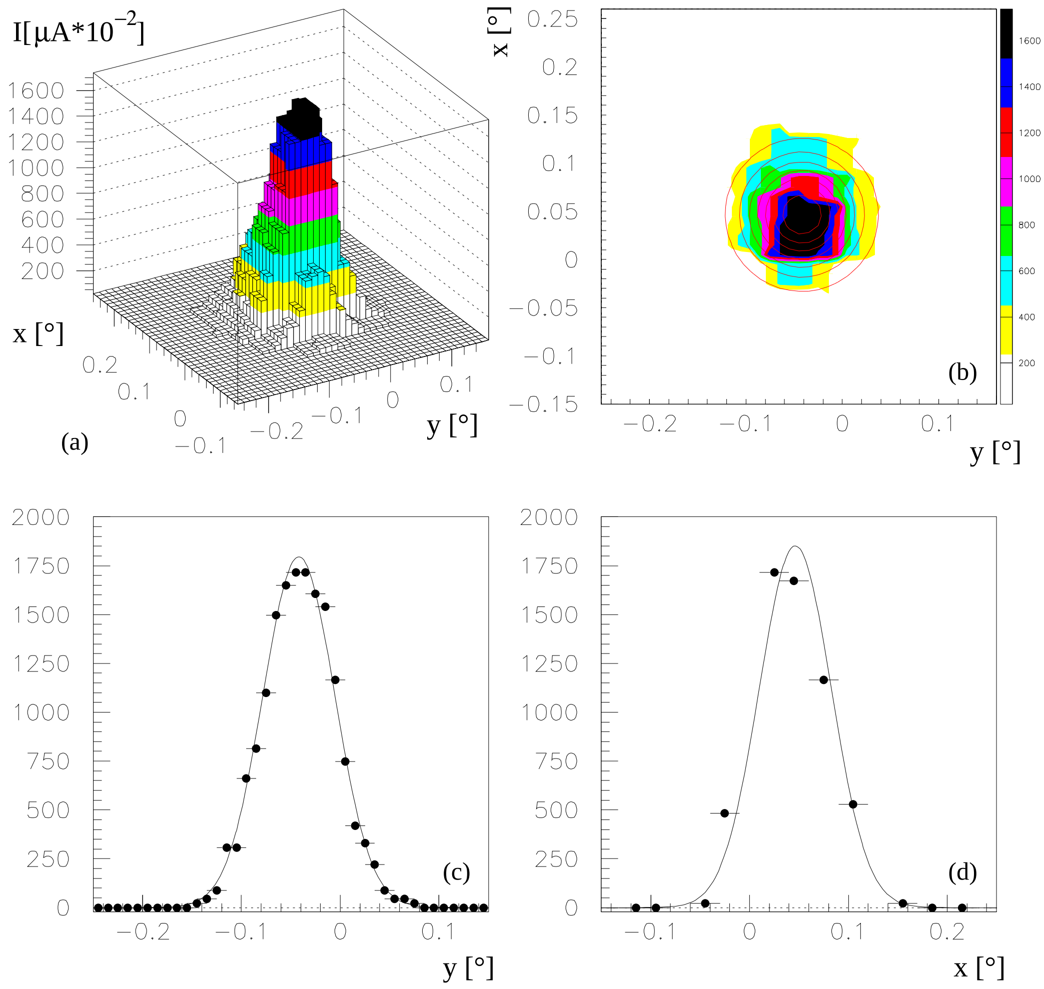

Abbildung 10.5: *Strom im zentralen Pixel für einen Pointrun mit Blende ($\o = 6mm \mathrel{\hat=} 0.07°$). (a) Darstellungsweise wie in Abb. 9.5. (b) Zusätzlich sind die Höhenlinien des zweidimensionalen Gaußfits (12.5 .. 87.5%) zu sehen. (c) und (d) Schnitte durch das Maximum der gemessenen Funktion in x- und y-Richtung.*

mit kreisförmigen Blendenöffnungen von $\o = 6\text{mm} \mathrel{\hat=} 0.07°$ versieht. Diese befinden sich im Abstand von 3mm vor der Kameraebene und damit in der Fokalebene der Spiegelanordnung.

In Abb. 10.5 a ist der Strom des zentralen Pixels für einen solchen Pointrun in analoger Form wie in Abb. 9.5 aufgetragen, d.h. in Abhängigkeit von der Position des Sternbildes in der Brennebene. Die Verschiebung des Bildes gegen den Koordinatenursprung spiegelt die in Kap. 9 behandelte Dejustierung der Kamera wieder. Unter der Annahme, daß die Kameradrehung $\gamma = 0°$ beträgt, liegen die Achsen parallel zu den Kamera-KS-Achsen.

In Abb. 10.5 b sind die Höhenlinien (12.5 .. 87.5%) eines zweidimensionalen symmetrischen Gaußfits

$$I(x,y) = I_0 \cdot e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma_I^2}} \quad (10.4)$$

$$\sigma_I = 0.036° \quad (10.5)$$

eingezeichnet. In dieser Darstellung fehlen wegen der begrenzten Farbskala die Ausläufer des Bildes.

In Abb. 10.5 c ist der Schnitt des Bildes durch sein Maximum in y-Richtung gezeigt. Die y-Achse entspricht der azm-Achse, dementsprechend beträgt die Auflösung der Einzelmessungen in dieser Koordinate $\lambda_{SE} \cdot \cos(alt) \approx 0.01°$. Die Unsicherheit der Meßpunkte in x ist allerdings größer, je nach Lage der Scanlinie bis zu $\approx 0.03°$. Da der Schnitt einer Scanlinie entspricht, erhält man die maximal mögliche Anzahl an Meßpunkten.

Die durchgezogene Linie wird durch den zweidimensionalen Gaußfit erzeugt. Die Meßpunkte stimmen hervorragend mit dieser Parametrisierung überein.

In Abb. 10.5 d ist der Schnitt des Bildes durch sein Maximum in x-Richtung abgebildet. Die Auflösung der Einzelmessungen in dieser Koordinate ist 0.015°, die Zahl der Meßpunkte wird durch die Dichte der Scanlinien bestimmt. Die durchgezogene Linie gehört wiederum zu dem zweidimensionalen Gaußfit. Man erkennt eine Asymmetrie der gemessenen Funktion, die Parametrisierung durch die symmetrische Gaußkurve ist nicht voll befriedigend.

10.3.2 Bestimmung der *Point Spread Function*

Die Breite σ_I der Gaußfunktion $I(x,y)$ ist in derselben Größenordnung wie die Größe der Lochmaske, d.h. die Abtastung ist nicht fein genug, um die *Point Spread Funktion* direkt ablesen zu können. Eine Entfaltung ist daher notwendig.

Eine einfache Vorgehensweise ist die folgende: Man nimmt an, daß die psf einer Gaußfunktion entspricht. Da die resultierende Funktion ebenfalls gut durch eine Gaußfunktion beschrieben wird, muß man auch die Lochmaske durch eine Gaußfunktion approximieren können. Zu diesem Zweck und für eine Abschätzung der dadurch erzeugten Fehler folgt ein kleiner Exkurs in Faltungen, zunächst in einer Dimension.

Die Faltung zweier Funktionen im Ortsraum kann durch das Produkt ihrer Fouriertransformierten im Fourier- oder k-Raum berechnet werden. Anhand der Fouriertransformierten lassen sich die Eigenschaften der Faltung also leicht abschätzen. Die Fouriertransformierte einer Abbildungsfunktion wie der Lochmaske bezeichnet man als Transferfunktion (TF) [Jae 93]. Da alle betrachteten Funktionen im Ortsraum symmetrisch sind, reicht die Verwendung des Realteils der Fouriertransformierten aus.

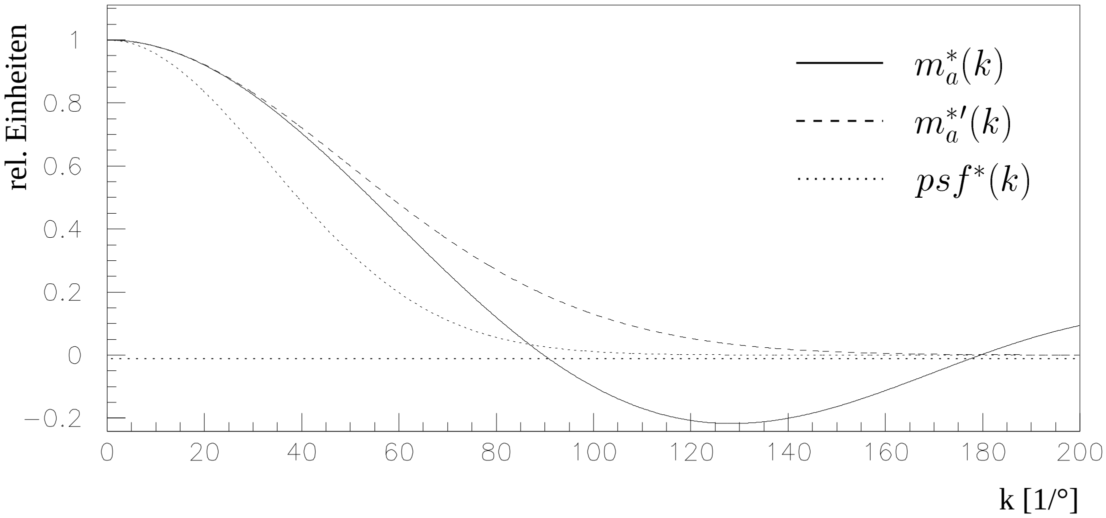

Abbildung 10.6: *Transferfunktionen. Die Näherung der Lochmaske durch eine Gaußfunktion ist nur dort entscheidend, wo durch $psf^*(k)$ ein Beitrag entsteht.*

Sei

$$psf(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \; e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \tag{10.6}$$

die *Point Spread Function* und

$$m_a = \begin{cases} 1 & , \quad -\frac{a}{2} < x < \frac{a}{2} \\ 0 & , \quad sonst \end{cases} \tag{10.7}$$

die Rechteckmaskenfunktion der Breite a. Die zugehörigen Fouriertransformierten sind

$$psf^*(k) \;\; = \;\; e^{-\frac{k^2}{2\sigma^{-1}}} \quad \text{und} \tag{10.8}$$

$$m_a^*(k) = a \cdot \frac{\sin(a\frac{k}{2})}{a\frac{k}{2}}. \tag{10.9}$$

Wegen

$$\frac{\sin(\sqrt{3}x)}{\sqrt{3}x} = 1 - \frac{x^2}{2} + \frac{x^4}{13.3} - + \ldots \quad \text{und} \tag{10.10}$$

$$e^{-\frac{x^2}{2}} = 1 - \frac{x^2}{2} + \frac{x^4}{8} - + \ldots \tag{10.11}$$

ist

$$m_a'(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi/6}}\, e^{-\frac{x^2}{2a^2/12}} \tag{10.12}$$

eine gute Näherung der Rechteckmaskenfunktion im Ortsraum (s. Abb. 10.6). Das resultierende Signal ist dementsprechend

$$\begin{aligned} I'(x) &= \int psf(x') \cdot m_a'(x-x')\, dx' \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\frac{\sigma_I^2}{a^2} + \frac{1}{12}}}\, e^{-\frac{x^2}{2(\sigma_I^2 + \frac{a^2}{12})}} \end{aligned} \tag{10.13}$$

Wegen der Separabilität der zweidimensionalen Gaußfunktion und Rechteckmaske gelten die Überlegungen analog in zwei Dimensionen.

Aus $\sigma_I = 0.036°$ und $a = 0.07°$ ergibt sich

$$\sigma_{psf} = 0.030°. \tag{10.14}$$

Gezeigt ist in Abb. 10.6 neben der TF der Lochmaske und ihrer Näherung die Fouriertransformierte der ermittelten psf. Man erkennt, daß im Bereich, in dem die psf einen Beitrag liefert, $m^*(k)$ und $m^{*\prime}(k)$ gut übereinstimmen.

Den Fehler kann man folgendermaßen abschätzen:

- $m^{*\prime}(k)$ könnte um bis zu 20% schmaler sein (s. Abb. 10.6), man erhielte eine um 0.003° schmaler rekonstruierte psf.
- Die Lochmaske wurde durch eine von außen angepaßte Rechteckmaske genähert. Würde man sie statt dessen von innen annähern, erhielte man ein um $\frac{1}{\sqrt{2}}$ verkleinertes a, dementsprechend eine um 0.003° breitere psf.

Der Fehler durch die endliche Abtastung von $I(x,y)$ ist demgegenüber klein. Man erhält:

$$\sigma_{psf} = 0.030^\circ \pm 0.003^\circ. \tag{10.15}$$

Vergleicht man diese Zahl mit den erwarteten integralen Lichtkreisradien [Akh 95], so ergibt sich:

$$r_{eq}(50\%) = 1.05\ \sigma_{psf} = 0.032^\circ\ ,\ \text{erwartet} \approx 0.015^\circ, \tag{10.16}$$
$$r_{eq}(95\%) = 2.23\ \sigma_{psf} = 0.070^\circ\ ,\ \text{erwartet} \approx 0.048^\circ. \tag{10.17}$$

Insbesondere die Abschätzung für $r_{eq}(95\%)$ ist wegen der Parametrisierung durch eine Gaußfunktion kritisch, da in den Ausläufern erwartungsgemäß Fehler auftreten können. Wie in Abb. 10.5 zu sehen ist, ist eine solche Abweichung aber im Kamerazentrum nicht gemessen worden.

Das Ergebnis liegt also in der erwarteten Größenordnung, aber klar über dem idealen Wert. Als Fehlerquellen kommen Fehler bei der Fabrikation der Spiegel, eine ungenaue Justierung und eine mögliche Deformierung des Spiegelträgers (in Abhängigkeit von der Teleskopausrichtung) in Frage.

Die Parametrisierung der psf mittels einer zweidimensionalen, symmetrischen Gaußkurve ist in erster Ordnung ausreichend. Die Resultate aus den weiteren Pixeln bzw. dem zweiten Pointrun zeigen auf 10% übereinstimmende Resultate.

Verbesserung des Ergebnisses

Für eine echte Abtastung der psf muß eine Lochmaske mit kleinerem Radius verwendet werden. Damit der Beitrag aus der Entfaltung unter 5% sinkt, muß ein Durchmesser von $a = 0.03^\circ \mathrel{\hat{=}} 2.5\text{mm}$ gewählt werden.

In diesem Zusammenhang taucht die Frage nach dem dynamischen Bereich der DC-Strommessung auf. Damit der Beitrag eines einzelnen Spiegels gut gesehen werden kann, sollte der maximale Strom eines Photomultipliers während eines Pointruns mit Blende mindestens

$$I_{max,Pointrun} = 30 \cdot n \cdot 220\text{nA} \tag{10.18}$$
$$n \geq 3 \tag{10.19}$$

betragen, d.h. $I_{max,Pointrun} \geq 20\mu\text{A}$. Für eine genaue Bestimmung der psf wurde die Ruhestromunterdrückung auf $p_0 = 0$ gesenkt (s. Gl. 9.41).

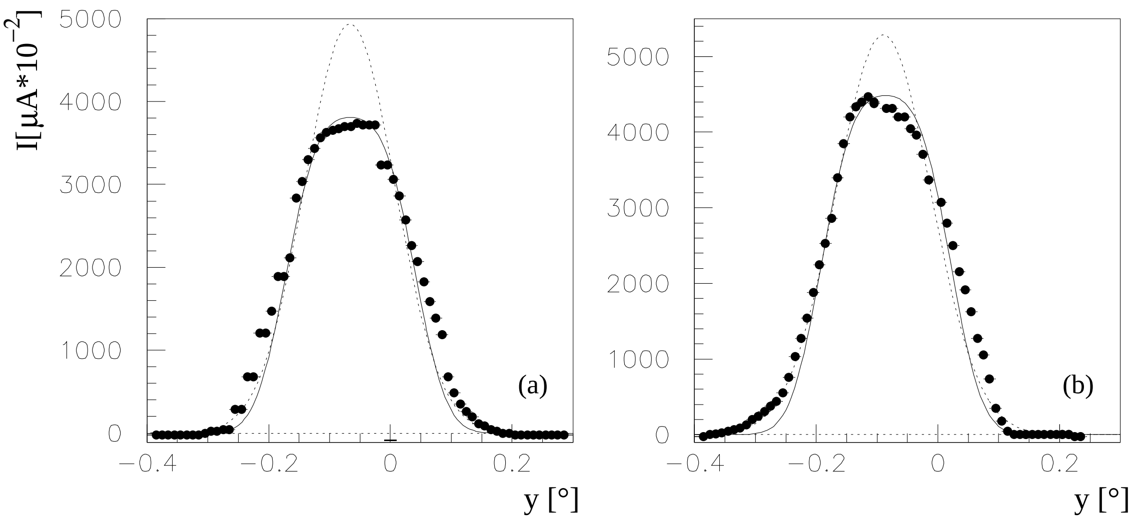

Abbildung 10.7: *Vergleich der Ergebnisse mit Pointruns ohne Blende. (a) „On-Axis". (b) „Off-Axis". Die durchgezogenen Linien wurden durch die Faltung der psf mit der hexagonalen Pixeloberflächenfunktion erzeugt. Die unterbrochenen Linien entsprechen den zweidimensionalen Gaußfits aus Kap. 9*

10.3.3 Vergleich mit Pointruns ohne Blende

Prinzipiell kann man auch aus Pointruns ohne Blende die psf herausfalten. Allerdings entsteht dabei das Problem, daß man zur Entfaltung die Transferfunktion des gesamten Pixels, d.h. der Lichtleiter und einer möglicherweiser inhomogenen Photokathode, benötigt.

In Abb. 10.7 a ist ein Schnitt durch das Bild eines Pointruns ohne Maske in analoger Weise wie oben gezeigt. Der Pointrun wurde unter denselben Koordinaten wie oben genommen, d.h. die psf sollte der oben ermittelten entsprechen. Da das Bild insgesamt breiter ist, trifft der Schnitt mehrere der zum Kamerasystem leicht geneigten Scanlinien, dies erklärt den leicht inhomogenen Verlauf der Meßpunkte.

Die durchgezogene Linie wurde durch eine Faltung der oben parametrisierten psf mit einer Pixeloberflächenfunktion $pix(x, y)$ erzeugt, die innerhalb des Pixelhexagons konstant $= 1$ gesetzt wurde. Diese wurde nur auf das Maximum der Meßkurve normiert. In erster Ordnung lassen sich die Messungen durch diese Kurve beschreiben, man erkennt aber, daß die Meßpunkte einer breiteren Verteilung entsprechen. Folgende Fehlerquellen kommen noch in Frage:

- die begrenzte Reflektivität der Lichtleiter hat einen sichtbaren Einfluß;

- die Apertur der Blendenkonstruktion hat zu einer teilweisen Verdeckung der äußeren Spiegel geführt, was zur Berechnung einer zu schmalen psf geführt hat.

Beide Punkte müssen noch geklärt werden.

In Abb. 10.7 b ist derselbe Schnitt für den einzigen bisher durchgeführten „Off-Axis“-Pointrun zu sehen, die durchgezogene Linie wurde auf dieselbe beschriebene Weise erzeugt. In Richtung auf den Kamerarand hin (zu negativen y-Werten) ist eine leichte Überhöhung zu sehen, die als der in Kap. 10.2 erwartete kometenartige Schweif gedeutet werden kann. Diese Interpretation ist nicht signifikant. Es ist aber zu erwarten, daß die psf zum Kamerarand hin nicht mehr in einfacher Weise durch eine symmetrische Gaußfunktion parametrisiert werden kann. Wenn man dies tut, dann liegt ihr Mittelpunkt nicht mehr notwendigerweise auf der durch die Winkelabbildungsfunktion beschriebenen Position.

10.4 Messung der Kamerarotation II

Pointruns, die das Sternbild mit einem der äußeren Pixel vermessen, bieten neben der Vermessung der psf eine Möglichkeit zur genaueren Ermittlung der Kamerarotation γ (s. Kap. 9.2.2). Wählt man speziell den Polarstern, ergibt sich die Möglichkeit einer ausführlichen Vermessung der gesamten Kamera.

10.5 Fazit und Ausblick

Pointruns bieten neben der Kalibration der Teleskopausrichtung auch die Möglichkeit, die Abbildungsqualität des Teleskops *in situ* zu bestimmen, d.h. unter Meßbedingungen, insbesondere auch unter unterschiedlichen Teleskopausrichtungen. Es lassen sich zwei Vorgehensweisen unterscheiden:

- Pointruns mit Blende vermessen ausschließlich die Qualität der Spiegel, d.h. ihre Aberrationen und ihre Ausrichtung. Man erhält ein Gesamtbild der Anordnung, ist aber auch in der Lage, die Dejustierung einzelner Spiegel zu erfassen.

- Pointruns ohne Blende geben ein Bild über den kompletten Abbildungsweg, die Separation in seine einzelnen Komponenten ist aber allein aus dieser Messung nicht möglich.

Mit den Informationen aus beiden Arten von Pointruns ist man in der Lage, sich ein vollständiges Bild über die optische Qualität des Teleskops zu verschaffen.

Eine Maske, die auch Pixel aus äußeren Pixelringen mit Blendenöffnungen versieht, ist geplant. Eine Pointrunsteuerungsroutine, die das Teleskop gezielt diese Öffnungen anfahren und mit einem möglichst engen, aber dennoch ausreichenden Fenster überdecken läßt, muß noch entwickelt werden.

Möglicherweise sollte man mit Scanlinien in beiden Koordinatenrichtungen arbeiten, um eine optimale Auflösung zu erhalten.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit spiegelt die letzte Phase der Entwicklung der Steuerung des Čerenkov-Teleskops 3 des HEGRA-Teleskopsystems bis hin zu einem voll funktionierenden und verstandenen System wieder.

Zu Beginn dieser Arbeit standen das Teleskop mit einer Steuerungsendstufe und Winkelkodierer an den Achsen sowie auf VME-Seite ein kommerzielles Schrittmotorsteuerungsmodul zur Verfügung. Ziel dieser Arbeit war es zunächst, das System in kurzer Zeit in Betrieb zu nehmen, seine Eigenschaften kennenzulernen und die Steuerungssoftware zu entwerfen.

Anhand umfangreicher Tests während eines zwischenzeitlichen Aufbaus des Teleskops in Heidelberg konnten sowohl die Teleskopkomponenten als auch eine erste Version der Steuerungssoftware erfolgreich getestet werden[1].

Umfangreiche Untersuchungen mußten an dem kommerziellen Schrittmotorsteuerungsmodul vorgenommen werden, um seine Eigenschaften zu verstehen und an die Erfordernisse anpassen zu können. Insbesondere mußte in Zusammenarbeit mit der Herstellerfirma ein grundlegender Designfehler beseitigt werden, der einen stabilen Betrieb auch der Module für die weiteren Teleskope unmöglich machte.

Nach Inbetriebnahme des Teleskops an seinem endgültigen Standort in La Palma wurde ein Meßverfahren zur Kalibration der Teleskopausrichtung mittels Vermessung von Sternbildern durch die Photomultiplier der Kamera eingerichtet (sogenannte *Pointruns*). Dabei wurde das bei den Vorgängerteleskopen übliche Verfahren durch ein erheblich beschleunigtes ersetzt, das qualitativ mindestens gleichwertige Resultate liefert.

Verschiedene Methoden zur Bestimmung der Positionierung aus den so gewonnenen Daten wurden entwickelt. Das Softwarepaket wurde so gestaltet, daß jede beliebige Art von *Pointrun* ausgewertet werden kann. Es zeigt sich, daß die Ergebnisse auf eine Genauigkeit von besser als $0.02°$ reproduzierbar sind. Die maximal gemessene Dejustierung beträgt $0.12°$, das entspricht dem halben Durchmesser eines Kamera-

[1] aus Zeitgründen wurden Teile der Steuerungssoftware von A. Daum implementiert

pixels.

Ein Modell wurde entwickelt, um das Verhalten der Teleskopmontierung verstehen und beschreiben zu können, und so aus den gemessenen Ausrichtungen Vorhersagen über den gesamten Himmelsbereich machen zu können. Das Modell kann die bisherigen Daten reproduzieren.

Die mit Hilfe des Modells erzeugte Korrekturfunktion wurde von M. Ulrich [Ulr 96b] auf die Krebsnebeldaten der Meßperiode Winter 1995/96 angewendet. Die Unschärfe der Ortsauflösung der atmosphärischen Schauerbilder konnte auf die durch die Rekonstruktion erwartete Breite reduziert werden.

Weiterhin konnte gezeigt werden, daß mit Hilfe der Vermessung von Sternbildern durch die Kameraphotomultiplier Aussagen über die Qualität des optischen Abbildungsweges aus Spiegeln, Lichtleitern und Detektorflächen (den Photomultiplierkathoden) gemacht werden können. Die Punktantwort der Spiegelanordnung in der Brennebene kann in der Nähe des Kamerazentrums mittels einer symmetrischen zweidimensionalen Gaußschen Glockenkurve parametrisiert werden. Deren Breite wurde zu

$$\sigma_{psf} = 0.030^\circ \pm 0.003^\circ \ (\ \hat{=} \ 2.6\text{mm})$$

bestimmt. Dieses liegt in der Größenordnung der Erwartung, aber klar über dem optimal erreichbaren Wert.

Man erwartet aufgrund des Spiegeldesigns eine Verschlechterung der Punktantwort zum Kamerarand hin. Hier müssen die entprechenden Messungen noch vorgenommen werden. Möglicherweise reicht die Parametrisierung mit einer symmetrischen Funktion nicht mehr aus, um das Abbildungsverhalten auf die benötigte Genauigkeit beschreiben zu können.

Es zeigt sich, daß durch die geometrische Kalibration des Teleskops mit Hilfe von Sternen sein Abbildungsverhalten über den gesamten Himmelsbereich gemessen und vorhersagbar gemacht werden kann.

Alle eingeführten Techniken, sowohl zum Aufbau der Steuerung als auch zur geometrischen Kalibration, lassen sich in analoger Form auf die weiteren Teleskope übertragen. Es steht zu erwarten, daß nach ihrer Inbetriebnahme in kurzer Zeit ein funktionierendes und in seiner Optik verstandenes Teleskopsystem zur Verfügung stehen wird.

Wir hoffen auf gute und spannende Ergebnisse bei der Suche nach den galaktischen und extragalaktischen Beschleunigern der hochenergetischen kosmischen Strahlung.

Literaturverzeichnis

[Aha 95a] **F. A. Aharonian**
VHE Gamma Ray Sources and Implications
in Proc. 24^{th} ICRC (Rome), Highlight paper, in press

[Aha 95b] **F. A. Aharonian, A. M. Atoyan**
Does the inverse Compton mechanism alone explain the GeV/TeV gamma-ray emission from the Crab Nebula?
Astroparticle Physics, 3, 275, 1995

[Aha 95c] **F. A. Aharonian et al.**
On the accuracy of determination of fluxes and energy spectra of primary gamma rays by a single imaging atmospheric Cherenkov teleskope
Nucl. Part. Phys., 21, 419, 1995

[Akh 95] **A. Akhperjanian et. al.**
The Optical Layout of the HEGRA Cherenkov Telescopes
Heidelberg, internes Papier, 1995

[Alm 94-96]
The Astronomical Almanac 1994, 1995, 1996
U.S. Government Printing Office, 1994, 1995, 1996

[Ato 96] **A. M. Atoyan, F. A. Aharonian**
On the Mechanisms of Gamma-Radiation in the Crab Nebula
M.N.R.A.S, 278, 425, 1996

[Caw 95] **M. F. Cawley, T. C. Weekes**
Instrumentation for Very High Energy Gamma-Ray Astronomy
Experimental Astronomy, 6, 7, 1995

[Dav 57] **J. M. Davies, E. S. Cotton**
Journal of Solar Energy, 1, No. 2 and 3, 16-22, 1957

[Gai 92] **T. K. Gaisser**
Cosmic Rays and Particle Physics
Cambridge University Press, 1992

[Har 85] **Harris**
QMOS Integrated Circuits, 54/74 HC and 54/74 HCT Series
RCA Corporation, USA 1985

[Her 96] **German Hermann**
Interne Mitteilungen
1996

[Heß 95] **Markus Heß**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg 1995

[Hil 85] **A. Hillas**
19^{th}1 ICRC, La Jolla 3, 445, 1985

[Jag 92] **O. C. De Jager, A. K. Harding**
The Expected High-Energy to Ultra-High-Energy Gamma-Ray Spectrum of the Crab Nebula
Astrophysical Journal, 396, 161, 1992

[Jae 93] **B. Jähne**
Digitale Bildverarbeitung
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 3. Auflage 1993

[Kih 96] **Thomas Kihm**
Interne Mitteilung
1996

[Ken 84a] **C. F. Kennel and F. V. Coroniti**
Confinement of the Crab Pulsar's Wind by its Supernova Remnant
Astrophysical Journal, 283, 694, 1984

[Ken 84b] **C. F. Kennel and F. V. Coroniti**
Magnetohydrodynamic Model of Crab Nebula Radiation
Astrophysical Journal, 283, 710, 1984

[Köh 95] **Carsten Köhler**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg 1995

[Koh 95] **Antje Kohnle et. al.**
Stereoscopic Imaging of Air Showers with the first two HEGRA Čerenkov Telescopes
submitted

[Kon 95] **A. Konopelko et. al.**
Detection of Gamma Rays above 1 TeV from the Crab Nebuls by the Second HEGRA Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope at La Palma
Heidelberg 1995, accepted in Astroparticle Physics

[Lew 90] **D. A. Lewis**
Optical Characteristics of the Whipple Observatory TeV Gamma-Ray Imaging Telescope
Experimental Astronomy 1, 213, 1990

[Mir 94] **R. Mirzoyan et. al.**
The first telescope of the HEGRA air Cherenkov imaging telescope array
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 351 (1994) 513-526

[Mül 92] **N. Müller**
Diplomarbeit
Universität Kiel, 1992

[Sch 95] **V. Schönfelder**
Exotische Astronomie mit den Compton-Observatorium
Physik in unserer Zeit, 26. Jahrg. 1995, Nr. 6

[Sok 89] **P. Sokolsky**
Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics
Addison Wesley, 1989

[Sto 94] **Stöcker**
Taschenbuch der Physik
Deutsch-Verlag, 2. Auflage 1994

[Tru 85] **M. Trueblood, R. Genet**
Microcomputer Control of Telescopes
Willmann-Bell, Inc., Richmond, Virginia 1985

[Tie 90] **U. Tietze, Ch. Schenk**
Halbleiter-Schaltungstechnik
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 9. Auflage 1990

[Ulr 95] **Matthias Ulrich**
A new Technique for Image Analysis in a System of Atmospheric Cherencov Teleskopes
Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV, Padova, 1995
und
Dissertation in Vorbereitung, Heidelberg, 1996

[Ulr 96a] **Matthias Ulrich**
DPG-Tagung, Fachverband Teilchenphysik, Hamburg
1996

[Ulr 96b] **Matthias Ulrich**
Interne Mitteilungen
1996

[Uns 91] **A. Unsöld, B. Baschek**
Der neue Kosmos
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 5. Auflage 1991

[Völ 96] **H. J. Völk**
The Astrophysics Program of HEGRA Part I: Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes
Draft Version 4, MPI für Kernphysik, Heidelberg 1996

[Wee 89] **T. C. Weekes et al.**
Astrophysical Journal, 342, 379, 1989

[Wee 92] **T. C. Weekes**
Space Sci. Rev., 59, 319, 1992

Danksagung

Diese Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt, dessen hervorragende Arbeitsbedingungen und gute Atmosphäre sehr zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Hofmann für die Möglichkeit der Mitarbeit in einem interessanten Projekt und seine kontinuierliche Unterstützung.

Bei allen Mitarbeitern der CT-Arbeitsgruppe (Dr. A. Daum, A. Fraß, G. Hermann, Dr. A. Heusler, M. Heß, Dr. T. Kihm, A. Kohnle, C. Köhler, F. Krafft, T. Kutter, H. Lampeitl, R. Mattheus, Dr. M. Panter, M. Ulrich, Dr. C. A. Wiedner, C. Wieland und H. Wirth) bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit und ihre Hilfsbereitschaft.

Insbesondere sehr hilfreich waren die fruchtbare Zusammenarbeit mit A. Daum bei der Erstellung der Steuerungssoftware, der unerschöpfliche Wissensschatz von T. Kihm im Umgang mit Rechnern und VME-Elektronik, die genaue Kenntnis der Detektorkomponenten von G. Hermann, und viele Hinweise über die Datenauswertung von M. Ulrich.

Dr. G. Leffers und Dr. K. Bernlöhr waren immer gute Ansprechpartner, wenn es um Probleme mit der Rechnern ging.

Bei den vielen technischen Aspekten dieser Arbeit war ich auf die gute Zusammenarbeit mit der Elektronik-Werkstatt des Instituts, insbesondere auf die Hilfe von N. Bulian und M. Stein, angewiesen.

Schließlich möchte ich noch die freundliche Unterstützung von Frau Suppanz in organisatorischen Fragen dankend erwähnen.

Anhang A

Steuerungsschaltpläne

Anhang B

Dokumentation der Steuerungssoftware