

Entwicklung des Laser-Leitsternsystems ALFA
und
Nahinfrarot-Beobachtungen des galaktischen
Zentrums

Dissertation

der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Thomas Ott
aus München

München, den 12. August 2002

Tag der mündlichen Prüfung: 30. Mai 2003

1. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Genzel
2. Gutachter: Prof. Dr. Ralf Bender

Zusammenfassung

In der vorliegenden Dissertation beschäftige ich mit astronomischen Beobachtungen und Beobachtungsmethoden, die zum Ziel haben, räumlich hochaufgelöste Abbildungen des Himmels zu erhalten. Sie gliedert sich in zwei Abschnitte.

Im ersten Abschnitt stelle ich das Instrument ALFA (Adaptive optics with Laser For Astronomie) vor, bei dessen Entwicklung ich beteiligt war. ALFA ist eine Zusammenarbeit der Max-Planck-Institute für Astronomie in Heidelberg (MPIA) sowie des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik in Garching (MPE). Die Zielsetzung dieses Instrumentes war, mit Hilfe eines künstlichen Laser-Leitsterns an jeder Stelle des Himmels eine Referenzquelle für eine adaptive Optik zur Verfügung zu stellen. Dies ist notwendig, da gerade die astronomisch interessantesten Objekte zu schwach für eine direkte Vermessung der Wellenfrontfehler sind. Nach einem kurzen Überblick über die möglichen Ansätze zur Erzeugung künstlicher Referenzquellen gehe ich im Detail auf die Realisierung des ALFA-Lasers ein. Daran schließt sich eine Beschreibung eines Experiments zur Bestimmung der Verteilung von Natrium-Atomen in der Hochatmosphäre an. Zuletzt stelle ich einige mit ALFA erzielte Beobachtungsergebnisse vor und gebe einen Ausblick auf die zukünftige Entwicklung von Laser-Leitsternen.

Im zweiten Teil dieser Dissertation beschäftige ich mich mit Beobachtungen des zentralen Parseks unserer Milchstraße. Die Datenbasis beinhaltet dabei beugungsbegrenzte Bilder, welche mittels der Methode der „Speckle-Interferometrie“ und mit adaptiver Optik gewonnen wurden, sowie Aufnahmen mit dem abbildenden Spektrometer 3D, welche zusätzlich spektrale Informationen bieten. Ich beschreibe die notwendigen Schritte der Datenreduktion sowie der Datenauswertung, um verlässliche physikalische Aussagen treffen zu können.

Die spektroskopischen Daten erlauben dann die Spektralklassifikation sowie die Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten für nahezu 100 Sterne. Eigenbewegungen sowie photometrische Meßreihen für mehr als 1000 Sterne können hingegen aus den hochaufgelösten Bildern gewonnen werden. Mit dieser Anzahl an Sternen war es mir möglich, die Dynamik des zentralen Sternhaufens genauer zu untersuchen. Die Arbeit schließt mit der Bestimmung der zentralen Masse der Milchstraße ab. Dabei stellt sich heraus, daß das Zentrum der Galaxis ein schwarzes Loch mit einer Masse von mehreren Millionen Sonnenmassen beherbergt.

Inhaltsverzeichnis

I ALFA

Adaptive Optik mit Laserleitstern	9
1 Vorbetrachtung	11
1.1 Einführung	12
1.2 Lösungsansätze	14
1.3 Speckle-Interferometrie im Nah-Infraroten	15
1.4 Adaptive Optik	16
1.5 Laserleitsterne	17
1.5.1 Rayleigh-Lasersysteme	19
1.5.2 Natrium-Laser	19
2 ALFA - Adaptive Optik mit Laserleitstern	21
2.1 Die adaptive Optik	21
2.1.1 Wellenfrontsensor	23
2.1.2 Tip-Tilt Sensor	25
2.1.3 Deformierbarer Spiegel	25
2.1.4 Wellenfrontrekonstruktion	26
2.2 Der Laser	26
2.2.1 Laserlabor	26
2.2.2 Strahltransport	29
2.2.3 Rückkopplungsschleifen	31
2.2.4 Sicherheit	36
2.2.5 Steuerung des Laserleitsterns	38
2.2.6 Messung der Natriumdichte in der Mesosphäre	42
2.3 ALFA in Betrieb	49
2.3.1 Das Trapez in Orion	49
2.3.2 Das galaktische Zentrum	51
2.3.3 Beobachtungen mit dem Laserleitstern	52
2.4 Ausblick	53

II	Das Galaktische Zentrum	55
3	Überblick über die Region	57
3.1	Das innerste Parsek	59
3.2	Die zentrale Masse	60
4	Beobachtungen und Datenreduktion	61
4.1	Instrumentierung	61
4.1.1	Die Kamera SHARP I	62
4.1.2	Der 3D-Spektrograph	63
4.1.3	Der Langspalt-Spektrograph CGS4	65
4.1.4	Die Kamera OMEGA-Cass	66
4.2	Beobachtungen	66
4.2.1	Speckle-Daten	67
4.2.2	Adaptive Optik-Daten des Gemini-Nord Observatoriums	69
4.2.3	Spektroskopie	70
4.3	Datenreduktion	72
4.3.1	Allgemeines	72
4.3.2	Erstellen beugungsbegrenzter Abbildungen	76
4.3.3	Reduktion spektroskopischer Daten	84
4.3.4	Reduktion der 3D-Daten	85
5	Auswertung	89
5.1	Astrometrie	89
5.1.1	Masterliste	89
5.1.2	Sternidentifikation und Positionsmessung	90
5.1.3	Koordinatentransformation	91
5.1.4	Eigenbewegungen	92
5.1.5	Astrometrische Koordinaten	93
5.1.6	Fehlerbehandlung	94
5.2	Photometrie	94
5.2.1	Flußbestimmung und Kalibration	95
5.3	Radialgeschwindigkeiten	96
5.3.1	Linienkarten	98
5.3.2	Gewinnung der Spektren	100
5.3.3	Ermittlung der Radialgeschwindigkeiten	100
6	Analyse	107
6.1	Die Leuchtkraftfunktion	107
6.2	Farben-Helligkeits-Diagramm	109

6.3	Analyse der Lichtkurven	110
6.4	Dynamik	111
6.4.1	Tangential- und Radialvektoren	111
6.4.2	Die Isotropie des Sternhaufens	112
6.4.3	Die eingeschlossene Masse	115
6.5	Bemerkungen zu einzelnen Quellen	119
6.5.1	Der Doppelstern IRS 16SW	120
6.5.2	IRS 34W - ein „Luminous Blue Variable“?	123
6.5.3	S1 und S2 - Messung der Beschleunigung	124
A	Zusammenfassung der Meßwerte	127

Einleitung

Viele der in der Astronomie auftretenden Fragestellungen befassen sich mit Strukturen, die auf kleinen Skalen zu finden sind: Die Suche nach extrasolaren Planetensystemen, Kartographie von Sternentstehungsgebieten, um nur zwei zu nennen. Sehr viele junge Objekte sind im Sichtbaren allerdings nur schwer zu beobachten, da sie hinter dichten Staub- und Molekülwolken liegen. Der nahinfrarote Spektralbereich, welcher sich bei Wellenlängen von wenigen μm befindet, bietet wesentlich bessere Beobachtungsmöglichkeiten, da zum Einen das langwellige Licht nicht so stark geschwächt wird und zum Anderen Beobachtungsmethoden existieren, die eine hohe räumliche Auflösung gestatten. Diese Verfahren sind Bestandteil des experimentellen Teils dieser Arbeit.

Im astronomischen Teil werden einige Aspekte des speziellen Beobachtungsobjekts des Galaktischen Zentrums betrachtet. Es besteht aus einem sehr dichten Sternhaufen und beherbergt im dynamischen Zentrum unserer Galaxie ein schwarzes Loch, dessen Masse mit 2,6 Millionen Sonnenmassen angesetzt wird. Aufgrund der hohen Dynamik, die durch eine solche Masse hervorgerufen wird, ist dieses Gebiet ein erstklassiges Laboratorium, um den Einfluß auf Sternentstehung, Gasdynamik, oder die Lebensdauer von Sternsystemen zu untersuchen.

Im ersten Teil dieser Dissertation werde ich zuerst die Notwendigkeit hoher räumlicher Auflösung bei astronomischen Beobachtungen darlegen. Danach werden die Umstände, die verhindern, dieses Ziel zu erreichen, sowie mögliche Lösungsansätze besprochen. Zuletzt werden zwei Instrumente vorgestellt, die auf verschiedene Art und Weise beugungsbegrenzte Abbildungen erlauben, wobei ich aktiv an der Entwicklung eines dieser Systeme mitgewirkt habe und das andere für Beobachtungen, welche im astronomischen Teil besprochen werden, benutzt habe.

Der zweite Teil befaßt sich mit verschiedenen Beobachtungsmethoden, die im Fall des Galaktischen Zentrums angewandt wurden. Die Auswertung der Daten und deren Analyse schließen sich an. Am Ende folgt eine Diskussion der physikalischen Inhalte, die in dieser Dissertation ermittelt wurden.

Teil I

ALFA

Adaptive Optik mit Laserleitstern

Kapitel 1

Vorbetrachtung

Seit Astronomen Fernrohre benutzen, haben sie mit der Ausschmierung der Sternbilder durch die Luftunruhe zu kämpfen. Schon Isaac Newton hat erkannt, daß für beste Beobachtungsbedingungen Orte auszuwählen sind, die fern jeder menschlichen Ansiedlung und auf hohen Bergen gelegen sind. Auch heute sind fast alle wissenschaftlich genutzten Sternwarten auf hohen Bergen, vorzugsweise in Wüstenregionen errichtet. Dies garantiert zum einen eine möglichst hohe Anzahl an klaren Nächten, zum anderen gute Beobachtungsbedingungen, was die Transparenz der Atmosphäre, dunklen Himmelshintergrund und wenig Streulicht durch menschliche Ansiedlungen sowie gutes Seeing beinhalten.

Trotz dieser Vorauswahl für den Beobachtungsstandort erlaubt die irdische Atmosphäre nicht, das Leistungsvermögen moderner Teleskope voll auszuschöpfen. Um deren räumliches Auflösungsvermögen zu bestimmen, kann man ein Teleskop als eine (große) Lochblende betrachten. Das räumliche Auflösungsvermögen wird durch Beugung an dieser Apertur begrenzt, eine Punktquelle wird als eine Beugungsfigur abgebildet, die die Form einer Airyfunktion hat. Das Rayleigh-Kriterium besagt, daß zwei Punktquellen gerade noch getrennt wahrgenommen werden, wenn das Maximum der Airyscheibe der einen Quelle in das erste Minimum der zweiten Quelle fällt. Demzufolge wird das Auflösungsvermögen Θ eines Teleskopes mit dem Hauptspiegeldurchmesser D bei einer Wellenlänge λ angegeben durch (siehe z.B. Hecht, 1991):

$$\Theta = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (1.1)$$

Für eine auf Sternwarten häufig anzutreffende Teleskopgröße mit einem Hauptspiegeldurchmesser im 4 Meter-Bereich beträgt das theoretische Auflösungsvermögen im sichtbaren demnach $0''04$. Allerdings ist in den allerbesten Fällen das Seeing in der Größenordnung einiger zehntel Bogensekunden und begrenzt damit die erreichbare räumliche Auflösung. Man

verschenkt daher eine Größenordnung an Auflösungsvermögen und erreicht nicht mehr, als ein 40 cm-Amateurteleskop leisten kann.¹

Es existieren mehrere Lösungsansätze, um das volle Potential moderner Großteleskope auszuschöpfen. In diesem Kapitel werde ich die Grundlagen der atmosphärischen Störungen darlegen und danach mögliche Auswege kurz zusammenfassen.

1.1 Einführung

Die von einem Beobachtungsobjekt ausgesandte sphärische Wellenfront erreicht unter Vernachlässigung von Streuung und Absorption im interstellaren Medium ungestört die oberen Randschichten der Atmosphäre und kann dort in sehr guter Näherung als ebene Wellenfront betrachtet werden. Aufgrund der Turbulenz der atmosphärischen Schichten wird diese Wellenfront nun auf eine ganz charakteristische Art und Weise gestört. Der Beobachter am Erdboden nimmt diese Störungen zuerst als das bekannte „Funkeln“ der Sterne wahr - diese Erscheinung wird Szintillation genannt und bedeutet eine Schwankung der Intensität. Bei Verwendung eines kleinen Teleskops ist zusätzlich eine unstete Bildwanderung zu beobachten. Mit zunehmender Teleskopgröße wird die Abbildung immer „verschmierter“, ganz ähnlich dem Flimmern, wenn man an einem heißen Sommertag über eine Teerstraße blickt.

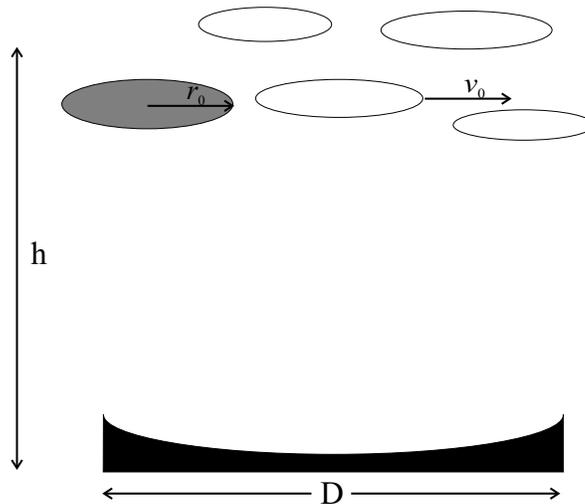


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Störung der Wellenfront durch die Atmosphäre

Abbildung 1.1 zeigt schematisch die Situation: Über der freien Öffnung eines Teleskops befinden sich mehrere Turbulenzzellen der Größe des „Fried-Parameters“ r_0 . Sie können als

¹Dies gilt natürlich nur für das räumliche Auflösungsvermögen. Um extrem schwache Objekte beobachten zu können, ist die Lichtsammelfläche eines Teleskops entscheidend, welche quadratisch mit dem Hauptspiegeldurchmesser wächst.

Blasen konstanter Dichte betrachtet werden und lenken die einfallende Wellenfront entsprechend ihres Brechungsindex ab. Die einfallenden Lichtstrahlen treffen also unter unterschiedlichen Winkeln auf den Hauptspiegel des Teleskops. Alle zueinander annähernd parallelen Strahlen interferieren und bilden ein sog. „Speckle“, welches beugungsbegrenzte Bildinformation enthält. Die Anzahl der Speckles N_S ist in etwa proportional zur Zahl $N \approx (D/r_0)^2$ der Turbulenzzellen über dem Teleskop. Der Friedparameter r_0 ist abhängig von der Wellenlänge λ , der Zenitdistanz β sowie von der Strukturfunktion der Atmosphäre $C_n^2(h)$:

$$r_0 = 0,185 \cdot \lambda^{6/5} \cos^{3/5} \beta \cdot \left[\int_0^L C_n^2(h) dh \right]^{-3/5} \quad (1.2)$$

Typische Werte für r_0 im Sichtbaren bei guten Beobachtungsbedingungen sind in der Größenordnung von 20cm. Dieses „Speckle-Muster“ ist allerdings zeitlich nicht konstant. Die Turbulenzzellen wandern mit der Windgeschwindigkeit \vec{v}_0 in der Höhe h über das Teleskop hinweg. Nach der atmosphärischen Kohärenzzeit τ_0 haben sie sich so weit weiterbewegt, daß sich das Specklemuster signifikant ändert. Die Kohärenzzeit, während derer das Specklemuster „eingefroren“ erscheint, kann abgeschätzt werden durch:

$$\tau_0 \approx 0,314 \frac{r_0}{\|\vec{v}_0\|} \quad (1.3)$$

Typische Werte für die Kohärenzzeit betragen wenige ms. Bei längeren Belichtungszeiten überlagern sich die Specklemuster statistisch. Die resultierende Aufnahme hat dann die Form einer zweidimensionalen Gaussverteilung mit einer vollen Halbwertsbreite in der Größe des Seeings. Das Seeing Θ_{Seeing} kann aus dem Friedparameter abgeschätzt werden:

$$\Theta_{\text{Seeing}} \approx \lambda/r_0 \quad (1.4)$$

Ein weiteres wichtiges Konzept bei der Beschreibung der atmosphärischen Störung der Wellenfront ist der „isoplanatische Winkel“ Θ_0 . Bei der Beobachtung von Quellen, die sich über einen ausgedehnten Winkelbereich am Himmel erstrecken, durchlaufen verschiedene Teilbereiche des Objekts unterschiedliche Anordnungen von Turbulenzzellen. Θ_0 hängt von der Wellenlänge und der Strukturkonstanten der Atmosphäre $C_n^2(h)$ ab. Vereinfachend kann man annehmen, daß sich die Turbulenzzellen in einer mittleren Höhe h befinden, so daß deren scheinbarer Winkeldurchmesser gegeben ist durch

$$\Theta_0 = 2 \arcsin \frac{r_0}{2h} \approx \frac{r_0}{h} \quad (1.5)$$

Nur über diesen Winkelbereich kann die Verformung der Wellenfront durch die Atmosphäre als konstant angenommen werden. Im sichtbaren beträgt Θ_0 in etwa $10''$.

1.2 Lösungsansätze

Die im vorigen Abschnitt vorgestellten Gleichungen zeigen, daß der Einfluß der Atmosphäre auf die Abbildung in einem astronomischen Teleskop wellenlängenabhängig ist. Eine zentrale Erkenntnis ist, daß der Fried-Parameter $r_0 \propto \lambda^{6/5}$ ist. Dies bedeutet, daß beugungsbegrenzte Beobachtungen vom Erdboden aus bei größeren Wellenlängen (im Nah-Infraroten) einfacher durchzuführen sind als im Optischen. Ziel der hoch-ortsauffösenden Abbildung ist der Ausgleich der Störung der Wellenfront. Dazu werden derzeit zwei unterschiedliche Verfahren benutzt:

- Bei der **Speckle-Interferometrie** wird die Störung der Wellenfront nachträglich durch die Bearbeitung am Rechner korrigiert, indem man viele (möglichst mehrere 1000) Kurzaufnahmen miteinander vergleicht. Sind die Belichtungszeiten kürzer als die atmosphärische Kohärenzzeit τ_0 , so können die Turbulenzen in der Atmosphäre „eingefroren“ werden. Damit ist die Bildinformation an der Beugungsgrenze des Teleskops noch vorhanden und kann durch den Vergleich vieler Aufnahmen zurückgewonnen werden.
- Die **adaptive Optik** mißt die Form der Wellenfront und gleicht die atmosphärisch bedingten Störungen mittels eines deformierbaren Spiegels in Echtzeit aus. Die Form der Wellenfront wird aus technischen Gründen im Optischen an einem Referenzstern gemessen. Dieser Stern muß innerhalb des isoplanatischen Winkels liegen und kann identisch mit dem Beobachtungsobjekt sein.

Hauptunterschied der beiden Verfahren ist also, daß bei der adaptiven Optik die hochaufgelöste Information in Echtzeit, bei der Speckle-Interferometrie erst nachträglich gewonnen wird. Daher können bei Verwendung adaptiver Optik lang belichtete Aufnahmen gemacht werden, was besseres Signal-zu-Rauschen als bei vielen kurz belichteten Aufnahmen erlaubt. Ebenso können mit adaptiver Optik spektroskopische Verfahren angewandt werden. Allerdings sind eben gerade viele astronomisch interessante Objekte im Optischen sehr schwach, da sie von Staubhüllen umgeben sind. Zum jetzigen Zeitpunkt können diese Objekte nur mit Hilfe der Speckle-Interferometrie hochaufgelöst beobachtet werden. Daher ist der Gedanke, Wellenfrontsensoren im infraroten Wellenlängenbereich zu betreiben, äußerst verlockend. Versuchsweise wurden solche Systeme schon verwendet, allerdings verhindern technische Schwierigkeiten derzeit noch einen regulären Einsatz. Die adaptive Optik selbst ist eine sehr junge Technologie. Das erste routinemäßig verwendbare System war ComeOn+, welches im Jahre 1991 von der ESO am 3,6-Meter Teleskop auf La Silla installiert wurde.

Nicht unerwähnt sollen zwei weitere Methoden bleiben, die eine höhere Auflösung als das Seeing erlauben:

- **Weltraumteleskope** wie das *Hubble Space Telescope* (HST) oder das *Infrared Space Observatory* (ISO) werden in eine Erdumlaufbahn geschickt, womit sie sich über der

störenden Atmosphäre befinden. Die Nachteile dieser Lösung beinhalten sehr hohe Kosten und die durch die Trägerrakete begrenzte Gesamtmasse und -größe des Teleskops. Im Infraroten ist die durch bodengebundene Teleskope erreichbare Auflösung heutzutage bis zu einem Faktor 5 größer (vergleiche 2,2-Meter Teleskop wie HST mit 10 Metern bei Keck).

- Bei der **Interferometrie** werden die Wellenfronten zweier (oder mehrerer) Teleskope, die für sich beugungsbegrenzt arbeiten, interferometrisch überlagert. Das erreichbare Auflösungsvermögen ist durch den größten Abstand der Fernrohre bestimmt. Diese Methode verlangt, daß entweder die einzelnen Teleskope sehr klein sind, damit deren Beugungsgrenze nahe dem Seeing ist, oder bei Verwendung großer Teleskope stabil funktionierende adaptive Optiksysteeme, was nur bei sehr hellen Objekten gewährleistet ist.

Der entscheidende Vorteil von Weltraumteleskopen ist, daß sie bei den Beobachtungen im Nah-Infraroten nicht auf wenige atmosphärische „Fenster“ guter Transmission beschränkt sind. Die Technologie der Interferometrie wurde in der Radioastronomie soweit entwickelt, daß durch Zusammenschalten mehrerer Teleskope auf verschiedenen Kontinenten (VLBI - Very Long Baseline Interferometry) eine räumliche Auflösung im Millibogensekundenbereich erreicht werden kann. Im Nah-Infraroten oder sogar Optischen steckt diese Technologie noch in den Kinderschuhen.

1.3 Speckle-Interferometrie im Nah-Infraroten

Nach Gleichung 1.3 kann das Specklemuster während einer endlichen Zeitspanne als „eingefroren“ betrachtet werden. In dem für diese Arbeit interessierenden Nah-Infraroten K-Band² liegt τ_0 (bei guten Beobachtungsbedingungen) in der Größenordnung von einigen 100ms. Eine Kamera, welche zur Speckle-Interferometrie geeignet ist, sollte also kurze Belichtungszeiten bis hinunter zu dieser Zeit erlauben, ohne daß wesentliche Totzeiten auftreten.

Man beobachtet bei dieser Beobachtungsmethode in jeder Aufnahme eine Specklewolke, die von einem hellsten beugungsbegrenzten Speckle dominiert wird. Die Belichtungszeit sollte so lange gewählt werden, daß Gleichung 1.3 gerade noch erfüllt wird und ist damit abhängig von den momentanen Beobachtungsbedingungen. Der Grund für eine möglichst lange Belichtungszeit ist das Ausleserauschen des Detektors, welches das erreichbare Signal-zu-Rauschverhältnis begrenzt. Dieses kann durch eine größere Anzahl von Photonen von der Quelle verbessert werden.

Bei der nachträglichen Bearbeitung der Aufnahmen werden die dominierenden Speckles im einfachsten Fall übereinandergeschoben (Simple Shift-and-Add, genaueres dazu siehe Abschnitt 4.3.2) und die Bilder aufaddiert. Dieses Verfahren ist nicht zu verwechseln mit der Tip/Tilt Korrektur, welche bei adaptiver Optik angewandt wird.

²Das K-Band bezeichnet den Wellenlängenbereich von $1,95\mu\text{m}$ bis $2,45\mu\text{m}$

1.4 Adaptive Optik

Jedes adaptives Optiksystm besteht prinzipiell aus drei Komponenten: Ein Analysator zur Vermessung der momentanen Wellenfront, ein aktives optisches Element zur Korrektur sowie ein Regelkreis, der die Verbindung zwischen Messung und Korrektur realisiert. Abbildung 1.2 zeigt den schematischen Aufbau einer adaptiven Optik. Das vom Teleskop einfallende Licht trifft auf einen Strahlteiler, der das sichtbare vom infraroten Licht trennt. Der infrarote Anteil wird zur wissenschaftlichen Kamera weitergeleitet, während der optische Anteil auf den Wellenfrontsensor trifft, wo die Abweichung zu einer ebenen Referenzwelle bestimmt wird. Die so gesammelte Information wird von einem Prozeßrechner verarbeitet und Korrektursignale für das aktive optische Element berechnet.

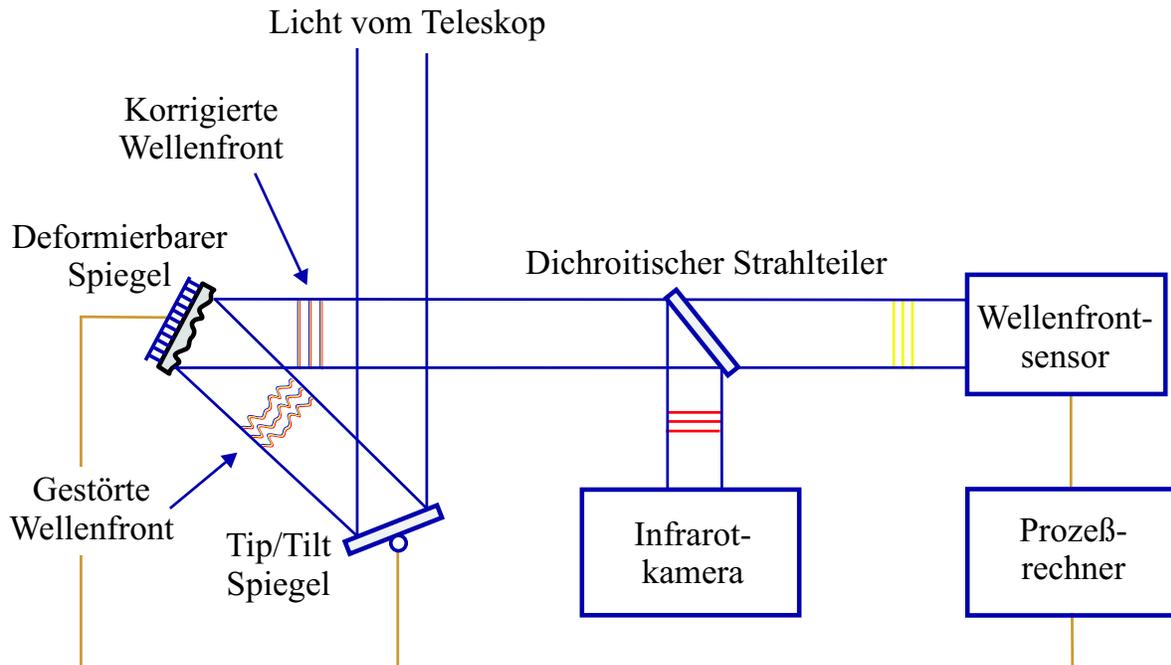


Abbildung 1.2: Schematischer Aufbau eines adaptiven Optiksystms

Die heutzutage verwendeten Wellenfrontsensoren arbeiten im optischen, da hier Detektoren in Form von CCD's (Charged Coupled Devices) zur Verfügung stehen, die rauscharm arbeiten und eine hohe Quanteneffizienz besitzen. Die zwei derzeit wichtigsten technischen Realisierungen eines Wellenfrontsensors sind:

- Der "Curvature-Sensor", welcher intra- und extrafokale Bilder der Wellenfront mißt. Daraus lassen sich Rückschlüsse auf die zweite Ableitung der Form der Wellenfront gewinnen.

- Der “Shack-Hartmann-Sensor” unterteilt die Wellenfront mittels einer Linsenmatrix in mehrere Subaperturen. Die Auslenkung einer Punktquelle in jeder einzelnen dieser Subaperturen erlaubt eine Bestimmung der ersten Ableitung der Form der Wellenfront.

Das aktive optische Element besteht bei allen astronomisch genutzten adaptiven Optiksyste-
men aus zwei Elementen. Die globale Bildbewegung (Tip und Tilt) wird von einem in zwei
Achsen verkippten Planspiegel korrigiert. Die höheren Ordnungen werden durch einen defor-
mierbaren Spiegel korrigiert. Dieser besteht aus einer dünnen Folie als reflektierender Fläche,
die von hinten von vielen Piezo-Stellelementen unterstützt wird.

Der Prozeßrechner übernimmt die Aufgabe, die Art der Störung der Wellenfront zu berech-
nen. Dies wird normalerweise im sog. „Modenraum“ bewerkstelligt, bei dem die Wellenfront
durch eine Polynomentwicklung beschrieben wird. Die verwendeten Zernike-Polynome sind
auf einer kreisrunden Apertur orthogonal und lassen sich mit den klassischen optischen Aber-
rationen Tip/Tilt, Defokus, Koma, Astigmatismus, sphärische Aberration, usw. identifizieren.
Der Prozeßrechner bestimmt also den jeweiligen Anteil der einzelnen Polynome an der Wel-
lenfrontdeformation und berechnet dann Korrektursignale für das aktive optische Element.

Zum heutigen Zeitpunkt wurden mehrere adaptive Optiksyste-
me auf verschiedenen Stern-
warten installiert. Die meisten dieser Systeme sind in ihrer Himmelsabdeckung durch die
Verfügbarkeit genügend heller Referenzsterne beschränkt. Ein adaptives Optiksyste-
m ist in
der erreichbaren Himmelsabdeckung dadurch beschränkt, daß für die Messung der Störung
der Wellenfront ein relativ heller Leitstern 14. Größenklasse oder heller notwendig ist, um
genügend Signal auf dem Shack-Hartmann Sensor zu bekommen. Dieser Leitstern muß sich
innerhalb des isoplanatischen Winkels zum eigentlich interessierenden astronomischen Objekt
befinden. Bei einer Grenzgröße von 14^m beträgt daher die Himmelsabdeckung nur wenige
Prozent.

Diese Beschränkung kann umgangen werden, indem man eine künstliche Lichtquelle mög-
lichst hoch in der Atmosphäre erzeugt. Dazu ist ein Natriumlaserstrahl geeignet, welcher in
der Hochatmosphäre in einer mesosphärischen Natriumschicht in etwa 90 km Höhe durch Re-
sonanzfluoreszenz einen künstlichen Leitstern generiert. Die erreichbare Himmelsabdeckung
wird durch ein solches System auf nahezu 90% vergrößert.

1.5 Laserleitsterne

Die Umgehung der eingeschränkten Himmelsabdeckung bei konventioneller adaptiver Optik
ist ein sehr aktiver Teil moderner astronomischer Instrumentierungstechnik. Es existieren prin-
zipiell zwei Möglichkeiten, eine künstliche Lichtquelle in der höheren Atmosphäre zu erzeugen:

- Bei einem Rayleigh-Leitstern wird die Streuung in der Atmosphäre bis zu einer Höhe
von 30 km genutzt

- Der Natrium-Laserleitstern regt natürlich vorkommendes Natrium in der Mesosphäre in einer Höhe von 90 km an

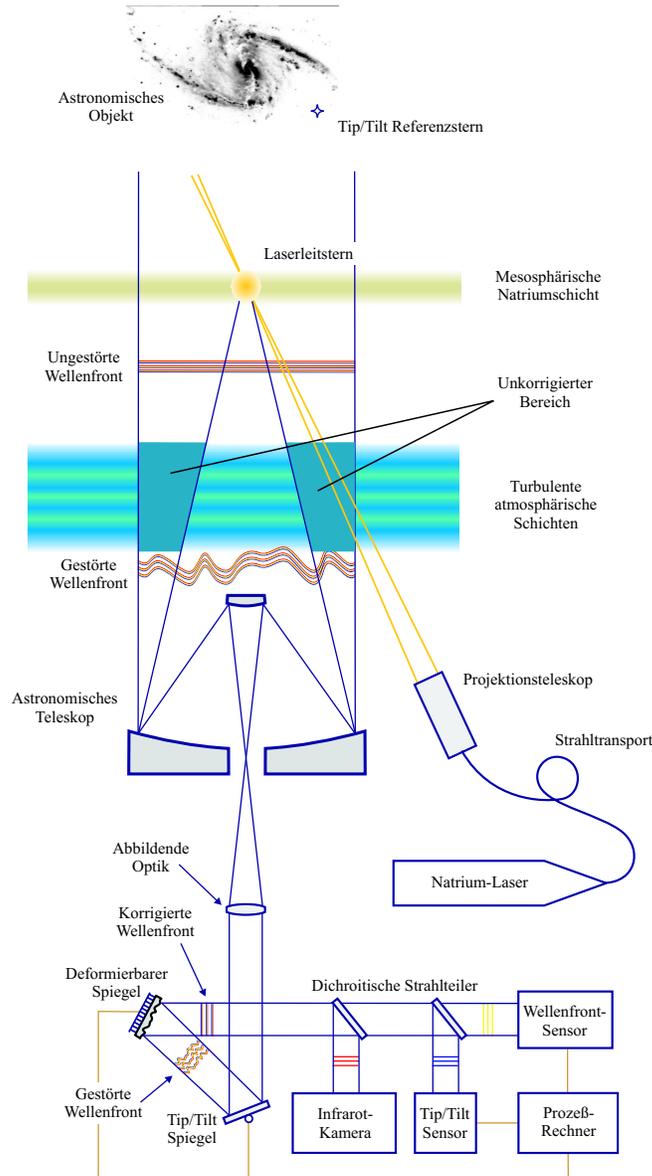


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau eines adaptiven Optiksystems mit Natrium-Laserleitstern. Die dunkel markierten Bereiche der atmosphärischen Turbulenzschichten können aufgrund der endlichen Höhe des Leitsterns nicht gemessen werden. Diese als „Cone-Effekt“ bezeichnete Tatsache ist bei Rayleigh-Leitsternen stärker ausgeprägt als bei Natrium-Leitsternen.

Beide Methoden haben ihre Vor- und Nachteile, auf die im Folgenden näher eingegangen werden soll. Die derzeit astronomisch betriebenen adaptiven Optiksysteme mit Laserleitstern

nutzen allerdings alle einen Natrium-Laser. Gemeinsam ist allen Lasersystemen, daß sie mit dem Problem des sogenannten „Cone-Effekts“ zu kämpfen haben (zur Erläuterung siehe Abbildung 1.3). Dieser kann durch die Verwendung mehrerer Laserleitsterne zur Vermessung der Wellenfront vermieden werden. Solche Systeme sind allerdings noch im frühen Planungsstadium. Die optimistischsten Voraussagen gehen von einer Inbetriebnahme frühestens im Jahre 2004 aus.

1.5.1 Rayleigh-Lasersysteme

Eine beliebige Lichtquelle, die in den Himmel strahlt, ist durch ihre Rayleigh-Streuung weithin sichtbar. Dies wird heutzutage in der Unterhaltungsindustrie vielfach bei sogenannten „Sky-beamern“ (zum Leidwesen vieler Amateurastronomen) ausgenutzt. Dasselbe Prinzip wird bei Rayleigh-Leitsternen ausgenutzt: Ein leistungsstarker Laserstrahl wird in Richtung des astronomischen Beobachtungsobjekts gesandt und dessen Rückstreuung aus einer Höhe von 30 km zur Analyse der Wellenfront benutzt. Damit der Wellenfrontsensor nur einen Lichtpunkt und nicht einen Streifen registriert, ist es nötig, die Laserstrahlung gepulst auszusenden. Die Pulse müssen so kurz sein, daß ihre zurückgelegte Wegstrecke während der Belichtungszeit vernachlässigbar ist. Daher ist es nötig, die Ausleserate des Wellenfrontsensors und die Laserpulse zu synchronisieren.

Der Vorteil dieser Technologie ist die Verfügbarkeit leistungsstarker (mehrere KW) gepulster Laser. Das Signal der zurückgestreuten Laserleistung ist sogar ausreichend, um adaptive Optik im Optischen zu betreiben, bei der Regelgeschwindigkeiten von mehreren kHz vonnöten sind. Der große Nachteil ist allerdings, daß aufgrund der geringen Höhe des Leitsterns von maximal 30 km der Cone-Effekt sehr ausgeprägt ist, so daß bei Verwendung nur eines Leitsterns die Größe der Teleskopapertur auf zwei Meter begrenzt ist. An astronomischen Teleskopen wurde daher diese Technik niemals angewandt. Das einzige bekannte System wurde am „Starfire Optical Range“ der US-amerikanischen Luftwaffe installiert. Die demonstrierten Ergebnisse sind sehr beeindruckend.

1.5.2 Natrium-Laser

In der Mesosphäre bei einer Höhe von 90 km befindet sich eine Schicht, welche mit Alkalimetallen angereichert ist. Diese wird immer wieder durch das ständige Bombardement der Erde durch Meteoriten aufgefüllt. Von den vorhandenen Elementen hat Natrium den größten Wirkungsquerschnitt für Resonanzfluoreszenz und ist deshalb am besten zur Anregung geeignet. Durch die große Entfernung der Natriumschicht ist der Cone-Effekt wesentlich schwächer ausgeprägt als bei Rayleigh-Leitsternen. Die Verwendung eines einzelnen Leitsterns ist bis zu einem Teleskopdurchmesser von 10 Metern möglich. Die maximal erreichbare Helligkeit eines Natrium-Leitsterns ist durch folgende Faktoren bestimmt:

- dem Wirkungsquerschnitt für Resonanzfluoreszenz
- die ausgesandte Laserleistung
- der Säulendichte der Natriumatome
- Sättigung der Natriumatome im angeregten Zustand.

Um Sättigung zu vermeiden, ist es von Vorteil, einen Dauerstrichlaser zu verwenden, da bei diesem, im Gegensatz zu gepulsten Lasern, die Leistung gleichmäßig zeitverteilt wird. Der maximale Wirkungsquerschnitt beträgt bei Anregung der Na D₂-Linie $\sigma = 8,9 \cdot 10^{-16} \text{m}^2$. Ein typischer Wert für die Säulendichte der Natriumatome in der Mesosphäre ist $\rho = 10^{14} \text{m}^{-2}$. Daraus resultiert eine typische Absorptionseffizienz der ausgesandten Laserstrahlung von $\sigma \cdot \rho \approx 10\%$ (eine genaue Herleitung ist in Hackenberg 1999 zu finden). Zur Zeit verfügbare Laser, welche auf dieser Linie strahlen, haben eine Ausgangsleistung von 6 Watt, was in einer erreichbaren Helligkeit des Leitsterns von etwa 10^m resultiert. Dies genügt für eine ausreichende Vermessung der Wellenfront. Die Schwierigkeit bei der Erzeugung derartiger Laserstrahlung ist, daß es keine kommerzielle Anwendung von Lasern dieser Wellenlänge gibt, daher ist das Interesse der Industrie an der Entwicklung solcher Laser sehr begrenzt.

Momentan sind zwei Systeme mit dieser Technik betriebsbereit: Das Lick-Observatorium und ALFA auf Calar Alto. Viele Teleskope mit Aperturen im 8 Meter-Bereich planen in den nächsten Jahren die Inbetriebnahme eines Natrium-Lasers.

Kapitel 2

ALFA - Adaptive Optik mit Laserleitstern

Das adaptive Optiksysteem mit Laserleitstern ALFA (Adaptive optics with Laser For Astronomy) ist ein Gemeinschaftsprojekt der Max-Planck-Institute für Astronomie (MPIA) in Heidelberg und für extraterrestrische Physik (MPE) in Garching. Die adaptive Optik, welche die Messung der Wellenfront sowie deren Korrektur durchführt, wird vom MPIA betrieben. Der Laser zur Erzeugung der künstlichen Referenzquelle ist das Aufgabengebiet des MPE. Das System ist auf der deutsch-spanischen Sternwarte auf dem Calar Alto in Südspanien am dortigen 3,5m-Teleskop installiert. Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über die Anlage, wobei in dieser Arbeit das Hauptaugenmerk auf den Laser-Teil des ALFA-Systems gelegt wird. Eine ausführliche Beschreibung der adaptiven Optik ist in Kasper (2000) zu finden.

2.1 Die adaptive Optik

Die adaptive Optik ist auf einer optischen Bank installiert, die direkt am Cassegrain-Flansch des Teleskops montiert wird. Ein Ziel der Auslegung der optischen Komponenten war es, die Anzahl der optischen Flächen möglichst gering zu halten. Die zentralen Elemente sind der Shack-Hartmann Sensor, der deformierbare Spiegel und ein Wellenfrontprozessor.

Abbildung 2.1 zeigt eine CAD-Zeichnung der optischen Bank der adaptiven Optik. Das von oben kommende Licht wird vom Tip/Tilt-Spiegel, welcher die schnelle Bildbewegung korrigiert, auf den $f/10$ Parabolspiegel abgelenkt. Dieser kollimiert den Strahl und bildet die Teleskoppupille auf den deformierbaren Spiegel ab. Dessen effektiver Durchmesser beträgt 66 mm. Nach der Reflexion auf dem deformierbaren Spiegel bildet der zweite Parabolspiegel mit einem Öffnungsverhältnis von $f/25$ den Teleskopfokus in die wissenschaftliche Kamera ab. Direkt vor der wissenschaftlichen Kamera befindet sich ein Strahlteiler, welcher das infrarote Licht in die Kamera reflektiert, während der optische Teil weiter auf den Wellenfrontsensor transmittiert wird. Eine besondere Eigenschaft bei der Auslegung des optischen Pfades ist, daß

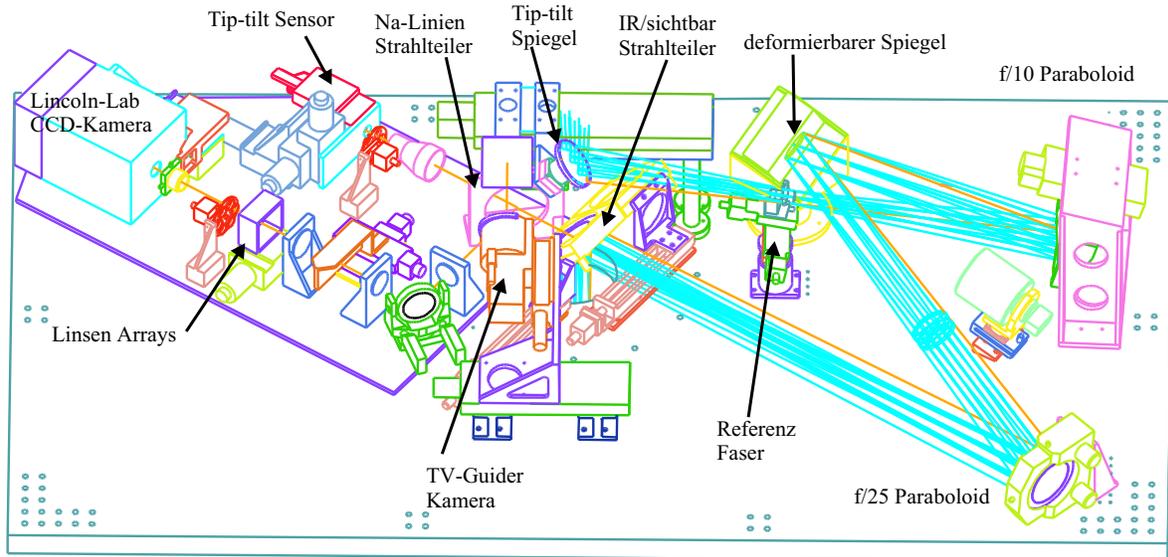


Abbildung 2.1: Schemazeichnung der optischen Bank

durch Ausfahren des Tip/Tilt Spiegels und des Strahlteilers die adaptive Optik komplett aus dem Strahlengang herausgenommen werden kann. Daher liegt der Teleskopfokus immer an derselben Stelle, egal, ob mit oder ohne adaptive Optik beobachtet wird. Dies erlaubt es, bei sehr schlechtem Seeing oder bei Fehlfunktion der adaptiven Optik ohne Zeitverlust andere Beobachtungen durchzuführen. Da die Bildqualität einer adaptiven Optik nahe der Beugungsgrenze des Teleskops ist, sollte die Pixelskala der wissenschaftlichen Kamera so gewählt werden, daß das Nyquist-Theorem erfüllt wird (beim einem 3,5 Meter Teleskop im Nahinfraroten also ca. $0,05''$). Ohne adaptive Optik ist eine gröbere Pixelskala, angepaßt an das momentane Seeing, angemessen (also eine Pixelskala im Größenbereich von $0,2''$ - $0,5''$). Dies wird bei Verwendung derselben Kameraoptik dadurch erreicht, daß der f/10 Strahl des 3,5 m Teleskops durch die adaptive Optik in einen f/25 Strahl umgewandelt wird.

Zusätzlich sind auf der optischen Bank noch einige Analyseinstrumente installiert:

- ein Interferometer zur Messung der Oberflächenstruktur des deformierbaren Spiegels
- eine Referenzfaser, die eine perfekte Punktquelle im f/10 Fokus zur Kalibration bietet
- eine Fernsehleiteinrichtung zum genauen Ausrichten des Teleskops auf das Beobachtungsobjekt
- der Wellenfrontsensor zur Analyse der Wellenfrontdeformation
- ein Tip-Tilt Sensor, der bei Benutzung des Laserleitsterns benutzt wird.

Der Wellenfrontsensor sowie der Tip-Tilt Sensor sind auf dem sogenannten "Analysearm" der optischen Bank aufgebaut. Nachdem der infrarote Strahlungsanteil des Beobachtungsobjektes

mittels des dichroitischen Strahlteilers auf die wissenschaftliche Kamera gelenkt wurde, wird der visuelle Teil dem Analysearm der adaptiven Optik zugeführt. Dieser besteht aus dem Wellenfrontsensor und dem Tip/Tilt-Analysator.

2.1.1 Wellenfrontsensor

Der Wellenfrontsensor vom Shack-Hartmann Typ wurde von AOA (Adaptive Optics Associates, Cambridge, USA) gebaut. Seine Aufgabe ist es, die Deformation der Wellenfront zeitlich gut aufgelöst zu messen. Für ALFA wurde die Alternative des Shack-Hartmann-Sensors gewählt, da sie in einigen Aspekten flexibler zu handhaben ist als ein Curvature-Sensor. Die prinzipielle Funktionsweise eines Shack-Hartmann-Sensors ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Das parallele Strahlenbündel wird mittels der Linsenmatrix in mehrere Aperturen aufgeteilt. Die Größe dieser Subaperturen sollte in etwa den atmosphärischen Bedingungen entsprechen, genauer dem Fried-Parameter. Einige Besonderheiten unterscheiden den Wellenfrontsensor, der bei ALFA benutzt wird, von anderen adaptiven Optiksyste-men.

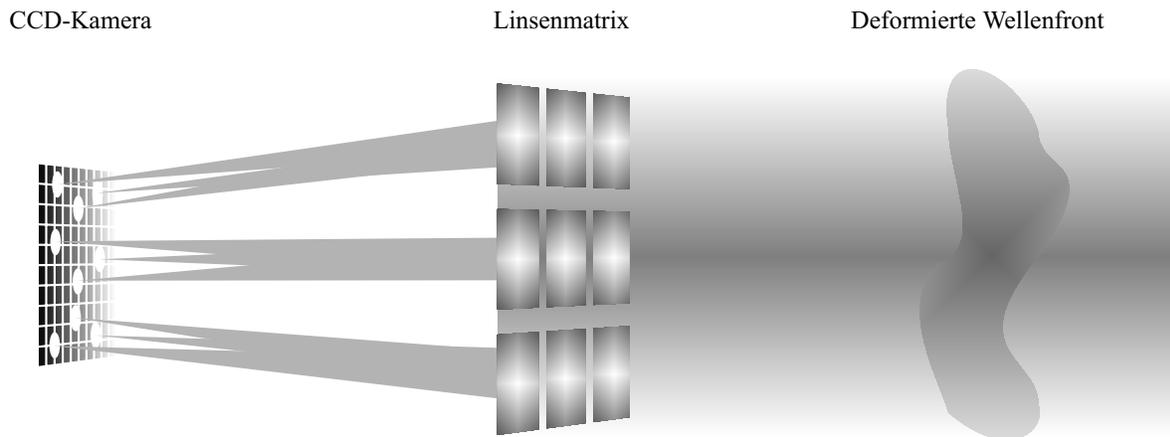


Abbildung 2.2: Prinzip eines Shack-Hartman-Sensors: Die einfallende Wellenfront wird von einer Linsenmatrix in mehrere Subaperturen aufgeteilt. Die Größe der einzelnen Subaperturen sollte an die Kohärenzlänge der Atmosphäre angepaßt sein, damit die lokale Wellenfront in dieser Subapertur nahezu eben ist und nur einer lokalen Verkippung unterworfen ist. Die Verschiebung der Abbildung des fokussierten Bildes dieser Subapertur auf der CCD-Kamera ist damit ein Maß für den Gradienten der Wellenfront an der Stelle der Subapertur.

Die Aufteilung der Subaperturen ist normalerweise in quadratische Elemente durchgeführt. Bei ALFA wurde hingegen eine hexagonale Aufteilung gewählt. Diese erlaubt es, insbesondere die zentrale Abschattung durch den Sekundärspiegel besser als bei einer quadratischen Aufteilung auszublenden (siehe Abbildung 2.3). Zusätzlich ist die Linsenmatrix fernsteuerbar austauschbar, um auf einfache Weise an verschiedene Umgebungsbedingungen und Leitsternhelligkeiten anpaßbar zu sein. Es sind Linsenmatrizen mit 3x3 sowie 5x5 Einzelementen

vorhanden. Bei der 5×5 Linsenmatrix sind die inneren 6 Subaperturen allerdings schlecht ausgeleuchtet. Eine Optimierung der Ausleuchtung konnte durch zwei veränderte Matrizen erreicht werden. Bei diesem sogenannten „Keystone“-Design wird die ringförmige Teleskop-pupille vollständig ausgenutzt. Die Form der Subaperturen wurden so gewählt, daß jede einzelne die gleiche Fläche besitzt, wodurch die einzelnen Shack-Hartman-Abbildungen dieselbe Helligkeit zeigen. Bei Beobachtung mit einem natürlichen Leitstern wird auf dem CCD des Wellenfrontsensors eine Skala von $0{,}75''$ pro Pixel verwendet. Da der Laserleitstern stärker ausgedehnt ist, wird der Abbildungsmaßstab auf $1{,}25''$ pro Pixel verändert. Dies erhöht das Signal-zu-Rauschverhältnis, allerdings unter dem Effekt, Positionsgenauigkeit zu verlieren.

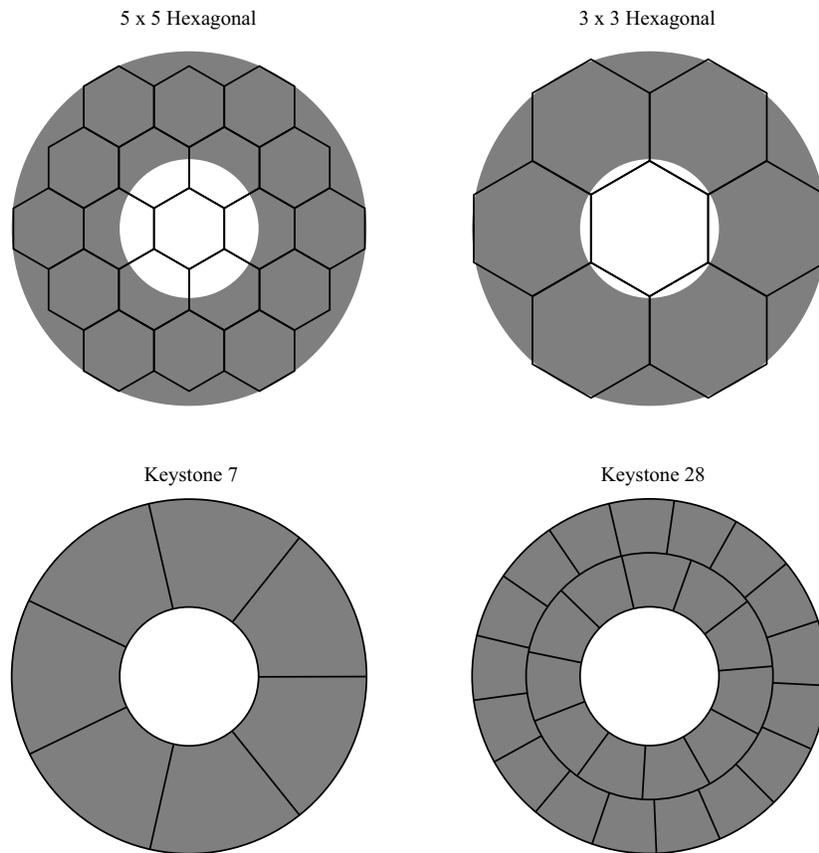


Abbildung 2.3: Verfügbare Linsenmatrizen bei ALFA. Diese können mittels eines fernsteuerbaren Verschiebeschlittens ausgetauscht werden.

Die Wellenfrontsensor-Kamera selbst ist eine CCD-Kamera der Firma Lincoln Labs, welche 64×128 Elemente besitzt, wovon allerdings nur 64×64 Pixel benutzt werden. Sie wird zur Verringerung des Dunkelstroms mit einem zweistufigen Peltierelement auf -35°C gekühlt. Die Ausleserate ist von 30 bis 1206 Bildern pro Sekunde einstellbar. Diese schnelle Ausleserate ist durch den Einsatz der sogenannten „Frame-transfer“-Technik möglich, wobei vor dem eigent-

lichen Auslesevorgang der gesamte Bildinhalt auf den ungenutzten Teil des CCD verschoben wird. Das Ausleserauschen dieser optimierten Kamera beträgt ca. 3 Elektronen pro Pixel.

2.1.2 Tip-Tilt Sensor

Bei Benutzung der adaptiven Optik mit einem natürlichen Leitstern werden alle Moden, inklusive Tip und Tilt, von den Wellenfrontensordaten bestimmt. Da von einem Laser-Leitstern Tip und Tilt nicht bestimmt werden können, ist ein separater Analysearm zur Messung der globalen Bildbewegung notwendig. Das optische Bild eines Leitsterns wird während der Korrektur auf diesen Sensor geleitet. Dies geschieht durch einen Strahlteiler, welcher sämtliches Licht außer der Natriumlinie zum Tip-Tilt Sensor durchläßt und die Natrium-Linie auf den Wellenfrontensensor reflektiert. Dieser Strahlteiler ist motorisch ein- und ausfahrbar.

Da zur Bestimmung von Tip/Tilt die gesamte lichtsammelnde Fläche des Teleskops benutzt werden kann, ist es möglich, wesentlich schwächere Quellen als bei der Benutzung eines Wellenfrontensensors zu analysieren. Das momentan benutzte System beinhaltet eine CCD-Kamera, auf welcher der Zentroid des abgebildeten Sterns zur Ermittlung des Tip/Tilt-Vektors benutzt wird. Mit dieser Lösung können Leitsterne bis $m_V = 16$ benutzt werden. Es hat sich herausgestellt, daß dieser Lösungsansatz nicht konkurrenzfähig zu Quadcells ist, die aus Avalanche-Photodioden aufgebaut sind (Hippler et al., 2000). Diese Technik verspricht eine Verbesserung der Grenzhelligkeit um eine Magnitude. Daher ist geplant, in nächster Zukunft solch ein System als Tip/Tilt Sensor zu verwenden.

2.1.3 Deformierbarer Spiegel

Der deformierbare Spiegel wurde von der Firma Xinetics Inc. hergestellt. Er besteht aus einer dünnen Folie als reflektierende Schicht, welche von hinten von 97 Piezo-Elementen (sog. *Aktuatoren*) gestützt wird. Diese Piezo-Elemente sind in der Lage, innerhalb 0,2 ms eine Strecke von $2\mu\text{m}$ zurückzulegen. Der Durchmesser des deformierbaren Spiegels beträgt 80 mm, wovon allerdings nur 66 mm ausgeleuchtet werden, d.h. 15 Aktuatoren sind für ALFA nicht nutzbar.

Die momentane Oberflächenform des deformierbaren Spiegels kann mit Hilfe des FISBA-Interferometers gemessen werden. Dies wird am Anfang jeder Beobachtungsnacht durchgeführt, um den Spiegel flach zu stellen. Durch eine Temperaturänderung während der Nacht verändert sich die Spiegelform durch die Wärmeausdehnungskoeffizienten der einzelnen Aktuatoren. Die Neuoptimierung der Spiegelform wurde deshalb vollständig automatisiert, so daß bei einer Änderung der Umgebungsbedingungen ein erneutes Flachstellen des deformierbaren Spiegels durchgeführt werden kann. Innerhalb einer Minute kann eine Genauigkeit von 60 nm erreicht werden.

2.1.4 Wellenfrontrekonstruktion

In den einzelnen Subaperturen des Shack-Hartmann Sensors werden die Auslenkungen der Sternabbildung von zuvor ermittelten Referenzwerten durch verschiedene Algorithmen bestimmt. Aus diesen Auslenkungen werden Zernike- oder Karhunen-Loeve Moden ermittelt. Diese stellen ein vollständiges System auf gefüllten Aperturen bzw. Ringaperturen dar (siehe Abschnitt 1.4). Die niedrigsten Moden beinhalten Defokus, Astigmatismus, Koma, usw. Um zu messen, wie eine einzelne Mode auf dem Wellenfrontsensor aussieht, ist es nötig, diese zu kalibrieren.

Die Kalibration stellt sicher, daß die gemessenen Fehlersignale in richtiger Art und Weise interpretiert und entsprechende Korrektursignale an den deformierbaren Spiegel gesandt werden. Dazu wird eine Weißlichtfaser in den Teleskopfokus gefahren, die eine beugungsbegrenzte künstliche Lichtquelle simuliert. Nach Optimierung der Ruhestellung des deformierbaren Spiegels (welche durch die Qualität der aufgenommenen Bilder auf der wissenschaftlichen Kamera bestimmt wird) werden einzelne Moden an den deformierbaren Spiegel angelegt. Durch Messung der Auslenkungen in den einzelnen Subaperturen kann eine Rekonstruktionsmatrix bestimmt werden, die angibt, welches Auslenkungsmuster zu einer bestimmten Mode gehört.

Während des Betriebs der adaptiven Optik werden sodann die Auslenkungen in den einzelnen Subaperturen gemessen und auf den Modenraum transformiert. Nach Multiplikation dieser Meßwerte mit der Rekonstruktionsmatrix stehen Korrektursignale für den deformierbaren Spiegel zur Verfügung, die angelegt werden müssen, um die momentan gemessene gestörte Wellenfront zu kompensieren.

2.2 Der Laser

Die Laseranlage befindet sich in einem getrennten Raum im Coudé-Geschoß des 3,5 m Teleskops. Seine Hauptbestandteile sind ein Coherent Innova 420 Argon-Ionen-Laser, der 27 Watt Ausgangsleistung bei mehreren Wellenlängen liefert. Dieser Laser pumpt einen Coherent 899 Farbstofflaser, dessen aktives Medium ein Rhodamin 6G-Hochgeschwindigkeitsstrahl ist. Der Farbstofflaser wurde so modifiziert, daß er 6 Watt Ausgangsleistung auf der Natrium D₂-Linie bei einer Linienbreite von 10 MHz liefert.

2.2.1 Laserlabor

Neben den eigentlichen Lasern befinden sich mehrere Analyseelemente zur Frequenzkontrolle sowie optische Bauteile zur Strahlkonditionierung auf der optischen Bank im Laserlabor. Diese beinhalten einen schnellen, wassergekühlten Verschluß, eine drehbare $\lambda/4$ -Platte zur Definition des Polarisationszustandes, den Modulator für das LIDAR-Experiment, sowie einen variablen Strahlaufweiter. Abbildung 2.4 zeigt den schematischen Aufbau der optischen Bank.

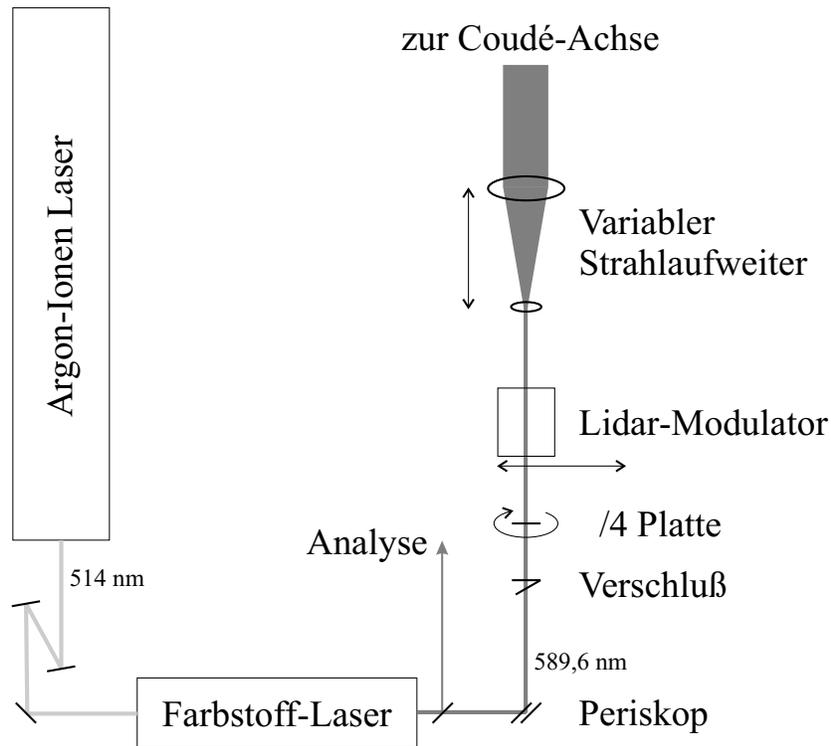


Abbildung 2.4: Aufbau der optischen Bank im Laserlabor

2.2.1.1 Der Laser

Beim ALFA-System wurde der Ansatz gewählt, eine künstliche Referenzquelle an möglichst weit entfernter Stelle an jeder beliebigen Position im Himmel zu erzeugen. Da bei einem Teleskop der 4-Meter-Klasse bei Verwendung eines Rayleigh-Laserleitsterns schon ein signifikanter „Cone-Effekt“ zu erwarten ist, fiel die Wahl auf einen Natrium-Laserleitstern. Die Technologie zur Erzeugung von Laserstrahlung bei 589,6 nm ist prinzipiell vorhanden, allerdings nicht bei so hohen Ausgangsleistungen, wie sie für unsere Anwendung notwendig sind.

Kernstück der Laseranlage ist ein Farbstofflaser, der von einer Pumpquelle gespeist wird. Der Pumplaser ist in unserem Fall ein kommerziell erhältlicher Argon-Ionenlaser, welcher eine Ausgangsleistung von 27 Watt bei mehreren Frequenzen liefert. Bei diesem Laser werden 80% der Leistung bei der Wellenlänge von 514 nm emittiert. Diese Laserleistung wird in den Farbstofflaser eingespeist, wo er auf einen Farbstoffstrahl fokussiert wird. Dieser Farbstoffstrahl stellt in diesem zweiten Laser das aktive Medium dar. Die Moleküle des Farbstoffs Rhodamin 6G haben ein breites Absorptionsspektrum, welches am effektivsten bei Wellenlängen von 500 nm bis 530 nm absorbiert. Abgestrahlt wird diese Energie dann im gelben Wellenlängenbereich. Dieser Lasertyp ist also auf verschiedene Emissionswellenlängen abstimmbare. Alle weiteren Elemente im Laser dienen dazu, eine genaue Wellenlängenselektion durchzuführen.

ren und einen räumlich sowie zeitlich stabilen Ausgangsstrahl zu produzieren. Eine genaue Darlegung der verwendeten Bauteile und deren Bedeutung ist in Hackenberg (2000) gegeben.

2.2.1.2 Strahlkonditionierung

Am Auskoppelspiegel des Farbstofflasers steht ein linear polarisierter, stark kollimierter Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 589,6 nm und einer Leistung von 6 Watt zur Verfügung. Einige weitere optische Bauteile sind noch auf der optischen Bank notwendig, bevor er zum Strahltransport bereit ist.

Zwei Spiegel dienen als „Periskop“, um den Laserstrahl genau auf die optische Coudé-Achse des 3,5m-Teleskops zu justieren. Der untere dieser Spiegel wird zugleich benutzt, um restliche Positionsabweichungen des Laserstrahls zu korrigieren. Dazu haben wir eine schnelle Tip-Tilt-Korrektur implementiert. Das durch den oberen Spiegel (welcher auf der Rückseite poliert ist) durchleckende Licht wird auf einen Vierquadrantendetektor geleitet. Dieser Detektortyp erlaubt eine sehr genaue Vermessung der aktuellen Position des Laserstrahls. Die Ausgangsspannungen dieses Detektors werden im Rechner digitalisiert, verarbeitet und danach Korrektursignale an eine Tip/Tilt-Plattform gesendet. Diese Korrekturschleife ist in der Lage, mit einer Frequenz von bis zu 1 kHz zu arbeiten und hält den Laserstrahl genau auf der optischen Achse des Coudé-Pfades.

Das nächste Element auf der optischen Bank ist ein schneller Verschluss, der dazu dient, den Laser an- und abzuschalten. Die $\lambda/4$ -Platte direkt anschließend dient zur Anpassung des Polarisationszustandes der ausgehenden Laserstrahlung. Der Polarisationszustand wird am Ausgang des Projektionsteleskops gemessen. Der LIDAR-Modulator kann ferngesteuert ein- und ausgefahren werden und ist ausführlich in Abschnitt 2.2.6.2 beschrieben. Schließlich ist als letztes Element ein variabler Strahlaufweiter installiert, der es erlaubt, den Durchmesser des projizierten Laserstrahls an die momentan gegebenen Wetterbedingungen anzupassen.

Weiterhin befinden sich im Laserlabor mehrere Rechner, die zur Steuerung dieser Bauteile nötig sind. Diese sind:

- Analog-Digital Wandler zur Jittermessung mittels des Vierquadrantendetektors
- Digital-Analog Wandler zur Ansteuerung der Tip-Tilt Plattform am unteren Spiegel des Periskops
- Motor-Steuergerät zur Rotation der $\lambda/4$ -Platte und zum Ein- und Ausfahren des LIDAR-Modulators
- Frequenz-Kontrolle des Farbstofflasers
- Ansteuerung des variablen Strahlaufweilers

Die Ansteuerungslogik und die Software für diese Elemente wurden von mir geschrieben. Um die Signalleitungen kurz zu halten und damit eine optimale Signalqualität zu erhalten, sind diese Bauteile in einem VME-Bus Rechner eingebaut, welcher direkt neben der optischen Bank installiert ist.

2.2.2 Strahltransport

Der im Laserlabor erzeugte und konditionierte Laserstrahl muß ohne wesentliche Einbußen an Strahlqualität und Leistung zum Projektionsteleskop, welches 2,9 Meter von der optischen Achse des 3,5 m-Teleskops entfernt am südöstlichen Rand der Teleskopmontierung aufgestellt ist, befördert werden. Bei ALFA verwenden wir dazu ein System von mehreren Spiegeln (siehe Abbildung 2.5):

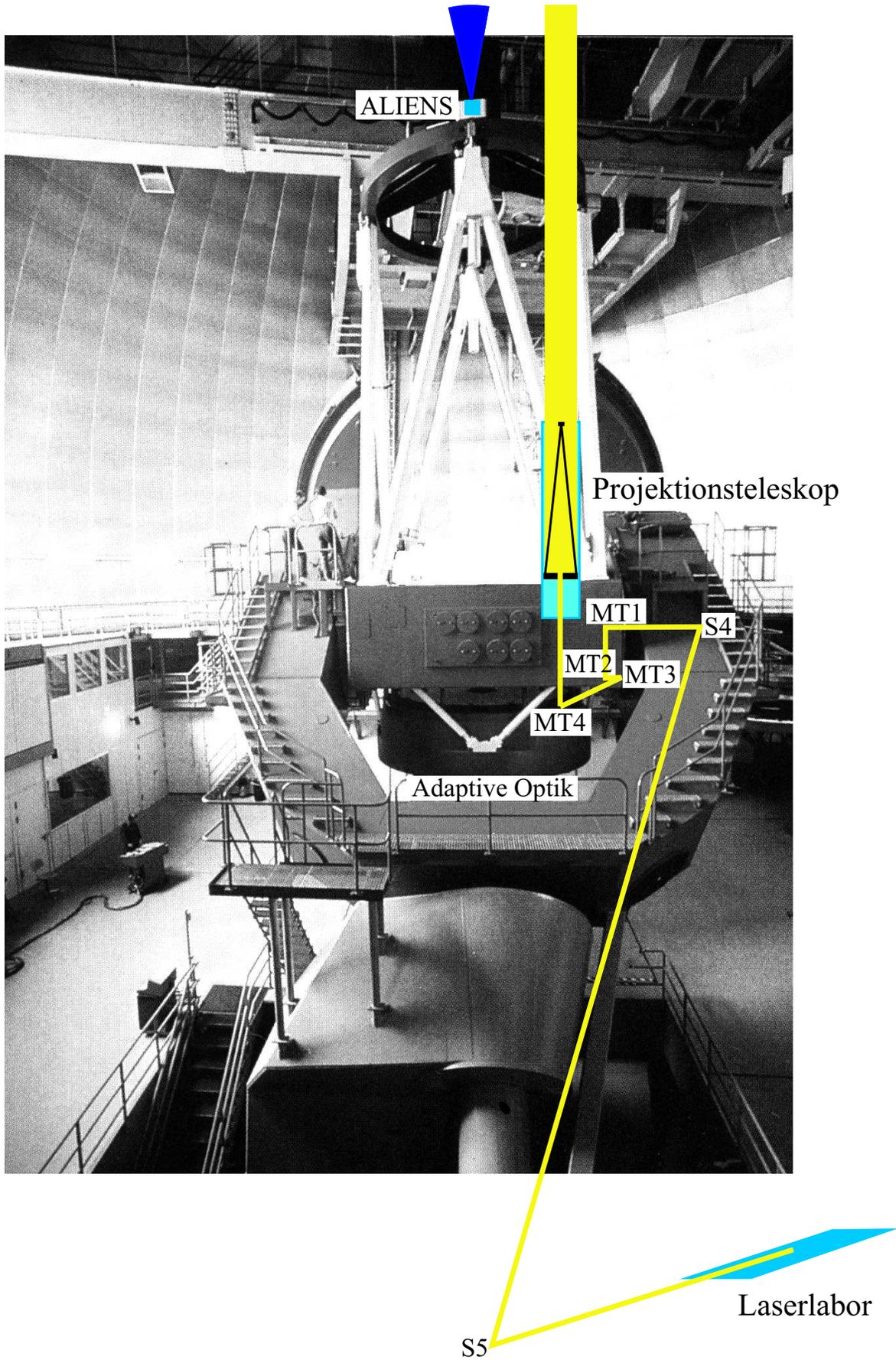
- S5 fädelt den Strahl auf den Coudé-Pfad
- S4 lenkt auf die Deklinationsachse ab
- MT 1, MT 2 und MT 3 sind Umlenkspiegel, um den Strahl direkt unter das Projektionsteleskop zu leiten
- MT 4 zentriert den Strahl auf den Sekundärspiegel des Projektionsteleskops

Da die Toleranzen bei der Einfädung sowohl der Coudé-Achse als auch der Deklinationsachse zu groß für ein passives Ausrichten der Spiegel sind, musste der Spiegel S4 motorisiert und mit einer Rückkopplungsschleife ausgestattet werden (siehe Abschnitt 2.2.3). Ebenso ist eine automatisierte Zentrierung auf den Spiegel S4 mittels S5 vorgesehen. Für eine genaue Justierung des Strahls auf das Projektionsteleskop sind ebenso die Spiegel MT 3 und MT 4 motorisiert und arbeiten in einem geschlossenen Regelkreis.

In der Vergangenheit haben wir festgestellt, daß die Spiegel des Strahltransportsystems aufgrund des hohen Staubanteils der Luft innerhalb weniger Monate stark verschmutzen. Daher wurde jeder Spiegel mit einer fernsteuerbaren Spiegelklappe versehen. Diese werden nach jeder Beobachtungsnacht geschlossen. Nach einer gründlichen Reinigung der Spiegel konnte so der Durchsatz von 60% auf über 80% gesteigert werden.

Um die Strahlqualität durch turbulente Luft im Kuppelinneren nicht zu vermindern, ist zusätzlich der gesamte Strahlverlauf mit schwarz eloxierten Aluminiumröhren verkleidet. Dies dient auch als Sicherheitsmaßnahme, um zu verhindern, daß Laserstrahlung unkontrolliert in die Teleskopkuppel eindringt.

Unter dem Projektionsteleskop befindet sich eine optische Bank, auf der Analyselemente zur Messung der Strahleigenschaften direkt am Ende des Strahltransportsystems eingebaut sind. Dieser Aufbau wurde im Rahmen einer Diplomarbeit (Rabien 1999) installiert. Folgende Einheiten sind vorhanden:



- Positionsmessung sowohl der Winkelabweichung als auch des Parallelversatzes
- Kollimation mittels einer Shearing-Interferometers
- Bolometer zur Messung der Ausgangsleistung
- Polarisationsmessung

Die optische Bank ist derart mit dem Projektionsteleskop verschraubt, daß beide optischen Achsen fest miteinander verbunden sind. Dadurch kann das Teleskop justiert werden, ohne sämtliche Analyseelemente neu einzurichten.

2.2.3 Rückkopplungsschleifen

Wie zuvor erwähnt, sind die Toleranzen der Strahleinfädung so groß, daß eine einmalige Justierung nicht ausreichend für eine ganze Beobachtungsnacht ist. Um die am Teleskop zur Verfügung stehende Beobachtungszeit möglichst effizient zu nutzen, war es daher notwendig, die Steuerung des Strahltransportsystems soweit zu automatisieren, daß beim normalen Beobachtungsbetrieb keine wesentlichen Verzögerungen durch die Strahleinfädung auftreten. Ziel dieser Automatisierung sollte sein, den Laserstrahl unabhängig von der momentanen Teleskopposition auf der optischen Achse des Projektionsteleskops zu halten. Weiterhin beinhalten die Algorithmen Methoden zur Optimierung der Helligkeit und des Profils des Leitsterns und dessen automatische Zentrierung auf den Wellenfrontsensor der adaptiven Optik.

2.2.3.1 Untere Regelungsschleife

Zu Beginn eines Beobachtungslaufs wird der Laserstrahl auf der optischen Bank mittels des Periskops auf die Coudé-Achse des 3,5m-Teleskops justiert. Dies geschieht sowohl in Parallelversatz als auch im Einfallswinkel. Da diese Einstellungen mit Fehlern behaftet sind, kann nicht verhindert werden, daß während der Beobachtung, wenn das Teleskop nachführt, oder bei einem Objektwechsel, der Laserstrahl um die Coudé-Achse präzessiert. Dies führt dann dazu, daß der Laserstrahl den Spiegel S4 nicht mehr mittig trifft. Um diesen Effekt zu kontrollieren, wurde eine Videokamera installiert, welche den Spiegel S4 beobachtet. Deren Signal wird auf einer Silicon Graphics Workstation digitalisiert und ausgewertet, indem der Zentroid des gestreuten Laserlichts auf dem Spiegel bestimmt wird. Mit diesem Meßwert werden Korrektursignale für den Spiegel S5 berechnet und an die Teleskopsteuerung gesandt, um den Laserstrahl wieder zu zentrieren. Die Ausführung eines Korrekturkommandos am Spiegel S5 dauert etwa eine Minute, daher ist der eben beschriebene Vorgang nicht in einem geschlossenen Regelkreis realisiert, sondern muß vom Beobachter explizit ausgeführt werden. Der Vorteil dieser langsamen und stetigen Bewegung ist, daß dadurch keine Störungen im weiteren Strahlverlauf hervorgerufen werden.

Eine zweite Videokamera beobachtet den Spiegel MT 3. Deren Signal wird ebenfalls digitalisiert und ausgewertet. Die von dieser Zentroidbestimmung ermittelten Korrekturwerte werden zur Ansteuerung des Spiegels S4 benutzt. Dieser Spiegel kann sehr schnell bewegt werden, daher ist diese Positionskontrolle in einem geschlossenen Regelkreis implementiert. Um durch die Bewegung des Spiegels S4 plötzliche Positionsänderungen zu vermeiden, wird dieser allerdings ebenfalls nur langsam und mit kleinen Beschleunigungen angesteuert.

Durch diese beiden Steuerschleifen (die unter dem Begriff „lower loop“ zusammengefasst sind) ist die räumliche Lage des Laserstrahl an der Position des Spiegels MT 3 vollständig definiert, sowohl was den Parallelversatz als auch den Einfallswinkel betrifft. Durch die langsame Bewegung der Spiegel ist auch sichergestellt, daß keine plötzlichen Positionsänderungen auftreten.

2.2.3.2 Obere Regelungsschleife

Die obere Regelungsschleife übernimmt die Aufgabe, den Strahl so exakt wie möglich auf der optischen Achse des Projektionsteleskopes zu halten. Mit Hilfe des Spiegels MT 3 wird die Ausleuchtung der Teleskoppupille bestimmt, d.h. ein Parallelversatz des Laserstrahls verwirklicht. Der Spiegel MT 4 steuert die Winkelabweichung von der optischen Achse. Da sich eine Winkelabweichung in der Einfädung des Strahls direkt in einem Wandern der Position des Laserleitsterns am Himmel auswirkt, ist es nötig, diese mit hoher Genauigkeit zu regulieren.

Auf der Analysebank direkt unter dem Projektionsteleskop werden mit Hilfe von 2 PSD's der Parallelversatz und die Winkelabweichung von der optischen Achse gemessen. Diese Signale werden auf einem VME-Bus Rechner digitalisiert und verarbeitet. Dabei werden Korrektursignale für die Spiegel MT 3 und MT 4 berechnet und über eine serielle Schnittstelle an das Motorsteuergerät gesandt. Da die beiden Messungen nur in erster Näherung unabhängig voneinander sind, aber hauptsächlich eine Winkelabweichung die Position des Lasers am Himmel beeinflusst, wird der Spiegel MT 3 zehnmal langsamer als MT 4 angesteuert. Der Spiegel MT 4 hingegen wird mit mehr als 100 Hz angesteuert, um den Laserleitstern am Himmel ruhig zu halten.

Abbildung 2.6 demonstriert die Effektivität der beschriebenen Regelkreise anhand des Meßsignals an der winkelmessenden PSD. Die niederfrequenten Störungen mit Perioden von mehr als einer halben Minute und Auslenkungen von bis zu einer Bogenminute werden von der unteren Regelschleife korrigiert. Der hochfrequente Anteil mit Auslenkungen von maximal 20'' wird hauptsächlich durch die sehr schnelle Ansteuerung des Spiegels MT 4 auf 5'' (Spitze zu Spitze) reduziert. Abbildung 2.7 veranschaulicht die Position des Laserleitsterns in einer Zeitspanne von 2 Minuten, wie sie sich ohne Regelschleifen darstellen würde. Nach Anschalten der Regelschleifen wird die Position bis auf wenige Bogensekunden konstant gehalten. Die restliche Bewegung des Laserleitsterns wird direkt am WFS gemessen und durch die Bewegung des Sekundärspiegels des Projektionsteleskops korrigiert (siehe Abschnitt 2.2.3.4).

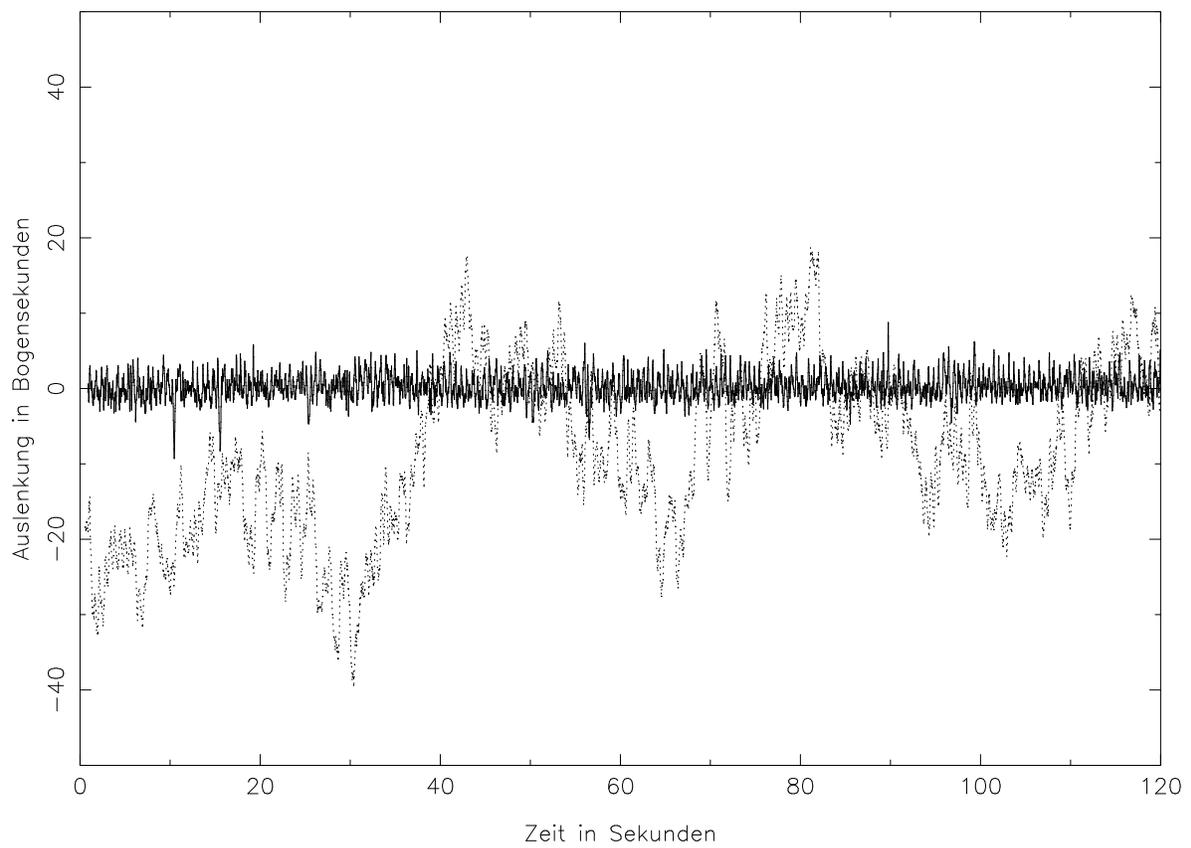


Abbildung 2.6: Positionsabweichung des Lasers in einer Achse ohne (gepunktete Linie) und mit (durchgezogene Linie) aktiver Regelung

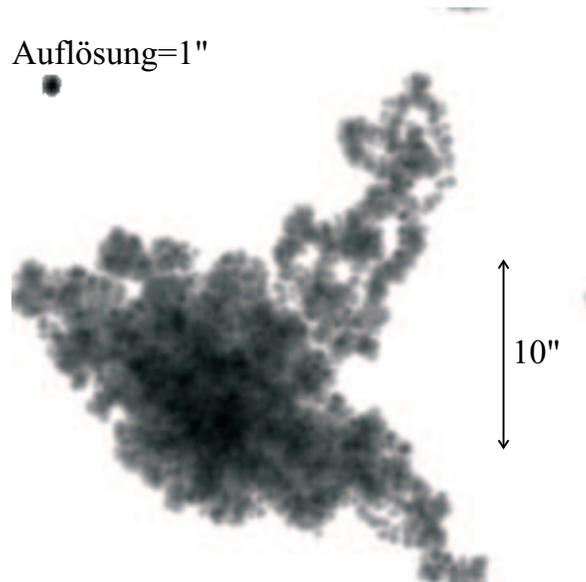


Abbildung 2.7: Wanderung des Laserstrahls innerhalb zwei Minuten am Eingang des Projektionsteleskops ohne Rückkopplungsschleifen. Die großen Ausreißer nach oben rechts werden durch eine unstete Bewegung des Spiegels S5 während der normalen Nachführung des Teleskops verursacht. Die Auflösung dieser Messung beträgt 1 Bogensekunde und wurde an einer Referenzquelle gemessen (oben links).

2.2.3.3 Polarisation

Die Anregung der mesosphärischen Natriumschicht geschieht am effektivsten mit zirkular polarisiertem Licht. Da der Farbstofflaser linear polarisiertes Licht erzeugt, genügt eine $\lambda/4$ -Platte auf der optischen Bank, um zirkular polarisiertes Licht zu erzeugen. Der Laserstrahl passiert im Strahltransportsystem mehrere Spiegel, die den Polarisationszustand bei jeder Reflexion ändern. Da diese Spiegel jede Bewegung des Teleskops mitmachen, genügt es nicht, einmal die $\lambda/4$ -Platte so zu justieren, daß am Projektionsteleskop zirkular polarisiertes Licht ankommt, sondern es ist eine aktive Regelung zur Anpassung des Polarisationszustandes notwendig.

Um den Polarisationszustand des in den Himmel projizierten Laserstrahls zu messen, wurde daher ein Analysegerät entwickelt, welches am Ausgang des Teleskops direkt neben dem Sekundärspiegel installiert wird. Um keine große Abschattung zu erzeugen, wurden die Abmessungen des Gerätes mit Absicht so klein wie möglich gehalten. Das Analysegerät besteht im Wesentlichen aus drei Photodioden, die unterschiedliche Stokes-Parameter bestimmen. Um unabhängig vom momentanen Beleuchtungsgrad zu sein, werden nur die relativen Intensitäten der Dioden in der Berechnung benutzt.

Die Ausgangssignale der Photodioden werden mit einer Rate von wenigen Hertz digitalisiert. Daraufhin wird auf dem Rechner der momentane Polarisationszustand berechnet. Diese Information füttert eine Kontrollschleife, welche die $\lambda/4$ -Platte so dreht, daß zirkular polarisiertes Licht das Teleskop verläßt. Damit ist sichergestellt, daß bei jeder Teleskopposition die

Natriumschicht am effektivsten angeregt wird und somit der Laser-Leitstern die größtmögliche Helligkeit aufweist.

2.2.3.4 Tip-Tilt des Lasersterns

Bei einer Systemkonfiguration, bei welcher der Laserstern exakt auf der optischen Achse des astronomischen Teleskops projiziert wird (sei es mit einem separaten Teleskop, welches hinter dem Sekundärspiegel montiert wird oder mittels Projektion durch das Teleskop selbst), durchläuft der Laserstrahl auf dem Weg zur Natriumschicht dieselben atmosphärischen Turbulenzzellen wie das Fluoreszenzlicht, welches den Laserstern erzeugt. In diesem Fall heben sich die auf- und abgehenden Bewegungen in beiden Achsen des Sterns weitgehend auf, d.h. der Laserstern sollte absolut ruhig stehen. Aus diesem Grund können auch Tip und Tilt nicht ohne Weiteres von einem Laserleitstern bestimmt werden. Dieser Idealfall wird allerdings bei ALFA aus den im Folgenden dargelegten zwei Gründen nicht erreicht.

Die Störungen, die dem Laserstrahl im Strahltransportsystem aufgeprägt werden, können trotz mehrerer Kontrollschleifen nicht zu 100% unterdrückt werden. Die restlichen Winkelabweichungen führen dazu, daß der Laserleitstern am Himmel wandert. Weiterhin ist zu beachten, daß auf Calar Alto das Projektionsteleskop aus technischen Gründen 2,9 Meter entfernt von der optischen Achse des 3,5 m-Teleskops aufgebaut wurde. Der Laserstrahl durchläuft also gerinfügig andere Turbulenzzellen während des Auf- und Abstiegs. Prinzipiell ist daher der Laserstern nicht ortsfest und auch hier können Tip und Tilt nicht aus dem Laserleitstern ermittelt werden.

Da während der astronomischen Beobachtung ein separater Tip-Tilt Leitstern zur Korrektur erforderlich ist, stellt das Wandern des Lasersterns kein grundsätzliches Problem dar. Da in dem in ALFA implementierten Kontrollalgorithmus für die Bestimmung der Zernike-Polynome feste Subaperturen mit vordefinierter Größe verwendet werden, ist es allerdings möglich, daß der Laserleitstern nicht mehr mit seinem vollen Profil in den einzelnen Subaperturen liegt. In diesem Fall wird die Bestimmung des Zentroids ungenau. Es ist aber auch möglich, daß der Leitstern vollständig aus den Subaperturen läuft. In diesem Fall regelt die adaptive Optik nur noch auf dem Rauschsignal des Himmelshintergrunds. Hierbei bricht der Kontrollalgorithmus in aller Regel auf.

Um beide Fälle zu vermeiden, werden die Tip und Tilt-Informationen, welche von den Wellenfrontsensordaten berechnet werden, in einer Koppelschleife an den Sekundärspiegel des Projektionsteleskops rückgeführt. Dieser Spiegel sorgt durch Verkippung dafür, daß der Laser scheinbar für den Wellenfrontsensor immer an derselben Stelle am Himmel steht.

2.2.3.5 Fokus

Die Fokussierung des Laserstrahls auf die Natriumschicht ist ein aufwendiges Verfahren. Der Abstand zwischen Teleskop und Natriumschicht variiert während der Nachführung oder beim

Wechsel auf ein anderes Beobachtungsobjekt. Dieser Effekt kann jedoch vorausberechnet werden. Allerdings zeigen Messungen, daß auch die Struktur und die Höhe der Schicht auf Zeitskalen von wenigen Minuten signifikanten Änderungen unterworfen sind (genauer dazu im Abschnitt 2.2.6). Da es nötig ist, nach einer neuen Fokussierung des Projektionsteleskops auch den Wellenfrontsensor scharfzustellen, wurde das ganze Verfahren automatisiert.

Dazu wird der Sekundärspiegel des Projektionsteleskops in kleinen Schritten auf verschiedene Höhen gefahren. Die Bilder des Wellenfrontsensors werden gespeichert und nach einer Mittelung ausgewertet, wobei die Ausdehnung des Laserleitsterns in den einzelnen Subaperturen berechnet wird. Für jede einzelne Stellung des Sekundärspiegels wird der gemittelte Wert dieser Analyse gespeichert. An diese Werte wird dann eine Parabel angeglichen. Deren Minimum beschreibt dann den optimalen Fokus, womit die Höhe der Natriumschicht bekannt ist. Diese Autofokus-Prozedur wird für den Beobachter nachvollziehbar in einem separaten Fenster der graphischen Benutzeroberfläche dargestellt, damit dieser bei offensichtlichen Fehlern manuell eingreifen kann. Dasselbe Verfahren wird nach erfolgreicher Fokussierung des Projektionsteleskops ebenfalls auf den Wellenfrontsensor angewandt.

2.2.4 Sicherheit

Bei Betrieb einer Laseranlage in der hier beschriebenen Dimension muß ein Mindestmaß an Sicherheit gewährleistet sein, um den beobachtenden Astronom vor der intensiven Laserstrahlung zu schützen. So muß beispielsweise ungeschultem Personal der Zugang zum Laserlabor untersagt sein. Da die erzeugte Laserstrahlung in die freie Atmosphäre projiziert wird, muß der Luftraum über der Sternwarte überwacht werden, um eventuelle Beeinträchtigungen von Piloten durch den Laserstrahl zu vermeiden.

2.2.4.1 Strahltransportsystem

Entlang des 35 Meter langen Strahltransportsystems muß vermieden werden, daß unkontrollierte Laserstrahlung die Teleskopkuppel durchquert. Daher sind auf der mechanischen Seite sämtliche Teile des Strahltransportsystems mit schwarz eloxierten Aluminiumrohren verkleidet, die verhindern, daß der kollimierte Strahl oder die Streustrahlung unkontrolliert die Kuppel passieren. Um weiterhin zu vermeiden, daß der Laserstrahl aufgrund unglücklicher Spiegelstellungen das geschützte System verläßt, wird an mehreren Positionen die Strahlage und Strahlintensität gemessen. Bei Unterschreiten gewisser Toleranzschwellen wird der Laser mit Hilfe eines Verschlusses auf der optischen Bank im Laser-Laboratorium abgeblockt.

Bei größeren Schwenkungen des Teleskops, wie sie beim Objektwechsel vorkommen, ist eine besondere Behandlung notwendig. Dies resultiert aus der Tatsache, daß der Spiegel S5 mit der schnellen Bewegung des Teleskops nicht schritthalten kann. Während dieser Zeit des „Nachlaufens“ des Spiegels kann eine ordnungsgemäße Einfädung des Laserstrahls nicht gewährleistet werden. Daher wird der Status des Spiegels S5 kontinuierlich abgefragt, um bei

einem „Nachlaufen“ gegebenenfalls den Laserstrahl mittels des Verschlusses abzublocken. Der Verschluss wird erst wieder geöffnet, wenn der Spiegel S5 seine Sollposition erreicht hat.

2.2.4.2 Überwachung des Luftraums

Die Leistungsdichte des vom Projektionsteleskop ausgehenden Laserstrahls ist zu gering, um die Augen eines Flugzeugpiloten, der direkt in den Laserstrahl hineinschaut, zu schädigen. Allerdings könnte dieser kurzfristig geblendet werden, was den sicheren Flugzeugbetrieb beeinträchtigen würde. Die Intensität der Rayleigh-Streuung ist viel zu schwach, um für einen Piloten im voraus erkennbar zu sein. Daher ist ein zuverlässiges System notwendig, welches Flugzeuge im Luftraum über der Sternwarte erkennt und geeignete Maßnahmen ergreift, um den Laserstrahl zu blockieren.

ALIENS (Aircraft Light Identification Emergency Notification System, System zur Identifikation von Flugzeuglichtern, welches eine Warnung ausgibt) ist ein solches System. Es wurde auf Calar Alto installiert. ALIENS überwacht den Luftraum mit einer CCD-Kamera. Diese ist hinter dem Sekundärspiegel des 3,5m-Teleskops angebracht und beobachtet damit die Himmelsregion, in die das Teleskop ausgerichtet ist. Das Bildfeld ist entsprechend dem freien Gesichtsfeld durch den Kuppelspalt gewählt und beträgt 20°. Abbildung 2.8 zeigt eine Schemazeichnung des Systems.

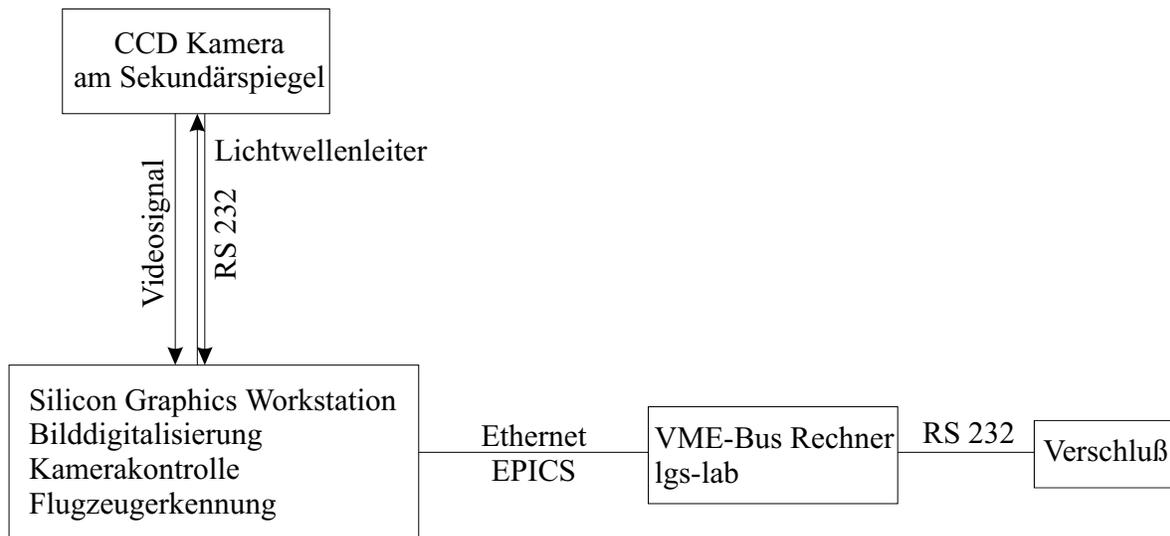


Abbildung 2.8: Schematische Funktionsweise von ALIENS

Die Videobilder der CCD-Kamera werden mittels einer optischen Faser in das Laser-Laboratorium übertragen. Dort werden die einzelnen Bilder auf einer Silicon Graphics Workstation digitalisiert und zur weiteren Bearbeitung temporär gespeichert. Zusätzlich besteht eine serielle Verbindung zwischen der Workstation und der Kamera, deren Signale ebenfalls

über eine optische Verbindung übermittelt werden. Mittels dieser Verbindung ist es möglich, Kameraparameter wie Integrationszeit und Starten oder Beenden der Integration zu steuern.

Der Algorithmus zur Flugzeugerkennung beruht auf der Annahme, daß sich die Flugzeuge relativ zu den Sternen bewegen. Da das 3,5m-Teleskop äquatorial montiert ist, findet keine Drehung des Bildfeldes statt. Während des normalen Beobachtungsbetriebs, wenn das Teleskop der scheinbaren Himmelsbewegung nachgeführt wird, sind die Sterne somit ortsfest. Die Differenz zweier aufeinanderfolgender Aufnahmen A_1 und A_2 ist daher ein gutes Kriterium, um sich bewegende Objekte zu identifizieren. Da jede einzelne Aufnahme einen Rauschanteil (Kameraelektronik, Dunkelstrom und Ausleserauschen) enthält, wird Alarm ausgelöst, wenn der Absolutbetrag aus der Differenz $A_2 - A_1$ einen empirisch ermittelten Grenzwert ε überschreitet:

$$\text{Alarm} = [\text{abs}(A_2 - A_1) > \varepsilon]$$

Nach Inbetriebnahme des Systems stellte sich heraus, daß helle Sterne häufige Fehlalarme verursachten. Der Grund dafür ist die Szintillation verursacht durch die Atmosphäre, welche sich in einer schwankenden Helligkeit der Sterne bemerkbar macht. Daher ist die Differenz zweier Bilder an den Orten heller Sterne nicht genau Null.

Da jeder Alarm zu einem sofortigen Abschalten des Lasers führt und somit Beobachtungszeit am astronomischen Objekt verloren geht, sollte die Anzahl der Fehlalarme jedoch so gering wie möglich sein. Der Kontrollalgorithmus berechnet daher periodisch eine Maske M_S , welche die Orte heller Sterne im Bildfeld markiert. Diese Sterne werden in der Bildung der Differenz nicht berücksichtigt. Ebenso ist eine zusätzliche statische Maske M_R erforderlich, um die schwankende Intensität der Rayleigh-Rückstreuung des Laserstrahls zu blockieren. Als endgültiges Kriterium für einen Alarm gilt:

$$\text{Alarm} = [\text{abs}((A_2 - A_1) \cdot (M_S + M_R)) > \varepsilon]$$

Diese beiden Maßnahmen haben erreicht, daß die Rate an Fehlalarmen auf weniger als einen pro Beobachtungsnacht gedrückt wurde. Dagegen konnten sämtliche mit bloßem Auge sichtbaren Flugzeuge sicher identifiziert werden, ebenso wie helle Satelliten und auch Meteore. Viele Fehlalarme werden hingegen bei schlechten Beobachtungsbedingungen, besonders wenn Wolken vom Mond angeleuchtet werden, von ALIENS produziert. Dies kann bei unserer Anwendung jedoch vernachlässigt werden, da bei bewölktem Himmel der Einsatz des Laserleitsterns nicht sinnvoll ist.

2.2.5 Steuerung des Laserleitsterns

Zeitgemäße physikalische Experimente sind sehr umfangreich und komplex. Es wird immer wichtiger, eine stabile Arbeitsumgebung zu schaffen, die es erlaubt, diese herausfordernde Instrumentierung ohne Einschränkungen zu bedienen. Dies kann nur durch maßgeschneiderte Ex-

pertensysteme, die aktive Elemente beinhalten, erreicht werden. Traditionelle Ingenieurskunst ist dazu nicht mehr ausreichend. Die verwendeten Kontrollsysteme benötigen fortgeschrittene Computeralgorithmen, die ebenso wichtig wie der eigentliche experimentelle Aufbau sind. Sehr oft werden die Computeraspekte eines Instruments vernachlässigt oder unterschätzt, was dazu führen kann, daß ein Instrument einfach nicht funktioniert.

Ganz besonders trifft dies auf ALFA zu: Dieses Instrument benötigt eine fortgeschrittene aktive Kontrolle in mehreren Bereichen. Einer ist das Strahltransportsystem, welches die Raumposition des Laserstrahls über ein langes, kompliziertes und sich bewegendes Spiegelsystem sehr genau festhalten muß. Eine andere Anwendung ist das Projektionsteleskop mit seinen Diagnoseelementen. Diese stellen sicher, daß auf dem Wellenfrontsensor der adaptiven Optik eine möglichst helle und scharfe Referenzquelle zur Vermessung der atmosphärischen Störungen zur Verfügung steht.

Meine Hauptaufgabe bei der Entwicklung von ALFA war die Erstellung geeigneter Software, um einen effizienten und ausfallsicheren Beobachtungsbetrieb während der Nacht zu gewährleisten. Alle verwendeten Rechner sind an das lokale Netzwerk auf Calar Alto angebunden. Der Datenaustausch findet über die Netzwerkdatenbank EPICS statt. Die Strategie der Aufteilung auf verschiedene Rechner hat sich beim Betrieb als sehr ausfallsicher herausgestellt. Es ist sichergestellt, daß bei Absturz eines einzelnen Rechners der Rest der Anlage ohne Störungen weiterbenutzt werden kann.

2.2.5.1 VME-Bus Rechner

Für einen reibungslosen Betrieb der Laseranlage ist es notwendig, Computerhardware zu benutzen, welche unter den verschiedensten Umgebungsbedingungen zuverlässig arbeitet. Daher fiel die Wahl auf sog. VME-Bus Rechner, welche harten Industrieanforderungen genügen. Diese sind in der Lage, trotz verschiedenster Temperaturen in der Teleskopkuppel (im Sommer 20°C, im Winter unter Null Grad) und extremen Luftfeuchtigkeiten (von 10% bis 100%) ohne Störungen zu arbeiten. Eine weitere Anforderung an die Rechner war, daß sie möglichst wenig Abwärme produzieren, da aufgeheizte Luft Turbulenzen in der Teleskopkuppel verursacht.

Im ALFA Lasersystem werden drei unabhängige VME-Bus Rechner eingesetzt (siehe Abbildung 2.9), die an strategisch wichtigen Orten aufgebaut sind: Einer im Laserlabor, einer am Cassegrain-Fokus des 3,5m-Teleskops, sowie einer direkt neben dem Projektionsteleskop. Der Grund für solch ein verteiltes System ist zum Einen, daß Signallängen zwischen Messapparaturen und den Analog-Digital-Wandlern möglichst kurz sein sollten, andererseits sollte die verfügbare Rechenleistung möglichst gut verteilt werden.

Der Rechner *lgs-lab* befindet sich im Laserlabor direkt neben der optischen Bank. Er dient zur Steuerung der Elemente, welche sich unmittelbar im Laserlabor befinden:

- Überwachung der Ausgangsleistung des Argon-Ionen Pumplasers

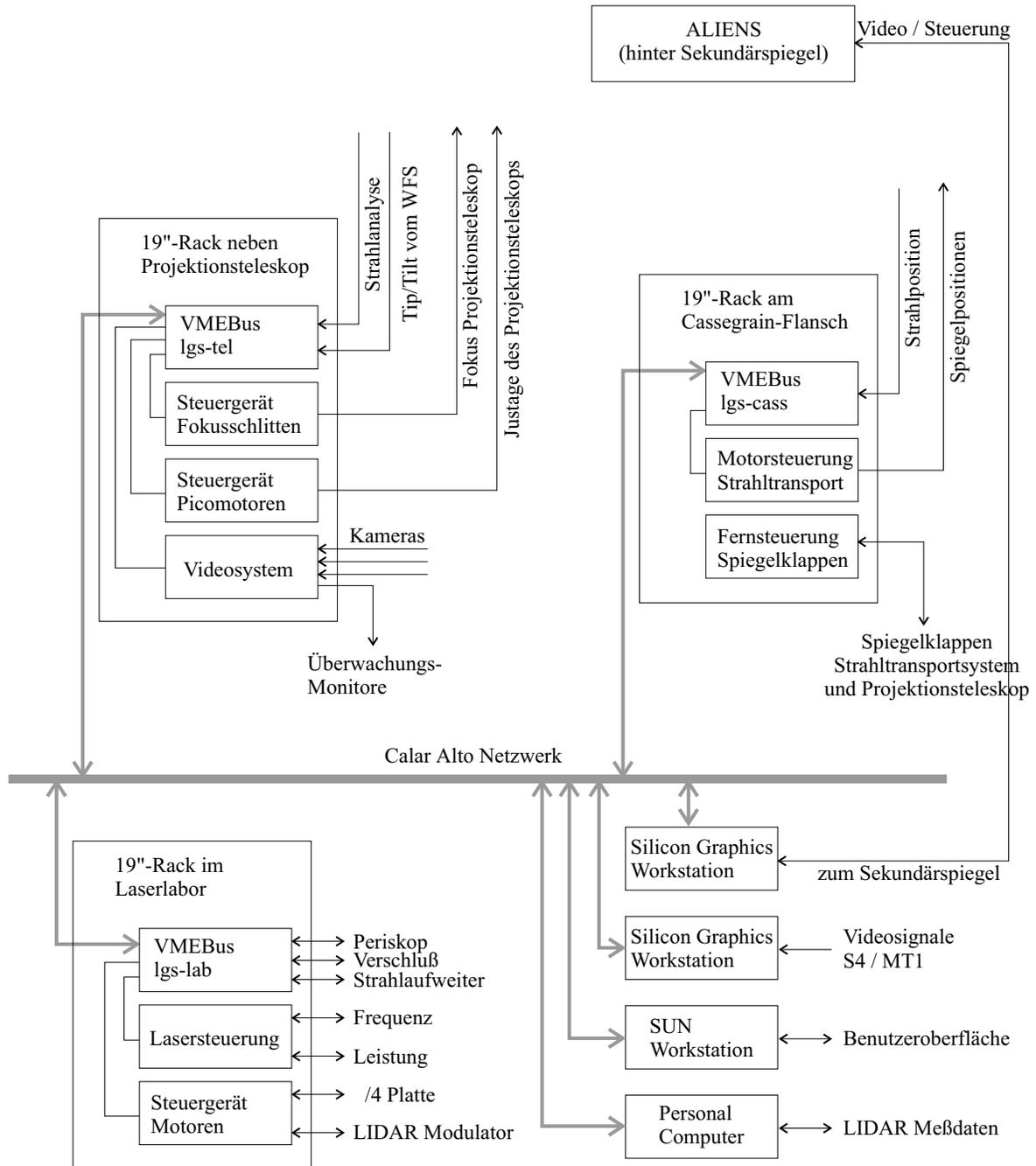


Abbildung 2.9: Aufteilung der Steuer- und Regelaufgaben auf die verschiedenen Rechner im Lasersystem

- Frequenzselektion des Farbstofflasers
- Steuerung des Polarisationszustandes mittels Rotation der $\lambda/4$ -Platte
- Ein- und Ausfahren des LIDAR-Modulators
- Schnelle Korrektur der Strahlposition am Periskop
- Öffnen und Schließen des Verschlusses
- Ansteuerung des variablen Strahlaufweiters
- Bewegen des Spiegels S5 zur erstmaligen Strahleinfädung

Der Rechner *lgs-cass* dient ausschließlich zur Lageregelung des Lasers im Strahltransportsystem. Dazu werden die Meßwerte der PSDs am Analyseschicht digitalisiert und daraus Korrektursignale für die motorisierten Spiegelhalterungen MT3 und MT4 berechnet. Das Meßsignal zur Ansteuerung des Spiegels S4 wird aus der EPICS-Datenbank entnommen. Im selben Rack befindet sich auch die Fernsteuerung der Spiegelklappen, welche nicht computergesteuert geöffnet bzw. geschlossen werden können. Dies ist beabsichtigt, damit kein Schaden durch lokale Erhitzung im Strahltransportsystem aufgrund geschlossener Spiegelklappen auftreten kann. Das Rack befindet sich jedoch nahe dem Beobachterraum und ist leicht zugänglich, so daß die Klappen zu Beginn und am Ende einer Beobachtungsnacht ohne große Mühe betätigt werden können.

Ein weiterer Rechner *lgs-tel* befindet sich direkt neben dem Projektionsteleskop und dient hauptsächlich der Datenerfassung der Analyseelemente. Er steuert folgende Aufgaben:

- Leistungsmessung am Eingang des Projektionsteleskops
- Bestimmung des Polarisationszustandes am Ausgang des Projektionsteleskops
- Ansteuerung eines Verschiebetisches zur Auswahl verschiedener Meßgeräte (Bolometer, Shearing-Interferometer)
- Verfahren des Fokusschlittens am Sekundärspiegel des Projektionsteleskops
- Kontrolle des Videosystems zur Überwachung des Strahltransportsystems
- Ansteuerung der Picomotoren bei der Justage des Teleskops
- Tip/Tilt-Korrektur durch Verkippen des Sekundärspiegels

Für die letztgenannte Aufgabe besteht eine direkte Verbindung des Rechners *lgs-tel* zum Steuerrechner der adaptiven Optik, über welche die gemessenen Auslenkungen des Laserleitsterns auf dem Wellenfrontsensor übertragen werden. Daraus werden dann Korrektursignale an die Verkippeinheit am Sekundärspiegel berechnet.

2.2.5.2 Workstations

Einige Meßsignale werden nicht von den VMEBus-Rechnern aufgenommen. Dies sind zum einen Videosignale, welche für den unteren Teil des Strahltransportsystems benötigt werden. Eine der beiden Silicon Graphics Workstations ist nur zuständig dafür, diese Videosignale zu digitalisieren und darauf die Position des Laserstrahls zu ermitteln. Diese Werte werden dann in die EPICS-Datenbank eingespeist. Die zweite Silicon Graphics Workstation ist für ALIENS reserviert (siehe Abschnitt 2.2.4.2).

Desweiteren ist eine SUN-Workstation vorhanden. Diese dient als Dateisystem-Server für die VMEBus-Rechner und stellt die graphische Benutzeroberfläche zur Verfügung. Sämtliche Programme zur Softwareentwicklung sind ebenfalls auf diesem Rechner verfügbar.

Der Personal Computer dient zur Meßdatenerfassung und -auswertung des LIDAR-Experiments (Abschnitt 2.2.6).

2.2.6 Messung der Natriumdichte in der Mesosphäre

Die Helligkeit des Laserleitsterns auf dem Wellenfrontsensor (bei gegebener Ausgangsleistung) ist davon abhängig, wie groß die momentane Säulendichte in der Natriumschicht ist und welche Winkelausdehnung der Laserleitstern aufweist. Es besteht keine Möglichkeit, die Säulendichte der Natriumatome zu erhöhen, um den Laserleitstern heller zu machen. Die Vermessung der Wellenfront wird aber auch umso genauer, je „kleiner“ der Leitstern erscheint, also sollte dieser auf dem Wellenfrontsensor eine möglichst geringe Winkelausdehnung aufweisen. Um dies zu erreichen, müssen sowohl der Laserstrahl als auch der Wellenfrontsensor auf die Natriumschicht fokussiert werden. Die genaue Fokusslage kann berechnet werden, wenn die absolute Höhe der Natriumschicht bzw. die Verteilung der Natriumatome entlang der Sichtlinie bekannt ist. Dazu benötigt man ein Verfahren, die Stärke der Resonanzfluoreszenz als Funktion der Höhe zu messen.

Die naheliegendste Methode, dies zu erreichen, besteht darin, mit einem Teleskop einige 100 Meter entfernt auf den Laserleitstern zu schauen. Von der Seite betrachtet sieht man dann einen Streifen, dessen Helligkeitsverteilung die relative Natriumdichte wiedergibt (siehe Abbildung 2.10). Dieses Verfahren hat jedoch zwei wesentliche Nachteile:

- es wird ein zusätzliches Teleskop inklusive Schutzbau benötigt
- eine genaue Transformation vom Koordinatensystem des Projektionsteleskops auf das des Meßinstruments ist vonnöten.

Eine weitere Möglichkeit, oben gestellte Aufgabe zu bewältigen, besteht darin, den ausgehenden Laserstrahl zu modulieren und durch Messung der Lichtlaufzeit die Dichteverteilung zu messen. Im einfachsten Fall sendet man dazu einzelne Pulse aus und zeichnet die Ankunftszeiten der Resonanzphotonen auf. Aus der Lichtlaufzeit läßt sich dann bestimmen, aus welcher

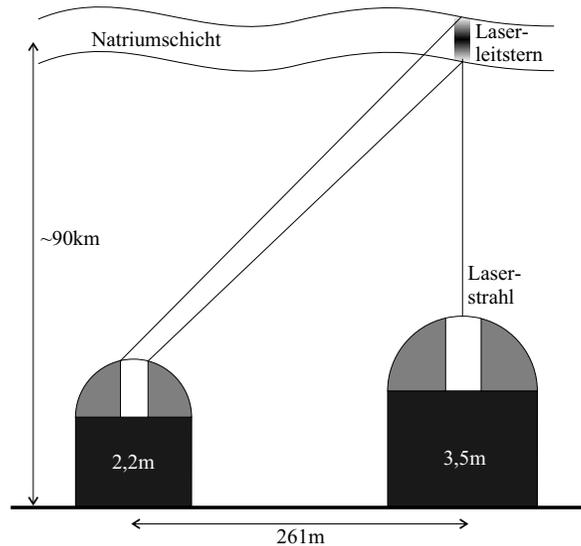


Abbildung 2.10: Meßaufbau zur Bestimmung der Natriumverteilung mit einem externen Teleskop, wie er beim Experiment auf Calar Alto benutzt wurde.

Höhe dieses Photon gesendet wurde. Die Auflösung des derart gemessenen Höhenprofils ergibt sich aus der Dauer eines einzelnen gesandten Pulses.

Diese Technik zur Vermessung des Profils der Natriumschicht ist als LIDAR (LIght Detec-tion And Ranging) bekannt und in ihrer Anwendung ganz ähnlich dem RADAR, nur daß statt Radioimpulsen Lichtimpulse verwendet werden. Sendet man allerdings nur einzelne Pulse und mißt deren Laufzeit, so ist die Totzeit des Systems extrem hoch, da man mit dem nächsten Puls warten muß, bis alle aus dem interessierenden Höhenbereich zu erwartenden Photonen zurückgekommen sind. Als Beispiel sei angenommen, man möchte eine Auflösung von 150 Metern im Bereich von 0 bis 150 km Höhe erreichen. Zum Erreichen dieser Auflösung ist eine Pulsdauer von $1\mu\text{s}$ nötig und die maximale (doppelte) Laufzeit der Photonen beträgt 1ms. Die Totzeit bei einem solchen System beträgt dann 99,9%.

Sendet man die Pulse als regelmäßige Folge mit einem Abstand kleiner als 1ms, so ist es nicht mehr möglich, zu unterscheiden, welches Photon aus welcher Höhe stammt. Als Ausweg kann man die Pulse jedoch in zufälliger Folge senden, sodaß es möglich ist, mittels Kreuzkorrelation das Höhenprofil der Dichte der Natriumatome zurückzugewinnen. Bei einer geeigneten Wahl der Pulsfolge ist eine Lichtausbeute von bis zu 50% möglich. Da das Profil aus der Messung der Lichtlaufzeit gewonnen wird, ist bei diesem Verfahren ein räumlicher Abstand zwischen Meßteleskop und Projektionsteleskop unnötig. Der Nachteil besteht darin, daß während der Bestimmung des Höhenprofils keine Beobachtungen mit adaptiver Optik vorgenommen werden können, da sämtliches Licht der Resonanzfluoreszenz der LIDAR-Messung zugeführt wird.

2.2.6.1 Kreuzkorrelation einer zufälligen Pulsfolge

Bei der Bestimmung des Höhenprofils der Natriumschicht P_{Na} nach dem oben beschriebenen Verfahren benutzt man eine zufällige Pulsfolge P_0 , deren Länge die maximale Lichtlaufzeit von 1ms überschreiten muß. Das Instrument mißt dann die Faltung der Pulsfolge mit dem Höhenprofil $M = P_{\text{Na}} \otimes P_0$. Falls P_0 so gewählt wird, daß ihre Autokorrelation nahezu eine Deltafunktion ist (was hier der Definition einer *zufälligen* Pulsfolge entspricht), so kann man das ursprüngliche Höhenprofil durch Kreuzkorrelation der Messung M mit der Pulsfolge zurückgewinnen:

$$P_{\text{Na}} = P_0 \otimes M \iff \widetilde{P_{\text{Na}}} = \widetilde{P_0} \cdot \widetilde{M}$$

Bei ALFA benutzen wir eine Variation dieses Verfahrens. Obwohl der Pulsabstand 1ms beträgt, werden die zurückkommenden Photonen alle 500ns aufgezeichnet (sog. *over-sampling*), um das Nyquist-Theorem zu erfüllen. Um nun P_{Na} zu ermitteln, nehmen wir eine neue ausgesandte Pulsfolge P_1 an, die doppelt so lang wie P_0 ist, wobei auf jeden angenommenen Puls der Dauer 500ns eine Null folgt. Löst man dann obige Gleichung nach P_{Na} auf, erhält man eine direkte Beziehung zwischen M und P_{Na} (hierbei bezeichnet $\text{fft}(P)$ die schnelle Fouriertransformation von P , *fast fourier transform*, und $\text{fft}^{-1}(P)$ deren Umkehrung):

$$P_{\text{Na}} = \text{fft}^{-1}(\text{fft}(P_1) \cdot \text{fft}(M))$$

Bei diesem Meßergebnis muß noch das Abstandsquadratsgesetz berücksichtigt werden, da die Intensität eines weiter entfernten Senders mit dem Quadrat des Abstandes abnimmt:

$$P_{\text{Na}}(x) = P_{\text{Na}} \cdot x^2$$

Da der Laserstrahl 2,9 Meter von der optischen Achse des Teleskops gesendet wird, ist grundsätzlich noch eine Laufzeitkorrektur aufgrund der unterschiedlichen Einfallswinkel des gemessenen Signals nötig. Bei einer angenommenen Schichtung der Natriumschicht von 85km bis 95km beträgt dieser Laufzeitunterschied allerdings nur 0,3 Pikosekunden und ist daher vernachlässigbar.

Als Endergebnis erhält man die Faltung des Höhenprofils der Natriumschicht mit der Form eines einzelnen Pulses P_L . Diese kann gemessen werden, indem das LIDAR-Experiment bei geschlossener Teleskopkuppel durchgeführt wird. Es wird dann nur eine einzige Höhe, nämlich der Abstand zur Kuppelinnenseite, mit sehr hohem Signal-zu-Rauschverhältnis gemessen. Das so gewonnene Pulsprofil P_L kann dazu benutzt werden, die Meßdaten zu „entfalten“, um die Höhenauflösung zu verbessern. Bei diesem Experiment wurde die Höhe der Teleskopkuppel zu 270 Metern bestimmt, obwohl der Abstand nur weniger als 10 Meter beträgt. Dies ist gleichbedeutend mit einer Verzögerung im Meßsystem (durch Kabellängen und Signallaufzeit-

ten) um $1,8\mu\text{s}$. Dieser Wert von 270 Metern wurde von allen Meßwerten in Abschnitt 2.2.6.3 abgezogen.

2.2.6.2 Meßaufbau des LIDAR-Systems

Ein LIDAR-System, welches auf den Prinzipien des vorhergehenden Abschnitts beruht, wurde als Bestandteil des ALFA-Systems in Zusammenarbeit mit der University of Galway, Irland, auf Calar Alto installiert. Die Zielsetzung war, innerhalb von 30 Sekunden ein Dichteprofil der Natriumschicht mit gutem Signal-zu-Rauschverhältnis messen zu können. Diese Information soll dann benutzt werden, um das Projektionsteleskop und den Wellenfrontsensor optimal zu fokussieren.

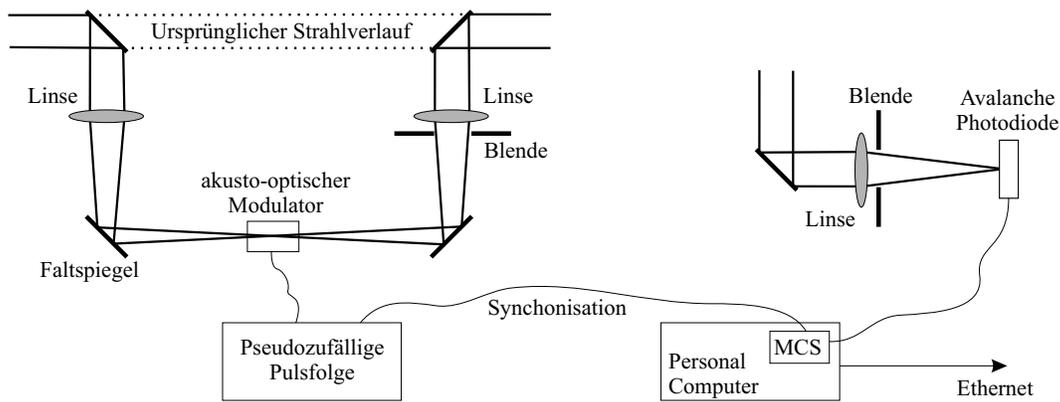


Abbildung 2.11: Aufbau der Modulationseinheit im Laserlabor (links) und der Meßeinheit auf der optischen Bank der adaptiven Optik (rechts). Der Personal Computer zur Datenaufnahme und -auswertung befindet sich im Laserlabor.

Da der ALFA-Laser ein Dauerstrichlaser ist, muß dessen Ausgangsstrahl mit der zufälligen Pulsfolge moduliert werden. Um bei der LIDAR-Messung das bestmögliche Signal-zu-Rauschverhältnis zu erhalten, ist es wünschenswert, eine möglichst rechteckförmige Modulation des Laserstrahls sicherzustellen. Um dies zu erreichen, sollte der Laserstrahl mit einer Frequenz im MHz-Bereich amplitudenmoduliert werden. Die Wahl fiel auf einen akusto-optischen Modulator, welcher durch Erzeugen einer Druckwelle in seinem Glas den Brechungsindex ändert. Dadurch wird ein sich bewegendes Gitter erzeugt, welches den Laserstrahl einige zehntel Grad ablenkt. Die An- und Abstiegszeit des modulierten Strahls hängt natürlich von dessen Durchmesser ab. Um eine Anstiegszeit von 100ns zu erreichen, werden zwei Linsen mit einer Brennweite von 250mm benutzt und der Modulator etwa 1cm vor dem Fokus der ersten Linse platziert. In Abbildung 2.11 links ist zu sehen, daß zwei Ablenkspiegel den Laserstrahl auf eine kleine optische Bank ablenken. Nach der zweiten Linse wird der Strahl wieder auf den ursprünglichen Pfad zum Projektionsteleskop geleitet. Die Blende dient dazu, das abgelenkte

Licht (also die „aus“-Stellung des Modulators) abzublocken. Die gesamte Modulationseinheit ist auf einem Verschiebetisch installiert und kann ferngesteuert ein- und ausgefahren werden.

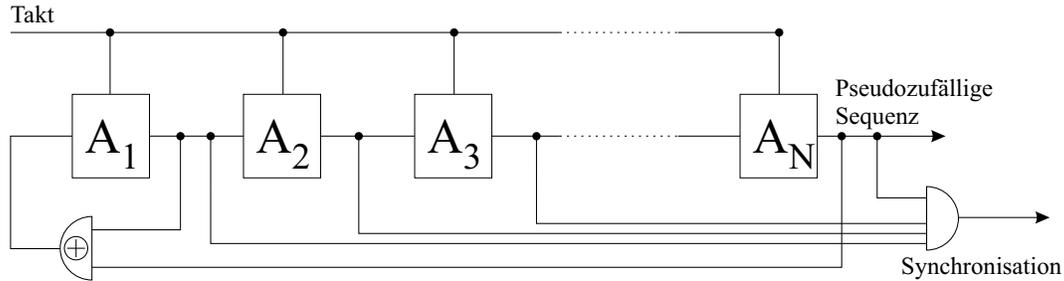


Abbildung 2.12: Prinzip eines Schieberegisters zur Erzeugung einer pseudozufälligen Sequenz

Die zufällige Pulsfolge wird in einem Schieberegister der Länge N , welches von zwei Ausgängen A_1 und A_2 über ein XOR-Gatter gespeist wird, erzeugt (siehe Abbildung 2.12). Die genaue Wahl der Ausgänge wurde in einer Simulation optimiert, wobei natürlich $A_1 = N$ gegeben ist. Die maximal erreichbare Länge einer so erzeugten pseudozufälligen Pulsfolge ist $2^N - 1$, allerdings wiederholt sich die Pulsfolge bei schlechter Wahl von A_2 schon wesentlich früher (vergleiche Tabelle 2.1).

Um den Schaltungsaufwand so gering wie möglich zu halten, wurde in der Ausführung des Pulsgenerators $N = 15$ gewählt. Das XOR-Gatter wird von den Ausgängen $A_1 = 15$ sowie $A_2 = 1$ gespeist, womit die Länge der pseudozufälligen Pulsfolge $2^{15} - 1 = 32767$ beträgt. Zu Beginn der Sequenz besitzen alle Schieberegister den Wert Eins. Diese Folge von 15 Einsen tritt erst nach der maximalen Länge der Sequenz wieder auf, da alle Permutationen durchlaufen werden und ist geeignet, um den Synchronisierungsimpuls zu erzeugen. Dies wird durch ein UND-Gatter, welches von allen Ausgängen des Schieberegisters gespeist wird, verwirklicht. Um eine Pulsdauer von $1\mu s$ zu erreichen, wurde die Taktfrequenz des Generators zu 1 MHz gewählt, damit ist eine gesamte Pulsfolge 0,032767 Sekunden lang.

Auf der Empfängerseite wurde auf der optischen Bank der adaptiven Optik ein Verschiebetisch installiert, der sämtliches vom 3,5m-Teleskop kommende Licht auf eine Avalanche Photodiode (APD) lenkt (siehe Abbildung 2.11 rechts). Diese Photodioden sind photonenzählende Empfänger, die für jedes ankommende Photon ein TTL-Signal liefern. Sie arbeiten ohne Ausleserauschen und Dunkelstrom und besitzen eine Quanteneffizienz von $> 70\%$. Das Gesichtsfeld dieser APD wurde mit einer Blende auf $6''$ beschränkt, um nur die Resonanzfluoreszenz in der Natriumschicht zu messen und die Rayleigh-Rückstreuung abzublocken, da diese für die hier gestellte Aufgabe uninteressant ist.

Die TTL-Signale der APD werden an einen Mehrkanal-Skalierer (Multi Channel Scaler, MCS) weitergeleitet. Der verwendete MCS besitzt 131072 Kanäle, wobei jeder einem Zeitintervall von 500ns entspricht. Zu Beginn jeder Pulsfolge wird vom Modulator ein TTL-Signal an

N	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
A_2	2	3	3	5	4	7	5	7	9	11	10	13	14	14	14	11
A_3						5				8	6	8		13		
A_4						3				6	4	4		11		

Tabelle 2.1: Beispielhafte Zuordnung von A_2 , um eine pseudozufällige Pulsfolge der Länge N zu erhalten. Bei $N = 8, 12, 13, 14, 16$ ist die maximale Länge nicht durch die Verwendung eines einzigen Anschlusses zu erreichen, dann müssen weitere Anschlüsse A_3 und A_4 über ein XOR-Gatter zusammengeschaltet werden. Statt dem hier angegebenen Wert für A_i kann auch der Wert $N - A_i$ verwendet werden (aus: Tietze, Schenk, 1976).

den MCS gesendet, welches zur Synchronisation dient. Bei Empfang des Synchronisationssignals startet der MCS bei Kanal 0 und erhöht dessen Zähler, falls innerhalb 500ns ein Photon registriert wird. Nach dieser Zeit wird die Kanalnummer um eins erhöht und wiederum die ankommenden Photonen registriert. Dies wird wiederholt, bis ein neues Synchronisationssignal empfangen wird, worauf die Zählung wieder bei Kanal 0 beginnt.

Nach Ende der Messung wird der MCS ausgelesen. Die Daten werden dann, wie im vorherigen Abschnitt erläutert, reduziert. Alle Daten werden nach der Analyse auf einen Zentralrechner übertragen und graphisch dargestellt. Die gesamte Ausleselogik, die Datenreduktion sowie der MCS sind in einem Personal Computer, welcher unter Windows NT läuft, realisiert. Dieser PC ist, wie das gesamte ALFA-System, an die EPICS-Datenbank angeschlossen. Dies ermöglicht eine vollständig fernsteuerbare Bedienung des LIDAR-Systems ohne die Notwendigkeit, direkten Zugriff zum PC zu haben.

2.2.6.3 Ergebnisse

Mit einem Prototypen des beschriebenen LIDAR-Systems wurden am 17. und 18. Oktober 1999 Messungen auf Calar Alto durchgeführt. Obwohl die atmosphärischen Bedingungen extrem schlecht waren (am 17. betrug das Seeing $4''$ und der Laserleitstern hatte eine Ausdehnung von $6''$, am 18. verhinderten leichte Cirruswolken eine klare Durchsicht, wodurch das Signal um einen Faktor 30 geschwächt wurde), konnten in diesen beiden Nächten Daten aufgenommen werden. Es mußte für eine einzelne Messung daher länger als die geplanten 30 Sekunden belichtet werden, um genügend Signal zu sammeln. Die Höheninformation bleibt davon allerdings unberührt, da hierzu nur Laufzeitunterschiede benutzt werden.

In Abbildung 2.13 wird die zeitliche Entwicklung der Natriumschicht in beiden Nächten angezeigt, höhere Natriumdichte wird durch eine dunklere Grauschattierung dargestellt. Am 17. Oktober war die Natriumschicht von einem dünnen Streifen hoher Dichte dominiert, welcher sich unabhängig von der restlichen Natriumschicht in der Höhe bewegt. Am 18. Oktober gab es zwei dominierende Streifen, die sich gemeinsam langsam nach unten bewegten. Die durchschnittliche Höhe der Natriumschicht, auf welche der Laserleitstern und der Wellenfrontsensor

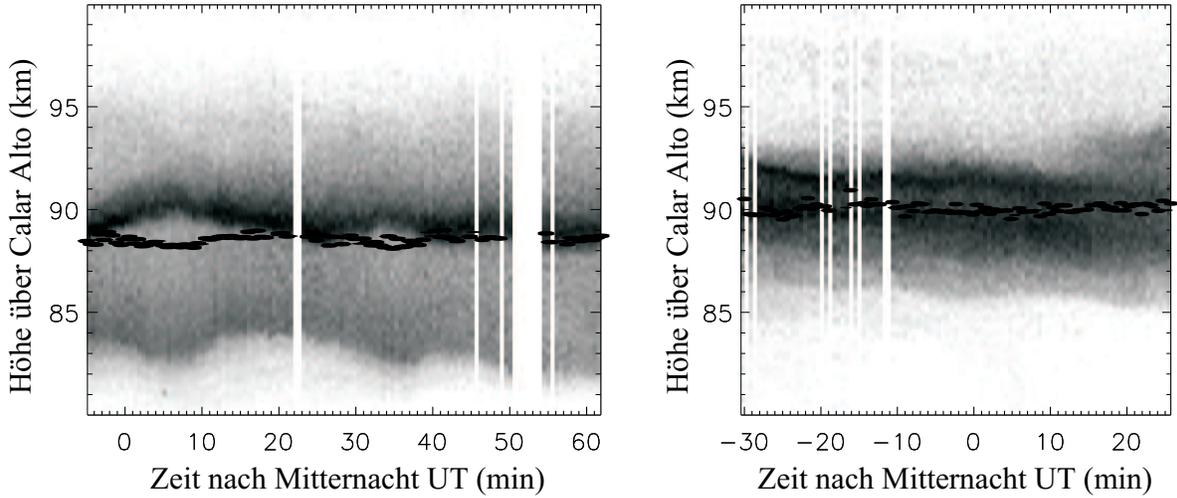


Abbildung 2.13: Diese Graustufenabbildung zeigt die zeitliche Entwicklung des Höhenprofils der Natriumschicht am 17. Oktober 1999 (links) und am 18. Oktober 1999 (rechts). Weiße Spalten zeigen Datenlücken durch Wolken an. Die schwarzen Punkte geben die durchschnittliche Höhe der Natriumschicht an (den Zentroid). Diese Höhe änderte sich nur um wenige 100 Meter während einer einzelnen Nacht, obwohl sie einen Unterschied von 1,5km zwischen den beiden Nächten aufzeigt.

fokussiert werden müssen, betrug in beiden Nächten etwa 90 km und änderte sich nur wenig während der Messzeit von einer Stunde.

Zugleich mit den LIDAR-Messungen wurde mit dem 2,2 Meter-Teleskop auf Calar Alto der Laserleitstern direkt abgebildet. Dieses Teleskop ist 261 Meter vom 3,5 Meter-Teleskop entfernt. Wie zuvor beschrieben, sieht man von dort aufgrund der geometrischen Gegebenheiten den Laserleitstern als länglichen „Streifen“. Die Aufnahmen wurden mit einer herkömmlichen CCD-Kamera aufgenommen, vor die ein Natrium-Schmalbandfilter geschaltet wurde, um Streulicht vom Mond zu unterdrücken. Aus diesen Bildern kann ebenfalls die Höhe des Sterns bestimmt werden:

$$h = z_0 + (d \cdot \tan(\alpha - (x_0 - x) \cdot \text{PixelSkala}))$$

Hierbei bezeichnet z_0 die Höhe der Sternwarte über Normalnull, d den Abstand zwischen den beiden Teleskopen, α die Höhe über dem Horizont, auf welche das Teleskop gerichtet ist und PixelSkala die Pixelskala der verwendeten Kamera. Als Wert für x_0 wurde die Mitte des verwendeten CCD's gewählt.

Nachdem die CCD-Aufnahmen auf denselben Gesamtfluß wie die LIDAR-Daten geeicht wurden, können diese direkt miteinander verglichen werden. Abbildung 2.14 zeigt einen Vergleich der mit beiden Methoden gewonnenen Ergebnisse, welche hervorragend übereinstimmen. Dies zeigt die Machbarkeit und Vorteile des LIDAR-Prinzips, welches ohne außenstehendes Teleskop mit eigenem Schutzbau auskommt. Die Zeit, die benötigt wird, um mit beiden Verfahren

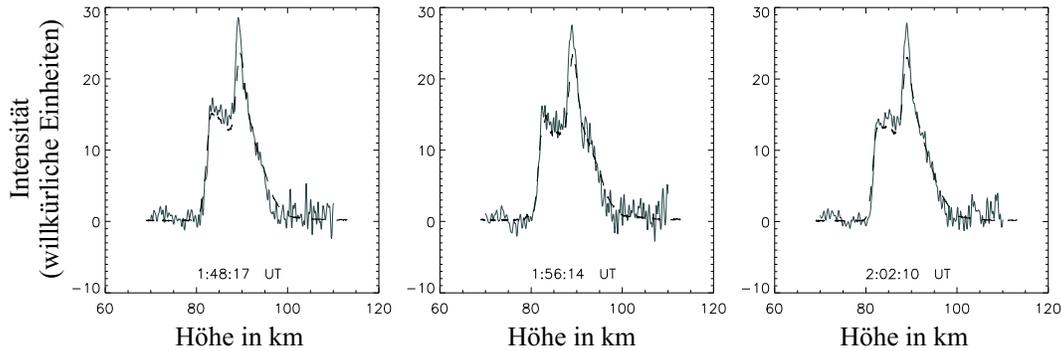


Abbildung 2.14: Vergleich der LIDAR-Messungen (durchgezogene Linie) mit dem Ergebnis aus der direkten Beobachtung vom 2,2 Meter-Teleskop (gestrichelt)

ein vergleichbares Signal-zu-Rauschverhältnis zu erreichen, liegt in derselben Größenordnung. Allerdings sollte beachtet werden, daß bei diesem Experiment mit einem 2,2-Meter Teleskop abgebildet wurde. Bei einer Neukonzeption einer derartigen Anlage wäre der finanzielle Aufwand für ein 2-Meter Teleskop nicht vertretbar. Bei Verwendung eines kleineren Teleskops ist mit einer wesentlich längeren Belichtungszeit zu rechnen.

2.3 ALFA in Betrieb

In diesem Abschnitt möchte ich einige Ergebnisse vorstellen, die mit ALFA im regulären Beobachtungsbetrieb erzielt wurden. Dabei soll die Qualität der Korrektur, die mit adaptiver Optik (mit und ohne Laserleitstern) erzielt werden kann, dargestellt werden. Ausgehend von sehr hellen Leitsternen, bei denen genügend Signal zur Vermessung der Wellenfront bereitsteht, wird über schwächere und ausgedehnte Quellen bis zu Messungen mit dem Laser eine Reihe von Objekten diskutiert, wobei das Hauptaugenmerk auf der erzielten Korrektur liegen soll.

2.3.1 Das Trapez in Orion

Beispielhaft für Beobachtungen mit einem sehr hellen Leitstern ist die Sternentstehungsregion im Schwert des Orion. Der Leitstern für die adaptive Optik ist hier Θ_1 Ori C, ein Stern mit einer visuellen Helligkeit von 6^m , also gerade noch mit bloßem Auge sichtbar. Die Beobachtungen wurden im September 2000 bei guten Wetterbedingungen durchgeführt. Zur Anwendung kam die Keystone-28 Linsenmatrix, die adaptive Optik lief mit einer Frequenz von 300 Hz. Um ein großes Gesichtsfeld abzubilden, wurde die Kamera Omega-Cass mit einer Pixelskala von $0,08$ /Pixel betrieben. Bei dieser Pixelskala ist das Nyquist-Theorem für das K-Band gerade noch erfüllt, im H- und J-Band allerdings nicht mehr. Bei dieser speziellen Beobachtung war allerdings ein großes Gesichtsfeld wichtiger als die höchste räumliche Auflösung zu erzielen, da nach der Verteilung von Doppelsternsystemen in dieser Sternentstehungsregion gesucht wurde.

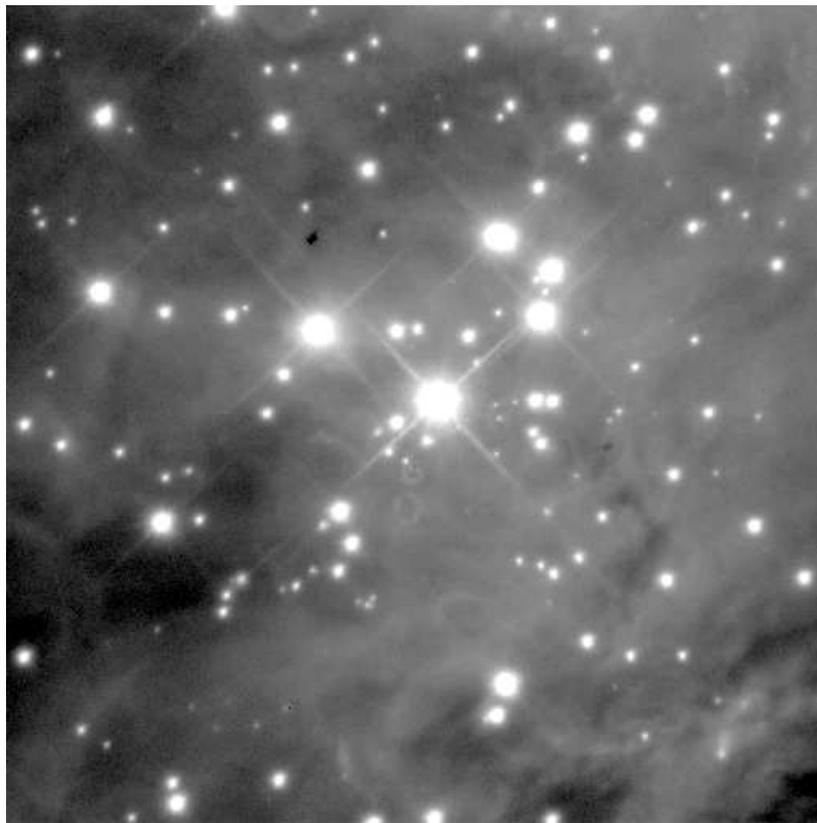


Abbildung 2.15: K-Band Aufnahme des Sternentstehungsgebietes in Orion. Die Kantenlänge dieses Bildes beträgt $80''$. Norden ist oben, Osten links.

Die Aufnahme 2.15 ist die Summe aus jeweils 20 Integrationen mit 10 Sekunden Belichtungszeit. Bei dieser langen Belichtungszeit ist es leider unvermeidbar, daß sämtliche helleren Sterne auf dem Detektor gesättigt werden - allerdings sind lange Belichtungszeiten erstrebenswert, da man nur so Aufnahmen erhält, welche nicht durch das Ausleserauschen des Detektors dominiert werden. Das Übersprechen auf umgebende Pixel bei Sättigung hält sich, im Gegensatz zu optischen CCD's, in Grenzen, doch „brennen“ sich diese Sterne ein, was nur durch nachfolgendes häufiges Auslesen des Detektors behoben werden kann.

2.3.2 Das galaktische Zentrum

Im April 2000 war es zum ersten Mal möglich, das galaktische Zentrum von Calar Alto mit Hilfe adaptiver Optik zu beobachten. Die Voraussetzungen dafür sind denkbar schlecht: Das Objekt erreicht maximal eine Höhe von 24° über dem Horizont, die Helligkeit des Leitsterns, welcher mehr als $40''$ entfernt ist, beträgt nur $m_v = 14,5$. Die erreichte Auflösung beträgt daher aufgrund des schwachen Leitsterns und der Anisoplanasie auch nur $0,4''$ und die Strehlzahl 4%, ist also fern von Beugungsbegrenzung. Aufgrund der Tatsache, daß ein Stern mit einer Helligkeit im K-Band von $m_k = 6$ vorhanden ist (IRS 7), ist eine beugungsbegrenzte Auflösung im galaktischen Zentrum mit Hilfe der Speckle-Interferometrie erreichbar, was im nächsten Kapitel demonstriert wird.

Die Abbildung 2.16 zeigt die Summe aus 200 Einzelbelichtungen von je 4 Sekunden Dauer. Sie wurden am 19.04.2000 mit der 3×3 Linsenmatrix und einer Korrekturgeschwindigkeit von 25 Hz gewonnen. Dies ist die niedrigstmögliche Korrekturgeschwindigkeit der adaptiven Optik und läßt keine beugungsbegrenzte Abbildung erwarten.

2.3.3 Beobachtungen mit dem Laserleitstern

Beobachtungen mit dem Laserleitstern als Referenzquelle für die adaptive Optik konnten nur an wenigen sehr guten Nächten durchgeführt werden. Die beste jemals erreichte Korrektur ist in Abbildung 2.17 dargestellt.

Während eines technischen Beobachtungslaufes wurde am 25. Juni 1999 der Stern SAO 68075 beobachtet. Das Seeing im K-Band während dieser Nacht wurde zu $0,65''$ bestimmt, was für Calar Alto ein sehr guter Wert ist. Der Laserleitstern wurde $10''$ vom Stern entfernt projiziert, damit die Messung auf dem Wellenfrontsensor nicht vom Stern gestört wird. Tip und Tilt wurden auf SAO 68075 korrigiert.

Bei Korrektur von Tip und Tilt mit einer Frequenz von 65 Hz konnte die volle Halbwertsbreite auf $0,49''$ verbessert werden. Nach Anschalten der adaptiven Optik (5×5 Linsenmatrix bei 75 Hz) war die Abbildung mit einer vollen Halbwertsbreite von $0,14''$ beugungsbegrenzt. Während einer kurzen Phase von 10 Sekunden konnte eine Strehlzahl von 23% erreicht werden. Die gesamte Dauer der Beobachtung betrug 200 Sekunden, während derer eine mittlere Strehlzahl von 13% erreicht wurde.

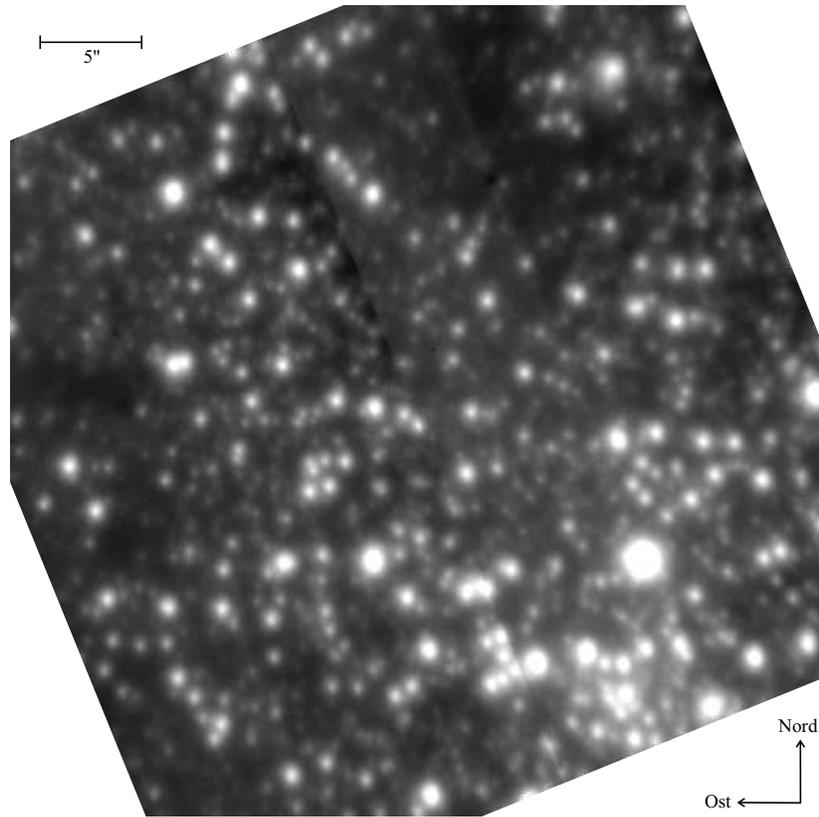


Abbildung 2.16: Mit adaptiver Optik korrigierte Aufnahme des galaktischen Zentrums. Der helle Stern rechts unterhalb der Mitte ist IRS 7.

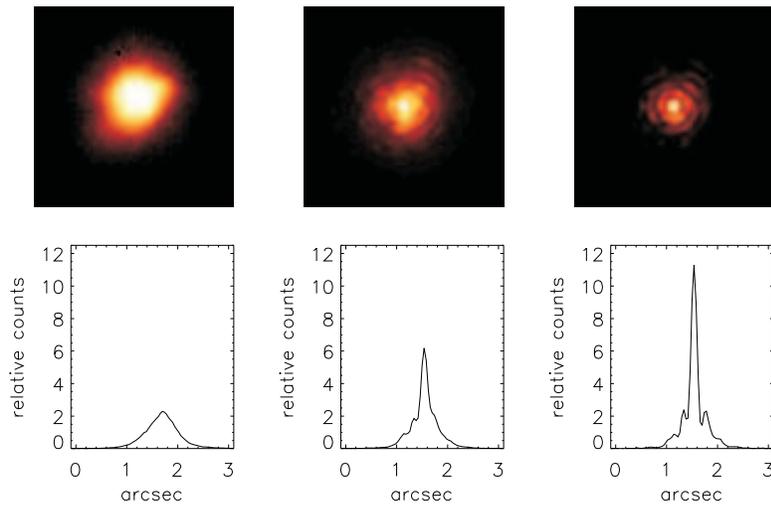


Abbildung 2.17: Beste Korrektur, die jemals mit dem Laserleitstern erreicht wurde. Links ohne adaptive Optik, in der Mitte über 200 Sekunden gemittelt, und rechts die besten 10 Sekunden.

2.4 Ausblick

Während für nahezu jedes neu gebaute Teleskop der 8-Meter-Klasse inzwischen eine adaptive Optik im Aufbau ist, stellt die Technologie des Laser-Leitsterns noch immer große Herausforderungen an Sternwarten. Viele Institute planen derartige Systeme, um vollen Nutzen aus der adaptiven Optik zu ziehen. Die meisten dieser Planungen lehnen sich an das Konzept des ALFA-Lasers mit seinem gepumpten Farbstofflaser, welcher im Dauerstrichbetrieb die Natriumschicht anregt, an. Um auch weiterhin den technologischen Vorsprung, den unsere Gruppe erarbeitet hat, zu halten, wurde beschlossen, die gewonnenen Erfahrungen in ein Folgeprojekt einfließen zu lassen.

Die europäische Südsternwarte (ESO) hat auf dem Berg Paranal in Chile vier identische Großteleskope errichtet, welche einen Hauptspiegeldurchmesser von 8,2 Metern besitzen. An einem dieser Teleskope werden zwei Kameras installiert, an deren Entwicklung das MPE beteiligt ist (CONICA, eine Infrarotkamera und SPIFFI, ein abbildender Nahinfrarot-Spektrograph). Diese Kameras sind dafür ausgelegt, an der Beugungsgrenze dieses Teleskops zu arbeiten, weshalb sie mit einer adaptiven Optik ausgestattet sind. Um den besten wissenschaftlichen Nutzen aus diesen Kameras zu ziehen, wird an diesem Teleskop auch ein Laser-Leitstern installiert. Die Aufgabe des MPE ist dabei, einen Natrium-Laser zu entwickeln, welcher mehr als 10 Watt (mit dem Ziel von 15 Watt) Ausgangsleistung besitzt. Dieses Projekt hat den Namen PARSEC (Powerful Artificial Reference Source for Extended sky Coverage) und befindet sich im fortgeschrittenen Entwicklungsstadium. Dieser Laserstrahl wird dann mittels einer Lichtleitfaser zum Projektionsteleskop transportiert, welches bei diesem System hinter dem Sekundärspiegel des Großteleskops montiert wird. Es ist geplant, im Laufe des Jahres 2003 das gesamte System zur Funktionsreife zu entwickeln und auf Paranal zu installieren.

Das ALFA-Projekt wurde inzwischen eingestellt. Die adaptive Optik gehört mittlerweile zur Standardinstrumentierung auf Calar Alto, allerdings wurde der Laser teilweise abgebaut. Der Grund ist in den doch recht schlechten atmosphärischen Bedingungen, vor allem das Seeing betreffend, zu suchen. Dies erschwerte die weitere Optimierung des Systems, da wir an einem Punkt angelangt waren, wo der Laser-Leitstern zwar jede klare Nacht auf dem Wellenfrontsensor zu sehen war, das Seeing allerdings zu schlecht war, um wissenschaftliche Ergebnisse zu erzielen.

Teil II

Das Galaktische Zentrum

Kapitel 3

Überblick über die Region

Ein zentrales Arbeitsgebiet der Infrarot-Gruppe des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik ist die Beobachtung der Kerne aktiver Galaxien, die durch eine enorme Energiefreisetzung gekennzeichnet sind. Ziel ist es, die physikalischen Bedingungen in diesen Regionen zu bestimmen. Dabei stellt sich die Frage nach der Natur der zentralen Energiequelle: Gibt es schwarze Löcher und wie groß ist deren Anteil an der gesamten Energieproduktion in diesen Kernen, oder beruht die Leuchtkraft der Kerne auf supermassiven Sternhaufen mit sehr hoher Sternentstehungsrate? Obwohl das Zentrum unserer eigenen Galaxie nicht in die Klasse der aktiven Galaxien fällt, stellt es doch einen Sonderfall dar, da es das uns am nächsten liegende Zentralgebiet eines Milchstraßensystems ist. Nur hier kann mit der momentan zur Verfügung stehenden Technologie die Region in einzelne Sterne aufgelöst werden, was eine eingehende Analyse der Stelldynamik ermöglicht.

Unser Sonnensystem liegt räumlich fast genau in der Ebene unserer Milchstraße, ungefähr 8 kpc¹ vom Zentrum entfernt. Das Licht, das uns von dort erreicht, durchdringt viele Staub- und Molekülwolken, durch die es geschwächt wird. Diese Absorption ist wellenlängenabhängig und führt dazu, daß das galaktische Zentrum im sichtbaren Licht um 30 Magnituden² entsprechend einem Faktor 10^{12} geschwächt wird und damit unbeobachtbar ist. Die Absorption im nahen Infraroten beträgt entsprechend der Beziehung $A_I = 0,11A_V$ nur noch ca. 3^m bzw. Faktor 16, was die Beobachtung des Milchstraßenzentrums in diesem Wellenlängenbereich ermöglicht. Erste Beobachtungen im Nahinfraroten wurden 1968 von Becklin und Neugebauer — damals noch durch Abtasten der Region mit einem einzelnen Detektor — durchgeführt. Sie erreichten eine räumliche Auflösung von 0,25 und konnten eine ausgedehnte, in Richtung der galaktischen Ebene elongierte Quelle sowie eine Punktquelle identifizieren. Die ausgedehnte Quelle wurde als Sternhaufen gedeutet, die Punktquelle hingegen konnte nicht eindeutig klassifiziert werden — entweder ein extrem massereicher Stern oder eine „nichtthermische Quelle“.

¹Die Entfernungseinheit Parsek (pc) gibt die Entfernung an, aus der der Erdbahnradius unter dem Winkel von 1'' erscheint und beträgt $3,086 \cdot 10^{16} m$

²Verhältnisse von Intensitäten I werden in der Astronomie in Magnitudines bzw. Größenklassen (m) angegeben. Die Beziehung lautet: $\Delta m = -2,5 \cdot \Delta \log I$

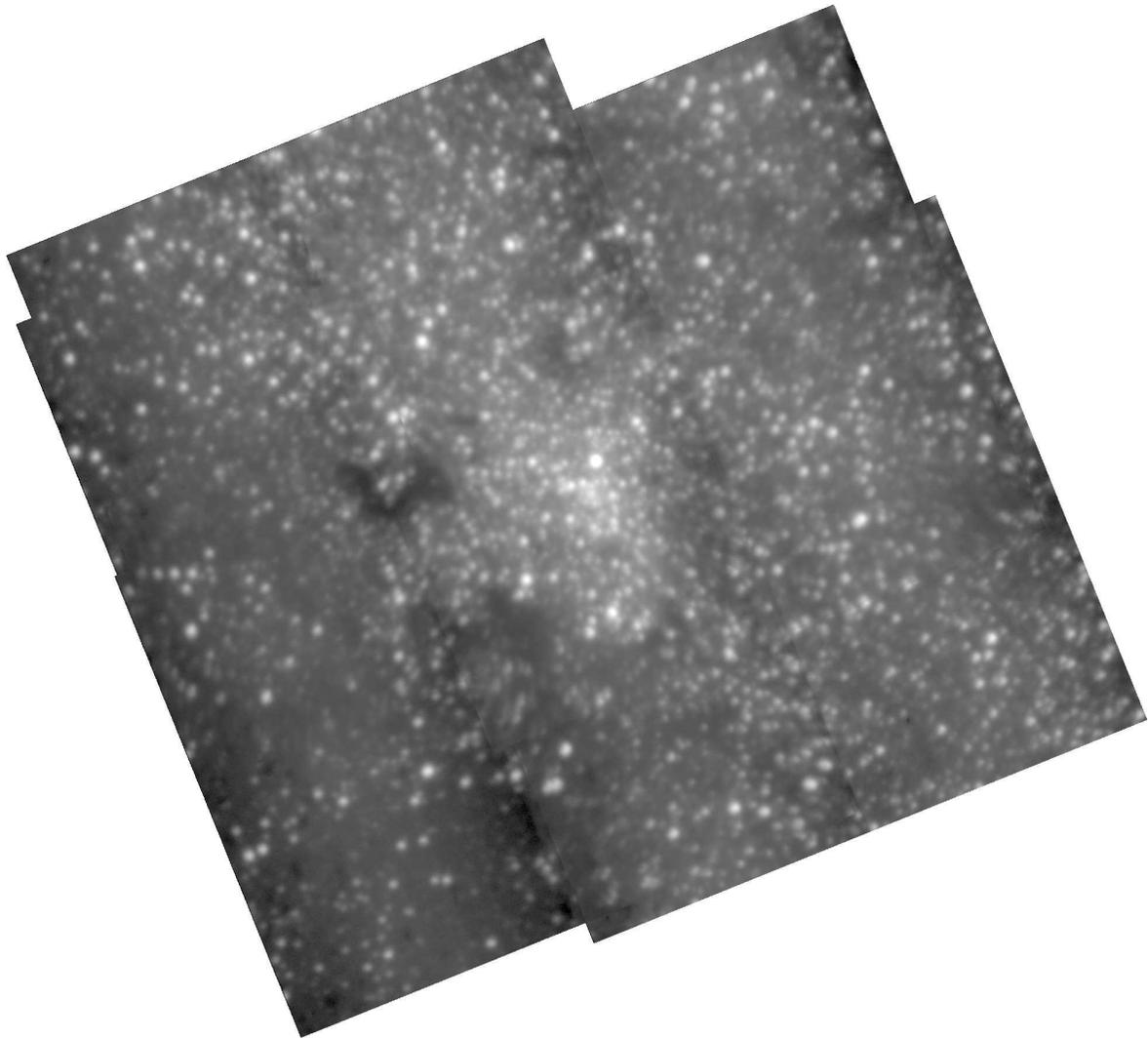


Abbildung 3.1: K-Band Aufnahme des innersten Bereiches unserer Milchstraße. Dieses Bild wurde im März 1999 auf Calar Alto mit der Kamera OMEGA-Cass aufgenommen und deckt einen Bereich von $\sim 5',5 \times 5',5$ (etwa 13×13 Parsek) ab. Der zentrale Sternhaufen um IRS 16 befindet sich direkt in der Bildmitte unter der hellen Quelle IRS 7. Auf dieser Aufnahme ist Osten links und Norden oben.

Seit diesen Beobachtungen wurden sowohl die Empfindlichkeit als auch die räumliche Auflösung der Messungen ständig erhöht. Abbildung 3.1 zeigt die zentralen 13 Parsek des galaktischen Zentrums, aufgenommen mit moderner Instrumentierung (OMEGA-Cass). Die galaktische Ebene läuft von rechts unten nach links oben unter einem Winkel von ca. 30° . Die Zunahme der Sterndichte zum Zentrum hin ist klar erkennbar — hier befindet sich der zentrale Sternhaufen, der das Studienobjekt dieser Arbeit ist.

3.1 Das innerste Parsek

Der zentrale Teil unserer Milchstraße ist im Nahinfraroten durch einen dichten Sternhaufen mit einem Kernradius von 0,2-0,3 Parsek (Pc) dominiert. Da die Ortsauflösung bodengebundener Beobachtungen durch die Atmosphäre begrenzt ist, werden diese Beobachtungen zumeist mit den Methoden der „Speckle-Interferometrie“ bzw. der „adaptiven Optik“ durchgeführt, um eine höchstmögliche Auflösung zu erreichen. Damit können die einzelnen Sterne des Haufens bis zur Beugungsgrenze des Teleskops getrennt werden.

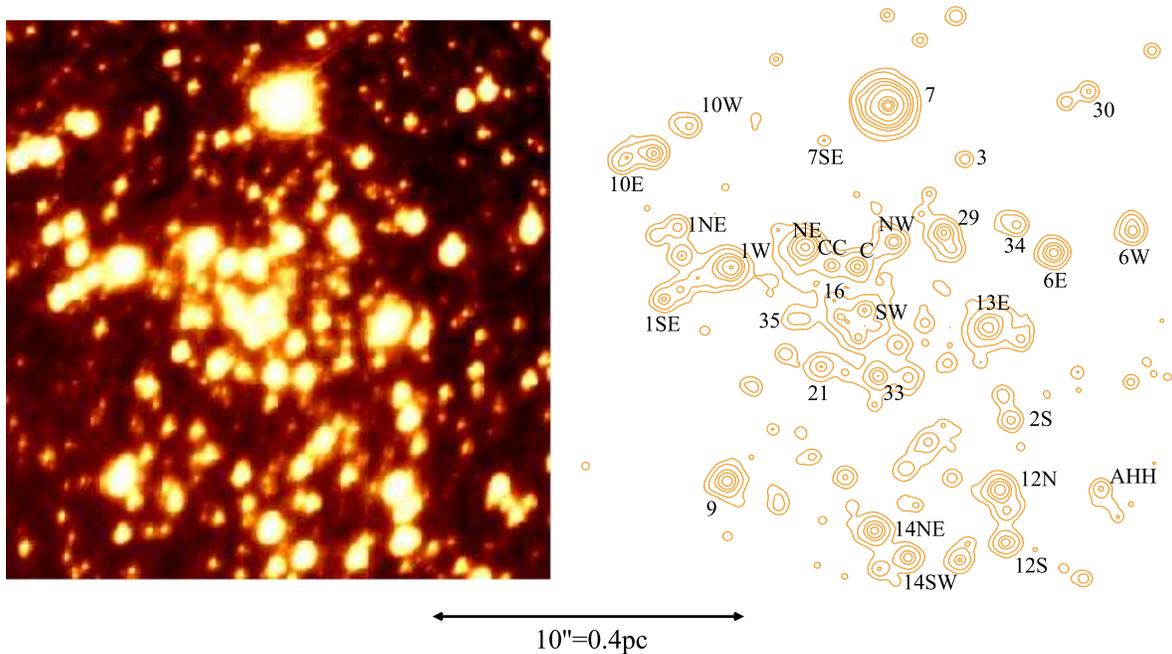


Abbildung 3.2: K-Band-Aufnahme des zentralen Parseks des galaktischen Zentrums. Der helle Stern im oberen Bilddrittel ist IRS 7. Der zentrale Sternhaufen IRS 16 ist unmittelbar in der Bildmitte. Diese SSA-Aufnahme ist ein Mosaik aus 4 Einzelaufnahmen und wurde am 27. April 1994 bei extrem gutem Seeing von $0''.2$ gewonnen.

Erste spektroskopische Untersuchungen einzelner Sterne mittels des am MPE entwickelten abbildenden Spektrometers 3D ergaben im Wesentlichen drei Arten von Sternen im zentralen Parsek (Krabbe et al., 1995):

- Sterne mit starken CO-Absorptionsbanden und absoluten³ K-Band Helligkeiten zwischen -7.8^M und -4.2^M wie z.B. IRS 29S, IRS 13W, IRS 33W; dies sind rote K- oder M-Überriesen und thermisch pulsierende M-Riesen auf der Spitze des asymptotischen Riesenasts mit einem Alter von $1 - 2 \cdot 10^7$ Jahren (sog. AGB-Sterne)
- Die IRS 16- und IRS 13-Komplexe bestehen aus Sternen, in deren Spektren Emissionslinien des neutralen Heliums vorhanden sind. Aus Modellrechnungen der Atmosphären ermittelt man eine Temperatur von 20000 bis 30000 K. Dies sind sehr junge Sterne mit einem Alter von $3 - 8 \cdot 10^6$ Jahren
- Sterne mit linienarmen Spektren wie z.B. IRS 29N und IRS 21, die zudem gerötet sind. Diese Sterne sind wahrscheinlich von einer Staubhülle umgeben.

Aus diesen Beobachtungen wird geschlossen, daß im galaktischen Zentrum zwei Phasen der Sternentstehung vor $\leq 8 \cdot 10^6$ und vor $6 \cdot 10^8$ Jahren stattgefunden haben. Aufgrund der starken Gezeitenkräfte im innersten Parsek ist es allerdings schwer zu erklären, wie eine Gaswolke dort überhaupt kollabieren konnte, um einen Stern zu bilden. Im Bereich von 10-30 pc außerhalb des Zentrums wurden ebenfalls Helium-Sterne identifiziert. Ob die Sterne des zentralen Parseks dort entstanden sind oder aus den äußeren Bereichen ins Zentrum gewandert sind, ist bisher noch ungeklärt.

3.2 Die zentrale Masse

Das MPE hat im Jahre 1992 ein Beobachtungsprogramm begonnen, welches zu Ziel hatte, Eigenbewegungen von Sternen in der nächsten Umgebung der Radioquelle Sgr A* zu bestimmen. Sgr A* markiert das dynamische Zentrum der Milchstraße und liegt in nächster Umgebung des IRS 16-Komplexes. Aus den Eigenbewegungen konnte die radiale Massenverteilung berechnet werden. Mit diesen Messungen war es der Infrarot-Gruppe des MPE möglich, die Existenz eines schwarzen Lochs im dynamischen Zentrum unserer Milchstraße nachzuweisen (Eckart & Genzel, 1997, Genzel et al., 1997) — ein Ergebnis, das mittlerweile unabhängig von einer weiteren Gruppe bestätigt wurde (Ghez et al., 1998). Da zur Bestimmung von Eigenbewegungen Daten über mehrere Jahre hinweg aufgenommen wurden, ist es auch möglich, mit der bereits vorhandenen Datenbasis nach veränderlichen Sternen mit Perioden von mehreren Jahren bis hinab zu wenigen Stunden zu suchen.

³Die absolute Helligkeit M eines Sterns ist dessen scheinbare Helligkeit m , die ein Beobachter in der Standardentfernung von 10 pc registrieren würde, also $m - M = 5^m \log(r/10pc)$

Kapitel 4

Beobachtungen und Datenreduktion

Die Beobachtung des galaktischen Zentrums stellt hohe Anforderungen an die Beobachtungsmethoden, die sowohl zur räumlichen Abbildung als auch zur Spektralklassifikation angewandt werden. Ziel ist es, bei diesem sehr dichten Sternhaufen die einzelnen Sterne voneinander zu trennen. In diesem Kapitel werden die verwendeten Instrumente kurz vorgestellt und die vorgenommenen Beobachtungen beschrieben. Die ersten Schritte der Datenreduktion sind bei allen Instrumenten ähnlich, die weitergehende Analyse unterscheidet sich jedoch sehr stark. Die Methoden der angewandten Datenreduktion sollen beschrieben werden, wobei auf spezielle Eigenheiten der Instrumente eingegangen wird.

Ganz allgemein muß bei Beobachtungen im Nahinfraroten beachtet werden, daß die Emission des Himmelshintergrundes nicht vernachlässigbar ist und sich zeitlich verändert. Am stärksten ist die Emission im K-Band ausgeprägt. Deshalb muß die Emission des Himmelshintergrundes wiederholt gemessen werden (etwa alle 5 Minuten) und in der Datenreduktion berücksichtigt werden.

4.1 Instrumentierung

In dieser Arbeit wird eine Datenbasis verwendet, welche mit verschiedenen Instrumenten aufgenommen wurde. Den größten Anteil daran haben zwei am MPE entwickelte Instrumente: Die Infrarot-Kamera SHARP I, mit welcher seit 1992 am NTT der ESO auf La Silla beobachtet wird, sowie der abbildende Spektrograph 3D, mit dem am ESO/MPG 2,2 Meter Teleskop, ebenfalls auf La Silla, Messungen gemacht wurden. Zusätzliche Daten wurden am United Kingdom Infrared Telescope (UKIRT) auf Mauna Kea (Hawaii) mit dem Langspalt-Spektrographen CGS4 sowie am 3,5 Meter Teleskop auf Calar Alto in Spanien mit der Nahinfrarot-Kamera OMEGA-Cass gewonnen. Ein weiterer Datensatz wurde am Gemini-Nord Teleskop aufgenommen, um dessen Leistungsfähigkeit zu demonstrieren. Diese Daten wurden freundlicherweise von F. Rigaut zur Verfügung gestellt.

4.1.1 Die Kamera SHARP I

SHARP (System for High Angular Resolution Pictures) wurde am MPE speziell zur Beobachtung des galaktischen Zentrums am New Technology Telescope (NTT) der ESO entwickelt (Hofmann et al., 1992). Die Kamera besteht aus einem Kryostaten, in welchem eine kleine optische Bank aufgebaut ist. Eine Schemazeichnung des optischen Aufbaus ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

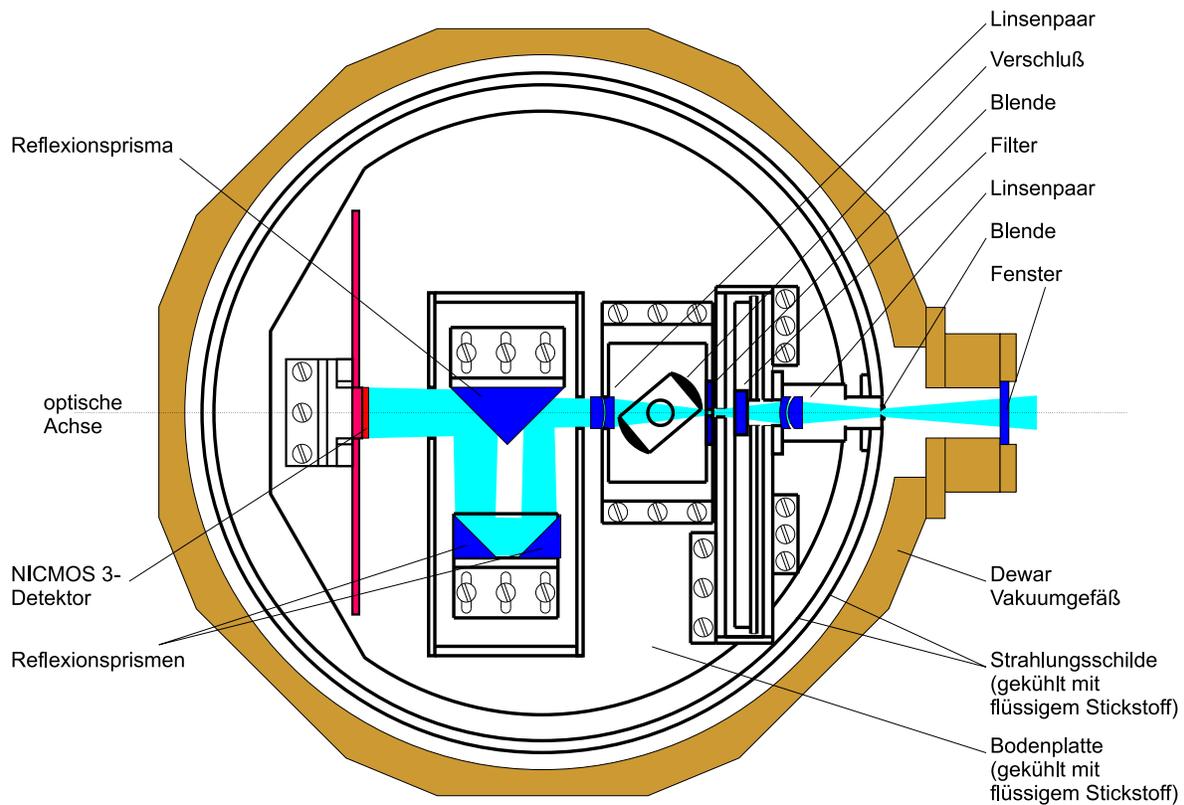


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der SHARP I Kamera

Hauptelement ist ein Nicmos-Detektor, welcher aus 256×256 Bildelementen (Pixeln) besteht. Der Empfindlichkeitsbereich dieses Detektors reicht von $1\mu\text{m}$ bis $2,5\mu\text{m}$. Die Voroptik von SHARP I ist so ausgelegt, daß am NTT ein Bildfeld von $12',8 \times 12',8$ abgebildet wird, dies entspricht einem Abbildungsmaßstab von $0',05$ pro Pixel. Das theoretische Auflösungsvermögen des NTT mit seiner freien Öffnung von 3,5 Metern beträgt im K-Band mit einer Zentralwellenlänge von $2,2\mu\text{m}$ $0',13$. Damit ist SHARP I hervorragend dafür ausgelegt, beugungsbegrenzte Bilder am NTT zu liefern, da die Auflösungsgrenze mit etwas mehr als der Nyquist-Frequenz abgetastet wird.

Das NTT selbst ist hervorragend für räumlich hochaufgelöste Beobachtungen geeignet. Der Hauptspiegel ist sehr dünn (an keiner Stelle mehr als 24 cm) und damit leicht verform-

bar. Herstellungsfehler, Wind, Temperaturschwankungen sowie das Eigengewicht führen dazu, daß die Oberflächenform des Spiegels sich ständig verändert. Daher wird er durch eine aktive Optik, die aus 78 beweglichen Stäben besteht, unterstützt. Diese haben die Aufgabe, ständig die optimale Paraboloidform des Spiegels aufrechtzuerhalten. Die aktive Optik misst an einem Stern die Deformation der Wellenfront anhand statischer Aberrationen mit Hilfe eines Shack-Hartmann-Sensors. Aus dieser Messung werden dann Korrektursignale für die beweglichen Stäbe berechnet. Die Korrektur der statischen Aberrationen kann jederzeit durchgeführt werden, allerdings muß dazu die Beobachtung kurzfristig unterbrochen werden.

Beobachtungstechnik

SHARP I wird am Nasmyth-Fokus des NTT installiert. Da das NTT in einer Altazimut-Montierung aufgehängt ist, dreht sich das Bildfeld während der Beobachtung. Der verwendete Fokus ist daher mit einem „Bildfeld-Derotator“ ausgestattet, auf welchem die Kamera festgeschraubt wird. Dieser gleicht die Bildfelddrehung durch gegensätzliches Verdrehen der Kamera aus. Diese Montierungsart hat eine Besonderheit, die bei der Beobachtung des galaktischen Zentrums beachtet werden muß: Die Achsen der Teleskopmontierung sind durch den Horizont und die Südrichtung definiert. Bei Beobachtungen nahe am Zenit muß das Teleskop daher im Azimut sehr schnell nachgeführt werden. Nun verschlechtert sich die Nachführgenauigkeit mit zunehmender Geschwindigkeit, woraus eine Verschlechterung der Bildqualität resultiert. In Extremfällen (innerhalb eines Radius von wenigen Grad um den Zenit) ist die erforderliche Nachführgeschwindigkeit zu groß für die Teleskopsteuerung, so daß das Objekt „verloren“ geht. Man muß dann einige Minuten warten, bis der Winkelabstand zum Zenit wieder größer wird.

Genau dieser Fall tritt nun bei der Beobachtung des galaktischen Zentrums auf: Dessen Deklination ist $\delta \approx -29^\circ$, während La Silla auf einer geographischen Breite von $29^\circ 15'$ Süd liegt, so daß der minimale Winkelabstand weniger als ein Grad beträgt. Die kritische Situation des Zenitdurchgangs wird während der Beobachtungsnacht so gehandhabt, daß eine Viertelstunde zuvor die Beobachtung unterbrochen wird und für eine halbe Stunde ein anderes Beobachtungsprogramm durchgeführt wird.

4.1.2 Der 3D-Spektrograph

Das am MPE entwickelte abbildende Spektrometer 3D (Weitzel et al., 1996) erlaubt es, gleichzeitig Spektral- sowie Ortsinformation eines Beobachtungsobjekts zu erhalten. Dazu wird das zweidimensionale Bild zu einem linearen „Feld“ umarrangiert. Dieses wird dann wie in einem herkömmlichen Spektrographen dispergiert. Als Resultat erhält man einen dreidimensionalen Datenkubus, welcher als Ortsinformation ein Bildfeld von 16×16 Punkten beinhaltet, wobei jeder Bildpunkt in 256 spektrale Kanäle zerlegt ist.

Abbildung 4.2 zeigt den schematischen Aufbau des Instruments. 3D erlaubt die Wahl zwischen zwei verschiedenen spektralen Auflösungen: Bei $\lambda/\Delta\lambda = 1000$ kann mit einer einzigen

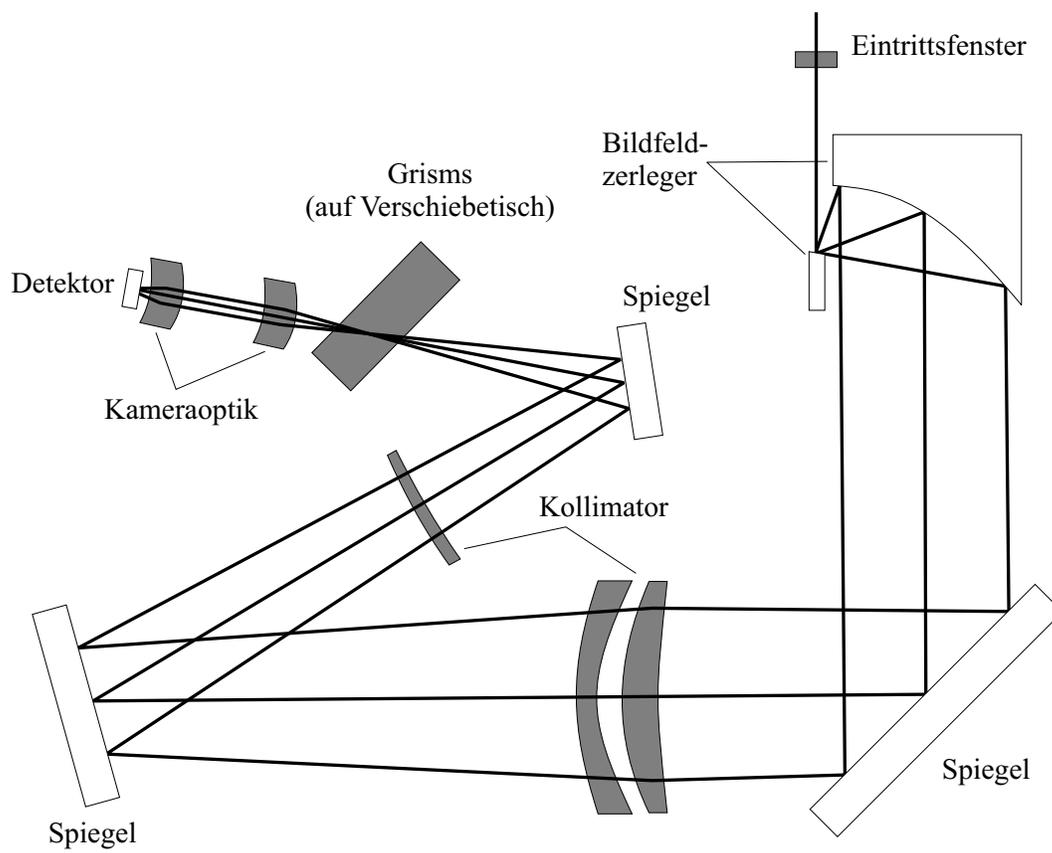


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des 3D Spektrographen

Aufnahme das gesamte K-Band abgebildet werden, bei $\lambda/\Delta\lambda = 2000$ ist nur noch die lang- bzw. kurzwellige Hälfte beobachtbar. Bei 256 spektralen Kanälen erfüllt die Abbildung in spektraler Achse allerdings nicht das Nyquist-Theorem. Daher kann das dispersierende Element in 3D mit Hilfe eines Piezos verschoben werden, so daß man die spektrale Achse mit zwei Aufnahmen ausreichend abtastet. Das Spektrum wird dabei um ein halbes Pixel auf dem Detektor verschoben. Bei der Beschreibung der Datenreduktion werden diese beiden Aufnahmen mit „Piezo-Stellung 1“ und „Piezo-Stellung 2“ bezeichnet.

Als Besonderheit verfügt 3D in seiner Voro-optik über einen Tip/Tilt-Regelkreis, welcher benutzt wird, um das Bildfeld unabhängig von kleinen Nachführfehlern des Teleskops stabil auf einer bestimmten Position zu halten. Diese Voro-optik — ROGUE (Rapid Off-axis GUider Experiment, Thatte et al., 1995) — benutzt einen dichroitischen Strahlteiler, um sichtbares Licht eines Leitsterns auf 4 Avalanche-Photodioden abzubilden, die als Vierquadrantendetektor arbeiten. Der Leitstern kann bis zu zwei Bogenminuten vom Beobachtungsobjekt entfernt sein. ROGUE ist in der Lage, auf Sternen bis zu einer Grenzhelligkeit von $m_V = 17$ mit einer Frequenz von 80 Hz zu korrigieren.

Beobachtungstechnik

Da auch mit 3D Beobachtungen im NIR durchgeführt wurden, ist die generelle Beobachtungstechnik ähnlich zu der bei SHARP I benutzten: Auf jede Aufnahme des Objekts folgt eine Messung des Himmelshintergrundes. Da spektrale Information gewonnen werden soll, ist die Anwendung der Speckle-Interferometrie (wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben) allerdings nicht möglich, denn die Intensität der Quelle wird über 256 spektrale Kanäle verteilt, wodurch sich das Signal-zu-Rauschverhältnis in einem einzelnen Kanal entsprechend verschlechtert. Aus diesem Grund ist man bei den Beobachtungen in der räumlichen Auflösung durch das Seeing begrenzt.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Daten wurden am 2,2 Meter Teleskop der MPG auf La Silla gewonnen. Das 3D-Instrument wurde am Cassegrain-Flansch angeschraubt. Der Abbildungsmaßstab wurde mit einer Voro-optik auf $0''.3$ pro Pixel eingestellt. Die Beobachtungen wurden mit Einzelintegrationszeiten von 200 Sekunden pro Aufnahme gewonnen. Eine typische Beobachtungssequenz schaut bei diesem Instrument wie folgt aus: Objekt Piezo 1 — Himmelshintergrund Piezo 1 — Himmelshintergrund Piezo 2 — Objekt Piezo 2. Das genaue Ausrichten zwischen den beiden Piezostellungen auf das Objekt wird durch ROGUE sichergestellt.

Da das Gesichtsfeld bei 3D nur $4''.8 \times 4''.8$ beträgt, wurde auch hier, wie bei SHARP I, ein Mosaik aus vielen sich gegenseitig überlappenden Bereichen erstellt.

4.1.3 Der Langspalt-Spektrograph CGS4

Der Langspalt-Spektrograph CGS4 (Cooled Grating Spectrometer, Mountain et al., 1989) wurde vom Royal Observatory Edinburgh entwickelt und ist Teil der Standardinstrumentierung

des UKIRT. Er ist in der Lage, Spektren im Wellenlängenbereich von $1\mu\text{m}$ bis $5\mu\text{m}$ aufzunehmen. Die maximal erreichbare spektrale Auflösung ist $\lambda/\Delta\lambda \approx 6000$, wenn eine Schlitzbreite von $0''.61$ verwendet wird. Die Länge des Schlitzes ist $\approx 80''$.

Auch bei CGS4 wird wie bei 3D bei der Abbildung der spektralen Achse das Nyquist-Theorem nicht erfüllt. Daher ist es möglich, den Detektor (ein 256×256 InSb Detektor) um bis zu zwei Pixel zu verschieben. Leider verfügt CGS4 über keine Möglichkeit, mit einer Kamera das momentan beobachtete Gebiet abzubilden. Beobachtungen werden normalerweise derart durchgeführt, daß das Detektorsignal auf einer hellen Quelle maximiert wird und dann auf das eigentliche Beobachtungsobjekt mittels Relativbewegungen des Teleskops zentriert wird. Dies führt im Fall des dichten Sternhaufens im galaktischen Zentrum zu Schwierigkeiten, da die Quellen teilweise weniger als eine Bogensekunde auseinander liegen.

4.1.4 Die Kamera OMEGA-Cass

Die Nahinfrarot-Kamera OMEGA-Cass (Lenzen et al., 1998) wurde am Max-Planck-Institut für Astronomie in Heidelberg für die Calar Alto Sternwarte entwickelt und wird dort am 3,5 Meter-Teleskop am Cassegrainfokus in Verbindung mit ALFA verwendet. Sie arbeitet im Wellenlängenbereich von $1\mu\text{m}$ bis $2,5\mu\text{m}$. Der von Rockwell hergestellte Detektor ist vom HAWAII HgCdTe Typ und liefert 1024×1024 Bildelemente. Der Abbildungsmaßstab am $f/10$ Cassegrain-Fokus des 3,5 Meter-Teleskops auf Calar Alto kann durch austauschbare Voroptiken zu $0''.3$, $0''.2$ und $0''.1$ pro Pixel gewählt werden. Bei Verwendung der adaptiven Optik ALFA, welche einen $f/25$ -Ausgangsstrahl liefert, ändert sich der Maßstab zu $0''.12$, $0''.08$ sowie $0''.04$ pro Pixel und erfüllt damit selbst im J-Band noch das Nyquist-Theorem. Damit ist auch diese Kamera bestens geeignet, beugungsbegrenzte Bilder aufzunehmen. Das Gesichtsfeld beträgt, je nach gewählter Pixelskala, zwischen $41'' \times 41''$ und $5,12' \times 5,12'$.

Die Kamera bietet weiterhin die Möglichkeit der Langspalt-Spektroskopie bis zu einer spektralen Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda = 1000$. Sie ist auch mit zwei Wollaston-Prismen und einer Strichplatte zur Untersuchung der Polarisations-eigenschaften astronomischer Objekte ausgestattet. Diese Möglichkeiten der OMEGA-Cass Kamera wurden bei den von mir durchgeführten Beobachtungen nicht ausgenutzt.

4.2 Beobachtungen

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten wurden über einen langen Zeitraum von verschiedenen Personen aufgenommen. Im Fall von SHARP I habe ich dieselben Daten verwendet, welche für das Experiment zur Bestimmung der zentralen Masse im Zentrum der Milchstraße gemessen wurden. Seit 1997 habe ich an diesen Beobachtungskampagnen teilgenommen. Speckle-Interferometrische Beobachtungen sowie Versuche mit der adaptiven Optik ALFA auf Calar Alto wurden von mir sowohl während technischer Teleskopzeit als auch mit genehmigten Be-

obachtungsanträgen durchgeführt. An der Messung spektraler Datensätze war ich selbst nicht beteiligt. Die Messungen mit dem 3D-Instrument wurden von der Infrarotgruppe des MPE im Jahre 1996 aufgenommen. Beobachtungen am UKIRT mit dem Langspalt-Spektrographen CGS4 wurden von mir beantragt und dann von der Beobachtungsbelegschaft auf Mauna Kea im sog. „Service-Modus“ durchgeführt. Die Beobachtungen des Gemini-Observatoriums wurden im Rahmen eines sog. „Science Demonstration Programme“ durchgeführt und gleich nach deren Aufnahme der astronomischen Gemeinschaft zur Verfügung gestellt. Sie wurden unter Verwendung einer adaptiven Optik gewonnen.

4.2.1 Speckle-Daten

Der Großteil der in dieser Arbeit verwendeten Daten wurde mit der SHARP I-Kamera am NTT der ESO auf La Silla (1992 - 2001) gewonnen. Weiterhin verwendete ich einige Messungen mit Omega-Cass auf Calar Alto aus dem Jahre 2000. Tabelle 4.1 gibt eine Zusammenfassung der ausgewerteten Daten.

Zeitraum	Kamera	Anzahl der Nächte
März 1992	SHARP I / NTT	1
August 1993	SHARP I / NTT	1
April 1994	SHARP I / NTT	3
Juli 1995	SHARP I / NTT	5
März 1996	SHARP I / NTT	6
Juni 1996	SHARP I / NTT	5
Juli 1997	SHARP I / NTT	7
Mai 1998	SHARP I / NTT	8
Juni 1999	SHARP I / NTT	4
Juni 2000	SHARP I / NTT	5
September 2000	Omega-Cass / ALFA	8
Juni 2001	SHARP I / NTT	8

Tabelle 4.1: Beobachtungsläufe mit Speckle-Interferometrie

Mit SHARP I wurden jeweils die zentralen 20'' des Galaktischen Zentrums beobachtet, bei Omega-Cass aufgrund des größeren Detektors jedoch ein wesentlich größeres Feld. Da allerdings nur wenige Beobachtungsepochen mit Omega-Cass gesammelt wurden, habe ich bei den Daten, die auf Calar Alto aufgenommen wurden, nur die Sterne ausgewertet, welche auch im SHARP I-Gesichtsfeld liegen, da die Gesamtzahl der Beobachtungen mit Omega-Cass nicht zu einer verlässlichen Aussage über Variabilität ausreicht. Das größere Gesichtsfeld kann zur Eichung zukünftiger Beobachtungen, z.B. mit Conica am VLT, benutzt werden.

Wie in Kapitel 1.1 dargelegt, ist jede astronomische Beobachtung vom Erdboden aus in ihrer Ortsauflösung durch die Atmosphäre beschränkt. Ein Verfahren, diese Einschränkung zu

umgehen, bietet die Technik der „Speckle-Interferometrie“. Unter der Kenntnis der Zeitkonstante τ_0 ist es möglich, so kurze Aufnahmen zu machen, daß während der Belichtung das Muster der Turbulenzzellen als konstant angesehen werden kann, d.h. das Seeing wird sozusagen „eingefroren“. Im K-Band beträgt diese Zeitkonstante $\tau_0 \approx 0,3s$. Da bei sehr kurzen Integrationszeiten weniger Licht auf den Empfänger fällt und damit das Signal-zu-Rauschverhältnis schlechter wird, stellte sich als Kompromiss eine Belichtungszeit von $0,5s$ als Optimum heraus. Mit dieser Technologie ist es möglich, durch nachträgliches Vergleichen vieler hunderter bis tausender Kurzzeitbelichtungen die Information an der Beugungsgrenze eines Teleskops zurückzugewinnen.

Beobachtungen mit SHARP I

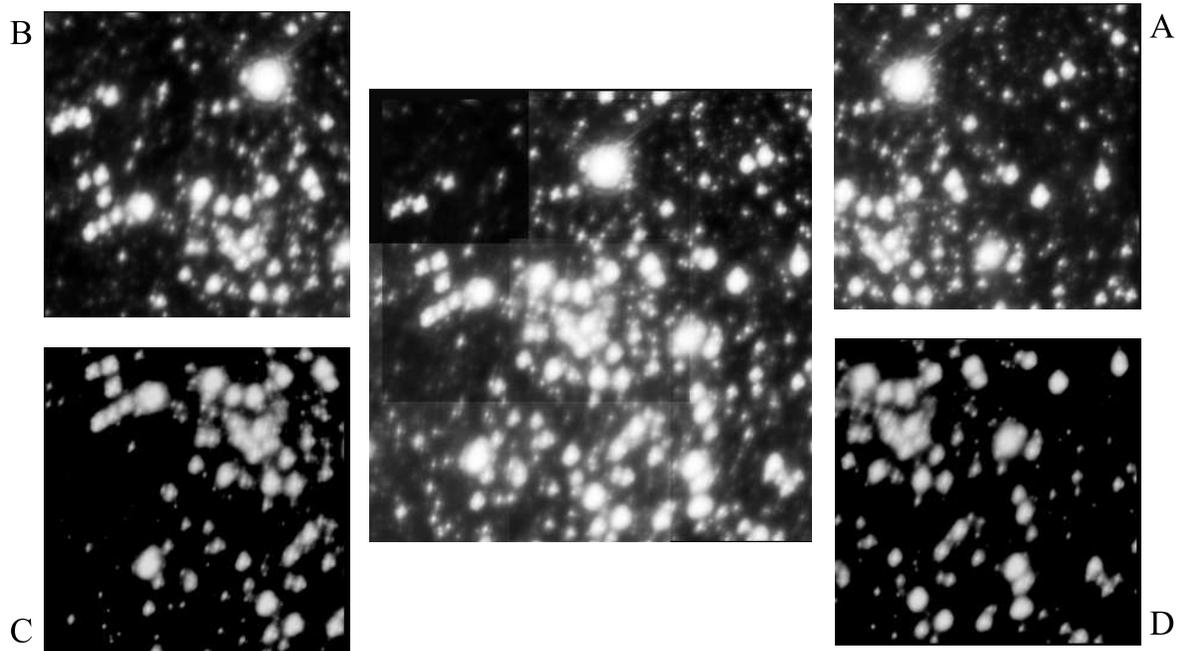


Abbildung 4.3: Aufnahmesequenz bei SHARP I-Beobachtungen

Sämtliche Beobachtungen mit SHARP I wurden am NTT der ESO auf La Silla durchgeführt. Während der Beobachtung werden mehrere tausend Kurzaufnahmen des galaktischen Zentrums gemacht. Um den beobachteten Bereich auf etwa $20''$ zu vergrößern, wird der zentrale Haufen auf die einzelnen Quadranten des Detektors abgebildet, das gesamte Feld also als „Mosaik“ (Abb. 4.3) aufgenommen. Die Dauer der Einzelbelichtungen beträgt normalerweise $0,3 - 0,5$ Sekunden. Nach $500 - 1000$ Kurzzeitbelichtungen muß der sich langsam verändernde Himmelshintergrund aufgenommen werden. Eine typische Beobachtungssequenz sieht folgendermaßen aus: Himmelshintergrund — Mosaik (A, B, C, D) — Himmelshinter-

grund usw. Bei der nachfolgenden Datenreduktion wurde als Himmelshintergrund jeweils der zeitlich nächstliegende benutzt.

Beobachtungen auf Calar Alto

Da das galaktische Zentrum von Calar Alto aus nur eine Höhe über dem Horizont von $\sim 24^\circ$ erreicht, konnten mit ALFA unter der Zuhilfenahme des Laser-Leitsterns keine beugungsbegrenzten Beobachtungen dieses Objekts mit adaptiver Optik erstellt werden. Als Ausweg wurde die vorhandene Nahinfrarot-Kamera Ω -CASS benutzt, um ebenso wie im Fall von SHARP I Abbildungen am Beugungslimit des dortigen 3,5 m Teleskops mit Hilfe der Speckle-Interferometrie zu erreichen.

Der deformierbare Spiegel der adaptiven Optik wurde in Analogie zur aktiven Optik des NTT dazu benutzt, statische Aberrationen des Teleskops (welche hauptsächlich aus starker Koma bestehen) zu korrigieren. Diese wurden an einem naheliegenden Stern mit dem Wellenfrontsensor gemessen und die daraus abgeleiteten Aberrationen mittels des deformierbaren Spiegels korrigiert. Die Belichtungszeiten der Einzelaufnahmen betragen 0,842 Sekunden, was das Minimum der Ω -Cass Kamera darstellt, wenn man den gesamten Detektor auslesen will. Obwohl das Gesichtsfeld dieser Kamera $40''$ beträgt, wurde wie im Fall von SHARP I ein Mosaik erstellt, da einerseits der zentrale Bereich des Detektors vermieden werden sollte (siehe Flatfield), andererseits die erreichbare Vergrößerung des Gesichtsfeldes nur wenig Totzeit beinhaltet, nämlich im wesentlichen die Zeit, welche das Teleskop benötigt, um eine relative Positionierung von $20''$ durchzuführen.

Die Qualität der auf Calar Alto gemessenen Bilder erreicht nicht ganz diejenige der NTT-Beobachtungen. Der Hauptgrund liegt darin, daß die maximale Höhe des Objekts über dem Horizont in Südspanien 24° beträgt, während das galaktische Zentrum auf La Silla fast durch den Zenit läuft. Dadurch muß das Licht etwa die 2,5-fache Säulendichte der Atmosphäre durchqueren, worunter die Qualität der Einzelaufnahmen leidet. Der große Vorteil dieser Beobachtungen ist allerdings das im Vergleich zu SHARP I 16-fach größere Bildfeld, das mit einer einzelnen Aufnahme gemessen werden kann.

4.2.2 Adaptive Optik-Daten des Gemini-Nord Observatoriums

In dieser Arbeit wurden Daten verwendet, die am Gemini-Nord Observatorium (ein Teleskop mit einem Hauptspiegeldurchmesser von 8 Meter, welches auf Mauna Kea in Hawaii errichtet wurde) mit Hilfe einer adaptiven Optik aufgenommen wurden. Leider wurde die verwendete adaptive Optik für ein Teleskop der 3m-Klasse konstruiert und entspricht daher nicht den Anforderungen eines 8m-Teleskops. Die erzielte räumliche Auflösung entspricht nicht der Beugungsgrenze des Teleskops, ist aber mit $0,13''$ vergleichbar mit den am NTT durchgeführten Beobachtungen. Das beobachtete Feld umfaßt nicht die gesamten zentralen $20''$, die mit SHARP I beobachtet wurden, sondern es fehlen die südlichen $6''$.

Bandfilter	Zentralwellenlänge	Filterbreite	Integrationszeit
K'	2,12 μm	0,41 μm	1470 s
H	1,61 μm	0,296 μm	900 s
K Kontinuum	2,26 μm	60 $\overset{\circ}{\text{A}}$	540 s
CO	2,29 μm	20 $\overset{\circ}{\text{A}}$	1500 s

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der von mir verwendeten Gemini-Daten

In Tabelle 4.2 sind die von mir verwendeten Beobachtungen zusammengefaßt. Die K'-Band-Daten stellen einen sehr guten unabhängigen Datensatz dar, um die Positionsbestimmung und Eigenbewegungen zu prüfen, da sie mit einer anderen Instrumentierung aufgenommen wurden. Die H-Band Daten wurden zur Bestimmung der H-K-Farben der Quellen im Galaktischen Zentrum benutzt und sind in Anhang A aufgeführt. Die Schmalbandaufnahmen der CO-Bandenkopfaborption wurden zur Identifikation der mit 3D gefundenen Sterne benutzt und sind ebenfalls in Anhang A zusammengefaßt.

4.2.3 Spektroskopie

Für eingehendere Studien einzelner Quellen ist es nötig, deren Licht genauer zu analysieren. Bei einem Spektrographen wird das Licht dazu dispergiert, wodurch es in seine Spektralanteile zerlegt wird. Abhängig vom verwendeten Spektralbereich und der Auflösung ist es dann möglich, die Sterne anhand einzelner Spektrallinien zu klassifizieren oder deren Radialgeschwindigkeit aus der Dopplerverschiebung der Linien zu ermitteln.

Die einfachste Methode zur Spektroskopie besteht aus der Langschlitz-Spektroskopie. Dabei wird eine Maske über das Bildfeld gelegt, die nur Licht aus einem schmalen Streifen durchläßt. Dieses Licht wird dann durch ein dispergierendes Element geleitet (im Nahinfraroten zumeist ein „Grism“) und dann auf den Detektor abgebildet. Der Nachteil dieses Vorgehens ist, daß in der räumlichen Achse nur eine Dimension verfügbar ist. Will man auch Ortsinformation in der dazu senkrechten Achse erhalten, muß man mit vielen Einzelbeobachtungen das Objekt „scannen“, was unter dem Gesichtspunkt immer knapper Beobachtungszeit im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war.

CGS4 am UKIRT

Beobachtungen am United Kingdom InfraRed Telescope (UKIRT) wurden von mir beantragt und im „Service-Modus“ durchgeführt. Das dort zur Verfügung stehende Instrument CGS4 erlaubt eine spektrale Auflösung von $R=5000$. Das Ziel dieser Beobachtungen war es, die Doppelsternnatur des durch die Variabilitätsuntersuchung identifizierten Sterns IRS 16SW spektroskopisch zu bestätigen. Durch die Umlaufbewegung der zwei Sterne sollte eine Dopplerverschiebung der Spektrallinien sichtbar sein.

Um diese Dopplerverschiebung sicher zu registrieren, wurden Aufnahmen zu drei verschiedenen Zeiten angefordert: Einmal bei maximaler Blauverschiebung, einmal bei maximaler Rotverschiebung und eine bei Nulldurchgang. Unglücklicherweise war aus den in Abschnitt 4.1.3 dargelegten Gründen nur eine der drei angefertigten Aufnahmen brauchbar, so daß keine weitere Analyse möglich war.

3D am 2,2 Meter-Teleskop der MPG auf La Silla

Die in dieser Arbeit vorgestellten Beobachtungen, die mit dem 3D-Spektrographen gewonnen wurden, sind am 2.2m-Teleskop der Max-Planck-Gesellschaft auf La Silla aufgenommen worden. Bei einer spektralen Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda = 2000$ ist es nicht möglich, das gesamte K-Band auf dem Nicmos-Array abzubilden. Daher wurde in zwei verschiedenen Kampagnen jeweils der halbe Wellenlängenbereich beobachtet.

Im März 1996 wurden Aufnahmen eines Teils des zentralen Parseks im Wellenlängenbereich von 1,97 bis 2,21 μm (das kurzwellige Ende des K-Bandes) mit einer spektralen Auflösung von $\Delta\lambda/\lambda = 2000$ gemacht. Die hier vorgestellten Daten wurden mit einer Pixelskala von 0,3 pro Pixel aufgenommen. Bei einem Bildfeld von 16×16 Bildelementen ergibt sich daraus ein Gesichtsfeld von 4,8 \times 4,8 pro Einzelbeobachtung. Insgesamt wurden an 5 Nächten 17 verschiedene, sich gegeneinander überlappende Gebiete beobachtet, so daß der während dieses Beobachtungslaufes abgedeckte Bereich 16'' in Ost-West und 10'' in Nord-Süd Richtung beträgt (siehe Abbildung 4.4).

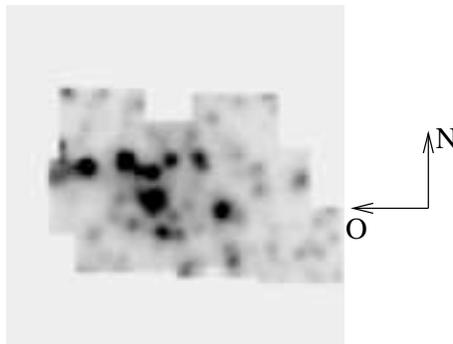


Abbildung 4.4: Abgedeckter Bereich bei den 3D-Beobachtungen im März 1996 (1,97 bis 2,21 μm)

Der langwellige Bereich des K-Bandes von 2,18 bis 2,45 μm wurde in einem zweiten Beobachtungslauf im April 1996 gemessen. Hierbei wurden an 9 Nächten insgesamt 52 verschiedene überlappende Bereiche beobachtet, was in diesem Fall zu einem abgedeckten Bereich von 25'' in Nord-Süd Richtung und 20'' in Ost-West Richtung führte (siehe Abbildung 4.5).

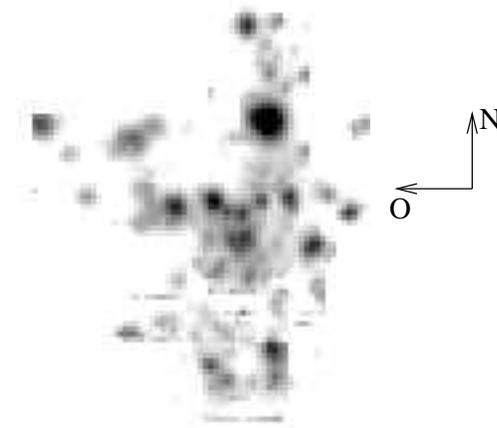


Abbildung 4.5: Abgedeckter Bereich bei den 3D-Beobachtungen im April 1996 (2,18 bis $2,45\mu\text{m}$)

Die Beobachtungen sind also in beiden Wellenlängenbereichen um den IRS 16 Sternhaufen zentriert. Die weiter außen liegenden Bereiche wurden vorwiegend in Perioden schlechteren Seeings aufgenommen, da dort die Sterndichte nicht mehr so hoch ist, während in Phasen guten bis sehr guten Seeings auf dem zentralen Sternhaufen gemessen wurde.

4.3 Datenreduktion

Ziel der Datenreduktion ist, eine wirklichkeitstreue Darstellung des beobachteten Gebietes herzustellen. Dies ist dann erreicht, wenn sämtliche instrumentellen Signaturen aus den Datensätzen entfernt wurden. In diesem Abschnitt sind die Schritte, die notwendig sind, um die hier vorgestellten Daten zu reduzieren, aufgeführt. Er gliedert sich nach den unterschiedlichen Beobachtungsmethoden, die für das in dieser Arbeit vorgestellte astronomische Objekt verwendet wurden.

4.3.1 Allgemeines

Die Lichtintensität I , die bei Beobachtungen im Nahinfraroten auf das Meßinstrument fällt, ist im wesentlichen durch zwei Faktoren bestimmt: Die eigentlich interessierende Strahlung vom untersuchten Objekt sowie zusätzliche Wärmestrahlung I_W , die nicht vom Objekt, sondern von der irdischen Atmosphäre (I_A), den Teleskopspiegeln (hauptsächlich dem Sekundärspiegel) (I_S) sowie der Teleskopmontierung (I_T) aufgrund ihrer endlichen Temperatur herrührt:

$$I = \text{Objekt} + I_W = \text{Objekt} + (I_A + I_S + I_T) \quad (4.1)$$

Die von mir verwendeten Daten wurden alle im K-Band aufgenommen. Der atmosphärische Himmelshintergrund I_A ist bei dieser Wellenlänge zeitlich nicht konstant, sondern muß wiederholt gemessen werden. Die Zeitkonstante für diese Änderung beträgt in diesem Fall wenige Minuten.

Die derzeit verwendeten Detektoren zeichnen sich bei allen Instrumenten durch einige weitere Eigenschaften aus:

- Die Empfindlichkeit von einem zum nächsten Bildelement variiert
- Das Meßsignal ist auch bei unbeleuchtetem Detektor ungleich Null (Dunkelstrom)
- Beim Auslesen des Detektors wird Rauschen eingeführt
- Einige Bildelemente zeigen gar keine oder eine nichtlineare Antwortfunktion auf die einfallende Strahlung

Das Ausleserauschen N und der Dunkelstrom I_D sind leider unvermeidbar, allerdings unabhängig von der gewählten Belichtungszeit und müssen in Gleichung 4.1 hinzuaddiert werden:

$$I = \text{Objekt} + I_W + I_D + N \quad (4.2)$$

Ihr Einfluß kann minimiert werden, wenn man so lange Belichtungszeiten wählt, daß die einzelne Aufnahme durch das Photonenrauschen der Strahlung des Himmelshintergrunds dominiert wird. Bei den Daten, die im Speckle-Modus aufgenommen wurden, tritt dieser Fall jedoch nicht ein — hier liegt das Ziel, eine hohe räumliche Auflösung zu erreichen, im Widerspruch zu langen Integrationszeiten, denn die Dauer einer einzelnen Aufnahme ist durch die Atmosphäre bestimmt (siehe Abschnitt 1.3).

Die anderen vom Detektor bestimmten Eigenschaften der Aufnahmen können durch geeignete Maßnahmen bei der Datenreduktion korrigiert werden. In Gleichung 4.2 kann die relative Antwortfunktion Flat (siehe unten) durch Multiplikation an die empfangene Strahlung $\text{Objekt} + I_W$ berücksichtigt werden:

$$I = (\text{Objekt} + I_W) \cdot \text{Flat} + I_D + N \quad (4.3)$$

Nach deren Berücksichtigung spricht man davon, daß die Daten keine *Instrumentellen Signaturen* mehr beinhalten. Nach diesen vorbereitenden Maßnahmen kann man dann mit der spezialisierten Datenreduktion fortfahren.

Empfindlichkeitskorrektur

Bestrahlt man den Detektor homogen mit einer Lichtquelle, so kann man die relative Antwortfunktion jedes einzelnen Pixels bestimmen. Dabei stellt sich heraus, daß diese über die Detektorfläche nicht konstant ist, sondern typischerweise relativ zwischen 0,9 und 1,1 schwankt.

Daher stellt man ein sogenanntes „Flatfield“ Flat des Detektors her, eine auf 1 normierte Antwortfunktion des Detektors. Um ein Flatfield zu erzeugen, wird üblicherweise das Innere der Teleskopkuppel mit einer Lampe beleuchtet und diese Lichtintensität L , welche in sehr guter Näherung homogen ist, mit der Kamera aufgenommen: $\text{Dome} = L \cdot \text{Flat} + I_D + N$. Weiterhin benötigt man ein Maß für den Dunkelstrom und das Ausleserauschen des Detektors. Dies erhält man mittels einer Aufnahme, bei der ein Verschuß im Inneren der Kamera geschlossen ist: $\text{Dark} = I_D + N$. Das Flatfield kann mit diesen beiden Messungen erzeugt werden:

$$\text{Dome} = L \cdot \text{Flat} + \text{Dark} \Leftrightarrow \text{Flat} = \frac{\text{Dome} - \text{Dark}}{L} \quad (4.4)$$

Da man nur an der relativen Antwortfunktion interessiert ist, ist die absolute Bestrahlungsstärke der Lichtquelle nicht von Interesse und kann auf Eins normiert werden. Gleichung 4.4 wird dann:

$$\text{Flat} = \|\text{Dome} - \text{Dark}\| \quad (4.5)$$

Abbildung 4.6 zeigt links das Flatfield für SHARP I, rechts dasjenige des 3D-Spektrographen. In letzterem ist deutlich die Struktur des Bildfeldzerlegers zu erkennen, ebenso wie die „Wiggelino“-Struktur, auf welche im Abschnitt 4.3.3 genauer eingegangen wird.

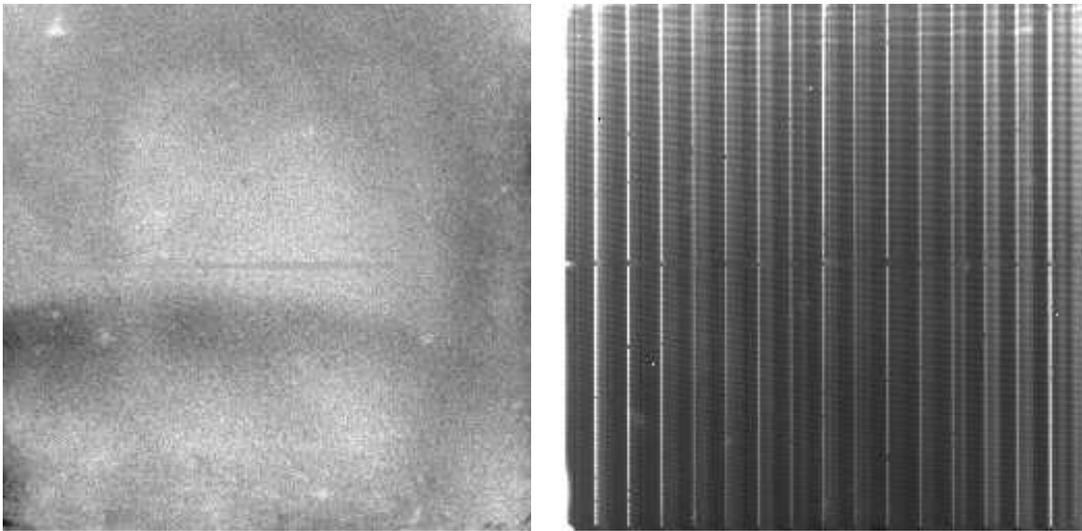


Abbildung 4.6: Flatfields der SHARP I Kamera (links) und des 3D-Spektrographen (rechts)

Himmelshintergrund

Um den Beitrag im Bild zu bestimmen, der vom Himmelshintergrund herrührt, folgt auf eine Aufnahme des Objekts immer eine Aufnahme des Himmelshintergrundes. Dazu fährt man das Teleskop auf einen Himmelsbereich, der keine Quellen enthält und belichtet wie im Falle einer

normalen Quelle. Man mißt dann die Summe

$$\text{Sky} = I_W \cdot \text{Flat} + I_D + N \quad (4.6)$$

Üblicherweise genügt es, das Teleskop (bzw. eine Voroptik im Fall von 3D) um wenige Bogensekunden bis zu einer Bogenminute zu verfahren. Da der Himmelsbereich in der Nähe des galaktischen Zentrums im Nahinfraroten allerdings sehr viele Sterne enthält (Abbildung 3.1 zeigt einen Bereich von $5' \times 5'$), ist es nötig, den Himmelshintergrund weit entfernt bei einer Dunkelwolke $713''$ westlich und $400''$ nördlich der Quelle IRS 7 zu messen. Im Falle von Ω -Cass war selbst dieser Bereich aufgrund des großen Gesichtsfeldes nicht vollkommen frei von Sternen. Daher wurde zwischen den einzelnen Aufnahmen des Himmelshintergrunds das Teleskop zusätzlich um wenige Bogensekunden verfahren. Bei der Kombination der Einzelaufnahmen wurde dann nicht der Mittelwert, sondern der Median der einzelnen Bilder als Maß für den Himmelshintergrund bestimmt. Bei der Medianbildung wird vermieden, daß helle Objekte im resultierenden Bild zu sehen sind, falls genügend (mindestens 3) verschiedene Blickrichtungen benutzt wurden. In jedem Fall ist das so erhaltene Bild durch folgende Faktoren bestimmt:

- Ausleserauschen des Detektors
- thermisches Hintergrundrauschen des Teleskops und der Kamera
- Hintergrundhelligkeit des Himmels

Bei der Analyse der Daten ist nur die vom Objekt selbst ausgesandte Strahlung von Interesse. Bei Kenntnis des Flatfields sowie der Strahlung des Himmelshintergrundes kann diese durch Einsetzen von Gleichung 4.6 in 4.3 zurückgewonnen werden:

$$I = \text{Objekt} \cdot \text{Flat} + \text{Sky} \Rightarrow \text{Objekt} = \frac{I - \text{Sky}}{\text{Flat}} \quad (4.7)$$

Tote Pixel

Durch die Unterteilung des NICMOS-Detektors in 4 Quadranten ist dieser im Randbereich jedes Quadranten schwierig zu kalibrieren. Diese Bereiche (das umgebende Quadrat und das zentrale Kreuz) sind ungefähr 2-3 Pixel breit und werden als „tote“ Pixel bezeichnet, also Pixel, deren Antwortfunktion auf einfallende Photonen immer Null ist. Solche Pixel und sogenannte „heiße“ Pixel (deren Antwortfunktion im Gegensatz zum restlichen Detektor nicht linear zum einfallenden Fluß ist) existieren auch auf dem restlichen Detektor. Sie werden dadurch identifiziert, daß die Differenz des Signals zwischen einem Pixel und seinen Nachbarn einen gewissen Grenzwert nicht überschreiten darf. Nach der Identifikation dieser Pixel werden ihre Werte durch Interpolation der verwendbaren Nachbarn ersetzt.

Durch die Korrektur der toten Pixel und der relativen Antwortfunktion wird sichergestellt, daß einerseits keine extrem dunklen bzw. hellen Objekte vorgetäuscht werden, und daß andererseits die relativen Flüsse der Objekte korrekt wiedergegeben werden.

4.3.2 Erstellen beugungsbegrenzter Abbildungen

Neben den oben dargestellten allgemeinen Schritten der Datenreduktion wird nun beschrieben, welche Techniken von mir angewandt wurden, um aus vielen Kurzaufnahmen eine beugungsbegrenzte Abbildung zu erhalten. Im ersten Schritt werden die Einzelaufnahmen geeignet aufaddiert, was in Aufnahmen resultiert, die schon Information an der Beugungsgrenze des verwendeten Teleskops enthalten. Um die Dynamik der Aufnahme und deren räumliche Auflösung noch weiter zu verbessern, wird in einem zweiten Schritt die Kenntnis der Abbildung einer Punktquelle ausgenutzt, um die Begrenzung durch noch vorhandene seeingbegrenzte Bildinformation zu entfernen.

4.3.2.1 Simple Shift and Add

Da bei der Speckle-Interferometrie Kurzaufnahmen der Länge τ_0 gemacht werden, erhält man mehrere ($N = \frac{D}{r_0} \approx 20$) verzerrte Bilder der Sterne an der Beugungsgrenze des Teleskops. Für den Fall, daß das Bildfeld kleiner als der isoplanatische Winkel θ_0 ist, gleichen sich die Speckle-Wolken verschiedener Sterne. Damit kann das Einzelbild $I_i(x, y)$ als Faltung der Objektpositionen $O(x, y)$ mit der Specklewolke $P_i(x, y)$ dargestellt werden:

$$I_i(x, y) = O(x, y) * P_i(x, y) + N_i(x, y) \quad (4.8)$$

$N_i(x, y)$ bezeichnet das Rauschen des Einzelbildes. Um die einzelnen Aufnahmen geeignet aufzuaddieren, macht man zuerst eine Langzeitaufnahme, d.h. man addiert alle M Aufnahmen.

$$I_{long}(x, y) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M I_i(x, y) \quad (4.9)$$

Die hellste Position eines ausgewählten Referenzsterns auf diesem Bild wird als Referenzposition (x_r, y_r) benutzt, um im nächsten Schritt wiederum alle Aufnahmen zu addieren. Dieses mal jedoch sucht man in jeder einzelnen Aufnahme den hellsten Punkt (x_i, y_i) in der Specklewolke des Referenzsterns und verschiebt das gesamte Bild vor der Addition auf die zuvor bestimmte Referenzposition:

$$I_{ssa}(x, y) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M I_i(x_r - x_i, y_r - y_i) \quad (4.10)$$

Damit erhält man ein beugungsbegrenztes Bild des Objekts auf einem Seeinghintergrund, der die Summe aller nicht zur Bestimmung der Referenzposition benutzten Speckles darstellt.

Man kann das so erhaltene Bild wiederum als die Faltung der Objektpositionen mit einer Verteilungsfunktion darstellen:

$$I_{ssa}(x, y) = O(x, y) * P_{ssa}(x, y) + N_{ssa}(x, y) \quad (4.11)$$

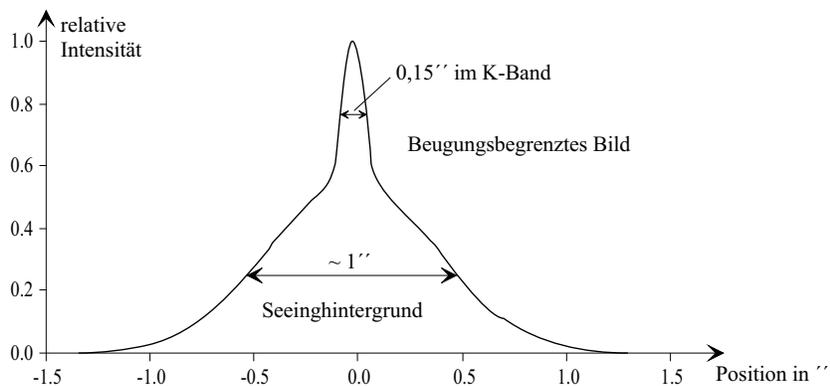


Abbildung 4.7: Typische Form einer PSF nach Anwendung des SSA-Algorithmus

Die Verteilungsfunktion $P_{ssa}(x, y)$ wird „Point Spread Function“ (PSF) genannt. In Abbildung 4.7 ist eine typische PSF dargestellt. In Näherung kann man diese als die Summe zweier Gaussfunktionen darstellen, die den Seeinghintergrund und darauf den beugungsbegrenzten Teil beschreiben. Der Seeinghintergrund hat am NTT im K-Band typischerweise eine volle Halbwertsbreite (FWHM, Full Width at Half Maximum) von $1''$, der beugungsbegrenzte Teil eine FWHM am Auflösungsvermögen des Teleskops, also $0,15''$.

4.3.2.2 Entfaltung

Das mittels des Simple Shift-and-Add Verfahrens erhaltene Bild ist also noch mit der PSF gefaltet. Um die Flüsse und Positionen der Objekte zuverlässig aus den Aufnahmen zu erhalten, wird das Bild mit der PSF entfaltet und von deren Einflüssen befreit. Hier wurden 3 Verfahren zur Entfaltung benutzt, um die Verlässlichkeit der Ergebnisse überprüfen zu können (die 3 Verfahren werden weiter unten beschrieben):

- Lineare Entfaltung
- Clean-Verfahren
- Lucy-Algorithmus

In Ott et al., 1999 habe ich die verschiedenen Entfaltungsmethoden miteinander verglichen. Das Ergebnis ist, daß bei der Photometrie die lineare Entfaltung und der Lucy-Algorithmus zu

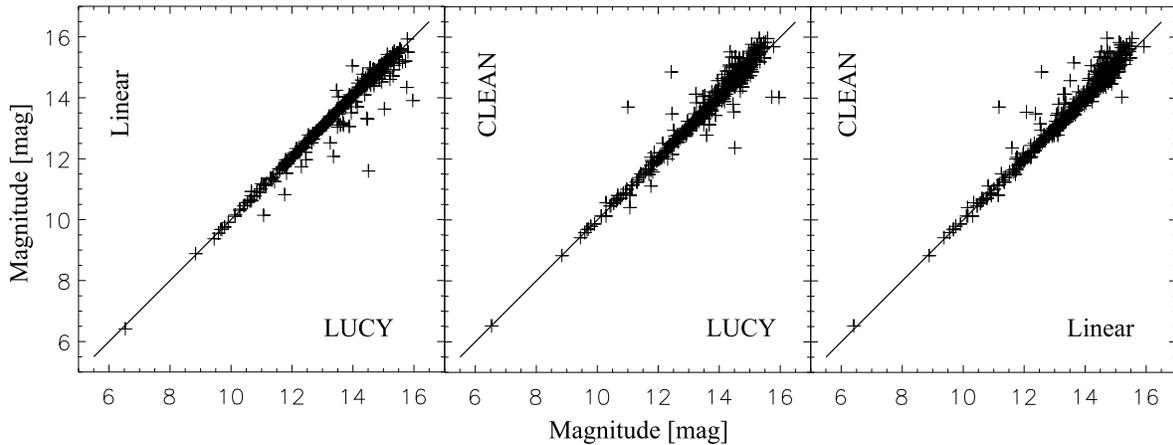


Abbildung 4.8: Vergleich der Photometrieergebnisse bei Verwendung der verschiedenen Entfaltungungsverfahren

vergleichbaren Ergebnissen führen, während das CLEAN-Verfahren nur auf helleren Quellen zuverlässig arbeitet. Dieses Ergebnis ist nochmals in Abbildung zusammengefaßt.

Bestimmung der PSF

Für alle Entfaltungsmethoden ist es wichtig, die PSF zu kennen; dies bestimmt die Qualität des Entfaltungsergebnisses. Falls im Shift-and-Add Bild eine helle und isolierte Punktquelle vorhanden ist, kann man diese aus dem Bild „ausschneiden“ und als PSF verwenden. Dies hat den Vorteil, daß die PSF simultan mit den auszuwertenden Daten aufgenommen wird und damit besonders gut den Einfluß der Atmosphäre beschreibt. Allerdings ist es nicht immer möglich, eine einzelne Quelle zu isolieren. In diesem Fall muß man die benachbarten Sterne iterativ entfernen, die das Bild der PSF kontaminieren. Als Ergebnis erhält man dann eine PSF, die dem gewählten Stern plus dem Rauschen entspricht.

Dieses Verfahren ist allerdings relativ zeitaufwendig, da für jede als PSF ausgewählte Quelle die relativen Positionen und Intensitäten der kontaminierenden Objekte bestimmt werden müssen. Da im Rahmen der Variabilitätsuntersuchungen viele Einzelbilder entfaltet werden mußten, entwickelte ich ein automatisiertes Verfahren, das iterativ aus *vielen* Objekten eine gemittelte PSF liefert und auf der linearen Entfaltung aufbaut. Dieses Verfahren beruht auf der Annahme, daß das Bild aus unaufgelösten Punktquellen besteht, welche im Fall des galaktischen Zentrums gerechtfertigt ist. Ich habe die lineare Entfaltung gewählt, da sie erstens das schnellste Verfahren ist und zweitens bei hellen Sternen zu den selben Ergebnissen führt wie CLEAN und LUCY. Die Umkehrung der linearen Entfaltung liefert bei Kenntnis der relativen Intensitäten die PSF.

Umformen von Gleichung 4.15 liefert:

$$\tilde{P}(u, v) = \frac{\tilde{I}(u, v)}{\tilde{O}(u, v)} \Rightarrow P(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{\tilde{I}(u, v)}{\tilde{O}(u, v)} \right] \quad (4.12)$$

$O(x, y)$ besteht nun aus einem Satz unaufgelöster Quellen mit bekannten relativen Positionen und Intensitäten. Um dieses Verfahren möglichst unabhängig von dem gegebenen Bild zu machen, sucht die Routine selbstständig nach lokalen Maxima. Im ersten Schritt geschieht dies auf einem sog. „smooth subtracted“ Bild, welches folgendermaßen dargestellt werden kann:

$$Smooth(x, y) = I(x, y) - I(x, y) * G(x, y) \quad (4.13)$$

$G(x, y)$ ist eine Gaussfunktion mit 2-3 Pixeln Halbwertsbreite, die auf den Gesamtfluß 1 normiert ist. Man kann sich diese „smooth subtraction“ als einen Hochpass-Filter vorstellen, der zur Folge hat, daß der seeingbegrenzte Teil der einzelnen Sterne (siehe Abbildung 4.7) unterdrückt wird. Damit werden auch Sterne sichtbar, die sonst im Seeinghintergrund hellerer Sterne nur schwer nachweisbar sind.

Die erste Näherung der Objektverteilung $O_1(x, y)$ erhält man nun durch Aperturphotometrie¹ an allen lokalen Maxima des Bildes $Smooth(x, y)$, deren Wert einen Grenzwert z_0 überschreitet. Dieser Grenzwert ist z.B. der Gesamtfluß im Bild geteilt durch die Anzahl der Pixel. Dadurch werden schwächere Sterne, deren PSF schnell im Rauschen verschwindet, nicht berücksichtigt. Daraus erhält man nach Gleichung 4.12 eine erste Näherung $P_1(x, y)$.

Die so erhaltene PSF wird dann mit einer Kosinus-Glockenfunktion multipliziert. Dies ist notwendig, da das Verfahren sonst nicht zu einer PSF, sondern zum Ausgangsbild konvergiert. Die Kosinus-Glockenfunktion verhindert auch das Auftreten von scharfen Kanten, die bei der Entfaltung zu Artefakten bei hohen Raumfrequenzen führen würde. Für die nächsten Iterationen wird die Objektverteilung dann aus dem linear entfalteten Bild ermittelt.

Die einzelnen Schritte zur Bestimmung der PSF können wie folgt zusammengefaßt werden:

1. Bestimmung aller lokalen Maxima auf $Smooth(x, y)$, die über dem Grenzwert z_0 liegen
2. Aperturphotometrie auf $Smooth(x, y) \Rightarrow O_1(x, y)$
3. Bestimmung von $P_i(x, y)$ nach Gleichung 4.12
4. Ausschneiden der PSF mit einer Kosinus-Glockenfunktion
5. Lineare Entfaltung des Bildes $I(x, y)$ mit $P_i(x, y)$
6. Aperturphotometrie auf dem linear entfalteten Bild $\Rightarrow O_{i+1}(x, y)$

¹Bei der Aperturphotometrie wird der gesamte Fluß, der innerhalb eines Kreises mit Radius r liegt und auf der jeweiligen Quelle zentriert ist, aufsummiert.

Die Schritte 3-6 werden wiederholt angewandt, bis im Rahmen der Fehler keine Verbesserung mehr erreichbar ist. Auch dieses Verfahren wurde, wie die lineare Entfaltung und das CLEAN-Verfahren in C programmiert.

Lineare Entfaltung

Vernachlässigt man in Gleichung 4.11 das Rauschen, so kann man durch direkte Fourierdivision die ursprüngliche Objektverteilung $O(x, y)$ zurückgewinnen (ich werde im folgenden den Index *ssa* weglassen):

$$I(x, y) = O(x, y) * P(x, y) \xrightarrow{\mathcal{F}} \tilde{I}(u, v) = \tilde{O}(u, v) \cdot \tilde{P}(u, v) \quad (4.14)$$

$$\tilde{O}(u, v) = \frac{\tilde{I}(u, v)}{\tilde{P}(u, v)} \quad (4.15)$$

Hierbei bedeutet \mathcal{F} Fouriertransformation und \tilde{X} die Fouriertransformierte der Funktion X . Es ergibt sich die Komplikation, daß die Fouriertransformierte der PSF bei hohen Raumfrequenzen ein niedriges Signal-zu-Rauschverhältnis nahe der Beugungsgrenze, die man erreichen möchte, aufweist. Bei der Division ist es also notwendig, einen geeigneten Filter $\Phi(x, y)$ zu konstruieren, der die hohen Raumfrequenzen von $\tilde{P}(u, v)$ unterdrückt. Solch ein Filter wird Wien'scher Filter genannt (siehe Numerical Recipes, Kapitel 12.6). Dieser Filter erzeugt dann eine Objekt-Verteilfunktion $Q(x, y)$, die möglichst nahe an der wahren Verteilfunktion $O(x, y)$ liegen soll:

$$\tilde{Q}(u, v) = \frac{[\tilde{I}(u, v) + \tilde{N}(u, v)] \cdot \tilde{\Phi}(u, v)}{\tilde{P}(u, v)} \quad (4.16)$$

Die Bedingung, daß das gefilterte Signal nahe am Original liegen soll, läßt sich durch die quadratische Abweichung von $O(x, y)$ zu $Q(x, y)$ darstellen:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |Q(x, y) - O(x, y)|^2 d(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{Q}(u, v) - \tilde{O}(u, v)|^2 d(u, v) = \textit{Minimum} \quad (4.17)$$

Einsetzen der Gleichungen 4.16 und 4.15 ergibt:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{[\tilde{I}(u, v) + \tilde{N}(u, v)] \cdot \tilde{\Phi}(u, v)}{\tilde{P}(u, v)} - \frac{\tilde{I}(u, v)}{\tilde{P}(u, v)} \right|^2 d(u, v) = \textit{Minimum} \quad (4.18)$$

Beim Ausmultiplizieren ist zu beachten, daß das Integral $\int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{I}(u, v) \cdot \tilde{N}(u, v)| d(u, v) = 0$ ist, da das Signal und das Rauschen keine Korrelation zeigen. Das Minimum von Gleichung 4.18 findet man, wenn man nach $\tilde{\Phi}(u, v)$ ableitet und das Ergebnis gleich Null setzt:

$$\frac{d}{d\tilde{\Phi}(u, v)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\tilde{I}(u, v)|^2 \cdot |1 - \tilde{\Phi}(u, v)|^2 + |\tilde{N}(u, v)|^2 \cdot |\tilde{\Phi}(u, v)|^2}{|\tilde{P}(u, v)|^2} = 0 \quad (4.19)$$

$$\Leftrightarrow 2 |\tilde{I}(u, v)|^2 \cdot \tilde{\Phi}(u, v) - 2 |\tilde{I}(u, v)|^2 + 2 |\tilde{N}(u, v)|^2 \cdot \tilde{\Phi}(u, v) = 0 \quad (4.20)$$

$$\Rightarrow \tilde{\Phi}(u, v) = \frac{|\tilde{I}(u, v)|^2}{|\tilde{I}(u, v)|^2 + |\tilde{N}(u, v)|^2} \quad (4.21)$$

Zur Konstruktion des besten Filters braucht man also getrennte Abschätzungen für die spektrale Energieverteilung des Signals $|\tilde{I}(u, v)|^2$ und des Rauschens $|\tilde{N}(u, v)|^2$. Da die PSF ein besseres Signal-zu-Rauschverhältnis aufweist und eine vergleichbare spektrale Energieverteilung wie das Signal hat, ist es vorteilhaft, in Gleichung 4.21 $|\tilde{I}(u, v)|^2$ durch $|\tilde{P}(u, v)|^2$ zu ersetzen. Die spektrale Energieverteilung $|\tilde{N}(u, v)|^2$ des Rauschens kann in sehr guter Näherung durch eine Delta-Funktion $|\tilde{\delta}(u, v)|^2$ ersetzt werden, deren Fouriertransformierte eine Funktion konstanten Betrages mit gleichem mittleren Phasenverlauf wie das zentrierte Bild der PSF ist. Berücksichtigt man nun, daß die spektrale Energieverteilung einer Funktion F das Produkt von Fourier-transformierter \tilde{F} und deren komplex konjugierten $\overline{\tilde{F}}$ ist, so erhält man aus Gleichung 4.16 unter Vernachlässigung des Rauschterms $\tilde{N}(u, v)$:

$$\tilde{O}(u, v) \approx \tilde{Q}(u, v) \approx \frac{\tilde{I}(u, v) \cdot \overline{\tilde{P}}(u, v)}{|\tilde{P}(u, v)|^2 + |\tilde{\delta}(u, v)|^2} \quad (4.22)$$

Durch die Anwendung des Wien'schen Filters entstehen Artefakte in Form von Ringen um die Punktquellen. Diese sind ein Nebeneffekt der Bestimmung der PSF, da diese sich nicht über das gesamte Bild erstreckt. Der Fluß in diesen Ringen beträgt etwa 4% des Gesamtflusses einer Punktquelle, was einem Stern entspricht, der 2 Größenklassen schwächer ist. Schwache Quellen, die in unmittelbarer Umgebung zu einer hellen Quelle liegen, erhalten davon bei einer Apertur mit 5 Pixeln Durchmesser einen maximalen Anteil von 10%, also ist der gesamte störende Fluss vergleichbar mit einer Quelle, die 5 Größenklassen schwächer ist. Sehr dunkle Sterne können also systematisch als zu hell eingestuft werden.

Dieser Algorithmus kann wie folgt zusammengefaßt werden:

1. Fouriertransformation des gemessenen Bildes $I(x, y)$
2. Berechnung des konjugiert komplexen der fouriertransformierten PSF $\overline{\tilde{P}}(u, v)$
3. Bestimmung der spektralen Energieverteilung der PSF $|\tilde{P}(u, v)|^2$
4. Erstellen einer Delta-Funktion $\delta(x, y)$ und Berechnung ihrer spektralen Energieverteilung $|\tilde{\delta}(u, v)|^2$

5. Ausführen der Fourier-Division nach Gleichung 4.22
6. Rücktransformation in den Bildraum: $O(x, y) = \mathcal{F}^{-1}(\tilde{O}(u, v))$

Die Implementierung dieser Entfaltungsmethode erfolgte in C unter Zuhilfenahme bereits existierender Routinen, die insbesondere die Fouriertransformation sowie Ein- und Ausgabe-prozeduren bereitstellen.

Clean-Verfahren

Das Clean-Verfahren ist ein iterativer Prozeß (Högbom, 1974), bei dem im Bildraum von den einzelnen Quellen sukzessive die PSF abgezogen wird:

1. Suchen des absoluten Maximums $z_m \Rightarrow$ Position des Maximums (x_m, y_m)
2. An dieser Position (x_m, y_m) im Bild die auf Maximalwert 1 normierte PSF multipliziert mit $g \cdot z_m$ abziehen ($0 < g \leq 1$)
3. In einer δ -Funktionenkarte den Gesamtfluß der PSF multipliziert mit g an der Stelle (x_m, y_m) addieren

Der Faktor g wird „Loop Gain Factor“ genannt und bestimmt einerseits die Geschwindigkeit, andererseits auch die Genauigkeit des Verfahrens. Sämtliche Aufnahmen wurden mit $g = 0,7$ entfaltet.

Die Schritte 1-3 werden so lange wiederholt, bis das in Schritt 2 gefundene Maximum einen Grenzwert in Höhe des Rauschens unterschreitet. Man erhält als Resultat eine δ -Funktionenkarte mit den Positionen und relativen Flüssen der einzelnen Quellen, sowie eine Karte mit dem übriggebliebenen Fluß des Ausgangsbildes, welches im Idealfall nur noch das Rauschen des Bildes beinhaltet. Anhand dieser Karte kann man bestimmen, ob man eventuell noch weiter iterieren muß, um auch schwächere oder sehr ausgedehnte Quellen zu erfassen. Das Clean-Verfahren arbeitet zuverlässig für Bilder, die aus Punktquellen bestehen.

Die Programmierung dieses Verfahrens in C nahm ich so vor, daß das vorhandene Bild auf eine doppelt so große Matrix abgebildet und flußerhaltend geglättet wurde. Dadurch ist die Bestimmung der absoluten Maxima in Schritt 1 eindeutiger. Die endgültige δ -Funktionenkarte habe ich dann wieder auf den ursprünglichen Abbildungsmaßstab reduziert.

Lucy-Algorithmus

Der Lucy-Algorithmus ist ebenfalls ein iteratives Verfahren, bei dem eine Lösungskarte $O(x, y)$ gefaltet mit der PSF $P(x, y)$ mit dem Ausgangsbild $I(x, y)$ verglichen wird.

1. Faltung der Lösungskarte mit der PSF: $I_k(x, y) = O_k(x, y) * P(x, y)$

2. Quotientenbildung des Ausgangsbildes mit der Lösungskarte und Glätten mit dem konjugiert komplexen der PSF: $T_k(x, y) = \frac{I(x, y)}{I_k(x, y)} * \bar{P}(x, y)$
3. Als neue Lösungskarte erhält man: $O_{k+1}(x, y) = O_k(x, y) \cdot T_k(x, y)$

Schritt 2 ist notwendig, damit Quellen, die zu breit sind, geschmälert werden und umgekehrt. Bei bestmöglicher Übereinstimmung der Lösungskarte mit dem Ausgangsbild im Rahmen der Fehler bricht man die Iteration ab. Als Startbild $O_0(x, y)$ benutzt man das Bild selbst.

Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens im Rahmen bedingter Wahrscheinlichkeiten ist in Lucy, 1974 zu finden. Dieser Algorithmus ist bereits in am MPE vorhandener Software implementiert.

Kombination der Methoden

Bei der im Folgenden beschriebenen Datenauswertung wurden den Lucy-Algorithmus und die lineare Entfaltung kombiniert, um zum einen die Rechenzeit zu minimieren und zum anderen die Stabilität der resultierenden Karten zu erhöhen. Den CLEAN-Algorithmus habe ich nur verwendet, um die Stabilität der Ergebnisse zu überprüfen.

Der erste Schritt besteht darin, das Raster der Ausgangsdaten zu verfeinern, indem jedes Pixel auf 9 Pixel vergrößert wird, d.h. das ursprüngliche Bild wird auf das dreifache „aufgeblasen“. Dies hat den Vorteil, daß bei den Entfaltungsverfahren die erreichbare Auflösung nicht durch die Größe der einzelnen Bildelemente beschränkt wird. Da dieses Bild dann grob gerastert ist (was zu hohen Raumfrequenzen führt, die nicht der tatsächlichen Bildinformation entsprechen), war es nötig, es mit einem Tiefpass zu filtern, was durch Glättung mit einer zweidimensionalen Gaussfunktion der vollen Halbwertsbreite von 4 Pixeln geschehen kann. Die PSF wurde dann aus diesem Bild bestimmt. Da IRS 7 die mit Abstand hellste Quelle im galaktischen Zentrum ist, habe ich diesen Stern mit einer Kosinus-Glockenfunktion ausgeschnitten, zentriert und normiert.

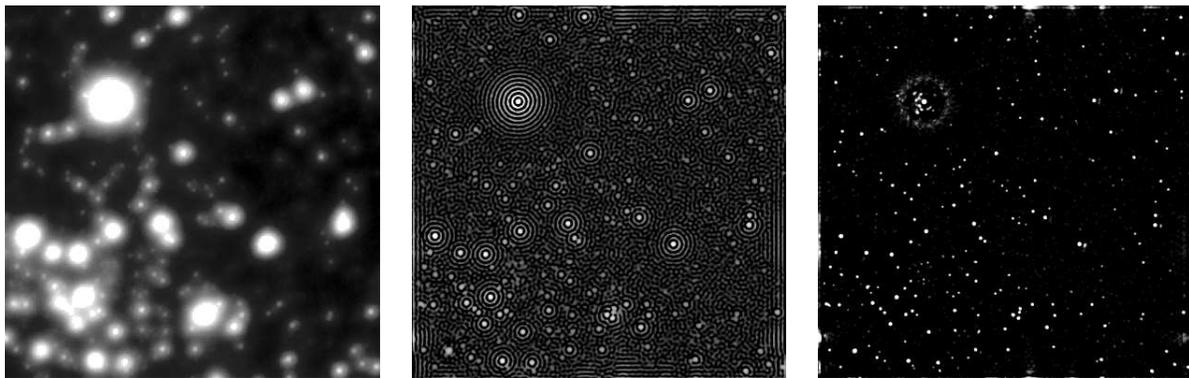


Abbildung 4.9: Kombination zweier Entfaltungsmethoden, um beugungsbegrenzte Karten zu erstellen

Der erste Entfaltungsschritt beruht auf der zuvor beschriebenen linearen Methode. Diese führt zu den erwähnten Ringen um die Quellen, welche sich für eine genaue Photometrie und Positionsbestimmung bei schwachen Objekten als störend erweisen. Eine zweite Entfaltung hat zum Zweck, diese Ringe zu entfernen. Dazu wurde wiederum eine PSF um IRS 7 auf dem entfalteten Bild ausgeschnitten und dann eine Lucy-Entfaltung durchgeführt. Da mich speziell der zentrale Sternhaufen interessiert und die PSF sich über das Gesichtsfeld geringfügig ändert, habe ich als dritten Schritt nochmals eine gemittelte PSF aus mehreren Sternen der IRS 16 und IRS 33 Komplexe bestimmt und eine weitere Lucy-Entfaltung durchgeführt. In Abbildung 4.9 sind die einzelnen Entfaltungsschritte nochmals zusammengefaßt: Links das Shift-and-Add Bild, in der Mitte die Wiener-gefilterte Karte und rechts die Lucy-Entfaltung.

4.3.3 Reduktion spektroskopischer Daten

Bei Datensätzen, die mit einem Langspalt-Spektrographen aufgenommen wurden, sind ebenfalls zuerst die in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Reduktionsschritte durchzuführen. Bei der Erstellung des Flatfields nach Gleichung 4.5 ist darauf zu achten, daß sich das Instrument genau in derselben Konfiguration wie während der Beobachtung befindet. Dies betrifft vor allem die Stellung des Grisms bei 3D bzw. des Detektors bei CGS4. Nur so kann sichergestellt werden, daß eventuell auftretende Intensitätsinterferenzen² auf dem Detektor korrekt wiedergegeben und korrigiert werden. Die Auswahl eines geeigneten Flatfields geschieht durch Vergleich mit einem Satz von Aufnahmen, die bei verschiedenen Stellungen des Detektors bzw. des Grisms aufgenommen wurden. Die weitergehenden Schritte der Datenreduktion dienen dazu, die dispergierten Aufnahmen spektral zu kalibrieren.

Bei beiden von mir verwendeten Spektrographen wurden jeweils zwei Aufnahmen des Objekts gemacht, um das Nyquist-Theorem in der spektralen Achse zu befriedigen (Piezo-Stellung 1 und 2 bei 3D). Diese beiden Aufnahmen werden in einem ersten Schritt zusammengeführt. Dies geschieht dadurch, daß ein neues Bild erzeugt wird, dessen spektrale Achse doppelt so lang wie bei den Einzelaufnahmen ist. Jede Zeile in spektraler Richtung wird dann abwechselnd von den beiden Piezo-Stellungen belegt.

Um die Wellenlängenskala der Aufnahme zu bestimmen, werden zu Beginn oder am Ende einer Beobachtungsnacht Spektrallampen im Inneren der Teleskopkuppel auf den Detektor abgebildet. Diese strahlen ein bekanntes Linienspektrum aus, welches benutzt wird, um die Dispersion des Spektrographen zu messen. Dies macht man für jedes einzelne Element der räumlichen Achse, so daß die Spektren der astronomischen Beobachtung so verschoben und entzerrt werden können, daß eine lineare Beziehung zwischen Detektorelement und Wellenlänge besteht.

²Solche Interferenzen können wellenlängenabhängig durch die Beschichtung der lichtempfindlichen Schicht auftreten und werden als „Wiggelinos“ (vom englischen wiggle = wackeln) bezeichnet.

Um auch den Einfluß der irdischen Atmosphäre zu bestimmen und bei der späteren Datenreduktion berücksichtigen zu können, wird während der Beobachtung des eigentlich interessierenden Objekts zusätzlich ein sog. „Standardstern“ beobachtet. Dieser zeichnet sich i.A. durch ein linienarmes Spektrum aus, welches in jedem Fall sehr gut bekannt ist oder modelliert werden kann. Teilt man die ausgewerteten Beobachtungen dieses Standardsterns durch sein Modellspektrum, erhält man ein Maß für die Emission und Absorption der irdischen Atmosphäre während der Beobachtung. Dabei sollte darauf geachtet werden, daß der Standardstern bei vergleichbarer Luftmasse wie das Objekt gemessen wurde, d.h. sein Licht die gleiche Schichttiefe der Atmosphäre durchlaufen hat. So wird sichergestellt, daß die relative Tiefe der Absorptionslinien der Atmosphäre richtig wiedergegeben wird. Diese Empfindlichkeitskorrektur für die Atmosphäre wird auf Eins normiert und die Daten des eigentlichen Beobachtungsobjekts durch diese Korrektur geteilt. Als Ergebnis erhält man letzten Endes einen „kalibrierten“ Datensatz, welcher das Spektrum des Objekts repräsentiert, das außerhalb der Atmosphäre von einem idealen Empfänger gemessen werden würde.

4.3.4 Reduktion der 3D-Daten

Nach den in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Standardverfahren ist aufgrund des speziellen Aufbaus des 3D-Instruments eine besondere Behandlung der Daten nötig. Diese Datenreduktionsalgorithmen wurden am MPE unter der GIPSY-Oberfläche entwickelt (GIPSY steht für Groningen Image Processing System).

4.3.4.1 Erstellen des Datenkubus für 3D

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Datenreduktionsschritte gelten ganz allgemein für jeden Langschlitz-Spektrographen. Da 3D jedoch ein abbildendes Spektrometer ist, ist in den resultierenden Aufnahmen zusätzlich zweidimensionale Bildinformation enthalten. Bei Kenntnis der Abbildungsfunktion des Bildfeldzerlegers kann diese zurückgewonnen werden. In erster Näherung beginnt mit jedem 16. Pixel der x-Achse des Detektors eine neue Bildzeile des rekonstruierten Bildes. Die genaue Abbildungsfunktion muß allerdings vermessen werden und ist in den vorhandenen Datenreduktionsalgorithmen vorhanden.

Der so erhaltene Datenkubus besteht nun aus 3 Achsen: Die ersten beiden enthalten die Ortsinformation, wobei jedes einzelne Bildelement aus einem Spektrum besteht, welches die dritte Dimension definiert.

Als letzten Schritt der 3D-Datenreduktion habe ich die Datenbasis zu einem Mosaik zusammengefügt. Das Gesichtsfeld der hier vorgestellten 3D-Daten beträgt je Aufnahme nur etwa $4''8 \times 4''8$. Bei der Beobachtung wurden, wie in Abschnitt 4.2.3 dargestellt, viele sich in den Randbereichen überlappende Gebiete beobachtet. Diese Einzelaufnahmen wurden jede für sich reduziert. Zur einfacheren Handhabung ist es jedoch wünschenswert, die gesamte Datenbasis zu einem Mosaik zusammenzuführen. Dies erhöht in den sich überlappenden Bereichen

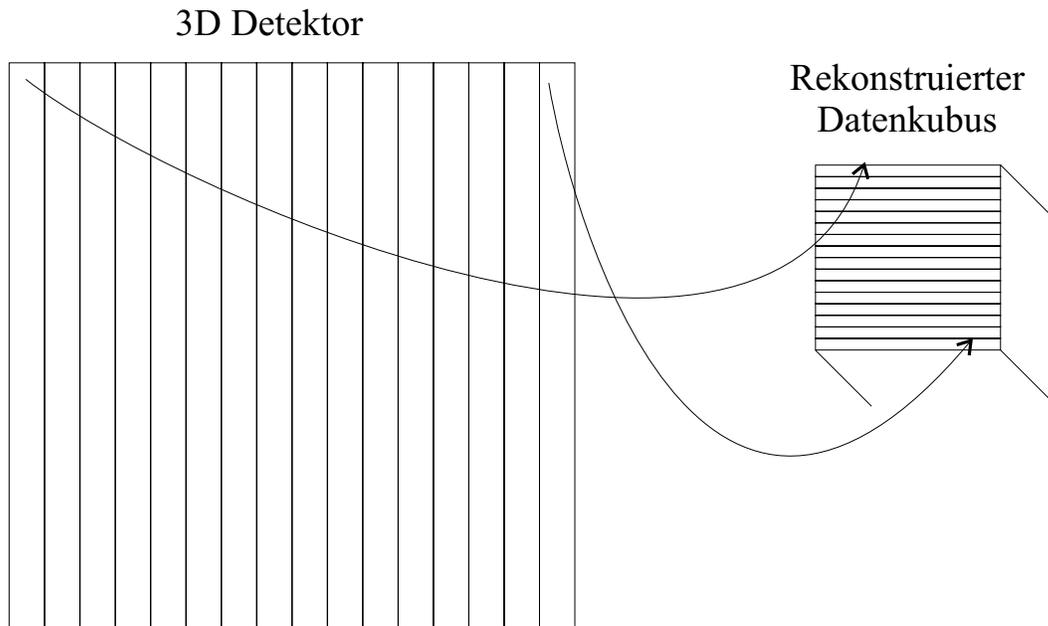


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Erstellung des Datenkubus. Im resultierenden Bild enthält jedes räumliche Bildelement in der dritten Dimension ein Spektrum.

das Signal-zu-Rausch Verhältnis und erhöht die Übersichtlichkeit der vorhandenen Datenbasis. Allerdings ist bei einem derart erstellten Mosaik das Signal-zu-Rauschverhältnis abhängig von der Position im Mosaik, denn nicht jeder Bereich wurde mit derselben Gesamtintegrationszeit gemessen.

Kapitel 5

Auswertung

Ziel der Datenauswertung ist es, aus den gesammelten Daten physikalische Meßwerte zu bestimmen. Sie schließt sich unmittelbar an die Datenreduktion an. Im Falle der hier vorgestellten Daten habe ich aus den Speckle-Daten die Positionen (Astrometrie) sowie die Flüsse (Photometrie) der einzelnen Quellen bestimmt. Aus der Astrometrie lassen sich dann (bei Kenntnis der Beobachtungszeiten) Eigenbewegungen ermitteln, die Photometrie hingegen erlaubt eine Untersuchung der Variabilität einzelner Quellen. Aus den spektroskopischen Daten habe ich sowohl Radialgeschwindigkeiten bestimmt, als auch eine Klassifikation der einzelnen Sterne vorgenommen.

5.1 Astrometrie

Bei der Astrometrie sollen die Positionen der Sterne zu jeder Beobachtung ermittelt werden. Dazu ist zuerst eine „Masterliste“ bekannter Sterne mit deren Positionen zu erstellen, anhand derer die Identifikation in allen Beobachtungsepochen erfolgt. Die gemessenen Positionen müssen dann auf ein gemeinsames Koordinatensystem transformiert werden, damit sie miteinander vergleichbar sind und die Berechnung der Eigenbewegungen gestatten.

5.1.1 Masterliste

Für die Identifikationsliste bekannter Sterne habe ich aus ausgewählten Daten des Juni 2001-Beobachtungslaufs ein Mosaik erstellt. Bei der Erstellung eines Mosaiks wie in Abbildung 4.3 dargestellt treten an den Rändern der einzelnen Aufnahmen üblicherweise helle Ränder auf, die bei der nachfolgenden Entfaltung und Sternsuche Fehlidentifikationen zur Folge haben. Um dies zu vermeiden, habe ich dieses Mosaik anders erzeugt: Als SSA-Referenz benutzte ich die helle Quelle IRS 16NE, welche in allen 4 Mosaikteilen enthalten ist. Jede einzelne Speckle-Aufnahme wird dann in ein Bild der doppelten Größe verschoben und aufaddiert. Bei Verwendung mehrerer 1000 Aufnahmen wird dann die Bildung heller Ränder vermieden.

Dieses Mosaik wurde dann mit den drei in Abschnitt 4.3.2.2 beschriebenen Verfahren entfaltet. Eine erste Sternliste habe ich mit der Software SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996) erstellt. Um Fehlidentifikationen weitgehend auszuschließen, habe ich nur Sterne in die Liste aufgenommen, die in mindestens zwei der drei entfalteten Bilder detektiert wurden.

Obwohl SExtractor sehr viele Quellen identifizieren konnte, stieg die Auslassungsrate in Regionen sehr hoher Sterndichte, so daß diese Liste nicht vollständig war. Es war daher notwendig, jeden identifizierten Stern im Bild zu markieren und dann manuell die Liste zu editieren, um zusätzliche Sterne aufzunehmen und einige wenige Fehlidentifikationen zu beseitigen. Dies geschah durch den Verleich des Mosaiks mit Aufnahmen anderer Beobachtungsepochen, die ein ähnliches Bild zeigen mußten. Die endgültige Liste beinhaltet 1302 verschiedene Sterne.

Es ist anzumerken, daß eine so erstellte Sternliste nicht astrometrisch und ebenfalls nicht frei von Bildfeldverzerrungen ist. Ich habe diese Liste daher nur zur Identifikation der Sterne in den verschiedenen Beobachtungsepochen verwendet. Die Transformation von Detektorkoordinaten (in Pixeln) auf astrometrische Koordinaten (in Bogensekunden) wird in Abschnitt 5.1.5 beschrieben.

5.1.2 Sternidentifikation und Positionsmessung

Um die Position eines gegebenen Sternes in einer Aufnahme zu bestimmen, ist es nötig, die Sternpositionen (x, y) in der Masterliste auf das Koordinatensystem (x', y') der Aufnahme zu transformieren, um diesen zu identifizieren. Die Transformationsgleichungen dazu lauten im linearen Fall:

$$\begin{aligned}x' &= ax + by + c \\y' &= dx + ey + f\end{aligned}\tag{5.1}$$

Sie berücksichtigen Translation, Rotation und unterschiedliche Skalierungen in beiden Achsen. Da sechs Unbekannte zu bestimmen sind, benötigt man mindestens drei Sterne, um die Konstanten zu bestimmen. Die Lösung wird dabei genauer, wenn die Sterne möglichst weit voneinander entfernt sind. Da die SHARP I-Aufnahmen in vier Quadranten unterteilt sind (siehe Abbildung 4.3), sind vier verschiedene Triples an Sternen notwendig. Diese müssen in jedem einzelnen Bild identifiziert und markiert werden. Nach Lösung von 5.1 kann dann die Masterliste auf die aktuelle Aufnahme transformiert werden.

Die so berechneten Positionen der Sterne sind natürlich mit Fehlern in der Größenordnung von einem Pixel behaftet, so daß deren Position genauer bestimmt werden muß. Zuerst sucht man daher nach der hellsten Stelle im Bild innerhalb eines Suchradius von wenigen Pixeln. Um diese Position wird dann der Zentroid des Sternes berechnet. Der Zentroid (X, Y) in einem Bild $I(x, y)$ ist definiert als:

$$X = \frac{\sum_x \sum_y x \cdot I(x, y)}{\sum_x \sum_y I(x, y)}, Y = \frac{\sum_x \sum_y y \cdot I(x, y)}{\sum_x \sum_y I(x, y)}\tag{5.2}$$

Als Ergebnis erhält man dann eine Liste in der selben Reihenfolge wie die Masterliste mit den Positionen der Sterne im aktuellen Bild.

Da jede einzelne Aufnahme eine andere Grenzgröße G aufweist, bei der noch eine verlässliche Messung der Position möglich ist, muß zusätzlich das Signal des schwächsten benutzbaren Sterns im aktuellen Bild bestimmt werden. Bei schwächeren Sternen zentriert obiges Verfahren auf den hellsten Rauschpegel um dessen Position. Ein stabiles Kriterium für G ergab sich aus der Bedingung, daß das hellste Pixel eines Sterns mindestens eine Zählrate von $G > \text{median}(\text{Bild}) + \sigma \cdot \text{meddev}(\text{Bild})$ überschreiten muß. Ein vernünftiger Wert für σ beträgt 150.

5.1.3 Koordinatentransformation

Nach dem vorangegangenen Verfahren verfügt man für jede Aufnahme über eine Liste mit den Positionen der Sterne in Detektorkoordinaten. Für die weitere Auswertung müssen diese Listen auf ein gemeinsames Koordinatensystem transformiert werden. Im Prinzip kann diese Koordinatentransformation wie mit Gleichung 5.1 beschrieben werden, ich habe allerdings auch quadratische Terme zugelassen, um eventuelle Bildverzerrungen zu berücksichtigen:

$$\begin{aligned} x' &= ax + by + cxy + dx^2 + ey^2 + f \\ y' &= gx + hy + ixy + jx^2 + ky^2 + l \end{aligned} \tag{5.3}$$

Dieses Gleichungssystem hat nun 12 Unbekannte, so daß 6 Sterne zu seiner Lösung nötig sind. Um die Lösung der Gleichungen stabiler zu gestalten, ist es vorteilhaft, wesentlich mehr Sterne zu benutzen. Dann handelt es sich um ein überbestimmtes Problem, welches durch die Methode der kleinsten Quadrate gelöst werden kann. Sehr gute Ergebnisse wurden bei Verwendung von mindestens 50 und maximal 200 Sternen erzielt.

Die Mindestanzahl von 50 läßt sich verstehen, wenn man bedenkt, daß sich die Sterne im galaktischen Zentrum relativ zueinander bewegen. Nimmt man zur Bestimmung der Koordinatentransformation nur sehr wenige Sterne, ist die Lösung abhängig von den Relativbewegungen der verwendeten Sterne. Erst bei einer vergleichsweise großen Anzahl von Sternen mitteln sich die Relativbewegungen heraus. Bei Verwendung zu vieler Sterne werden auch Quellen mit niedrigem Signal-zu-Rauschverhältnis benutzt, welche nur eine schlechte Bestimmung des Zentroids gestatten. In diesem Fall verschlechtert sich die Güte der Lösung wieder. Die Lösung von Gleichung 5.3 läßt sich auf zwei Arten verbessern:

1. Für jeden Stern kann ein Transformationsfehler abgeschätzt werden, indem dessen transformierte Position mit seiner Position in der Masterliste verglichen wird. Das Gleichungssystem 5.3 kann dann ein zweites Mal ohne Verwendung der Sterne mit großen Fehlern gelöst werden.

- Wie in Abschnitt 5.1.4 beschrieben, können aus der Astrometrie in vielen Epochen die Eigenbewegungen der Sterne berechnet werden. Die Koordinatentransformation kann dann erneut bestimmt werden, dieses Mal aber nicht unter Verwendung einer statischen Masterliste, sondern mit unter Berücksichtigung der Eigenbewegungen berechneten Koordinaten.

Ich habe beide Verbesserungsverfahren angewandt, mit dem Ergebnis, daß dann schon 20 Sterne ausreichend für eine verlässliche Lösung des Gleichungssystems sind. Der typische Fehler der Astrometrie beträgt 10 Millibogensekunden, was einem fünftel Pixel der SHARP I-Kamera entspricht.

5.1.4 Eigenbewegungen

Aus den nun bekannten Positionen der Sterne zu verschiedenen Epochen (von März 1992 bis Juni 2001) in einem gemeinsamen Koordinatensystem ist es möglich, deren Eigenbewegungen zu berechnen. Dazu bestimmte ich den Mittelwert aller Messungen eines Beobachtungslaufes sowie dessen Standardabweichung. Die Eigenbewegung in den Koordinaten Rektaszension (α) und Deklination (δ) ergibt sich dann aus der Anpassung einer Geraden (bzw. einer Parabel) an diese Datenpunkte. In den meisten Fällen genügte eine Gerade, nur bei den beiden Sternen S1 und S2 war eine Parabel zu einer befriedigenden Annäherung an die Datenpunkte notwendig. Damit sind dies die zwei einzigen Sterne, die eine meßbare Beschleunigung zeigen.

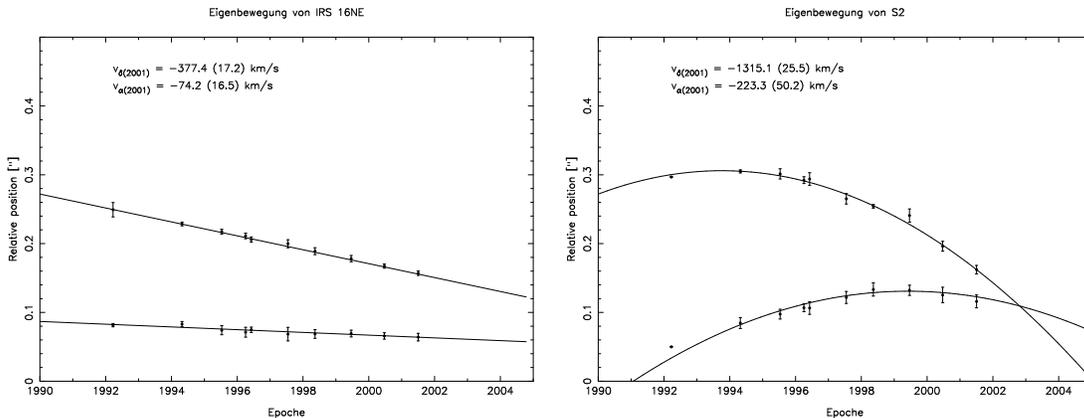


Abbildung 5.1: Bestimmung der Eigenbewegungen der Quellen IRS 16NE (links) sowie S2 (rechts). Die Beschleunigung von S2 beträgt $a_{\delta} = 4,80 \pm 1,22''/1000a^2$ sowie $a_{\alpha} = 3,74 \pm 0,61''/1000a^2$.

In Abbildung 5.1 zeige ich zwei Beispiele für die Bestimmung der Eigenbewegungen. Links die helle Quelle IRS 16NE, deren Bewegung geradlinig verläuft und rechts die Quelle S2. Bei dieser ist eindeutig zu erkennen, daß eine Gerade nicht ausreicht, um eine gute Anpassung

an die Datenpunkte zu erzielen. In Anhang A sind die Positionen und Eigenbewegungen aller Sterne zusammengefaßt.

5.1.5 Astrometrische Koordinaten

Das in den vorhergehenden Abschnitten beschriebene Verfahren erlaubt die Bestimmung der Positionen nur im Koordinatensystem der SHARP I-Kamera. Es ist jedoch wünschenswert, diese auf wahre physikalische Meßwerte zu transformieren, um die berechneten Geschwindigkeiten in Bogensekunden pro Jahr bzw. (bei bekannter Entfernung) in km/s angeben zu können.

Dazu eignen sich Radiobeobachtungen, welche die Position einzelner Quellen sehr genau vermessen können, indem deren Position mit extragalaktischen Quellen (wie z.B. Quasaren) verglichen wird. Die erreichbare Genauigkeit liegt bei wenigen Millibogensekunden, was wesentlich genauer als die mit SHARP I erreichbare Positionierung ist. Im galaktischen Zentrum wurden mehrere Maser-Quellen vermessen und mit Aufnahmen im Infraroten identifiziert (Menten et al., 1997). Zwei dieser Quellen (IRS 7 und IRS 10EE) sind im Bereich des verwendeten Mosaiks und erlauben somit eine Eichung der Pixelskala und der Rotation der einzelnen Bilder. Höhere Ordnungen von Bildfeldverzerrungen sind mit nur zwei Sternen allerdings nicht bestimmbar.

Im Mai 2002 wurden erstmals Aufnahmen des galaktischen Zentrums mit der Kamera CONICA unter Verwendung des adaptiven Optiksystems NAOS am VLT der ESO gewonnen. Da diese Kamera ein mehr als doppelt so großes Gesichtsfeld wie SHARP I abdeckt, können insgesamt 6 Radioquellen zur Bestimmung des astrometrischen Koordinatensystems nach Gleichung 5.3 benutzt werden. Die im Radiobereich vermessenen Positionen (siehe Tabelle 5.1) wurden mir freundlicherweise von Mark Reid zur Verfügung gestellt.

Quelle	$\Delta\alpha['']$	$\Delta\delta['']$	$v_\alpha[10^{-3}''/a]$	$v_\delta[10^{-3}''/a]$
IRS 9	$5,6650 \pm 0,0019$	$-6,3433 \pm 0,0030$	$3,61 \pm 0,53$	$1,72 \pm 0,88$
IRS 7	$0,0326 \pm 0,0030$	$5,5353 \pm 0,011$	$-1,13 \pm 1,22$	$-2,90 \pm 2,90$
IRS 2	$-3,2574 \pm 0,0012$	$-6,8980 \pm 0,0015$	$-0,91 \pm 0,23$	$-2,73 \pm 0,28$
SiO-B	$10,4697 \pm 0,0026$	$-5,8024 \pm 0,0053$	$-0,08 \pm 1,30$	$-3,61 \pm 2,27$
IRS 10EE	$7,6854 \pm 0,0010$	$4,2067 \pm 0,0010$	$0,36 \pm 0,23$	$-2,13 \pm 0,24$
IRS 15NE	$1,2197 \pm 0,0011$	$11,2948 \pm 0,0019$	$-1,68 \pm 0,24$	$-6,04 \pm 0,35$

Tabelle 5.1: Positionen und Eigenbewegungen der verwendeten Radioquellen relativ zu Sgr A*

Um die in Abschnitt 5.1.1 beschriebene Masterliste auf dieses astrometrische Koordinatensystem zu transformieren, habe ich die Sternpositionen wie in Abschnitt 5.1.3 beschrieben auf die CONICA-Aufnahmen transformiert und die Zentroide neu bestimmt. Die Verwendung von 6 Radiopositionen erlaubt eine volle Bestimmung der Bildfeldverzerrungen bis zu Termen

2. Ordnung. Nach dieser Transformation liegt die Masterliste in astrometrischen Koordinaten (relativ zur Radioquelle Sgr A*) vor.

5.1.6 Fehlerbehandlung

Die Unsicherheit der ermittelten Geschwindigkeiten besteht aus einem statistischen sowie einem systematischen Anteil. Der statistische Fehler folgt aus der Unsicherheit der einzelnen Positionsmessungen und kann aus dem formalen Fehler bei der Anpassung der Geraden bestimmt werden. Er liegt in der Größenordnung von 20 km/s.

Der systematische Fehler ist durch die Wahl der Referenzsterne zur Koordinatentransformation bestimmt. Die Unterteilung der Einzelmessungen in vier Quadranten führt keinen weiteren systematischen Fehler ein. Um den Einfluß des systematischen Fehlers zu untersuchen, habe ich die in den vorangegangenen Abschnitten beschriebene Geschwindigkeitsbestimmung unter Verwendung 50 verschiedener Referenzlisten durchgeführt.

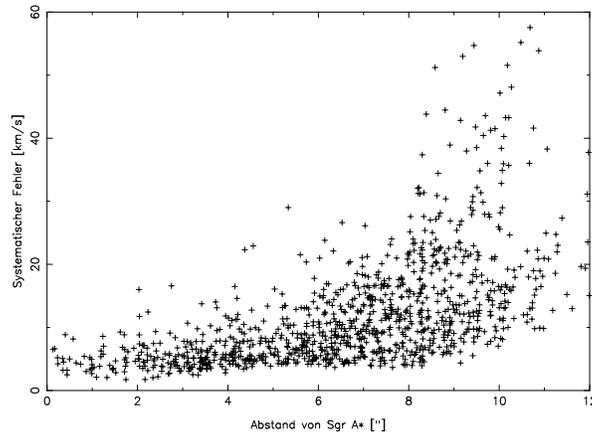


Abbildung 5.2: Ergebnis der Fehleranalyse durch Variation der Liste der Referenzsterne.

Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 5.2 dargestellt: Der mittlere systematische Fehler aufgrund verschiedener Referenzsternlisten beträgt 13 km/s. Der so berechnete systematische Fehler wird in der Datenanalyse in Abschnitt 6.4 berücksichtigt.

5.2 Photometrie

Bei der Photometrie werden die Helligkeiten einzelner Sterne in den Aufnahmen gemessen. Die Anzahl der gemessenen Photonen hängt von vielen Faktoren, wie z.B. Transmission der Atmosphäre, Quanteneffizienz des Detektors oder auch Reinheit des Hauptspiegels des Teleskops, ab. Aus diesem Grund müssen gegebene Aufnahmen auf diese Einflüsse korrigiert werden, um verschiedene Beobachtungsnächte miteinander vergleichen zu können. Für die Photometrie habe ich dieselbe Datenbasis wie für die Astrometrie verwendet.

5.2.1 Flußbestimmung und Kalibration

Aus der Astrometrie sind die Positionen der Sterne in den einzelnen Aufnahmen bekannt. Zur Bestimmung des zu einem Objekt gehörenden Flusses wurde der Fluß an der bekannten Position innerhalb eines Kreises mit einem Durchmesser von $0{,}3''$ aufaddiert. Damit weiß man die relativen Zählraten der einzelnen Quellen in diesem Bild. Da die Helligkeit mehrerer Sterne im K-Band bekannt ist (Blum et al., 1996), ist es nicht nötig, eine absolute Flußkalibration an einem Stern bekannter Flußdichte vorzunehmen, man kann vielmehr Sterne aus dem zentralen Sternhaufen selbst verwenden. Dies hat die Vorteil, daß die Flußkalibration aus dem Bild selbst stammt. In der Astronomie werden Helligkeiten i.A. in einer logarithmischen Skala, den „Magnituden“, angegeben. Der Zusammenhang zwischen Flußdichte S in Jy^1 und Helligkeit m lautet:

$$m_0 - m = 2,5 \log \left(\frac{S}{S_0} \right) \Rightarrow S = 10^{\log S_0 + 0,4(m_0 - m)} \quad (5.4)$$

Bei Kenntnis der Flußdichte S_0 eines Sterns $m_0 = 0$. Größenordnung $m_0 = 0$ läßt sich ein Faktor $\epsilon = \log S_0$ einführen:

$$S = 10^{\epsilon - 0,4m} \quad (5.5)$$

Der Faktor ϵ ist eine Funktion der Wellenlänge und des Bandfilters (Johnson 1966). Für die hier verwendeten Bänder H und K beträgt $\epsilon_H = 3,08$ und $\epsilon_K = 2,8$. In Tabelle 5.2 sind die zur relativen Kalibration verwendeten Sterne mit ihren Helligkeiten m_H und m_K angegeben.

Stern	m_H	m_K
IRS 33E	12,23	10,02
IRS 16C	11,99	9,86
IRS 16NW	12,04	10,03
IRS 16CC	12,28	10,20

Tabelle 5.2: Helligkeiten der Kalibrationssterne

Die Kalibrationssterne wurden so ausgewählt, daß sie die folgenden Eigenschaften aufweisen:

1. die Sterne sollten in allen Aufnahmen beobachtbar sein
2. die Variabilität der Referenzsterne sollte gering sein
3. die Flußbestimmung der Sterne muß verlässlich durchführbar sein.

¹Die Einheit Jy (Jansky) wird hauptsächlich in der Radioastronomie verwendet. Die Einheit lautet: $Jy = 10^{-26} \frac{W}{m^2 \cdot Hz}$

Da das Galaktische Zentrum als Mosaik beobachtet wurde (siehe Abschnitt 4.2.1), beschränkt Kriterium 1 die Auswahl auf Sterne nahe dem IRS 16-Komplex. Die Variabilität wurde anhand meiner früheren Variabilitätsuntersuchung (Ott et al., 1999) begutachtet. Kriterium 3 schließlich schränkt die Auswahl auf helle, gut isolierbare Quellen ein.

Die aufsummierte Flußdichte S_{Kal} der 4 verwendeten Kalibrationssterne bestimmt den Kalibrationsfaktor K , mit welchem die Flußdichte jedes einzelnen Sterns in einem beliebigen Bild multipliziert werden muß:

$$K = \frac{S_{Kal}}{\sum S_{Referenzsterne\ im\ Bild}} = \frac{S_{Kal}}{S_{Ref}} \quad (5.6)$$

Die Helligkeit in Magnitudines eines Sterns mit Zählrate S_{Stern} berechnet sich unter Verwendung der Formeln 5.5 und 5.6 wie folgt:

$$m_{Stern} = 2,5 \cdot [\epsilon - \log(K \cdot S_{Stern})] \quad (5.7)$$

Der Fehler der so ermittelten Helligkeiten wurde aus der Standardabweichung der Meßergebnisse mehrerer Aufnahmen gewonnen.

Da im Rahmen dieser Untersuchung nach Variabilität gesucht werden soll, ist es natürlich wichtig, die Kalibrationssterne so zu wählen, daß keine systematischen Fehler durch eine etwaige Variabilität der Kalibratoren entstehen. Deshalb wurde die Kalibration an mehreren Sternen geeicht, wodurch die Wahrscheinlichkeit eines systematischen Fehlers geringer wird (es müßten dann alle Kalibratoren mit derselben Periode veränderlich sein). In Abbildung 5.3 sind die Lichtkurven der oben genannten 4 Kalibrationssterne im K-Band dargestellt. Es zeigt sich, daß diese innerhalb der Fehlergrenzen konstante Helligkeit besitzen. In Anhang A sind die Helligkeiten der Sterne mit ihren Fehlern aufgeführt.

5.3 Radialgeschwindigkeiten

Die in Kapitel 4.2.3 vorgestellte Datenbasis wurde verwendet, um Geschwindigkeiten einzelner Sterne entlang der Sichtlinie zu bestimmen. Dies ist natürlich nur möglich, wenn diese Sterne in ihren Spektren Eigenheiten aufzeigen, welche sich zur Messung einer Frequenzverschiebung eignen. Dies ist z.B. der Fall, wenn sie bekannte Emissions- bzw. Absorptionslinien aufweisen. Die im galaktischen Zentrum vorkommenden Spektren lassen sich grob in zwei Kategorien aufteilen:

- Heiße Sterne mit Emissionslinien des einfach ionisierten Heliums und Wasserstoffs
- Kühle Sterne mit CO-Bandenkopf Absorption

Abbildung 5.4 zeigt typische Spektren beider Sterntypen. Oben ist das Spektrum der Quelle IRS 16NE mit Emissionslinien des Heliums sowie des Wasserstoffs dargestellt. Die Helium-

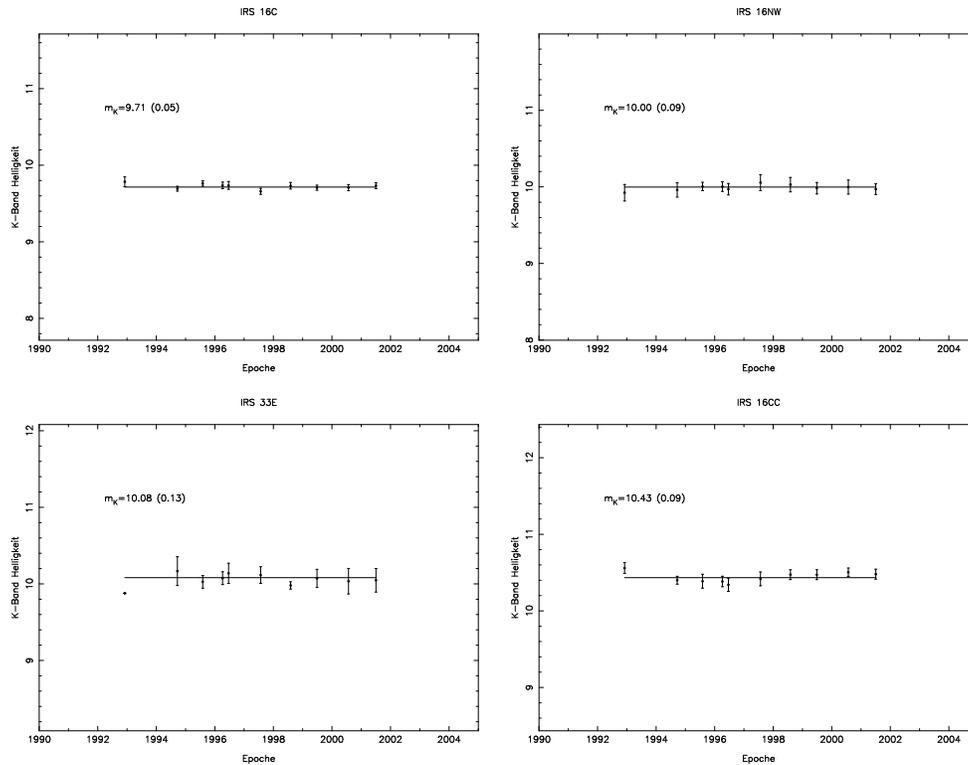


Abbildung 5.3: Lichtkurven der 4 Kalibratorsterne im K-Band

Linie zeigt zusätzlich ein sog. P-Cygni-Profil. Dieses kommt dadurch zustande, daß der Stern einen starken Sternwind, der Helium beinhaltet, aussendet. Das vom Stern kommende Licht wird vom Helium teilweise absorbiert. Da die Bewegung des Gases vom Stern weg auf uns zu geschieht, findet die Absorption bei kürzeren Wellenlängen, d.h. blauverschoben statt.

Die zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten verwendeten Emissionslinien sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Sie liegen sämtlich im kurzwelligen Ende des K-Bands und wurden daher nur am Datensatz des März-Beobachtungslauf ausgewertet.

Bezeichnung	He I	He I	Br γ
Wellenlänge [μm]	2,05869	2,1127	2,16611

Tabelle 5.3: Verwendete Emissionslinien zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten

Die bei den kühlen Sternen verwendete CO-Bandenkopfemission dagegen liegt am langwelligen Ende des K-Bandes bei $2,3\mu\text{m}$, daher wurden zu deren Auswertung die Daten des April-Beobachtungslaufes verwendet.

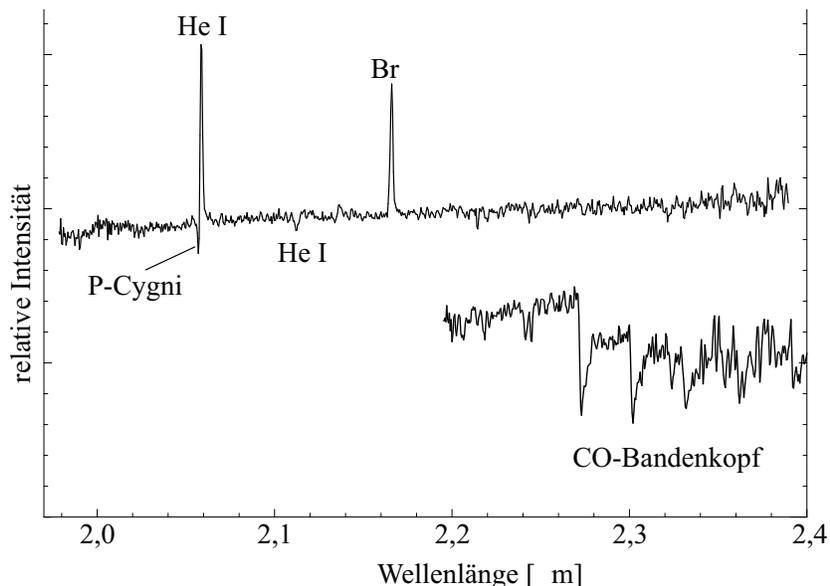


Abbildung 5.4: Spektren der Sterne IRS 16NE (oben) und IRS 7 (unten) mit Identifikation der verwendeten Emissions- und Absorptionslinien

5.3.1 Linienkarten

Vor der Messung der Radialgeschwindigkeiten müssen die meßbaren Sterne nach ihren spektralen Signaturen identifiziert werden. Im Fall der He-Sterne ist dies im Prinzip einfach, da sie starke Emissionslinien zeigen. Zur Identifikation habe ich daher eine „Linienkarte“ $I_{Linie}(x, y)$ erstellt, welche nur das Licht einer Emissionslinie (bzw. Absorptionslinie) wiedergibt. Diese Linienkarte wird erzeugt, indem einige auf der Emissionslinie zentrierte spektrale Kanäle λ_0 aufsummiert werden und davon danebenliegende Kanäle λ_- und λ_+ abgezogen werden, um das Kontinuum des Sternspektrums zu berücksichtigen:

$$I_{Linie}(x, y) = 2 \cdot \sum_{\lambda_0} I(x, y, \lambda) - \sum_{\lambda_-} I(x, y, \lambda) - \sum_{\lambda_+} I(x, y, \lambda)$$

Die Anzahl der verwendeten spektralen Kanäle bei der Summation sollte in etwa der Breite der Emissionslinie entsprechen. Ich verwendete 20 Kanäle, was eine Breite von $0,01\mu\text{m}$ entspricht. Dies ist zwar mehr als die Linienbreite, allerdings sind viele Spektren aufgrund der hohen Radialgeschwindigkeiten verschoben. Die Berücksichtigung mehrerer Kanäle erfasst somit auch diese Sterne. Weiterhin habe ich große Radialgeschwindigkeiten sowie unerwartet große Linienbreiten dadurch berücksichtigt, indem ich die beiden spektralen Bereiche zur Messung des Kontinuums etwas weiter entfernt von λ_0 gewählt habe.

Die spektrale Identifikation der CO-Sterne kann im Prinzip nach genau derselben Methode geschehen, indem das Licht in einer der CO-Absorptionsbanden vom Kontinuum abgezogen wird (genau dies wurde mit den in Kapitel 4.2.2 vorgestellten CO-Schmalband Aufnahmen

getan). Man erhält dann (da es sich hier um Absorption handelt) eine inverse Karte, in welcher die CO-Sterne als Negativitäten auftreten. Da das Spektrum eines CO-Sterns allerdings in diesem Wellenlängenbereich komplex ist, ist es schwierig, eine verlässliche Aussage über das Kontinuum zu treffen. Aus diesem Grund habe ich hier ein anderes Verfahren angewandt. Die Kreuzkorrelation $K(\lambda)$ eines beliebigen Spektrums $S(\lambda)$ mit einem Vergleichsspektrum $V(\lambda)$ liefert ein Signal K_{\max} , dessen Höhe zunimmt, je ähnlicher die Spektren sind:

$$K_{\max} = \max(K(\lambda)) = \max\left(\overline{S(\lambda) \cdot V(\lambda)}\right)$$

Führt man diese Kreuzkorrelation für jedes Bildelement des 3D-Datenkubus aus, kann aus K_{\max} eine Identifikationskarte der CO-Sterne erstellt werden.

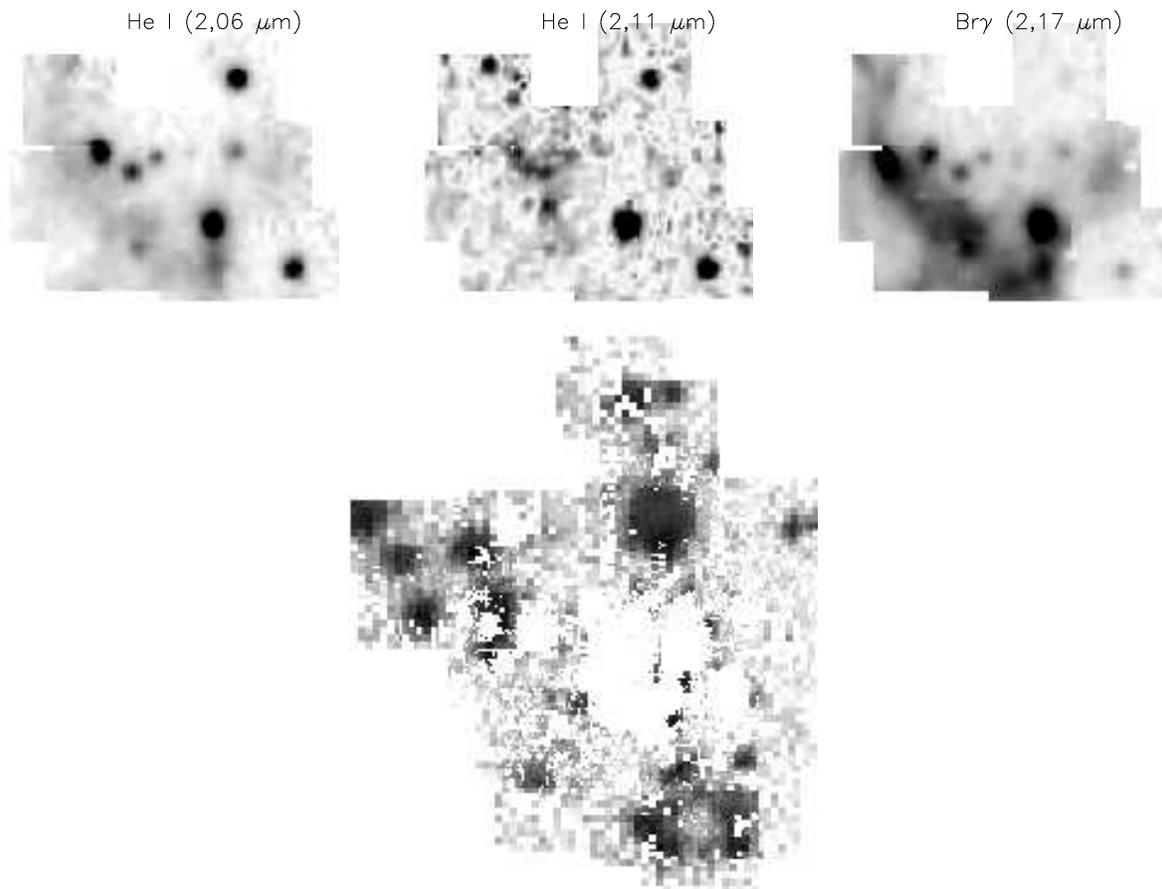


Abbildung 5.5: Linienkarten zur Identifikation der He-Sterne (oben) sowie Kreuzkorrelationskarte für die CO-Sterne (unten)

In Abbildung 5.5 stelle ich einige Linienkarten vor: Die Emission im Lichte des neutralen Wasserstoffs ($\text{Br}\gamma$, $2,16611\mu\text{m}$) sowie des neutralen Heliums bei $2,05869\mu\text{m}$ zeigt nicht nur einzelne Sterne, sondern auch heißes Gas, welches durch die starke ionisierende Strahlung der jungen He-Sterne zum Leuchten angeregt wird (dies ist die sog. Minispirale). Zur Identifikation der Emissionsliniensterne eignet sich die Karte im Licht des neutralen Heliums bei $2,1127\mu\text{m}$ am besten, da das Gas der Minispirale hier nicht in Erscheinung tritt.

Da bei der vorhandenen räumlichen Auflösung der 3D-Daten eine eindeutige Identifizierung der Quellen nur bei sehr hellen Objekten möglich ist, habe ich zusätzlich die Schmalbanddaten des Gemini-Observatoriums verwendet. Dazu habe ich den gemessenen CO-index benutzt, um die wahrscheinlichste Identifizierung zu ermitteln.

5.3.2 Gewinnung der Spektren

In den Datenkuben ist die spektrale Information in der dritten Dimension vorhanden. Da bei 3D auch räumliche Information enthalten ist, habe ich die Spektren der Sterne auf folgende Art gewonnen: Der Fluß jeder Kanalkarte wurde innerhalb eines auf den Stern zentrierten Kreises mit einem Durchmesser von 2-3 Pixels gemittelt. Da insbesondere im Bereich der „Minispirale“ Emissionslinien erscheinen, die nicht zu dem gemessenen Stern gehören, habe ich von diesem Spektrum den mittleren Fluß eines ebenfalls auf den Stern zentrierten Ringes abgezogen. Dadurch kann in den meisten Fällen die überschüssige Emission aufgrund des heißen Gases aus dem Spektrum des Sterns entfernt werden.

Die so gewonnenen Spektren stelle ich in den Abbildungen 5.6 bis 5.10 vor. Es ist deutlich zu erkennen, daß sich die Gruppe der Helium-Sterne in zwei Unterkategorien unterteilen läßt: Sterne mit schmalen Emissionslinien, die sich vorwiegend im zentralen IRS 16 Sternhaufen befinden, sowie Sterne mit breiten Emissionslinien, welche zur Klasse der „Wolf-Rayet“ Sterne gehören.

5.3.3 Ermittlung der Radialgeschwindigkeiten

Um die Radialgeschwindigkeit eines Sternes zu messen, ist es nötig, die genauen Zentralwellenlängen der spektralen Eigenheiten zu messen. Im Fall der Emissionslinien wurden an die $\text{Br}\gamma$ - und He I (bei $2,1127\mu\text{m}$)-Linien eine Gauss-Funktion, an die He I-Linie bei $2,05869\mu\text{m}$ zwei Gaussfunktionen (eine in Emission und eine in Absorption, um das P-Cygni-Profil zu berücksichtigen) angepaßt. Dadurch erhält man ein sehr gutes Maß für die Zentralwellenlänge der Emissionslinien. Bei der CO-BandenkopfabSORPTION wurde anders verfahren: Unter Verwendung eines Sternes mit vergleichbarem Spektrum und bekannter Radialgeschwindigkeit (der verwendete Stern ist HD 78647 mit einer Radialgeschwindigkeit von 9 km/s) kann die gesamte Verschiebung des Spektrums aus der Kreuzkorrelation bestimmt werden. Dies ist wesentlich genauer als das Anpassen mehrerer Gaussfunktionen, da die BandenkopfabSORPTION am kurzwelligen Ende eine steile Flanke aufzeigt.

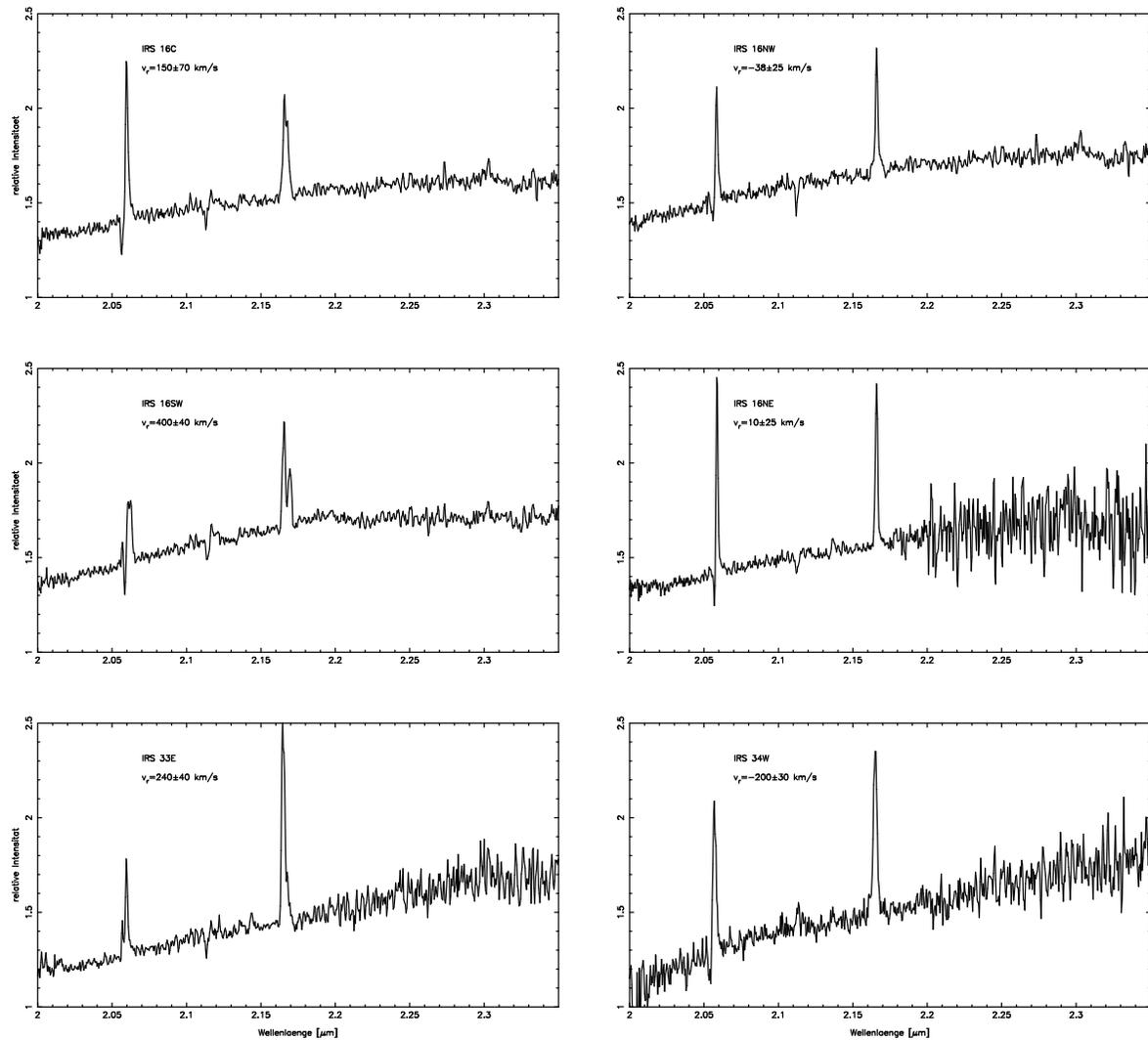


Abbildung 5.6: Spektren der He-Sterne mit schmalen Emissionslinien

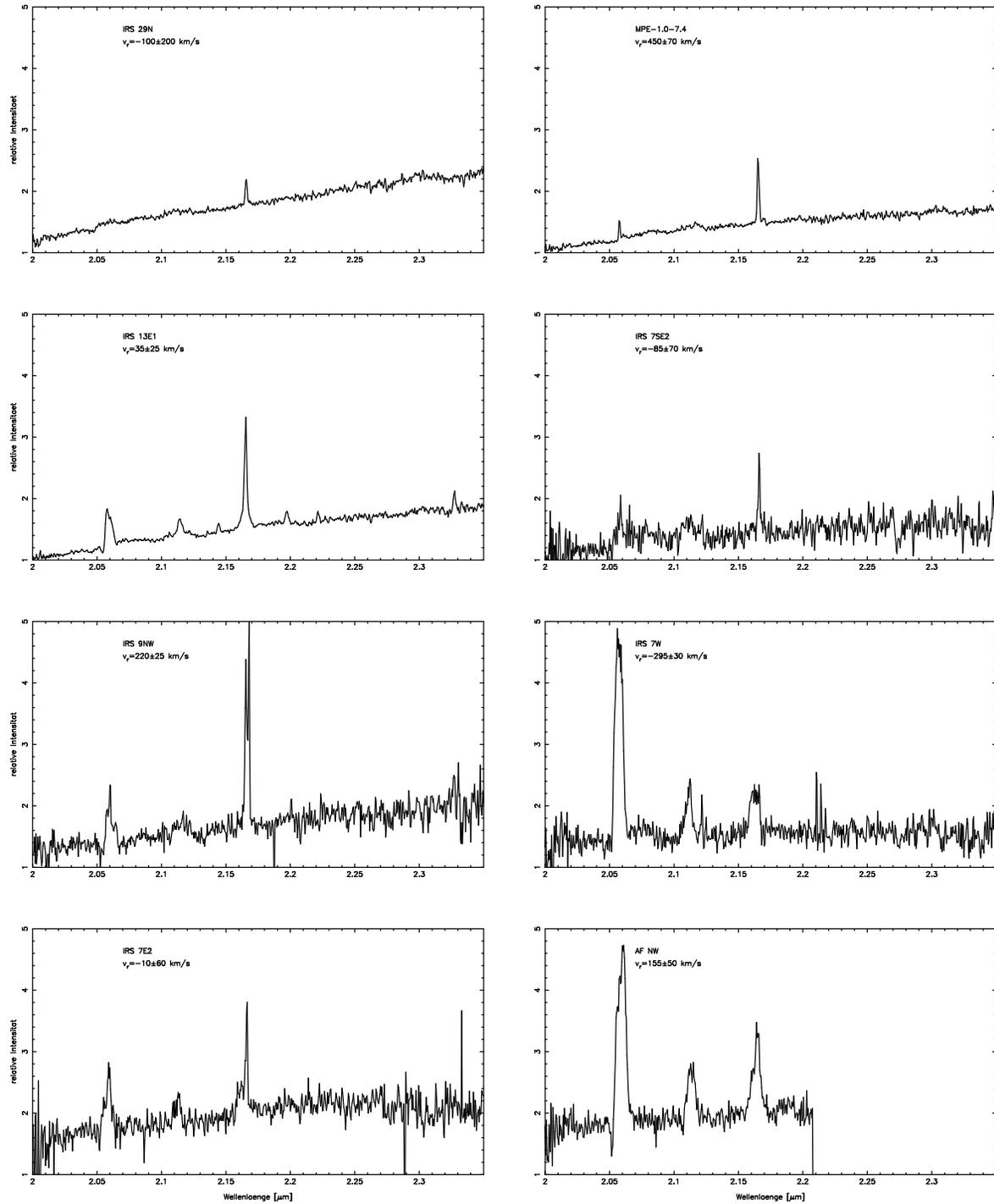


Abbildung 5.7: Spektren der He-Sterne mit breiten Emissionslinien

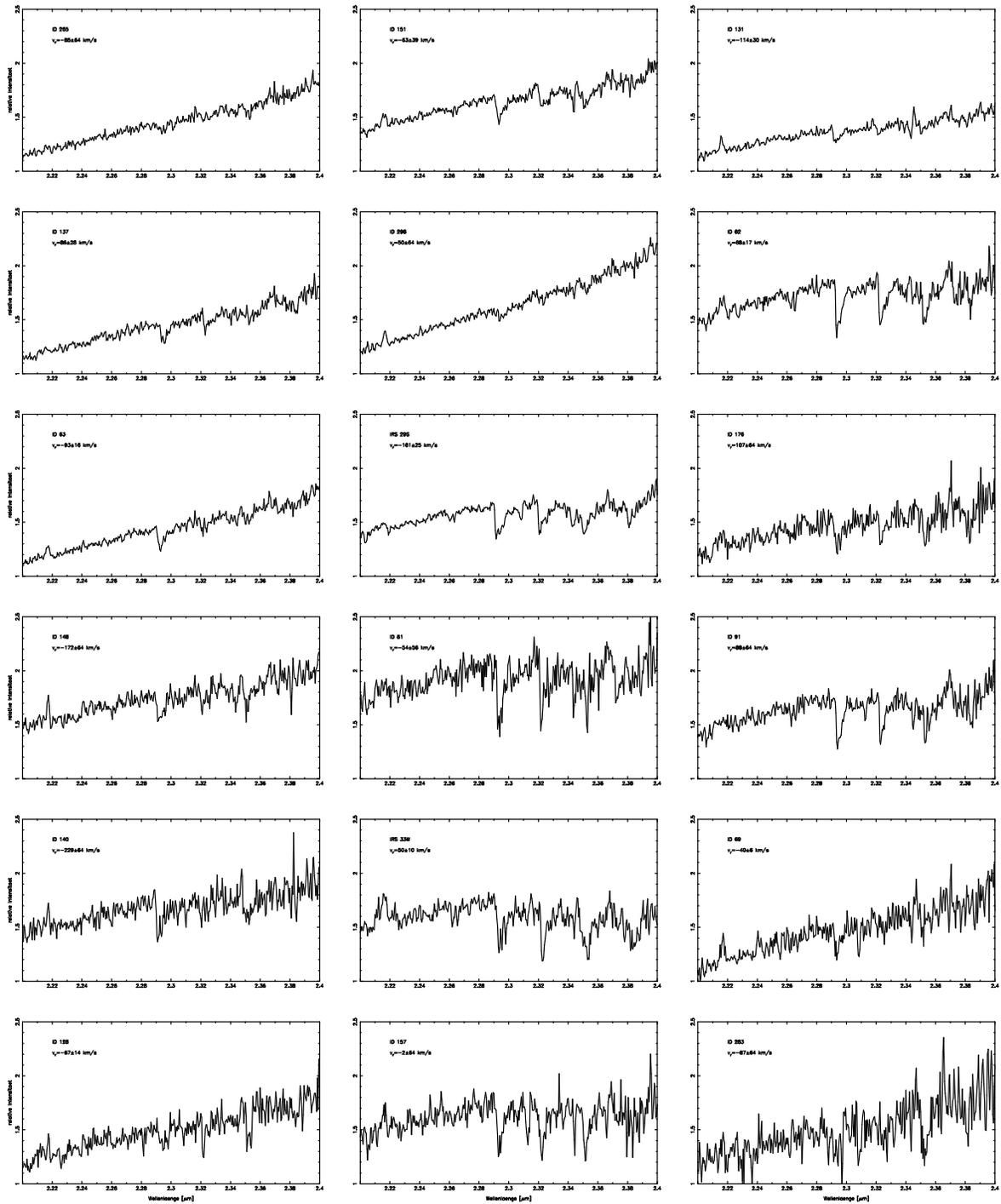


Abbildung 5.8: Spektren der CO-Sterne

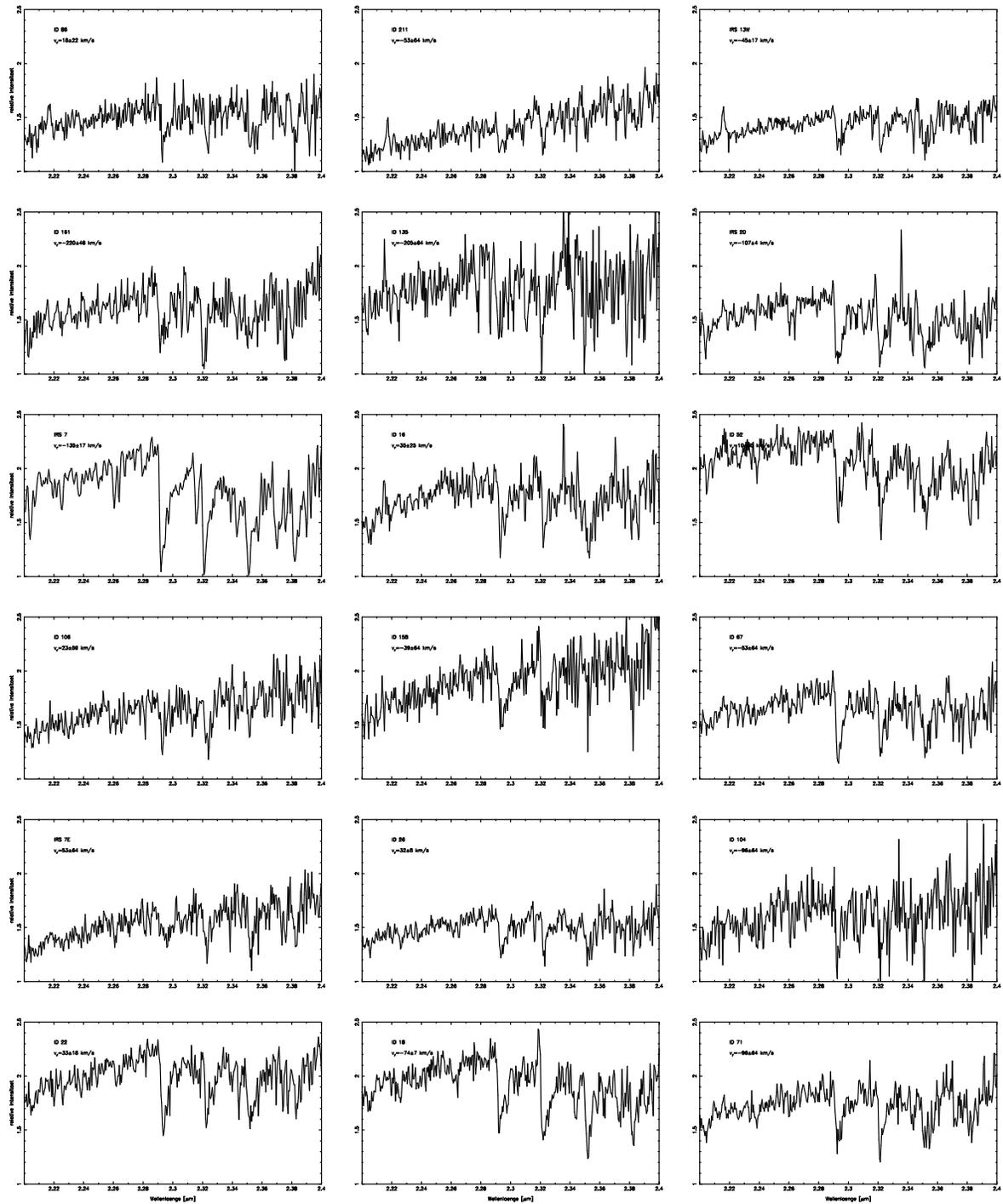


Abbildung 5.9: Spektren der CO-Sterne (Fortsetzung)

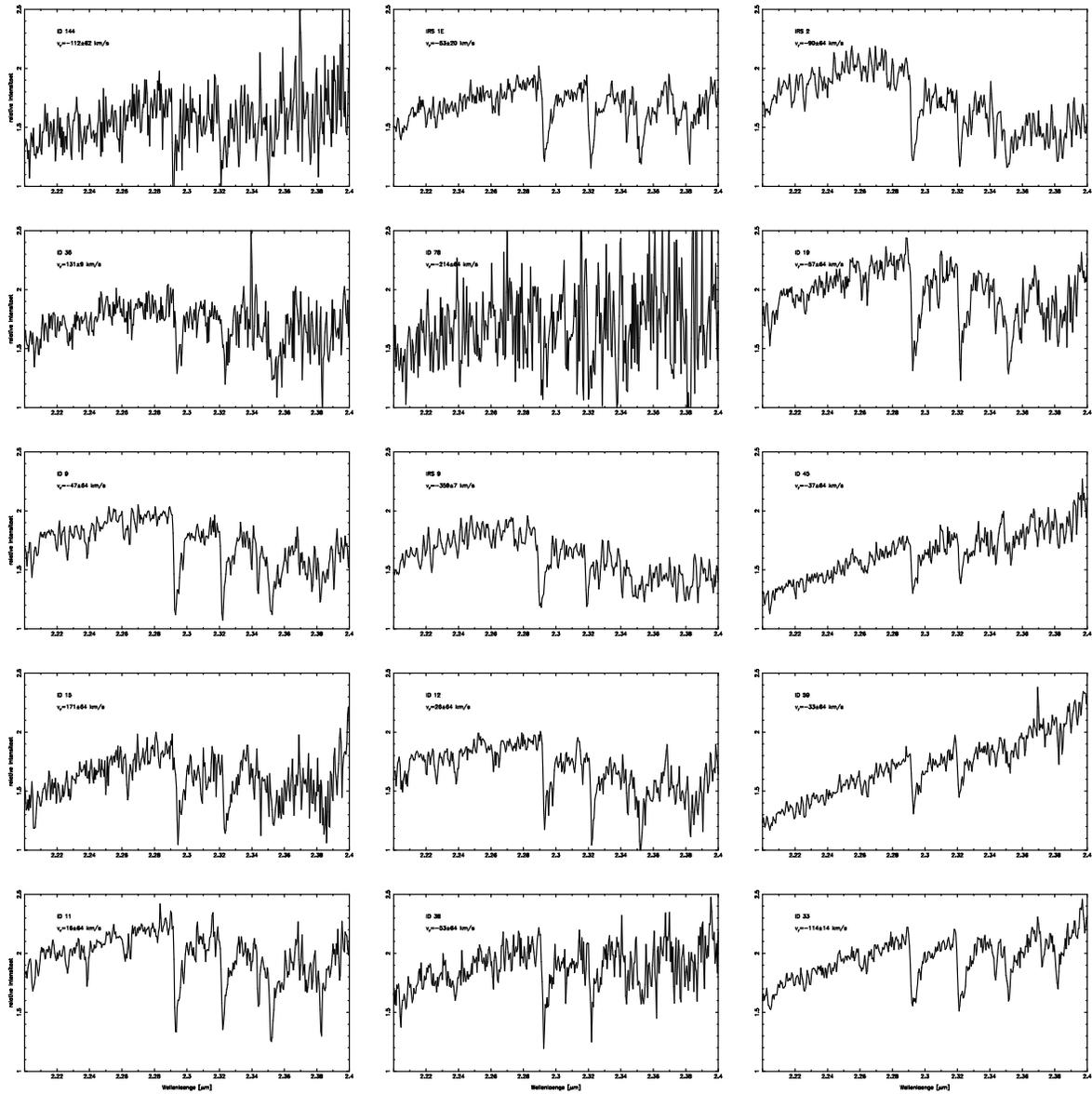


Abbildung 5.10: Spektren der CO-Sterne (Fortsetzung)

Mit den so gemessenen Wellenlängen λ_{Stern} der spektralen Eigenheiten der Sterne ist es unter Verwendung des Doppler-Gesetzes möglich, die Radialgeschwindigkeit v_{\oplus} relativ zur Erde zu bestimmen, wenn man die Ruhewellenlänge λ_{Ruhe} dieser Linien kennt (c bezeichne die Lichtgeschwindigkeit):

$$v_{\oplus} = \frac{\lambda_{\text{Stern}} - \lambda_{\text{Ruhe}}}{\lambda_{\text{Ruhe}}} \cdot c$$

Die so ermittelte Relativgeschwindigkeit zur Erde muß noch auf die Relativbewegung der Erde auf ihrer Bahn um die Sonne und des Sonnensystems bezüglich des galaktischen Zentrums korrigiert werden. Diese Bewegung kann für beide Beobachtungsläufe als konstant angesehen werden und beträgt -38 km/s. In Anhang A sind sämtliche ermittelten Radialgeschwindigkeiten zusammengefaßt.

Kapitel 6

Analyse

In diesem Kapitel werde ich die gemessenen Eigenschaften der Sterne einer eingehenden Analyse unterziehen. Aus der Photometrie können Aussagen über die Variabilität der Sterne getroffen werden, wobei einzelne Sterne mit interessanten Lichtkurven gesondert betrachtet werden. Die Eigenbewegungen der Sterne und deren Radialgeschwindigkeiten ermöglichen Aussagen über die Dynamik und Isotropie des Geschwindigkeitsfeldes des gesamten Sternhaufens. Ebenso kann die Masse abgeschätzt werden, die von dem Sternhaufen eingeschlossen wird.

6.1 Die Leuchtkraftfunktion

Trägt man für einen Sternhaufen die gemessene Helligkeit der Sterne gegen ihre Anzahl als ein Histogramm auf, so erhält man eine Verteilung, die normalerweise einer Funktion der Form $\xi \propto M^\Gamma$ folgt, d.h. die Anzahl der Sterne pro Helligkeitsintervall steigt exponentiell zu schwächeren Sternen hin an. Mit dieser Aussage ist es möglich, die Grenzhelligkeit, bei der die Photometrie noch vollständig ist, zu ermitteln.

Aus Abbildung 6.1 ist ersichtlich, daß die Photometrie im K-Band bis zur 15. Größenklasse vollständig ist, im H-Band bis zu einer Größenklasse von $m_H = 16,5$. Die Gesamtzahl an Sternen ist unterschiedlich, da das H-Band nur in den nördlichen Quadranten gemessen wurde. Jenseits dieser Grenzen fallen die Zählraten der Sterne stark ab. Eine Verbesserung kann mit der Methode der Speckle-Interferometrie auch an Teleskopen der 8-Meter Klasse nicht erreicht werden, da die Empfindlichkeit der Messungen durch das Ausleserauschen der verwendeten Detektoren begrenzt ist. Erst neuere Technologien wie die adaptive Optik an Großteleskopen (wie die Verbindung NAOS/CONICA am VLT der ESO) werden längere Belichtungszeiten und damit eine schwächere Grenzhelligkeit erreichbar machen.

Der Exponent der ausgleichenden Exponentialfunktion ist in beiden Bändern ähnlich, im K-Band beträgt $\Gamma = 0,29$, im H-Band $\Gamma = 0,30$. Dies ist zu erwarten, da in beiden Bändern dieselbe Sternpopulation gemessen wurde. Es beweist, daß die Messungen nicht durch eine große Anzahl von Vordergrundsternen verfälscht werden, die besonders hell im H-Band wären.

Diese Aussage wird auch durch das Farben-Helligkeits-Diagramm bestätigt, das im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

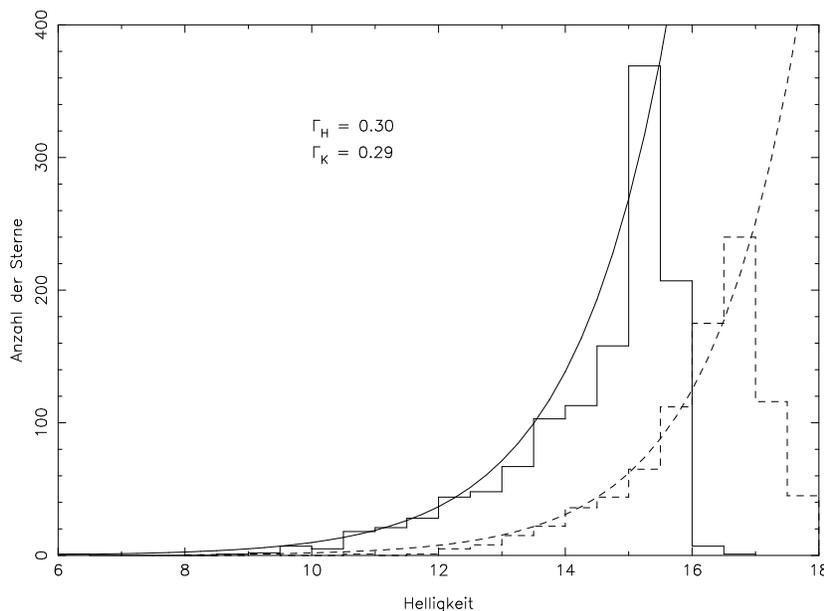


Abbildung 6.1: Leuchtkraftfunktion im K-Band (durchgezogene Linie) sowie im H-Band (gestrichelt). Die Schrittweite des Histogramms beträgt $0,5^m$

Abschließend möchte ich noch eine Abschätzung vornehmen, inwieweit zukünftige Beobachtungen mit adaptiver Optik die Grenzgröße beeinflussen. Die hier vorgestellten Daten decken einen Bereich von $400''^2$ ab, die Gesamtzahl an Sternen im K-Band bis zur Vollständigkeitsgrenze von $m_K = 15$ beträgt ≈ 900 , was im Mittel 2 Quellen pro Bogensekundenquadrat entspricht. Die Verbindung NAOS/CONICA am VLT wird einzelstehende Punktquellen bis zu einer Helligkeit von $m_K = 22$ wahrnehmen können. Für das Galaktische Zentrum bedeutet dies, daß der mittlere Quellenabstand $0,06''$ betragen wird, wobei die Quellendichte ansteigt, je näher man zum eigentlichen Zentrum Sgr A* blickt. Bei einem Auflösungsvermögen des VLT von $0,07''$ im K-Band bedeutet dies, daß diese Quellendichte nicht mehr auflösbar ist. Nimmt man das doppelte Auflösungsvermögen des Teleskops als obere Grenze der Sterndichte an (was einem Quellabstand von $0,14''$ entsprechen würde), so wird die erreichbare Grenzgröße $m_K \approx 19$ betragen. Dies bedeutet, daß zukünftige Beobachtungen mit adaptiver Optik nicht durch die erreichbare Grenzgröße begrenzt sein werden, vielmehr werden diese durch das begrenzte Auflösungsvermögen der Teleskope limitiert sein.

6.2 Farben-Helligkeits-Diagramm

Mit den ermittelten Helligkeiten des Sternhaufens im K- und H-Band kann ein Farben-Helligkeits-Diagramm (FHD) erstellt werden. Dabei wird die entrötete Farbe $H - K$ gegen die absolute Helligkeit H aufgetragen. Die Berücksichtigung der interstellaren Extinktion habe ich nach Rieke & Lebofsky (1984) vorgenommen. Bei der Berechnung der absoluten Helligkeit der Sterne habe ich eine Entfernung zum galaktischen Zentrum von 8 kPc angenommen:

$$\begin{aligned} H &= -5^m \cdot \log(8kPc/10Pc) + m_H - A_H \\ K &= -5^m \cdot \log(8kPc/10Pc) + m_K - A_K \end{aligned} \quad (6.1)$$

Bei einer visuellen Extinktion von $A_V = 30^m$ beträgt $A_K = 3,36^m$ und $A_H = 5,25^m$. Das FHD (Abbildung 6.2) ist dominiert vom Riesenast, auf dem sich die CO-Sterne und die meisten der He-Sterne befinden. Die Hauptreihe sowie der Abknickpunkt des Riesenastes sind unten zu sehen. Mit der hier vorgestellten Datenbasis ist daher eine Aussage über Hauptreihensterne nicht möglich.

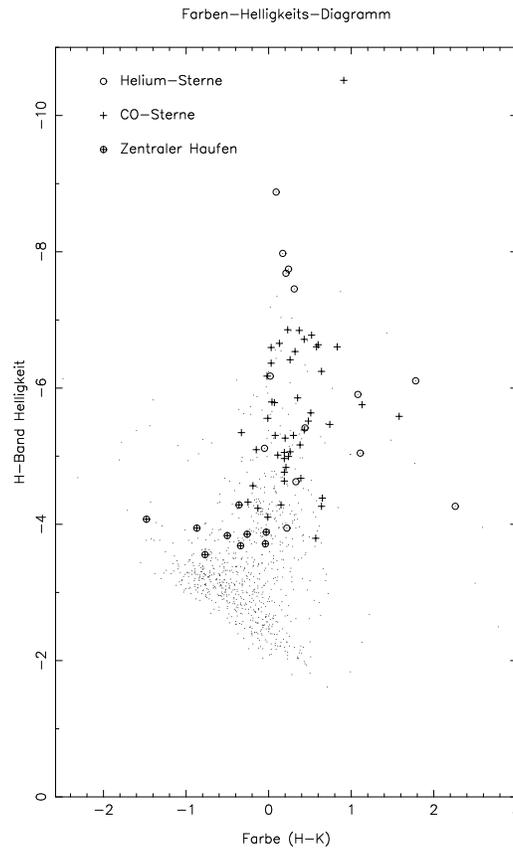


Abbildung 6.2: Farben-Helligkeits-Diagramm des Galaktischen Zentrums

Die Lage der Sterne in unmittelbarer Umgebung der Radioquelle Sgr A* im FHD (markiert durch die Kreuze mit Kreis) am oberen Rand der Hauptreihe klassifiziert diese Sterne als späte O-Sterne bis frühe B-Sterne, was das Postulat von Genzel et al., 1997 bestätigt. Damit haben diese Sterne eine Masse von 15-20 M_{\odot} .

Sterne, welche im FHD sehr weit links liegen (und damit eine extrem blaue Farbe aufweisen), befinden sich mit größter Wahrscheinlichkeit nicht im galaktischen Zentrum. Es handelt sich hierbei um Vordergrundsterne, die nicht derselben interstellaren Extinktion unterliegen. Damit ist deren Rötungskorrektor nach Gleichung 6.1 nicht gültig, was eine blaue Farbe vor-täuscht.

Die sehr roten Sterne rechts im FHD dagegen unterliegen starker lokaler Extinktion und sind wahrscheinlich von einer Staubscheibe umgeben. Als Beispiel sei die Quelle IRS 21 erwähnt, die in den hochauflösten Karten eine ausgedehnte Struktur zeigt (siehe Ott et al., 1999).

6.3 Analyse der Lichtkurven

Die in Abschnitt 5.2 beschriebene Auswertung ergab für 1098 Sterne bis zu einer Grenzhelligkeit von 16^m verlässliche Lichtkurven. Um ein Maß für die Wahrscheinlichkeit zu erhalten, ob ein einzelner Stern variabel ist, führte ich einen reduzierten χ^2 -Test durch:

$$\chi^2 = \frac{1}{\nu} \sum_i \frac{(m_i - \bar{m})^2}{\sigma_i^2} \quad (6.2)$$

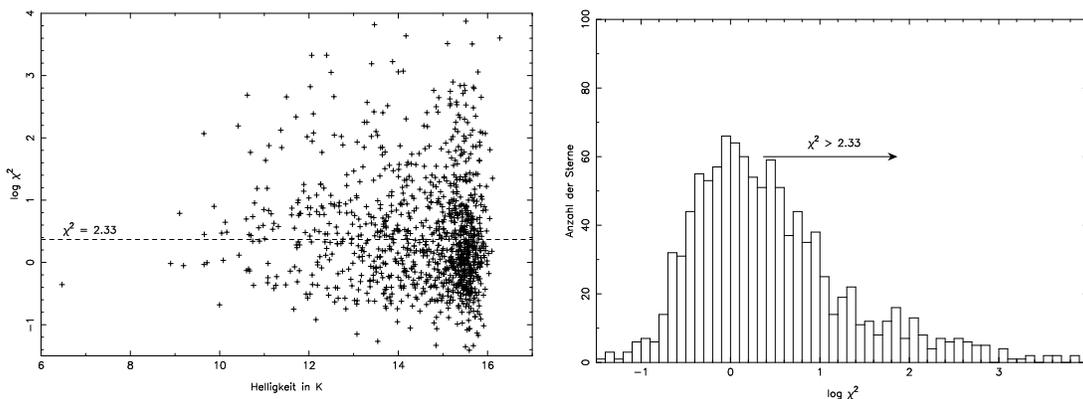


Abbildung 6.3: Links die Verteilung der ermittelten χ^2 -Werte als Funktion der Helligkeit. Rechts das Histogramm der χ^2 -Verteilung. Die Schrittweite beträgt $\log \chi^2 = 0.1$. In beiden Abbildungen ist der Grenzwert von $\chi^2 = 2,33$ eingetragen.

Dabei ist ν die Anzahl der Freiheitsgrade, \bar{m} die mittlere Helligkeit des Sterns, m_i die Helligkeit einer Einzelmessung und σ_i deren Fehler. Der Vorteil dieses reduzierten χ^2 -Tests besteht darin, daß Sterne, die zwar Schwankungen der Helligkeit zeigen, aber große Fehlerbalken in den Einzelmessungen aufweisen, ein kleines χ^2 erhalten, daß also die Fehler der Einzelmessungen berücksichtigt werden. Die Zuverlässigkeit des χ^2 -Tests ist in Abbildung 6.3 links dargestellt: Die Verteilung der χ^2 -Werte zeigt keine systematische Abhängigkeit von der Helligkeit der einzelnen Sterne. In der Abbildung 6.3 rechts ist der Logarithmus von χ^2 gegen die Anzahl der Sterne aufgetragen.

Um festzustellen, wieviele Sterne des Haufens eine stärkere Variabilität als die Referenzsterne aufweisen, habe ich auf folgende Art einen Grenzwert für mögliche Variabilität definiert: Die Referenzsterne weisen ein mittleres $\overline{\chi^2_{Ref}}$ von 0,90 mit einer Standardabweichung von $\sigma_{Ref}^2 = 0,48$ auf. Eine konservative Grenze für Variabilität eines einzelnen Sterns i ist die Bedingung, daß sein $\chi_i^2 > \overline{\chi^2_{Ref}} + 3 \cdot \sigma_{Ref}^2 = 2,33$ ist. Dieser Wert ist in Abbildung 6.3 markiert. Von den 1098 Sternen zeigen 504 mögliche Variabilität aufgrund ihrer χ^2 -Werte. Dies entspricht einem Anteil von 46%. Der Anteil von Sternen, die auf dem asymptotischen Riesenast und damit in einem Bereich des HRD liegen, in dem Variabilität irgendeiner Periodenlänge erwartet werden kann, liegt im galaktischen Zentrum bei $\sim 80\%$ (Genzel et al., 1996). Die längste Periode, die von dieser Untersuchung abgedeckt wird, beträgt ca. 5 Jahre. Die Entdeckungswahrscheinlichkeit extrem langperiodischer Sterne mit Periodenlängen von 10 Jahren oder mehr ist sehr gering. In Verbindung mit der errechneten Häufigkeit von 46% bedeutet dies, daß etwa jeder zweite Stern, der auf dem asymptotischen Riesenast liegt, Variabilität mit Periodendauern von weniger als 5 Jahren zeigen könnte.

In Abschnitt 6.5 zeige ich Lichtkurven einiger Sterne, die besondere Auffälligkeiten zeigen.

6.4 Dynamik

Mit den im vorherigen Kapitel vorgestellten Eigenbewegungen und Radialgeschwindigkeiten der Sterne kann die Dynamik des Sternhaufen genauer untersucht werden. Ein wesentlicher Unterschied zu früheren Untersuchungen ist die größere Anzahl an Sternen, die in dieser Analyse berücksichtigt werden können.

6.4.1 Tangential- und Radialvektoren

In den folgenden Abschnitten werde ich Geschwindigkeitsdispersionen, Eigenbewegungen und Radialgeschwindigkeiten miteinander vergleichen. Da die Eigenbewegungen natürlich nur die projizierte Bewegung in der Himmelsebene darstellen, ist es zweckmäßig, diese auf ein Koordinatensystem zu transformieren, welches besser die Verhältnisse im Galaktischen Zentrum darstellt. Deshalb zerlege ich die gemessenen Geschwindigkeiten in Rektaszension v_α und Deklination v_δ in einen Radialteil v_R und einen Tangentialanteil v_T (zur Definition siehe

Abbildung 6.4). Diese Koordinaten beziehen sich auf die Position von Sgr A*, welches den dynamischen Mittelpunkt des Sternhaufens markiert.

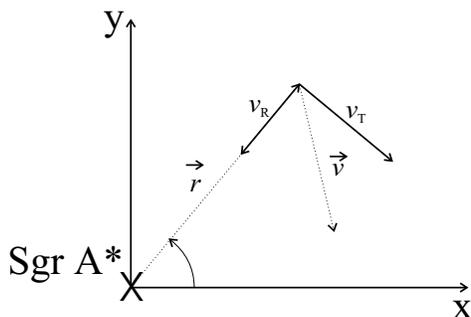


Abbildung 6.4: Zerlegung der Eigenbewegungsvektoren in einen Tangential- und einen Radialanteil

6.4.2 Die Isotropie des Sternhaufens

Ein einfacher Test für die Isotropie der Geschwindigkeitsverteilung eines Sternhaufens wurde von Eckart & Genzel (1996, 1997) vorgeschlagen. Dabei werden die Eigenbewegungen v_p einzelner Sterne mit deren Radialgeschwindigkeit v_r verglichen:

$$\gamma_{pz} = \frac{v_p^2 - v_r^2}{v_p^2 + v_r^2} \quad (6.3)$$

Die Eigenbewegung habe ich aus $v_p = \sqrt{v_\alpha^2 + v_\delta^2}$ berechnet. In dieser Gleichung haben Sterne mit sehr großen Radialgeschwindigkeiten ($v_r \gg v_p$) einen Wert $\gamma_{pz} = -1$, während Sterne mit sehr großen Eigenbewegungen ($v_r \ll v_p$) einen Wert von $\gamma_{pz} = +1$ aufweisen.

In Abbildung 6.5 ist der Anisotropietest nach Gleichung 6.3 als Funktion des Abstands zu Sgr A* zusammengefasst. Links alle 71 Sterne, für die drei Geschwindigkeitskomponenten bekannt sind — Es ist eine nicht sehr ausgeprägte Anhäufung bei Werten $\gamma_{pz} > 0$ zu erkennen. Um festzustellen, welche Gruppe von Sternen hohe Eigenbewegungen aufweist, sind die mittlere und die rechte Abbildung nützlich: Die 15 He-Sterne zeigen eine sehr gleichmäßige Verteilung von γ_{pz} , die Häufung positiver Werte ist den 56 CO-Sternen zuzuschreiben.

Da sich die Eigenbewegungen und Radialgeschwindigkeiten aus einer Linearkombination der intrinsischen Geschwindigkeitskomponenten des Sternhaufens zusammensetzen, ist ein besserer Test für Anisotropie möglich, wenn man die Geschwindigkeiten in ihre projizierten Radial- und Tangentialanteile zerlegt, wie im vorherigen Abschnitt dargestellt. Der Anisotropieparameter lautet dann:

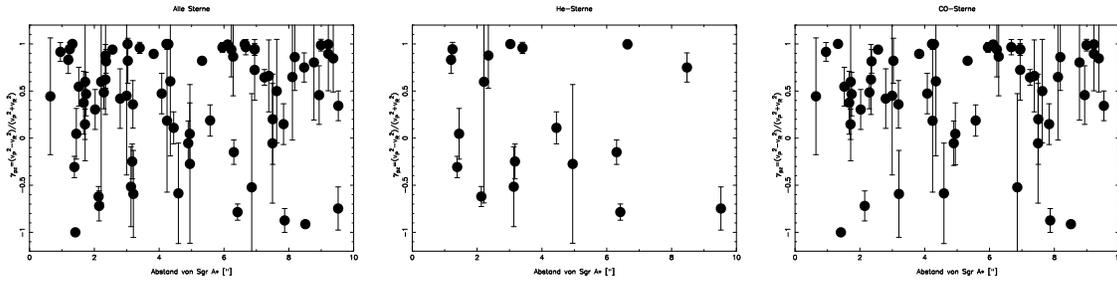


Abbildung 6.5: Anisotropietest γ_{pz} für verschiedene Sternpopulationen

$$\gamma_{TR} = \frac{v_T^2 - v_R^2}{v_T^2 + v_R^2} \tag{6.4}$$

Bei diesem Test haben Sterne auf Bahnen, die tangential verlaufen, einen Wert $\gamma_{TR} = +1$, während Sterne auf radialen Bahnen $\gamma_{TR} = -1$ aufweisen. Ein großer Vorteil dieses Tests ist, daß er nur von Eigenbewegungen abhängt und deshalb auch auf Sterne ohne bekannte Radialgeschwindigkeiten anwenden kann.

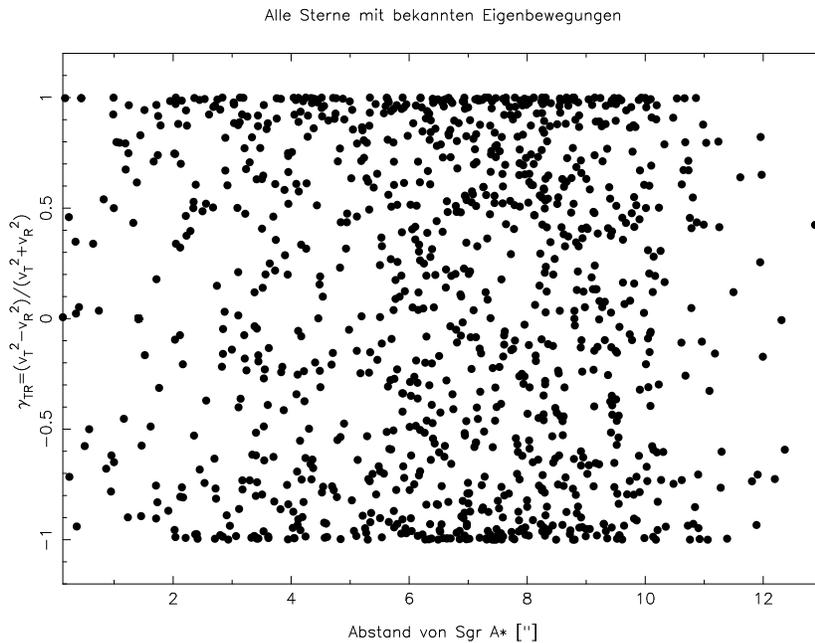
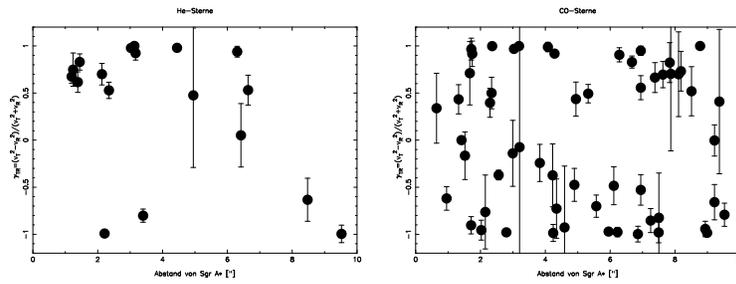


Abbildung 6.6: Anisotropietest γ_{TR} für alle Sterne mit bekannten Eigenbewegungen

Abbildung 6.6 zeigt das Ergebnis. Die Sterne sind sehr gleichmäßig zwischen $\gamma_{TR} = -1$ und $\gamma_{TR} = +1$ verteilt. Somit ist für den gesamten Sternhaufen keine Anisotropie meßbar. Diese Aussage läßt sich verfeinern, wenn man nur bestimmte Sterngruppen betrachtet.

Abbildung 6.7: Anisotropietest γ_{TR} für verschiedene Sternpopulationen

In Abbildung 6.7 stelle ich diesen Test für dieselben Sterne wie in Abbildung 6.5 vor: Hier ist deutlich eine Anisotropie zu erkennen, die dieses Mal allerdings die He-Sterne betrifft, die sich hauptsächlich auf tangentialen Bahnen bewegen. Dies ist auf eine globale Rotation der He-Sterne zurückzuführen, ein Ergebnis, das auch von Genzel et al. (2000) bestätigt wird. Diese globale Rotation kann auch dargestellt werden, wenn man die Radialgeschwindigkeit der He-Sterne als Funktion des Abstands in Deklination von Sgr A* zeichnet (siehe Abbildung 6.8).

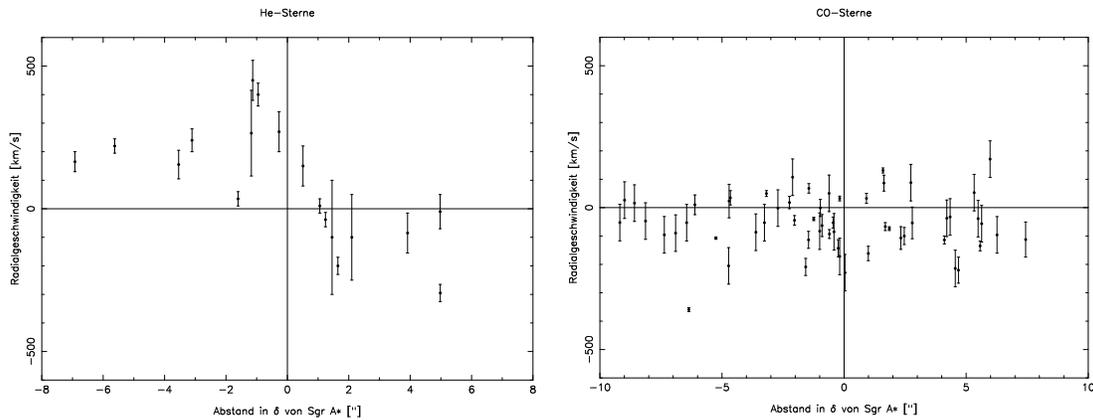


Abbildung 6.8: Rotationskurve der He-Sterne

Sterne nördlich des Zentrums zeigen positive Geschwindigkeiten (Blauverschoben), die südlichen dagegen rotverschobene Geschwindigkeiten. Die He-Sterne rotieren damit entgegengesetzt der allgemeinen galaktischen Rotationskurve, welche blauverschobenes Material südlich und rotverschobenes nördlich des Galaktischen Zentrums zeigt. In derselben Abbildung sind rechts die CO-Sterne dargestellt, deren Radialgeschwindigkeiten keinerlei Abhängigkeit von der Deklination zeigen.

6.4.3 Die eingeschlossene Masse

Nimmt man an, daß sich die Sterne im Galaktischen Zentrum auf Kepler'schen Umlaufbahnen bewegen (was gleichbedeutend mit der Annahme ist, daß diese Sterne sich auf gebundenen Bahnen befinden), so kann man aus der Dynamik des Sternhaufens die Masse bestimmen, die sich innerhalb der Bahn befindet. Für Sterne, bei denen alle drei Geschwindigkeitskomponenten bekannt sind, kann man die eingeschlossene Masse direkt bestimmen:

$$M = \frac{v^2 R}{2G} \quad (6.5)$$

Hierbei bezeichnet G die Gravitationskonstante, v die Raumgeschwindigkeit des Sterns und R dessen Entfernung vom Massenzentrum. Die wahre Entfernung des Sterns ist allerdings unbekannt, es ist nur der auf die Himmelsebene projizierte Abstand meßbar. Bei der Annahme einer kugelsymmetrischen Verteilung der Sterne kann der wahre Abstand R_S aus dem projizierten Abstand R_P im für eine große Anzahl an Sternen im Mittel zu $R_S = \sqrt{2}R_P$ abgeschätzt werden. Formel 6.5 kann auch benutzt werden, um die eingeschlossene Masse bei Sternen zu berechnen, von welchen nur die Eigenbewegung und keine Radialgeschwindigkeiten bekannt sind. Da die Raumgeschwindigkeit der Sterne dann unterschätzt wird, ergibt diese Rechnung eine untere Schranke für die eingeschlossene Masse.

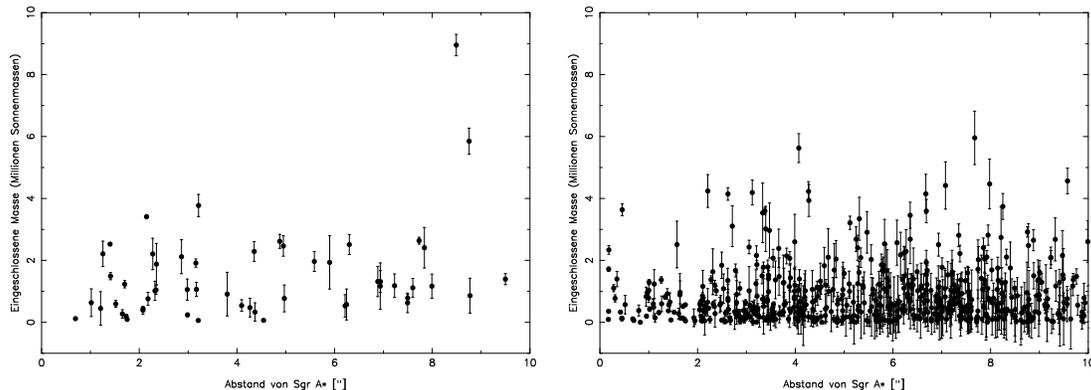


Abbildung 6.9: Eingeschlossene Masse, berechnet aus den Geschwindigkeiten einzelner Sterne

Abbildung 6.9 (links) zeigt die berechnete eingeschlossene Masse bei Verwendung aller Sterne mit drei bekannten Geschwindigkeitskomponenten. Aus der Verteilung der Werte kann geschlossen werden, daß die Bewegung der Sterne von einer zentralen Masse von einigen Millionen Sonnenmassen bestimmt wird. Auf dasselbe Ergebnis kann aus Abbildung 6.9 (rechts) geschlossen werden, bei dem sämtliche bekannten Eigenbewegungen verwendet wurden.

Geschwindigkeitsdispersion

Um die Masse zu bestimmen, die von einem Ensemble an Sternen mit verschiedenen Geschwindigkeiten umschlossen wird, wird die Geschwindigkeitsdispersion sowie die mittlere Geschwindigkeit in konzentrischen Ringen um das Rotationszentrum berechnet. Bei der Berechnung der Geschwindigkeitsdispersion ist es wichtig, eine sehr gute Kenntnis der systematischen und statistischen Fehler der einzelnen Geschwindigkeiten zu haben. Hier verwende ich die in Kapitel 5.1.6 ermittelte Fehlerabschätzung. Zur Bestimmung der Geschwindigkeitsdispersion σ_{disp} haben Hargreaves et al. (1994) ein stabiles iteratives Verfahren vorgeschlagen, das gleichzeitig die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} und die Geschwindigkeitsdispersion berechnet:

$$\hat{\bar{v}} = \frac{\sum_i w_i v_i}{\sum_i w_i}$$

$$\sigma_{disp}^2 = \frac{\sum_i [(v_i - \bar{v})^2 - \sigma_i^2] \cdot w_i^2}{\sum_i w_i^2}$$

Hier bezeichne v_i die Geschwindigkeit eines einzelnen Sterns und σ_i dessen Fehler. Dieser addiert sich quadratisch aus dem statistischen Fehler σ_{stat} und dem systematischen Fehler σ_{sys} : $\sigma_i = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + \sigma_{sys}^2}$. Der Parameter $w_i = (\sigma_i^2 + \sigma_{disp}^2)^{-1}$ wird in diesem Verfahren bei jeder Iteration i neu berechnet und stellt eine Gewichtung der einzelnen Meßwerte zur Verfügung. In Abbildung 6.10 ist die Geschwindigkeitsdispersion in $1''$ breiten konzentrischen Ringen um Sgr A* dargestellt. Die durchgezogene Linie repräsentiert σ_{prop} der den Eigenbewegungen, die gestrichelte σ_R der Radialkomponente und die gepunktete σ_T der Tangentialkomponente der Eigenbewegungen.

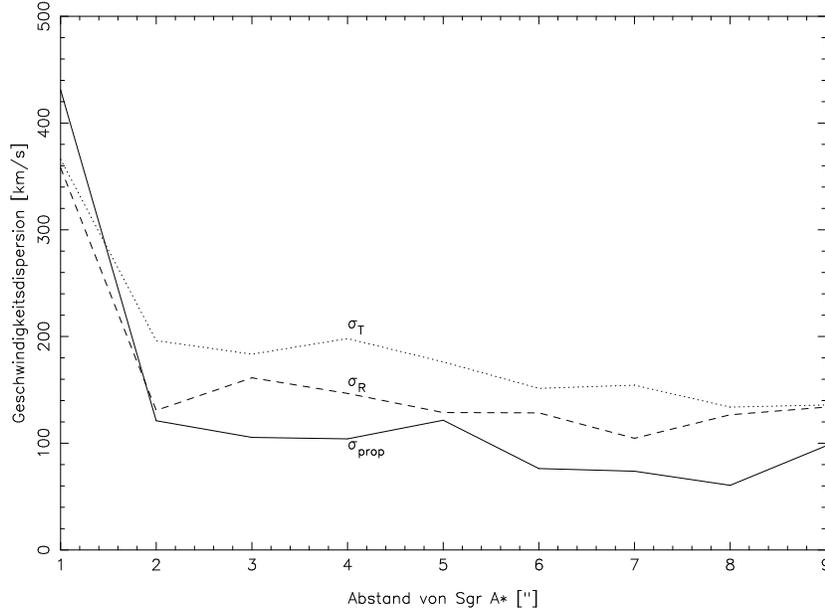


Abbildung 6.10: Geschwindigkeitsdispersion σ_{prop} , σ_T und σ_R in 1'' breiten Ringen zentriert auf Sgr A*

Um aus der berechneten Geschwindigkeitsdispersion bzw. den mittleren Geschwindigkeiten die eingeschlossene Masse zu berechnen, verwende ich drei verschiedene Abschätzungen. Die einfachste Berechnung der zentralen Masse ist unter Verwendung des Virialsatzes möglich. Im Falle einer kugelsymmetrischen Verteilung von Sternen, die eine Punktmasse M umkreisen, gilt für jeden Stern:

$$\frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{1}{2} \vec{r} \cdot \vec{r} \right) = \vec{r} \cdot \vec{a} + \vec{v} \cdot \vec{v} \quad (6.6)$$

Hierbei bezeichne \vec{r} den Radiusvektor des Sterns, \vec{v} dessen Geschwindigkeit sowie \vec{a} dessen Beschleunigung. Unter Verwendung von $\vec{r} \cdot \vec{r} = r^2$, $\vec{v} \cdot \vec{v} = v^2$ und $\vec{a} = -GM \vec{r} / r^3$ können Mittelwerte für einen Sternhaufen gebildet werden:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} \langle r^2 \rangle = -GM \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle + \langle v^2 \rangle \quad (6.7)$$

Im Falle eines statistischen Gleichgewichts ist der mittlere Abstand der Sterne von der Punktmasse zeitunabhängig, womit die linke Seite von Gleichung 6.7 gleich Null wird. Unter der Annahme einer kugelsymmetrischen Verteilung des Haufens wird weiterhin $\langle v^2 \rangle = 3 \langle v_z^2 \rangle$ sowie $\langle 1/r \rangle = (2/\pi) \langle 1/R \rangle$, wobei v_z die gemessene Geschwindigkeit der Sterne und R deren Abstand vom Zentrum bezeichnen. Damit kann die zentrale Masse aus dem Virialsatz folgendermaßen ermittelt werden:

$$M_{virial} = \frac{3\pi}{2G} \frac{\langle v_z^2 \rangle}{\langle 1/R \rangle} \quad (6.8)$$

Allerdings haben Bahcall & Tremaine (1981) gezeigt, daß der Virialsatz bei bestimmten Ausgangssituationen zu falschen Ergebnissen führen kann. Sie schlagen eine andere Abschätzung vor, die eine projizierte Masse einführt. Für eine isotrope Verteilung von Sternen lautet die Abschätzung für die zentrale Masse:

$$M_{BT} = \frac{16}{\pi G} \langle v^2 R \rangle \quad (6.9)$$

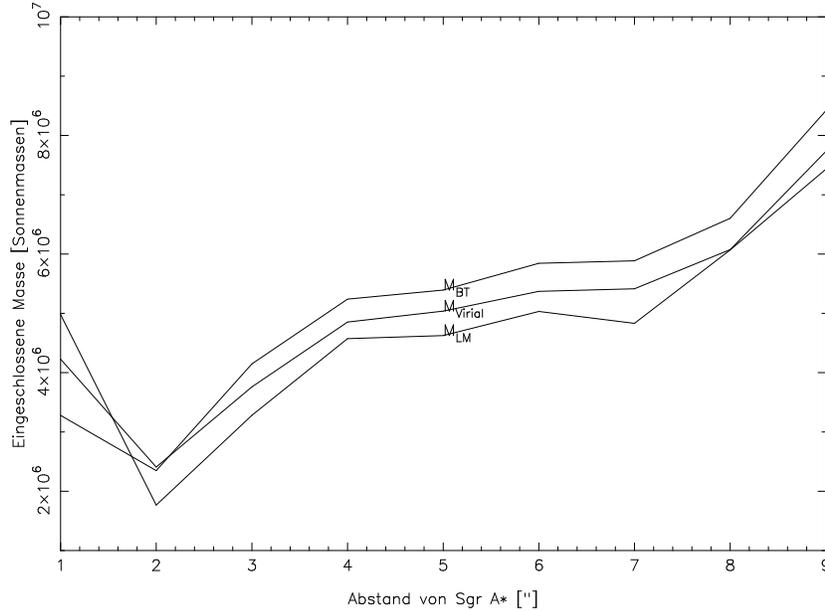


Abbildung 6.11: Aus der Geschwindigkeitsdispersion der Eigenbewegungen berechnete eingeschlossene Masse. Die obere Kurve repräsentiert M_{BT} , die mittlere M_{virial} und die untere M_{LM} .

In Abschnitt 6.4.2 habe ich allerdings gezeigt, daß zumindest die He-Sterne deutliche Anisotropie in ihren Bewegungen zeigen. Daher ist streng genommen weder M_{virial} noch M_{BT} geeignet, die zentrale Masse abzuschätzen. Zudem ist M_{BT} formal nur für Radialgeschwindigkeiten, wohingegen ich ihn hier für Eigenbewegungen benutzt habe.

Leonard & Merritt (1989) haben eine Massenabschätzung angegeben, welche anisotropiefrei ist und nur bekannte Eigenbewegungen benutzt. Diese folgt aus der Jeans-Gleichung für einen kugelsymmetrischen, nicht rotierenden Sternhaufen:

$$GM(r) = -r\sigma_r^2 \left[d \log n(r) / d \log r + d \log \sigma_r^2 / d \log r + 2 \left(1 - \sigma_t^2 / \sigma_r^2 \right) \right] \quad (6.10)$$

und erlaubt die Bestimmung eines räumlich gemittelten Erwartungswertes $G \langle M(r) \rangle$, gewichtet nach der Sterndichte $n(r)$:

$$G \langle M(R) \rangle_{LM} = \left\langle r \left(2\sigma_r^2 + 2\sigma_t^2 \right) \right\rangle = (16/3\pi) \left(2 \langle R\sigma_R^2 \rangle + \langle R\sigma_T^2 \rangle \right) \quad (6.11)$$

Diese Abschätzung beinhaltet keinerlei Annahmen über Isotropie oder Anisotropie des Sternhaufens. Für die Geschwindigkeitsdispersion werden die zuvor definierten radialen und tangentialen Werte σ_R und σ_T verwendet.

In Abbildung 6.11 ist zu sehen, daß alle drei Abschätzungen sehr ähnliche Werte ergeben. Die Leonard-Merritt Abschätzung führt zu geringfügig niedrigeren Zentralmassen. Der innerste Datenpunkt zeigt, daß sich der zentrale Sternhaufen um eine zentrale Masse von einigen Millionen Sonnenmassen bewegt. Dies ist in exellenter Übereinstimmung mit bereits veröffentlichten Ergebnissen (siehe z.B. Genzel et al., 2000 und Ghez et al., 1998).

Mit der hier verwendeten Datenbasis ist es auch möglich, die Geschwindigkeitsdispersion (und damit die zentrale Masse) unter Verwendung der verschiedenen Sternklassen zu bestimmen. In Tabelle 6.1 sind diese Massenbestimmungen zusammengefaßt.

Klasse	N Sterne	$\langle r \rangle$	σ_{prop}	σ_{radial} km/s	σ_T	σ_R	M_{Virial}	M_{BT}	M_{LM}
							$10^6 M_\odot$		
CO-Sterne	56	5,2''	113	92	146	168	3,9	5,9	6,0
He-Sterne	16	3,3''	104	202	219	116	3,9	4,4	4,0
Alle Sterne mit Radialgeschw.	74	4,9''	114	133	144	184	4,0	5,9	6,0

Tabelle 6.1: Geschwindigkeitsdispersion und eingeschlossene Masse bei Verwendung verschiedener Sternklassen

Besonders hervorheben möchte ich hier, daß die Geschwindigkeitsdispersion der He-Sterne entlang der Sichtlinie (σ_{radial}) und in ihrem Tangentialanteil der Eigenbewegung (σ_T) doppelt so groß wie in den anderen Komponenten. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß sich die He-Sterne noch nicht im Gleichgewicht mit den übrigen Sternen im Galaktischen Zentrum befindet. Sie erfahren eine globale Rotation um Sgr A*, was auch von der im vorherigen Abschnitt festgestellten tangentialen Anisotropie unterstützt wird.

6.5 Bemerkungen zu einzelnen Quellen

Im vorangegangenen Abschnitt wurden allgemeine Ergebnisse der Datenanalyse vorgestellt. Nun möchte ich auf einige Sterne näher eingehen, deren Lichtkurven und/oder Spektren außergewöhnliche Eigenschaften zeigen.

6.5.1 Der Doppelstern IRS 16SW

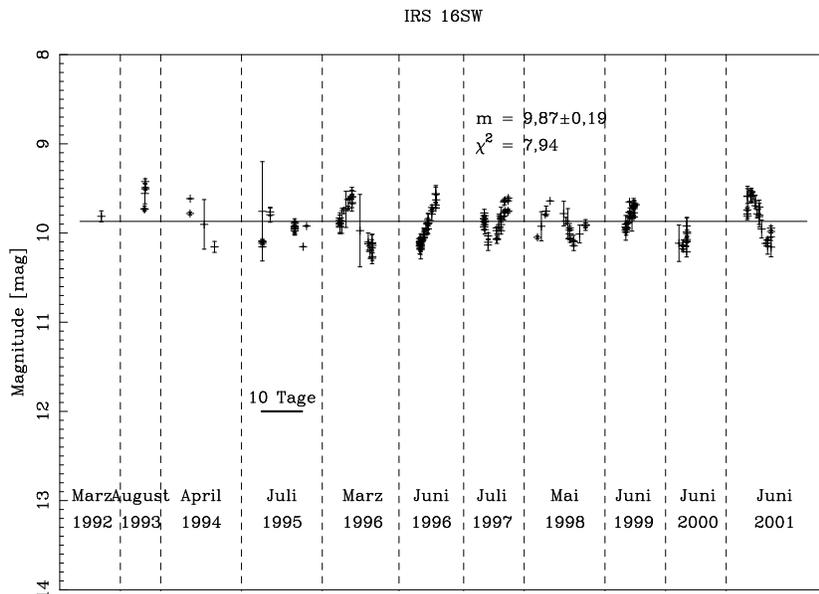


Abbildung 6.12: Lichtkurve des Sterns IRS 16SW

Das Variabilitätskriterium χ^2 für diesen Stern beträgt 7,94, was ihn als möglichen veränderlichen Stern auszeichnet. Bei Betrachtung seiner Lichtkurve (Abbildung 6.12) fällt sofort auf, daß dieser Stern möglicherweise periodisch mit einer Periode zwischen 9 und 10 Tagen sein könnte. Um die genaue Periode zu bestimmen, faltete ich die photometrischen Meßwerte auf 1000 mögliche Perioden zwischen 9 und 10 Tagen zurück. Ein reduzierter χ^2 -Test der resultierenden Lichtkurve erlaubt eine Aussage über die Qualität der angenommenen Periode. Der hier verwendete Test ist anders definiert als der in Abschnitt 6.3 verwendete, da er zeitlich beieinander liegende Meßwerte auf der zurückgefalteten Lichtkurve miteinander vergleicht. Er ist wie folgt definiert:

$$\chi^2 = \frac{1}{\nu} \sum_i \frac{(m_i - m_{i-1})^2}{\sigma_i}$$

Das Minimum der Verteilung der χ^2 -Werte gibt die wahrscheinlichste Periode an, die zu den gegebenen Meßwerten paßt. Abbildung 6.13 (links) zeigt das Ergebnis dieses Tests: Die Verteilung der χ^2 -Werte zeigt ein deutliches Minimum bei einer Periode von 9,72 Tagen. Auf der rechten Seite der Abbildung 6.13 ist die zurückgefaltete Lichtkurve dargestellt. Die Amplitude der Variation beträgt $\approx 0,55$ Magnitude.

Es gibt drei Möglichkeiten, welcher Natur IRS 16SW ist, wenn man die Länge der Periode betrachtet:

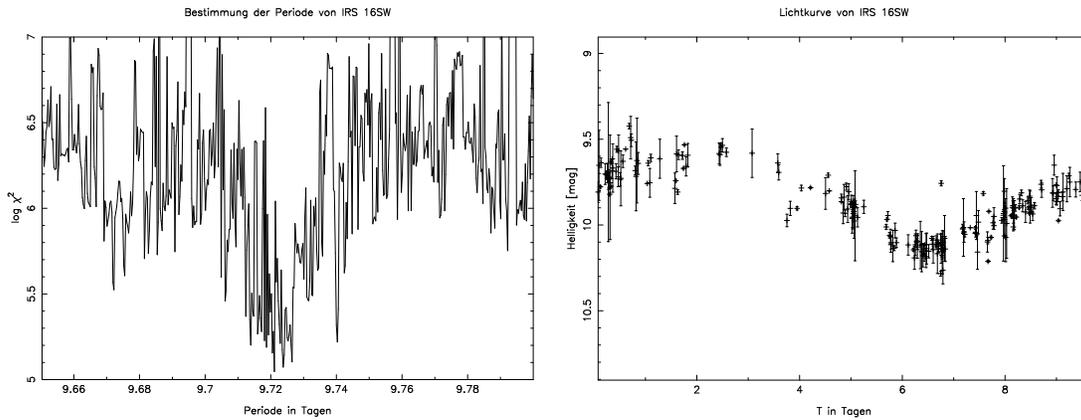


Abbildung 6.13: Bestimmung der Periode von IRS 16SW: Links das Ergebnis des χ^2 -Tests, rechts die zurückgefaltete Lichtkurve.

- IRS 16SW könnte ein Cepheid sein
- IRS 16SW könnte ein Bedeckungsveränderlicher sein
- Die Helligkeitsvariationen könnten aufgrund ungleichmäßig verteilter Sonnenflecken oder einer nichtradialen Pulsation des Sterns auftreten

Die dritte Möglichkeit kann ausgeschlossen werden, da man hierbei eine Änderung der Amplitude und/oder der Periode der Variationen über mehrere Jahre erwarten würde. Solch eine Veränderung ist in den Daten jedoch nicht sichtbar. Um zwischen den ersten beiden Möglichkeiten unterscheiden zu können, werde ich die zu erwartenden Helligkeiten für Cepheiden in der Entfernung des Galaktischen Zentrums abschätzen, sowie mögliche Lichtkurven bedeckungsveränderlicher Sterne diskutieren.

Cepheiden

Die Periode-Leuchtkraft Beziehung für klassische Cepheiden der Population I lautet im K-Band $\langle M_K \rangle = -3,80 \cdot [\log(P) - 0,8] - 5,46$ (Hindsley und Bell, 1990). Die mittlere Helligkeit von IRS 16SW beträgt $\langle m_K \rangle = 9,87$. Nimmt man eine Entfernung des Galaktischen Zentrums von 8 kPc und eine Extinktion von $A_K = 3,3^m$ an, so berechnet sich seine absolute Helligkeit zu $M_K \approx -7,9^M$. Die absolute Helligkeit eines Cepheiden mit einer Periode von 9,72 Tagen hingegen beträgt $\langle M_K \rangle = -6,2^M$, IRS 16SW wäre also um fast 2 Magnituden heller als gefordert. Die Helligkeit der Cepheiden der Population II (sog. W-Virginis-Veränderliche) ist um 2 Größenklassen geringer als die der klassischen Cepheiden, daher ist eine Klassifikation als W-Virginis-Veränderlicher ebenso auszuschließen.

Ein weiteres Argument gegen die Klassifikation als Cepheid ist das Spektrum von IRS 16SW (Abbildung 6.14). Es zeigt starke Emissionslinien des neutralen Heliums sowie des einfach io-

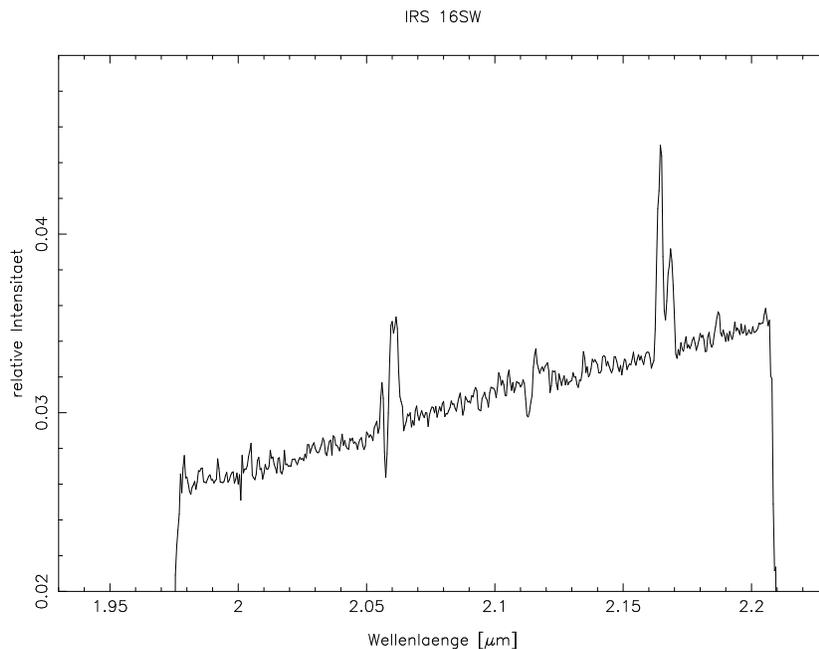


Abbildung 6.14: Spektrum von IRS 16SW

nisierten Wasserstoffs, ist also einer der jungen He-Sterne im Galaktischen Zentrum. Solch ein Spektrum ist für einen Cepheiden nicht zu erwarten.

Bedeckungsveränderliche

Um festzustellen, ob IRS 16SW ein Bedeckungsveränderlicher sein könnte, werde ich die minimale Periode, die für einen He-Stern in einem Doppelsternsystem erwartet werden kann, berechnen. Das dritte Kepler'sche Gesetz erlaubt diese Abschätzung bei Kenntnis der Masse und des Abstands eines Zweikörpersystems:

$$P^2 = \frac{4\pi^2 r^3}{G(M_1 + M_2)} \quad (6.12)$$

Unter der Annahme, daß das System von der Hauptkomponente dominiert ist, kann man für $M_1 + M_2$ die typische Masse eines He-Sterns von $60M_\odot$ annehmen (Najarro et al., 1997). Weiterhin benötigt man eine Abschätzung des Abstandes r zwischen den Komponenten, welche bei einem Kontaktsystem gerade dem Radius der Hauptkomponente entspricht und hier zu $40R_\odot$ angenommen wird. Dann berechnet sich die *minimale* Periode, die ein solches System aufweisen könnte, zu $P_{\min} = 4$ Tagen. Ein Verringern der Masse der beiden Komponenten oder ein Vergrößern des Abstandes führen zu längeren Perioden.

Die größtmögliche Amplitude der Helligkeitsvariationen für einen Bedeckungsveränderlichen kann man folgendermaßen abschätzen: Nimmt man ein System mit Inklinationwinkel 0° und gleich großen Komponenten an, so sind die Bedeckungen total und die Abschwächung des

Sternenlichts während der Totalität maximal. Der Beobachter sieht während der Bedeckung genau die Hälfte der Flusses beider Komponenten, was einer Abschwächung von $0^m,75$ entspricht.

Somit stimmen sowohl die Periode von 9,72 Tagen als auch die Amplitude von $0^m,55$ mit der Klassifikation als Bedeckungsveränderlicher bestens überein.

Umgekehrt kann aus Gleichung 6.12 die Gesamtmasse des Doppelsternsystems aus der beobachteten Periode berechnet werden. Der Radius des He-Sterns IRS 16SW wurde von Najarro et al. (1997) zu $90R_{\odot}$ abgeschätzt. Setzt man diesen Wert als Abstand r für das System ein (dabei vernachlässigt man den Radius des Begleiters und nimmt an, daß die gesamte Leuchtkraft von der Hauptkomponente stammt), so erhält man eine untere Grenze der Gesamtmasse von $M = 104M_{\odot}$. Man kann dagegen auch annehmen, daß die Leuchtkraft des Systems sich gleichmäßig auf beide Komponenten verteilt. Die halbe Leuchtkraft resultiert in einem Radius, der $\sqrt{2}$ kleiner ist. Allerdings hätten dann beide Komponenten diesen Radius, woraus sich ein Abstand r von $130R_{\odot}$ ergibt. Die untere Grenze für die Gesamtmasse des Systems wäre dann $> 300M_{\odot}$.

6.5.2 IRS 34W - ein „Luminous Blue Variable“?

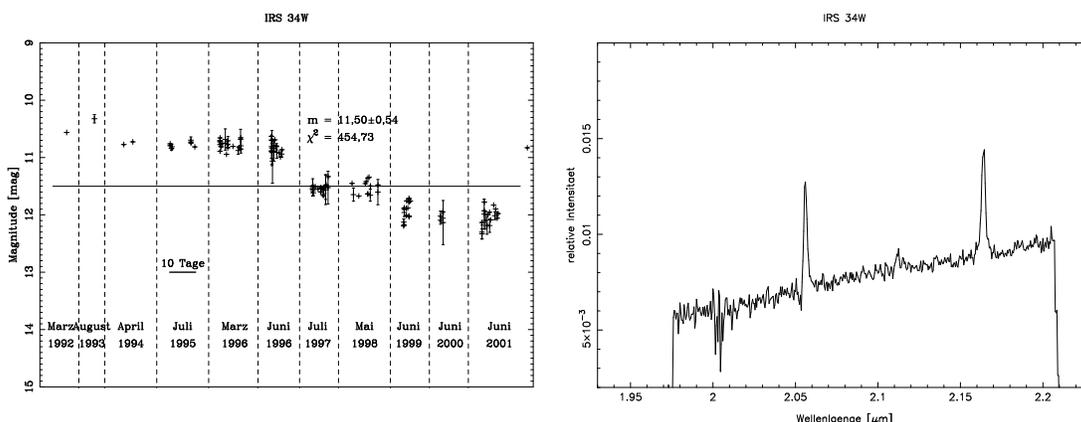


Abbildung 6.15: Lichtkurve (links) und Spektrum (rechts) der Quelle IRS 34W

Dieser Stern weist zwischen 1992 und 1996 eine konstante Helligkeit von $m_K \approx 10,8$ auf. Im Zeitraum zwischen Juni 1996 und Juli 1997 konnte jedoch ein dramatischer Einbruch der Helligkeit beobachtet werden, welcher sich langsam bis 2001 fortsetzte. Insgesamt hat diese Quelle fast eineinhalb Magnituden an Helligkeit eingebüßt. Dies schlägt sich auch in seinem χ^2 -Wert von 454,7 nieder. Interessant ist auch das Spektrum von IRS 34W: Es zeigt Emissionslinien des Heliums und Wasserstoffs, was ihn als He-Stern klassifizieren würde. Ungewöhnlich ist jedoch die starke Rötung des Spektrums, was auf eine erhöhte Extinktion (z.B. durch eine

Staubscheibe um diesen Stern) hinweist. Dieses Spektrum wurde 1996 aufgenommen, als die Quelle noch eine konstante Leuchtkraft aufwies.

Ein mögliches Szenario zur Erklärung der Lichtkurve sieht folgendermaßen aus: „Luminous Blue Variables“ sind massive, instabile Sterne, die gewaltige Eruptionen, gefolgt von Verdunkelungen durch Staub, auszeichnen. Falls IRS 34W zu dieser Klasse von Sternen gehört (worauf seine Lichtkurve und die Emissionslinien in seinem Spektrum hindeuten), hätte dieser in der zweiten Hälfte des Jahres 1996 eine Eruption erfahren und wird nun immer mehr durch die expandierende Staubscheibe verdunkelt. Zur Überprüfung dieses Szenarios wäre ein neueres Spektrum notwendig, welches aufgrund der expandierenden Staubscheibe eine noch stärkere Rötung als das hier vorgestellte aufweisen sollte.

6.5.3 S1 und S2 - Messung der Beschleunigung

Die Bestimmung der Eigenbewegungen in Kapitel 5.1.4 konnte bei fast allen Quellen durch die Anpassung einer Geraden an die Meßwerte geschehen. Bei den am nächsten zu Sgr A* liegenden Quellen S1 und S2 jedoch war eine Parabel notwendig, um ein befriedigendes Ergebnis zu erhalten.

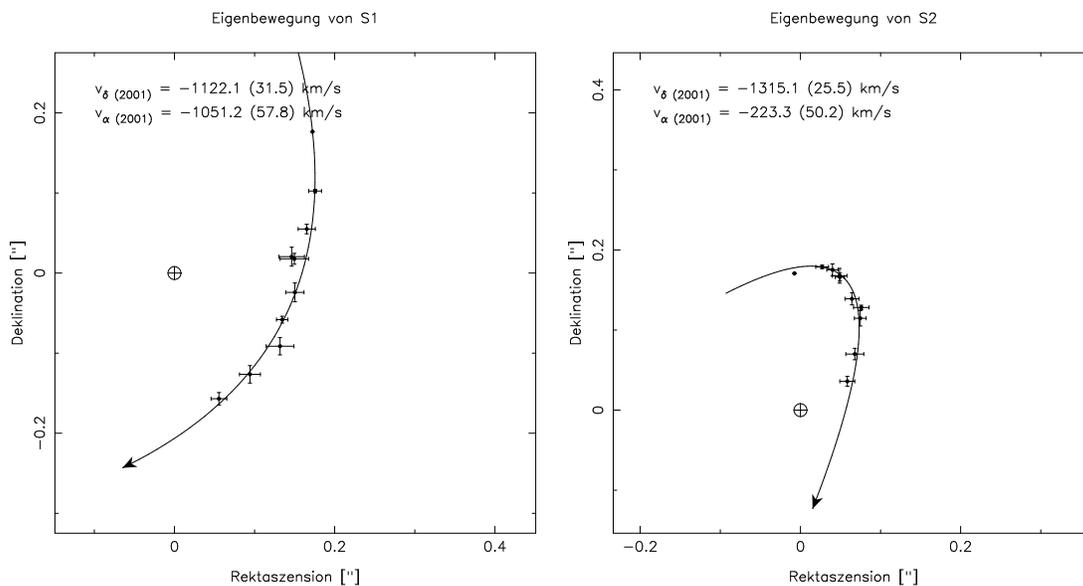


Abbildung 6.16: Bewegung der Quellen S1 (links) und S2 (rechts). Der Kreis markiert die Position von Sgr A*.

In Abbildung 6.16 ist die zweidimensionale Bewegung beider Quellen dargestellt. Die Annahme einer gebundenen Bewegung um Sgr A* ist naheliegend. Diese beiden Sterne erlauben nun erstmals eine Messung der Beschleunigung a , die sie auf ihrer Umlaufbahn erfahren. Die

Beschleunigung a eines beliebigen Punktes auf einer gekrümmten Kurve ist gleich der lokalen Krümmung K und berechnet sich zu:

$$K = \frac{x''}{(1 + x'^2)^{3/2}}$$

Im Falle einer Parabel $f(x) = d + ex + fx^2$ ist dies:

$$a \equiv K = \frac{2f}{(4f^2x^2 + 4efx + e^2 + 1)^{3/2}}$$

Aus dieser Beschleunigung ist es möglich, die Masse des schwarzen Lochs direkt zu bestimmen: Für einen Stern im auf die Himmelsebene projizierten Abstand R vom Zentrum berechnet sich die eingeschlossene Masse M zu:

$$M = \frac{a \cdot R^2}{G \cdot \cos^3 \Theta} \quad (6.13)$$

Hierbei bezeichnet Θ den Winkel zwischen dem Radiusvektors des Sterns und der Ebene im Himmel, die die zentrale Masse beherbergt. Unter der Annahme, daß die beobachteten Bahnen keine Inklination zeigen ($\Theta = 0$) gibt Gleichung 6.13 eine untere Schranke der Masse an.

Stern	a_δ ["/1000 Jahre ²]	a_α ["/1000 Jahre ²]	R ["]	M_{min} [$10^6 M_\odot$]
S1	$2,66 \pm 0,33$	$-2,95 \pm 0,75$	0,175	$1,89 \pm 0,29$
S2	$-4,80 \pm 1,22$	$-3,74 \pm 0,61$	0,178	$2,50 \pm 0,42$

Tabelle 6.2: Gemessene Beschleunigungen und die daraus abgeleitete untere Schranke für die umschlossene Masse

Die so berechneten Massen bewegen sich also in der Größenordnung von zwei Million Sonnenmassen. Es ist natürlich unwahrscheinlich, daß die Bahnen der beiden Quellen genau in der Himmelsebene verlaufen ($\Theta = 0$). Ein aktuelles Forschungsgebiet ist daher der Versuch, eine volle dreidimensionale Modellierung der Bahnen beider Quellen zu vollziehen (Eckart et al., 2002). Die Schwierigkeit dabei ist, daß die momentan verfügbaren Beobachtungen nur einen kleinen Teil der Umlaufbahn abdecken. Daher ist die Bestimmung der Bahnparameter mit großen Fehlern behaftet. Diese Modellierung ergibt eine umschlossene Masse von $(5 \pm 3) \cdot 10^6 M_\odot$, was in sehr guter Übereinstimmung mit der ermittelten Masse aus den Eigenbewegungen und der Geschwindigkeitsdispersion steht.

Anhang A

Zusammenfassung der Meßwerte

In diesem Anhang fasse ich die photometrischen, astrometrischen, sowie spektralen Information über die einzelnen Quellen im Galaktischen Zentrum zusammen. Die Tabelle ist wie folgt aufgeteilt:

- Die Spalten 1 und 2 geben die Identifikationsnummer und (wenn vorhanden) den Eigennamen der Quelle wieder.
- Spalten 3 bis 7 beinhalten den Abstand von Sgr A* sowie die Positionen in Rektaszension und Deklination mit deren Fehlern. Die Positionen gelten für den 1. Januar 2001.
- Die Photometrie ist den den Spalten 8 bis 12 zusammengefaßt. Die K-Band Helligkeit ist der Mittelwert aller vorhandenen Messungen, die H-Band Photometrie sowie der CO index stammen aus dem Gemini-Nord Datensatz, welcher die südlichen Bogensekunden nicht abdeckt. Spalte 12 gibt eine Abschätzung für die Variabilität der Quelle.
- In den Spalten 13 bis 18 sind sämtliche Geschwindigkeiten und deren Fehler aufgeführt. Im Fall der Quellen S1 und S2, welche Beschleunigung erfahren, ist die Geschwindigkeit am 1. Januar 2001 angegeben. Bei den Radialgeschwindigkeiten sind auch Sterne angegeben, welche nicht in dieser Arbeit gemessen wurden, sondern in der Literatur (Genzel et al., 2000, Paumard et al., 2000) aufgeführt werden. Der systematische Fehler ist hier nicht mit angegeben.
- Die letzte Spalte 19 gibt eine spektrale Klassifikation der Quelle. Dabei bezeichnet „CO“ Sterne mit CO-Bandenkopfaborption, „He,n“ He-Sterne mit schmalen Emissionslinien, „He,b“ He-Sterne mit breiten Emissionslinien sowie „WC“ und „WNe“ Wolf-Rayet-Sterne verschiedener Unterklassen.

Stern	Name	$d_{S,gr-A^*}$	Position ["]		Photometrie					Geschwindigkeit [km/s]					Typ			
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_t		Δv_α	Δv_δ	Δv_t
1295	S2	0,131	-0,109	0,073	0,012	0,007	13,95	0,28	1,34	-0,014	2,6	254	-1314	49	28			
1294	S1	0,169	-0,117	-0,122	0,014	0,011	14,54	0,29	1,097	0,016	961,9	1097	57	42				
1116		0,232	-0,130	0,122	0,015	0,013	14,41	0,79	2,02	-0,131	4,0	1097	-1127	61	51			
1296	S4	0,242	0,187	0,153	0,011	0,009	14,28	0,27	1,49	-0,050	3,7	557	171	43	37			
1300	S9	0,345	0,073	-0,338	0,020	0,019	14,20	0,38	2,11	0,061	10,8	-219	-235	79	74			
1301	S10	0,354	0,017	-0,353	0,009	0,009	14,02	0,24	1,83	0,061	0,6	-253	224	35	37			
1299	S8	0,366	0,305	-0,202	0,009	0,012	14,53	0,25	1,46	-0,024	0,6	640	-607	37	47			
1297	S5	0,405	0,372	0,160	0,019	0,016	14,80	0,45	1,29	-0,050	4,3	802	-344	76	63			
1068		0,443	-0,161	-0,413	0,013	0,012	15,19	0,52	1,48	-0,041	0,6	-213	74	66	49			
1302	S11	0,501	-0,364	0,345	0,016	0,009	15,28	0,44	1,39	-0,041	0,6	-218	76	50	36			
1203		0,577	0,576	-0,035	0,016	0,010	15,71	0,72	1,15	-0,076	12,4	142	-409	145	126			
1298	S6	0,644	0,495	-0,412	0,007	0,005	13,50	0,21	1,36	-0,016	240,4	1169	-773	66	37			
265		0,742	-0,615	0,415	0,009	0,009	14,31	0,22	1,58	0,066	0,5	11	129	29	20		CO	
412		0,823	0,245	0,785	0,017	0,018	14,74	0,54	1,79	0,062	0,9	-30	169	35	37			
518		0,866	-0,830	-0,244	0,008	0,006	13,65	0,19	1,64	-0,007	0,3	19	57	67	73			
284		0,947	0,946	0,041	0,006	0,008	13,28	0,12	1,41	-0,126	0,3	198	79	26	31			
199		0,954	0,309	-0,903	0,006	0,005	12,72	0,11	1,98	0,101	0,4	-199	201	23	22		CO	
151		0,984	0,405	0,897	0,006	0,007	12,16	0,11	1,71	0,014	1,3	-505	117	26	27			
94		0,980	-0,081	-0,987	0,009	0,011	14,72	0,35	1,45	-0,011	0,7	456	-44	36	45			
574		0,990	0,745	-0,660	0,009	0,010	12,90	0,24	1,88	-0,097	0,7	384	128	37	39			
138		0,995	-0,339	-0,939	0,026	0,035	15,89	0,70	1,42	-0,068	2,8	313	-317	106	140			
1286		1,039	-0,989	0,318	0,007	0,006	13,63	0,17	1,75	-0,001	479,1	-259	-352	28	22			
267		1,093	-0,704	-0,836	0,011	0,006	14,08	0,25	1,53	-0,008	0,7	317	-125	43	25			
354	W11	1,165	-0,997	-0,602	0,021	0,016	15,35	0,48	1,48	0,046	24,4	-305	2	82	62			
1021		1,190	-1,024	0,607	0,020	0,027	15,61	0,51	1,57	-0,011	12,1	-3	78	106	23	20		He,n
1180	IRS 16C	1,196	1,082	0,509	0,006	0,005	9,73	0,23	1,52	-0,004	1,0	-351	305	75	100			
950		1,233	-0,968	0,764	0,019	0,025	15,31	0,39	1,52	0,011	2,2	-400	189	24	29		He,n	
10	IRS 16NW	1,242	-0,028	1,242	0,006	0,007	9,98	0,10	2,03	0,002	0,6	195	79	24	29			
384		1,249	0,806	-0,955	0,023	0,049	13,87	0,93	-1,42	-0,758	0,3	157	100	92	198			
680	W13	1,325	-0,900	-0,972	0,008	0,007	13,77	0,48	1,81	-0,081	0,7	334	-63	-1	32	27		CO
131	IRS 16SW	1,385	1,007	-0,952	0,005	0,004	9,89	0,39	1,81	-0,108	0,1	126	-144	41	61			
156	W10	1,444	-1,419	-0,271	0,005	0,005	12,81	0,15	1,66	0,013	0,4	124	-235	21	18		He,n	
405	W12	1,457	-1,164	-0,877	0,010	0,008	14,15	0,25	1,79	0,010	0,7	-224	-270	21	19		He	
1152		1,466	-0,592	-1,341	0,041	0,026	15,45	0,57	1,38	-0,041	0,2	-120	-96	167	106			
377	W4	1,514	-1,410	0,552	0,008	0,005	14,02	0,24	1,63	0,047	0,3	-59	-98	31	21		CO	
131		1,521	0,441	-1,455	0,006	0,006	12,41	0,14	1,99	0,157	0,5	-78	-181	25	25		CO	
410		1,619	0,305	-1,590	0,010	0,015	13,77	0,14	1,81	-0,108	0,1	126	-144	41	61		CO	
137		1,670	0,354	1,632	0,006	0,007	12,55	0,14	2,13	0,142	0,5	119	21	86	26	29		CO
1063		1,710	-1,343	1,058	0,024	0,020	15,72	1,04	0,86	-0,139	0,3	-268	441	96	79			
53		1,711	0,676	-1,572	0,006	0,004	11,48	0,10	1,88	-0,004	0,9	42	-224	25	18		CO	
298		1,717	1,603	-0,615	0,005	0,006	13,80	0,44	1,53	0,012	0,3	22	92	21	24		CO	
727		1,718	-0,780	1,530	0,015	0,014	15,04	0,46	1,70	-0,018	1,0	-321	73	57	56			
1160		1,734	-1,728	-0,143	0,033	0,024	15,57	0,68	1,70	0,029	14,2	-345	74	130	98			
175	W7	1,740	-1,731	1,479	0,008	0,005	13,12	0,22	1,55	-0,003	2,7	25	-92	31	22			
62		1,746	-0,983	-1,443	0,005	0,004	11,67	0,13	2,14	0,143	0,4	74	-76	20	16		CO	
139	W14	1,762	-1,700	-0,467	0,005	0,004	12,65	0,16	1,83	-0,004	0,2	205	-77	22	18			
728		1,788	-0,901	-1,544	0,028	0,004	13,45	0,97	0,36	0,036	292,8	273	-270	270	418			
1268		1,919	1,420	0,028	0,034	0,034	15,34	0,54	1,34	0,4	103	54	113	137				
1090		1,949	-0,835	-1,761	0,018	0,015	15,60	0,92	1,60	-0,225	0,8	58	-21	74	60			
213		2,020	1,857	0,007	0,011	0,011	13,79	0,43	1,19	0,017	7,1	155	160	29	46			
63		2,025	1,934	-0,601	0,005	0,005	11,72	0,13	1,82	0,075	0,3	-108	52	19	22		CO	
793		2,032	2,012	0,285	0,033	0,042	14,32	0,74	2,59	-0,173	5,7	-266	-320	133	165			
105		2,035	1,410	-1,467	0,005	0,007	12,42	0,26	2,09	-0,118	2,2	232	98	19	27			
929		2,039	1,639	1,214	0,015	0,026	14,95	0,47	1,55	0,041	0,3	-270	-169	58	100			
14	IRS 16CC	2,042	1,963	0,563	0,004	0,005	10,43	0,22	1,98	0,004	0,5	-98	232	18	21			
266		2,045	2,016	0,344	0,048	0,071	12,55	1,93	2,07	0,648	317,7	104	-582	190	279			
93		2,047	-1,555	-1,332	0,004	0,004	12,18	0,15	1,65	-0,020	0,2	257	66	16	18			
309		2,086	0,943	1,861	0,004	0,004	13,65	0,24	2,55	-0,056	0,8	-285	64	14	17			

Zusammenfassung der Messwerte (Fortsetzung)

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r				
399		2,115	-1,601	-1,382	0,011	0,015	14,32	0,27	1,81	0,066	0,4	94	-3	43	59						
736		2,120	1,656	1,324	0,031	0,075	14,97	0,47	1,53	0,000	0,4	4	-77	123	298						
1232		2,121	0,357	2,091	0,011	0,005	15,80	0,93	1,49	0,068	133,2	-496	-938	45	22	70	He,b,WC				
29	MPE+1,0-7,4	2,130	1,807	-1,128	0,003	0,004	10,89	0,17	2,92	-0,048	1,1	168	118	14	18						
1196		2,146	-0,493	-2,089	0,019	0,033	15,58	0,92	1,17	-0,066	3,6	-223	33	76	134						
50	IRS 29S	2,149	-1,906	0,992	0,006	0,003	11,25	0,16	2,00	0,189	0,3	-41	23	11	21	25	CO				
359		2,165	-0,604	2,079	0,009	0,007	14,02	0,25	1,27	0,078	2,9	95	225	36	27						
42	IRS 33N	2,169	-0,096	-2,166	0,004	0,005	11,10	0,12	1,88	0,009	0,2	48	-172	17	18						
21	IRS 29N	2,212	-1,666	1,456	0,006	0,005	9,99	0,24	3,87	-0,087	1,9	133	-132	25	18	200	He,b,WC				
695		2,215	-1,896	-1,146	0,018	0,005	14,96	0,49	1,80	0,036	0,9	0	221	72	72						
411		2,218	2,155	-0,525	0,014	0,018	14,69	0,83	1,36	0,017	16,4	23	53	57	73						
23	MPE+1,6-6,8	2,227	1,229	-1,857	0,005	0,005	10,69	0,12	1,84	0,008	0,3	286	-2	21	19						
133	W2	2,234	-2,046	0,897	0,012	0,011	12,15	0,45	1,54	-0,093	1,5	23	141	49	46						
154		2,293	2,281	-0,240	0,004	0,005	12,93	0,14	1,59	-0,005	0,1	-105	203	18	20	30	CO				
176		2,342	-1,022	-2,108	0,005	0,005	13,05	0,18	2,05	0,109	0,2	-209	-15	107	19	21	64	CO			
66	IRS 29NE1	2,347	-1,050	2,099	0,004	0,005	11,72	0,14	3,24	-0,054	3,1	-367	16	-100	15	20	150	He,b,WC			
116		2,354	0,036	2,354	0,033	0,032	15,94	0,82	1,65	-0,002	20,9	-80	-140	128	124						
606		2,374	-0,061	-2,373	0,084	0,038	14,97	1,10	1,87	0,003	14,7	35	-412	12	8	40	CO				
197		2,383	-1,755	-1,613	0,005	0,006	13,31	0,20	1,83	-0,015	0,2	236	-91	22	25						
1146		2,401	-0,378	2,371	0,001	0,012	15,38	0,70	1,92	-0,001	3,3	-18	397	5	48						
395		2,414	1,617	1,793	0,009	0,015	14,56	0,28	1,88	0,040	70,5	-113	-137	36	58						
513		2,448	2,150	-1,169	0,012	0,010	14,34	0,51	1,29	-0,066	0,9	126	196	48	40						
618		2,451	-1,266	-2,099	0,012	0,011	14,68	0,36	2,05	0,034	0,7	313	222	46	43						
1034		2,498	0,347	-2,474	0,016	0,017	15,67	0,83	0,99	-0,177	0,4	-307	127	63	69						
325		2,532	0,706	-2,432	0,004	0,007	13,76	0,24	1,82	0,071	0,7	16	185	16	29						
295		2,534	-2,381	-0,869	0,005	0,006	13,57	0,25	1,94	0,130	0,4	-36	84	21	24						
1011		2,557	-1,128	-2,295	0,018	0,025	15,14	0,66	1,72	-0,019	0,6	62	-90	70	100						
212		2,560	0,691	2,465	0,003	0,004	13,44	0,18	2,06	0,101	2,2	169	-506	13	16	30	CO				
1164		2,609	-0,704	2,513	0,012	0,013	15,36	0,50	1,41	0,024	12,3	-65	-5	46	50						
806		2,676	-0,961	-2,498	0,018	0,025	15,19	0,53	1,63	-0,003	1,5	65	10	73	97						
296		2,682	-2,563	-0,791	0,006	0,006	13,40	0,26	2,19	0,098	1,4	26	-165	25	25						
647		2,700	-1,541	2,218	0,013	0,014	14,80	0,54	1,73	0,036	21,2	19	-111	51	56						
545		2,708	-0,933	2,542	0,010	0,013	15,02	0,55	1,63	0,024	3,3	-141	336	39	52						
910		2,711	-1,471	-2,277	0,010	0,013	15,22	0,47	1,58	-0,056	0,6	-357	306	42	51						
1274		2,719	-1,842	2,000	0,023	0,022	15,28	0,86	1,79	0,032	18,0	-238	124	91	88						
428		2,727	-2,689	0,453	0,009	0,008	14,26	0,21	2,22	0,064	0,7	-290	-42	35	33						
413		2,742	2,599	-0,873	0,012	0,011	14,60	0,33	1,43	0,022	0,5	-62	152	49	45						
1155		2,751	1,256	2,447	0,033	0,027	15,57	0,84	1,70	-0,036	4,7	-145	63	132	109						
148		2,798	2,792	-0,180	0,005	0,005	12,82	0,18	2,17	0,125	63,4	-249	42	20	21	64	CO				
184		2,798	0,140	2,794	0,006	0,004	13,05	0,15	2,05	-0,018	0,8	-351	77	23	15						
209		2,827	-1,805	-2,175	0,010	0,010	13,26	0,20	1,85	0,057	0,2	-3	-154	38	39						
687		2,836	2,208	1,780	0,038	0,031	15,03	0,51	1,59	0,002	0,9	-95	118	151	122						
540		2,843	1,934	-2,084	0,015	0,016	14,72	0,37	1,59	0,005	0,4	-69	63	59	62						
1218		2,844	2,844	0,016	0,014	0,013	15,08	0,51	0,96	0,100	14,4	32	-27	55	54						
706		2,846	-0,287	2,832	0,012	0,011	14,95	0,47	2,08	0,023	21,4858,0	74	95	49	43						
245		2,883	-2,862	-0,252	0,006	0,003	13,41	0,18	2,17	0,092	1,1	-114	99	25	11						
980		2,884	-2,700	1,013	0,012	0,013	15,16	0,43	2,00	-0,004	2,0	-10	170	48	49						
902		2,884	-2,515	-1,413	0,017	0,014	14,94	0,57	0,84	0,067	1,2	-19	91	67	54						
1165		2,907	-2,850	0,576	0,026	0,017	15,28	0,70	1,32	-0,110	3,4	-263	123	103	70						
1105		2,920	1,615	-2,433	0,020	0,024	15,39	0,48	1,32	0,053	0,3	-89	-11	81	98						
755		2,934	-0,767	-2,832	0,011	0,010	15,14	0,52	1,10	0,017	0,5	33	114	42	38						
464		2,962	2,624	-1,374	0,015	0,012	14,77	0,40	1,42	-0,014	0,5	98	-76	59	47						
81		2,995	1,082	2,793	0,003	0,004	12,04	0,11	1,95	0,155	0,8	-28	77	13	15	56	CO				
835	IRS 16NE	3,026	2,835	1,058	0,007	0,005	8,91	0,30	2,15	0,008	6,0	95	-370	29	22	25	He,n				
664		3,028	-2,502	1,706	0,016	0,017	15,10	0,54	1,60	-0,029	439,4	107	-44	64	69						
91		3,032	-0,209	3,025	0,009	0,008	14,97	0,61	2,72	0,143	3,2	-251	-19	34	34						
91		3,034	-1,313	2,735	0,005	0,003	11,67	0,22	2,72	0,143	3,2	-251	-84	20	14	64	CO				
92		3,066	3,014	0,562	0,007	0,006	12,14	0,22	1,64	-0,037	0,2	122	11	28	26						

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	Δ	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r					
577		3.089	2.092	-2,273	0,012	14,99	0,52	1,28	0,014	0,6	-110	-25	47	62							
815		3.101	3,028	-0,671	0,029	15,08	0,55	1,14	0,032	21,36264,4	-5	158	119	137							
973		3.102	-0,409	3,075	0,027	15,37	0,79	1,86	-0,008	815,6	144	152	108	91							
563		3.104	3,062	-0,507	0,009	14,63	0,35	2,21	-0,083	6584,7	-96	136	35	21							
1131		3.108	2,290	2,102	0,029	15,56	0,66	1,66	-0,030	12,3	-328	54	117	91							
899		3.118	-3,091	0,410	0,015	15,36	0,62	1,87	-0,029	1,7	171	-72	61	98							
290		3.128	-0,001	3,128	0,005	13,57	0,33	2,51	0,084	1,1	465	-113	21	11							
65	IRS 16SE2	3.131	2,904	-1,172	0,006	12,02	0,18	2,25	-0,003	774,5	52	131	25	14	150						
415		3.143	-0,900	-3,012	0,008	14,37	0,39	1,47	0,028	0,6	-56	175	31	37							
13	IRS 33E	3.168	0,620	-3,107	0,005	10,11	0,13	2,05	0,009	0,5	175	0	18	17	40						
686		3.173	1,556	-2,766	0,017	14,90	0,46	1,47	0,061	0,8	134	134	68	44							
1285		3.176	3,164	-0,271	0,033	15,98	0,92	1,20	-0,113	238,9	-180	83	134	158							
140		3.190	3,190	0,038	0,008	12,75	0,22	1,90	0,129	0,2	11	-314	33	22	64						
44	IRS 33W	3.205	-0,400	-3,180	0,004	11,09	0,14	2,02	0,163	0,4	18	15	16	16	10						
281		3.210	1,902	-2,585	0,007	13,76	0,26	1,66	-0,006	0,4	-115	-34	27	32							
753		3.214	2,900	-1,385	0,041	15,11	1,19	1,74	-0,134	263217,8	-15	32	166	16							
76		3.222	-1,660	-2,761	0,007	12,00	0,17	1,73	0,016	0,3	183	-1	29	33							
3236		3.236	-1,514	2,860	0,008	13,91	0,34	2,03	-0,084	11,1	361	26	32	13							
1269		3.243	-0,949	3,101	0,009	15,69	0,69	1,20	-0,020	15,9	-49	-126	37	30							
328		3.258	-3,193	-0,650	0,009	13,86	0,28	2,21	-0,076	5,4	-100	230	38	9							
288		3.297	1,425	2,973	0,007	13,86	0,21	1,74	-0,061	1,3	-293	16	28	32							
1042		3.298	2,217	2,441	0,023	15,47	0,58	1,70	-0,074	12,1	-168	-445	91	59							
959		3.325	2,761	0,18	0,017	15,35	0,47	1,81	-0,085	21,3	-229	-296	73	65							
633		3.336	-3,302	0,472	0,008	15,03	0,46	2,04	0,033	1,8	31	64	30	83							
305		3.342	-1,436	-3,017	0,009	13,91	0,25	1,95	0,064	0,5	-1	106	35	43							
114		3.373	-2,672	-2,058	0,004	12,28	0,18	1,78	0,001	2,3	149	95	14	16							
318		3.379	0,392	-3,356	0,023	13,46	0,55	1,63	-0,173	0,5	-335	-375	89	128							
300		3.380	1,399	-3,077	0,009	13,78	0,24	1,50	0,061	0,5	37	103	36	31							
102		3.383	1,644	-2,957	0,005	12,48	0,16	1,90	0,002	0,3	-113	167	20	22							
652		3.388	-0,109	-3,386	0,035	14,80	0,74	1,23	0,072	2,7	6	-139	136	174							
25	IRS 13E1	3.401	-2,998	-1,606	0,005	10,67	0,17	1,85	0,015	0,7	-222	-38	19	11	25						
937		3.403	3,381	0,387	0,021	15,51	0,86	0,96	-0,328	3,0	-184	65	81	68							
278		3.403	2,925	-1,740	0,031	15,30	0,51	1,29	0,038	0,3	-344	8	125	111							
461		3.414	3,380	-0,482	0,008	13,79	0,25	1,61	0,103	0,2	-50	-75	33	38							
952		3.420	-2,930	-1,764	0,022	11,99	1,99	0,83	0,016	467,6	1172	-263	87	74							
330		3.421	2,410	2,428	0,019	15,39	0,59	1,77	-0,177	4,8	-39	-43	75	91							
984		3.422	-0,373	3,402	0,008	14,12	0,29	1,87	0,052	1,5	-54	-203	31	17							
208		3.437	-3,304	0,949	0,016	15,28	0,50	2,15	-0,003	0,9	124	237	62	65							
306		3.439	3,001	1,679	0,003	13,20	0,24	2,34	0,069	2,6	73	284	10	31							
203		3.443	-0,973	3,302	0,005	13,80	0,34	1,99	0,048	1,8	245	-162	18	12							
1167		3.445	-0,489	-3,410	0,014	13,31	0,31	1,80	-0,024	0,4	-198	327	56	109							
224		3.476	3,274	-1,167	0,045	15,61	0,56	1,39	-0,125	4,4	-149	415	63	53							
72		3.505	3,316	-1,138	0,008	11,89	0,17	1,72	0,147	1,2	92	112	182	98							
690		3.506	3,483	0,406	0,013	15,00	0,44	2,10	-0,042	0,9	-20	175	31	22							
547		3.508	2,940	-1,913	0,015	14,77	0,28	1,71	0,088	0,6	-82	104	58	36							
381		3.517	-3,446	-0,702	0,004	14,26	0,34	1,85	-0,013	0,9	-80	61	15	20							
566		3.526	3,433	-0,805	0,015	14,89	0,43	1,46	0,133	0,8	92	117	58	36							
269		3.532	1,481	3,206	0,005	13,74	0,20	1,84	0,025	0,5	78	121	41	25							
453		3.536	-1,070	-3,370	0,010	14,48	0,29	1,47	0,014	1,3	133	-24	41	42							
239		3.537	0,603	3,485	0,005	13,60	0,20	2,03	0,121	0,6	-30	-35	20	24							
77	IRS 13E4	3.537	-3,255	-1,384	0,004	11,70	0,26	2,55	-0,242	2,3	-313	79	16	22							
118	IRS 13E3	3.543	-3,257	-1,395	0,006	11,71	0,28	2,54	-0,072	2,1	25	29	25	29							
263		3.553	-3,231	1,478	0,005	13,64	0,39	2,21	-0,045	1,5	-145	-36	18	7							
601		3.565	1,261	-3,335	0,015	14,83	0,39	1,74	-0,144	0,9	-37	59	89	59							
302		3.584	-1,240	3,362	0,004	13,50	0,31	2,53	0,051	1,6	-191	-137	16	26							
51	IRS 21	3.603	2,357	-2,725	0,009	11,21	0,19	3,50	-0,094	0,5	-321	90	38	33							
994		3.604	-0,035	-3,604	0,015	15,49	0,59	0,96	-0,024	4,6	167	-43	61	85							
811		3.610	2,438	2,663	0,031	15,19	0,49	1,65	-0,002	0,3	91	84	125	113							

Zusammenfassung der Messwerte (Fortsetzung)

Stern	Name	$d_{S,gr-A}^*$	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]				Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r			
1195		3,615	1,508	-3,285	0,059	0,039	15,51	0,71	1,80	0,039	1,7	-81	151	235	154					
27	IRS 13E2	3,621	-3,193	-1,706	0,003	0,004	10,77	0,22	2,05	-0,039	0,8	-328	76	12	14					
571		3,637	-3,225	1,681	0,008	0,009	15,06	0,42	1,30	-0,066	29,4	-14	79	32	37					
853		3,697	-2,175	-2,990	0,013	0,014	15,28	0,59	1,55	-0,006	9,9	-138	110	53	58					
489		3,700	3,699	-0,095	0,024	0,016	14,66	0,39	1,47	0,024	1,0	-214	110	95	64					
262		3,713	3,541	1,119	0,011	0,010	13,65	0,34	1,65	0,107	0,2	-186	-128	44	40					
1125		3,728	-3,609	0,934	0,023	0,026	15,49	0,65	2,08	0,007	0,5	-193	-144	88	102					
529		3,730	3,459	1,397	0,007	0,007	14,38	0,51	2,49	-0,010	1,0	21	-287	27	28					
1091		3,739	3,418	-1,518	0,013	0,016	15,43	0,71	1,46	-0,081	1,3	-126	-77	51	63					
619		3,755	-2,407	2,881	0,007	0,014	14,48	0,39	3,02	-0,027	2,6	-159	-123	28	55					
780		3,755	-3,456	-1,469	0,014	0,029	14,60	1,02	1,90	-0,276	1,9	-240	335	56	116					
358		3,819	-2,820	2,576	0,004	0,004	13,91	0,27	2,76	0,035	32,1	-122	63	15	18					
310		3,826	-2,663	2,747	0,003	0,003	13,61	0,23	2,52	0,074	5,0	29	25	14	12					
69		3,831	-3,624	-1,242	0,004	0,004	12,02	0,19	2,00	0,132	0,2	87	133	-40	17	15	CO			
659		3,850	3,842	0,254	0,012	0,009	15,37	0,41	1,32	0,006	0,6	60	55	46	37					
523		3,874	3,036	2,406	0,037	0,027	14,82	0,42	1,70	-0,061	5,2	36	104	151	109					
232		3,887	-1,352	3,644	0,003	0,004	13,38	0,22	1,78	-0,009	1,4	179	196	11	16					
249		3,896	3,787	0,914	0,005	0,008	13,51	0,25	1,86	0,106	0,5	130	305	21	30					
482		3,931	3,706	1,309	0,016	0,034	14,71	0,56	2,49	0,141	0,7	-141	3	67	136					
845		3,941	-3,926	-0,344	0,022	0,014	15,46	0,56	1,91	-0,055	94,8	180	-184	87	56					
101		3,945	-2,792	-2,787	0,003	0,005	12,18	0,19	2,24	-0,008	0,9	-103	-109	12	20					
812		3,947	3,637	-1,533	0,008	0,017	15,38	0,36	1,06	0,018	0,5	8	213	32	69					
911		3,950	-1,984	3,415	0,011	0,034	15,30	0,66	1,87	0,034	143,9	-248	-39	45	136					
280		3,951	-0,312	-3,938	0,004	0,006	13,69	0,18	1,72	0,158	0,5	-50	239	16	25					
557		3,952	-0,948	3,837	0,011	0,009	14,80	0,47	1,43	-0,115	9,2	-299	55	54	34					
1048		3,952	3,912	-0,561	0,014	0,012	15,48	0,64	1,34	-0,169	1,6	-96	247	43	46					
1287		4,013	0,620	3,965	0,019	0,018	15,69	0,89	1,25	0,056	1,0	-102	-21	76	71					
210		4,028	4,012	-0,354	0,008	0,005	13,33	0,17	1,82	0,082	3,9	-234	-18	31	19					
982		4,036	1,462	-3,762	0,020	0,014	15,36	0,35	1,77	-0,004	2,6	-135	188	80	57					
714		4,043	-2,383	-3,267	0,027	0,021	15,02	0,32	1,77	0,037	12,0	-143	108	111	86					
407		4,047	2,400	3,259	0,019	0,026	13,69	0,27	0,88	0,118	1,2	62	74	78	105					
383		4,055	-4,055	-0,038	0,008	0,010	14,49	0,31	1,80	-0,011	0,8	-37	174	32	40					
255		4,056	2,404	3,266	0,008	0,009	13,62	0,19	0,95	0,105	1,4	58	70	31	35					
128		4,079	3,714	1,687	0,004	0,005	12,63	0,20	1,85	0,133	6,0	51	-92	16	20	14	CO			
444		4,087	-2,883	2,896	0,016	0,008	14,40	0,40	2,06	-0,061	145,2	-363	-122	64	33					
435		4,090	-0,812	4,008	0,010	0,006	14,28	0,30	1,79	0,079	3,2	28	63	42	23					
849		4,101	-2,015	-3,572	0,041	0,037	15,31	0,57	2,03	0,043	2,2	-147	-113	166	145					
501		4,109	3,833	-1,479	0,007	0,007	14,70	0,27	1,39	0,063	0,7	-87	54	26	26					
108		4,109	0,754	-4,039	0,004	0,004	12,24	0,15	1,91	0,015	5,2	-68	-134	17	14					
1060		4,119	3,059	2,758	0,027	0,030	15,39	0,50	1,83	-0,070	0,0	15	189	108	122					
609		4,120	0,785	-4,045	0,013	0,008	12,48	0,94	1,67	0,141	18,3	61	-141	51	31					
1231		4,123	4,089	-0,531	0,019	0,021	15,28	0,37	1,08	0,322	0,2	-16	-101	75	84					
1111		4,124	0,099	-4,123	0,011	0,033	15,68	0,46	1,54	-0,036	4,8	-158	-42	44	135					
869		4,129	3,198	2,612	0,026	0,019	15,33	0,36	1,43	-0,051	0,3	-224	97	104	77					
1135		4,151	-1,078	4,008	0,019	0,020	15,47	0,74	1,44	-0,000	6,5	210	-223	74	82					
165		4,157	4,155	0,129	0,009	0,004	13,06	0,19	1,67	0,108	3,8	107	19	35	18					
1103		4,160	-0,315	-4,148	0,038	0,025	15,52	0,80	1,40	0,059	50,0	-153	40	151	98					
96		4,170	-3,732	1,860	0,003	0,004	12,29	0,23	2,08	0,011	21,9	-217	-117	12	18					
1189		4,170	2,352	3,444	0,023	0,018	15,74	0,77	1,73	-0,183	30,9	25	-173	93	72					
1126		4,177	-0,739	-4,111	0,017	0,008	15,52	0,47	1,27	0,042	0,4	158	255	66	34					
1084		4,191	4,178	-0,331	0,012	0,025	14,40	1,38	2,72	-0,013	1536,7	795	120	48	101					
928		4,202	-0,990	-4,083	0,009	0,022	15,54	0,40	1,33	0,000	3,1	-133	20	34	91					
261		4,209	-3,253	2,671	0,005	0,004	13,50	0,30	1,74	0,097	42,2	63	-26	20	17					
204		4,217	-3,426	2,459	0,003	0,004	13,40	0,22	2,29	0,082	7531,7	-145	498	12	15					
157		4,226	3,243	-2,710	0,007	0,006	12,97	0,21	2,24	0,070	1,1	41	-144	28	25	64	CO			
1007		4,242	-2,841	-3,150	0,018	0,015	15,27	0,50	2,14	-0,080	19,6	-181	-75	74	62					
283		4,244	2,226	-3,613	0,007	0,006	13,78	0,20	1,98	0,077	0,5	-59	79	28	22	64	CO			
643		4,247	3,907	1,665	0,023	0,022	15,11	1,14	1,42	0,547	173,8	127	-303	89	88					
1233		4,255	-4,140	0,982	0,024	0,018	15,63	0,80	1,42	-0,062	3,6	-214	519	96	73					

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r				
459		4,262	-4,161	-0,922	0,006	0,007	14,58	0,40	2,26	-0,076	1,9	-151	189	25	30						
99		3,561	-2,373	0,004	0,003	11,75	0,34	2,50	0,015	3,3	-108	-369	18	14							
86		4,284	3,654	-2,236	0,003	11,73	0,26	2,40	0,134	4,5	353	376	13	15	22	CO					
796		4,303	2,266	3,658	0,020	0,030	15,17	0,53	1,82	-0,075	0,5	-41	81	119							
823		4,328	1,480	-4,068	0,022	0,012	15,33	0,36	1,93	-0,022	57,9	201	86	47							
433		4,335	2,429	-3,591	0,010	0,007	14,62	0,31	1,81	0,046	17,4	-180	39	29							
211		4,345	2,870	-3,262	0,005	0,007	13,51	0,21	2,27	0,089	0,6	-34	19	30	64	CO					
986		4,352	3,760	-2,191	0,025	0,035	15,68	0,89	1,76	-0,175	6,5	143	100	140							
1005		4,359	3,401	2,727	0,017	0,024	15,52	0,40	1,60	-0,046	3,4	33	68	95							
752		4,365	3,191	2,978	0,022	0,041	15,06	0,41	1,80	-0,057	0,2	-293	343	90	165						
824		4,373	-4,075	1,587	0,062	0,093	12,99	2,06	1,82	0,114	853,3	55	-55	251	375						
253		4,381	4,373	-0,266	0,007	0,008	13,73	0,25	1,82	0,114	0,6	24	28	30							
342		4,382	-0,919	-4,285	0,004	0,007	14,10	0,21	1,79	0,061	0,5	103	17	27							
241		4,406	4,399	0,254	0,004	0,009	13,62	0,27	1,42	0,041	2,0	-144	104	17	36						
361		4,413	-0,563	-4,377	0,009	0,008	14,18	0,25	1,68	0,077	11,7	-165	34	31							
702		4,432	4,206	1,399	0,021	0,019	15,16	0,49	1,50	0,039	0,4	-10	87	74							
764		4,436	-3,390	-2,861	0,039	0,036	15,20	0,42	4,67	-0,043	1932,8	49	-265	159	146						
73	IRS 34W	4,448	-4,132	1,646	0,004	0,004	11,35	0,57	4,67	-0,101	52,5	-97	17	17	30	He,n					
697		4,460	3,167	-3,140	0,019	0,019	15,29	0,59	2,11	-0,057	2,6	-360	74	75							
962		4,481	3,775	-2,414	0,037	0,035	14,44	1,78	2,11	-0,057	0,2	438	133	147	137						
1075		4,486	0,944	-4,385	0,004	0,015	15,68	0,62	1,92	-0,120	1,2	302	16	59							
1201		4,491	0,448	-4,469	0,016	0,014	15,67	0,36	1,41	0,051	0,6	-108	61	57							
350		4,495	-2,004	4,024	0,008	0,003	14,04	0,39	2,05	0,057	24,9	121	-63	33	13						
697		4,516	-4,393	1,048	0,024	0,024	15,11	0,72	2,05	0,057	55,8	41	517	95	95						
329		4,516	-2,183	-3,954	0,004	0,003	14,04	0,25	1,94	-0,011	1,1	67	38	17	12						
145		4,521	-4,341	-1,263	0,004	0,005	12,92	0,24	2,38	0,036	1,0	-85	-60	15	20						
1106		4,525	2,426	3,820	0,029	0,028	15,32	0,61	1,79	-0,028	1,3	-198	193	116	112						
149		4,536	2,904	3,485	0,005	0,007	12,95	0,16	2,28	-0,050	0,9	215	9	27							
347		4,541	2,619	-3,710	0,006	0,006	14,23	0,22	1,90	0,081	0,5	210	-145	25	25						
32	IRS 3	4,557	-2,450	3,843	0,005	0,001	10,75	0,18	5,23	-0,174	11,3	153	70	20	4						
378		4,560	-0,461	4,536	0,107	0,048	14,95	0,94	2,15	-0,562	6,0	202	-655	430	192						
365		4,569	-2,649	-3,723	0,008	0,013	13,97	0,24	2,29	0,054	29,4	178	217	35	52						
40	IRS 13W	4,593	-4,120	-2,030	0,002	0,006	10,99	0,23	3,27	0,146	2,4	-17	-13	9	22	17	CO				
1188		4,609	1,935	4,183	0,018	0,018	15,44	0,61	1,89	0,218	0,2	-56	-152	71	70						
403		4,631	-1,975	-4,189	0,017	0,017	14,46	0,28	1,89	0,072	1,9	65	69	67							
873		4,685	-4,680	0,219	0,018	0,026	15,26	0,48	2,31	-0,251	17,5	-73	70	102							
1206		4,694	4,689	0,211	0,018	0,014	15,59	0,88	0,89	0,88	32,5	255	108	73	57						
120		4,707	-4,422	-1,612	0,002	0,004	12,41	0,25	2,15	-0,040	164,7	-237	89	9	16						
307		4,711	-4,271	1,988	0,009	0,008	14,20	0,37	2,27	0,041	1,2	30	35	33							
1001		4,722	0,433	-4,702	0,020	0,032	15,71	0,43	1,69	-0,012	4,5	34	135	82	131						
710		4,735	3,993	2,544	0,014	0,021	15,17	0,35	1,58	0,024	0,8	-119	330	55	84						
827		4,752	1,139	-4,613	0,007	0,016	15,34	0,36	1,90	-0,005	8789,2	322	16	27	64						
343		4,762	1,299	4,582	0,009	0,011	13,70	0,45	1,66	0,147	3,6	-132	32	35	46						
285		4,775	0,095	-4,774	0,008	0,005	13,70	0,25	1,97	0,046	43,0	32	106	32	21						
775		4,784	-2,734	-3,926	0,048	0,025	15,18	0,62	1,90	-0,086	3,5	28	247	190	99						
142		4,791	-3,815	2,898	0,002	0,005	12,79	0,22	2,74	-0,037	8,3	-216	-127	7	19						
1260		4,827	4,746	0,882	0,014	0,005	15,39	0,88	0,79	0,88	80,0	162	-276	55	20						
739		4,828	4,527	1,677	0,026	0,027	15,25	0,61	1,56	0,006	2,5	-161	98	100	107						
679		4,835	4,578	-1,555	0,020	0,011	15,32	0,43	1,74	0,091	6,7	-71	81	44							
286		4,838	4,639	-1,376	0,004	0,006	14,07	0,17	1,74	0,091	2,1	66	-17	17	25						
638		4,841	4,393	-2,033	0,016	0,016	15,29	0,32	1,56	-0,090	0,5	-5	41	62	62						
598		4,876	-3,197	3,682	0,015	0,005	14,83	0,49	2,02	0,032	12,9	160	125	60	21						
161		4,896	1,424	4,684	0,004	0,005	12,84	0,26	2,29	0,212	2,1	-47	191	17	22	46	CO				
353		4,901	-0,911	4,815	0,010	0,013	14,02	0,35	0,70	0,074	3,6	144	63	41	60						
1234		4,929	4,174	-2,622	0,017	0,013	15,73	0,41	1,54	-0,073	49,1	-42	-17	65	52						
135		4,945	-1,446	-4,728	0,005	0,005	12,64	0,19	2,13	0,129	5,2	-132	153	20	20	64	CO				
259	IRS 7SE2	4,949	3,027	3,915	0,007	0,006	13,71	0,19	2,06	0,076	11,8	22	-56	28	22	70	He,b,WC				
1280		4,981	4,650	-1,786	0,024	0,020	15,90	0,80	2,41	-0,061	0,6	81	-170	96	76						
48		4,993	2,149	4,507	0,004	0,004	11,54	0,16	2,41	0,016	1,4	212	-78	17	16						

Zusammenfassung der Messwerte (Fortsetzung)

Stern	Name	$d_{S,gr,A}^*$	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]				Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r			
955		5,018	-2,433	-4,389	0,031	0,060	15,40	0,55	1,90	-0,025	6,3	-541	35	124	239					
991		5,029	1,045	-4,919	0,024	0,030	15,63	0,35	1,72	-0,035	4,3	-57	102	96	106					
1055		5,035	-3,974	-3,090	0,030	0,030	15,41	0,66	2,14	-0,044	3,2	-111	207	121	119					
344		5,047	-4,978	-4,831	0,007	0,005	14,06	0,25	2,77	0,072	2,3	-6	-60	56	27	19				
783		5,064	-4,870	-1,390	0,014	0,007	15,33	0,42	1,87	-0,001	0,6	-176	-78	27	19					
927		5,105	-2,616	-4,383	0,025	0,032	15,20	0,43	2,03	0,003	12,0	92	192	98	127					
188		5,113	-4,352	-2,683	0,003	0,006	13,20	0,23	2,33	0,006	1,9	-160	26	14	26					
874		5,114	3,468	-3,758	0,011	0,035	15,57	0,36	1,97	0,011	4,2	97	20	46	140					
308		5,117	1,850	-4,771	0,001	0,006	14,04	0,21	2,25	0,054	4,3	-118	-99	4	23					
186		5,127	2,835	4,272	0,005	0,005	13,29	0,21	2,91	0,069	1,1	29	197	21	22					
920		5,174	4,921	1,600	0,021	0,019	15,45	0,52	1,51	-0,150	2,4	-206	74	84	77					
701		5,188	3,200	-4,083	0,029	0,028	15,25	0,33	1,91	0,030	1,9	-142	-40	118	112					
34		5,193	-3,466	-3,868	0,004	0,004	11,16	0,33	3,37	-0,104	1314,7	-29	-1	17	14					
390		5,201	-4,457	2,681	0,007	0,008	14,45	0,33	1,59	0,043	19,9	124	119	28	31					
1017		5,209	-3,015	4,248	0,020	0,029	15,21	0,59	1,97	0,051	1,8	-83	-29	80	118					
1197		5,212	-4,776	2,087	0,038	0,017	15,80	0,67	2,17	-0,073	0,1	-314	237	154	70					
380		5,231	-1,772	-4,922	0,013	0,014	13,53	0,40	2,06	0,207	4,4	-105	82	52	56					
946		5,235	0,264	-5,228	0,024	0,007	15,32	0,34	1,62	0,035	1,4	-367	-168	96	29					
1130		5,253	4,641	-2,462	0,009	0,015	15,61	0,48	1,58	0,060	0,1	-73	56	33	60					
1289		5,271	-5,233	-0,632	0,023	0,032	15,77	0,64	1,92	-0,082	6,8	97	-0	90	125					
393		5,277	5,203	-0,879	0,012	0,008	14,55	0,27	1,65	0,060	1,4	-190	-272	46	33					
8	IRS 1W	5,283	5,251	0,380	0,007	0,009	9,59	0,20	2,57	-0,489	4,0	-100	216	29	37					
479		5,287	5,287	0,076	0,015	0,015	14,64	1,05	0,73	-0,304	1,2	118	67	61	59					
486		5,298	4,542	-2,727	0,010	0,013	14,81	0,33	1,72	0,086	1,4	159	-98	39	51					
661		5,305	4,878	2,085	0,020	0,021	15,24	0,36	1,81	-0,013	0,2	9	193	78	87					
516		5,308	-3,886	3,616	0,017	0,022	14,82	0,52	2,25	0,011	2,2	-195	76	67	90					
219		5,320	-1,929	-4,958	0,007	0,005	13,15	0,24	1,92	0,053	42,5	-167	-100	27	21					
39	IRS 20	5,323	-0,885	-5,249	0,003	0,005	10,79	0,18	2,12	0,161	1,1	302	114	10	22	4	CO			
925		5,324	-2,709	-4,583	0,034	0,043	15,23	0,39	1,86	0,069	71,0	-602	172	132	171					
685		5,332	-2,474	4,723	0,007	0,015	14,98	0,68	2,15	-0,025	12,1	18	-160	26	60					
5	IRS 6W	5,334	-5,273	0,804	0,004	0,005	9,64	0,23	2,15	-0,105	4,7	86	244	15	20					
872		5,335	-5,008	-1,838	0,069	0,075	16,17	1,12	1,76	0,001	170,4	-80	223	280	304					
564		5,339	1,039	-5,237	0,014	0,017	14,94	0,31	1,86	0,086	5,8	-94	74	55	68					
216		5,342	4,276	3,201	0,006	0,006	13,63	0,21	1,86	0,086	2,5	-93	-104	22	24					
146		5,355	2,757	4,591	0,006	0,004	12,93	0,17	2,20	-0,017	2,6	-44	-145	24	18					
798		5,380	-4,359	-3,154	0,018	0,018	15,38	0,45	2,11	-0,009	347,9	-309	-72	72	69					
595		5,399	-2,556	-4,755	0,026	0,033	14,96	0,36	1,93	0,073	15,3	-336	8	102	129					
781		5,431	-2,551	-4,795	0,012	0,016	15,25	0,33	1,77	-0,011	1,0	-180	-70	47	61					
495		5,440	4,776	-2,606	0,002	0,015	14,89	0,31	1,65	0,065	0,9	-59	64	8	59					
1074		5,458	-4,701	-2,773	0,020	0,024	15,50	0,69	2,17	0,038	0,9	-73	51	82	100					
776		5,461	-1,828	-5,146	0,042	0,025	15,50	0,75	-4,42	0,135	8,5	-97	-58	169	60					
1009		5,484	-4,922	-2,419	0,012	0,014	15,37	0,51	2,29	0,084	15,9	67	80	48	55					
660		5,505	0,676	-5,464	0,015	0,005	15,00	0,35	1,90	0,177	3,0	-167	100	63	21					
238		5,506	-5,281	-1,560	0,003	0,004	13,38	0,24	2,79	0,068	0,9	117	217	10	16					
933		5,507	3,943	-3,845	0,024	0,036	15,39	0,31	1,47	0,014	74,3	187	-115	98	147					
655		5,510	-4,430	-3,275	0,048	0,033	15,10	0,41	2,39	0,086	61,3	298	70	199	132					
901		5,529	5,206	-1,863	0,022	0,017	15,52	0,38	1,73	-0,012	0,9	26	-99	88	68					
726		5,536	3,576	4,226	0,031	0,030	15,30	0,49	1,98	-0,008	1,4	-73	-10	124	120					
1026		5,537	-1,764	5,248	0,026	0,014	15,47	0,57	1,52	0,038	1,1	5	-21	104	57					
193		5,538	-0,516	-5,514	0,007	0,004	13,05	0,21	1,62	0,197	0,4	-219	189	29	15					
1	IRS 7	5,572	-0,021	5,572	0,002	0,005	6,45	0,19	0,98	-0,063	3,8	-59	-142	7	19	17	CO			
424		5,572	5,487	0,971	0,004	0,005	13,92	0,58	0,98	-0,063	0,7	-60	156	17	18					
678		5,601	-1,110	2,294	0,021	0,013	15,00	0,55	2,88	-0,025	174,3	99	342	86	52					
543		5,620	-4,278	3,643	0,021	0,013	15,05	0,49	2,88	-0,089	1,1	-235	45	87	53					
970		5,620	5,168	-2,207	0,018	0,019	15,45	0,55	1,86	0,007	1,1	-124	-278	70	74					
1265		5,627	-1,410	-5,447	0,017	0,040	15,70	0,66	1,08	0,019	1,9	-184	56	69	162					
778		5,636	5,520	-1,137	0,022	0,017	15,35	0,44	1,71	0,018	0,7	-184	-323	88	69					
1028		5,641	4,828	-2,916	0,006	0,012	15,20	0,46	1,33	0,004	0,8	-118	-10	25	47					
150		5,642	5,606	0,640	0,013	0,008	12,55	0,34	1,68	-0,101	0,4	-12	61	50	30					

Stern	Name	d_{Sgr-A}^*	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r				
268		5,648	5,612	0,638	0,012	0,008	12,55	0,35	1,68	0,089	0,3	19	47	48	30						
709		5,654	4,756	3,058	0,024	0,023	15,13	0,46	1,58	0,006	0,3	68	-85	97	93						
785		5,655	0,433	-5,638	0,005	0,011	15,05	0,36			0,3	-100	350	21	44						
510		5,665	5,470	1,472	0,010	0,011	14,62	0,29	1,47	-0,008	0,3	194	-41	38	44						
357		5,682	4,367	3,635	0,008	0,008	14,30	0,29	1,76	0,053	1,3	-148	-7	34	34						
817		5,689	-3,869	4,171	0,021	0,019	15,24	0,73	2,21	-0,038	0,3	-383	-38	81	80						
314		5,694	4,172	3,875	0,007	0,016	14,27	0,23	1,72	0,091	2,5	124	-93	28	64						
1223		5,695	3,021	4,828	0,033	0,020	15,65	0,66	1,68	0,073	0,1	884	533	132	81						
521		5,697	-4,115	-3,940	0,017	0,014	14,43	0,41	2,00	0,213	3047,0	-343	101	68	56						
1022		5,702	4,993	2,754	0,023	0,031	15,52	0,60	1,59	-0,020	5,1	39	-9	91	125						
987		5,733	-1,139	5,619	0,024	0,056	14,94	0,72	1,39	0,102	0,4	-102	-307	97	225						
1229		5,733	3,948	4,158	0,030	0,042	15,67	0,82	1,79	-0,055	0,3	218	-102	120	168						
1208		5,735	4,930	2,930	0,020	0,020	15,56	0,63	1,33	-0,077	10,3	41	-105	79	82						
651		5,736	-2,787	-5,013	0,048	0,031	14,98	0,29	1,81	0,060	2,2	-32	105	193	124						
1238		5,740	-5,714	-0,554	0,026	0,031	15,57	0,59	2,12	-0,056	11,2	70	26	105	125						
676		5,741	-5,741	-0,037	0,011	0,007	14,97	0,49	2,21	-0,117	1,8	55	135	44	27						
47		5,743	4,616	-3,417	0,003	0,003	11,64	0,16	1,75	0,006	1,7	-235	-120	12	13						
1020		5,745	5,649	-1,047	0,063	0,041	15,47	0,41	1,59	0,060	0,6	247	-4	247	164						
621		5,749	-2,526	5,165	0,010	0,006	14,71	0,60	2,29	0,007	135,1	-35	-177	40	22						
1123		5,769	2,576	5,162	0,043	0,040	15,36	0,62	1,86	-0,040	1,7	119	-310	172	159						
201		5,769	-1,717	5,508	0,005	0,005	13,22	0,22			16,8	-124	-52	21	19						
801		5,781	2,277	5,314	0,021	0,020	15,23	0,63	1,74	0,044	147,8	-35	-38	87	78						
498		5,866	0,456	-5,849	0,004	0,007	14,57	0,34	2,13	0,073	6,2	9	214	18	27						
333		5,878	5,788	0,064	0,006	0,007	12,38	0,22	1,67	-0,048	3,1	-36	250	54	38						
1273		5,796	-3,838	4,344	0,041	0,026	15,69	0,64	2,08	-0,127	0,1	18	-340	166	104						
152		5,798	3,188	-4,843	0,005	0,007	12,63	0,22	1,87	0,002	0,3	-85	-166	19	27						
155		5,798	-5,660	-1,260	0,002	0,004	12,89	0,22	2,46	-0,006	3,2	126	56	10	15						
324		5,802	3,042	-4,940	0,007	0,007	13,92	0,32	1,53	-0,057	0,8	-301	31	27	28						
1051		5,838	-1,195	5,715	0,012	0,012	15,17	0,63			0,9	-30	41	49	29						
498		5,866	0,456	-5,849	0,004	0,007	14,57	0,34	2,13	0,073	6,2	9	214	18	27						
333		5,868	-4,241	-4,055	0,014	0,010	13,94	0,30	-95	11	40,7	-95	11	54	38						
446		5,872	-0,560	-5,845	0,002	0,009	14,53	0,46	1,59	0,054	721,3	175	12	6	35						
830		5,877	5,637	-1,661	0,025	0,029	15,42	0,50	1,97	-0,081	9,2	-41	134	101	117						
1032		5,883	4,368	3,941	0,038	0,034	15,68	0,48	1,97	0,081	2,4	-28	-123	155	137						
1148		5,887	-5,831	-0,809	0,020	0,019	15,48	0,62	2,33	-0,096	0,8	-119	-44	77	76						
1019		5,888	4,655	-3,605	0,043	0,066	15,21	1,37	-1,78	-0,057	0,9	-66	6	170	265						
964		5,890	3,952	-4,367	0,024	0,025	15,43	0,46	1,82	-0,057	0,1	46	42	96	103						
422		5,896	-0,911	-5,825	0,005	0,010	14,25	0,29	1,07	-0,205	3,0	-109	222	21	42						
487		5,900	5,883	0,441	0,013	0,007	14,56	0,63	1,79	0,090	1,5	-297	-160	51	28						
683		5,910	1,072	5,812	0,042	0,083	14,44	0,87	1,07	-0,205	4,5	457	-158	167	343						
864		5,913	-5,426	2,350	0,012	0,015	15,31	0,67	2,40	-0,054	0,7	8	-167	49	59						
1210		5,916	5,554	-2,037	0,024	0,028	15,82	0,67	2,40	0,027	4,8	151	-136	95	110						
136		5,927	4,952	-3,257	0,005	0,003	13,03	0,19	1,64	0,027	4,8	151	-136	95	110						
178		5,937	4,445	-3,936	0,004	0,006	13,37	0,16	1,79	0,090	2,8	-35	-10	21	11						
562		5,952	-2,970	-5,158	0,022	0,037	15,22	0,34	1,20	0,075	2,6	-96	117	16	22						
16		5,952	-3,708	-4,656	0,003	0,003	10,44	0,20	1,73	-0,026	1,1	26	-20	85	150						
538		5,975	-4,704	3,684	0,015	0,017	14,90	0,46	2,72	0,161	6,2	-170	-167	13	14		CO				
243		6,008	-3,287	5,029	0,005	0,006	13,43	0,21	2,25	0,117	1,8	-124	-86	62	68						
895		6,009	1,685	-5,768	0,002	0,022	15,21	0,47	2,25	0,117	3,4	89	-68	19	24						
1290		6,015	5,746	1,777	0,027	0,024	14,58	0,79	1,52	-0,045	0,5	-33	-131	7	88						
414		6,023	-6,006	-0,460	0,012	0,003	14,58	0,34	2,52	0,042	0,3	-12	4	106	89						
396		6,029	-6,029	0,022	0,004	0,004	14,37	0,36	1,62	0,012	1,0	-33	-70	49	11						
847		6,029	-3,699	4,761	0,020	0,033	15,47	0,57	2,26	0,011	0,9	60	-42	15	17						
1145		6,033	-6,033	0,019	0,013	0,005	14,54	0,50	1,73	-0,003	3,9	-160	341	81	132						
524		6,043	0,002	-6,043	0,013	0,010	14,14	0,72	2,09		3,8	93	-46	54	19						
425		6,051	6,026	-0,549	0,010	0,010	14,57	0,24	1,67	0,079	0,7	-173	-219	53	38						
1078		6,058	-0,789	-6,007	0,044	0,020	15,31	0,56	1,30	-0,197	0,6	95	69	177	81						
898		6,069	-4,180	-4,400	0,013	0,028	15,21	0,83	1,30	-0,197	16,1	-190	297	51	114						
841		6,086	5,505	2,594	0,022	0,028	15,22	0,51	1,28	-0,134	6,2	-114	-117	87	114						
799		6,088	6,077	-0,358	0,010	0,021	15,23	0,41	1,34	0,067	0,9	86	-58	41	83						

Zusammenfassung der Messwerte (Fortsetzung)

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r				
979		6.103	5,516	-2,612	0,018	0,024	15,54	0,36	1,79	-0,043	0,2	10	-80	70	96						
749		6.104	2,711	5,469	0,026	0,031	15,30	0,42	1,86	0,030	0,1	-22	106	123							
52		6.112	-0,203	-6,109	0,005	0,004	11,25	0,19			1,4	-84	21	18	35		CO				
748		6.114	-4,966	3,566	0,034	0,009	15,32	0,46	1,98	-0,007	0,7	259	153	10							
1249		6.118	-5,840	1,824	0,091	0,099	15,41	0,50	1,89	-0,036	20,5	-131	369	398							
917		6.126	4,667	3,968	0,030	0,028	15,38	0,53	1,61	0,002	0,8	376	119	112							
1003		6.141	-5,283	3,132	0,037	0,060	15,48	0,63	2,35	-0,044	0,8	272	147	239							
373		6.143	-0,176	-6,141	0,016	0,015	11,69	1,22			37,5	31	65	62							
677		6.146	4,914	-3,692	0,024	0,030	15,30	0,45	1,11	-0,090	2,0	-153	97	119							
1247		6.151	-4,115	-4,115	0,022	0,038	15,88	0,72	1,19	-0,035	2,8	-400	88	152							
692		6.152	-5,889	1,781	0,021	0,025	15,22	0,42	2,08	-0,096	0,3	-72	84	103							
1258		6.158	5,666	2,413	0,052	0,028	15,86	1,26	1,49	-0,096	0,9	301	209	111							
387		6.165	-6,078	-1,036	0,005	0,006	14,25	0,29	2,28	0,065	0,8	-135	21	26							
579		6.165	-3,278	-5,222	0,023	0,023	15,02	0,35	1,88	-0,018	27,8	-132	332	90	90						
110		6.169	5,751	2,232	0,003	0,003	12,56	0,20	1,97	0,126	25,2	45	-182	13	13						
885		6.182	-5,525	2,773	0,051	0,044	15,50	0,46	2,05	-0,027	109,9	-330	204	177							
277		6.184	0,749	-6,139	0,010	0,003	13,64	0,21			745,5	-148	41	12							
1171		6.185	4,298	4,447	0,033	0,035	15,61	0,82	1,74	-0,148	0,1	-280	129	140							
394		6.186	5,040	3,587	0,010	0,007	14,53	0,29	1,31	0,071	6,5	143	31	38	28						
689		6.192	-4,048	-4,685	0,085	0,136	14,96	0,99			2,9	-302	242	338	555						
1209		6.194	6,138	0,826	0,010	0,017	15,36	0,56	1,37		1,8	-53	427	39	70						
68		6.213	5,403	3,068	0,003	0,003	12,08	0,19	1,73	0,006	12,9	100	-260	13	12						
886		6.226	1,440	6,057	0,024	0,025	15,29	0,70	0,89	0,048	4,3	825	97	97							
106		6.226	4,074	-4,708	0,004	0,003	12,33	0,27	1,88	0,116	5,2	-92	85	12	59		CO				
578		6.240	-4,041	4,754	0,015	0,016	15,27	0,62	1,59	0,031	453,3	-171	269	37	39						
312		6.250	-2,113	-5,882	0,009	0,010	13,84	0,24			0,7	184	51	76							
494		6.262	5,721	-2,548	0,013	0,019	14,92	0,27	2,00	0,038	4,4	-57	-200	18	45						
335		6.272	2,497	-5,754	0,004	0,011	14,28	0,38			4,4	-46	-122	120	97						
492		6.272	-2,336	-5,821	0,030	0,024	14,61	0,25			1,3	46	120	97							
158		6.283	-3,054	5,490	0,005	0,002	12,83	0,20	2,17	0,125	15,8	-131	-39	21	8		CO				
1039		6.291	1,547	-6,098	0,060	0,077	15,84	0,80			6,3	216	-102	238	309						
87		6.291	-4,938	-3,898	0,004	0,004	12,22	0,22	2,29	0,160	588,5	-127	16	16							
6.292		6.292	-2,644	5,710	0,020	0,016	14,88	0,60	2,03	-0,070	1,1	-130	54	65							
6.297		6.297	-4,918	-3,932	0,037	0,028	13,43	1,66	1,09		455,2	-148	-405	153	114						
74	IRS 9NW	6.304	2,847	-5,624	0,001	0,004	12,05	0,20	1,90	-0,203	0,3	142	6	18	25		He,b				
1263		6.307	0,994	6,228	0,073	0,075	14,93	0,96			4,8	178	81	290	295						
1193		6.317	-4,609	-4,320	0,023	0,024	15,52	0,52	1,55	0,036	12,2	-111	91	97							
1138		6.331	-4,717	4,222	0,035	0,017	15,39	0,80	1,99	-0,049	1,6	98	142	68							
644		6.339	-1,317	6,201	0,010	0,005	14,55	0,46	1,03	0,067	1,2	-259	39	20							
957		6.342	-6,289	0,815	0,022	0,026	15,54	0,50	2,09	-0,005	1,0	-169	85	103							
800		6.347	5,916	-2,298	0,016	0,024	15,37	0,29	1,64	0,003	14,7	-17	-304	63	96						
478		6.355	6,303	0,811	0,011	0,008	14,86	0,49	0,84	-0,119	7,9	-148	-49	41	31						
89		6.356	6,185	-1,463	0,002	0,006	12,37	0,16	1,57	0,132	0,7	66	79	8	24						
37		6.359	6,355	0,234	0,003	0,005	11,18	0,18	1,79	0,025	1,0	-117	145	13	22						
773		6.365	5,951	2,257	0,018	0,092	15,28	0,50	2,43		0,2	21	-267	73	372						
1157		6.366	2,487	5,860	0,042	0,042	15,44	0,84	2,38	-0,055	1,7	112	-81	168	169						
767		6.367	5,100	3,812	0,014	0,021	15,33	0,37	1,47	0,057	47,5	81	153	55	87						
667		6.377	-2,915	5,671	0,008	0,012	15,07	0,56	1,75	-0,027	1,7	163	33	48							
1056		6.382	4,866	-4,130	0,018	0,015	15,45	0,44	1,35	-0,031	0,6	28	72	62							
968		6.385	0,855	6,327	0,095	0,037	14,80	0,91	1,99	-0,062	1,6	391	366	144							
828		6.388	0,063	-6,387	0,012	0,028	15,11	0,76			0,8	43	32	46	108						
327		6.397	-2,891	-5,706	0,010	0,014	14,13	0,26			1,4	19	-274	39	56						
1194		6.398	6,352	0,767	0,023	0,022	15,66	0,48	1,57	-0,027	0,1	-39	90	89							
537		6.403	-5,890	-2,512	0,006	0,013	14,80	0,34	2,06	-0,062	1,0	-238	23	24	54						
648		6.408	5,612	3,093	0,011	0,052	15,07	0,71			0,8	221	-313	44	211						
64	IRS 7W	6.418	-4,049	4,980	0,002	0,004	12,02	0,17	2,12	-0,003	12,8	-12	-96	10	18	30		He,b			
147		6.425	-6,122	-1,950	0,001	0,003	12,74	0,22	2,19	-0,001	1,4	-109	254	5	11						
906		6.432	-6,418	0,431	0,036	0,020	15,47	0,68	2,24	-0,087	2,9	-300	138	78							
859		6.443	-3,145	-5,623	0,027	0,018	15,40	0,62			0,9	-46	109	74							

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r				
1015		6,445	4,993	4,075	0,023	0,024	15,56	0,73	1,56	-0,064	0,1	-124	88	92	95						
469		6,465	-6,032	-2,326	0,009	0,005	14,68	0,42	2,20	-0,029	4,8	148	-112	36	18						
822		6,468	5,420	-3,530	0,021	0,014	15,49	0,33	1,42	0,012	1,7	106	-125	87	56						
1082		6,469	5,042	-4,053	0,020	0,019	15,68	0,49	1,44	-0,044	0,3	-261	-163	80	75						
1237		6,487	6,189	-1,943	0,028	0,047	15,75	0,47	1,35	-0,044	1,5	-38	-99	114	191						
254		6,488	-4,511	4,663	0,007	0,006	13,74	0,24	1,81	0,062	1,2	66	-126	29	24						
590		6,490	-0,082	-6,490	0,021	0,020	14,89	0,53	1,81	0,062	0,4	3	92	86	78						
437		6,507	3,020	-5,764	0,019	0,039	14,83	1,05	1,61	-0,795	12,1	4	-161	75	157						
1259		6,507	4,001	5,132	0,041	0,051	15,97	0,66	1,61	-0,795	12,1	4	-161	75	157						
276		6,516	4,497	4,715	0,007	0,006	13,97	0,22	1,79	0,053	48,2	44	63	30	25						
1041		6,526	-5,161	3,994	0,011	0,031	15,44	0,78	1,93	-0,034	1,9	40	-41	45	125						
404		6,529	0,269	-6,524	0,011	0,005	14,27	0,26	1,83	-0,034	3,5	-24	-41	45	19						
192		6,536	-2,528	6,028	0,004	0,003	13,13	0,20	2,17	-0,021	4,2	186	12	16	13						
938		6,548	-6,360	1,561	0,020	0,027	15,46	0,63	2,32	-0,024	0,6	174	-80	80	109						
169		6,551	3,218	-5,706	0,006	0,005	13,10	0,21	2,17	-0,024	0,6	174	-80	80	109						
935		6,563	3,529	-5,533	0,035	0,038	15,60	0,82	1,69	0,267	7,5	-390	-192	141	150						
1149		6,567	-6,396	-1,488	0,006	0,025	15,63	0,57	1,75	-0,037	3,6	-166	158	25	101						
409		6,571	3,191	5,744	0,023	0,034	15,55	0,65	1,55	-0,028	87,7	271	-36	90	136						
338		6,575	-3,060	-5,820	0,013	0,011	14,12	0,30	1,55	-0,028	2166,6	-32	-70	51	44						
985		6,578	-6,507	-0,968	0,015	0,016	15,39	0,49	2,11	-0,051	139,8	44	-193	62	63						
43		6,587	1,822	-6,330	0,006	0,004	11,10	0,20	1,00	-0,198	1,4	196	88	24	15						
808		6,596	6,157	-2,365	0,014	0,016	15,51	0,45	1,69	-0,022	0,1	-200	-16	57	62						
1161		6,605	5,799	3,161	0,008	0,054	15,86	0,56	1,32	0,007	0,1	-184	-4	363	220						
409		6,620	-5,790	-3,210	0,009	0,012	13,85	0,63	1,77	0,381	0,9	104	-163	31	46						
1179		6,621	5,609	-3,518	0,019	0,031	15,74	0,35	1,49	0,031	4,0	138	42	79	125						
716		6,624	-4,273	-5,061	0,032	0,023	15,15	0,41	1,65	-0,079	58,0	-40	203	126	94						
1115		6,631	-6,345	-1,925	0,045	0,048	14,98	0,71	1,00	-0,198	1,7	-540	-196	176	192						
247		6,632	0,949	-4,563	0,009	0,005	13,42	0,21	1,00	-0,198	0,7	-81	81	35	22						
163		6,639	4,994	4,976	0,003	0,006	12,92	0,25	2,45	-0,051	2,9	209	-46	10	23		He,b				
244		6,652	5,064	4,314	0,003	0,005	13,82	0,23	1,62	0,075	6,0	-221	76	13	19						
207		6,653	-4,777	-4,631	0,026	0,016	13,46	0,26	2,15	0,080	2,6	91	146	104	63						
1230		6,664	-6,572	-1,102	0,035	0,030	15,52	0,56	2,03	0,022	430,1	-75	-38	141	124						
905		6,666	6,023	2,856	0,018	0,017	15,43	0,52	1,66	0,013	0,4	88	-98	72	67						
704		6,668	-6,339	2,070	0,039	0,014	15,27	0,59	1,96	-0,110	11,6	91	305	157	58		CO				
67		6,671	-1,714	-6,447	0,004	0,006	11,71	0,21	1,59	-0,019	0,9	-322	200	17	24		64				
319		6,696	1,564	6,511	0,010	0,009	14,10	0,32	1,72	0,010	0,9	-208	116	40	38						
568		6,697	5,876	-3,213	0,009	0,011	15,04	0,32	1,72	0,010	1,0	59	-188	35	45						
299		6,702	6,683	-0,503	0,004	0,007	13,97	0,27	1,47	-0,169	1,1	71	146	18	27						
476		6,703	2,972	6,008	0,017	0,023	14,91	0,47	1,86	0,027	69,2	106	-42	68	95						
467		6,703	5,643	3,619	0,018	0,028	13,89	0,41	1,81	0,232	1,3	166	-120	73	111						
88		6,713	-5,942	-3,123	0,004	0,004	12,00	0,22	2,57	0,062	2,3	156	9	16	18						
1241		6,714	6,335	-2,223	0,017	0,022	15,68	0,45	1,82	-0,070	1,2	41	-113	67	88						
953		6,731	1,391	6,585	0,033	0,043	15,37	0,66	1,71	-0,048	0,7	166	-16	130	176						
1211		6,734	5,385	4,042	0,024	0,031	15,66	0,71	1,84	-0,072	11,1	329	11	95	122						
260		6,748	1,996	-6,446	0,041	0,039	14,27	1,10	1,84	-0,072	0,6	217	-181	166	158						
1018		6,763	6,151	-2,810	0,013	0,023	15,69	0,40	1,68	-0,024	8,9	-161	-207	53	92						
977		6,784	5,306	-4,226	0,031	0,033	15,75	0,40	1,39	0,040	1,3	-5	424	125	130						
439		6,790	-2,818	-6,178	0,010	0,014	14,18	0,36	2,68	0,049	3,2	-117	162	40	55						
418		6,796	-6,510	1,952	0,013	0,016	14,33	0,38	2,68	0,049	3,0	148	75	52	66						
490		6,803	6,664	1,368	0,012	0,013	14,74	0,48	0,94	-0,104	12,8	169	58	49	51						
635		6,803	-0,089	6,803	0,028	0,035	15,09	0,85	1,46	-0,153	2,4	-86	49	111	140						
592		6,808	5,272	4,307	0,015	0,023	15,05	0,50	2,17	0,032	20,8	-220	140	60	95						
80		6,810	-3,977	-5,529	0,004	0,004	12,09	0,23	1,13,2	-0,024	8,9	-161	-207	53	92						
236		6,813	-5,792	3,588	0,007	0,006	13,57	0,22	2,23	0,030	4,6	-36	-8	16	16						
443		6,816	-6,791	0,581	0,008	0,002	14,61	0,34	1,91	-0,063	0,2	-139	-256	33	7						
934		6,839	6,544	-1,989	0,017	0,025	15,53	0,39	1,76	-0,019	0,7	4	82	66	101						
940		6,855	-3,365	5,972	0,065	0,046	15,02	0,64	2,09	-0,036	11,1	23	-59	265	186						
54		6,856	4,314	5,328	0,003	0,005	11,88	0,17	2,00	0,134	7,0	-18	-21	12	19		CO				
1150		6,868	5,849	-3,600	0,027	0,028	15,85	0,48	1,52	-0,061	8,5	-456	-135	109	109						

Zusammenfassung der Messwerte (Fortsetzung)

Stern	Name	$d_{S,gr-A}^*$	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r				
205		6,874	5,173	-4,527	0,006	0,006	13,66	0,27	1,79	0,083	14,1	-106	-35	23	22						
483		6,877	-3,846	-5,701	0,101	0,092	15,42	0,61	0,79	0,050	0,6	-456	-107	409	372						
763		6,881	-6,137	-3,113	0,029	0,084	13,82	1,50	0,79	0,050	727,8	52	191	113	340						
1212		6,884	-6,445	-2,421	0,012	0,020	15,68	0,60	2,12	-0,067	100,2	-212	-142	48	80						
731		6,906	-6,705	1,655	0,020	0,020	15,24	0,54	1,69	0,050	0,5	81	48	81	79						
251		6,908	5,087	4,673	0,005	0,006	13,79	0,23	1,71	0,102	2,7	64	-85	22	24						
429		6,908	6,670	1,798	0,011	0,023	14,85	0,77	1,85	-0,272	374,4	36	23	44	88						
282		6,920	0,892	-6,862	0,008	0,005	13,70	0,21	1,85	-0,272	2,0	-49	132	31	20						
341		6,928	5,027	-4,767	0,009	0,009	14,16	0,22	1,71	0,091	4,6	4	43	35	34						
893		6,930	6,927	-0,179	0,009	0,007	11,16	0,72	2,12	0,211	4,5	10	-139	36	27						
531		6,935	4,415	-5,348	0,008	0,014	15,27	0,36	1,46	-0,211	14,0	-153	-140	32	59						
931		6,937	6,711	-1,757	0,014	0,013	14,95	0,36	1,78	0,035	9,8	-153	1	57	52						
1236		6,940	-0,109	-6,939	0,018	0,025	15,49	0,67	1,77	-0,033	0,9	-47	-80	69	101						
915		6,940	-6,602	-2,138	0,029	0,030	15,40	0,50	1,77	-0,033	1,1	138	30	116	122						
26		6,944	6,942	-0,181	0,003	0,004	10,99	0,18	2,29	0,154	3,5	24	-179	32	13	16	CO				
104		6,945	2,999	6,264	0,005	0,005	12,33	0,20	2,19	0,128	5,3	184	131	20	22	64	CO				
22		6,945	6,884	0,917	0,003	0,003	10,73	0,21	2,14	0,155	13,6	102	-143	33	12	12	CO				
452		6,955	4,222	5,527	0,020	0,034	14,95	0,44	1,73	-0,060	0,6	253	-41	80	140						
1228		6,963	6,004	3,526	0,031	0,053	15,55	0,80	2,15	-0,092	0,3	146	76	124	214						
942		6,967	-3,936	-5,749	0,077	0,039	15,39	0,94	2,47	0,062	0,7	116	52	311	159						
819		6,968	5,849	3,787	0,026	0,025	15,42	0,42	1,68	0,008	6,5	-82	33	105	99						
943		6,968	2,500	-6,504	0,015	0,008	15,45	0,41	2,22	0,123	4,7	-172	-12	99	33						
1093		6,969	-4,769	5,082	0,019	0,021	14,93	0,47	2,22	0,123	21,2	-156	156	75	82						
717		6,972	-1,956	6,693	0,018	0,020	14,93	0,51	1,63	0,090	2,1	-386	86	74	80						
630		6,976	-1,950	6,698	0,020	0,026	14,90	0,47	1,66	-0,037	15,4	282	-569	79	103						
533		6,977	-6,438	-2,691	0,009	0,004	14,78	0,42	2,03	0,062	0,7	-130	-27	35	17						
1221		6,986	3,602	-5,986	0,030	0,031	15,70	0,52	2,47	0,062	2,8	-23	108	121	124						
1168		6,986	-5,459	-4,376	0,042	0,019	15,42	0,53	1,83	-0,036	464,9	-100	-172	161	75						
321		7,000	6,478	-2,652	0,005	0,007	14,14	0,26	1,74	-0,033	0,6	-128	-215	19	26						
561		7,003	-4,791	5,108	0,018	0,020	14,77	0,56	2,38	-0,045	1,6	-301	175	72	79						
1101		7,006	-6,773	-1,791	0,021	0,018	15,45	0,46	1,89	0,064	3,2	-78	-52	83	70						
1127		7,009	-6,004	3,617	0,021	0,050	15,62	0,83	2,47	0,062	0,3	32	-222	85	203						
1226		7,016	-1,563	-6,840	0,030	0,048	15,32	0,74	2,47	0,062	4,8	-173	-279	119	196						
352		7,020	5,038	4,889	0,008	0,006	14,41	0,31	1,74	0,085	6,3	-212	-188	31	23						
402		7,031	-6,474	2,745	0,012	0,009	14,53	0,21	2,14	0,019	0,6	-23	-134	50	37						
916		7,032	-1,204	-6,928	0,020	0,014	15,21	0,36	2,04	-0,047	49,4	-140	-77	80	56						
1029		7,034	-6,330	3,066	0,021	0,031	15,46	0,56	2,04	-0,047	13,7	151	-129	86	127						
999		7,041	-7,022	-0,511	0,025	0,038	15,53	0,57	1,89	-0,010	9,3	-99	79	100	151						
388		7,056	3,209	6,284	0,012	0,007	14,15	0,28	1,89	-0,010	2,1	-29	-146	49	27						
113		7,057	-5,974	-3,757	0,007	0,005	12,52	0,19	2,27	0,119	9,3	-90	50	26	21						
544		7,064	-2,382	-6,651	0,024	0,017	14,76	0,63	2,27	0,119	59,8	-235	253	97	65						
720		7,080	-6,236	3,352	0,019	0,012	15,31	0,51	1,95	-0,016	4,5	-2	-349	73	48						
879		7,088	-3,732	6,026	0,008	0,022	15,35	0,75	1,81	0,012	5,5	-67	-78	31	90						
287		7,091	1,212	6,987	0,012	0,008	13,80	0,38	1,29	0,007	1,6	-144	-97	47	33						
1147		7,096	6,647	-2,485	0,026	0,026	15,70	0,50	1,78	0,004	22,9	11	12	101	105						
1200		7,105	-4,019	5,859	0,016	0,045	15,49	0,63	2,24	-0,076	2,3	-45	357	65	182						
448		7,114	7,056	-0,910	0,010	0,008	14,40	0,29	1,60	-0,134	0,6	-59	-113	42	33						
1070		7,121	-4,251	5,713	0,036	0,026	15,40	0,63	2,09	-0,034	0,3	282	183	142	107						
427		7,130	-6,684	-2,482	0,010	0,009	14,44	0,28	2,36	0,073	2,3	59	66	41	34						
1141		7,131	3,402	6,268	0,024	0,035	15,44	0,70	1,53	-0,071	0,1	541	186	97	144						
759		7,132	6,370	-3,208	0,021	0,024	15,46	0,32	1,48	0,040	2,5	-348	-8	83	96						
766		7,134	-7,017	1,285	0,010	0,017	15,27	0,52	2,28	-0,014	44,9	-93	-111	41	66						
1184		7,135	5,250	-4,831	0,018	0,069	15,79	0,76	1,42	-0,183	0,2	-187	-111	75	276						
826		7,140	6,450	-3,062	0,017	0,016	15,40	0,41	1,58	0,014	1,1	-10	-191	69	61						
1035		7,146	7,143	-0,209	0,076	0,093	14,39	1,22	1,44	0,014	1,4	261	-182	306	376						
784		7,152	2,118	6,831	0,016	0,028	14,99	0,67	2,18	0,073	2,7	-116	29	62	114						
385		7,153	4,153	-5,824	0,006	0,007	14,17	0,19	1,96	0,073	6115,1	50	144	26	28						
332		7,165	-5,241	4,885	0,007	0,018	14,13	0,25	1,96	-0,000	12,7	29	-104	30	71						
231		7,170	3,236	-6,398	0,007	0,007	13,53	0,19	1,96	-0,000	0,7	102	62	27	27						

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r				
813		7,184	-6,940	0,014	0,012	15,20	0,52	1,95	-0,058	1,0	85	-243	59	46							
640		7,194	-3,980	0,041	0,061	15,10	0,56	1,83	0,000	6,8	254	-33	160	242							
548		7,194	7,061	0,020	0,016	15,00	0,38	1,80	-0,002	7,2	157	-42	81	65							
549		7,200	0,374	0,007	0,007	14,76	0,28	1,55	0,036	1,2	-136	-179	87	47							
1008		7,201	6,628	0,022	0,012	15,53	0,43	1,00	0,455	0,4	-39	90	174	107							
1004		7,201	6,809	0,043	0,027	15,63	0,73	1,61	0,019	0,2	46	181	59	80							
642		7,204	5,495	0,015	0,020	15,32	0,33	1,79	0,020	1,6	-38	-147	108	55							
850		7,219	3,168	0,027	0,014	15,23	0,43	2,39	-0,046	4,5	144	74	84	82							
1037		7,229	-7,180	0,041	0,020	15,56	0,58														
821		7,232	6,991	0,006	0,005	10,71	0,70														
153		7,237	-0,119	0,006	0,005	12,60	0,20	2,16	0,191	0,4	-170	-9	25	21							
18		7,250	7,009	0,004	0,004	10,58	0,19	1,96	-0,065	0,3	150	-2	15	18							
1044		7,256	-6,593	0,016	0,010	15,42	0,50	1,96	0,075	3,9	-4	-111	65	40							
183		7,259	5,403	0,007	0,009	13,25	0,20	1,96	0,075	114,9	-38	141	26	38							
313		7,270	-7,180	0,010	0,004	14,01	0,30	2,58	0,023	0,4	243	91	41	15							
272		7,279	-2,454	0,007	0,015	13,48	0,36														
7,284		6,987	2,057	0,093	0,137	13,03	1,93	-0,28													
475		7,290	4,732	0,009	0,010	14,61	0,35	1,67	0,026	9,4	196	-608	379	564							
1128		7,295	-1,432	0,013	0,041	15,43	0,55	1,83	-0,014	7,3	137	-118	37	39							
517		7,305	2,175	0,017	0,025	14,71	0,48	2,03	0,029	0,4	-149	198	50	164							
852		7,306	5,041	0,022	0,034	15,12	0,66	1,85	0,020	7,8	-153	-29	71	102							
907		7,313	-6,382	0,039	0,023	15,52	0,54	1,29	-0,047	2,3	107	100	87	136							
1095		7,323	-7,243	0,026	0,017	15,52	0,61	2,03	-0,083	0,3	55	33	158	95							
1118		7,328	5,995	0,039	0,046	15,50	0,66	1,84	-0,078	3,6	172	-186	102	68							
613		7,332	6,905	0,011	0,012	15,17	0,33	1,69	0,059	7,4	19	149	153	183							
229		7,344	6,206	0,007	0,005	13,71	0,19	1,42	0,101	0,3	-170	35	44	47							
1110		7,344	6,158	0,064	0,057	15,82	0,61	2,01	-0,053	11,6	-199	311	261	231							
301		7,369	-3,690	0,009	0,009	13,79	0,40														
712		7,373	4,816	0,003	0,001	12,24	0,54	4,39													
733		7,375	6,637	0,030	0,039	15,39	0,49	1,83	-0,014	7,2	100	145	12	6							
95		7,379	4,831	0,003	0,002	12,19	0,14	1,83													
71		7,381	-0,519	0,004	0,006	11,83	0,21	2,27	-0,016	26,7	13	163	13	9							
948		7,387	4,576	0,023	0,026	15,34	0,82	2,06	0,029	1,5	-187	-69	16	23							
258		7,393	-7,349	0,803	0,007	13,75	0,32	2,06	0,029	28,0	139	43	93	104							
1187		7,397	7,387	0,400	0,028	0,040	0,49	1,25	-0,044	0,4	-24	97	28	21							
583		7,399	-5,605	0,007	0,023	15,28	0,43	1,85	-0,150	40,3	80	-373	112	162							
423		7,402	-6,795	2,938	0,007	0,009	14,41	2,50	0,028	1,3	-258	-234	27	91							
379		7,416	-4,331	0,022	0,017	14,89	0,29	2,50	0,028	337,6	-90	-165	28	37							
556		7,416	3,515	0,008	0,006	14,23	0,30	1,53	0,067	3,6	3	56	87	66							
857		7,416	6,456	0,027	0,037	15,35	0,45	1,92	-0,028	4,1	188	4	34	23							
626		7,426	7,187	0,014	0,014	15,14	0,41	1,82	0,011	5,9	-133	-84	105	151							
913		7,446	-1,758	0,022	0,022	15,18	0,71	1,83	-0,004	4,0	109	-30	55	54							
1213		7,447	-2,637	0,025	0,010	15,25	0,76	2,11	-0,005	5,0	-291	-271	88	87							
757		7,450	-0,181	0,018	0,029	15,36	0,75	2,11	-0,005	2,2	-63	-73	100	41							
1214		7,456	-0,289	0,039	0,024	15,39	0,89	1,55	0,030	0,5	-176	-51	73	116							
807		7,459	-4,066	0,028	0,030	15,28	0,62	1,55													
130		7,460	1,631	0,007	0,007	12,51	0,21														
848		7,467	-4,480	0,024	0,024	15,20	0,69	2,23	-0,036	1,0	73	170	27	27							
1058		7,469	6,836	0,003	0,021	15,53	0,40	2,01	-0,015	0,5	-86	-60	96	101							
622		7,469	-0,493	0,028	0,048	12,73	1,60	2,01													
1282		7,480	-2,614	0,079	0,090	15,05	1,53	1,48	-0,041	152,6	-38	-539	111	192							
569		7,482	6,182	0,019	0,027	15,18	0,37	1,48	-0,041	1,4	-38	-188	323	367							
198		7,484	-7,483	0,007	0,004	13,46	0,27	2,07	-0,020	112,7	85	-204	77	107							
144		7,496	0,953	0,006	0,008	12,86	0,23	2,07													
620		7,503	7,490	0,004	0,006	10,66	0,18	1,25	0,094	0,2	-82	-222	29	17							
1081		7,523	7,496	0,069	0,047	14,14	1,34	2,13	0,153	22,2	23	98	26	32							
608		7,529	-6,740	0,029	0,011	15,54	0,64	-1,29	-0,064	21,1	59	15	18	26							
1016		7,534	1,166	0,012	0,020	15,03	0,40	1,97	-0,064	0,5	-201	-38	271	189							
		7,554	7,401	0,029	0,032	15,62	0,47	1,70	-0,012	2,4	-245	-53	46	46							
								1,70		7,5	-195	109	51	82							
										0,3	-62	21	116	129							

Zusammenfassung der Messwerte (Fortsetzung)

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie					Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	
1100		7,557	5,921	4,697	0,026	0,042	15,42	0,61	1,61	0,102	0,8	343	-29	106	168	
1292		7,563	7,459	-1,249	0,055	0,042	15,71	0,66	1,73	-0,004	5,8	62	-106	222	172	
565		7,563	5,066	-5,616	0,112	0,122	15,00	1,53	1,78	-0,006	1,1	213	-533	444	465	
297		7,566	-7,362	-1,745	0,010	0,005	13,65	0,27	1,55	-0,010	482,4	93	24	40	18	
570		7,569	3,510	6,705	0,015	0,008	14,77	0,34	1,78	-0,010	1,4	-112	112	59	34	
462		7,580	4,056	-6,404	0,008	0,011	14,66	0,39	1,58	0,028	1,0	202	15	33	44	
883		7,584	6,077	4,537	0,023	0,017	15,28	0,27	1,93	0,055	3,6	111	-90	93	67	
1108		7,587	5,079	5,636	0,033	0,041	15,70	0,44	1,87	-0,076	21,8	-244	-171	128	163	
892		7,589	1,493	7,440	0,028	0,035	15,32	0,64	1,87	-0,076	21,8	75	21	108	137	
1129		7,591	7,985	0,300	0,028	0,018	15,28	0,47	1,38	0,003	0,3	-1	-106	111	71	
1059		7,592	-2,855	7,035	0,030	0,014	15,19	0,81	2,08	-0,033	2,5	51	-100	122	56	
1182		7,593	-6,201	-4,382	0,038	0,016	15,48	0,45	1,70	0,005	6,4	-17	-63	153	63	
1096		7,609	-6,476	-3,996	0,052	0,040	15,67	0,41	1,56	0,019	6,2	-18	-66	207	156	
159		7,610	-3,921	6,522	0,006	0,009	13,04	0,19	1,87	0,004	6,7	149	136	23	35	
215		7,610	2,750	7,096	0,007	0,006	13,58	0,26	1,76	0,109	1,2	-292	-150	29	24	
196		7,612	-7,442	-1,600	0,005	0,004	13,41	0,28	2,02	-0,037	2,1	-182	-108	22	18	
725		7,620	-3,178	6,926	0,016	0,026	15,02	0,54	1,94	-0,043	0,3	-291	118	66	103	
3	IRS 2	7,627	-3,252	-6,900	0,005	0,003	9,10	0,27	2,17	-0,055	25,5	-146	6	21	11	64
1136		7,637	-5,052	5,727	0,021	0,037	15,36	0,87	1,87	-0,010	1,4	85	61	84	150	
723		7,640	-4,352	6,279	0,011	0,019	15,21	0,50	1,87	-0,010	0,4	111	79	45	94	
663		7,641	3,087	-6,990	0,010	0,019	15,10	0,28	1,87	-0,010	0,5	138	-21	41	77	
1186		7,689	-4,203	-6,439	0,031	0,052	15,34	0,49	1,87	-0,010	13,8	-46	-36	125	212	
507		7,705	-2,387	-7,326	0,020	0,032	14,54	0,28	1,89	-0,023	1,5	-211	105	81	127	
337		7,711	-4,827	6,013	0,010	0,010	14,14	0,30	1,91	0,020	10,9	51	123	42	41	
488		7,716	6,316	-4,432	0,008	0,016	14,84	0,30	1,55	-0,136	9,9	-13	-29	33	62	
995		7,724	-1,835	-7,503	0,028	0,036	15,46	0,31	1,55	-0,136	5,0	-225	270	116	147	
837		7,730	7,192	-2,834	0,022	0,024	15,44	0,35	1,69	-0,013	67,9	-42	80	87	95	
1266		7,735	6,798	3,689	0,070	0,064	15,60	0,73	1,94	0,000	0,6	139	102	283	258	
878		7,749	6,031	-4,865	0,018	0,016	15,25	0,31	1,80	-0,038	0,1	-158	111	74	65	
49		7,759	1,137	7,675	0,014	0,014	11,35	0,20	1,91	0,020	2,2	-224	17	58	58	
345		7,761	7,049	-3,249	0,012	0,008	14,30	0,24	1,88	0,079	5,8	63	-141	47	33	
854		7,776	4,-288	6,487	0,021	0,019	15,52	0,69	2,12	-0,075	0,8	253	2	83	76	
1012		7,782	6,687	-3,980	0,039	0,026	15,61	0,38	1,39	-0,111	3,2	107	-69	156	103	
1064		7,785	2,605	-7,336	0,007	0,027	15,39	0,44	1,39	-0,111	4,2	-119	21	29	107	
705		7,792	2,297	7,445	0,009	0,029	15,10	0,51	1,79	0,017	54,5	-175	56	34	121	
1085		7,792	0,044	-7,792	0,020	0,019	15,41	0,62	1,80	-0,038	2,3	-354	387	81	76	
989		7,799	4,307	6,502	0,023	0,028	15,46	0,44	1,48	0,031	7,1	128	-61	89	114	
502		7,808	-7,365	-2,592	0,010	0,010	14,68	0,39	1,96	0,047	3,3	-71	-79	40	39	
1036		7,829	4,717	6,248	0,064	0,044	15,56	0,68	1,83	-0,031	2,4	50	197	262	176	
1198		7,834	-7,643	-1,721	0,026	0,035	15,80	0,72	1,83	-0,031	5,8	-223	-189	102	143	
965		7,837	7,759	-1,101	0,028	0,040	15,42	0,39	1,66	0,032	0,9	-40	-115	114	163	
36		7,837	7,673	1,594	0,006	0,007	11,20	0,34	1,95	0,152	0,2	-14	-143	24	28	9
1113		7,842	7,842	-0,112	0,013	0,017	15,50	0,65	1,88	-0,023	196,3	-71	37	52	68	
567		7,850	-0,822	7,807	0,028	0,056	15,01	0,70	1,38	-0,023	8,2	-165	440	112	223	
572		7,857	5,995	5,078	0,013	0,029	15,01	0,57	1,60	-0,112	0,2	-61	-39	53	116	
217		7,861	6,497	-4,426	0,007	0,003	13,72	0,16	1,82	0,086	0,5	-125	51	29	10	
129		7,864	-5,535	-5,587	0,004	0,004	12,76	0,21	1,82	0,086	5,4	-89	239	17	14	
860		7,866	-6,414	4,554	0,008	0,009	12,28	0,11	2,20	-0,083	5,2	-77	-3	32	35	
573		7,871	-1,452	-7,736	0,019	0,015	14,87	0,29	2,21	-0,083	30,6	-49	-78	76	57	
78		7,871	-6,420	4,553	0,002	0,009	12,27	0,13	2,21	-0,083	6,3	-44	-28	10	35	64
602		7,873	-4,942	-6,128	0,041	0,028	15,12	0,57	1,71	0,033	4,2	-170	283	164	115	
840		7,875	-6,709	-4,124	0,032	0,073	15,17	0,41	1,71	0,033	1,3	8	-267	126	292	
511		7,884	2,956	-7,309	0,013	0,017	14,79	0,32	1,60	-0,083	0,6	-123	-62	52	68	
1175		7,906	6,227	-4,871	0,017	0,034	15,69	0,39	1,60	-0,083	0,5	-90	50	69	135	
226		7,910	4,214	-6,694	0,003	0,003	13,34	0,18	1,76	-0,018	23,9	-232	84	14	12	
657		7,917	-4,434	-6,559	0,032	0,030	15,17	0,42	1,76	-0,018	9,6	10	67	128	118	
914		7,921	6,875	-3,933	0,032	0,040	15,58	0,38	1,76	-0,018	1,5	-142	-186	128	160	
546		7,928	1,508	-7,783	0,021	0,026	14,55	0,48	1,76	-0,018	0,5	-165	-87	82	106	
969		7,933	-2,438	-7,549	0,058	0,059	15,52	0,55	1,76	-0,018	318,6	78	7	234	237	

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r				
1140		7,936	-4,982	6,178	0,033	0,027	15,51	0,65	1,86	0,060	85,6	-4	103	134	109						
132		7,954	3,941	-6,909	0,006	0,004	12,59	0,16	2,11	-0,029	7,9	8	57	22	16						
177		7,955	-3,827	6,974	0,005	0,007	13,08	0,20	1,75	0,082	9,2	147	21	30							
271		7,955	7,448	2,794	0,006	0,007	13,81	0,26	1,64	-0,010	13,6	-236	24	28							
930		7,961	4,339	6,674	0,022	0,026	15,54	0,41	1,75	0,060	0,0	-221	88	106							
416		7,966	7,916	0,895	0,007	0,007	14,48	0,29	2,54	0,060	0,3	159	26	29							
1119		7,969	-7,886	-1,152	0,048	0,038	15,39	0,57	2,26	0,024	18,4	-283	-11	192	155						
926		7,979	7,788	-1,735	0,033	0,021	15,48	0,42	1,85	-0,002	18,6	26	165	133	85						
466		7,986	7,515	-2,702	0,011	0,014	14,79	0,40	1,83	0,037	7,6	-151	-294	43	58						
240		7,987	-6,690	-4,382	0,011	0,006	13,51	0,21	1,93	0,102	11,2	-60	-74	42	24						
1250		8,000	4,065	6,890	0,025	0,021	15,79	0,54	0,98	-0,058	0,3	39	147	98	85						
1277		8,003	-4,487	6,627	0,044	0,040	15,60	0,97	1,92	-0,097	0,3	178	163	176	163						
1261		8,006	4,853	-6,367	0,045	0,042	15,42	0,50	2,17	-0,038	0,6	30	-335	177	166						
20		8,019	-7,889	1,439	0,010	0,011	10,57	0,23	1,72	-0,038	32,5	124	150	38	45						
491		8,027	0,614	-8,003	0,053	0,023	14,25	0,85	2,17	-0,038	32,5	124	150	38	45						
769		8,027	-7,086	-3,771	0,018	0,031	15,31	0,42	1,71	0,036	4,0	-43	107	70	123						
997		8,028	4,998	6,283	0,038	0,025	15,67	0,57	1,64	-0,093	0,2	-6	103	154	101						
440		8,032	-6,744	-4,363	0,034	0,034	13,70	0,29	1,74	0,322	38,1	-1079	-87	139	139						
782		8,035	-6,189	-5,124	0,041	0,042	15,54	0,57	1,49	0,054	43,7	60	-246	163	169						
729		8,036	5,735	-5,629	0,035	0,058	15,26	0,86	1,48	-0,129	2,7	-178	490	137	237						
125		8,036	5,408	-5,945	0,005	0,003	12,38	0,34	1,72	-0,017	1,2	-181	-193	18	10						
758		8,040	-8,032	-0,361	0,030	0,036	15,32	0,59	1,72	-0,017	2,1	318	181	122	147						
1031		8,041	-2,302	-7,704	0,027	0,032	15,43	0,46	1,72	0,016	9453,9	-303	-232	109	129						
865		8,062	4,834	6,452	0,018	0,024	15,43	0,56	1,72	0,016	9453,9	-303	-232	109	129						
303		8,065	1,721	-7,879	0,007	0,008	13,75	0,32	1,72	0,016	1,4	124	81	27	32						
1033		8,072	-4,196	-6,895	0,019	0,017	15,19	0,78	1,72	0,016	1,4	124	81	27	32						
477		8,096	3,849	7,122	0,007	0,011	14,23	0,70	2,22	-0,083	5,2	-227	359	77	68						
57		8,097	-7,906	1,750	0,010	0,010	11,77	0,22	2,22	-0,083	5,2	-227	359	77	68						
587		8,097	-6,602	4,688	0,017	0,068	14,95	0,74	2,22	-0,083	1,3	161	7	-113	44						
82		8,107	7,219	3,688	0,004	0,008	12,24	0,13	2,15	-0,006	0,4	72	456	67	279						
19		8,111	-5,835	5,634	0,004	0,010	10,69	0,15	2,63	0,177	1,2	-99	-211	16	31						
908		8,112	8,077	-0,755	0,023	0,034	15,48	0,51	2,63	0,177	6,2	106	45	17	41		CO				
1166		8,118	8,061	-0,968	0,027	0,019	15,61	0,66	1,26	-0,169	2,2	-21	-235	89	132						
406		8,125	7,355	3,452	0,013	0,010	14,59	0,36	1,48	-0,129	312,3	-136	-175	106	74						
713		8,133	-5,005	6,411	0,017	0,018	15,37	0,58	1,69	-0,096	1,7	-16	-154	52	39						
111		8,143	2,551	-7,733	0,002	0,006	12,44	0,24	1,71	-0,026	2,5	32	206	67	70						
1038		8,147	0,264	-8,143	0,008	0,015	14,81	0,49	1,71	-0,026	0,4	-88	54	8	25						
734		8,163	-5,308	-6,201	0,039	0,028	15,33	0,56	2,22	-0,083	1,1	112	146	33	63						
9		8,183	0,917	-8,132	0,005	0,007	9,69	0,26	0,46	0,033	23,2	-292	166	156	111						
617		8,186	-6,820	-4,527	0,045	0,062	14,98	0,58	0,46	0,033	37,2	-24	-39	182	212		CO				
607		8,193	-0,605	-8,170	0,013	0,015	14,84	0,28	2,00	-0,001	15,4	157	-42	19	26						
1087		8,199	-7,207	3,909	0,035	0,027	15,37	0,37	2,00	-0,001	3,9	75	104	50	60						
364		8,209	-7,909	2,196	0,008	0,017	14,17	0,29	2,20	0,159	49,0	-55	8	144	110						
185		8,214	-2,890	7,689	0,007	0,005	13,12	0,28	2,61	0,003	29,1	97	-207	33	72						
234		8,222	-8,095	1,443	0,013	0,021	12,41	0,47	1,84	0,098	0,3	113	129	30	21						
235		8,229	-6,407	-5,164	0,006	0,010	13,74	0,20	1,98	0,095	29,9	70	-140	50	88						
833		8,240	7,544	-3,315	0,028	0,074	14,79	0,37	2,00	-0,001	7,7	-111	-131	25	38						
526		8,244	-5,551	-6,095	0,026	0,020	14,75	0,51	2,00	-0,001	1,1	148	267	112	298						
1151		8,246	7,018	4,329	0,015	0,017	15,65	0,61	1,70	-0,230	297,0	56	5	103	82						
1270		8,250	8,147	1,296	0,039	0,053	15,75	0,64	1,70	-0,230	0,4	-71	56	62	70						
1245		8,250	-7,555	3,314	0,028	0,017	15,75	0,96	1,92	-0,169	70,2	-178	13	155	211						
559		8,251	-6,845	4,607	0,050	0,014	15,02	0,45	1,82	-0,007	0,5	-36	-54	203	56						
220		8,252	-1,652	8,085	0,016	0,030	13,15	0,21	1,82	-0,007	5,8	-36	-54	203	56						
479		8,254	7,348	3,760	0,014	0,010	14,71	0,48	2,00	-0,001	1,1	148	267	112	298						
241		8,255	8,229	0,649	0,008	0,007	13,86	0,22	1,53	-0,174	0,6	185	199	56	41						
348		8,257	3,025	-7,683	0,008	0,009	14,16	0,29	1,65	0,077	2,1	126	28	30	30						
1040		8,261	-2,196	-7,964	0,028	0,029	15,45	0,35	2,16	0,045	0,6	-299	-180	112	116						
1137		8,262	-5,212	6,410	0,015	0,024	15,42	0,53	2,16	0,045	4,6	170	-92	60	96						
398		8,264	5,324	-6,320	0,051	0,024	14,11	1,11	2,16	0,045	23,5	-352	-379	208	94						

Zusammenfassung der Messwerte (Fortsetzung)

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	Δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r			
474		8,278	7,552	-3,390	0,038	0,037	14,71	0,25	1,66	0,170	65,4	96	144	153	150						
31		8,278	6,507	5,117	0,004	0,004	11,11	0,38	2,27	-0,104	8,1	54	176	15	15						
744		8,278	-2,408	-7,920	0,024	0,027	15,14	0,46			1,4	28	220	98	106						
1283		8,279	4,988	6,607	0,109	0,083	15,81	0,66	1,77	0,042	4,6	-23	-226	445	341						
693		8,280	5,660	6,044	0,022	0,018	15,38	0,42	1,62	0,044	0,0	1,62	47	87	73						
772		8,287	7,212	-4,081	0,023	0,030	15,34	0,34	1,82	-0,045	0,3	-9	-210	93	120						
884		8,287	8,231	0,965	0,036	0,028	15,47	0,53	1,48	0,016	0,1	-7	-42	144	112						
1089		8,287	-2,618	-7,863	0,026	0,030	15,41	0,59			0,7	-279	173	102	119						
371		8,293	-4,238	-7,128	0,020	0,016	14,15	0,31			88,4	-107	71	82	64						
669		8,297	-3,102	7,695	0,020	0,029	15,00	0,51	1,48	0,013	0,5	90	-103	80	117						
554		8,297	1,849	8,089	0,038	0,051	14,53	0,55	1,81	-0,006	1,2	301	-39	154	211						
1043		8,298	8,266	-0,724	0,030	0,030	15,39	0,63	1,75	0,006	0,2	-121	-173	120	122						
1023		8,298	-8,115	1,734	0,023	0,030	13,49	1,50			13,3	70	-138	90	210						
1156		8,302	-7,845	2,714	0,045	0,025	15,61	0,70	1,85	-0,127	7,5	-3	-3	183	96						
75		8,304	-3,706	-7,431	0,007	0,003	11,99	0,22			19,3	103	53	28	14						
949		8,304	2,743	-7,838	0,035	0,024	14,03	1,72			53,3	856	-575	138	94						
941		8,307	2,687	7,860	0,052	0,027	15,37	0,46	1,55	-0,001	1,2	68	-74	210	107						
103		8,310	3,972	-7,300	0,006	0,003	12,16	0,22			9,2	73	-273	23	13						
1244		8,310	-4,815	-6,773	0,030	0,039	15,63	0,56			10,9	-176	31	120	157						
650		8,313	8,228	1,180	0,022	0,023	15,15	0,45	1,30	0,047	0,2	124	-95	88	94						
391		8,313	-6,010	5,744	0,010	0,033	13,54	1,32			30,1	105	107	39	136						
30		8,316	-3,455	-7,365	0,006	0,004	11,02	0,20			221,1	-146	284	25	16						
871		8,322	7,392	-3,823	0,021	0,012	15,45	0,43	1,75	-0,034	0,2	-211	-325	86	49						
636		8,330	-7,424	3,778	0,032	0,066	14,97	0,82			0,5	-427	1651	131	269						
1172		8,333	6,740	-4,900	0,025	0,042	15,46	0,40	1,82	-0,012	1,0	-11	-203	101	168						
1278		8,334	-3,565	7,533	0,019	0,021	15,24	1,03	2,10	-0,017	19,1	26	-30	76	85						
320		8,337	5,191	-6,524	0,009	0,007	14,12	0,23			35,4	-133	49	38	27						
684		8,352	-4,975	6,708	0,026	0,027	15,16	0,44	1,95	-0,015	0,2	-87	-189	106	107						
983		8,353	3,128	7,745	0,019	0,029	15,43	0,55	1,57	-0,046	6,4	64	256	75	116						
684		8,354	7,969	2,504	0,006	0,003	12,82	0,19	1,73	0,160	9,9	19	32	22	12						
134		8,358	8,358	-0,057	0,041	0,048	15,82	0,58	1,56	-0,024	2,7	-21	47	159	189						
1217		8,361	6,435	5,338	0,060	0,065	14,18	1,43			1,0	810	912	223	241						
627		8,361	1,431	-8,263	0,046	0,084	14,93	1,35			28,3	640	-55	185	330						
1065		8,394	-7,368	-4,022	0,023	0,035	14,88	0,35	1,50	0,052	1,4	-47	23	94	141						
499		8,401	-6,874	-4,829	0,025	0,034	15,31	0,37	1,67	-0,028	11,7	-54	98	102	136						
786		8,425	5,494	6,387	0,056	0,039	15,53	0,61	1,71	-0,049	6,2	312	116	227	157						
1073		8,432	5,652	6,257	0,012	0,011	14,81	0,32	1,69	0,073	2,5	74	120	47	43						
463		8,437	-3,378	-7,731	0,005	0,017	11,98	1,59			18992,8	300	-931	20	68						
485		8,441	4,357	-7,230	0,009	0,009	14,70	0,26			0,4	-62	-174	33	34						
458		8,441	3,055	-7,869	0,031	0,024	15,64	0,81			1,5	8	-131	125	95						
1284		8,466	-3,639	-7,644	0,020	0,016	14,02	1,19			0,3	-328	633	78	62						
367		8,474	-7,699	-3,541	0,015	0,013	11,68	0,28	1,91	0,011	0,3	-248	-296	61	52			He-b			
55	AF NW	8,475	-7,650	3,648	0,054	0,023	15,38	0,63	1,89	-0,070	0,5	86	11	217	92						
851		8,490	7,706	-3,564	0,065	0,097	14,23	2,16	-0,60	-0,342	314,1	-720	-342	268	399						
586		8,501	7,777	-3,433	0,032	0,034	15,69	0,57	1,78	-0,022	3,3	-49	-7	128	139						
1079		8,509	-6,742	-5,190	0,041	0,048	15,18	0,39	1,80	0,041	0,6	100	-231	166	192						
637		8,510	5,658	-6,357	0,024	0,003	9,19	0,25			16,8	70	15	8	11			CO			
4	IRS 9	8,522	8,485	-0,789	0,024	0,027	15,34	0,43	1,69	0,045	107,0	269	-131	96	107						
760		8,524	1,302	0,033	0,034	15,24	0,31	1,55	-0,054	1,2	72	77	136	136	136						
741		8,527	7,889	-3,236	0,040	0,030	15,54	0,62	1,91	-0,007	3,6	35	-330	158	122						
988		8,534	2,279	-8,225	0,014	0,021	15,36	0,37			0,9	-77	-187	53	85						
1000		8,541	-3,245	-7,900	0,014	0,012	14,18	0,37			24,4	-12	192	57	48						
362		8,546	6,493	-5,357	0,042	0,044	15,48	0,41			2,2	37	58	168	175						
956		8,552	-5,592	6,471	0,011	0,019	14,60	0,44	1,94	-0,001	3,7	-84	5	44	78						
468		8,555	-4,919	-6,999	0,022	0,025	14,78	0,51			1,2	74	-47	90	98						
455		8,560	5,975	6,130	0,022	0,019	15,08	0,36	1,59	-0,032	5,0	-87	88	74							
593		8,562	8,469	-1,262	0,068	0,034	15,61	0,58	1,76	0,001	0,4	106	-50	88	74						
1134		8,566	-3,933	7,610	0,016	0,014	14,22	0,42	2,31	-0,009	240,4	-246	-158	275	137						
430		8,582	-3,904	-7,642	0,181	0,094	15,62	0,99			0,1	1080	108	738	371						

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]			Typ
			α	δ	Δ	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r			
809		8,595	-2,940	8,077	0,089	0,070	15,00	0,25	1,72	-0,111	0,3	204	207	369	288				
311		8,598	-3,676	7,772	0,008	0,008	13,97	0,25	1,87	0,084	1,3	-33	125	36	34				
868		8,600	-4,272	7,464	0,017	0,013	15,34	0,63	2,01	-0,020	0,6	-109	61	66	53				
1072		8,603	-5,023	6,985	0,032	0,027	15,35	0,30	2,00	-0,078	1,7	20	-169	128	108				
912		8,617	-5,278	6,812	0,029	0,021	15,47	0,52	1,98	-0,067	5,9	-84	52	115	84				
954		8,618	-4,243	-7,501	0,051	0,042	15,42	0,65	1,98	-0,078	68,8	279	152	205	168				
1191		8,618	8,601	0,537	0,030	0,069	15,78	0,55	1,56	-0,198	46,9	-87	113	119	278				
172		8,624	-8,115	2,918	0,009	0,008	13,16	0,16	2,43	0,085	47,1	80	76	37	32				
802		8,632	6,957	-5,111	0,032	0,004	15,62	0,49	2,12	-0,017	2,2	183	-1	126	16				
897		8,641	-1,848	-8,441	0,031	0,030	15,10	0,45	2,12	-0,017	3,1	-142	157	124	117				
121		8,650	-8,177	-2,820	0,035	0,030	12,49	0,19	2,30	0,008	1187,6	205	179	144	123				
1162		8,653	5,287	6,850	0,015	0,052	15,65	0,58	1,63	-0,040	0,2	-108	137	58	209				
1069		8,665	8,299	-2,493	0,024	0,026	15,62	0,48	1,71	-0,028	0,5	-55	-187	94	103				
508		8,666	-7,886	-3,592	0,137	0,117	14,31	1,69	-0,69		0,0	-613	-496	520	468				
792		8,669	-4,808	-7,213	0,044	0,044	14,73	0,29	1,52	-0,029	3,5	107	-182	175	177				
107		8,677	6,938	5,212	0,003	0,003	12,53	0,23	1,52	-0,029	15933,2	164	-100	10	13				
173		8,679	5,635	-6,601	0,055	0,024	12,86	1,69	4,45		0,6	-754	-538	221	99				
625		8,695	-4,884	7,194	0,021	0,019	15,24	0,51	2,06	-0,053	24,9	-413	-1	83	75				
958		8,697	-3,333	8,033	0,072	0,083	15,03	0,56	1,74	0,012	0,2	-557	-147	298	342				
671		8,701	8,521	1,760	0,029	0,020	15,22	0,48	1,35	0,005	5,0	-36	125	117	81				
596		8,723	8,723	0,056	0,022	0,022	15,07	0,30	1,51	0,009	4,2	-301	-36	90	90				
789		8,733	-1,183	-8,052	0,026	0,034	15,28	0,41	4,45		0,7	84	-289	101	136				
1235		8,745	3,867	-7,843	0,021	0,028	15,72	0,41	1,36	0,077	4,0	126	193	83	112				
670		8,751	7,665	4,222	0,013	0,010	11,33	1,39	1,74	0,012	97,5	-40	633	52	40				
804		8,774	-5,889	-6,504	0,029	0,043	14,93	0,38	1,74	0,012	4,1	-48	89	115	173				
624		8,774	-2,615	-8,376	0,013	0,022	14,89	0,36	3,06	0,007	36,0	-93	-255	53	87		CO		
45		8,775	7,701	4,207	0,003	0,004	10,71	0,64	4,45		25,5	-437	-88	460	719				
584		8,777	7,600	4,391	0,113	0,176	13,84	1,48	1,36	0,077	13,7	-107	44	44	52				
768		8,777	4,934	-7,259	0,021	0,018	15,76	0,53	1,17	-0,013	0,1	-132	-88	85	72				
451		8,787	6,902	5,438	0,011	0,013	14,56	0,47	1,36	0,077	13,7	-107	44	44	52				
605		8,792	8,768	0,647	0,019	0,019	15,00	0,30	1,17	-0,013	8,6	44	25	76	76				
831		8,796	8,656	-1,563	0,047	0,036	15,23	0,67	1,97	-0,018	1,1	-37	-197	188	147				
862		8,800	8,689	1,391	0,036	0,042	15,58	0,32	1,31	0,021	8,9	-40	29	147	173				
656		8,800	-6,582	-5,841	0,032	0,027	15,16	0,39	1,31	0,021	8,9	-379	29	130	107				
972		8,801	-4,208	0,042	0,014	0,014	15,77	0,33	1,79	-0,042	7,6	-53	-119	167	55				
225		8,804	-8,399	2,638	0,049	0,029	13,51	0,16	2,53	0,054	9,2	-164	55	202	120				
392		8,808	5,184	7,121	0,009	0,011	14,48	0,44	1,98	0,038	1,7	31	-216	37	45				
346		8,817	-3,838	7,938	0,004	0,010	14,02	0,24	1,92	0,102	5,8	-172	-138	16	42				
968		8,824	6,307	6,172	0,051	0,030	15,50	0,46	1,68	-0,064	23,0	116	227	206	121				
654		8,828	-6,985	5,399	0,013	0,014	15,09	0,36	1,70	-0,018	922,3	4	72	54	56				
90		8,833	5,263	-7,094	0,003	0,003	12,11	0,15	29,9		29,9	-30	-52	13	12				
599		8,841	-7,323	4,954	0,031	0,030	15,13	0,55	1,97	-0,006	12,3	-97	35	124	122				
555		8,841	7,808	4,149	0,073	0,046	13,87	1,41	4,08		7,2	160	676	292	186				
887		8,859	8,584	2,189	0,030	0,040	15,36	0,32	1,65	0,018	0,1	-166	124	121	161				
761		8,861	4,663	7,535	0,066	0,018	15,27	0,46	1,86	-0,044	0,3	75	263	268	69				
858		8,864	3,576	-8,110	0,021	0,043	15,45	0,35	1,86	-0,044	4,7	56	32	83	177				
141		8,872	-2,160	-8,605	0,006	0,006	12,74	0,37	1,59	-0,030	476,8	-246	289	25	25				
322		8,879	7,358	4,970	0,005	0,008	13,98	0,25	1,59	-0,030	242,8	-24	68	22	34				
870		8,880	7,136	5,285	0,036	0,073	15,38	1,13	1,4	0,061	1,4	401	-360	146	294				
1052		8,882	8,742	-1,573	0,054	0,071	15,38	0,47	1,84		0,6	-480	6	216	282				
436		8,907	-2,333	-8,596	0,010	0,017	14,07	0,33	1,84		14,1	-96	196	41	66				
691		8,910	-4,394	-7,751	0,022	0,034	15,23	0,46	1,27	-0,199	0,7	-154	195	88	136				
814		8,911	6,847	5,703	0,031	0,059	15,39	0,69	1,27	-0,199	52,5	265	62	127	240				
1076		8,913	-5,913	-6,669	0,042	0,060	15,25	0,56	1,90	-0,035	1,4	-366	-165	173	240				
1202		8,913	-5,663	6,883	0,024	0,042	15,78	0,53	1,90	-0,035	33,1	-29	58	97	170				
1057		8,918	8,891	0,693	0,060	0,042	15,27	0,49	1,90	0,107	7,2	-71	-196	246	174				
653		8,920	2,583	-8,538	0,010	0,028	15,11	0,55	1,90	0,107	7,2	-115	69	41	110				
721		8,927	-4,927	-7,444	0,040	0,036	15,13	0,45	1,67	-0,167	596,6	-167	1	162	142				
522		8,933	6,519	-6,107	0,014	0,014	14,68	0,31	1,67	-0,167	0,5	-52	337	55	58				

Zusammenfassung der Messwerte (Fortsetzung)

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r				
15		8,934	-6,638	5,980	0,006	0,008	10,64	0,16	2,49	0,179	3,8	-223	141	171	25	32		CO			
839		8,938	4,942	7,448	0,045	0,029	15,43	0,18	1,73	-0,058	0,1	-36	90	181	118						
1109		8,950	6,269	6,387	0,023	0,041	15,60	0,51	1,51	-0,039	0,5	-14	-42	92	166						
221		8,954	1,869	-8,757	0,005	0,012	13,52	0,24	1,78	-0,064	3582,9	131	177	181	99						
1121		8,978	8,119	-3,832	0,045	0,024	15,83	0,38	1,78	-0,064	8,3	-59	179	181	99			CO			
12		8,992	-0,159	-8,991	0,007	0,005	10,16	0,26	2,11	0,037	0,7	73	-71	27	29						
316		8,995	7,347	-5,191	0,007	0,007	13,98	0,18	2,11	0,037	0,7	15	42	79	39						
552		9,003	6,280	-6,450	0,020	0,010	14,17	0,52	1,41	0,008	0,9	11	47	70	39						
397		9,003	6,280	-6,450	0,017	0,010	14,16	0,57	1,41	0,008	27,7	99	47	37	34						
181		9,020	9,011	0,400	0,009	0,009	13,32	0,29	1,41	0,008	39,2	-169	-89	70	38						
971		9,024	-0,853	-8,984	0,018	0,010	15,37	0,54	1,75	0,073	656,8	-120	-69	49	84						
323		9,041	-3,989	8,113	0,012	0,021	13,47	0,21	1,75	0,073	1,1	131	-72	160	197						
1219		9,046	5,451	-7,220	0,040	0,050	15,43	0,60	1,75	0,073	4,5	18	59	101	118						
981		9,060	-1,262	-8,972	0,026	0,030	15,49	0,52	2,14	-0,017	3,1	2	86	41	42						
174		9,062	-7,991	4,273	0,010	0,010	13,34	0,15	2,14	-0,017	0,1	153	-134	158	140						
791		9,092	8,974	1,458	0,039	0,035	15,33	0,40	1,45	0,060	0,1	51	393	116	263						
1024		9,101	8,799	-2,323	0,029	0,066	14,68	1,02	2,37	0,022	606,4	-236	60	239	181						
1010		9,113	-7,499	-5,179	0,059	0,046	15,87	0,47	1,59	-0,094	5,8	-184	-194	324	264						
1254		9,123	8,893	-2,035	0,080	0,065	15,85	0,61	1,59	-0,094	3,0	222	43	20	21						
194		9,124	5,947	6,920	0,005	0,005	13,52	0,26	1,63	0,088	2,6	20	-4	102	84						
1117		9,126	7,774	-4,780	0,025	0,021	15,60	0,37	1,67	-0,011	0,4	-72	271	72	219						
264		9,136	-6,807	6,094	0,017	0,053	13,57	0,85	1,55	0,017	344,4	-40	-62	98	117						
719		9,137	8,750	2,631	0,025	0,029	15,28	0,34	1,55	0,017	3,0	85	-4	30	26						
189		9,140	4,314	-8,058	0,008	0,007	13,14	0,17	1,55	0,017	1,9	8	3	206	479						
514		9,143	0,081	-9,142	0,051	0,118	14,24	0,78	2,08	0,068	231,8	-12	-43	56	61						
250		9,145	8,789	-2,527	0,014	0,015	13,83	0,25	1,66	0,058	0,9	-3	-33	88	66						
506		9,145	7,656	5,003	0,022	0,016	14,71	0,46	1,17	0,162	2,0	488	-197	110	41						
372		9,154	8,165	4,137	0,028	0,011	14,70	0,59	1,46	0,059	0,3	-298	-221	222	151						
1099		9,160	4,647	7,894	0,042	0,149	15,38	0,69	1,54	0,002	2659,2	179	-164	450	597						
746		9,163	4,431	8,020	0,109	0,145	15,01	0,58	1,46	0,059	0,4	-118	98	409	484						
797		9,176	-2,699	-8,770	0,037	0,039	15,63	0,52	1,96	0,060	8,7	45	205	23	49			CO			
861		9,181	6,808	6,160	0,055	0,038	15,50	0,44	1,83	0,137	5,8	-80	-104	19	10	64		CO			
1252		9,192	9,188	0,259	0,101	0,122	15,99	1,40	1,83	0,137	14,8	-135	311	26	27	64		CO			
179		9,196	-6,364	6,638	0,006	0,012	13,28	0,22	1,96	0,060	8,7	45	205	23	49						
59		9,219	8,131	4,344	0,005	0,003	12,06	0,23	1,83	0,137	5,8	-80	-104	19	10	64		CO			
11		9,220	-3,364	-8,584	0,007	0,007	10,21	0,23	1,83	0,137	14,8	-135	311	26	27	64		CO			
1088		9,224	8,015	-4,566	0,014	0,034	15,66	0,25	1,68	-0,023	0,1	-348	-110	56	136						
1239		9,225	6,631	-6,413	0,064	0,028	15,69	0,72	1,68	-0,023	2,2	-76	-48	259	111						
1163		9,240	7,483	-5,420	0,057	0,077	15,58	0,44	1,81	-0,142	2,4	356	-459	229	313						
228		9,263	-5,472	7,474	0,006	0,013	13,60	0,19	1,95	0,078	2,2	78	31	26	54						
534		9,272	-4,832	-7,914	0,018	0,034	14,82	0,49	1,95	0,078	56,0	63	13	73	133						
195		9,278	-8,349	4,047	0,071	0,045	13,63	0,23	2,30	0,089	3,7	18	286	294	183						
623		9,297	-5,616	-7,409	0,024	0,023	14,99	0,26	2,30	0,089	16,1	65	131	95	88						
1246		9,300	4,985	-7,851	0,028	0,028	15,75	0,54	1,95	0,048	0,8	-21	23	110	112						
171		9,315	-7,279	5,813	0,005	0,014	13,29	0,20	1,95	0,048	1,0	70	4	20	57						
1255		9,316	9,165	1,671	0,049	0,058	15,78	0,47	1,78	-0,123	0,2	-140	-220	195	233						
711		9,329	-5,202	-7,744	0,042	0,021	15,14	0,60	1,78	-0,123	1,6	-141	50	169	83						
810		9,333	7,994	-4,816	0,032	0,014	15,40	0,32	1,84	0,027	2,3	-151	-353	128	54						
60		9,333	-3,598	-8,612	0,012	0,007	11,78	0,31	1,84	0,027	1,6	49	187	47	28						
550		9,356	6,685	6,545	0,024	0,017	14,94	0,45	1,69	0,013	0,6	-53	26	97	70						
1030		9,356	-4,504	-8,201	0,048	0,038	15,71	0,77	1,69	0,013	24,2	-26	-54	188	154						
1253		9,369	-0,758	-9,339	0,049	0,038	15,62	0,54	1,69	0,013	0,2	142	156	198	151						
38		9,370	-1,859	-9,184	0,010	0,022	10,98	0,53	1,95	0,156	7,7	-160	-63	40	88			CO			
743		9,391	-5,988	7,234	0,045	0,028	15,08	0,69	1,95	0,156	882,8	-422	-96	184	117						
918		9,406	9,258	-1,659	0,058	0,021	15,67	0,47	1,95	0,156	0,2	34	-101	237	83						
46		9,407	0,793	-9,374	0,015	0,011	11,33	0,29	1,78	-0,053	42,7	86	154	60	43						
206		9,416	4,781	-8,112	0,004	0,005	13,41	0,23	1,80	0,007	3,0	-49	-103	18	22						
738		9,420	-7,580	5,592	0,019	0,044	15,51	0,57	1,80	0,007	0,2	36	4	76	178						
836		9,421	8,517	-4,026	0,024	0,021	15,45	0,32	1,76	-0,014	0,1	-233	-87	95	86						

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]		Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]				Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r		
351		9,421	-3,433	-8,773	0,089	0,084	12,75	1,52						486	-257	358	338		
829		9,425	-4,676	-8,184	0,040	0,040	15,38	0,38						78	27	3160,8	16	162	
787		9,432	3,180	-8,880	0,028	0,034	15,33	0,35						-22	123	116	138		
944		9,433	5,321	-7,789	0,022	0,022	15,65	0,43						-131	-106	88	90		
863		9,434	9,366	-1,129	0,035	0,022	15,61	0,55	0,002					-421	-223	140	87		
866		9,437	-7,043	-6,281	0,028	0,035	15,34	0,46						-412	110	108	142		
591		9,441	-8,282	4,532	0,018	0,027	15,11	0,50	1,80	-0,013				324	27	75	109		
214		9,442	6,912	-6,432	0,004	0,004	13,51	0,17						28	-106	18	16		
500		9,472	-7,833	-5,326	0,004	0,013	14,94	0,30	1,82	-0,289				82	-113	18	48		
166		9,477	9,472	0,309	0,010	0,010	13,01	0,48						-138	-69	40	42		
1174		9,477	6,604	-6,797	0,062	0,059	15,82	0,67						129	-289	249	239		
904		9,498	8,839	-3,475	0,050	0,025	15,62	0,36	1,87	-0,011				-78	-147	201	103		
1176		9,498	6,695	6,737	0,047	0,023	15,77	0,66	1,82	-0,006				17	188	91			
168		9,500	9,443	1,045	0,018	0,013	13,21	0,60						-19	-153	71	51		
975		9,505	5,037	-8,060	0,020	0,020	15,84	0,53						220	102	77	77		
715		9,506	8,575	4,103	0,010	0,013	11,24	0,95	1,68					174	-27	42	53		
888		9,510	9,349	1,747	0,016	0,019	15,53	0,54						-68	-196	62	74		
1025		9,517	8,655	-3,959	0,060	0,041	15,47	0,42	1,74	-0,006				-241	-13	241	163		
881		9,518	8,989	-3,129	0,042	0,036	15,55	0,43	3,97	-0,036				-363	-78	167	143		
1092		9,521	5,937	-7,444	0,033	0,042	15,59	0,39						-257	49	135	171		
24	AF	9,521	-6,541	-6,919	0,008	0,006	10,76	0,20						39	45	165	35	He,b	
33		9,527	8,595	4,109	0,004	0,003	11,02	0,24	1,90	0,145				152	18	17	13	CO	
56		9,547	8,735	3,854	0,007	0,006	11,96	0,25	1,82	0,061				-176	-230	27	24		
1054		9,551	8,254	-4,805	0,026	0,013	15,46	0,36	1,76	-0,019				153	-163	106	51		
370		9,551	9,955	-9,503	0,077	0,060	14,57	1,61						176	-227	306	241		
417		9,552	8,543	4,273	0,118	0,129	13,73	1,78						-115	209	479	523		
846		9,560	3,213	-9,003	0,008	0,038	15,34	0,38						-162	342	31	149		
386		9,564	8,752	3,855	0,007	0,007	12,60	0,28	4,98					-1081	397	26	30		
698		9,565	7,865	-5,443	0,014	0,009	14,82	0,35	1,71					66	54	36			
737		9,575	9,193	-2,676	0,014	0,011	15,41	0,34						-115	56	44			
996		9,595	9,301	-2,355	0,047	0,057	15,65	0,54						-72	-213	189	232		
505		9,610	-0,712	-9,584	0,043	0,102	14,99	0,37						40	775	174	420		
160		9,612	2,779	-9,201	0,008	0,011	13,04	0,26						-30	-34	30	42		
580		9,622	9,610	-0,480	0,026	0,045	15,31	0,41						861	919	104	179		
1248		9,623	7,536	-5,984	0,028	0,017	15,99	0,47						-416	-127	111	69		
909		9,642	-6,750	6,885	0,040	0,033	15,57	0,77	1,80	0,015				-109	162	129			
672		9,649	-2,601	-9,292	0,066	0,060	15,45	0,51						-71	118	268	246		
202		9,674	8,424	4,756	0,005	0,005	13,54	0,22	1,73	0,072				-7	-153	20	21		
834		9,678	-2,382	-9,380	0,084	0,073	15,51	0,70						-453	35	343	297		
700		9,693	-8,054	5,393	0,024	0,031	15,26	0,70	1,86	-0,002				58	-75	96	123		
124		9,738	-6,318	-7,410	0,006	0,006	12,61	0,22						5	-117	23	25		
1224		9,739	2,655	-9,370	0,025	0,044	15,21	0,78						-8	-79	98	176		
519		9,742	-6,187	7,525	0,018	0,020	14,85	0,63	2,21	-0,009				-168	-76	72	78		
890		9,744	-4,574	-8,604	0,016	0,018	15,44	0,63						-70	200	63	70		
894		9,762	-7,738	-5,951	0,038	0,075	15,29	0,37						30	-243	154	305		
126		9,772	1,879	-9,590	0,017	0,017	12,85	0,26						-169	61	68	68		
947		9,777	7,415	-6,372	0,011	0,015	15,74	0,93						1148	43	59			
754		9,785	2,242	-9,525	0,016	0,030	15,53	0,55						-109	-73	64	118		
903		9,801	-7,421	-6,402	0,058	0,041	15,42	0,39						-170	118	230	165		
291		9,806	7,064	6,801	0,012	0,008	13,99	0,23	1,32	0,007				-122	-58	49	31		
924		9,810	-7,230	6,630	0,056	0,047	15,42	0,63	1,82	-0,033				-51	30	226	187		
294		9,811	7,957	5,740	0,011	0,008	13,95	0,33	1,47	0,116				100	43	33			
1066		9,812	7,121	-6,751	0,009	0,032	15,79	0,40						419	45	36	126		
632		9,815	-5,684	-8,509	0,038	0,031	15,08	0,59						-100	248	152	126		
1132		9,834	-4,931	-8,509	0,039	0,034	15,41	0,62						-333	334	159	139		
454		9,849	7,898	-5,884	0,003	0,009	14,52	0,26						16	130	11	37		
724		9,852	6,731	7,194	0,028	0,024	15,25	0,55	1,70	-0,009				-100	-46	115	97		
681		9,856	-7,755	-6,083	0,017	0,093	15,30	0,33						-377	-452	70	378		
112		9,891	-4,336	-8,890	0,008	0,007	12,48	0,23						-110	64	32	30		

Zusammenfassung der Messwerte (Fortsetzung)

Stern	Name	d_{Sgr-A^*}	Position ["]			Photometrie										Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	Δv_δ	Δv_r				
658		9,894	-4,339	-8,891	0,011	0,014	12,67	0,68	1,45	0,085	34,8	0	112	43	54						
963		9,903	7,774	6,135	0,046	0,046	15,44	0,47	1,45	0,085	2,0	16	187	186							
750		9,907	8,231	-5,513	0,010	0,017	15,44	0,66		0,254	0,3	-69	38	67							
771		9,909	9,573	-2,557	0,019	0,037	15,36	0,31	1,51	0,061		-137	167	151							
317		9,911	7,471	6,512	0,009	0,007	14,12	0,28			0,3	-17	54	30							
331		9,933	7,429	-6,593	0,006	0,007	14,05	0,17			1,2	-101	-118	25							
61		9,978	5,683	-8,202	0,003	0,004	11,68	0,19			2,6	-36	-186	13							
339		9,982	6,416	7,647	0,013	0,012	14,18	0,28	1,66	0,052	1,1	-36	51	48							
274		9,986	8,005	5,970	0,013	0,020	14,03	0,26	1,51	0,074	0,5	-115	82	80							
273		10,000	9,072	4,208	0,005	0,008	14,02	0,25	1,20	0,059	0,1	-26	53	19							
218		10,012	-4,945	-8,706	0,011	0,012	13,56	0,24			30,4	-23	136	44							
1086		10,012	8,383	-5,476	0,012	0,037	15,58	0,44		0,159	0,5	-121	-61	49							
751		10,017	3,447	-9,405	0,057	0,040	15,39	0,34			153	84	227	156							
252		10,024	9,299	-3,741	0,008	0,015	13,67	0,17			28,3	-70	-145	32							
431		10,024	-7,092	7,084	0,010	0,029	14,72	0,43	1,88	0,049	9,7	36	-14	42							
707		10,035	8,467	5,386	0,049	0,018	15,32	0,54	1,26	0,048	0,0	-108	-148	200							
1053		10,040	8,605	-5,173	0,017	0,037	15,91	0,73	1,82	-0,082	5,0	-40	-82	65							
484		10,047	-6,978	7,228	0,019	0,044	14,90	0,49	1,62	0,042	0,8	47	-3	76							
122		10,047	-3,427	-9,445	0,015	0,014	12,77	0,29			13,1	-256	379	60							
1124		10,053	8,781	-4,894	0,032	0,006	15,73	0,40	1,50	0,005	3,1	-228	-27	22							
765		10,068	9,586	-3,077	0,037	0,047	14,80	0,30			69	-178	146	192							
360		10,069	-3,903	-9,282	0,030	0,021	14,21	0,32			9,4	-258	-17	121							
688		10,074	7,801	6,374	0,016	0,021	15,26	0,38	1,45	-0,101	0,2	11	63	81							
876		10,083	7,241	7,018	0,025	0,023	15,40	0,41	1,50	0,041	2,2	4	87	99							
675		10,088	8,820	4,896	0,027	0,026	15,00	0,35	1,14	0,034	0,2	-135	10	108							
100		10,093	-6,811	-7,448	0,007	0,007	12,38	0,21			321,6	-2	158	29							
611		10,093	-4,411	-9,078	0,103	0,088	15,24	0,93			0,8	74	-31	406							
503		10,101	9,603	-3,133	0,019	0,070	14,85	0,32			6	-69	77	272							
230		10,109	9,079	-4,446	0,002	0,005	13,71	0,18	1,91	0,066	1533,6	-38	-155	8							
1190		10,118	-6,842	-7,453	0,033	0,009	13,20	1,40			136,2	57	212	132							
1104		10,128	7,090	-7,232	0,024	0,028	15,43	0,36			919,3	33	468	94							
923		10,135	-7,176	-7,157	0,047	0,071	15,72	0,78			0,5	-124	-146	189							
551		10,138	5,878	-8,260	0,067	0,110	14,86	1,14			0,2	-43	285	269							
805		10,143	5,699	-8,390	0,112	0,091	15,21	1,27			1,9	15	44	449							
1204		10,167	-5,898	-8,282	0,044	0,065	15,54	0,46	1,86	-0,184	10,3	-178	-12	178							
770		10,181	-8,235	5,987	0,023	0,080	15,44	0,53			0,9	113	-202	142							
1178		10,186	-7,564	-6,823	0,035	0,043	15,38	0,69			0,9	70	-145	58							
326		10,194	8,528	5,586	0,014	0,006	14,26	0,36	1,60	0,049	4,7	70	-145	24							
275		10,199	8,825	-5,112	0,006	0,007	13,70	0,21	2,06	0,072	7,6	70	-5	26							
541		10,209	-7,285	7,152	0,009	0,038	15,10	0,52	1,50	-0,002	0,2	89	-118	35							
993		10,212	-6,605	7,789	0,025	0,040	15,47	0,66	1,73	-0,119		36	-85	101							
1169		10,229	-5,492	-8,630	0,033	0,037	15,61	0,72			47,3	203	79	131							
1215		10,232	-5,003	-8,926	0,035	0,049	15,65	0,89			0,8	-179	300	140							
1153		10,260	4,790	-9,073	0,028	0,047	15,56	0,39			0,1	-123	-252	107							
1144		10,269	-8,057	6,366	0,036	0,063	15,62	0,78	1,98	-0,040	0,5	105	-181	142							
616		10,305	8,944	5,120	0,031	0,036	15,03	0,34	1,21	0,055	0,1	41	61	122							
803		10,325	8,728	5,516	0,020	0,010	15,38	0,57	1,21	0,048	3307,6	113	-91	81							
694		10,329	9,172	-4,750	0,021	0,022	15,53	0,46	1,48	-0,023	1,4	34	-149	83							
896		10,348	7,889	-6,697	0,037	0,032	15,49	0,35			2,5	239	-287	150							
257		10,474	6,769	7,993	0,033	0,017	13,60	0,24	1,83	0,057	1,4	101	-53	136							
1071		10,479	-7,759	7,043	0,045	0,026	15,48	0,84	2,25	0,023	1,0	-225	88	177							
449		10,537	8,883	-5,667	0,012	0,007	14,54	0,23			1,3	69	99	27							
58		10,613	-7,064	-7,921	0,009	0,006	11,82	0,21			63,1	0	-166	37							
1097		10,619	7,188	-7,816	0,022	0,019	15,71	0,26			0,3	116	-302	87							
98		10,619	-7,527	-7,491	0,008	0,012	12,36	0,21			8,8	18	-53	30							
496		10,648	-7,557	-7,501	0,173	0,155	13,34	1,60			392,8	48	-19	712							
1047		10,666	9,302	-5,218	0,033	0,032	15,45	0,64			0,018	180	353	128							
1061		10,678	8,252	6,777	0,068	0,094	15,74	0,57	1,86	-0,137	0,9	60	-157	277							
426		10,682	-8,388	6,614	0,049	0,008	14,40	0,52	1,81	0,014	1,0	132	-519	200							

Zusammenfassung der Messwerte (Fortsetzung)

Stern	Name	d_{Sgr-A}^*	Position ["]			Photometrie					Geschwindigkeit [km/s]					Typ
			α	δ	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	m_K	Δm_K	m_{H-K}	m_{CO}	χ^2	v_α	v_δ	v_r	Δv_α	
167		10,723	7,635	-7,529	0,005	0,001	13,19	0,15					20	-74	6	
401		10,731	-6,922	-8,199	0,008	0,019	14,35	0,34					30	83	78	
419		10,734	-6,921	-8,204	0,009	0,019	14,35	0,34					35	78		
794		10,757	9,488	-5,067	0,164	0,180	15,44	0,29					626	677	721	
363		10,758	-6,102	-8,860	0,014	0,023	14,18	0,23	-0,052				40	60	53	92
762		10,781	8,675	-6,402	0,042	0,027	15,42	0,38					24	-186	167	108
838		10,784	8,171	-7,038	0,033	0,035	15,35	0,25					-373	-109	130	143
376		10,807	7,238	-8,024	0,032	0,069	14,37	1,28					90	-254	127	278
170		10,815	5,389	-9,377	0,014	0,008	13,26	0,14					31	91	31	
1080		10,843	7,947	-7,377	0,022	0,017	15,54	0,58					147	-241	89	67
856		10,860	7,624	-7,734	0,031	0,010	15,83	0,53					-139	122	41	
628		10,874	7,881	7,492	0,040	0,032	15,01	0,44	1,66	-0,021			-314	164	127	
1045		10,897	8,638	6,642	0,047	0,054	15,51	0,80	1,57	0,009			187	50	186	219
1027		10,902	6,461	-8,780	0,022	0,047	15,40	0,32					-137	133	88	190
356		10,922	-6,290	-8,929	0,017	0,009	14,28	0,27					-92	-120	68	37
842		10,960	8,897	6,401	0,073	0,053	15,49	0,38	1,28	-0,047			297	216	297	216
222		10,981	7,298	-8,204	0,005	0,005	13,61	0,15					-48	-71	20	18
509		10,991	-6,642	-8,757	0,025	0,034	14,77	0,26					-40	109	101	135
528		11,033	5,749	-9,417	0,030	0,021	15,15	0,36					86	103	121	85
233		11,059	-7,603	8,031	0,005	0,009	13,48	0,13	1,73	0,086			57	-61	22	37
844		11,089	6,466	-9,008	0,031	0,042	15,56	0,26					2	-504	125	170
645		11,182	7,333	-8,441	0,026	0,017	15,41	0,44					3	-286	103	67
875		11,240	8,242	7,642	0,031	0,025	15,48	0,43	1,50	-0,089			-89	49	122	99
1049		11,255	-6,887	-8,902	0,070	0,044	15,42	0,49					-187	16	279	178
1205		11,279	6,320	-9,342	0,025	0,032	15,80	0,40					221	-160	99	123
1154		11,294	7,769	-8,198	0,035	0,039	15,67	0,40					90	-33	137	156
774		11,388	-7,443	-8,619	0,041	0,045	15,24	0,40					167	214	161	180
237		11,495	6,931	-9,171	0,008	0,010	13,59	0,15					189	-15	33	39
182		11,611	7,481	-8,880	0,004	0,004	13,21	0,17					-93	-202	14	16
366		11,809	7,272	-9,305	0,011	0,006	14,37	0,20					76	-253	45	24
289		11,886	-7,610	-9,131	0,056	0,031	13,97	0,21					513	425	230	129
756		11,905	8,468	-8,368	0,021	0,022	15,46	0,45					44	-105	83	86
187		11,948	7,214	-9,525	0,013	0,012	13,78	0,17					-82	-299	51	48
1014		11,956	9,464	-7,306	0,054	0,034	15,58	0,28					52	142	213	135
843		11,973	7,494	-9,338	0,039	0,043	15,83	0,31					83	167	156	171
465		11,994	8,975	-7,956	0,016	0,011	14,67	0,24					14	-94	64	44
270		12,196	8,809	-8,435	0,006	0,006	13,23	0,26					-332	729	26	26
708		12,310	9,554	-7,763	0,115	0,148	15,35	0,33					150	612	473	612
200		12,365	8,910	-8,574	0,003	0,006	13,16	0,21					294	-90	10	25
882		12,878	8,892	-9,316	0,033	0,075	15,58	0,28					-171	-34	128	310
1006		13,023	9,293	-9,124	0,052	0,056	15,87	0,52					-50	109	207	223

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung der Störung der Wellenfront durch die Atmosphäre	12
1.2	Schematischer Aufbau eines adaptiven Optiksyste.ms	16
1.3	Schematischer Aufbau eines adaptiven Optiksyste.ms mit Natrium-Laserleitstern. Die dunkel markierten Bereiche der atmosphärischen Turbulenzschichten können aufgrund der endlichen Höhe des Leitsterns nicht gemessen werden. Diese als „Cone-Effekt“ bezeichnete Tatsache ist bei Rayleigh-Leitsternen stärker ausgeprägt als bei Natrium-Leitsternen.	18
2.1	Schemazeichnung der optischen Bank	22
2.2	Prinzip eines Shack-Hartman-Sensors: Die einfallende Wellenfront wird von einer Linsenmatrix in mehrere Subaperturen aufgeteilt. Die Größe der einzelnen Subaperturen sollte an die Kohärenzlänge der Atmosphäre angepaßt sein, damit die lokale Wellenfront in dieser Subapertur nahezu eben ist und nur einer lokalen Verkippung unterworfen ist. Die Verschiebung der Abbildung des fokussierten Bildes dieser Subapertur auf der CCD-Kamera ist damit ein Maß für den Gradienten der Wellenfront an der Stelle der Subapertur.	23
2.3	Verfügbare Linsenmatrizen bei ALFA. Diese können mittels eines fernsteuerbaren Verschiebeschlittens ausgetauscht werden.	24
2.4	Aufbau der optischen Bank im Laserlabor	27
2.5	Der Weg des Laserstrahls vom Laserlabor zum Projektionsteleskop	30
2.6	Positionsabweichung des Lasers in einer Achse ohne (gepunktete Linie) und mit (durchgezogene Linie) aktiver Regelung	33
2.7	Wanderung des Laserstrahls innerhalb zwei Minuten am Eingang des Projektionsteleskops ohne Rückkoppelschleifen. Die großen Ausreißer nach oben rechts werden durch eine unstete Bewegung des Spiegels S5 während der normalen Nachführung des Teleskops verursacht. Die Auflösung dieser Messung beträgt 1 Bogensekunde und wurde an einer Referenzquelle gemessen (oben links).	34
2.8	Schematische Funktionsweise von ALIENS	37
2.9	Aufteilung der Steuer- und Regelaufgaben auf die verschiedenen Rechner im Lasersystem	40

2.10	Meßaufbau zur Bestimmung der Natriumverteilung mit einem externen Teleskop, wie er beim Experiment auf Calar Alto benutzt wurde.	43
2.11	Aufbau der Modulationseinheit im Laserlabor (links) und der Meßeinheit auf der optischen Bank der adaptiven Optik (rechts). Der Personal Computer zur Datenaufnahme und -auswertung befindet sich im Laserlabor.	45
2.12	Prinzip eines Schieberegisters zur Erzeugung einer pseudozufälligen Sequenz . .	46
2.13	Diese Graustufenabbildung zeigt die zeitliche Entwicklung des Höhenprofils der Natriumschicht am 17. Oktober 1999 (links) und am 18. Oktober 1999 (rechts). Weiße Spalten zeigen Datenlücken durch Wolken an. Die schwarzen Punkte geben die durchschnittliche Höhe der Natriumschicht an (den Zentroid). Diese Höhe änderte sich nur um wenige 100 Meter während einer einzelnen Nacht, obwohl sie einen Unterschied von 1,5km zwischen den beiden Nächten aufzeigt.	48
2.14	Vergleich der LIDAR-Messungen (durchgezogene Linie) mit dem Ergebnis aus der direkten Beobachtung vom 2,2 Meter-Teleskop (gestrichelt)	49
2.15	K-Band Aufnahme des Sternentstehungsgebietes in Orion. Die Kantenlänge dieses Bildes beträgt 80". Norden ist oben, Osten links.	50
2.16	Mit adaptiver Optik korrigierte Aufnahme des galaktischen Zentrums. Der helle Stern rechts unterhalb der Mitte ist IRS 7.	51
2.17	Beste Korrektur, die jemals mit dem Laserleitstern erreicht wurde. Links ohne adaptive Optik, in der Mitte über 200 Sekunden gemittelt, und rechts die besten 10 Sekunden.	52
3.1	K-Band Aufnahme des innersten Bereiches unserer Milchstraße. Dieses Bild wurde im März 1999 auf Calar Alto mit der Kamera OMEGA-Cass aufgenommen und deckt einen Bereich von $\sim 5,5 \times 5,5$ (etwa 13×13 Parsek) ab. Der zentrale Sternhaufen um IRS 16 befindet sich direkt in der Bildmitte unter der hellen Quelle IRS 7. Auf dieser Aufnahme ist Osten links und Norden oben. . .	58
3.2	K-Band-Aufnahme des zentralen Parseks des galaktischen Zentrums. Der helle Stern im oberen Bilddrittel ist IRS 7. Der zentrale Sternhaufen IRS 16 ist unmittelbar in der Bildmitte. Diese SSA-Aufnahme ist ein Mosaik aus 4 Einzelaufnahmen und wurde am 27. April 1994 bei extrem gutem Seeing von 0",2 gewonnen.	59
4.1	Schematischer Aufbau der SHARP I Kamera	62
4.2	Schematischer Aufbau des 3D Spektrographen	64
4.3	Aufnahmesequenz bei SHARP I-Beobachtungen	68
4.4	Abgedeckter Bereich bei den 3D-Beobachtungen im März 1996 (1,97 bis $2,21\mu\text{m}$)	71
4.5	Abgedeckter Bereich bei den 3D-Beobachtungen im April 1996 (2,18 bis $2,45\mu\text{m}$)	72
4.6	Flatfields der SHARP I Kamera (links) und des 3D-Spektrographen (rechts) . .	74

4.7 Typische Form einer PSF nach Anwendung des SSA-Algorithmus 77

4.8 Vergleich der Photometrieergebnisse bei Verwendung der verschiedenen Entfaltungsverfahren 78

4.9 Kombination zweier Entfaltungsmethoden, um beugungsbegrenzte Karten zu erstellen 83

4.10 Schematische Darstellung der Erstellung des Datenkubus. Im resultierenden Bild enthält jedes räumliche Bildelement in der dritten Dimension ein Spektrum. 86

5.1 Bestimmung der Eigenbewegungen der Quellen IRS 16NE (links) sowie S2 (rechts). Die Beschleunigung von S2 beträgt $a_\delta = 4,80 \pm 1,22''/1000a^2$ sowie $a_\alpha = 3,74 \pm 0,61''/1000a^2$ 92

5.2 Ergebnis der Fehleranalyse durch Variation der Liste der Referenzsterne. 94

5.3 Lichtkurven der 4 Kalibratorsterne im K-Band 97

5.4 Spektren der Sterne IRS 16NE (oben) und IRS 7 (unten) mit Identifikation der verwendeten Emissions- und Absorptionslinien 98

5.5 Linienkarten zur Identifikation der He-Sterne (oben) sowie Kreuzkorrelationskarte für die CO-Sterne (unten) 99

5.6 Spektren der He-Sterne mit schmalen Emissionslinien 101

5.7 Spektren der He-Sterne mit breiten Emissionslinien 102

5.8 Spektren der CO-Sterne 103

5.9 Spektren der CO-Sterne (Fortsetzung) 104

5.10 Spektren der CO-Sterne (Fortsetzung) 105

6.1 Leuchtkraftfunktion im K-Band (durchgezogene Linie) sowie im H-Band (gestrichelt). Die Schrittweite des Histogramms beträgt $0,5^m$ 108

6.2 Farben-Helligkeits-Diagramm des Galaktischen Zentrums 109

6.3 Links die Verteilung der ermittelten χ^2 -Werte als Funktion der Helligkeit. Rechts das Histogramm der χ^2 -Verteilung. Die Schrittweite beträgt $\log \chi^2 = 0.1$. In beiden Abbildungen ist der Grenzwert von $\chi^2 = 2,33$ eingetragen. 110

6.4 Zerlegung der Eigenbewegungsvektoren in einen Tangential- und einen Radialanteil 112

6.5 Anisotropietest γ_{pz} für verschiedene Sternpopulationen 113

6.6 Anisotropietest γ_{TR} für alle Sterne mit bekannten Eigenbewegungen 113

6.7 Anisotropietest γ_{TR} für verschiedene Sternpopulationen 114

6.8 Rotationskurve der He-Sterne 114

6.9 Eingeschlossene Masse, berechnet aus den Geschwindigkeiten einzelner Sterne . 115

6.10 Geschwindigkeitsdispersion σ_{prop} , σ_T und σ_R in $1''$ breiten Ringen zentriert auf Sgr A* 117

6.11	Aus der Geschwindigkeitsdispersion der Eigenbewegungen berechnete eingeschlossene Masse. Die obere Kurve repräsentiert M_{BT} , die mittlere M_{virial} und die untere M_{LM}	118
6.12	Lichtkurve des Sterns IRS 16SW	120
6.13	Bestimmung der Periode von IRS 16SW: Links das Ergebnis des χ^2 -Tests, rechts die zurückgefaltete Lichtkurve.	121
6.14	Spektrum von IRS 16SW	122
6.15	Lichtkurve (links) und Spektrum (rechts) der Quelle IRS 34W	123
6.16	Bewegung der Quellen S1 (links) und S2 (rechts). Der Kreis markiert die Position von Sgr A*.	124

Tabellenverzeichnis

2.1	Beispielhafte Zuordnung von A_2 , um eine pseudozufällige Pulsfolge der Länge N zu erhalten. Bei $N = 8, 12, 13, 14, 16$ ist die maximale Länge nicht durch die Verwendung eines einzigen Anschlusses zu erreichen, dann müssen weitere Anschlüsse A_3 und A_4 über ein XOR-Gatter zusammengeschaltet werden. Statt dem hier angegebenen Wert für A_i kann auch der Wert $N - A_i$ verwendet werden (aus: Tietze, Schenk, 1976).	46
4.1	Beobachtungsläufe mit Speckle-Interferometrie	67
4.2	Zusammenfassung der von mir verwendeten Gemini-Daten	70
5.1	Positionen und Eigenbewegungen der verwendeten Radioquellen relativ zu Sgr A*	93
5.2	Helligkeiten der Kalibrationssterne	95
5.3	Verwendete Emissionslinien zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten	97
6.1	Geschwindigkeitsdispersion und eingeschlossene Masse bei Verwendung verschiedener Sternklassen	119
6.2	Gemessene Beschleunigungen und die daraus abgeleitete untere Schranke für die umschlossene Masse	125

Literaturverzeichnis

- [1] Bahcall, J.N., & Tremaine, S.C. 1981, *Astrophysical Journal*, 244, 805
- [2] Becklin, E. & Neugebauer, G., 1968, *Astrophysical Journal*, 151, 145
- [3] Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 117, 393
- [4] Blum, R., Sellgren, K., & Depoy, D. 1996, *Astrophysical Journal*, 470, 864
- [5] Eckart, A. & Genzel, R. 1996, *Nature*, 383, 415
- [6] Eckart, A. & Genzel, R. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 284, 576
- [7] Eckart, A., Genzel, R., Ott, T., & Schödel, R. 2002, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 331, 917
- [8] Ferruit, P., Wilson, A. S., Falcke, H., Simpson, C., Pécontal, E., & Durret, F. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 309, 1
- [9] Genzel, R., Eckart, A., Ott, T., & Eisenhauer, F. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 291, 219
- [10] Genzel, R., Pichon, C., Eckart, A., Gerhard, O., & Ott, T. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 317, 348
- [11] Ghez, A., Klein, B., Morris, M., & Becklin, E. 1998, *Astrophysical Journal*, 509, 678
- [12] Hackenberg, W., 1999, *Dissertation, Ludwigs-Maximilians-Universität München*
- [13] Hindsley, R. & Bell, R. 1990, *Astrophysical Journal*, 248, 673
- [14] Hippler, S., Kasper, M., Feldt, M., Weiss, R., Looze, D., Montoya, L., Aceituno, J., Ott, T., & Davies, R., in *Proc of SPIE Conf on Adaptive Optical Systems Technology*, vol. 4007, p. 41
- [15] Hofmann, R., Blietz, M., Duhoux, P., Eckart, A., Krabbe, A., & Rotaciuc, V. 1992, *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies*, 617

- [16] Kasper, M., 2000, Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- [17] Krabbe, A., Genzel, R., Eckart, A., Najarro, F., Lutz, D., Cameron, M., Kroker, H., Tacconi-Garman, L., Thatte, N., Weitzel, L., Drapatz, S., Geballe, T., Sternberg, A., & Kudritzki, R. 1995, *Astrophysical Journal Letters*, 447, 95
- [18] Lenzen, R., Bizenberger, P., Salm, N., & Storz, C. 1998, *Proc. SPIE*, 3354, 493
- [19] Leonard, P.J.T., & Merritt, D. 1989, *Astrophysical Journal*, 339, 195
- [20] Menten, K., Reid, M., Eckart, A., & Genzel, R. 1997, *Astrophysical Journal Letters*, 475, 111
- [21] Mountain, C. M., Wade, R., Robertson, D. J., & Lee, T. J. 1989, *Infrared Spectroscopy in Astronomy*, 563
- [22] Najarro, F., Krabbe, A., Genzel, R., Lutz, D., Kudritzki, R., & Hillier, D. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 325, 700
- [23] Ott, T., Eckart, A., & Genzel, R. 1999, *Astrophysical Journal*, 523, 248
- [24] Paumard, T., Maillard, J.P., Morris, M., & Rigaut, F. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 366, 466
- [25] Thatte, N., Kroker, H., Weitzel, L., Tacconi-Garman, L.E., Tecza, M., Krabbe, A., and Genzel, R. 1995, in *Proc. of SPIE Conf. on Infrared Imaging Systems*, vol. 2457, p. 288
- [26] Weitzel, L., Krabbe, A., Kroker, H., Thatte, N., Tacconi-Garman, L., Cameron, M., & Genzel, R. 1996, *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 119, 531

Danksagung

An dieser Stelle gilt mein aufrichtiger Dank vor allem Herrn Prof. Reinhard Genzel, der mir die Gelegenheit gab, meine Promotionsarbeit in einer international bedeutsamen Arbeitsgruppe anzufertigen und der mir in allen Phasen meiner Arbeit mit Ratschlägen und hervorragenden Ideen zur Seite stand.

Dankbar bin ich im besonderen auch Andreas Eckart für seine ungemein kompetente Betreuung, bei der er trotz der räumlichen Ferne jederzeit sowohl ein offenes Ohr wie auch Lösungen für meine Probleme bereithielt.

Ein ganz herzlicher Dank auch an die ALFAs: Sebastian Rabien, Ric Davies, Wolfgang Hackenberg, Stefan Hippler, Markus Kasper, Luzma Montoya und Jesus Aceituno. Ohne deren Mithilfe wäre das Projekt ALFA niemals zustande gekommen. Besonders bleiben die langen Vormittage in Erinnerung, die häufig der Aufarbeitung des gerade nicht erlebten gedient haben.

Allen Mitgliedern der Infrarotgruppe möchte ich für die freundliche Aufnahme am Institut, sowie für die vielen Diskussionen, Ideen und Ratschläge danken, die meine Arbeit oft wesentlich erleichtert haben.

Den vielleicht wesentlichsten Beitrag zum erfolgreichen Abschluß dieser Arbeit haben jedoch meine Familie und meine Eltern beigesteuert, indem sie mir in den langen Jahren meiner Ausbildung jede nur erdenkliche Unterstützung zukommen ließen.

Lebenslauf

Geburtsdatum: 14. Februar 1970
Geburtsort: München
Familienstand: verheiratet, 1 Kind
Staatsangehörigkeit: Deutschland

Schulbildung

1976 - 1978	Grundschule	Fautenbach
1978 - 1980	Grundschule	München
1980 - 1987	Gymnasium	Garching
1987 - 1988	High School	Middlesboro (USA)
1988 - 1990	Gymnasium	Garching
Juni 1990	Abitur	

1990 - 1991 Grundwehrdienst

Hochschulbildung

1991 - 1996	Studium der allgemeinen Physik an der technischen Universität München	München
1995 - 1996	Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik: <i>„Speckle-Interferometrische Untersuchungen der Eigenschaften von Sternen im galaktischen Zentrum im Nah-infraroten“</i>	Garching
1997 - 2002	Anfertigung der Dissertation am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik	Garching