

Inbetriebnahme und Charakterisierung des
abbildenden
Nahinfrarot-Spektrographen SPIFFI und
Beobachtung der ultraleuchtkräftigen Galaxie
IRAS06206-6315

Dissertation der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von Christof Iserlohe

München, den 10. Dezember 2004

1. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Genzel

2. Gutachter: Prof. Dr. Ralf Bender

Tag der mündlichen Prüfung: 11.7.2005

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Inbetriebnahme SPIFFIs (*Spectrograph for Integral Faint Field Imaging*), des ersten abbildenden Nahinfrarot-Spektrographen an einem 8m-Klasse-Teleskop und die Demonstration der wissenschaftlichen Leistungsfähigkeit abbildender Nahinfrarot-Spektroskopie. Die Arbeit ist in zwei Teile gegliedert.

Der erste Teil beschäftigt sich mit der Inbetriebnahme und Charakterisierung SPIFFIs im Labor und am Teleskop. Im Rahmen der Charakterisierung im Labor wurde die Leistungsfähigkeit sowohl einzelner Komponenten wie auch des gesamten Instrumentes im Hinblick auf die gestellten technischen Spezifikationen und wissenschaftlichen Zielsetzungen maximiert. In diesem Zusammenhang wurde das räumliche Auflösungsvermögen des Voroptiksystems charakterisiert. Das spektrale Auflösungsvermögen wurde durch eine Minimierung der durch die Spektrographenkamera verursachten Wellenfrontdeformationen maximiert. Spezielle Steuerungs- und Auslesemodi wurden mit dem Ziel entwickelt, elektronische Rauschbeiträge zu minimieren. Da SPIFFI ein Cassegrain-Instrument ist, wurden residuale, d. h. nicht korrigierbare, Bildbewegungen auf dem Detektor vermessen. Nach Abschluß der Optimierungsphase im Labor wurde SPIFFI im Februar 2003 als Gast-Instrument am Very Large Telescope (VLT) der ESO betrieben und ist das einzige Instrument seiner Art an einem 8m-Klasse Teleskop.

Der zweite Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse von K-Band-Daten der Galaxie IRAS06206-6315, die während des ersten Beobachtungslaufes SPIFFIs als Gast-Instrument im Februar 2003 am Very Large Telescope (VLT) mit einer Auflösung am Himmel von 0,25 Bogensekunden pro Bildelement genommen wurden. Bei IRAS06206-6315 ($z = 0,0923$) handelt es sich um eine infrarot-ultraleuchtkräftige Galaxie (engl.: ULIRG), die aus zwei stark wechselwirkenden Kernen besteht. Emission zahlreicher Übergänge wie Rotations-Vibrations-Übergänge molekularen Wasserstoffes, ionisierten Wasserstoffes und des AGN-Indikators [SiVI] bei $1,9634 \mu\text{m}$ (nur im südlichen Kern) wurde beobachtet. Aus dem Spektrum der Rotations-Vibrations-Übergänge molekularen Wasserstoffes kann eine Gleichgewichtstemperatur von etwa 2200 K abgeleitet werden. Die Masse des leuchtenden molekularen Gases wurde zu $22700/3900 M_{\odot}$ im südlichen/nördlichen Kern abgeschätzt. Aufgrund des gemessenen Br_{γ} -Flusses erscheint ein Anregungsmechanismus durch Supernovae, Röntgen- oder UV-Emission als unwahrscheinlich. Unter Berücksichtigung der beobachteten starken Wechselwirkung des Systems wird argumentiert, daß Anregung durch einen schnellen C-Schock hier am wahrscheinlichsten ist. Die Gasdynamik des Systems ist dabei komplex und wurde anhand von Pa_{α} -Kanalkarten untersucht. Die Pa_{α} -Emissionslinie des südlichen Kernes zeigt eine auffällige Doppel- bzw. Mehrfach-Struktur. Eine Simulation der Gasdynamik des südlichen Kernes und der Vergleich von simulierten und gemessenen Kanalkarten deuten auf die Existenz eines Gastorus oder auf zwei einander umkreisende Kerne hin. Aus dem gemessenen Br_{γ} -Fluß und den Infrarot- und K-Band-Leuchtkräften läßt sich ein Alter der Sternentstehungsaktivität von etwa $10^7 - 10^8$ Jahren ableiten.

Inhaltsverzeichnis

I Inbetriebnahme und Charakterisierung des abbildenden Nahinfrarot-Spektrographen SPIFFI

1	Aufbau und Funktionsweise SPIFFIs	7
1.1	Optischer und optomechanischer Aufbau SPIFFIs	7
1.2	Bildentstehung	10
1.3	Mechanischer Aufbau SPIFFIs	11
1.4	Das adaptive Optik-Modul	11
2	Optik	13
2.1	Abbildungsqualität der Voroptik	13
2.1.1	Versuchsaufbau	13
2.1.2	Messung	13
2.2	Abbildungsqualität der Spektrographenkamera	16
2.2.1	Fertigungstoleranzen der Spektrographenkamera	17
2.2.2	Theoretische Grundlagen zur Berechnung der Zernike-Koeffizienten einzelner Baugruppen	19
2.2.3	Aufbau des Teststandes und der Kamera	20
2.2.4	Messung und Minimierung winkelabhängiger Zernike-Koeffizienten der einzelnen Baugruppen	21
2.2.5	Minimierung abstandsabhängiger Zernike-Koeffizienten	23
3	Der Detektor und das Auslesesystem	25
3.1	Der Detektor	25
3.1.1	Der Nachweis von Licht	25
3.1.2	Aufbau, Betrieb und Eigenschaften des HAWAII-Detektors	26
3.2	IRACE	31
3.3	Messungen	32
3.3.1	Wahl eines geeigneten Taktschemas	32
3.3.2	Kosmetik	33
3.3.3	Dunkelstrom	34
3.3.4	Konversionsfaktor	36
3.3.5	Leuchten der Schieberegister	38
3.3.6	Linearitätsbereich	39
3.3.7	Frequenzabhängige Rauschbeiträge	39
3.3.8	Rauschmodell des Detektors	41

3.3.9	Odd-Even-Effekt	42
3.3.10	Memory-Effekt und elektrische Ghosts	44
3.3.11	Hintergrund- oder Detektor-limitiert?	44
3.3.12	Fringing, Flatfielding und Babysteps	45
4	Gravitationsinduzierte Verformungen	49
4.1	Residuale Bildbewegung	49
4.1.1	Die Flexure-Optik und die Metrologie	49
4.1.2	Abschätzung residueller Verformungen	50
4.1.3	Messung	53
4.2	Spektrale Verschiebung	55
5	Gesamteffizienz	57
5.1	Krümmung der Spektren über den Detektor	57
5.2	Detektorfokussierung	60
5.3	Supersampling und Instrumentenprofil	61
5.4	Spektrale Auflösung	64
5.5	Ursache der mäßigen Performance im J-Band	64
5.6	Wellenlängenkalibration und der Stare-Beobachtungsmodus	66
5.7	Quanteneffizienz und erreichbare Grenzhelligkeiten	68
5.8	Zusammenfassung der wichtigsten Kenngrößen	70
II	Analyse und Interpretation von Daten der ULIRG IRAS06206-6315	
6	ULIRGS und IRAS06206-6315	77
6.1	ULIRGS	77
6.2	IRAS06206-6315	81
7	Datenreduktion	85
7.1	Beobachtungen	85
7.2	Grundlegende Schritte der Datenreduktion	85
8	K-Band-Ergebnisse und Diskussion	89
8.1	Flußkalibration, Extinktion und K-Band-Flüsse	89
8.2	K-Band-Morphologie und Dynamik	96
8.3	Anregungsmodelle molekularen Wasserstoffes	102
8.3.1	Anregungsmodelle und vorhergesagte Linienverhältnisse im K-Band	102
8.3.2	Besetzungszahlendiagramm	106
8.3.3	Diskussion der beobachteten Flüsse molekularen Wasserstoffes und ionisierter Linien	108
8.4	AGN-Aktivität und Sternentstehungs-Simulationen	111
8.5	Masse des heißen molekularen Wasserstoffes	116
8.6	Zusammenfassung	116

Einleitung

SPIFFI (**S**pectrograph for **I**ntegral **F**aint **F**ield **I**maging) ist ein abbildender Nahinfrarot-Spektrograph für den Wellenlängenbereich von $1,10\text{-}2,45\mu\text{m}$. Das Instrument wurde vom Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) entwickelt und gebaut und ist Teil des SINFONI (**S**INgle **F**ar **O**bject **N**ear-**I**R **I**nvestigation) Projektes, einem Gemeinschaftsprojekt des MPE und der Europäischen Südsternwarte (ESO). SINFONI ist ein Cassegrain-Instrument, bestehend aus einer von der ESO gebauten adaptiven Optik (AO) und SPIFFI, und ging im Herbst 2004 am Cassegrain-Fokus von Yepun (UT4) am Very Large Telescope (VLT) in Betrieb. Diese Phase wird im folgenden als Facility-Phase bezeichnet.

Herkömmliche Spektroskopiemethoden, die spektrale Informationen zum Beispiel nur entlang einer räumlichen Achse liefern, erlauben bei Beobachtung komplexer, ausgedehnter Objekte nicht immer eine zweifelsfreie Bestimmung der zugrunde liegenden physikalischen Prozesse. Zwar kann man bei einem Langspaltspektrographen durch sukzessives Verschieben des Spaltes, bei einem Fabry-Perot-Spektrometer durch sukzessives Abbilden in allen interessierenden Wellenlängenbereichen spektrale Information eines zwei-dimensionalen Gesichtsfeldes sammeln, aber solche Techniken sind zeitaufwendig und leiden unter der gerade im Nahinfraroten variablen Emission der Erdatmosphäre.

SINFONI bietet die Möglichkeit gleichzeitig 32×32 Bildelemente eines $8,0 \times 8,0$ bzw. $3,2 \times 3,2$ Bogensekunden umfassenden Gesichtsfeldes bei Seeing-limitierten Beobachtungen bzw. eines $0,8 \times 0,8$ Bogensekunden umfassenden Gesichtsfeldes bei Beobachtungen mit Hilfe der adaptiven Optik mit hoher spektraler Auflösung im Wellenlängenbereich von $1,10\mu\text{m}$ bis $2,45\mu\text{m}$ zu spektroskopieren. Ergebnis ist ein Datenkubus mit zwei räumlichen und einer spektralen Achse (siehe Abbildung 1). Ziel des Projektes sind detaillierte Studien kompakter wie auch ausgedehnter Objekte wie entfernte Quasare, wechselwirkende Galaxien, Kernregionen naher Galaxien, Sternentstehungsgebiete, das Galaktisches Zentrum und die Oberfläche von Planeten und ihren Satelliten in unserem Sonnensystem.

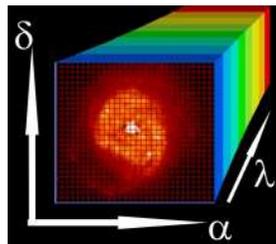


Abbildung 1: Datenkubus bestehend aus zwei räumlichen und einer spektralen Achse.

Im Frühjahr 2003 bestand die Möglichkeit, SPIFFI als Gast-Instrument (GI) am VLT ohne die adaptive Optik zu betreiben. Diese Phase umfasste unter anderem 20 Beobachtungsnächte und wird im folgenden als GI-Phase bezeichnet.

Teil I

**Inbetriebnahme und Charakterisierung
des abbildenden
Nahinfrarot-Spektrographen SPIFFI**

Der abbildende Nahinfrarot-Spektrograph SPIFFI

SPIFFI ist eine Eigenentwicklung des Max-Planck-Institutes für extraterrestrische Physik und wird nach einer Gast-Instrument-Phase in den Besitz der Europäischen Südsternwarte (ESO) übergehen. Aus diesen Gründen muß das Instrument sorgfältiger Prüfung unterzogen werden, um nicht nur den eigenen Ansprüchen Genüge zu leisten, sondern auch die Konformität mit den Spezifikationen der ESO als Gast-Instrument wie auch als Facility-Instrument zu untermauern. Der erste Teil dieser Arbeit behandelt Tests, die der Inbetriebnahme, der Bestimmung und der Verbesserung der Leistungsfähigkeit einzelner Komponenten und damit des gesamten Instrumentes dienen. Der modulare Aufbau SPIFFIs ist dabei nicht nur hilfreich, sondern erlaubt auch einen schnellen, einfachen Zugriff auf die einzelnen Komponenten. Im folgenden werden dabei die optischen Eigenschaften des Voroptiksystem, der Spektrographenkamera und des Gesamtinstrumentes diskutiert. Die optische Leistungsfähigkeit des Voroptiksystems ist entscheidend für das räumliche Auflösungsvermögen, da dieses das Gesichtsfeld auf den Bildzerleger abbildet, der den Pseudo-Langspalt erzeugt. Das Voroptiksystem wird in einem speziellen Testkryostaten separat getestet, in dem ein 32-fach höheres räumliches Abtasten der Punktabbildungsfunktion als in SPIFFI möglich ist. Die optische Qualität der Spektrographenkamera ist z. B. für das spektrale Auflösungsvermögen von kritischer Bedeutung. Die optischen Eigenschaften der Spektrographenkamera (hauptsächlich der verursachte Wellenfrontfehler) werden in der Integrationshalle des MPE vermessen und optimiert. Das spektrale Auflösungsvermögen des eigentlichen Spektrographen wird sowohl im Labor wie am Teleskop vermessen. Der HAWAII $1k \times 1k$ Detektor der Firma Rockwell wird zunächst in einem weiteren Testkryostaten in Betrieb genommen und sein Betrieb später in SPIFFI optimiert. Verbiegungen des Instrumentes, insbesondere nicht korrigierbare, die eine Wanderung des beobachteten Objektes auf dem Detektor verursachen, werden mit Hilfe eines schwenkbaren Cassegrain-Simulators bestimmt. Die im folgenden vorgestellten Daten charakterisieren das Instrument für den GI-Beobachtungslauf.

Kapitel 1

Aufbau und Funktionsweise SPIFFIs

In diesem Kapitel wird kurz der mechanische, optische und optomechanische Aufbau SPIFFIs beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten entnehmen man den jeweiligen Kapiteln, [SPIFFI-SO, 2002], [SPIFFI-OD, 2002] und [SPIFFI-MD, 2002].

1.1 Optischer und optomechanischer Aufbau SPIFFIs

SPIFFI ist ein kryogener Nahinfrarot-Spektrograph. Auf der Kaltplatte des Badkryostaten sind alle optischen und optomechanischen Elemente wie das Voroptiksystem, der Bildzerleger und der eigentliche Spektrograph mit Detektor verankert. SPIFFI wird mit flüssigem Stickstoff auf eine Betriebstemperatur von ca. 77 K gekühlt. Abbildung 1.1 zeigt die Anordnung aller optischen und optomechanischen Elemente auf der Kaltplatte. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten SPIFFIs entlang des Lichtweges kurz erläutert.

Das **Eintrittsfenster** ist auf der Kryostatoberseite montiert und besteht in der GI-Phase aus einem planparallelen Fenster aus CaF_2 . In der Facility-Phase wird stattdessen ein um ca. 45 Grad geneigter dichroitischer Strahlteiler verwendet, der nahinfrarotes Licht in den Kryostaten passieren läßt, sichtbares Licht jedoch auf den Wellenfrontsensor der adaptiven Optik umlenkt. Nur ein Teil des vom Teleskop bzw. vom adaptiven Optik-Modul zur Verfügung gestellten nutzbaren Gesichtsfeldes wird von SPIFFI genutzt. Mit Hilfe eines Planspiegelsystems, der sogenannten **Himmelsspinne**, kann ein Teil des von SPIFFI nicht direkt erfaßten Gesichtsfeldes parallel in das SPIFFI-Gesichtsfeld umgelenkt werden. Dies erlaubt die gleichzeitige Beobachtung des Himmelshintergrundes aus bis zu 45 Bogensekunden Entfernung. Das **Voroptiksystem**, dessen Austrittspupille im Unendlichen liegt, besteht aus dem Voroptikkollimator, dem Filterrad und dem Voroptikrad und bildet die Fokalebene des Teleskopes ($F/D=13,4$ in der GI-Phase) bzw. der adaptiven Optik ($F/D=17,1$ in der Facility-Phase) auf den kleinen Bildzerleger ab (siehe Abbildung 1.2). Der Voroptikkollimator bildet die Eintrittspupille auf eine kalte Blende ab, um den thermischen Hintergrund des Sekundärspiegels und dessen Halterungsstruktur zu unterdrücken. Ein Planspiegel lenkt dabei die senkrecht zur Kaltplatte einfallenden Lichtstrahlen parallel zur Kaltplatte um. Für die verschiedenen Öffnungsverhältnisse existieren zwei verschiedene Voroptikkollimatoren. Das Filterrad stellt Filter für das J- ($1,10\text{-}1,40\ \mu\text{m}$), H- ($1,45\text{-}1,85\ \mu\text{m}$), K- ($1,95\text{-}2,45\ \mu\text{m}$) und das H+K-Band ($1,45\text{-}2,45\ \mu\text{m}$) zur Verfügung. Mit Hilfe des Voroptikrades können verschiedene Optiken mit Abbildungsmaßstäben von 0,250 Bogensekunden pro Bildelement, 0,100 Bogensekunden pro Bildelement bzw. 0,025 Bogensekunden pro Bildelement (im folgenden 250 mas/px-, 100 mas/px- bzw. 25 mas/px- Abbildungsoptiken genannt) ausgewählt werden. Zusätzlich erlaubt eine Pupillenabbildungsoptik die

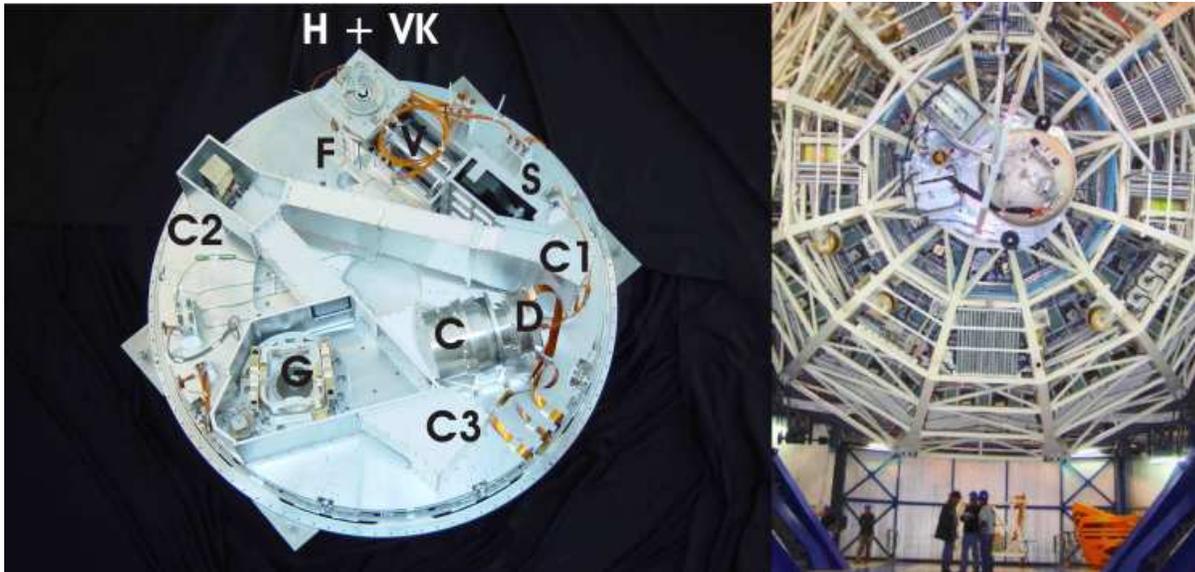


Abbildung 1.1: Links: Anordnung der optischen und optomechanischen Komponenten auf der Kaltplatte. Das Licht passiert nacheinander das **Voroptiksystem** bestehend aus der Himmelsspinne (H), dem Voroptikkollimator (VK), dem Filterrad (F) und dem Voroptikrad (V), den Bildzerleger (S) und den eigentlichen **Spektrographen** bestehend aus dem Spiegelkollimator (C1-3), dem Gitterrad (G) und der Spektrographenkamera (C) und fällt zuletzt auf den Detektor (D). Der gesamte Lichtweg verläuft in lichtdichten Gehäusen, die hier teilweise entfernt wurden, um einen besseren Einblick zu gewähren. Rechts: SPIFFI montiert am Cassegrain-Fokus von UT2 während der GI-Phase. Zu sehen sind die beiden Elektronikschränke (links), die Kalibrationsoptik (dazwischen) und der Kryostat (rechts). Die Aufnahme entstand während eines Testlaufes zur Bestimmung der Balance des Teleskopes, wobei das Teleskop bis zum Horizont geneigt wird.

Abbildung der Teleskoppupille. Damit kann durch Anpassung der mechanischen Schnittstelle zwischen SPIFFI und dem Teleskop bzw. adaptiven Optik-Modul die kalte Blende auf die Halterungsstruktur des Sekundärspiegels des Teleskopes zentriert werden.

Der **Bildzerleger** schneidet das Abbild der Fokalebene des Teleskopes/AO in 32 einzelne Streifen, die sogenannten **Slitlets**, und arrangiert diese zu einem etwa 30 cm langen Pseudo-Langspalt um. Der Bildzerleger besteht aus drei Teilen: dem kleinen Bildzerleger (B), dem großen Bildzerleger (A) und einer Grundplatte (C) (siehe Abbildung 1.2). Der kleine Bildzerleger besteht aus einem Stapel von 32 nur 0,3 mm dünnen Flachspiegeln deren Spiegelflächen so verkippt und geneigt sind, daß das von jedem Spiegel reflektierte Licht auf einen zweiten, korrespondierenden Spiegel des großen Bildzerlegers reflektiert wird, ohne daß es zu einem Überlapp der einzelnen Slitlets kommt. Der große Bildzerleger besteht aus 32 Flachspiegeln, die parabolisch auf zwei Ebenen mit dem kleinen Bildzerleger im Brennpunkt angeordnet sind. Nach Reflexion am großen Bildzerleger entsteht der Pseudo-Langspalt. Alle Reflexionsflächen sind so zueinander geneigt und verkippt, daß die telezentrische Eintrittspupille erhalten bleibt. Ein Slitlet, fokussiert auf den Detektor, ist jeweils 32 Detektorpixel breit. So entsteht ein Gesichtsfeld mit 32 x 32 Bildelementen. Abbildung 1.3 zeigt die Anordnung der einzelnen Slitlets auf dem Detektor. Der gesamte Bildzerleger besteht aus Zerodur, wobei alle Elemente angesprengt sind. Von einem **Drei-Spiegel-Anastigmaten** (engl.: three mirror anastigmat, TMA), der aus diamant-gedrehten und mit Gold

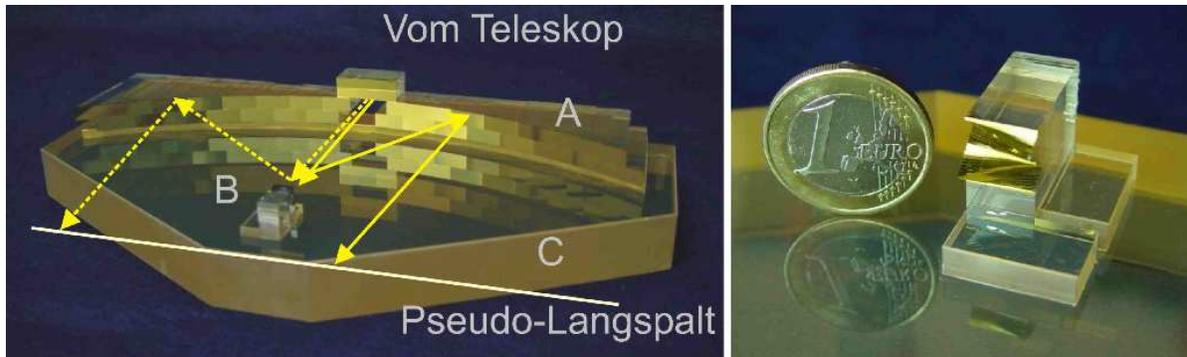


Abbildung 1.2: Links: Der Bildzerleger von SPIFFI. A: großer Bildzerleger, B: kleiner Bildzerleger, C: Grundplatte. Rechts: Der kleine Bildzerleger.

beschichteten Aluminiumspiegeln besteht, wird die Teleskop-Pupille auf jeweils ein Gitter abgebildet. Dieser Kollimator besteht aus einem sphärischen und zwei oblaten, elliptischen Off-Axis Spiegeln. Das **Giterrad** stellt goldbeschichtete, geblazte Reflexionsgitter in Ebert-Anordnung für das J-, H-, K- und H+K-Band zur Verfügung. Die **Spektrographenkamera**¹ mit einem Öffnungsverhältnis von $F/D=1,5$ besteht aus 6 sphärischen Linsen aus BaF_2 und IRG2 von Schott mit einer Anti-Reflexionsbeschichtung und fokussiert die dispersierten Lichtstrahlen auf den Detektor. Die Kamera ist so konstruiert, daß die anamorphe Verzeichnung der Gitter korrigiert wird, so daß exakt eine Detektorpalte das Spektrum eines Himmelselementes mißt. Als **Detektor** wird ein HAWAII $1k \times 1k$ -Detektor der Firma Rockwell verwendet. Per Design beträgt die Halbwertsbreite einer Spektrallinie auf dem Detektor ein Pixel. Um **Nyquist-abgetastete Spektren** zu erhalten, wäre jedoch eine Halbwertsbreite von zwei Pixeln erforderlich. Um dies zu erreichen werden zwei Aufnahmen gemacht, wobei das Giterrad zu Beginn der zweiten Aufnahme so weit gedreht wird, daß alle Spektren um ein halbes Detektorpixel in spektraler Richtung verschoben werden. Diese Technik und die Kombination (Interleaving) der beiden Aufnahmen wird im folgenden als **spektrales Dithern** bezeichnet.

¹Das kleinste realisierbare Öffnungsverhältnis der Spektrographenkamera bestimmt dabei nach dem $A\Omega$ -Produkt die maximale Größe eines Himmelselementes.

1.2 Bildentstehung

Abbildung 1.3 zeigt die Anordnung der einzelnen Bildzeilen (Slitlets) im Langspalt. Das Licht des “eindimensionalen” Eingangsspalt wird vom Spektrographen dispersiert und auf den Detektor abgebildet. Der charakteristische Versatz in Wellenlängenrichtung bleibt dabei erhalten. Durch Umordnen der gemessenen Spektren entsteht ein Datensatz mit zwei räumlichen und einer spektralen Achse, der sogenannte Datenkubus. Abbildung 1.4 zeigt eine simulierte SPIFFI-Aufnahme einer rotierenden elliptischen Galaxie (Kontinuum und Emissionslinie). Das rekonstruierte Bild zeigt den kollabierten Datenkubus.

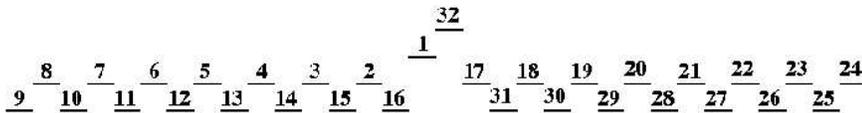


Abbildung 1.3: Anordnung der Slitlets auf dem Detektor. Das Slitlet 1/32 ist im rekonstruierten Bild die oberste/unterste Bildzeile.

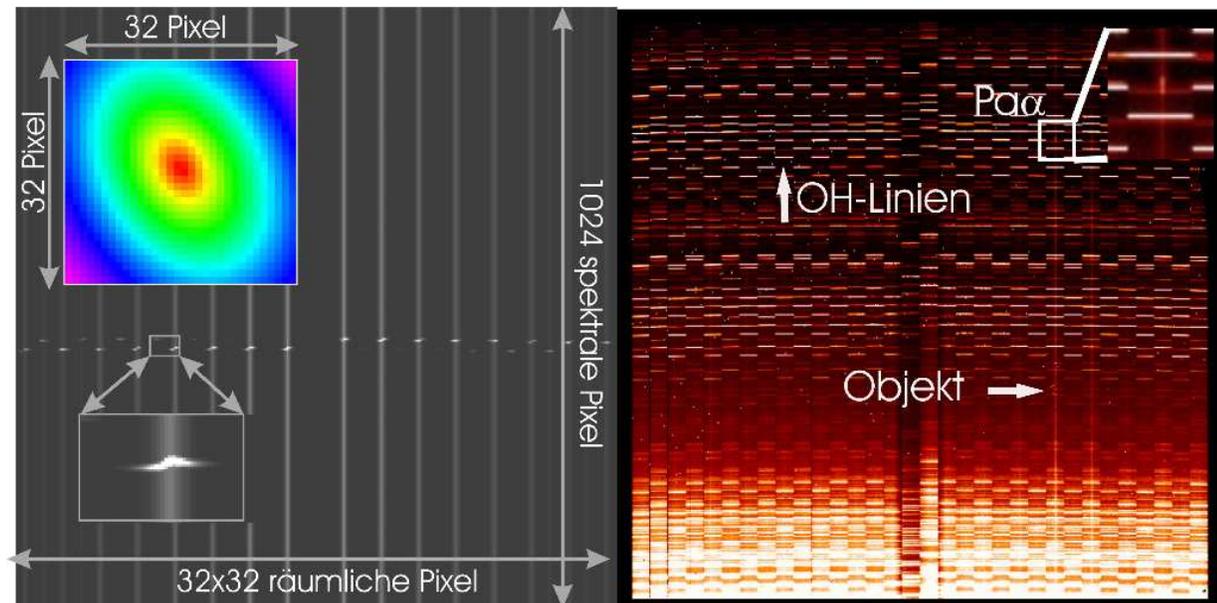


Abbildung 1.4: Links: Bildentstehung. Simulierte SPIFFI-Aufnahme einer rotierenden Kontinuumquelle mit Linienemission. Die Dispersionsrichtung verläuft senkrecht. Das Bild oben links zeigt das rekonstruierte Bild und der Ausschnitt die geschwindigkeitsdispersierte Emissionslinie. Rechts: K-Band-Rohbild der ultraleuchtkräftigen Galaxie 06206-6315. Zu sehen sind OH-Linienemission, thermischer Hintergrund und Kontinuums-Emission der Galaxie. Der Ausschnitt oben rechts zeigt zudem Pa_α -Emission der Galaxie.

1.3 Mechanischer Aufbau SPIFFIs

Die Kaltplatte wird von 18 Epoxystreben getragen, welche die Kaltplatte thermisch vom Kryostatgehäuse isolieren, und wird durch eine aufwendige Aluminiumstruktur versteift. Das Kältereservoir liegt direkt unterhalb der Kaltplatte und hat ein Volumen von 120 Litern. Der Tank ist jedoch nie mit mehr als 50 Litern flüssigem Stickstoff (LN_2) gefüllt, die den Kryostaten etwa 40 Stunden konstant bei einer Temperatur von 77 K halten. Der Kryostat ist so konstruiert, daß in keiner Teleskopstellung flüssiger Stickstoff aus dem Reservoir austritt.

Für die GI-Phase wird zusätzlich ein zweiteiliger Adapterflansch benötigt, um das gesamte Instrument, bestehend aus dem Kryostaten, zwei wassergekühlten Elektronikschränken, die die Steuer- und Detektorelektronik beherbergen, und einer externen Kalibrationsoptik mit Ulbrichtkugel, die Lampen zur spektralen Kalibration und zum Flatfielden enthält, mit dem Cassegrain-Derotator des Teleskopes zu verbinden (siehe Abbildung 1.1, rechts). Das Gesamtgewicht des Instrumentes beläuft sich dabei auf etwa 1,85 Tonnen, wobei etwa 780 Kilogramm auf den Adapterflansch und 550 Kilogramm auf den Kryostaten entfallen.

1.4 Das adaptive Optik-Modul

Das Curvature-Sensor-basierte adaptive Optik-Modul (**Multi-Application Curvature Adaptive Optics**) wird von der ESO entwickelt und gebaut. Der aus 5 Spiegeln bestehende optische Teil des Moduls enthält einen deformierbaren Membranspiegel mit 60 Stелеlementen. Das Modul korrigiert die vom Teleskop empfangenen Wellenfronten und fokussiert das Licht in den Eintrittsfokus SPIFFIs, wobei das Öffnungsverhältnis des Teleskopfokus von $F/D = 13,4$ auf $F/D = 17,1$ vergrößert wird. Ein für nahinfrarotes Licht durchlässiger dichroitischer Strahlteiler auf der Kryostatoberseite SPIFFIs reflektiert dabei das sichtbare Licht (450 nm bis 950 nm) auf den Wellenfrontsensor. Aus einem 1×2 Bogenminuten großen Gesichtsfeld wird ein Leitstern ausgesucht, der auf einen akustisch modulierbaren Membranspiegel abgebildet wird. Der vom Membranspiegel reflektierte Strahl wird kollimiert und auf ein 60-elementiges Lenslet-Array gelenkt. Jedes dieser Lenslets ist über eine Faser mit einer Avalanche-Photodiode (APD) verbunden. Der Membranspiegel tastet synchron mit den APDs das extrafokale Abbild der Pupille vor und hinter dem Fokus mit einer Rate von 2,1 kHz ab. Die relative Signaldifferenz in jeder Diode ist dabei proportional zur lokalen Krümmung der Wellenfront. Diese wird zeitgleich von einem Realtime-Computer berechnet, der die nötigen Deformationen des Membranspiegels berechnet, um eine möglichst ebene Wellenfront zu erhalten.

Der korrigierte Fokus soll für helle, natürliche Leitsterne ($V < 12$) bei einem Seeing von etwa 0,7 Bogensekunden im K-Band mehr als 50 % Strehl zeigen. Außerdem ist ein künstlicher Laserleitstern zur Tip/Tilt-Korrektur vorgesehen (Strehl > 30 %).

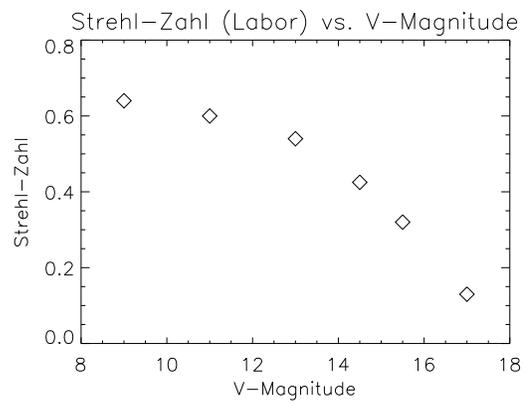


Abbildung 1.5: Die von der ESO im Labor gemessene Strehl-Zahl (im K-Band) als Funktion der V-Magnitude des Leitsternes (für ein Seeing von 0,69 Bogensekunden).

Kapitel 2

Optik

In diesem Kapitel werden die optischen Abbildungsqualitäten der einzelnen optischen Baugruppen untersucht. Nach Bestimmung der Abbildungseigenschaften des Voroptiksystems sollen die Abbildungseigenschaften der Spektrographenkamera und ihre Optimierung vorgestellt werden.

2.1 Abbildungsqualität der Voroptik

Dieser Abschnitt behandelt Tests, die der Bestimmung der Abbildungsqualität des Voroptiksystems als Ganzes dienen. Von Interesse ist die in einem Slitlet enthaltene Energie und der Abbildungsmaßstab jeder einzelnen Abbildungsoptik. Das Voroptiksystem bildet die Fokalebene des Teleskopes/AO auf den kleinen Bildzerleger ab. Die Effizienz/Schärfe des Voroptiksystems bestimmt damit das räumliche Auflösungsvermögen SPIFFIs. Für diesen Test ist es vorteilhaft, die Punktabbildungsfunktion des Voroptiksystems möglichst fein abzutasten, um die Abbildungseigenschaften wie Strehl-Zahl und in einem Slitlet eingeschlossene Energie zu bestimmen. Da das rekonstruierte Himmelsbild mit 32×32 Elementen die zu vermessende Punktabbildungsfunktion nur grob abtastet, wurde ein kryogener Teststand entworfen, bei dem das Voroptiksystem das Abbild einer Punktquelle direkt auf einen Detektor fokussiert. Für diesen Test wurde der GI-Voroptikkollimator verwendet. Es stehen drei Abbildungsmaßstäbe zur Verfügung: 250 mas/px, 100 mas/px und 25 mas/px. Während der Durchführung dieser Tests stand jedoch noch keine Optik für den 25 mas/px-Abbildungsmaßstab und kein H+K-Filter zur Verfügung.

2.1.1 Versuchsaufbau

Das gesamte Voroptiksystem wird in den MPE Testkryostaten integriert. In dessen Fokus wird an der Stelle des Bildzerlegers ein Hawaii I Engineering Grade-Detektor platziert, der mit einer MPE-eigenen Elektronik gesteuert und ausgelesen wird. Die Eintrittspupille des Voroptiksystems wird durch ein CaF_2 -Fenster im Testkryostaten von einer Faser mit einem Kerndurchmesser von $9 \mu\text{m}$ beleuchtet. Die Faser ist auf einem XYZ-Tisch montiert und wird manuell bewegt. Abbildung 2.1 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau.

2.1.2 Messung

Nach Wilson (1996) gilt für die Intensitätsverteilung hinter einer kreisförmigen Öffnung und einer zentralen, kreisförmigen Abschattung:

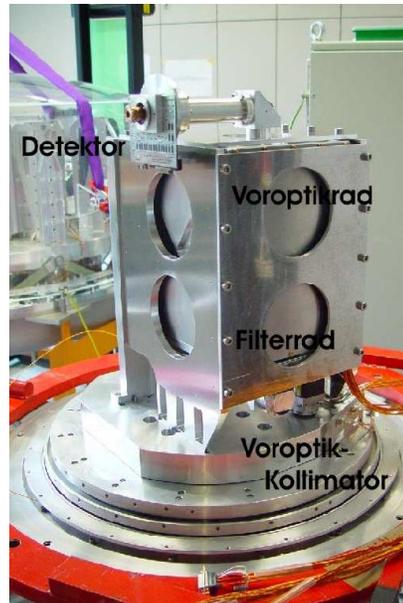


Abbildung 2.1: Aufbau des Voroptikteststandes. Aus Platzgründen mußte der Strahlengang nach dem Voroptikrad gefaltet werden. Das Licht tritt durch den Voroptikkollimator ein.

$$I = \frac{I_0}{(1 - \epsilon^2)^2} * \left(\frac{2J_1(\bar{w})}{\bar{w}} - \frac{2\epsilon^2 J_1(\epsilon\bar{w})}{\epsilon\bar{w}} \right)^2 \quad (2.1)$$

und

$$\bar{w} = k\rho_m w \quad (2.2)$$

Dabei ist ϵ das Verhältnis von abschattender und freier Apertur (<1), J_1 die Bessel-Funktion ersten Grades, k die Wellenzahl, ρ_m der Durchmesser der freien Apertur und w der Sinus des Winkelabstandes vom Zentrum der Beugungsfigur. Sämtliche Zahlenwerte entnehme man [SPIFFI-OD, 2002].

Eine gleichmäßige Ausleuchtung der Pupille wird durch Drehen und Verkippen der Faser eingestellt und mit Hilfe der Pupillenabbildungsoptik kontrolliert. Anschließend wird die Faser fokussiert. Die ermittelte Fokusposition stimmt innerhalb der Messgenauigkeit mit der nominellen überein (eine Abschätzung der tolerierbaren Ungenauigkeit der Fokusposition df berechnet sich nach $df = 0,5 * \lambda * (2 * \text{Öffnungsverhältnis})^2$ [Born & Wolf, 1999] und beträgt bei $2 \mu\text{m}$ etwa $0,4 \text{ mm}$).

Von jeder Aufnahme wird eine Dunkelaufnahme subtrahiert und das Ergebnis durch ein Flatfield dividiert. Abbildung 2.2 zeigt ein so gewonnenes Beugungsbild.

Innerhalb einer Apertur, die dem 6-fachen Airy-Durchmesser der zentralen Wellenlänge des jeweiligen Beobachtungsbandes entspricht, wird der Fluß auf Eins normiert. Die in einem Slitlet eingeschlossenen Energien relativ zum Idealfall sind in Tabelle 2.1 angegeben. Abbildung 2.3 zeigt den integralen Fluß als Funktion des Abstandes vom Zentrum der Beugungsfigur.

Zur Bestimmung des Abbildungsmaßstabes wird die Position des Faserabbildes auf dem Detektor als Funktion der Position der Faser relativ zur Mitte des Gesichtsfeldes über das gesamte Gesichtsfeld ge-

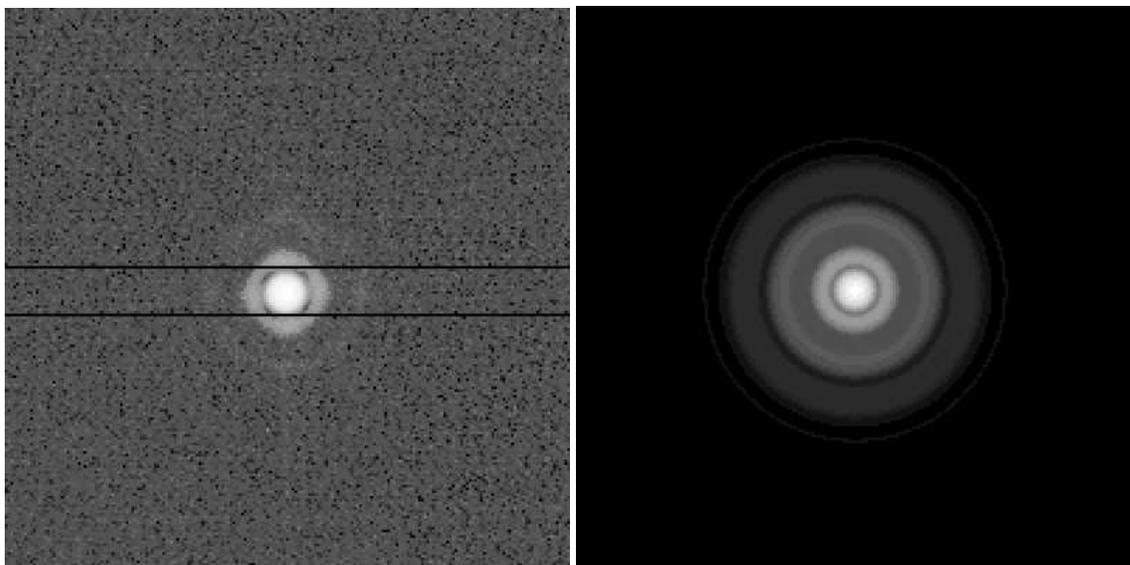


Abbildung 2.2: Gemessenes/ideales Abbild (links/rechts) der Faser auf dem Detektor im H-Band. Verwendet wurde die 100 mas/px-Optik. Der Abstand der zwei schwarzen Linien in der linken Abbildung entspricht der Breite eines Flachspiegels des kleinen Bildzerlegers (Slitlet).

Band	Eingeschlossene Energie	
	250 mas/px	100 mas/px
J	96,6 %	97,2 %
H	99,0 %	99,0 %
K	99,3 %	99,8 %

Tabelle 2.1: In einem Slitlet eingeschlossene Energie relativ zum Idealfall für verschiedene Wellenlängenbänder und Abbildungsmaßstäbe.

messen. Diese Messung wurde lediglich im H-Band durchgeführt, da aus dem optischen Design keine Wellenlängenabhängigkeit zu erwarten ist. Die ermittelte Vergrößerung kann direkt in einen Abbildungsmaßstab umgerechnet werden, wobei die Abbildungsskala 0,663 Bogensekunden/mm entspricht und ein Himmelselement am Slicer 0,3 mm breit ist. Tabelle 2.1.2 gibt die gefundenen Abbildungsmaßstäbe an.

Aufgrund der niedrigen Positioniergenauigkeit der Faser kann der Fehler dieser Messung auf etwa 1 % abgeschätzt werden. Die gefundenen Abbildungsmaßstäbe entsprechen im Rahmen der Toleranzen den spezifizierten Werten.

Alle Abbildungsoptiken wurden nach der GI-Phase mit dem Facility-Voroptikkollimator im Labor mit demselben Versuchsaufbau vermessen. Bei der Berechnung der Strehl-Zahl wird zusätzlich das theoretische Abbild der Faser mit dem (aberrationsfreien) Faserabbild gefaltet, um der räumlichen Ausdehnung des Faserabbildes Rechnung zu tragen. Die gemessenen Strehl-Zahlen faßt Tabelle 2.3 zusammen. Aus

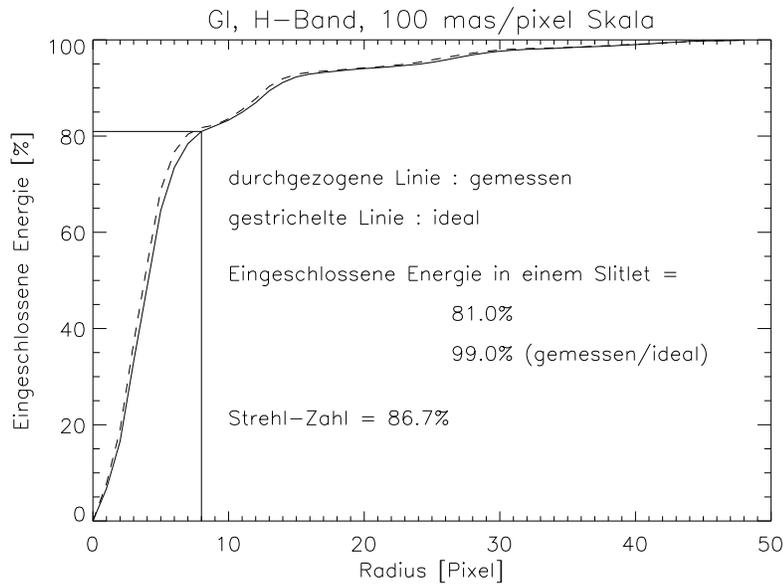


Abbildung 2.3: Eingeschlossene Energie als Funktion des Abstands vom Zentrum der PSF für die 100 mas/px-Optik und das H-Band. Ein Slitlet ist auf dem Detektor 16 Pixel breit.

	250 mas/px-Optik	100 mas/px-Optik	25 mas/px-Optik
Abbildungsmaßstab [mas/px]	252,5	101,1	25,4

Tabelle 2.2: Gemessene Abbildungsmaßstäbe des Voroptiksystems bei Verwendung des Voroptikkollimators für die GI-Phase im Falle des 250 mas/px- bzw. 100 mas/px-Abbildungsmaßstabes und bei Verwendung des Voroptikkollimators für die Facility-Phase im Falle des 25 mas/px-Abbildungsmaßstabes.

einer Serie von On/Off-Aufnahmen bei verschiedenen Fokuspositionen wird die Änderung der Strehl-Zahl als Funktion der Fokusposition bestimmt. An die Datenpunkte wird eine Gaußfunktion angepaßt aus deren Zentrum die Fokusposition abgeleitet werden kann. Der Fehler bei der Bestimmung der Strehl-Zahl wird aus den Residuen der Anpassung zu etwa 3 % (rms) bestimmt.

Für die 25 mas/px-Abbildungsoptik wurde zusätzlich die Abhängigkeit der Strehl-Zahl von der Gesichtsfeldposition bestimmt. Im Mittel beträgt diese (im J-Band) 90 % (± 3 % rms). Daher kann die Gesichtsfeldabhängigkeit vernachlässigt werden (Abbildung 2.4). Außerdem kann aus dieser Messung der Abbildungsmaßstab zu 25,4 mas/px (Mittelwert in beiden Richtungen) bestimmt werden.

2.2 Abbildungsqualität der Spektrographenkamera

Dieses Kapitel behandelt Tests, die zur Bestimmung und Optimierung der Abbildungsqualität der Spektrographenkamera dienen. Zu diesem Zweck wurde ein interferometrischer Teststand entworfen, der bei Raumtemperatur betrieben wird und mit dem die von der Spektrographenkamera verursachten Wellenfrontdeformationen vermessen werden können. Die Tests wurden im Reinraum der Integrationshalle des

	250 mas/px-Optik	100 mas/px-Optik	25 mas/px-Optik
J-Band	80,1 %	90,9 %	92,0 %
H-Band	83,6 %	86,8 %	90,5 %
K-Band	95,3 %	99,3 %	99,4 %

Tabelle 2.3: Gemessene Strehl-Zahlen des Facility-Voroptiksystems.

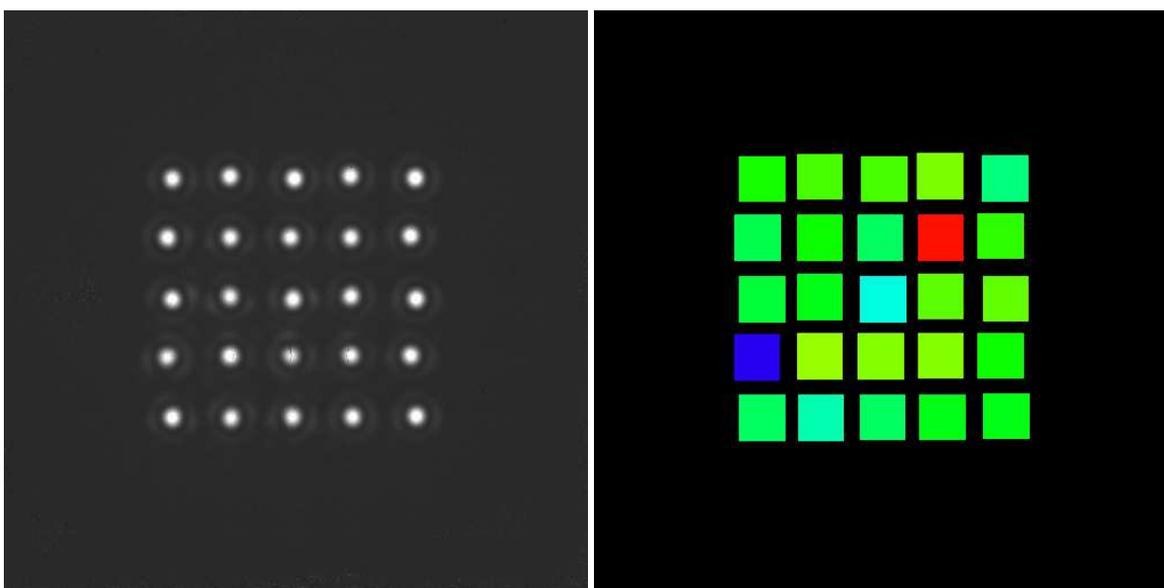


Abbildung 2.4: Bestimmung der Gesichtsfeld-Abhängigkeit der Strehl-Zahl im Falle der 25 mas/px-Abbildungsoptik. Links eine Montage aller gemessenen Punktabbildungsfunktionen. Rechts die gemessenen Strehlzahlen (grün: Strehl-Zahl $> 0,9$).

MPE durchgeführt.

Die Spektrographenkamera besteht aus 4 Baugruppen, die sich in 30 Grad Schritten um die optische Achse drehen lassen und deren Abstand durch feine Abstandsplättchen variiert werden kann (siehe auch Abbildung 2.6). Als erstes werden die Abbildungseigenschaften der einzelnen Kamerabaugruppen bestimmt. Dazu werden die Wellenfrontdeformationen durch eine Entwicklung der Wellenfront in Zernike-Polynome bis zur Ordnung 4 parametrisiert. Durch Verdrehen einzelner Baugruppen sollen winkelabhängige Anteile niedriger Ordnung der Wellenfrontdeformation (Astigmatismus und Koma) minimiert werden. Sphärische Aberrationen werden anschließend durch eine Anpassung der Baugruppenabstände minimiert, wobei hier die Änderung der Fokalposition der Spektrographenkamera aufgrund konstruktionstechnischer Vorgaben berücksichtigt werden muß.

2.2.1 Fertigungstoleranzen der Spektrographenkamera

In diesem Abschnitt soll die Abbildungsqualität der Spektrographenkamera mit den gelieferten Linsen (Krümmungsradius und Mittendicke) mit der Idealkonfiguration durch Simulation verglichen werden.

Die Radien der einzelnen Kameralinsen sind von der Herstellerfirma SwissOptic vermessen worden. Hierzu wurde eine Referenzsphäre mit bekanntem Krümmungsradius auf die zu vermessende Testlinse gelegt. Aus der Anzahl der beobachtbaren Interferenzringe lässt sich der Krümmungsradius der Testlinse berechnen. Die Herleitung der Formel zur Berechnung des Krümmungsradius R einer Linse aus der Anzahl der Interferenzringe ist recht aufwendig und sei hier nur zusammen gefasst:

$$\begin{aligned}
 d &= \frac{p * \lambda}{2} \\
 h_{neu} &= k - \sqrt{k^2 - r^2} + d * c * \sqrt{1 - \frac{r^2}{k^2}} \\
 r_{neu} &= r - d * c * \frac{r}{k} \\
 R &= \frac{1}{2} * \left(\frac{r_{neu}^2}{h_{neu}} + h_{neu} \right) \tag{2.3}
 \end{aligned}$$

Hierbei sind k der Sollkrümmungsradius der Testlinse, λ die zur Interferenzmessung verwendete Wellenlänge ($= 633 \text{ nm}$), p die Anzahl der Interferenzringe (siehe unten), r die Hälfte des freien Durchmessers der Linse, und c ist $+1/-1$ wenn die zu testende Linsenoberfläche konvex/konkav ist. Die Anzahl der Interferenzringe ist vorzeichenbehaftet, die Interpretation entnehme man Tabelle 2.4.

Oberfläche der zu testenden Linse	Negatives Vorzeichen	Positives Vorzeichen
Konkav	$R_{Ist} < R_{Soll}$	$R_{Ist} > R_{Soll}$
Konvex	$R_{Ist} > R_{Soll}$	$R_{Ist} < R_{Soll}$

Tabelle 2.4: Interpretation des Vorzeichens der Anzahl der gemessenen Interferenzringe. R ist dabei der Krümmungsradius der zu testenden Oberfläche.

Die von der Herstellerfirma gemessenen Interferenzringe werden in Krümmungsradien umgerechnet (siehe Tabelle 2.5) und zusammen mit den gemessenen Mittendicken in ein optisches Simulationsprogramm (ZEMAX) eingetragen.

Vorderseite						
Soll	219,211	179,489	503,817	102,869	57,024	106,007
Ist	219,208	179,492	503,847	102,870	57,025	105,998
Rückseite						
Soll	7160,000	522,130	416,135	303,137	668,660	116,293
Ist	7148,826	522,122	416,117	303,151	671,037	116,312

Tabelle 2.5: Soll- und Ist-Krümmungsradien der Kameralinsen in mm.

Ein Vergleich zwischen der berechneten (idealen) und realen Konfiguration erlaubt keine mit SPIFFI meßbare Unterscheidung zwischen den Konfigurationen.

2.2.2 Theoretische Grundlagen zur Berechnung der Zernike-Koeffizienten einzelner Baugruppen

Wellenfrontdeformationen werden gewöhnlich durch orthogonale Polynomial-Entwicklungen ausgedrückt. Ein Beispiel hierfür sind Entwicklungen in Zernike-Polynome $Z_i(\rho, \phi)$ mit entsprechenden Gewichtungskoeffizienten c_i , die auf kreisförmigen Aperturen definiert sind (in dieser Arbeit wird die sogenannte Fringe-Notation verwendet). Die Definition der verwendeten Zernike-Polynome findet man in Tabelle 2.6. Wellenfrontdeformationen W können demnach folgendermaßen parametrisiert werden:

$$W = \sum_i c_i Z_i(\rho, \phi) \quad (2.4)$$

Ordnung	n	m	Koeffizient	Polynom	
0	0	0	c_0	1	Offset
2	1	1	c_1	$\rho \cos \phi$	Tilt x
		1	c_2	$\rho \sin \phi$	Tilt y
4	2	0	c_3	$2\rho^2 - 1$	Defokus
		2	c_4	$\rho^2 \cos 2\phi$	Astigmatismus 0 Grad
		2	c_5	$\rho^2 \sin 2\phi$	Astigmatismus 45 Grad
		3	c_6	$(3\rho^2 - 2)\rho \cos \phi$	Koma und Tilt x
		3	c_7	$(3\rho^2 - 2)\rho \sin \phi$	Koma und Tilt y
	4	0	c_8	$6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$	Sphärische Aberration

Tabelle 2.6: Die 8 niedrigsten Zernike-Polynome. n: maximale Ordnung des Radial-Terms; m: Multiplikator des Winkelterms; Ordnung: n+m.

Die Wellenfrontdeformation eines optischen Systems, das aus k Baugruppen besteht, kann als lineare Überlagerung der Wellenfrontdeformationen einer jeden einzelnen Baugruppe dargestellt werden (die Kamera besteht aus 4 Baugruppen):

$$W = \sum_{j=1}^{k=4} \sum_i c_{ji} Z_{ji}(\rho, \phi) \quad (2.5)$$

Dreht man eine der Baugruppen um +90 Grad und bildet die Differenz zwischen den beiden gemessenen Wellenfrontdeformationen, so fallen die durch die übrigen Baugruppen eingeführten Wellenfrontdeformationen heraus und es folgt:

$$W_{90} - W = \sum_j c_{90,j} Z_j(\rho, \phi) - \sum_j c_j Z_j(\rho, \phi) = \sum_j dc_j Z_j(\rho, \phi) \quad (2.6)$$

mit W_{90} der gemessenen Wellenfront mit gedrehter Baugruppe, W der gemessenen Wellenfront mit ungedrehter Baugruppe und $c_{90,j}$ bzw. c_j den Zernike Koeffizienten der gedrehten bzw. ungedrehten Baugruppe. Mit Hilfe einer Koordinatentransformation $\phi \rightarrow \phi - 90$ läßt sich diese Differenz auch schreiben als:

$$W_{90} - W = \sum_j c_j (Z_j(\rho, \phi - 90) - Z_j(\rho, \phi)) \quad (2.7)$$

Durch Ausformulieren und Koeffizientenvergleich folgt für die Koeffizienten dc_i (bis zur 4. Ordnung):

$$\begin{aligned} dc_1 &= -c_1 - c_2 = c_{90,1} - c_1 \\ dc_2 &= c_1 - c_2 = c_{90,2} - c_2 \\ dc_4 &= -c_4 - c_4 = c_{90,4} - c_4 \\ dc_5 &= -c_5 - c_5 = c_{90,5} - c_5 \\ dc_6 &= -c_7 - c_6 = c_{90,6} - c_6 \\ dc_7 &= c_6 - c_7 = c_{90,7} - c_7 \end{aligned} \quad (2.8a)$$

und durch Umformen ergeben sich die Zernike-Koeffizienten c_i , der durch die gedrehte Baugruppe erzeugten Wellenfrontdeformationen:

$$\begin{aligned} c_1 &= -0,5 * (dc_1 - dc_2) \\ c_2 &= -0,5 * (dc_1 + dc_2) \\ c_4 &= -0,5 * dc_4 \\ c_5 &= -0,5 * dc_5 \\ c_6 &= -0,5 * (dc_6 - dc_7) \\ c_7 &= -0,5 * (dc_6 + dc_7) \end{aligned} \quad (2.8b)$$

Durch Verdrehen einer einzelnen Baugruppe und Auswertung der gemessenen Zernike-Koeffizienten vor und nach der Verdrehung gemäß 2.8a und b können die Zernike-Koeffizienten der winkelabhängigen Zernike-Polynome bis zur 4-ten Ordnung der Wellenfrontdeformation, die durch diese Baugruppe hervorgerufen werden, bestimmt werden. Eine Umrechnung der Zernike-Koeffizienten in Seidel-Koeffizienten ist hilfreich, da aus den Richtungen der einzelnen Seidel-Aberrationen die optimale Orientierung der einzelnen Baugruppen zueinander berechnet werden kann:

$$\begin{aligned} \text{Astigmatismus} &= 2 * \sqrt{c_4^2 + c_5^2} \\ \text{Richtung des Astigmatismus} &= 0,5 * \arctan\left(\frac{c_5}{c_4}\right) \\ \text{Koma} &= 3 * \sqrt{c_6^2 + c_7^2} \\ \text{Richtung der Koma} &= \arctan\left(\frac{c_7}{c_6}\right) \end{aligned} \quad (2.9)$$

2.2.3 Aufbau des Teststandes und der Kamera

Mit Hilfe des interferometrischen Teststandes wird die Verformung der Wellenfront durch die Spektrographenkamera vermessen. Der Teststand besteht aus einem Laserinterferometer (633 nm) und einem Planobjektiv μ Phase150 der Firma Fisba mit einem freien Durchmesser von 150 mm und einem Gesichtsfeld von ca. 4 Bogenminuten, einer Nulllinse, der Spektrographenkamera und einem konkaven Hohlspiegel (engl.: “return sphere”) die auf einer optischen Bank montiert sind (siehe Abbildung 2.5). Das Interferometer ist in zwei Achsen senkrecht zur optischen Achse schwenkbar, der Hohlspiegel läßt sich auf einem manuellen Lineartisch in drei zueinander senkrechten Achsen verfahren. Der kollimierte und auf einen Durchmesser von 150 mm aufgeweitete Laserstrahl wird von der Spektrographenkamera auf den Krümmungsmittelpunkt des Hohlspiegels fokussiert. Dieser reflektiert den Laserstrahl zurück durch die Spektrographenkamera in das Interferometer (Vermessung der Wellenfrontverformung im

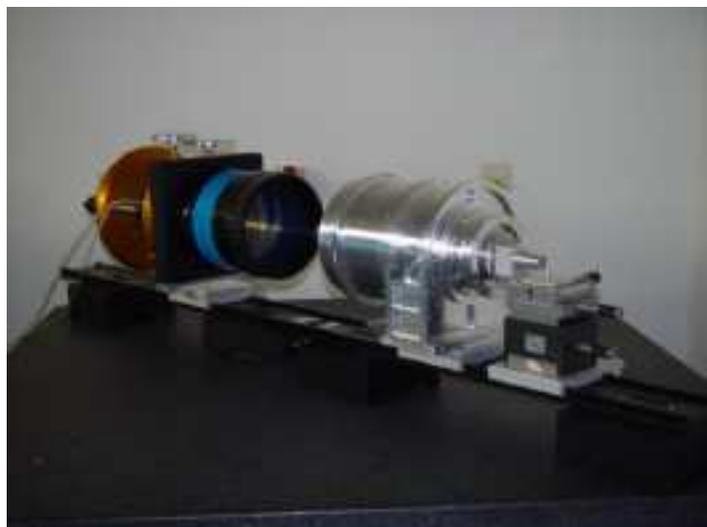


Abbildung 2.5: Interferometrischer Teststand zur Vermessung der durch die Spektrographenkamera verursachten Wellenfrontfehler. Interferometer mit Planobjektiv (links), Spektrographenkamera mit Nulllinse (mitte) und konkavem Hohlspiegel (rechts).

“double pass”-Modus). Normalerweise wird die Spektrographenkamera bei 77 K im Nahinfrarotbereich betrieben. Um diese Messung bei nicht kryogenen Bedingungen mit Laserlicht (633 nm) durchführen zu können, wird vor die Spektrographenkamera eine sphärische Nulllinse aus N-BK7 montiert. Die Nulllinse korrigiert dabei sphärische Aberrationen, die durch die Verwendung von Laserlicht hervorgerufen werden, sowie Abstands- und Brechungsindexänderungen durch die verschiedenen Betriebstemperaturen. Abbildung 2.6 zeigt den schematischen Aufbau der Spektrographenkamera.

Das Öffnungsverhältnis der Kamera beträgt $F/1,4$ (bei Verwendung des 250 mas/px-Abbildungsmaßstabes). Die Kamera besteht aus 4 Baugruppen: Linse 1 (Baugruppe 1), Linse 2 und 3 (Baugruppe 2), Linse 4 (Baugruppe 3), und Linse 5 und 6 (Baugruppe 4). Jede dieser Baugruppen läßt sich in Schritten von 30° um die optische Achse drehen und der Abstand der Baugruppen kann mit dünnen Abstandsplättchen (0,2mm) variiert werden. In der Originalkonfiguration befindet sich zwischen den Baugruppen 2 und 3 sowie 3 und 4 jeweils ein Abstandsplättchen. Die einzelnen Linsen sind mit einer Anti-Reflexbeschichtung versehen, die eine Transmission von mehr als 99 % pro Oberfläche gewährleisten soll. Bei 633 nm zeigt diese Beschichtung jedoch nur noch 4 % Transmission pro Oberfläche weshalb der interferometrische Test mit den unbeschichteten Linsen der Spektrographenkamera durchgeführt wird.

2.2.4 Messung und Minimierung winkelabhängiger Zernike-Koeffizienten der einzelnen Baugruppen

Das Interferometer wird mit einem flachen Referenzspiegel ($\lambda/20$) kalibriert. Die Vermessung der Planität des Referenzspiegels mit dem kalibrierten Interferometer liefert eine typische Messungengenauigkeit von etwa $\lambda/100$ (rms). Verbleibende Interferenzmuster, besonders in der unteren Hälfte des Interferogramms, sind auf interne Reflexionen im Interferometer zurückzuführen (siehe Abbildung 2.7).

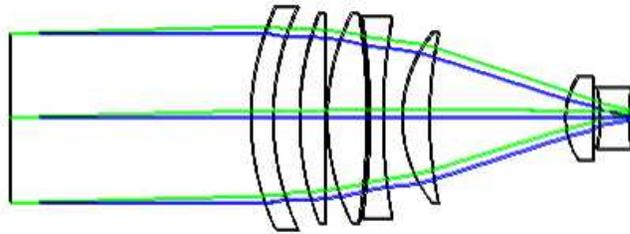


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau der Spektrographenkamera mit Nulllinse. Die erste Kameralinse hat einen Durchmesser von 160 mm, der Abstand des Detektors von der letzten Linse beträgt 4,8 mm.

Die von der Firma Fisba mitgelieferte Steuer- und Analysesoftware μ Shape bietet die Möglichkeit, das Interferogramm zu analysieren und die gemessenen Wellenfrontdeformationen zu quantifizieren. Über eine wählbare Apertur können Zernike- und Seidel-Koeffizienten berechnet werden. Orientierung und Skalierung werden über eine Maske bestimmt, wobei eine Apertur von 100 Pixeln im gemessenen Interferogramm einer physikalischen Apertur von 96 mm entsprechen. Tabelle 2.7 gibt die aus den gemessenen Zernike-Koeffizienten berechneten Seidel-Aberrationen der einzelnen Baugruppen für eine Apertur von 122 mm (die Apertur für die 250 mas/px-Optik) an.

Baugruppe	Linsen	Astigmatismus [nm]	Richtung [Grad]	Koma [nm]	Richtung [Grad]
4	5, 6	13	-61	107	76
3	4	372	-26	262	85
2	2, 3	104	38	233	74
1	1	259	-18	50	-95

Tabelle 2.7: Seidel-Aberrationen der einzelnen Kamera-Baugruppen.

Der Hauptanteil an Astigmatismus wird durch die Baugruppen 1 und 3 verursacht (siehe Tabelle 2.7). Bei beiden Baugruppen ist die Richtung des Astigmatismus annähernd gleich. Der Hauptanteil an Koma wird durch die Baugruppen 2 und 3 verursacht. Die Richtung der Koma ist bei beiden Baugruppen ebenfalls annähernd gleich. Offensichtlich ist eine Verdrehung der Baugruppe 2 um ± 90 Grad zur Kompensation von Koma und eine Verdrehung der Baugruppe 3 um ± 90 Grad zur Kompensation von Astigmatismus von Vorteil. Eine Optimierung mit ZEMAX ergibt mehrere Konfigurationsmöglichkeiten, die vergleichbare Werte für die verbleibende deformierte Wellenfront liefern. Die optimale Lösung ergibt sich, wenn man Baugruppe 3 und Baugruppe 2 jeweils um -90 Grad (Blickrichtung von der Detektorseite zur Kamera) verdreht. Eine Vermessung der Wellenfront mit dieser Einstellung liefert ein leicht schlechteres Ergebnis (2 %) als wenn man nur Baugruppe 3 dreht. Höhere Momente der Wellenfrontaberrationen, die

hier nicht berücksichtigt werden konnten, könnten somit einen signifikanten Einfluß auf das Ergebnis haben. Als abschließende Konfiguration wird daher nur Baugruppe 3 gedreht. Abbildung 2.7 zeigt die beste vermessene Wellenfront für eine Apertur von 122 mm im Falle der 250 mas/px-Abbildungsoptik. Aus der Wellenfrontdeformation innerhalb einer Apertur, welche die Ausleuchtung der ersten Kamerateilnehmer bei Verwendung des 250 mas/px-Abbildungsmaßstabes beschreibt, läßt sich ein Spotradius von ca. $4,6 \mu\text{m}$ (rms) (bei der verwendeten Laserwellenlänge von 633 nm) ableiten. Bei kleineren Abbildungsmaßstäben wird die entsprechende Apertur kleiner und die Wellenfrontdeformationen nehmen ab, der Spotradius verkleinert sich.

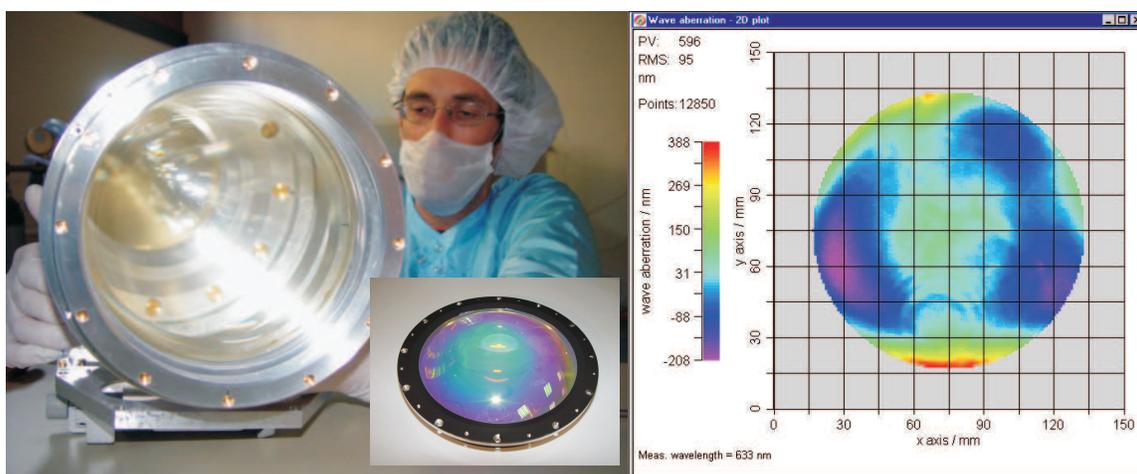


Abbildung 2.7: Links: SPIFFIs Spektrographen Kamera bei Durchführung der interferometrischen Tests. Die Linse sind unbeschichtet, während das kleine Bild eine Baugruppe mit beschichteten Linsen zeigt. Rechts: Beste interferometrisch vermessene Wellenfront der Spektrographenkamera.

2.2.5 Minimierung abstandsabhängiger Zernike-Koeffizienten

Mit der oben vorgeschlagenen Methode können nur winkelabhängige Zernike-Koeffizienten bestimmt werden, deren Winkelordnung kein ganzzahliges Vielfaches von 4 ist. Durch Messung der Wellenfrontdeformation bei verschiedenen Baugruppenabständen soll die Änderung der Zernike-Koeffizienten, die vom Abstand einzelner Baugruppen abhängen (d. i. hier die sphärische Aberration), bestimmt werden. Anschließend kann die Konfiguration berechnet werden, bei der der Anteil an sphärischer Aberration minimal ist. Die Änderung der Baugruppenabstände geschieht durch dünne Abstandsscheiben mit einer Dicke von 0,2 mm. Zum Vergleich werden in einer numerischen Simulation mit Hilfe des Optikprogramms ZEMAX, in welches die ermittelten Krümmungsradien und Mittendicken eingetragen werden, die Anteile sphärischer Aberrationen als Funktion der Baugruppenabstände berechnet, wobei die Wellenfrontaberrationen mit der Fokusposition als freiem Parameter minimiert werden. Tabelle 2.8 gibt die gemessene und theoretische Änderung des Zernike-Koeffizienten 9 als Funktion der Änderung des Abstandes zwischen den Baugruppen 2 und 3 bzw. 3 und 4 an.

Die Simulation ergibt eine lineare Änderung der sphärischen Aberration als Funktion der jeweiligen Baugruppenabstände. Die Änderung des Abstandes zwischen den Baugruppen 3 und 4 ändert die sphärischen Aberrationen dabei am stärksten (siehe Tabelle 2.8). Die Änderung des Abstandes der Baugruppen 2

	Baugruppen 2,3	Baugruppen 3,4
dZ9/mm (theoretisch)	0,087	0,320
dZ9/mm (gemessen)	0,021	0,270

Tabelle 2.8: Änderung der sphärischen Aberration bei Änderung des Abstandes zwischen einzelnen Baugruppen.

und 3 ist geringer als vorhergesagt. Eine Minimierung sphärischer Aberrationen ist damit durch Änderung des Abstandes zwischen den Baugruppen 3 und 4 am effektivsten. In der Originalkonfiguration ist $Z9 = +0,177$ woraus folgt, daß der Abstand zwischen den Baugruppen 3 und 4 um 0,55 mm zu verkürzen wäre. Damit ist aber eine Verkürzung der Baugruppe notwendig. Deshalb wird keine Änderung vorgenommen.

Kapitel 3

Der Detektor und das Auslesesystem

In diesem Kapitel wird der in SPIFFI verwendete HAWAII $1k \times 1k$ -Detektor der Firma Rockwell charakterisiert. Nach einer kurzen Beschreibung der einzelnen Elemente des Detektorsystems (Detektor und Ausleseelektronik) werden Messungen charakterisierender Kenngrößen diskutiert. Zu nennen sind hier z. B. Dunkelstrom, Einfluß der Auslesemodi auf das Detektorrauschen und andere. Alle hier vorgestellten Messungen beziehen sich, sofern nicht anders vermerkt, auf Messungen, die während der Commissioning-Phase im Januar und Februar 2003 in der Integrationshalle des VLT genommen wurden.

3.1 Der Detektor

3.1.1 Der Nachweis von Licht

Bei Halbleiterdetektoren nutzt man den inneren Photoeffekt aus, der im Gegensatz zum äußeren daß durch Absorption angeregte Elektron nicht aus dem Festkörper entweichen läßt, sondern auf energetisch höher gelegene Niveaus hebt. Die Aktivierungsenergie E_A bei sogenannten intrinsisch leitenden Halbleitermaterialien entspricht der Bandlücke zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband. Die Grenzwellenlänge bis zu der Licht nachgewiesen werden kann, beträgt etwa $\lambda_c[\mu m] = 1,24/E_A[eV]$. Damit die Grundzustände des Kristallgitters nicht durch thermische Anregung entvölkert werden, muß der Detektor gekühlt werden und zwar umso tiefer, je kleiner die Energie der nachzuweisenden Photonen ist. Tabelle 3.1 faßt die Eigenschaften einiger intrinsisch leitender Halbleitermaterialien zusammen.

Detektormaterial	E_G (eV)	λ_c (μm)	Betriebstemperatur (K)
Si	1,12	1,1	163-300
HgCdTe	0,09-1,00	14,00-1,24	60-80
InSb	0,23	5,9	30

Tabelle 3.1: Verschiedene Detektormaterialien und ihre Eigenschaften. E_G : Bandlücke in eV, λ_c : Grenzwellenlänge.

Bei photoleitenden Halbleiterdetektoren wird von außen ein elektrisches Feld angelegt. Einfallende Photonen erzeugen Elektron-Loch-Paare und erhöhen die Leitfähigkeit des Materials, womit der ohmsche Widerstand des Materials abnimmt.

Bei photovoltaischen Halbleiterdetektoren trennt das in einem inhomogen dotierten Halbleiter herrschende innere elektrische Feld die Elektron-Loch-Paare. Dabei wird ein p- an einen n-dotierten Halbleiter kontaktiert. In der Grenzschicht diffundieren Majoritätsladungsträger aus dem jeweiligen Gebiet (Elektronen im n-Gebiet und Löcher im p-Gebiet) in das andere Gebiet, wo sie rekombinieren. Dadurch bildet sich eine positive/negative Raumladung im n/p-Gebiet der Grenzschicht aus mit einer hochohmigen Zwischenschicht (der sogenannten Verarmungszone). Dieses innere elektrische Feld wirkt dem durch das Konzentrationsgefälle der Elektronen und Löcher ausgelösten Diffusionsstrom entgegen. Im thermischen Gleichgewicht kompensieren sich beide Ströme. Einfallende Photonen erzeugen nun Elektron-Loch-Paare, die durch dieses innere elektrische Feld getrennt werden. Mißt man die sich am p-n-Übergang aufbauende Spannung direkt, spricht man von einem Photoelement. Legt man von außen eine zusätzliche Spannung in Sperrichtung an, verbreitert sich die Verarmungszone und man spricht von einer Photodiode. Aufgrund des stärkeren elektrischen Feldes können sich die Ladungsträger dann mit höherer Geschwindigkeit bewegen, womit die Wahrscheinlichkeit einer frühzeitigen Rekombination in der Verarmungszone sinkt und die Nachweiswahrscheinlichkeit steigt.

3.1.2 Aufbau, Betrieb und Eigenschaften des HAWAII-Detektors

Aufbau:

Als Detektor wird in SPIFFI ein HAWAII $1k \times 1k$ -Chip (**HgCdTe Astronomical Wide Area Infrared Imager**) der Firma Rockwell verwendet. Dabei handelt es sich um einen hybriden Halbleiter-Detektor bei dem der Nachweis und das Auslesen getrennt voneinander geschehen. Auf einem lichtdurchlässigen Substrat aus Al_2O_3 (Saphir) wird eine lichtempfindliche Schicht aus HgCdTe aufgebracht. Feine Drähte (sogenannte "bump bonds") aus Indium verbinden die Halbleiterschicht elektrisch mit einer Multiplexer-Struktur aus Silizium. Die einzelnen Pixel dieses Detektors werden als Photodioden betrieben, wobei die äußere Spannung nur kurzfristig angelegt wird. Dieser Vorgang wird als Reset bezeichnet und kann mit dem Aufladevorgang eines Kondensators verglichen werden. Einfallende Photonen erzeugen in der Verarmungszone Elektron-Loch-Paare, die durch das innere elektrische Feld getrennt werden und die Potentialdifferenz abbauen. Eine vollständige Entladung eines Pixels kann daher nicht wie im Falle einer CCD benachbarte Pixel beeinflussen (im Falle der CCD erinnere man sich an das Modell eines überlaufenden Wassereimers).

Betrieb:

Die Schaltung eines Pixels mit den nötigen Taktsignalen ist in Abbildung 3.1 veranschaulicht. Die Taktung des Detektors geschieht über 6 CMOS-Takte. Des Weiteren sind mindestens 4 Spannungen für einen minimalen Betrieb notwendig. Jeder Quadrant enthält zwei Schieberegister für die Pixeladressierung, ein horizontales und ein vertikales, die jeweils zwei Takte zum Betrieb benötigen. **PIXEL** und **LSYNC** takten das horizontale Register. Beide Flanken des **PIXEL**-Taktsignals sind aktiv (engl. *dual edged triggered*) und erhöhen die vom Register adressierte Spaltennummer um 1 (ungerade Spaltennummer bei positiver Flanke und gerade Spaltennummer bei negativer Flanke). **LSYNC** wird *active low* getaktet und setzt eine 0 in den ersten Eintrag und eine 1 in alle anderen Einträge des Schieberegisters, womit das Register angewiesen wird, mit der ersten Spalte des jeweiligen Quadranten zu beginnen. **LINE** und **FSYNC** takten das vertikale Register und entsprechen in ihren Eigenschaften **PIXEL** und **LSYNC**, steuern jedoch Reihen. Da der Line-Takt mit einer langsameren Geschwindigkeit getaktet wird als der Pixel-Takt, bezeichnet man die vertikale Achse des Detektors auch als die langsame, die horizontale Achse als die schnelle Achse. Die zwei verbleibenden Takte sind **RESETB** und **READ**. **RESETB** ist

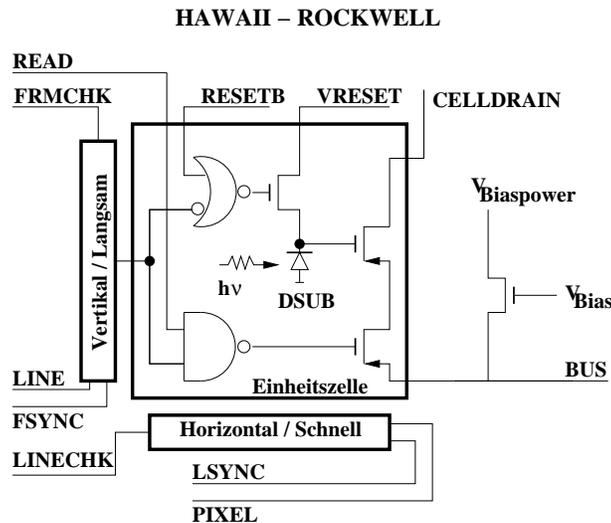


Abbildung 3.1: Die Einheitszelle des HAWAII-Detektors.

ein *active low* Takt und setzt (engl.: *reset*) die vorher angesteuerte Reihe auf die Reset-Spannung V_{Reset} . Der **READ**-Takt ist *active high* und erlaubt die Signalweiterleitung an den Spaltenbus und damit an die durch die Schieberegister gesteuerten Ausgänge. Eine ausführliche Beschreibung des Betriebes entnehmen man [Rockwell A] und [Jansen, 1999]. Abbildung 3.2 zeigt das Taktschema für eine Variante des *Reset-Read-Read-Modus* (oder *Double Correlated Sampling-Modus*). In Phase I werden die Schieberegister initialisiert (LSYNC- und FSYNC-Puls). In Phase II werden die belichteten Pixel der ersten Reihe ausgelesen (PIXEL-Puls und READ auf *high*). In Phase III wird die selektierte Reihe zurückgesetzt (engl.: *reset*) und das horizontale Schieberegister neu initialisiert. In Phase IV werden die zurückgesetzten Pixel nochmals gelesen. In V wird das horizontale Schieberegister neu initialisiert und durch einem LINE-Puls (*high* nach *low*) die nächste (gerade) Zeile adressiert.

Einige charakteristische Kenngrößen seien hier kurz erläutert.

Dunkelstrom:

Selbst bei völliger Abschattung des Detektors mißt man bei Betriebstemperatur einen Signalabbau, da durch thermische Anregung immer wieder Elektron-Loch-Paare im Halbleiter generiert werden. Bei einem in Sperrichtung geschalteten p-n-Übergang werden in die Verarmungszone diffundierende Minoritätsladungsträger durch das elektrische Feld auf die andere Seite des Übergangs gezogen und erzeugen den Diffusionsstrom. Innerhalb der Verarmungszone generierte Elektronen-Loch-Paare werden durch das selbe Feld getrennt und erzeugen den Generations-Rekombinationsstrom. Diffusions- und Generations-Rekombinationsstrom sind temperaturabhängig. Bei Temperaturen um 77 K dominiert letzterer und ist proportional zu $\exp(-E_G/2kT)$, wobei E_G die Energiedifferenz zwischen Leitungs- und Valenzband, k die Boltzmann-Konstante und T die Detektortemperatur ist.

Der fließende Differenzstrom, der als Dunkelstrom bezeichnet wird, hängt somit stark von der Temperatur ab, aber auch von der von außen angelegten Spannung. Je geringer die Temperatur und je

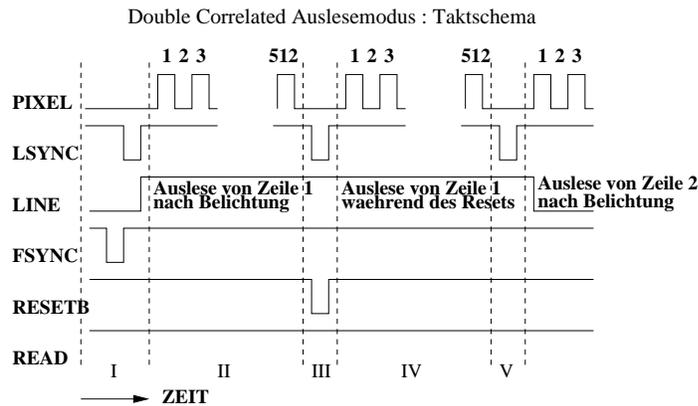


Abbildung 3.2: Beispiel Taktschema für eine Variante des Double-Correlated-Sampling-Auslesemodus.

geringer die von außen angelegte Spannung ist, die zum Reset benutzt wird, desto geringer ist der Dunkelstrom. Dieser beträgt im Falle des HAWAII-Detektors typischerweise einige Zehntel Elektronen/Sekunde/Detektorpixel bei 77 K. Die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren durch Defekte im Kristallgitter sind herstellungsbedingt und können ebenfalls zum Dunkelstrom beitragen. Bei niedrigeren Temperaturen tragen zudem Tunneleffekte zum Dunkelstrom bei.

Rauschen:

Rauschquellen können signalabhängig oder dem Detektorelement inhärent (d. h. signalunabhängig) sein. Die Bestimmung des zeitlichen Rauschens eines Detektorpixels geschieht bei konstanter Belichtungsstärke aus einer Zahl von Auslesungen in einem bestimmten Auslesemodus (s. u.). Weißes Rauschen ist frequenzunabhängig. Dazu zählen das Schrotrauschen, das Johnson-Rauschen, und das kTC-Rauschen. Das Schrot-Rauschen entsteht durch statistische Variationen in der Generation und Drift von Ladungsträgern und das Photonenrauschen. Das Johnson-Rauschen entsteht durch die thermische Bewegung von Elektronen in den parallel zum Detektor geschalteten Widerständen. kTC-Rauschen entsteht durch den Reset der einzelnen Detektorpixel. Da beim Reset die Spannung an der Pixelkapazität durch Johnson-Rauschen schwankt, variiert die erreichte Pixelvorspannung um $\sqrt{kT/C}$. Das Ausleserauschen wird i. A. als konstanter, von der Integrationszeit unabhängiger Rauschbeitrag betrachtet und wird z. B. durch das Rauschen der Ausleseelektronik verursacht.

Funkel-Rauschen ist wie das Generations-Rekombinations-Rauschen frequenzabhängig und wird z. B. auf Kristallfehler zurückgeführt. Funkel-Rauschen dominiert bei niedrigen Frequenzen ($\propto 1/f$). Das Generations-Rekombinationsrauschen ist bis zu einer gewissen Grenzfrequenz f_c frequenzunabhängig. Für Frequenzen $f > f_c$ fällt es exponentiell ab (siehe auch Abbildung 3.13).

Nicht zerstörendes Auslesen und Auslesemodi:

An jedem Pixel dient ein Feld-Effekt-Transistor (FET) als Impedanzwandler, d. h. es findet keine Ladungskopplung statt. Daher kann jedes Pixel direkt mehrfach ausgelesen werden, ohne das Signal wie

z. B. durch Ladungstransport im Falle einer CCD wegzutransportieren (im Falle einer CCD können fehlerhafte Pixel so ganze Detektorreihen unbrauchbar machen). Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, durch mehrfaches Lesen den Rauschbeitrag des Ausleserausens zu minimieren. Im Double-Correlated-Sampling-Modus wird der Detektor zuerst *resettet* und anschließend gelesen. Nach der Belichtung wird der Detektor erneut gelesen und das Differenzsignal ist proportional zum einfallenden Fluß. Im Fowler-Modus variiert man den Double-Correlated-Sampling-Modus dahingehend, daß zu Beginn und Ende einer Belichtung jeweils n -fach gelesen wird; der zeitliche Abstand zweier korrespondierender Lesungen entspricht der wahren Integrationszeit T . Die Gesamtintegrationszeit T_{int} ist demnach $T_{int} = 2 * n * \delta t + T$ wobei δt die Auslesezeit ist. Der Rauschbeitrag des Ausleserausens beträgt dann $\sigma^2 = 2\sigma_R^2/n$ (im Photon-dominierten Fall), wobei σ_R das Rauschen einer einzelnen Auslesung ist. Tabelle 3.2 faßt Signal-zu-Rausch-Verhältnisse des Double-Correlated-Sampling und Fowler-Modus zusammen ([Garnett & Forrest, 1993] und [Finger et al., 2000]). So ist z. B. im Ausleserausens-dominierten Fall bei gegebenem n_{max} das Verhältnis der Signal-zu-Rausch-Verhältnisse von Fowler- zu Double-Correlated-Sampling-Modus bei $\eta = 2/3$ maximal, d. h., man liest etwa doppelt so lang wie man integriert.

Auslese-Modus	SNR_{RL}	SNR_{BL}
Double-Correlated-Sampling	$\frac{F * T_{Int}}{\sqrt{2}\sigma_R}$	$\frac{F * T_{Int}}{\sqrt{F * T_{Int}}} = \sqrt{F * T_{Int}}$
Fowler	$\frac{F * T_{Int}}{\sqrt{2}\sigma_R} \sqrt{\eta n_{max}} (1 - \eta/2)$	$\sqrt{F * T_{Int}} * \frac{(1 - \eta/2)}{\sqrt{1 - 2\eta/3 + 1/(6\eta n_{max}^2)}}$

Tabelle 3.2: Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Ausleserausens/Hintergrund (RL/BL) limitierten Fall. n_{max} : maximale Anzahl von möglichen Auslesungen (zu Beginn und Ende einer Belichtung) bei gegebener Integrationszeit T_{int} ; $\eta = n/n_{max}$: Anzahl von Lesungen über der maximal möglichen.

Nichtlinearität:

Durch die Abhängigkeit der Pixelkapazität von der am p/n-Übergang anliegenden Spannung zeigen solche Detektoren bei großen Spannungsänderungen eine Nichtlinearität. Der zur Verfügung stehende Linearitätsbereich des HAWAII-Detektors muß daher vorher bestimmt werden.

Leuchten der Schieberegister:

Der Multiplexer verfügt über je einen On-Chip FET für jeden Quadranten der als "output source follower" dient und an die der interne Bus angeschlossen ist. Das elektrolumineszente Leuchten dieser FETs bildet wie das Leuchten der Schieberegister-Schaltkreise einen störenden Beitrag zum sogenannten Multiplexer-Leuchten [Hodapp et al., 1996]. Da sich auf den internen Bus direkt zugreifen läßt, wird in SPIFFI das Bus-Signal von externen Operationsverstärkern auf der Detektorplatine verstärkt (siehe Abbildung 3.3 und [Finger et al., 1998]). Somit wird das Multiplexer-Leuchten minimiert und lediglich die Schieberegister-Schaltkreise tragen noch zu einem signifikanten Leuchtbeitrag bei.

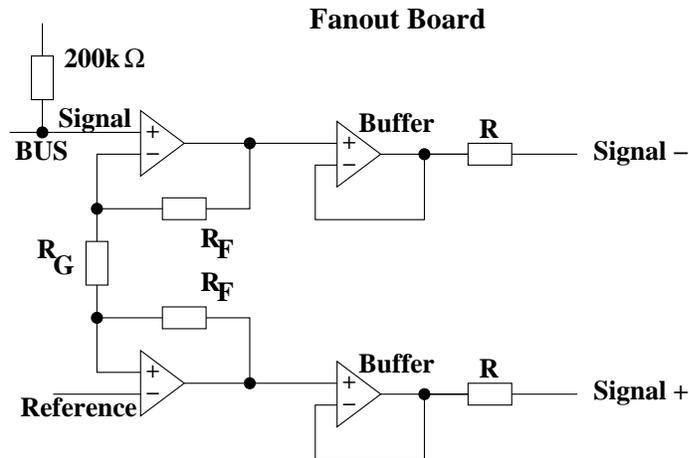


Abbildung 3.3: Das Fanout-Board des SPIFFI-Detektors. Die differentielle Vorverstärkung beträgt $\text{gain} = 1 + 2 * R_F/R_G = 8$ mit $R_F = 4,30\text{k}\Omega$ und $R_G = 1,22\text{k}\Omega$, siehe hierzu auch [Finger, 2002a].

Reset-Anomalie:

Das Signal eines Pixels ist eine hochgradig nichtlineare Funktion der Integrationszeit. Nach einem Reset dauert es einige Sekunden, bis sich das System stabilisiert und das Signal eine lineare Funktion der Integrationszeit ist. Aufgrund dieser anfänglichen Instabilität kann man Effekte wie z. B. einen DC-Gradienten entlang der langsamen Achse des Detektors nachweisen. Zieht man eine Dunkelaufnahme gleicher Integrationszeit ab, erhält man eine lineare Abhängigkeit des Signals (innerhalb des Linearitätsbereiches) von der Integrationszeit.

Odd-Even-Effekt:

Der Odd-Even Effekt führt zu unterschiedlichen Signalen bei gleicher Beleuchtungsstärke in Spalten mit geraden und ungeraden Nummern des HAWAII-1k-Detektors. Dieser Effekt scheint dem Detektor inhärent zu sein, da auch andere Experimente von diesem Effekt berichten, die ebenfalls einen HAWAII-1k-Detektor verwenden, z. B. ISAAC am VLT der ESO ([ISAAC A] und [CCD A]). Die Ursache dieses Effektes ist weitgehend unbekannt. Die Aussagen verschiedener Gruppen, die HAWAII-1k-Detektoren verwenden, ergeben jedoch folgende Gemeinsamkeiten: Die Stärke des Effektes beträgt bis zu 6 %, der Effekt ist abhängig vom Fluß und kann daher nur ungenügend durch herkömmliche Himmels-subtraktionsmethoden eliminiert werden, jeder Quadrant des HAWAII-Detektors ist unterschiedlich betroffen, die Stärke des Effektes kann von Nacht zu Nacht erheblich variieren. Alle diese Effekte lassen sich auch am SPIFFI-Detektor nachweisen.

Quanteneffizienz:

Die typische Quanteneffizienz beträgt (nach Rockwell) etwa 70 %. Für Wellenlängen, die größer als die Grenzwellenlänge $\lambda_c = 2,5\mu\text{m}$ sind, nimmt die Quanteneffizienz exponentiell ab.

3.2 IRACE

Die verwendete Auslese- und Steuerelektronik IRACE (**InfraRed Array Control Electronics**) wird von der ESO entwickelt und gebaut. Ursprünglich für das Nahinfrarotspektrometer ISAAC entwickelt um eine Datenprozessierung in Echtzeit zu ermöglichen, findet es heute in fast allen Nahinfrarot-Instrumenten der ESO Verwendung. Es zeichnet sich durch besonders geringes Elektronikaussehen aus (siehe auch [Meyer et al., 1996] und [Mehrgan 2002]). Der elektronische Teil von IRACE besteht im Falle SPIFFI aus der Detektorplatine (engl.: Fanout-Board (FAB)) mit dem Hawaii $1k \times 1k$ -Chip innerhalb des Kryostaten, dem Detektor-Front-End (DFE), dem Detektor-Back-End (DBE) und dem Datenakquisitionsrechner (DAQ). Abbildung 3.4 zeigt den prinzipiellen Aufbau des in SPIFFI verwendeten IRACE-Systems.

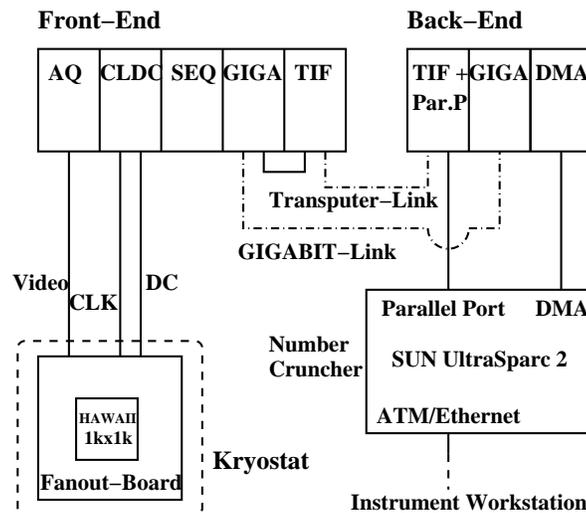


Abbildung 3.4: Aufbau des in SPIFFI verwendeten Auslesesystems IRACE. Front-End und Back-End sind nur über Glasfaserverbindungen verbunden und damit galvanisch getrennt.

Die Detektorplatine erhält Clock- (CLK) und Biasspannungen (DC) vom DFE und gibt diese an den Detektor weiter. Das DFE erhält die analogen Detektorsignale (Video) vom FAB, digitalisiert diese und sendet sie über eine Glasfaser an das DBE. Das DBE enthält eine Schnittstelle, um die Daten direkt zum DAQ zu senden.

Das DFE besteht aus einem Standard-VME-Einschub und beherbergt das Clock-Pattern-Sequencer-Modul (SEQ), das Clock-Driver-and-DC-Bias-Modul (CLDC), das Akquisitionsmodul (AQ), einen optischen Hochgeschwindigkeits-Datenlink (GIGA) und ein optisches Transputer-Fiber-Link-Interface (TIF). Das SEQ-Modul basiert auf einem 32-Bit-Transputer (T425) und erzeugt die digitalen TTL-Taktschemata. Diese werden an das CLDC-Modul weitergeleitet, wo sie in analoge Taktsignale übersetzt werden, die an das FAB weiter geleitet werden. Das CLDC-Modul kann dabei bis zu 16 Takt- und Bias-Spannungen zwischen -10V und +10V generieren. Das AQ-Modul besitzt für jeden Quadranten des Detektors einen Kanal. Die analogen differentiellen Detektor-Signale werden hier verstärkt und von je einem schnellen 2 MHz-ADC digitalisiert, der mittels eines Convert-Kommandos getriggert wird. Das GIGA-Modul ist eine optische Schnittstelle für Hochgeschwindigkeits-datenübertragung, die Daten vom DFE an das

DBE sendet. Das TIF-Modul ist eine optische Schnittstelle, die die faseroptische Schnittstelle in eine Transputer-Schnittstelle für das SEQ- und das CLDC-Modul konvertiert.

Das DBE ist mit dem DFE nur über zwei Faserverbindungen verbunden, somit ist der analoge Teil der Auslekette vom Rest galvanisch getrennt. Das DBE enthält ein TIF-Modul mit einer parallelen Schnittstelle. Über diese Schnittstelle empfängt die Auslelektronik Kommandos und Dateien, welche die verschiedenen Taktschemata beschreiben, vom DAQ-Rechner und leitet sie an das DFE über den Transputer-Link weiter. Außerdem werden sämtliche Telemetrie-Daten über diese Schnittstelle übermittelt. Ein GIGA-Modul im DBE empfängt die digitalisierten Daten vom DFE, die dann über eine DMA-Schnittstelle an den DAQ-Rechner gesendet werden. Dieser dient als „*number cruncher*“ und besteht aus einer UltraSparc-2 Workstation von SUN. Über ein ATM-Interface ist der DAQ-Rechner mit dem Instrumenten-Netzwerk verbunden.

3.3 Messungen

3.3.1 Wahl eines geeigneten Taktschemas

Zu Beginn aller Messungen muß zunächst ein geeignetes Taktschema gefunden werden. Selbst Detektoren gleicher Margennummer zeigen deutlich verschiedenes Verhalten bei gleichem Taktschema. Als Ausgangspunkt wurden die Taktschemata von ISAAC und SOFI gewählt, da beide Instrumente mit einem HAWAII $1k \times 1k$ ausgerüstet sind und von einem IRACE-System gesteuert werden. Bei diesen Schemata wird vor jedem Auslesen ein 64-facher Dummy-Read der zuletzt gelesenen Reihe durchgeführt. Das SOFI-Schema initiiert dabei vor jedem dieser Lesevorgänge das vertikale Register. Das ISAAC-Schema verursacht sehr starkes niederfrequentes Rauschen (im Hz-Bereich) und im Single-Read-Modus einen nur wenige ADU ausmachenden Gradienten über den Detektor entlang der vertikalen Achse. Letzteres ist reine Kosmetik und für die Beobachtung nicht von Belang. Das SOFI-Schema verursacht dagegen nur geringes niederfrequentes Rauschen, dafür aber einen starken Gradienten von 1000 ADU. Zudem zeigt dieses Schema einen deutlichen Überschwingvorgang entlang der vertikalen Achse, da nichtbelichtete Pixel zwischen belichteten Pixel negatives, also unphysikalisches Signal zeigen. Besonders auffällig ist dabei der Signalunterschied der ausgelesenen Detektorreihen vor und nach dem Cluster toter Pixel im ersten Quadranten.

Die im folgenden beschriebenen 4 Methoden wurden empirisch gefunden und haben sich als wirksam erwiesen:

1. Nach jedem *Reset* wird der Detektor mehrfach gelesen.
2. Die Pixel werden beim eigentlichen Reset-Vorgang vom Bus getrennt um übersprechende Einschwingvorgänge zu unterbinden (Abschalten des READ-Taktes).
3. Der Reset-Vorgang wurde folgendermaßen abgeändert. Erst werden die Schieberegister initialisiert, danach wird der Reset-Vorgang 64-fach wiederholt mit vorheriger Initialisierung der Schieberegister und abschließender Verzögerung von 1 Mikrosekunde, damit sich die Reset-Spannung nach Passieren des Clusters von toten Pixeln im ersten Quadranten wieder stabilisiert. Abschließend wird durch eine Auslesung der Detektor kurzzeitig mit dem Bus verbunden, um den Gradienten entlang der vertikalen Achse abzubauen.

4. Die Reset-Spannung wird soweit erniedrigt, wie kein störender Memory-Effekt auftritt (residuale Bilder, die mehrere Auslesungen lang vorhanden sein können). Eine Erniedrigung von 5 V auf 3,5 V hat sich dabei als wirksam erwiesen.

3.3.2 Kosmetik

Tote Pixel: Abbildung 3.5 zeigt die Verteilung toter Pixel. Aus einer Reihe von Flatfield-Aufnahmen wird das Rauschen eines jeden Pixels bestimmt. Etwa 7000 Pixel, besonders am Rand des oberen rechten Quadranten, zeigen weniger als ein Fünftel des mittleren Detektorsignals und werden hier als tot deklariert. Damit sind die Spektren im kurzwelligen Bereich des Slitlets 24 unbrauchbar. Im Quadranten oben links findet sich eine etwa 20 Pixel lange Struktur toter Pixel, die durch ein Staubkorn verursacht wird. Im Quadranten unten links findet sich eine kreisförmige Struktur toter Pixel.

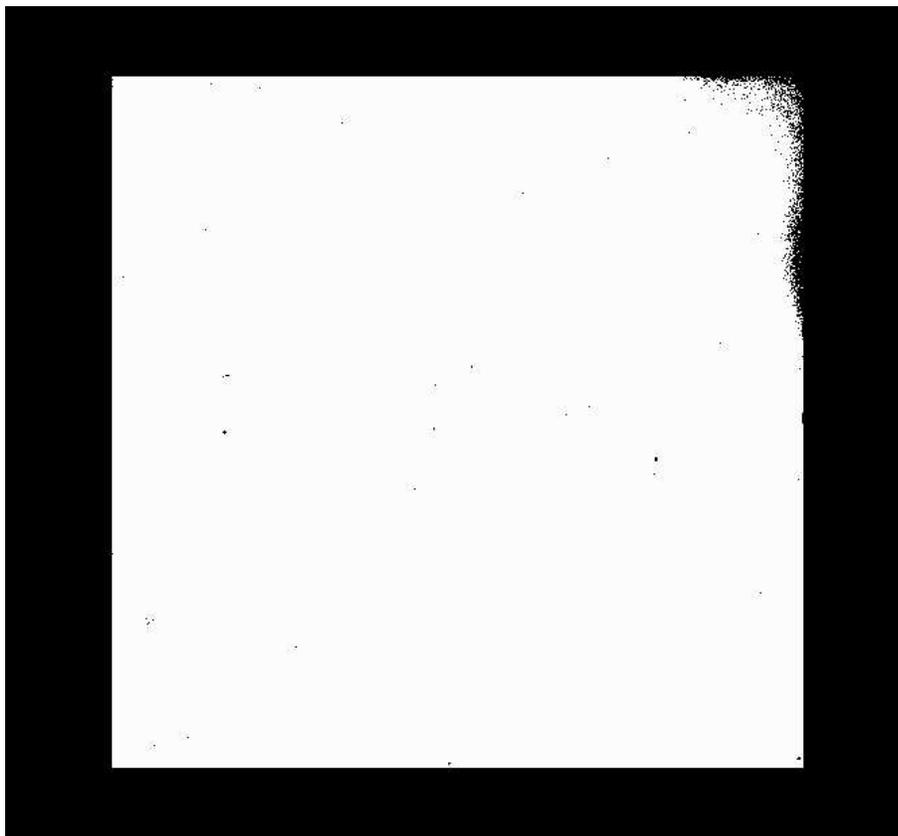


Abbildung 3.5: Kosmetische Qualität des Detektors. Tote Pixel.

Heiße Pixel: Abbildung 3.6 zeigt die räumliche Verteilung von insgesamt etwa 11000 Pixel, deren Ausleserauschen vom mittleren Ausleserauschen des gesamten Detektors um 1σ übersteigt. Das Ausleserauschen eines jeden Pixels wird dabei aus einer Reihe von Dunkelaufnahmen bestimmt. Die meißten Pixel mit erhöhtem Ausleserauschen befinden sich dabei in der Mitte des Detektors. Das Histogramm des Ausleserauschens hat einen Schwerpunkt bei 5,6 ADU und eine Breite von 5 ADU (rms).

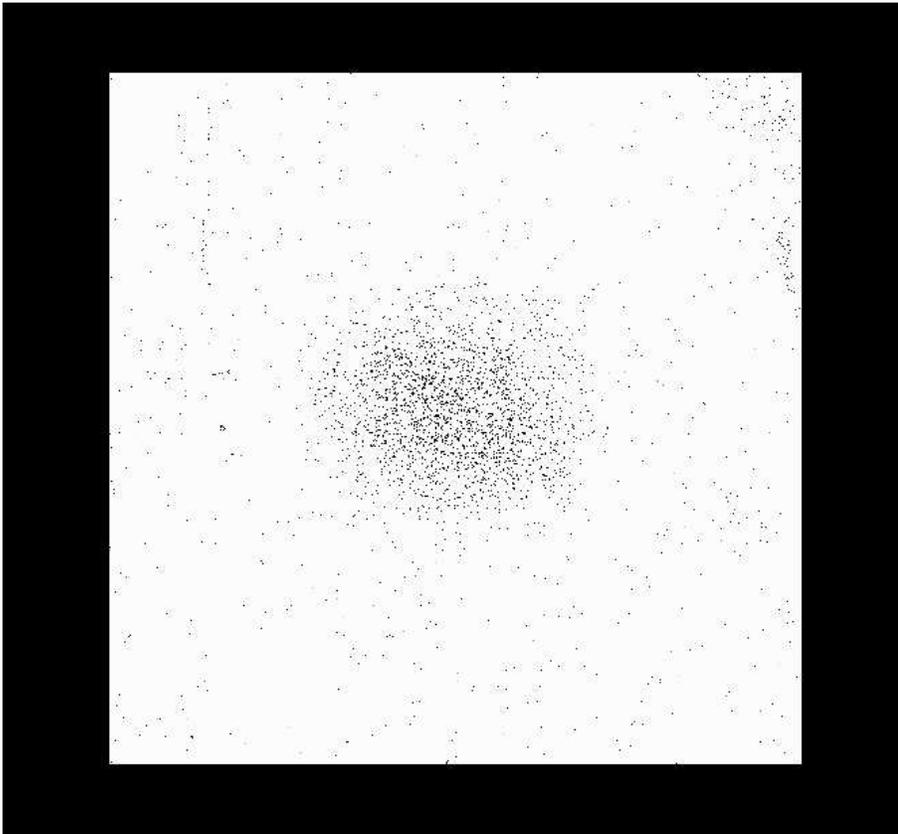


Abbildung 3.6: Kosmetische Qualität des Detektors. Pixel mit erhöhtem Ausleserauschen.

3.3.3 Dunkelstrom

Zur Messung des Dunkelstromes wird die Takt-Spannung, die zum Reset des Detektors dient (das ist nicht die Reset-Spannung), auf 5 V gesetzt (Der Reset-Takt ist *active low*). Das Filtrerrad wird geschlossen und der Detektor 3 Stunden lang alle 5 Minuten ausgelesen. Der hier gemessene Dunkelstrom enthält damit den instrumentellen Hintergrund, sofern die kalte Blende in geschlossener Filtrerradposition nicht zum instrumentellen Hintergrund beiträgt. Der Dunkelstrom wird für jedes Pixel einzeln aus einer linearen χ^2 -Minimierung an das Pixelsignal bestimmt. Abbildung 3.7 zeigt die Dunkelstrom-Histogramme für zwei verschiedene Detektortemperaturen.

Abbildung 3.7 zeigt die bei verschiedenen Detektortemperaturen gemessenen Dunkelströme, wobei der Logarithmus des Dunkelstromes in Elektronen/Sekunde/Detektorpixel gegen die reziproke absolute De-

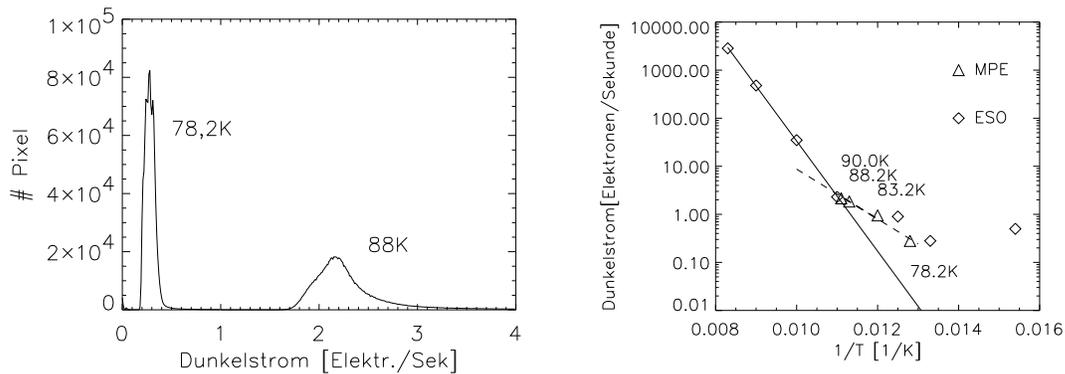


Abbildung 3.7: Links: Dunkelstrom-Histogramme für Messungen bei 78,2 K und 88,0 K. Rechts: Dunkelstrom in Elektronen/Sekunde/Detektorpixel in Abhängigkeit der Detektortemperatur in Kelvin. Dreiecke/Rauten entsprechen Messungen, die von der ESO/MPE an einem Hawaii $1\text{k} \times 1\text{k}$ /SPIFFI-Detektor durchgeführt wurden. Die gestrichelte Kurve entspricht der im Text aufgeführten Formel. ESO-Daten sind [Finger et al., A] entnommen.

tektortemperatur in Kelvin aufgetragen ist. Durch effektivere Anbindung des SPIFFI-Detektors an das Kältereservoir des Instrumentes verkleinert sich der gemessene Dunkelstrom. Der gemessene Temperaturgradient entlang des Kaltfingers betrug beim ersten Abkühlen etwa 8,3 K. Um den Detektor um diese Temperatur zu erwärmen, benötigt man eine Heizleistung von 200 mW! Der aus massivem Kupferblech bestehende Kaltfinger wird daher durch einen Kaltfinger mit größerem Querschnitt aus Kupferlitze ersetzt und direkt an das Kältereservoir angeschlossen. Während astronomischer Beobachtungen mit SPIFFI wird der Detektor von am Kaltfinger angebrachten Heizwiderständen auf $-195,0$ Grad Celsius temperaturstabilisiert. Dabei variiert die Detektortemperatur nach einer mehrere Stunden dauernden Relaxationsphase um weniger als 5 mK (siehe Abbildung 3.8). Der beste für die Detektorstabilisations-temperatur gemessene Dunkelstrom beträgt ca. 0,3 Elektronen/Sekunde/Detektorpixel.

Aus Abbildung 3.7 ergibt sich die Temperaturabhängigkeit des Dunkelstromes empirisch zu:

$$\text{Dunkelstrom} = \exp\left(14,11 - \frac{1194,74}{T}\right) [\text{Elektronen/Sekunde/Detektorpixel}] \quad (3.1)$$

wobei T die Detektortemperatur in Kelvin ist.

Eine Temperaturabweichung von 5 mK von der Stabilisationstemperatur resultiert daher in einer Änderung des Dunkelstroms von weniger als 3×10^{-4} Elektronen/Sekunde/Detektorpixel ($< 1\%$). Diese temperaturabhängige Fluktuation ist um mehr als eine Größenordnung kleiner als die Halbwertsbreite der Verteilung der Pixel mit einem bestimmten Dunkelstrom (Abbildung 3.7) und ist damit vernachlässigbar. Aus Labormessungen, bei denen eine lichtdichte, kalte Haube vor die Kamera gesetzt wird, ergibt sich ein Dunkelstrom von $0,2 (\pm 0,06 \text{ FWHM des Histogramms})$ Elektronen pro Sekunde bei einer Detektortemperatur von $-192,5$ Grad Celsius, verglichen mit etwa 0,5 Elektronen pro Sekunde nach Gleichung 3.1. Damit sind etwa 50 % des gemessenen Rauschbeitrages, der linear von der Integrationszeit abhängt, (Dunkelstrombeitrag) bei dieser Temperatur auf Hintergrundstrahlung des Instrumentes zurückzuführen.

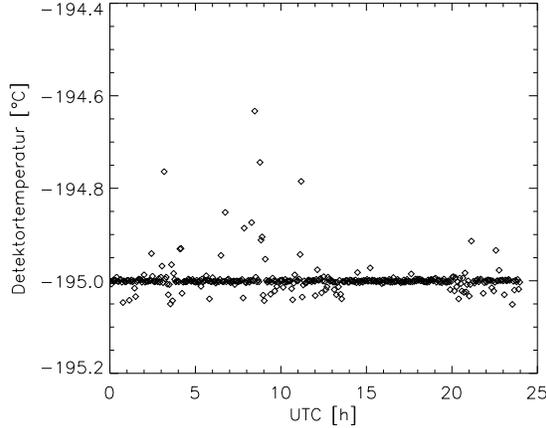


Abbildung 3.8: Variation der Detektortemperatur während einer typischen Beobachtungsnacht. Die PID-Regelschleife des Temperatur-Controllers liest den Wert der Silizium-Dioden jede Sekunde, protokolliert wird die Detektortemperatur etwa jede Minute. Temperaturpeaks sind teilweise korreliert mit der Bewegung von Motoren und daher nicht mit einer echten Temperaturänderung verbunden. Nachfolgend protokollierte Temperaturwerte liegen bereits wieder innerhalb der Regelgenauigkeit, so daß geschlußfolgert werden kann, daß die Störung der Temperaturregelung weitaus kürzer als eine Minute ist.

3.3.4 Konversionsfaktor

Der Konversionsfaktor g setzt im Linearitätsbereich das gemessene Signal in willkürlichen Einheiten S_{ADU} in Relation zu einem Signal in physikalischen Einheiten (Elektronen):

$$S_{Elektronen} = g * S_{ADU} \rightarrow \sigma_{Poisson, Elektronen}^2 = g * \sigma_{Poisson, ADU}^2 \quad (3.2)$$

Das Gesamttrauschen des belichteten Detektors in ADU ist die quadratische Summe von Ausleserauschen $\sigma_{Auslese, ADU}$ und Poisson-Rauschen $\sigma_{Poisson, ADU}$

$$\sigma_{Gesamt, ADU}^2 = \sigma_{Auslese, ADU}^2 + \sigma_{Poisson, ADU}^2 = \sigma_{Auslese, ADU}^2 + \frac{S_{ADU}}{g} \quad (3.3)$$

Das Ausleserauschen jedes Pixels wird aus einer Serie von 45 Dunkelaufnahmen, das mittlere Signal in jedem Pixel aus einer Serie von 45 Flatfield-Aufnahmen gleicher Integrationszeit gewonnen. Das Histogramm der nach Formel 3.3 berechneten Konversionsfaktoren zeigt Abbildung 3.9. Die Messung liefert hiernach einen Konversionsfaktor von etwa $g = 3,4$ Elektronen pro ADU und ist für den ersten und zweiten SPIFFI/GI-Lauf gültig. Die Halbwertsbreite der Verteilung der Konversionsfaktoren in Abbildung 3.9 beträgt dabei etwa 1,6 Elektronen/ADU. Abbildung 3.10 zeigt simulierte Konversionsfaktor-Histogramme als Funktion der Anzahl von Flatfield-Aufnahmen (links) für einen wahren Konversionsfaktor von $g=3,4$ Elektronen/ADU. Aus der gleichen Abbildung (rechts) entnimmt man, daß bei begrenzter Anzahl von Flatfield-Aufnahmen der mittlere Konversionsfaktor am besten nach $1/\text{Mean}(1/c_i)$ berechnet wird, wobei c_i die Konversionsfaktoren der einzelnen Pixel sind. Der Konversionsfaktor wird durch Faktoren wie die differentielle Vorverstärkung (siehe Abbildung 3.3) beeinflusst. Er muß bei Änderung dieser Größen stets neu bestimmt werden.

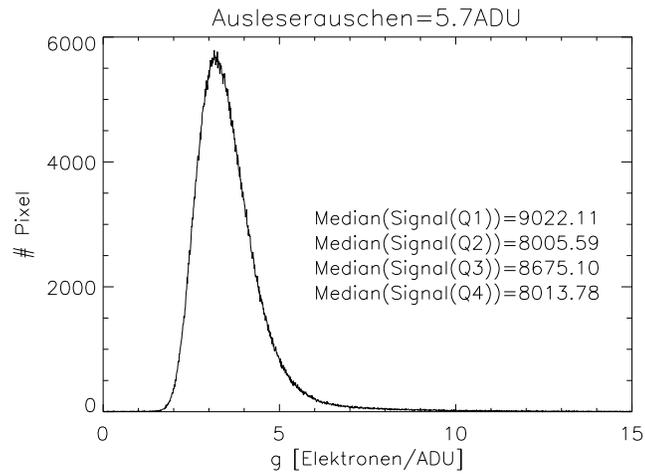


Abbildung 3.9: Konversionsfaktor-Histogramm. Zusätzlich angegeben sind die Median-Werte des Signals in ADU in den jeweiligen Quadranten Q1-4.

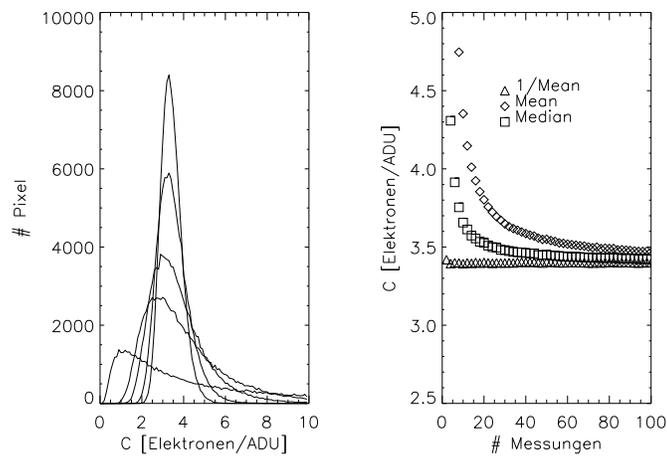


Abbildung 3.10: Simulierte Konversionsfaktor-Histogramme für 5/10/25/50 Flatfield-Aufnahmen (links) und verschiedene Methoden zur Bestimmung des Schwerpunktes der Verteilung als Funktion der Anzahl von Flatfield-Aufnahmen (rechts) für einen wahren Konversionsfaktor von 3,4 Elektronen/ADU. Die breiteste Verteilung entspricht dabei der Simulation mit der niedrigsten Anzahl von Flatfield-Aufnahmen.

3.3.5 Leuchten der Schieberegister

Der Multiplexer des HAWAII-Detektors zeigt mehrere elektroluminiszente Quellen (siehe auch [Hodapp et al., 1996]). Die FETs an den Quadrantenausgängen tragen zum Multiplexer-Leuchten bei, werden jedoch in der vorliegenden Konfiguration nicht verwendet da die Vorverstärkung erst auf der Detektorplatine statt findet. Des Weiteren tragen die Taktschaltungen der Schieberegister (in der Mitte und am rechten Rand des Detektors) zum Multiplexer-Leuchten bei, deren Beitrag sich ohne eine Neukonstruktion des Multiplexers nicht unterdrücken läßt.

Zur Messung dieses Leuchtens wird der Reset-Takt deaktiviert und der Detektor kontinuierlich jede Sekunde ausgelesen. Die Änderung des Pixel-Signals sollte nach Abzug des Dunkelstrom-Anteils dem Leuchtbeitrag durch die Schieberegister pro Auslesung entsprechen. Die Messung wurde für verschiedene Integrationszeiten durchgeführt und liefert vergleichbare Ergebnisse. Das Signal eines Pixels ändert sich dabei linear mit der Anzahl der Auslesungen. Abbildung 3.11 zeigt den Detektor nach 200-maligem Auslesen. Deutlich zu erkennen ist das Leuchten der Schieberegister in den Ecken der Quadranten. Dort ist die Signaländerung bis zu 100mal so stark wie in der Mitte des Detektors (angedeutet durch die Box in Abbildung 3.11), wo die Signaländerung pro Lesung etwa $0,3 \pm 0,1$ (Median) Elektronen beträgt. Das Leuchten der Schieberegister am Detektorrand ist also noch in der Mitte des Detektors nachweisbar.

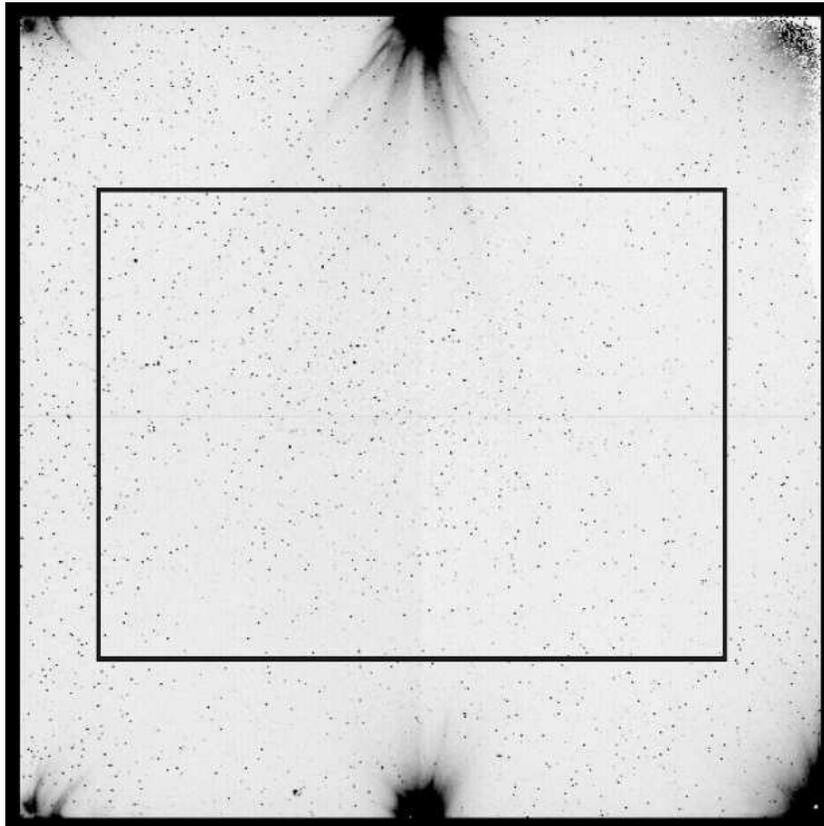


Abbildung 3.11: Leuchten der Schieberegister. Die Leuchtzentren in der Mitte und rechts werden durch die Schieberegisterschaltkreise verursacht.

3.3.6 Linearitätsbereich

Da die Kapazität eines Pixels abhängig von der am p/n-Übergang anliegenden Spannung ist, zeigt der Detektor bei starken Entladungszuständen einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen dem Signal des Pixels und der Beleuchtungsstärke. Für die Messung des Linearitätsbereiches werden Aufnahmen bei konstanter Belichtungsstärke, aber zunehmender Integrationszeit genommen. Trägt man das gemessene Signal (*Double-Correlated-Sampling*) gegen die Zeit auf, so ist der Zusammenhang bis zu einem Abknickpunkt linear. Solange die relative Abweichung des gemessenen Signals von einem z. B. durch die ersten 6 Pixel definierten linearen Zusammenhang geringer als 1 % ist, wird das Detektorverhalten hier als linear bezeichnet. Abbildung 3.12 zeigt links das mittlere Signal in ADU in Quadrant 4 als Funktion der Integrationszeit und rechts die relative Abweichung von der Linearität für alle Quadranten. Die beiden oberen Quadranten zeigen bei kleineren Signalstärken eine geringere Nichtlinearität als die beiden unteren Quadranten. Der gemittelte Linearitätsbereich des gesamten Detektors beträgt etwa 60000 Elektronen.

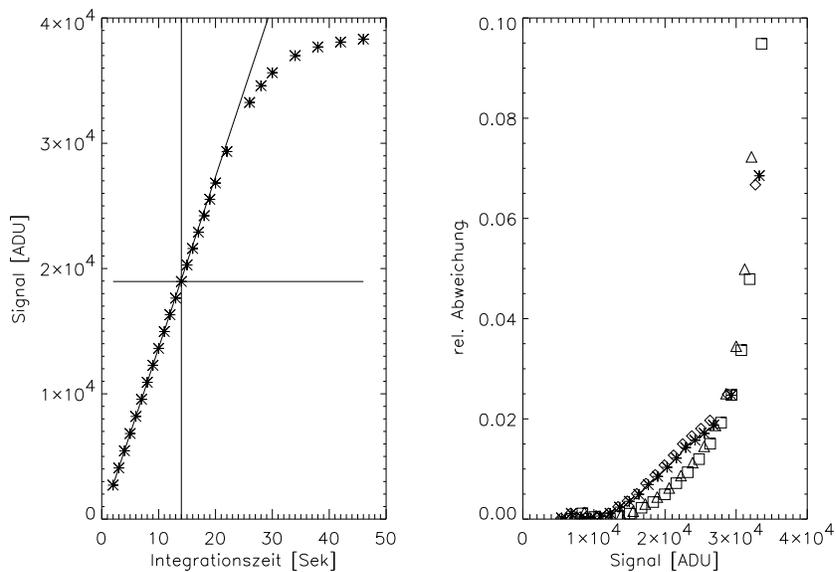


Abbildung 3.12: Linearitätsbereich (links) und relative Abweichung von der Linearität (rechts). Rauten und Sterne repräsentieren die Quadranten 3 und 4, Quadrate und Dreiecke die Quadranten 2 und 1. Der Konversionsfaktor für diese Messung beträgt 3,4 Elektronen pro ADU.

3.3.7 Frequenzabhängige Rauschbeiträge

Zur Messung frequenzabhängiger Rauschbeiträge wurde ein spezielles Taktschema erstellt. Dieses Schema taktet ein definiertes Detektorpixel an und liest dieses kontinuierlich alle 2 Mikrosekunden. Abbildung 3.13 zeigt das Frequenzspektrum gemessen an einem beliebigen Pixel. Die obere Abbildung zeigt das vollständige Frequenzspektrum, die mittlere Abbildung zeigt das Frequenzspektrum für alle Frequenzen, die keinen ganzzahligen Vielfachen der Netzfrequenz (50 Hz) entsprechen, und die untere Abbildung zeigt die oberste Abbildung kumulativ. Der größte Beitrag zum Ausleserauschen stellen die

niedrigsten Frequenzen, dominiert durch das Funkelrauschen mit einem exponentiellen Verlauf von etwa -1 . Ab etwa 100 Hz flacht das Frequenzspektrum ab, was charakteristisch für das Rauschverhalten durch Generations-Rekombinations-Vorgänge ist. Der Rauschbeitrag aller Frequenzen mit ganzzahligen Vielfachen von 50 Hz liegt bei dieser Messung bei etwa 1 % und kann damit vernachlässigt werden.

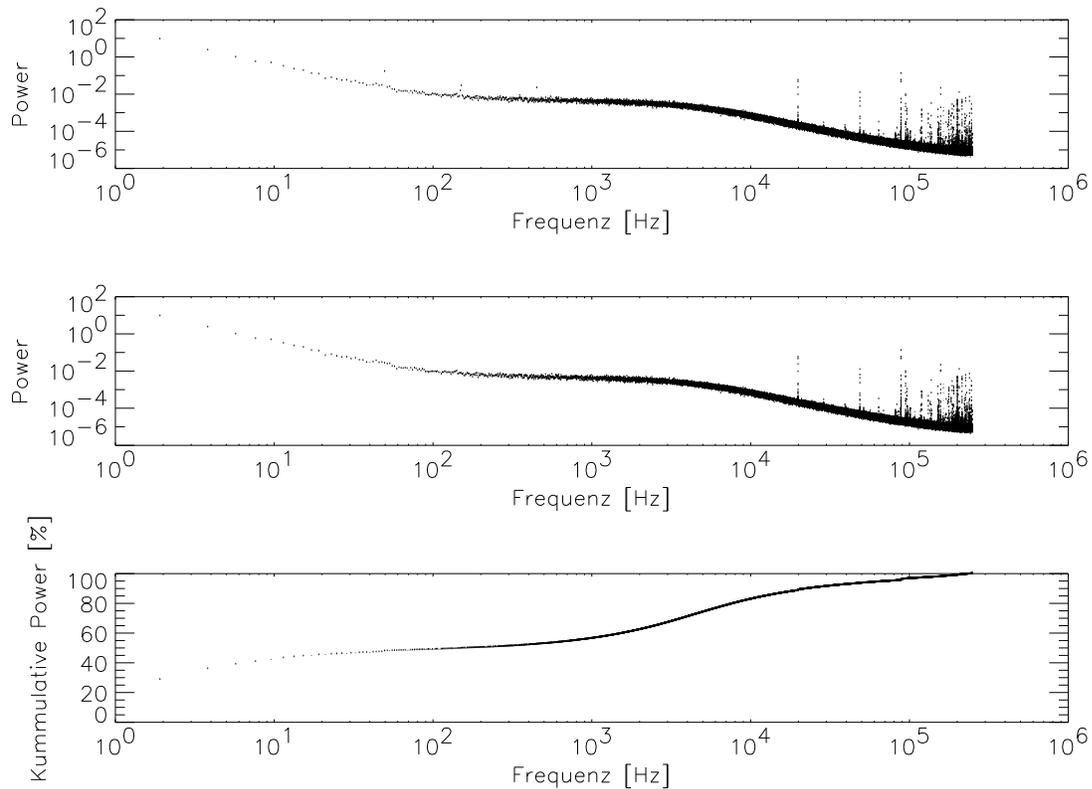


Abbildung 3.13: Frequenzabhängige Beiträge zum Detektorrauschen. Gesamtes Frequenzspektrum (oben), Frequenzspektrum bereinigt von ganzzahligen Vielfachen der 50-Hz-Frequenz (Mitte) und kumulative Verteilung der Frequenzen zum Detektorrauschen (unten).

3.3.8 Rauschmodell des Detektors

Das Detektorrauschen kann folgendermaßen zusammengefaßt werden :

$$N = \sqrt{\frac{r^2}{NDS} + s * NDS + d * t} \quad (3.4)$$

Hierbei ist r das Ausleserauschen im Double-Correlated-Sampling-Modus in Elektronen, s das Leuchten der Schieberegister in Elektronen/Auslesung, d der Dunkelstrom in Elektronen/Sekunde, t die effektive Belichtungszeit und NDS die Anzahl der Auslesepaare (Fowler-Auslesemodus). Während eine hohe Anzahl von Auslesungen das Rauschen statistisch minimiert, wirken der Dunkelstrombeitrag und das Leuchten der Schieberegister diesem Trend entgegen. Bei hohen Werten für NDS kann das Detektorrauschen somit wieder ansteigen. Abbildung 3.14 zeigt das Detektorrauschen in Abhängigkeit der Anzahl der Auslesepaare. Der Dunkelstrombeitrag bzw. der instrumentelle Hintergrund wurden hier explizit vorher abgezogen. An diese Messung wird eine Funktion der Form

$$N'(NDS) = \sqrt{\frac{a^2}{NDS} + b * NDS} \quad (3.5)$$

angepaßt, wobei a das Ausleserauschen im Double-Correlated-Sampling-Modus repräsentiert und b sämtliche Rauschbeiträge zusammenfaßt die linear mit der Anzahl der Auslesungen korrelieren. Das Ausleserauschen im Double-Correlated-Sampling-Modus beträgt 18,4 Elektronen pro Auslesepaar. Die Anpassung ergibt einen Wert von 18,1 ($\pm 0,3$) Elektronen. Der lineare Beitrag s ergibt sich zu 0,6 ($\pm 0,1$) Elektronen pro Auslesepaar, was mit dem gemessenen Leuchten der Schieberegister übereinstimmt. Tabelle 3.3 faßt die ermittelten Werte zusammen, wobei gemessene und aus der Anpassung ermittelte Werte hervorragend übereinstimmen.

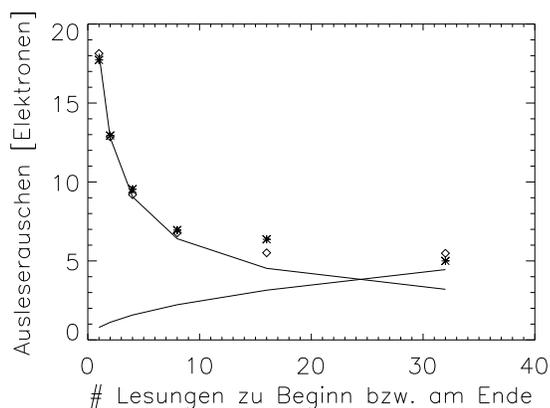


Abbildung 3.14: Ausleserauschen als Funktion der Anzahl der Detektorauslesepaare. Sterne repräsentieren das Dunkelstrom-korrigierte Ausleserauschen und Rauten das Ergebnis der Anpassung. Die abfallende Kurve zeigt den statistisch zu erwartenden Abfall des Ausleserauschens und die ansteigende Kurve den Rauschbeitrag durch das Leuchten der Schieberegister (siehe auch Tabelle 3.3)

Rauschbeitrag	Gemessen	Aus Anpassung
Ausleserauschen im Double-Correlated-Sampling-Modus [Elektronen]	18,4 ($\pm 1,0$)	18,1 ($\pm 0,3$)
Dunkelstrom und Instrumenteller Hintergrund [Elektronen/Sek]	0,27 ($\pm 0,1$)	-
Leuchten der Schieberegister [Elektronen/Auslesung]	0,3 ($\pm 0,1$)	0,3 ($\pm 0,2$)

Tabelle 3.3: Vergleich gemessener und aus der Anpassung ermittelter Rauschbeiträge. Im Rahmen der Fehler stimmen die Werte überein.

3.3.9 Odd-Even-Effekt

Der sogenannte Odd-Even Effekt führt zu unterschiedlichen Signalen bei gleicher Beleuchtungsstärke in Spalten mit geraden und ungeraden Nummern des SPIFFI-Detektors. Die Ursache dieses Effektes ist weitgehend unbekannt, deshalb soll an dieser Stelle der Effekt lediglich quantifiziert und Methoden zu seiner Minimierung beschrieben werden. Abbildung 3.15 zeigt die Stärke des Odd-Even-Effektes für alle Quadranten des SPIFFI-Detektors als Funktion des Signals, das in der Integrationsphase von SPIFFI/GI am VLT im Februar 2003 gemessen wurde. Hierbei wird die Standardabweichung der Median-Flüsse aller Detektorspalten pro Quadrant aus Flatfield-Aufnahmen gegen den gemessenen Fluß aufgetragen. Die jeweils oberen/unteren beiden Quadranten verhalten sich ähnlich. Der Effekt beträgt bis zu 5 % und hängt innerhalb des Linearitätsbereiches stark von der Beleuchtungsstärke ab (siehe Abbildung 3.15, oben). Es existieren zwei Möglichkeiten, den Odd-Even-Effekt zu verringern. Die erste Möglichkeit besteht in der Nachbearbeitung der genommenen Daten per Software. Dabei wird im Fourier-Raum das Pixel ausgeblendet, das einer räumlichen Frequenz von einem Pixel entspricht. Für diesen Datensatz reduziert diese Methode den Effekt um bis zu 80 % wobei nach der Anwendung der verbliebene Odd-Even-Effekt annähernd unabhängig vom Fluß ist (siehe Abbildung 3.15, unten). Für die anschließende Datenreduktion muß somit sowohl der Rohdatensatz wie auch das Flatfield auf diese Art und Weise behandelt werden. Da der Verlauf der relativen Abweichung von der Linearität als Funktion des Flusses für Pixel in Spalten mit geraden und ungeraden Nummern verschieden ist (siehe Abb. 3.12) und die Ausleuchtung einiger Slitlets nur 50 % beträgt, ist eher die folgende Methode vorzuziehen. Die zweite Möglichkeit besteht in einer Verlangsamung der Lesegeschwindigkeit unter Berücksichtigung zusätzlicher Overheads und evtl. Änderungen der Taktschemata. Im zweiten GI-Beobachtungslauf wurde der Pixel-Takt von 2 Mikrosekunden auf 5 Mikrosekunden verlangsamt, wobei die Stärke des Effektes ebenfalls um 80 % reduziert werden konnte [Horrobin 2003].

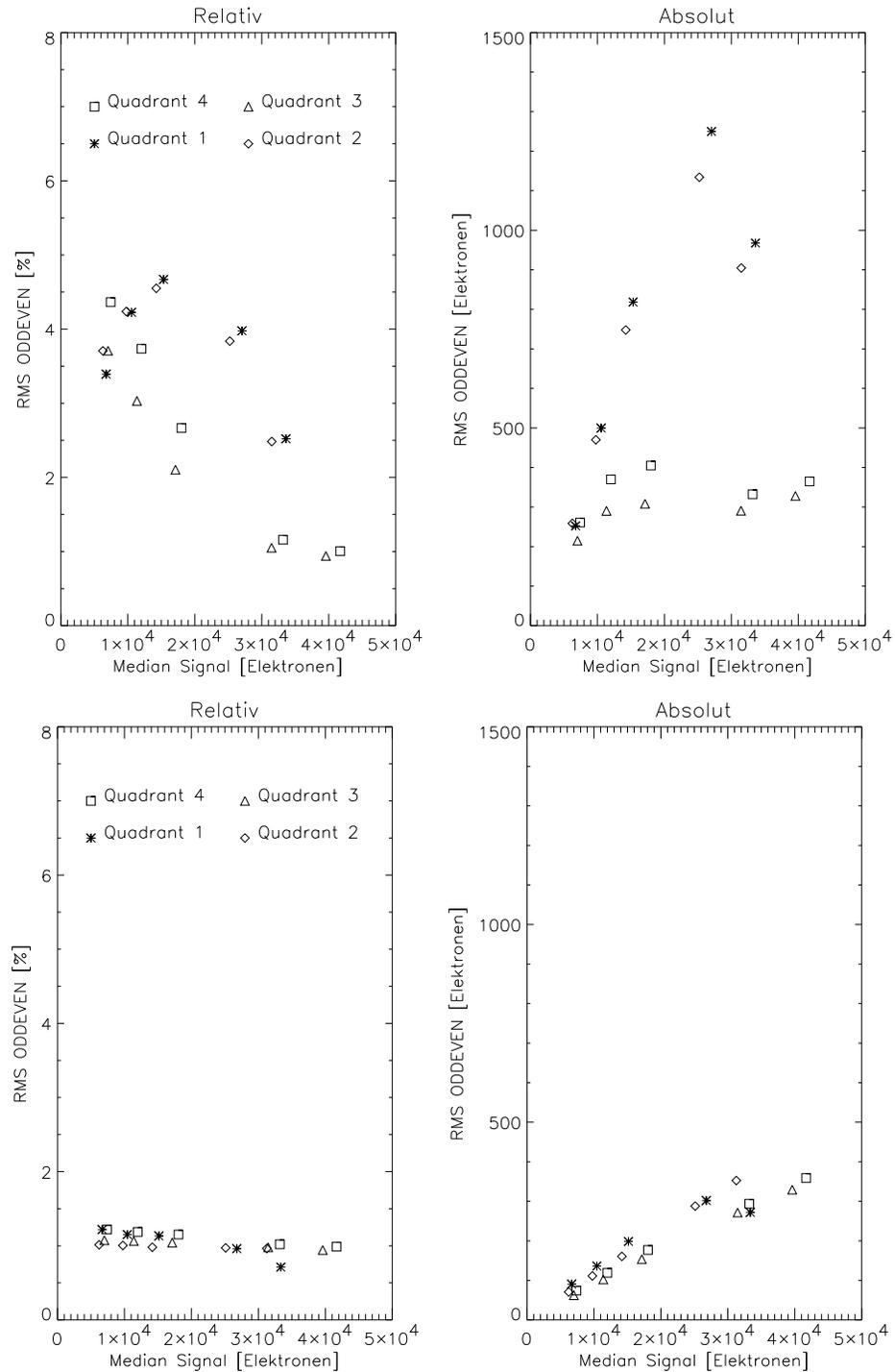


Abbildung 3.15: Relative und absolute Stärke des Odd-Even-Effektes vor (oben) und nach (unten) Bearbeitung der Daten mit der im Text beschriebenen Fourier-Methode. Die Bezeichnung der Quadranten oben links stimmt mit der Lage der Quadranten im Rohbild überein.

3.3.10 Memory-Effekt und elektrische Ghosts

Als Memory-Effekt bezeichnet man die Existenz residualer Bilder nach besonders starken Entladungszuständen. Diese können durchaus über mehrere Lesungen hinweg vorhanden sein. Die Stärke der residualen Bilder nimmt exponentiell mit der Anzahl der durchgeführten Resetvorgänge ab. Aus direkt aufeinanderfolgenden On/Off-Beobachtungen von Sternen mit einem Signal von bis zu 10000 ADU pro spektralem Kanal bei Belichtungszeiten von einigen Sekunden ist der Memory-Effekt nicht vom Detektorrauschen zu trennen. Bei nachfolgenden Beobachtungen mit Belichtungszeiten von mehreren Minuten sind jedoch residuale Bilder nachweisbar ($\leq 0,1\%$). Der Effekt ist von der Belichtungszeit abhängig. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte ein erhöhter Dunkelstrom in diesen Pixeln sein.

Elektrische Ghosts machen sich durch durchgängig "belichtete" Detektorreihen bemerkbar, die aufgrund des in Abbildung 1.3 gezeigten Arrangements der Slitlets leicht als solche identifiziert und korrigiert werden können.

3.3.11 Hintergrund- oder Detektor-limitiert?

Um bei gegebener Integrationszeit und gegebenem Beobachtungsband ein optimales S/N-Verhältnis zu erreichen, muß das Rauschen bezüglich der Auslesepaare (NDS) minimiert werden.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis läßt sich schreiben als:

$$S/N = \frac{f * t}{\sqrt{\frac{r^2}{NDS} + s * NDS + (d + b) * t}} \quad (3.6)$$

wobei f der Quellfluß pro Zeiteinheit ist, r das Ausleserauschen im Double-Correlated-Sampling-Modus in Elektronen, NDS die Anzahl der Auslesepaare, d der Dunkelstrom in Elektronen pro Sekunde, b der Beitrag des Himmelhintergrundes in Elektronen pro Sekunde und t die effektive Integrationszeit. Tabelle 3.4 faßt zusammen, bei welcher Integrationszeit der Himmelshintergrund bei gegebenem Beobachtungsband und bei optimaler Wahl von NDS das Detektorrauschen überwiegt. Der mittlere Himmelshintergrund pro Detektorpixel wurde aus Himmelsaufnahmen während der GI-Phase abgeleitet. Für SINFONI muß die vorhergesagte Transmission MACAOs von 82 % noch berücksichtigt werden. In den 250 mas/px- und 100 mas/px-Abbildungsmaßstäben und allen Bändern dominiert nach ca. 2 Minuten Integrationszeit das Hintergrundrauschen. In der AO-Skala (25 mas/px) ist man immer durch das Detektorrauschen limitiert.

Band	Abbildungsmaßstab			Himmelshintergrund für die 250 mas/px Skala [Elektronen/Sekunde]
	250 mas/px	100 mas/px	25 mas/px	
J	24	112	d	$4,0 \pm 1,5$
H	14	46	d	$10,1 \pm 1,5$
K	10	29	d	$19,9 \pm 1,5$

Tabelle 3.4: Nötige Integrationszeit bei optimaler Wahl von NDS zum Erreichen des Hintergrundlimits. d: Detektorrauschen überwiegt.

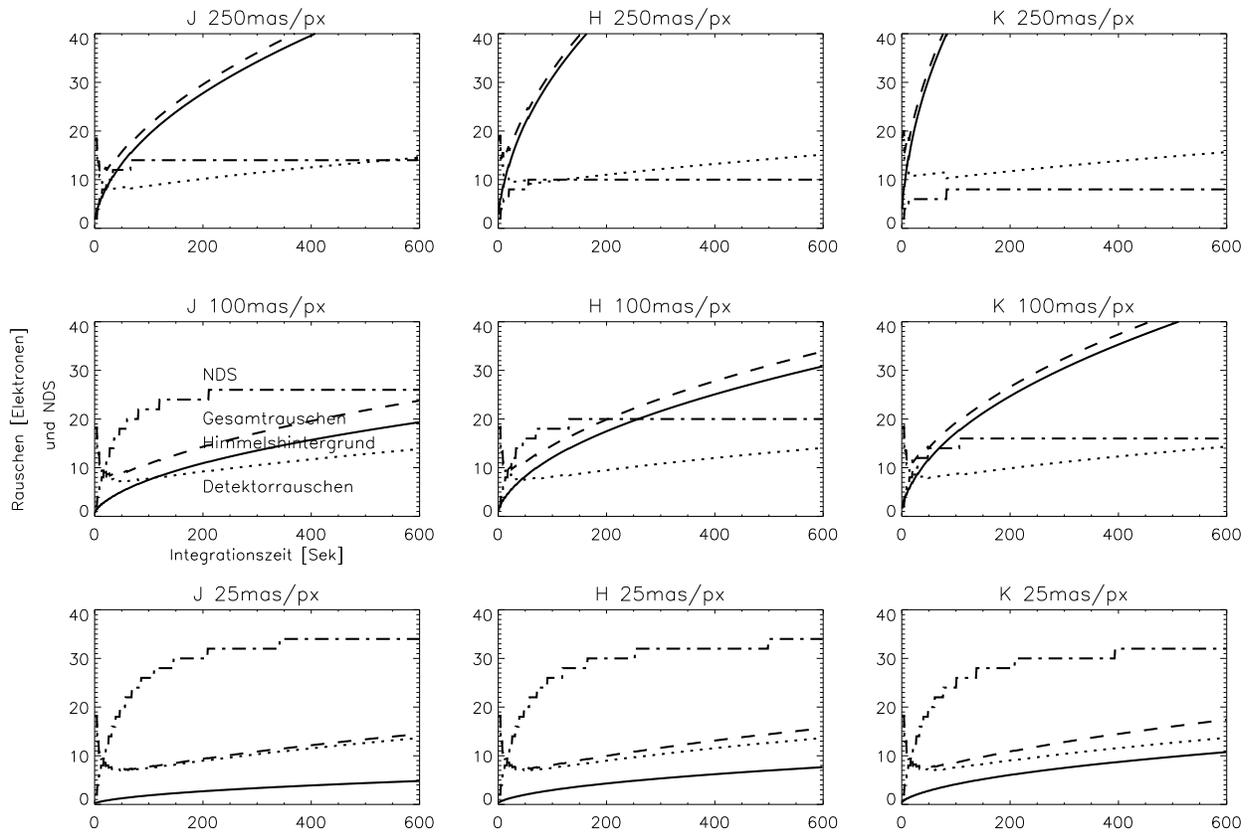


Abbildung 3.16: Himmels Hintergrund (durchgezogen), Detektorrauschen (gepunktet), Gesamtrauschen (gestrichelt) und optimales NDS (punkt-gestrichelt) als Funktion der Gesamtintegrationszeit für das J/H/K-Band und die verschiedenen Abbildungsmaßstäbe. Für SINFONI muß die vorhergesagte Transmission MACAOs von 82 % noch berücksichtigt werden.

3.3.12 Fringing, Flatfielding und Babysteps

Bei Beleuchtung der Eintrittspupille mit einer breitbandigen Lichtquelle zeigt das gewonnene Flatfield deutliche Interferenzmuster. Die Stärke des Musters nimmt dabei zu je kleiner der verwendete Abbildungsmaßstab ist. Im K-Band bei Verwendung der Abbildungsoptik mit 0,1 Bogensekunden pro Pixel beträgt der mittlere Abstand der Interferenzstreifen bei kurzen bzw. langen Wellenlängen etwa 7 bzw. 10 Pixel (siehe auch Abbildung 3.17). Die lokale Variation der Transmission durch Interferenzen kann dabei mehrere Prozent betragen. Die Interferenzstreifen verlaufen nahezu senkrecht zur Dispersionsrichtung über den Detektor und folgen dem typischen Slitlet-Versatz in spektraler Richtung (siehe auch Abbildung 1.3), der etwa 14 Detektorpixel beträgt.

Diese Interferenz kann durch Reflexionen an den Grenzschichten des Detektorsubstrates erklärt werden. Der nach unten zunehmende Abstand der Interferenzmaxima resultiert dabei aus einer Zunahme der lokalen Wellenlänge. Mit Hilfe der Airy-Formel kann das Interferenzverhalten an einer planparallelen

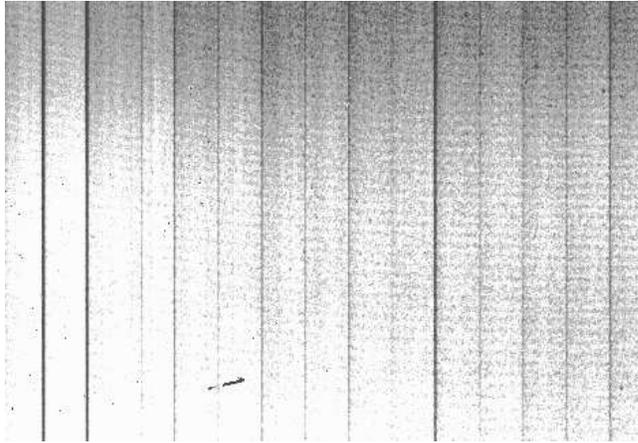


Abbildung 3.17: Ausschnitt aus einer Flatfield-Aufnahme (K-Band, Abbildungsskala 0,1 Bogensekunden pro Pixel).

Interferenzschicht im Falle kleiner Reflektivität geschrieben werden als

$$\frac{I_T}{I_I} \propto (1 - 4R) + 4R \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2nd\right) \quad (3.7)$$

wobei I_T bzw. I_I die transmittierte/emittierte Intensität, λ die Wellenlänge, n der Brechungsindex der Saphirschicht ($n=1,73$), d die Dicke der Interferenzschicht und R die Reflektivität ist. Bei Veränderung der Wellenlänge ergibt sich für das Verhältnis von transmittierter zu einfallender Intensität somit eine einfache harmonische Funktion mit der Periode $P = \frac{1}{2nd}$, die der Periode der Interferenzmaxima entspricht:

$$P = \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda + p * d_{Disp.}} = \frac{1}{2nd} \quad [\mu m^{-1}] \quad (3.8)$$

wobei λ die lokale Wellenlänge, p der lokale Abstand der Interferenzmaxima in Detektorpixeln und $d_{Disp.}$ die lokale Dispersion pro Detektorpixel ist. Die lokale Periode der Interferenzmaxima kann direkt mittels einer Fouriertransformation bestimmt werden. Mit Hilfe einer Wellenlängenkalibration, die bei gleicher Stellung des Gitterrades vorgenommen wurde, kann eine Wellenlängenkarte des Flatfields abgeleitet werden. Abbildung 3.18 zeigt links Ausschnitte des Spektrums des mittleren Slitlets des Flatfields. Rechts ist das Frequenzspektrum dieses Ausschnittes abgebildet. Das Maximum im Frequenzspektrum entspricht dem lokalen Abstand der Interferenzmaxima.

Über den gesamten Detektor ergibt sich eine mittlere Dicke der Interferenzschicht von $340 \pm 12 \mu m$. Laut Hersteller beträgt die Dicke der Saphirschicht etwa $330 \pm 25 \mu m$. Da keine Reflexionsschichten vergleichbarer optischer Dicke in SPIFFI existieren, kann somit das Auftreten des Interferenzmusters (auch "Fringing" genannt) auf die Saphirschicht des Detektors zurückgeführt werden. Die Zunahme der Stärke dieses Musters bei kleineren Abbildungsmaßstäben erklärt sich dabei mit dem kleiner werdenden Öffnungswinkel am Detektor.

Da dieser Interferenzeffekt mehrere Prozent ausmachen kann, ist bei der Datenanalyse ein geeignetes Flatfield auszuwählen. Eine Flatfield-Aufnahme bei identischer Gitterradposition korrigiert diesen Effekt aufgrund spektraler Flexures von bis zu 0,2 Pixeln (im ungeditherten Fall) nicht vollständig. Zu

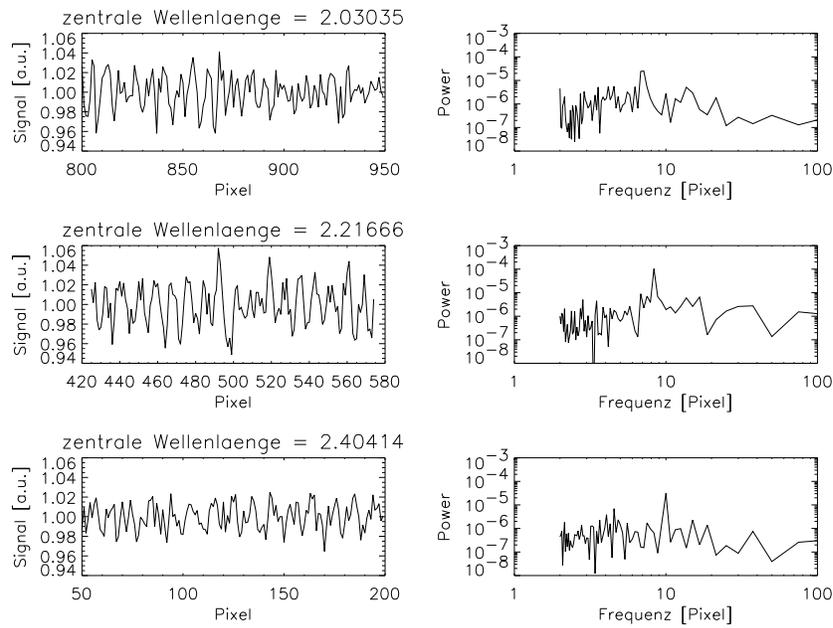


Abbildung 3.18: Links: Fringing in spektraler Richtung. Rechts: Frequenzspektrum der links abgebildeten Spektren.

diesem Zweck wurden in der GI-Phase Flatfields für möglichst viele Gitterradpositionen aufgenommen, sogenannte Babystep-Flatfields, bei denen die Einzelspektren auf Subpixelbasis verschoben sind. Aus diesen kann das zur Datenreduktion jeweils geeignetste ausgesucht werden.

Kapitel 4

Gravitationsinduzierte Verformungen

Cassegrain-Instrumente erfahren während der Beobachtung am Teleskop eine Veränderung des Gravitationsvektors. Solche Instrumente müssen daher entweder sehr steif gebaut werden oder auftretende Verformungen (engl.: *Flexure*) müssen mit hoher Genauigkeit gemessen und korrigiert werden können. Um SPIFFIs Eigenschaften unter realen Betriebsbedingungen zu testen, wurde in der Integrationshalle des Max-Planck-Institutes für extraterrestrische Physik ein Simulator aufgebaut, dessen mechanisches Interface mit dem Cassegrain-Interface eines UTs identisch ist. Dieser Cassegrain-Simulator erlaubt das Drehen/Schwenken eines Cassegrain-Instrumentes um 360 Grad/90 Grad.

Ein interner Metrologiesensor mißt den lateralen Versatz der Kaltplatte relativ zum Kryostatendeckel, d. h. die Verschiebung des Bildfeldes, bei Änderung des Azimuth- oder Zenitwinkels. Diese Metrologiewerte werden an die Steuerungssoftware des Teleskopes gesandt, das diese Verschiebung durch eine Neuausrichtung des Teleskopes korrigiert. Flexure-Beiträge die von der Metrologie nicht erfaßt werden können, können ein zeitlich veränderliches Abtasten des Gesichtsfeldes verursachen wenn der Lichtweg vor dem Bildzerleger verbogen wird, oder aber eine zeitabhängige Wellenlängenkalibration verursachen.

Ziel dieses Kapitels ist die Bestimmung eines funktionalen Zusammenhanges zwischen den von der Metrologie gemessenen und den tatsächlich auftretenden gravitationsinduzierten Verformungen und damit die Bestimmung residueller Bildbewegungen. Die Messungen wurden im November und Dezember 2002 durchgeführt. Außerdem sollen die Ergebnisse der Messungen zur spektralen Verschiebung zusammengefaßt werden.

4.1 Residuale Bildbewegung

4.1.1 Die Flexure-Optik und die Metrologie

Auftretende gravitationsinduzierte Verformungen werden durch den Versatz des Abbildes eines künstlichen Sternes bei Änderung des Azimuth- oder Zenitwinkels vermessen. Dieser Leitstern besteht aus einer Optik die eine Lochblende in den Instrumentenfokus innerhalb des Kryostaten abbildet und wird direkt auf das Eintrittsfenster montiert. Durch Verformungen verschiebt sich das Abbild der Lochblende auf dem Detektor. Der Versatz im rekonstruierten Bild, gemessen durch eine Anpassung einer 2-dimensionalen Gaußfunktion, wird in Relation zum Versatz der Kaltplatte, gemessen durch die Metrologie, im Instrumentenfokus gesetzt. Idealerweise sollten beide Größen in x- und y-Richtung direkt



Abbildung 4.1: SPIFFI montiert am Cassegrain-Simulator der ESO in der Integrationshalle des MPE.

proportional zueinander sein. Die Optik muß nicht achromatisch sein, da die Halbwertsbreite der abgebildeten Lochblende im rekonstruierten Bild durch Wahl eines geeigneten Wellenlängenbereiches im Datenkubus minimiert werden kann. Der Optikhalter sollte möglichst steif sein, um vorgetäuschte Verformungen durch ein Durchbiegen des Halters zu minimieren. Eine grobe Finite-Elemente-Analyse des verwendeten Halters ergibt, daß die Verformung des Halters eine Verschiebung im rekonstruierten Bild von weniger als 10 % der Verschiebung, die durch die Verformung des Kryostatdeckels verursacht wird, bewirkt. Bei der entwickelten sogenannten Flexure-Optik handelt es sich um eine Linsenoptik mit zwei Linsen, die um einen Faktor von etwa 1,8 vergrößert.

Den Aufbau dieser Optik zeigt Abbildung 4.2 (links). Um in allen spektralen Bändern ein fokussiertes Abbild zu erhalten, kann der Abstand der Linsenoptik vom Instrumentenfokus variiert werden. Der Optikhalter besteht aus zwei Teilen. Ein Aluminiumsockel mit seitlichen Versteifungsstreben führt in einem etwa 10 cm langen Rohrlager den Linsenhalter aus Messing. Mittels einer Rändelschraube kann der Linsenhalter vertikal bewegt werden. Die Flexure-Optik wird direkt auf das Eintrittsfenster gesetzt. Anstelle des dichroitischen Eintrittsfensters wird das planparallele Eintrittsfenster aus CaF_2 in den Kryostatendeckel eingelassen. Verformungen der Montierung, die den dichroitischen Strahlteiler hält, werden somit nicht vermessen.

Die Metrologie besteht aus zwei Teilen. Zwei rechtwinklig angeordnete Tastsensoren messen den Abstand zu den rechtwinkligen Seitenflächen eines Prismas. Das Prisma ist über den Himmelsspinnenhalter mit der Kaltplatte verbunden, während die Tastsensoren unterhalb des Eintrittsfensters zwischen Kältschild und Kryostat mit dem Kryostatendeckel verbunden sind. Die Metrologie mißt somit den lateralen Versatz der Gesichtsfeldes in der Fokalebene des Instrumentes.

4.1.2 Abschätzung residualer Verformungen

Zur Bestimmung auftretender Verformungen wurde während der Design-Phase des Instrumentes eine Finite-Element-Analyse (FE-Analyse) durchgeführt, aus der Verformungs-Beiträge einzelner Kompo-

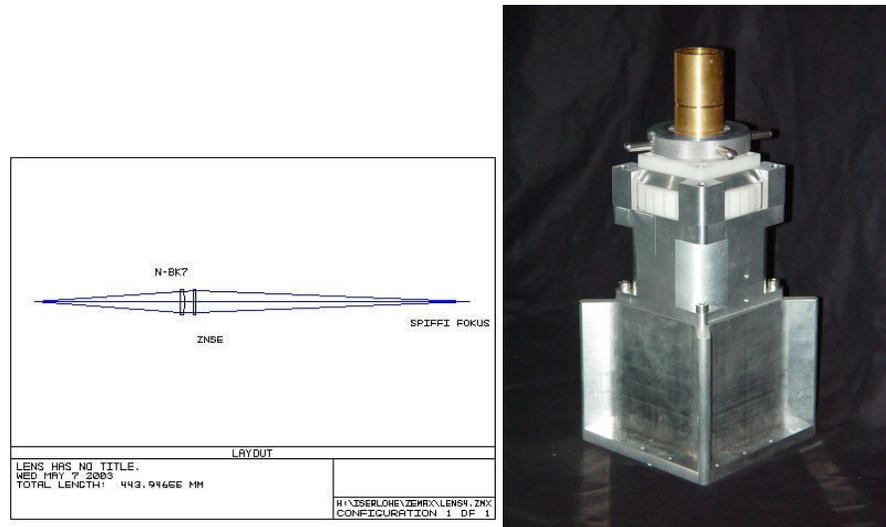


Abbildung 4.2: Links: Optisches Layout der Flexure-Optik. Rechts: Flexure-Optik.

nenten wie des Kryostatendeckels abgeleitet werden können. Allgemein muß unterschieden werden zwischen Verformungsbeiträgen, welche durch die Metrologie erfaßt werden und somit korrigierbar sind, und residualen Verformungen, die nicht erfaßt werden und somit nicht korrigierbar sind. Der Versatz der gesamten Kaltplatte bei Verkippung des Instrumentes wird durch die Metrologie erfaßt und liegt bei Zenitwinkeln kleiner als 60 Grad zwischen ca. $\pm 100 \mu\text{m}$ (gemessen). Eine Verformung des Kryostatdeckels führt zu einer Bewegung des vom dichroitischen Eintrittsfenster auf den Wellenfrontsensor reflektierten Bildes. Anstelle des dichroitischen Eintrittsfensters wird auf dem Eintrittsfenster die Flexure-Optik montiert, deren Verkippung daher zu einer vorgetäuschten Bildbewegung führt, die nicht von der Metrologie erfaßt wird. Interne Verformungen der Kaltplatte und der Metrologie selber werden ebenfalls nicht von der Metrologie erfaßt.

Aufgrund des vereinfachten Modells des Instrumentes in der FE-Analyse sind die folgenden Zahlen mit einem Unsicherheitsfaktor von etwa 2 zu verstehen.

Residuale Bildbewegungsrate:

Hierbei sei ein typisches Beobachtungsszenario von einer Belichtungsdauer von 60 min verbunden mit einer Änderung des Zenitwinkels von 15 Grad zugrunde gelegt.

Bei einem Zenitwinkel von 90 Grad beträgt die **gravitationsinduzierte Verformung des Kryostatdeckels** an der Stelle des Eintrittsfensters etwa $20 \mu\text{m}$ (hauptsächlich eine Absenkung entlang der Deckelnormalen) und die Verkippung der Deckelnormalen an der Stelle des Eintrittsfensters etwa 1 Bogensekunde. Der Instrumentenfokus liegt etwa 140 mm unterhalb des Eintrittsfensters. Unter der Annahme eines linearen Zusammenhanges zwischen Verformung des Deckels und Zenitwinkel ergibt sich daher eine vorgetäuschte Bildbewegungsrate von $2,6 \mu\text{m}$ pro Stunde (d. h. pro 15 Grad Änderung des Zenitwinkels) in der Fokalebene des Instrumentes. Der Anteil der **induzierten Bildbewegungsrate durch interne Verformungen vor dem Bildzerleger** setzt sich aus den Anteilen der Voroptik und der Metrologie selber zusammen. Insgesamt beträgt diese Bildbewegungsrate etwa $2,2 \mu\text{m}$ pro Stunde in der

Fokalebene des Instrumentes.

Die gesamte residuale, d.h. nicht durch die Metrologie korrigierbare, Bildbewegungsrate wird hiermit größenordnungsmässig zu kleiner $5 \mu\text{m}$ pro Stunde abgeschätzt. Die Bildbewegungsrate in spektraler Richtung beträgt laut FE-Analyse etwa $1 \mu\text{m}$ pro Stunde bzw. $5/100$ Detektorpixel. Eine Auswertung dieser **spektralen Verformungen** findet man in [Scheegerer, 2004].

Ungenauigkeiten in der Bildrekonstruktion:

Diese können, wenn die rekonstruierten Bildachsen nicht orthogonal sind, ebenfalls eine Verformung des Instrumentes vortäuschen. Die Genauigkeit der Bildrekonstruktion wird von der Genauigkeit des durchgeführten Nord-Süd-Testes dominiert (siehe Kapitel über Datenreduktion). Wenn hierbei die Senkrechte zu allen Slitlets nicht exakt bestimmt werden kann, führt dies zu einem systematischen Fehler in der Bildrekonstruktion. Die X- und Y-Achsen des rekonstruierten Bildes bilden dann kein orthogonales System mehr. Die Genauigkeit des verwendeten Nord-Süd-Testes ist jedoch derart hoch, daß dieser Fehler vernachlässigt werden kann.

Wahl der zu verwendenden Abbildungsoptik:

Diese wird durch die Größe der auftretenden Verformungen bestimmt. Der Abbildungsmaßstab p im Instrumentenfokus beträgt etwa $1,92$ Bogensekunden pro mm:

$$p = \frac{206265}{(\text{F-Zahl} * D)} = 1,92 \text{ Bogensekunden pro mm} \quad (4.1)$$

wobei F-Zahl das Öffnungsverhältnis im Instrumenteneingangs-/Teleskopfokus (= $13,4$) und D der verwendete Durchmesser des Primärspiegels eines UTs (= 8 m) ist.

In der 250 mas/px -Abbildungsskala entspricht damit ein Versatz von $130 \mu\text{m}$ im Instrumentenfokus dem Versatz um ein Himmelpixel im rekonstruierten Bild (und damit auch um ein Detektorpixel sofern der Versatz längs eines Slitlets stattfindet, da das Spektrum eines jeden Himmelpixels in genau eine Detektorpalte abgebildet wird):

$$s_{250} = \frac{250 \text{ mas}}{p} = 130,2 \mu\text{m} \quad (4.2)$$

Und analog für die 25 mas/px -Abbildungsskala:

$$s_{25} = \frac{25 \text{ mas}}{p} = 13,02 \mu\text{m} \quad (4.3)$$

Der Skalierungsfaktor der den Versatz des Schwerpunktes im rekonstruierten Bild (bei Verwendung der 25 mas/px -Abbildungsskala) in die Metrologiewerte umrechnet beträgt demnach $13,02 \mu\text{m/px}$. Um auftretende Verformungen in der Größenordnung von einigen Mikrometern in der Fokalebene zu messen, muß daher die 25 mas/px -Abbildungsoptik verwendet werden. Da während der GI-Phase lediglich mit den 250 - und 100 mas/px -Abbildungsskalen beobachtet wurde, sind die auftretenden Verformungen für den GI-Beobachtungsverlauf irrelevant. Lediglich für die Facility-Phase, in der Beobachtungen mit Hilfe der 25 mas/px -Abbildungsoptik möglich sind, sind auftretende Verformungen für die Leistungsfähigkeit des Instrumentes von Bedeutung.

4.1.3 Messung

Zur Messung wurden Zenitwinkel von 0, 37, 48, 55 und 60 Grad nacheinander angefahren. Das Instrument wird in jeder Zenitwinkeleinstellung um 360 Grad in positiver und negativer Richtung gedreht. Die 0 Grad Position des Simulators entspricht der +15 Grad Position des Cassegrain-Derotators am Teleskop. Verwendet wird eine Lochblende mit 10 μm Durchmesser. Im Idealfall besteht die Transformationsmatrix L , welche die gemessenen Positionen der Punktquelle im rekonstruierten Bild D in Metrologiewerte M umrechnet aus einer orthogonalen Matrix. Stattdessen soll hier zur besseren Anpassung an die gemessenen Daten diese Bedingung gelockert und eine allgemeine lineare Transformation angenommen werden:

$$M = L * D + P \quad (4.4)$$

wobei L die Transformationsmatrix und P ein beliebiger Offset-Vektor sind. Eine χ^2 -Minimierung des Modells an die Meßdaten ergibt:

$$L = \begin{pmatrix} -0,466 & 13,154 \\ 13,430 & -1,471 \end{pmatrix}, P = \begin{pmatrix} -63,288 \\ -161,333 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Die gefundene Transformationsmatrix entspricht im wesentlichen einer Spiegelung, einer Skalierung und einer Drehung um etwa 90 Grad des Koordinatensystems des rekonstruierten Bildes. Die Basisvektoren des durch diese Transformation definierten Systems sind jedoch nicht orthogonal. Vielmehr beträgt der Winkel zwischen ihnen 8,3 Grad. Die Skalierungsfaktoren sind um 2 % verschieden und betragen $S_x = 13,16 \mu\text{m}/\text{px}$ und $S_y = 13,51 \mu\text{m}/\text{px}$. Ein Winkel von 8° zwischen den Sensoren erscheint aufgrund der Konstruktion unwahrscheinlich. Die Simulation einer Schiefstellung des Prismas, d. h. die Metrologiesensoren stehen nicht orthogonal auf den Seitenflächen des Prismas, ergibt eine Abweichung von der Orthogonalität von etwa 30°. Dies erscheint aufgrund der konstruktionstechnischen Vorgabe noch unwahrscheinlicher. Dies legt den Schluss nahe, daß die zugrunde liegende Transformation auch nichtlineare Anteile enthält, da nach Konstruktion die Metrologiesensoren orthogonal und identisch kalibriert sind. Die Abweichung der Metrologiewerte von den transformierten Bildkoordinaten ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Sie beträgt für Zenitwinkel von 0° bis 60° 2,93 μm (rms) (X-Achse) und 3,51 μm (rms) (Y-Achse). Die maximalen Residuen der transformierten Bildkoordinaten und der Metrologiewerte sind $PV_x = 6,44 \mu\text{m}$ und $PV_y = 8,18 \mu\text{m}$.

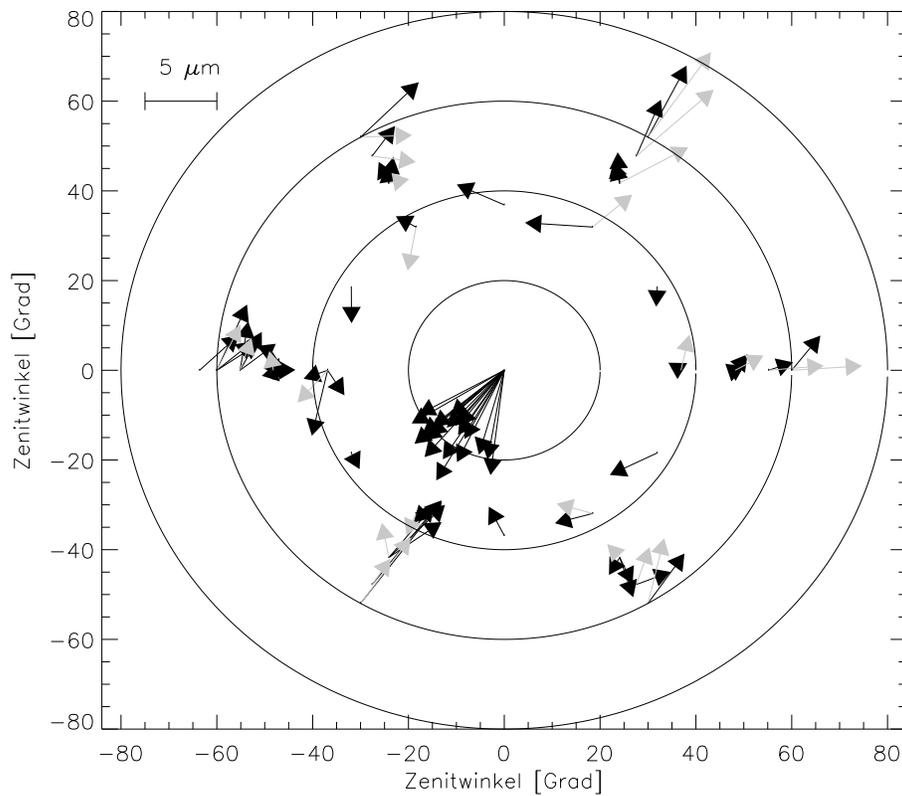


Abbildung 4.3: Abweichung der transformierten Bildkoordinaten von den Metrologiewerten. Die radiale Koordinate entspricht dem Zenitwinkel, die Winkelkoordinate dem Rotatorwinkel. Die Pfeillänge entspricht dem Residuum zwischen transformierten Bildkoordinaten und Metrologiewerten. Die dunklen/hellen Pfeile entsprechen Daten die nach positiven/negativen Rotatorbewegungen genommen wurden.

Abbildung 4.4 zeigt die residuale Bildbewegung in der Reihenfolge der Messungen. Besonders nach Änderung der Elevation ist eine erhöhte residuale Bildbewegungsrate nachweisbar. Die für astronomische Beobachtungen wichtige Größe ist nicht nur, wie groß die residuale Bildbewegungsrate ist, sondern auch, wie schnell sich dieser Fehler ändert. In Abbildung 4.5 ist die Rate nicht korrigierbarer Bildbewegungen für aufeinanderfolgende Messungen zu sehen. Diese Rate ist dabei auf einen Änderungswinkel der Teleskoporientierung von 15° skaliert. Die maximal tolerierbare residuale Bildbewegungsrate liegt bei $5 \mu\text{m}$ pro Stunde. Die mittlere gemessene residuale Bildbewegungsrate liegt deutlich darunter bei ca. $2 \mu\text{m}$ pro Stunde.

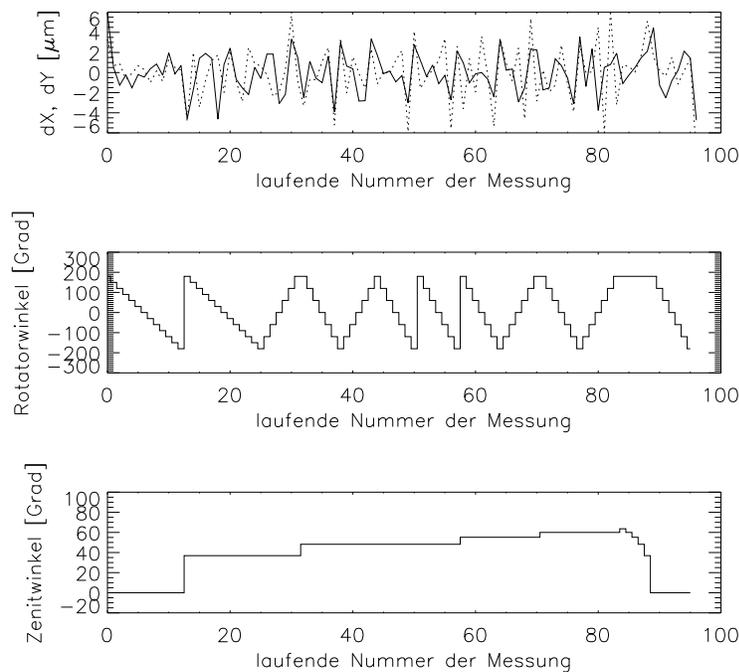


Abbildung 4.4: Bildbewegung, Rotator- und Zenitwinkel aufeinander folgender Messungen. Oben: X- und Y-Richtung dX (durchgezogen), dY (gestrichelt).

4.2 Spektrale Verschiebung

Neben residualen Bildbewegungen kann eine zeitabhängige Wellenlängenkalibration (Verschiebung von Spektren entlang der Dispersionsachse) auftreten, wenn sich der optische Weg innerhalb des Instrumentes verschiebt. Spektrale Verschiebungen können auftreten, wenn sich während der Beobachtung das Gitterrad bewegt, sich die Kollimatorspiegel verbiegen oder die Fassungen der einzelnen Kameralinsen verformen. Die spektrale Verschiebung S (in ungeditherten Pixeln) wurde am Teleskop anhand der Verschiebung von Spektrallinien gemessen und beträgt $S = 0,66 \times \sin(Z) \times \sin(R + 42,6^\circ)$, wobei Z der Zenitwinkel und R der Rotatorwinkel ist. Abbildung 4.6 zeigt die gemessene und an das Mo-

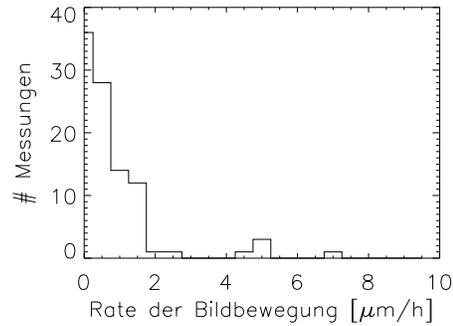


Abbildung 4.5: Rate der Bildbewegung skaliert auf die Änderung des Orientierungswinkels des Teleskopes um 1 Stunde (15°).

dell angepaßte spektrale Verschiebung als Funktion des Rotatorwinkels für einen Zenithwinkel von 45° . Die maximale Verschiebung während einer Stunde Beobachtungszeit (entsprechend einer Änderung des Zenitwinkels von 15°) beträgt für Zenitwinkel kleiner 60° etwa 0,1 Pixel (ungedithert).

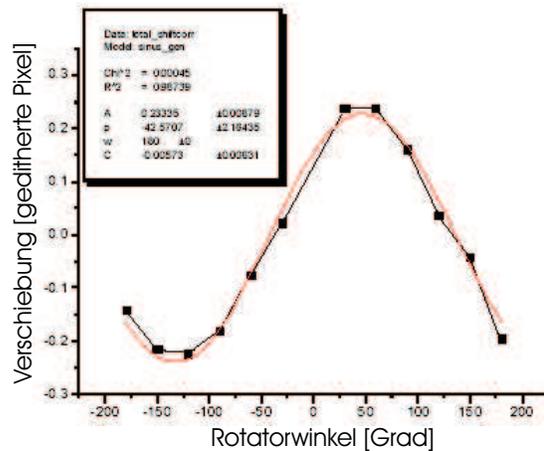


Abbildung 4.6: Spektrale Verschiebung (in ungeditherten Pixeln) als Funktion des Rotatorwinkels für einen Zenitwinkel von 45° [Scheeger, 2004].

Kapitel 5

Gesamteffizienz

In diesem Kapitel sollen Messungen der wichtigsten Eigenschaften SPIFFIs, welche die Gesamteffizienz betreffen, zusammengefaßt werden. Unter anderem wird die spektrale Auflösung diskutiert wobei als Ursache der mäßigen spektralen Auflösung im J-Band auch die Abbildungseigenschaften des Spiegelkollimators kurz untersucht werden. Außerdem wird die Möglichkeit der Datenreduktion mit aus Datenkuben extrahierten Himmelspektren diskutiert. Die abschließende Tabelle faßt die wichtigsten optischen und elektronischen Kennwerte SPIFFIs zusammen.

5.1 Krümmung der Spektren über den Detektor

In SPIFFI werden Reflexionsstrichgitter in Ebert-Anordnung als dispersierende Elemente verwendet. Herkömmliche Reflexionsstrichgitter haben den Nachteil in viele Ordnungen zu beugen. Die SPIFFI-Gitter sind deshalb als Blaze-Gitter ausgelegt, um möglichst nur in eine Ordnung zu beugen und somit eine höhere Effizienz zu erhalten.

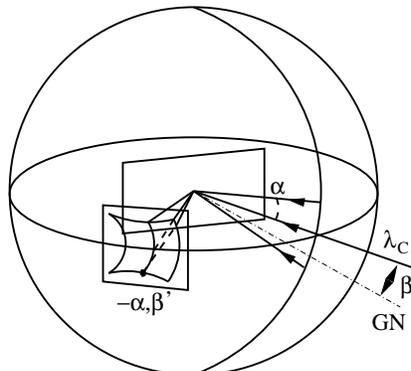


Abbildung 5.1: Prinzip der Beugung an einem Gitter in Ebert-Anordnung. GN: Gitternormale; λ_c : zentrale Wellenlänge; α : Einfallswinkel zur Dispersionsebene; β/β' : Einfalls-/Ausfallswinkel zur Gitternormalen.

Die Gitter-Gleichung beschreibt prinzipiell das Beugungsverhalten an einem Gitter:

$$\cos \alpha (\sin \beta + \sin \beta') = \frac{m\lambda}{a} \quad (5.1)$$

wobei β/β' die Winkel des einfallenden/ausfallenden Strahles zur Gitternormalen, a die Gitterkonstante (Abstand zweier Furchen) und m die Ordnung sind. Außerdem gilt nach Konstruktion $\beta + \beta' = 45^\circ$. Strichgitter können in Ebert- und in Littrow-Anordnung betrieben werden. In Ebert-Anordnung fallen Einfallsebene und Dispersionsebene zusammen, in Littrow-Anordnung liegen ein- und ausfallender Strahl in einer Ebene senkrecht zur Dispersionsebene. In Ebert-Anordnung lassen sich aus der Gittergleichung 5.1 und Abbildung 5.1 unmittelbar zwei Effekte ableiten: die Spaltkrümmung, weshalb jedes Spektrum einzeln wellenlängenkalibriert wird, und ein Projektionseffekt (die Einheitssphäre wird auf den flachen Detektor projiziert), der eine kissenförmige Verzeichnung verursacht. Der Vorteil der Ebert-Anordnung ist, daß die auftretende Verzeichnung symmetrisch ist (im Falle der Littrow-Anordnung ist die Verzeichnung asymmetrisch) und somit durch eine Tonnenverzerrung der Kamera ausgeglichen werden kann. Genau dieses Prinzip ist in SPIFFI realisiert worden. Die Kamera korrigiert eine Verzeichnung von 0,3 % (entsprechend 1,5 Pixel am Bildfeldrand). Die Korrektur dieser Spektrumskrümmung soll im folgenden bestimmt werden. In SPIFFI wird je ein Reflexionsgitter für jedes Beobachtungsband verwendet. Die Gitter sind auf einem Karussell montiert, so daß bei Bedarf das entsprechende Gitter in den Strahlengang hineingedreht werden kann.

Mit Hilfe von Nord-Süd-Testdaten (siehe Nord-Süd-Test im Kapitel zur Datenreduktion) wird die Krümmung der Spektren über den Detektor bestimmt (siehe auch Abbildung 5.2).

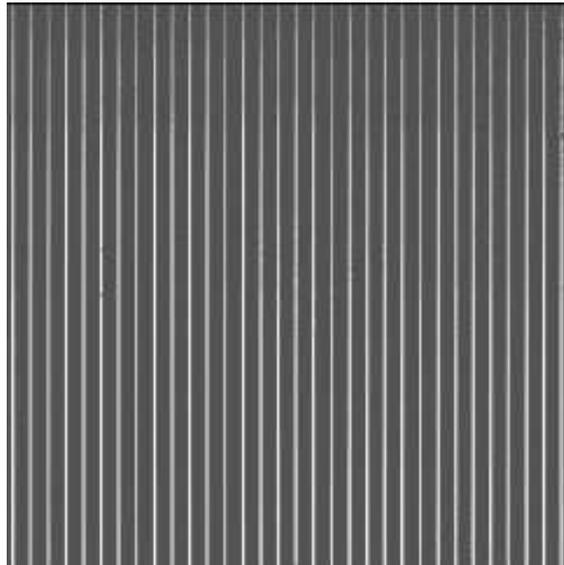


Abbildung 5.2: Nord-Süd-Test.

Die Position des Kontinuums-Spektrums in jedem Slitlet entlang der Detektorspalten wird in jeder Zeile mit einer Gaußanpassung ermittelt. Im Anschluß wird an die Schwerpunkte der Anpassungen ein Polynom 2. Grades angepaßt:

$$x = a_0 + a_1 * y + a_2 * y^2 \quad (5.2)$$

wobei x und y die Pixelposition des Spektrums auf dem Detektor sind mit $(-512 \leq y \leq 512)$. Abbildung 5.3 zeigt die ermittelten linearen (a_1) und quadratischen (a_2) Fitkoeffizienten. a_1 gibt die Verkippung der Spektren über den Detektor wieder, die durch eine Verdrehung des Gitters um die Gitternormale, hervorgerufen wieder. Die Verkippungen sind im Rahmen der Anpassungsgenauigkeit bei verschiedenen Abbildungsoptiken aber gleichem Gitter in jedem Slitlet gleich. Der nichtlineare Anteil a_2 mißt die residualen Verzeichnungen der Kamera.

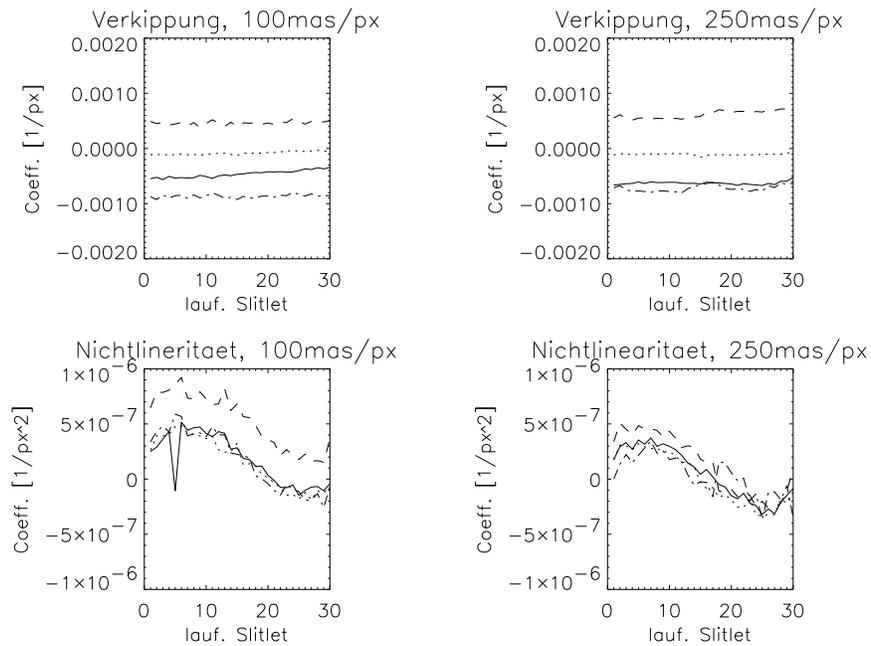


Abbildung 5.3: Fitkoeffizienten (linear, oben; quadratisch, unten) als Funktion der laufenden Slitletnummer. J-Band (durchgezogen), H-Band (gepunktet), H+K-Band (gestrichelt), K-Band (punkt-gestrichelt) für die 100 mas/px (links) und 250 mas/px (rechts) Abbildungsskala.

Skala	J-Band	H-Band	K-Band	H+K-Band
Mittelwert der Verkippung				
Alle	$0,5 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,02$	$0,8 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
Maximale Verzeichnung				
250 mas/px	0,09	0,09	0,09	0,12
100 mas/px	0,14	0,13	0,15	0,24

Tabelle 5.1: Mittelwert der Verkippung und maximale Verzeichnung der Spektren über den gesamten Detektor in Detektorpixeln.

Abbildung 5.4 zeigt den linearen und den nichtlinearen Anteil als Funktion der Pixel-Koordinate für das H+K-Band und die 250 mas/px-Abbildungsoptik. Eine residuale Verzeichnung von maximal 1/5 Pixel am Bildfeldrand ist nachweisbar womit etwa 90 % der theoretisch erwarteten Verzeichnung korrigiert werden. Die Tabelle 5.1 faßt die ermittelten Verkippungen und maximalen Verzeichnungen zusammen.

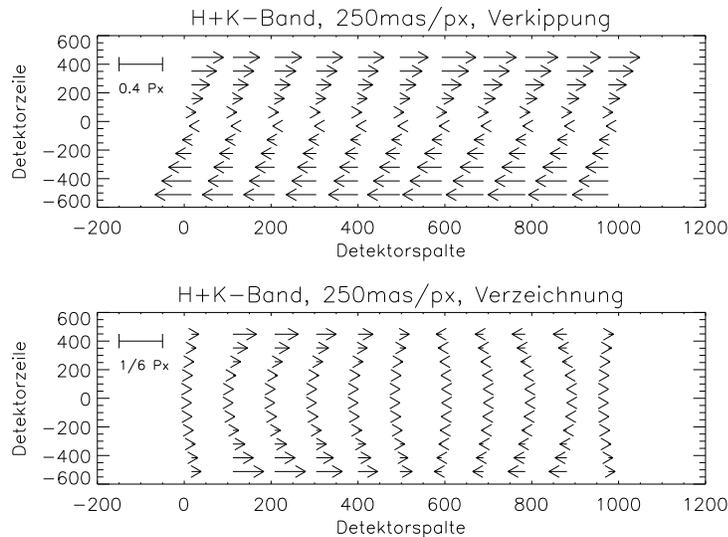


Abbildung 5.4: Verkippung/Verzeichnung der Spektren über den Detektor (oben/unten).

5.2 Detektorfokussierung

Die Fokusposition des Detektors wird vermessen, indem die Eintrittspupille durch Verfahren des Filterrades jeweils nacheinander links und rechts zu 3/4 abgeschattet wird. Ist der Detektor nicht fokussiert, ist die Position einer Spektrallinie in den beiden Aufnahmen in spektraler Richtung verschieden.

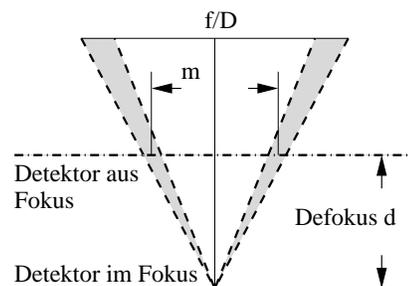


Abbildung 5.5: Prinzip der Detektorfokussierung. f/D ist das Öffnungsverhältnis am Detektor, d der Detektordefokus und m der Abstand der Spektrallinie zwischen beiden Aufnahmen.

Der Detektordefokus d ergibt sich aus $d = \frac{m \cdot f/D}{0,733}$ mit dem Abstand m der Spektrallinie zwischen beiden Aufnahmen, dem Öffnungsverhältnis f/D am Detektor und dem Faktor 0,733, der den Abstand der Intensitätsschwerpunkte in der Pupille in Einheiten des Pupillendurchmessers beschreibt. Aus Monte-Carlo-Simulationen läßt sich eine erlaubte Fokustoleranz von etwa $10 \mu\text{m}$ ableiten [SPIFFI-OD, 2002]. Mit drei Mikrometerschrauben, die das gesamte Fanout-Board positionieren, wird der Detektor fokussiert. Abbildung 5.6 zeigt gewonnene Defokus-Karten für das H- und K-Band. Zu beobachten ist eine Verkipfung von etwa $10 \mu\text{m}$ über den halben Detektor. Zusätzlich zeigt sich ein nichtlinearer Anteil, der entweder durch axiale Farbe, eine Krümmung des Detektor oder durch Bildfeldkrümmung verursacht wird. Besonders bei Verwendung des J-Bandes findet man, daß bei Abschattung der oberen 3/4 der Pupille die Halbwertsbreiten der Spektrallinien um 15 % niedriger sind als im anderen Fall. Dieser Effekt kann nur durch unterschiedliche Aberrationen durch Ausleuchtung verschiedener Aperturen erklärt werden. Für die einzelnen Bänder nimmt dabei der Defokus systematisch zu (axiale Farbe, s. u.). Für die folgenden Tests, sofern nicht anders vermerkt, wurde der Detektor im K-Band fokussiert.

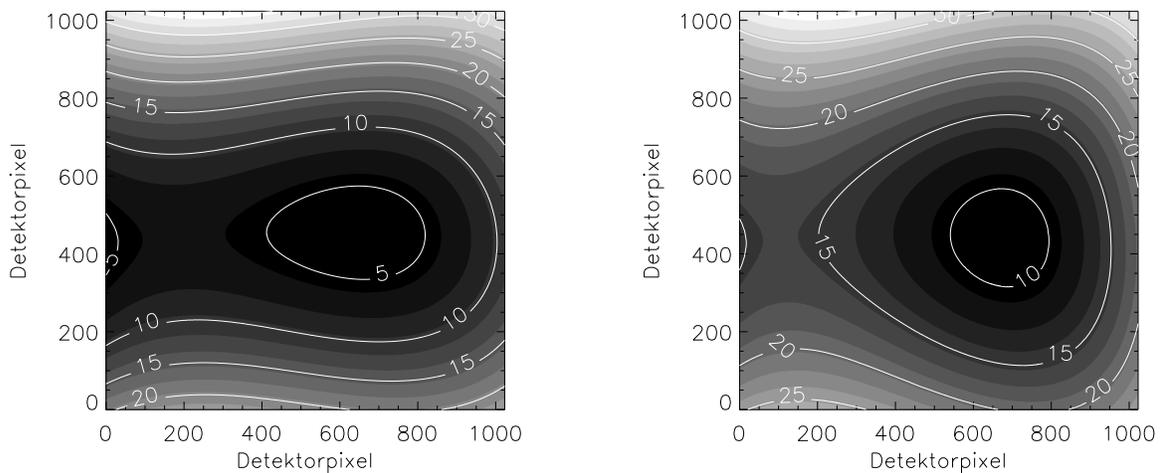


Abbildung 5.6: K/H-Band Defokus-Karte. Der Abstand der Konturen beträgt $5 \mu\text{m}$.

5.3 Supersampling und Instrumentenprofil

Bevor die für astronomische Beobachtungen wichtige Größe der spektralen Auflösung bestimmt werden kann, muß das Instrumentenprofil in spektraler Richtung bestimmt werden. Das Profil einer gemessenen Emissions- oder Absorptionslinie ist die Faltung des tatsächlichen Linienprofils mit dem Instrumentenprofil. Zur Bestimmung des Instrumentenprofils muß das Eingangsprofil deshalb eine Delta-Funktion sein. Die Dopplerverbreiterung einer Spektrallinie, abgeschätzt aus der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit in der Maxwell-Verteilung, beträgt bis zu einer Lampentemperatur von 1500 K, die weit höher als die tatsächliche ist, weniger als ein hunderstel Pixel. Die Emissionslinien der Spektrallampen können also nicht aufgelöst werden.

Zunächst soll die maximal zu erwartende Halbwertsbreite des Instrumentenprofils abgeschätzt werden. Dazu wird die 250 mas/px -Abbildungsskala betrachtet, da nur hier die volle Apertur ($f/D = 30,5$)

des Spektrometers, bestehend aus Kollimator, Gitter und Kamera, ausgeleuchtet wird und somit die Spektrometer-Aberrationen maximal sind. Die theoretisch zu erwartende Halbwertsbreite (engl.: *Full Width Half Maximum*, FWHM) setzt sich zusammen (quadratisch addiert) aus dem idealen Auflösungsvermögen von einem Pixel (laut Konstruktion) und einem aus Monte-Carlo-Simulationen abgeleiteten Spot-Radius von $4,5 \mu\text{m}$ (rms) bei 90 % der simulierten Fälle und Verwendung der 250 mas/px-Abbildungsskala [SPIFFI-OD, 2002]. ESO-Messungen an HAWAII-1k-Detektoren zeigen das Auftreten von Detektor-Crosstalks, die jedoch nicht näher spezifiziert wurden und im folgenden deshalb unberücksichtigt bleiben. Insgesamt ergibt sich eine maximale theoretische Halbwertsbreite (FWHM) von ca. 1,2 Pixeln (in räumlicher wie in spektraler Richtung).

Es ist daher nötig, das Instrumentenprofil auf Subpixelbasis abzutasten. Dazu wird das Gitterrad zwischen aufeinanderfolgenden Aufnahmen so weit gedreht, daß das Spektrum auf dem Detektor um Bruchteile eines Pixels in spektraler Richtung verschoben wird. Diese Methode wird im folgenden als Super-sampling bezeichnet. Zusätzlich kann die Krümmung des Spaltes am Detektorrand von etwa 0,3 Pixel pro 32 Pixel ausgenutzt werden.

Die Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen oben das erhaltene, 18-fach supergesampelte Instrumentenprofil einer Neon/Argon-Linie im K/J-Band.

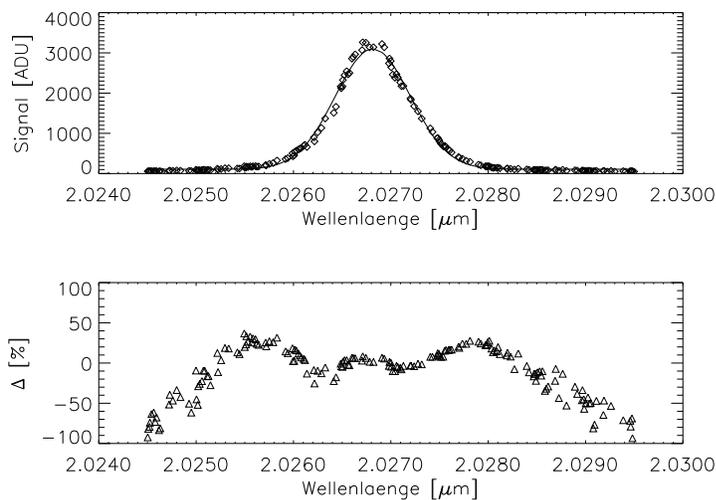


Abbildung 5.7: Oben: Linienprofil im K-Band (250 mas/px-Abbildungsskala), Meßdaten (Rauten), Gaußanpassung (durchgezogene Linie). Unten: Relative Abweichung Δ der Meßdaten vom Modell.

Das Instrumentenprofil ist theoretisch durch die Faltung einer sinc-Funktion (Gitter) mit einer Dreiecksfunktion (Faltung von Ein- und Ausgangsspalt) zu beschreiben. Eine an das theoretische Profil angepaßte Gaußfunktion zeichnet sich im allgemeinen durch breitere Flügel aus. Die Anpassung einer Gaußfunktion an die Meßpunkte und deren relative Residuen sind in der Abbildung darunter dargestellt (Abbildung 5.7 und 5.8). Im K-Band zeichnet sich das Instrumentenprofil durch breitere Flügel aus, die weder mit dem theoretisch zu erwartenden Profil, noch mit einer einzelnen Gaußfunktion ausreichend beschrieben werden können. Zudem ist das Profil asymmetrisch, es hat leicht steilere Flanken bei kurzen als bei langen Wellenlängen. Der zentrale Kern des Profils jedoch kann gut durch eine Gaußfunktion angenähert

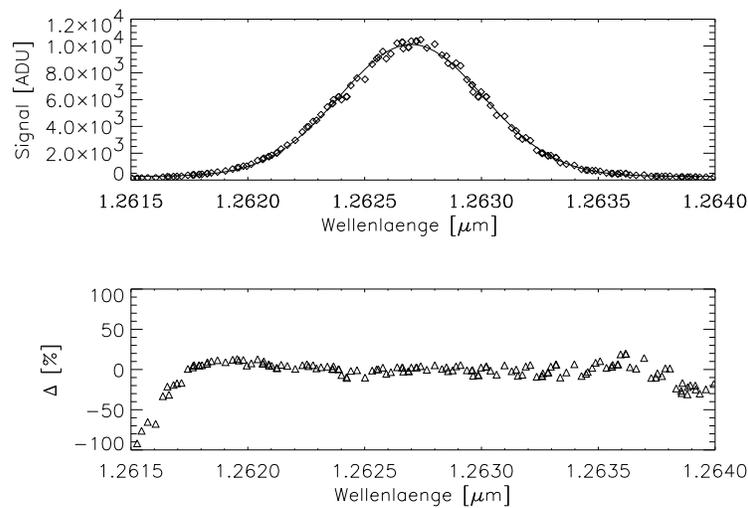


Abbildung 5.8: Oben: Linienprofil im J-Band (250 mas/px-Abbildungsskala), Meßdaten (Rauten), Gaußanpassung (durchgezogene Linie). Unten: Relative Abweichung Δ der Meßdaten vom Modell.

werden, wenn man nur Meßpunkte verwendet, die mindestens 5 % des Maximalflusses dieser Linie zeigen (“Methode der zentralen Gaußanpassung”). Dadurch werden die Flügel des Profils nicht berücksichtigt. Im J-Band ist das Instrumentenprofil aufgrund von Aberrationen stark verbreitert und kann durch eine einzige Gaußfunktion angepaßt werden (der Grund dafür liegt in der schlechten Abbildungsqualität des J-Band-Gitters, wie weiter unten diskutiert wird). Abbildung 5.9 zeigt die ermittelten Halbwertsbreiten für verschiedene Spektrallinien im H- und K-Band als Funktion der räumlichen Position auf dem Detektor (laufende Slitlet-Nummer \neq Slitlet-Nummer). Diese variieren um etwa 0,1 Pixel zwischen dem linken und dem rechten Detektorrand.

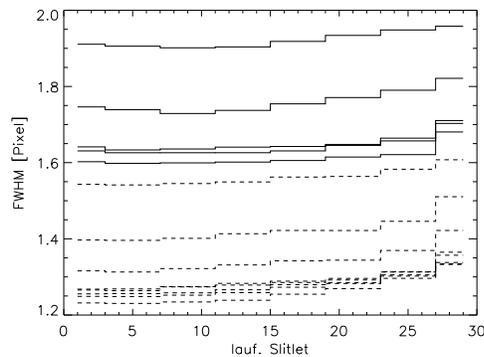


Abbildung 5.9: FWHM von Neon und Xenon-Spektrallinien im H-Band (durchgezogen) und K-Band (gestrichelt) als Funktion der laufenden Slitlet-Nummer.

5.4 Spektrale Auflösung

Eine wichtige Größe bei astronomischen Beobachtungen ist die spektrale Auflösung $R=\lambda/d\lambda$ des verwendeten Spektrographen. Dabei ist λ die beobachtete Wellenlänge und $d\lambda$ die Halbwertsbreite des Instrumentenprofils bei dieser Wellenlänge. Die beiden oberen/unteren Grafiken in Abbildung 5.10 zeigen die Halbwertsbreite des Instrumentenprofils im J-, H- und K-Band als Funktion der Wellenlänge und die daraus abgeleitete spektrale Auflösung für die 250 mas/px- und 100 mas/px-Abbildungsoptik. Zur Ermittlung der Halbwertsbreite wurde die bereits oben beschriebene Methode der zentralen Gaußanpassung verwendet. Die Halbwertsbreite in spektraler Richtung wurde anhand von Kalibrationspektren (unter Verwendung der SPIFFI-eigenen Kalibrationsoptik) und hellen Himmelslinien (aus Himmelsaufnahmen während der GI-Phase) bestimmt und sind ununterscheidbar, d. h. die ‐Labor-Performance‐ entspricht der ‐On-Sky-Performance‐. Gleichzeitig beobachtet man geringere Halbwertsbreiten bei kleineren Abbildungsmaßstäben, da dann nicht mehr die volle Apertur ausgeleuchtet wird und der Anteil an Aberrationen abnimmt. Global nimmt die Halbwertsbreite einer Spektrallinie mit abnehmender Wellenlänge zu, ein Effekt der prinzipiell durch axiale Farbe erklärt werden kann. Im J/H/K-Band beträgt die Halbwertsbreite etwa 2,2/1,7/1,3 Detektorpixel und liegt damit im J-Band deutlich oberhalb der durch die Konstruktion vorgegebenen Halbwertsbreite. Besonders im J-Band ist somit spektrales Dithern überflüssig, da die Halbwertsbreite 2 Detektorpixel überschreitet. Lokal variiert die Halbwertsbreite in jedem Beobachtungsband in Abhängigkeit der Wellenlänge bis zu fünfmal ausgeprägter als die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der räumlichen Position auf dem Detektor. Diese lokalen Änderungen der Halbwertsbreite können z. B. durch eine Verkipfung des Detektors verursacht werden. Extrapoliert man den Defokusanteil durch axiale Farbe linear anhand der minimalen Halbwertsbreiten im H- und K-Band ergibt sich im Falle der 250/100 mas/px-Abbildungsskala eine Verbreiterung der Halbwertsbreite von etwa 0,18/0,08 Pixel über den halben Detektor. Das Verhältnis ist 2,25 und entspricht daher in etwa dem theoretisch vorhergesagten Verhältnis von 2,5 (die Verbreiterung ist direkt proportional zum Öffnungsverhältnis). Rechnet man die H- und K-Band Defokus-Karten direkt in eine Linienverbreiterung um, gelangt man zu demselben Schluß.

Zusammenfassend ergibt sich eine global annähernd lineare Abhängigkeit der Halbwertsbreite der beobachteten Spektrallinien von der Wellenlänge mit lokalen Variationen in den einzelnen Bändern die durch eine Verkipfung des Detektors hervorgerufen werden. Im Falle axialer Farbe kann durch Wahl einer mittleren Fokusposition die Halbwertsbreite im H-Band auf Kosten der Halbwertsbreite im K-Band verbessert werden. Das folgende Kapitel erläutert die Ursache der schlechten spektralen Auflösung im J-Band.

5.5 Ursache der mäßigen Performance im J-Band

Die interferometrischen Tests mit der Spektrographenkamera ergaben eine Abbildungsqualität innerhalb der Spezifikationen. Da dieser Test jedoch mit monochromatischem Laserlicht durchgeführt wurde, konnte zu diesem Zeitpunkt die von der Kamera erzeugte axiale Farbe nicht erkannt werden. Die Krümmung in den einzelnen Wellenlängenbändern in Abbildung 5.10 konnte teilweise auf eine Verkipfung des Detektors zurück geführt werden. Sollte das vergleichsweise schlechte spektrale Auflösungsvermögen des Instrumentes im J-Band auf axiale Farbe zurückzuführen sein, müßte die Auflösung im J-Band steigen, wenn der Detektor im J-Band fokussiert wird. Dies wird jedoch nicht beobachtet. Aufgrund dieses Widerspruches wurden noch andere mögliche Ursachen der auftretenden Wellenfrontde-

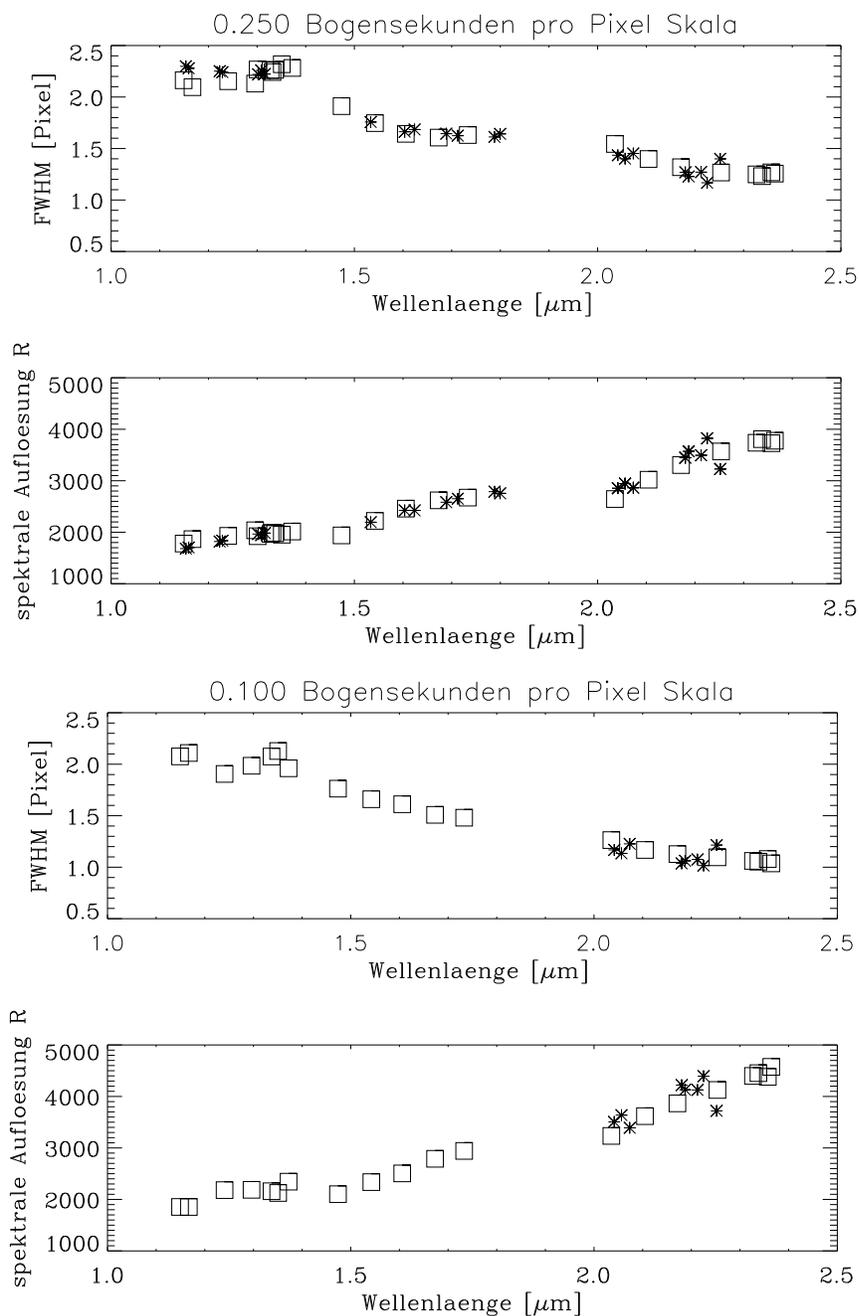


Abbildung 5.10: Oben: Halbwertsbreite in spektraler Richtung von OH-Himmelslinien (Sterne) und Kalibrationslampenlinien (Quadrate) als Funktion der Wellenlänge bei Verwendung der 250/100 mas/px-Abbildungsskala (oben/unten). Unten: Aus den gemessenen Halbwertsbreiten berechnete spektrale Auflösungen als Funktion der Wellenlänge (im geditherten Fall). Die Design-Auflösungen im ungeditherten/geditherten Fall betragen für das J-, H-, und K-Band $R \simeq 2000/3200$ und für das H+K-Band $R \simeq 1000/1500$.

formationen, z. B. durch den Spiegelkollimator, untersucht. Die Kollimatorspiegel bestehen aus Nickel beschichteten Aluminiumrohlingen. Diese wurden vorgefräst um die grobe Form vorzulegen und anschließend galvanisch mit einer $150\ \mu\text{m}$ Nickelschicht versehen. Danach wurden die Spiegel diamantgedreht, poliert und mit Gold beschichtet. Der erste Satz an Spiegeln erfüllte nicht die geforderten Oberflächenspezifikationen und wurde nachbearbeitet. Zwei Spiegel wurden bei Carl Zeiss in Oberkochen nachpoliert, der dritte wurde bei LFM (Labor für Mikrospannung) in Bremen neu diamantgedreht. Der überarbeitete Satz an Spiegeln wurde interferometrisch untersucht mit dem Ergebnis, daß die vom Spiegelkollimator verursachten Aberrationen zu klein sind, um die auftretende Linienverbreiterung im J-Band zu erklären. Nach der GI-Phase stand die neue Spektrographenkamera zur Verfügung mit der ebenfalls nicht die spezifizierte spektrale Auflösung im J-Band erreicht werden konnte. Betreibt man das K-Band-Gitter in 4. Ordnung kann man aufgrund des hohen spektralen Auflösungsvermögens der neuen Kamera im H- und K-Band ein J-Band Gitter simulieren. In dieser Konfiguration ist die gemessene spektrale Auflösung im J-Band vergleichbar mit der im H- und K-Band. Daher kann nur das J-Band-Gitter die auftretenden Aberrationen verursachen.

5.6 Wellenlängenkalibration und der Stare-Beobachtungsmodus

Ein Vorteil der abbildenden Spektroskopie ist die gleichzeitige Aufnahme des Himmelshintergrundes, sofern das beobachtete Objekt nicht das gesamte Gesichtsfeld ausfüllt. Im sogenannten Stare-Beobachtungsmodus wird dies ausgenutzt, um etwa 50 % der Beobachtungszeit einzusparen, da keine extra Himmelsbeobachtungen durchgeführt werden. Theoretisch wird der Himmelshintergrund dann aus Himmelspixeln extrahiert, die kein Objekt abdecken. In der Praxis erweist sich dies aufgrund der auftretenden Spaltkrümmung (und evtl. Flatfieldingprobleme und Biasschwankungen) als kompliziert. Im klassischen On-Off-Beobachtungsmodus decken On- und Off-Pixel jeweils genau den gleichen spektralen Bereich ab und abgesehen von eventuellen systematischen Hintergrundvariationen, die sich in einer Nachbearbeitung reduzieren lassen (siehe Kapitel Datenreduktion), erzielt man eine optimale Hintergrundsubtraktion.

Die Extraktion eines Hintergrundspektrums kann im darksubtrahierten, geflatfieldeten und tote-Pixel-korrigierten Rohbild unter Ausnutzung der zur Detektormitte symmetrischen Spaltkrümmung geschehen (maximal 0,5 ungeditherte Pixel über den halben Detektor). Dazu sucht man ein passendes Hintergrundspektrum mit annähernd gleicher lokaler Spaltkrümmung gegenüber der Detektormitte aus oder man wählt das Hintergrundspektrum aus erzeugten Datenkuben, d.h. nach der Wellenlängenkalibration und Extrapolation auf das reguläre Wellenlängengitter (siehe auch das Kapitel über Datenreduktion). In beiden Fällen können die ersten und die letzten beiden Spektren eines Slitlets nicht zur Hintergrundsubtraktion verwendet werden, da helle Himmelslinien in benachbarte Slitlets übersprechen.

Im ersten Fall darf aufgrund des Slitlet-Arrangements (die obere/untere Gesichtsfeldhälfte liegt links/rechts von der Detektormitte) das Objekt nur in der oberen oder unteren Gesichtsfeldhälfte liegen. Um die Zahl korrigierter heißer Pixel in einem subtrahierten Spektrum möglichst klein zu halten, müssen zudem mehrere Hintergrundspektren (mit gleicher lokaler Spaltkrümmung!) gemittelt werden. Typischerweise erhält man mit dieser Methode (verglichen mit der Photonenstatistik) nur gute Resultate, wenn das Objekt weniger als $1/5$ des Gesichtsfeldes abdeckt. Zudem ist diese Methode schwer zu automatisieren. Das Ergebnis hängt stark vom gemittelten Hintergrundspektrum ab (je stärker die lokale Spaltkrümmung desto weniger Hintergrundspektren stehen zur Mittelung zur Verfügung). Abbildung 5.12 zeigt am Beispiel des K-Bandes einen Vergleich dieser Methode mit der klassischen On-Off-Methode im reinen Hinter-

grundfall, d. h. ohne Signal. Das Rauschen zwischen den hellen Himmelslinien ist dabei im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich. Außerdem zeichnen sich die Residuen in hellen Himmelslinien bei der Methode der Spaltkrümmung durch reines Rauschen aus wohingegen die Off-Aufnahme eine andere Himmels-helligkeit zeigt als die On-Aufnahme, was zu starken systematischen Residuen in den Himmelslinien führt.

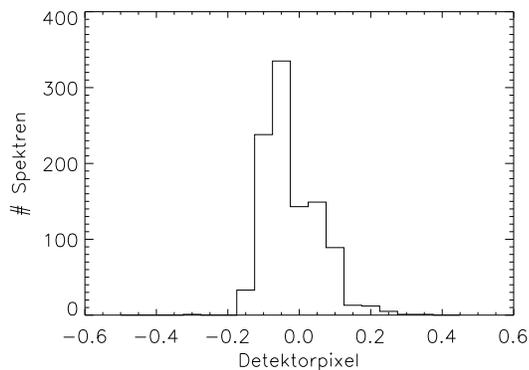


Abbildung 5.11: Genauigkeit der Standard-Wellenlängenkalibration am Beispiel einer Kalibrationsspektrallinie im J-Band. X-Achse: Abweichung der Soll-Position von der Ist-Position der Spektrallinie in Detektorpixeln. Y-Achse: Anzahl von Spektren mit dieser Abweichung bei der betrachteten Spektrallinie. Die typische Ungenauigkeit (Halbwertsbreite der Verteilung) beträgt etwa 0,2 Detektorpixel.

Im zweiten Fall ist die Genauigkeit der Wellenlängenkalibration von Bedeutung (siehe Abbildung 5.11), die im Dither-Modus im allerbesten Fall 1/10 Detektorpixel beträgt (verglichen mit einer Halbwertsbreite von ca 1,5 Detektorpixeln in spektraler Richtung). Bereits diese Ungenauigkeit führt im subtrahierten Datenkubus systematisch zu typischen S-förmigen Residuen in den Himmelslinien, die 2-3mal ausgeprägter sind, als es die Photonenstatistik erwarten läßt. Selbst im Falle des Supersamplings ist eine ausreichend genaue Wellenlängenkalibration in der Detektormitte aufgrund der zahlreichen heißen Pixel (siehe Abbildung 3.6) nicht möglich [Horrobin, 2003].

Eine vielversprechende Methode, die zur Zeit implementiert wird, besteht darin, mit einer annähernd genauen Wellenlängenmappe und unter Ausnutzung der Spaltkrümmung ein supergesampeltes Linienprofil zu erhalten, um mit Spline-Interpolationen eine optimale Hintergrundsubtraktion zu erhalten [Horrobin, 2003].

Einflüsse des Flatfieldings sind hier nicht näher untersucht worden, jedoch beträgt die Genauigkeit des Flatfieldings etwa 1 % [Lehnert, 2003].

Zusammengefaßt ist die Methode der Ausnutzung der Spaltkrümmung bei Objekten, die nur einen Bruchteil des Gesichtsfeldes ausfüllen, gegenwärtig aufgrund der Ungenauigkeiten in der Wellenlängenkalibration besser geeignet, als Himmelspektren aus dem Kubus zu extrahieren.

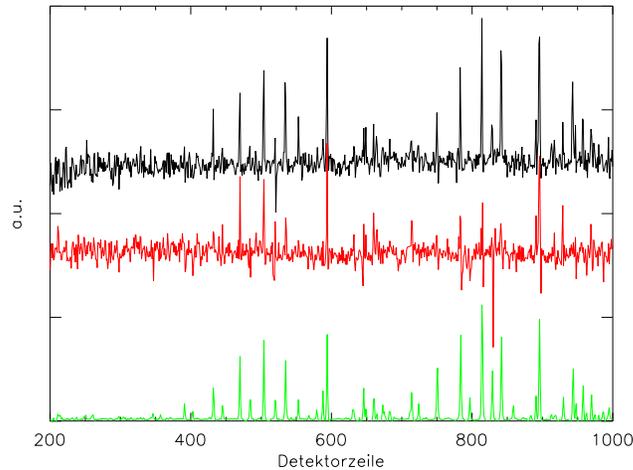


Abbildung 5.12: Datenreduktion unter Ausnutzung der Spaltkrümmung am Beispiel des K-Bandes; Summe von 12 Spektren die kein Objektspektrum zeigen. Oben: klassisches On/Off-Verfahren; Mitte: Datenreduktion unter Ausnutzung der Spaltkrümmung mit einem aus 4 gemittelten Hintergrundspektrum mit annähernd gleicher Spaltkrümmung; unten: Hintergrundspektrum nach Subtraktion des thermischen Hintergrundes, um die Position heller Himmelslinien anzudeuten. Die Skalierung zwischen den reduzierten Spektren sind gleich, das Himmelsspektrum ist herunter skaliert.

5.7 Quanteneffizienz und erreichbare Grenzhelligkeiten

Die Quanteneffizienz SPIFFIs wurde anhand von Beobachtungen photometrischer Kalibrationssterne bestimmt. Sie ist definiert als das Verhältnis zwischen detektierten Photoelektronen und Photonen die auf den Primärspiegel des Teleskopes treffen. Die Daten hierfür wurden mit der 250 mas/px-Abbildungsskala genommen und mit der SPIFFI-Datenreduktionssoftware ohne Flatfield-Korrektur reduziert. Die atmosphärische Transmission wurde mit Hilfe des Atmosphärensimulationsprogrammes ATRAN [Lord, 1992] berechnet. Die ermittelten Quanteneffizienzen liegen bei 24 %, 39 %, 40 % im J-, H- und K-Band (siehe Abb. 5.13) [Schegerer, 2004].

Aus den oben abgeleiteten Kennwerten können erreichbare Grenzhelligkeiten abgeleitet werden (siehe Tabelle 5.2).

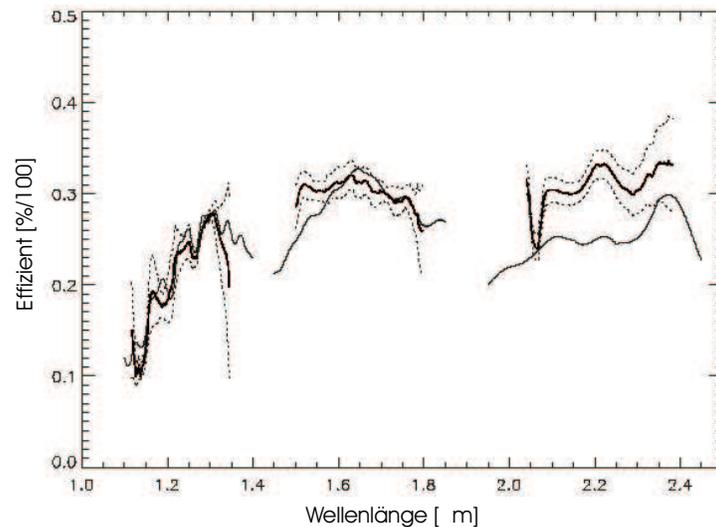


Abbildung 5.13: Effizienz als Funktion der Wellenlänge. Die durchgezogene Linie stellt die aus mehreren Beobachtung abgeleitete mittlere Effizienz dar, die gestrichelte Linie den 1σ -Fehler. Ebenfalls eingezeichnet sind modellierte Kurven, die aus Filtertransmissionsmessungen, Transmissionskurven der verwendeten optischen Materialien und Beschichtung einer Reflektivität der Teleskopspiegel von 79 % und einer Quanteneffizienz des Detektors von 75 % abgeleitet wurden. Die gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und modellierten Werten legt nahe, daß die vom Hersteller angegebene Quanteneffizienz des Detektors von 48 % zu niedrig angesetzt wurde. Die höhere Effizienz im K-Band könnte durch eine höhere Reflektivität der Teleskopspiegel oder durch eine höhere Quanteneffizienz des Detektors bei längeren Wellenlängen erklärt werden [Schegerer, 2004].

Abbildungsmaßstab [Bogensekunden pro Pixel]	J [mag/arcsec ²]	H [mag/arcsec ²]	K [mag/arcsec ²]
0,250	18,7	18,0	16,8
0,100	17,2	16,9	15,8

Tabelle 5.2: Berechnete erreichbare Grenzhelligkeiten für ausgedehnte Quellen. Die folgenden Annahmen liegen zugrunde: 6 Aufnahmen zu je 600 Sekunden mit jeweils 16 Auslesungen (8 Fowler-Paare), ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 5, ein Ausleserauschen von 18,1 Elektronen pro Auslesung im Double-Correlated-Modus, ein Dunkelstrom von 0,27 Elektronen pro Sekunde, eine mittlere atmosphärische Transmission von 89%, 94%, 93% (J,H,K), einer Reflektivität der Teleskopspiegel von 79 % einer Quanteneffizienz von SPIFFI von 24 %, 39 %, 40 % (J,H,K) und eine Abbildungsskala von 250 mas/px bzw. 100 mas/px. Die mittlere Himmelhelligkeit in den einzelnen Bändern wird zu 16,2, 14,3 und 12,8 mag/arcsec² abgeschätzt.

5.8 Zusammenfassung der wichtigsten Kenngrößen

Elektronische Kenngrößen				
Anzahl toter Pixel	7000			
Anzahl heißer Pixel	11000			
Dunkelstrom	$\exp(14, 11 - \frac{1194,74}{T})$ Elektronen/Sekunde/Pixel			
Ausleserauschen (Double-Correlated-Sampling-Modus)*	18,4 Elektronen/Lesung			
Leuchten der Schieberegister*	0,3 Elektronen/Lesung			
Konversionsfaktor*	3,4 Elektronen/ADU			
Flexure Kenngrößen				
mittlere residuale Flexure bei $0^\circ \leq Z \leq 60^\circ$	2,9/3,5 μm (X/Y-Richtung)			
Residuale Flexure	$\leq 2,5 \mu\text{m/h}$			
Optische Kenngrößen				
	J	H	K	H+K
Wellenlängenbereich [μm]	1,108-1,397	1,461-1,845	1,965-2,447	1,466-2,461
Dispersion (ungedithert) [\AA]	2,985	3,977	4,984	10,15
Spektrale Auflösung $R = \lambda/d\lambda_{\text{FWHM}}$ * in der Mitte des Bandes: 250 mas/px- bzw. 100 mas/px-Skala	1950/2150	2550/2650	3450/4000	1200/1400
Lateraler Spaltversatz* [Pixel]	-2,7	0,5	0,6	0,3
Mittlere Gesamttransmission [%]	24	39	40	-
Verkippung der Spektren* [Pixel]	0,5	0,1	0,8	0,6
Krümmung der Spektren: 250 mas/px bzw. 100 mas/px[Pixel]	0,09/0,14	0,09/0,13	0,09/0,15	0,12/0,24
Gemessene Hintergrundhelligkeiten [Elektronen/Sekunde]	4,0	10,1	19,9	-

Tabelle 5.3: Wichtige Kenngrößen SPIFFIs. Die mit * gekennzeichneten Größen gelten für die GI-Phase und unterliegen Änderungen bei z. B. Änderung der Detektorparameter. Z ist der Zenitwinkel und T die Detektortemperatur in Kelvin. Die spektralen Auflösungen für das H+K-Band und die 25 mas/px-Abbildungsskala wurden [SPIFFI-PAE, 2002] entnommen. Der abgedeckte Wellenlängenbereich sowie die Dispersion in einem SPIFFI-Datenkubus werden durch die Datenreduktion fest vorgegeben. Die Gesamttransmission des Instrumentes (Verhältnis zwischen detektierten Photoelektronen zur Anzahl der Photonen, die auf den Primärspiegel treffen) wurde aus Beobachtungen von photometrischen Kalibrationssternen bei Verwendung des 250 mas/px-Abbildungsmaßstabes bestimmt (siehe [Schegerer, 2004]). Die atmosphärische Transmission wurde hierbei mit Hilfe des Atmosphärensimulationsprogrammes ATRAN simuliert. Der laterale Spaltversatz gibt an, um wieviele Pixel der Spalt auf dem Detektor zur Seite versetzt ist.

Teil II

Analyse und Interpretation von Daten der ULIRG IRAS06206-6315

Abbildende Nahinfrarot-Spektroskopie mit SPIFFI

Abbildende Nahinfrarot-Spektroskopie mit SPIFFI erlaubt eine Vielzahl an wissenschaftlichen Anwendungen. Extragalaktische und galaktische Astrophysik bilden einen Forschungsschwerpunkt aber besonders durch die Fähigkeit, mit Hilfe eines 8m-Klasse Teleskops Licht zu sammeln, eignet sich SPIFFI hervorragend dazu, die Morphologie und Kinematik entfernter Galaxien mit Rotverschiebungen > 1 zu untersuchen.

Die Fähigkeit SPIFFIs, ein Gesichtsfeld von 8×8 bzw. $3,2 \times 3,2$ Bogensekunden im Seeing-limitierten Fall mit 32×32 Bildelementen zu spektroskopieren, erlaubt die Unterdrückung systematischer Fehler, die insbesondere durch die Variabilität der Atmosphäre im Nahinfraroten entstehen und die Kalibration von Daten von Spalt- oder Fabry-Perot-Spektrographen erschweren. Bei Verwendung der adaptiven Optik in der Facility-Phase steht des Weiteren ein Gesichtsfeld von $0,8 \times 0,8$ Bogensekunden zur Verfügung. Das größere Gesichtsfeld SPIFFIs erlaubt großräumige, morphologische und dynamische Untersuchungen, kombiniert mit der Fähigkeit, möglichst viel Licht aus einem Himmelselement in möglichst kurzer Zeit zu sammeln. Die Verwendung des kleinsten Gesichtsfeldes, unterstützt durch die adaptive Optik, erlaubt räumlich hoch aufgelöste Studien. Damit ist SPIFFI besonders dazu geeignet, die Dynamik der Zentralregionen von Galaxien oder engen, stark wechselwirkenden Systemen zu untersuchen. Die Morphologie wechselwirkender Systeme kann oft kompliziert sein. Langspaltspektroskopie ist nicht immer in der Lage, eindeutige Interpretationsmöglichkeiten zu schaffen, solange nicht mehr Beobachtungszeit bei mehreren Spaltpositionen investiert wird.

In dieser Arbeit sollen zum ersten Mal räumlich und spektral hochaufgelöste Daten der wechselwirkenden, ultraleuchtkräftigen Galaxie IRAS06206-6315 zwischen $1,9 \mu\text{m}$ und $2,4 \mu\text{m}$ vorgestellt werden, die in der GI-Phase SPIFFIs im Februar 2003 am Very Large Telescope der Europäischen Südsternwarte genommen wurden. Eine Geschwindigkeitsauflösung von etwa $\delta v = 40 \text{ km/s}$ erlaubt detaillierte Studien der Kinematik des Systems. Rotations-Vibrations-Übergänge molekularen Wasserstoffes und Wasserstoff-Rekombinationslinien geben Aufschluß über den vorherrschenden Anregungsmechanismus und können Rückschlüsse auf die Kollision der Vorgängerkerne erlauben. Absorptionslinien geben Aufschluß über die stellare Dynamik und stellare Masse.

Kapitel 6

ULIRGS und IRAS06206-6315

In diesem Kapitel sollen fundamentale Eigenschaften von ULIRGs kurz erläutert werden. Nach der Erläuterung verschiedener Entwicklungsszenarien soll die Bedeutung von Wechselwirkungen zwischen Galaxien und die Bedeutung von Sternentstehungs- und AGN-Aktivität bei der Entstehung der Infrarot-Leuchtkraft diskutiert werden. Abschließend werden bisherige Messungen an IRAS06206-6315 zusammengefaßt.

6.1 ULIRGS

Mit dem Satelliten COBE (**CO**smic **B**ackground **E**xplorer) gelang die Entdeckung eines extragalaktischen FIR/Submm-Hintergrundes [Puget et al., 1996] dessen Energiedichte größer ist als der aller Galaxien im optischen/UV-Bereich (im Ruhesystem). Dieser Hintergrund scheint von leuchtkräftigen Galaxien ($L \geq 10^{11,5} L_{\odot}$) bei $z \geq 1$ dominiert zu werden [Smail, Ivison & Blain (1997), Barger et al. (1998), Scott et al. (2002)]. Die Entdeckung einer neuen Klasse von Galaxien mit IRAS (**I**nfra**R**ed **A**stronomical **S**atellite), deren Leuchtkraft im Infraroten $10^{11} L_{\odot}$ übersteigt [Soifer et al. (1984), Sanders & Mirabel (1996)], führte zu der Vermutung, daß diese Klasse leuchtkräftiger und ultraleuchtkräftiger Infrarotgalaxien (LIRGs: **L**uminous **I**nfra**R**ed **G**alaxies mit $L \geq 10^{11} L_{\odot}$ und ULIRGs: **U**ltra**L**uminous **I**nfra**R**ed **G**alaxies mit $L \geq 10^{12} L_{\odot}$)¹ das Pendant der hochrotverschobenen FIR/Submm-Galaxien sind. LIRGs und ULIRGs spielen deshalb für das Verständnis der kosmischen Sternentstehungsrate bei $z \geq 1$ eine fundamentale Rolle [Madau et al., 1996]. Kim & Sanders (1998) zeigen außerdem, daß die Leuchtkraftfunktion mit Zunahme der Rotverschiebung zunimmt; ULIRGs sind im frühen Universum häufiger und heller als im späten.

ULIRGs sind nahezu ausnahmslos fortgeschrittene verschmelzende Galaxiensysteme [Sanders & Mirabel, 1996], die in ihren Kernen hohe molekulare Gasdichten aufweisen, die vergleichbar mit stellaren Dichten in elliptischen Galaxien sind [Downes & Solomon, 1998, Bryant & Scoville, 1999]. Zudem sind sie besonders in den Kernregionen stark extinguiert ($A_V \geq 5$) [Murphy et al., 2001]. ULIRGs ähneln in ei-

¹Der Infrarot-Fluß einer LIRG/ULIRG wird z. B. ausgedrückt durch $F_{ir} = 1,8 * (13,48 * f_{12} + 5,16 * f_{25} + 2,58 * f_{60} + 1,0 * f_{100})$ [Kim & Sanders, 1998], wobei f_{xyz} die Infrarot-Flüsse des IRAS Faint Source Catalogs - Version 2 sind [Moshir et al., 1992]. Die Luminosität wird mit der Leuchtkraftentfernung $D = \frac{c}{H_0} * [z(1 + 0,5 * z)]$ [Weinberg 1972], für niedrige Rotverschiebung und mit $q_0=0,5$, berechnet: $L_{ir}=4\pi * D^2 * F_{ir}$.

nigen Aspekten Starburst-Galaxien, so folgen z. B. viele ULIRGs der FIR-Radio-Korrelation [Joseph & Wright (1985), Condon (1991)]. Vielfach deutet Linienemission im Optischen auch auf AGN-Aktivität hin [Sanders et al. (1988), Duc & Mirabel et al. (1997)].

Nach Toomre & Toomre (1972), Toomre (1977) und Kormendy & Sanders (1992) können ULIRGs durch wechselwirkungsinduzierten, dissipativen Kollaps gasreicher Spiralgalaxien elliptische Galaxien bilden. Nach Sanders et al. (1988) könnten sich ULIRGs als Klasse dabei zunächst in optische QSOs (engl.: **Q**uasi **S**tellar **O**bjects) entwickeln (basierend auf ähnlichen bolometrischen Leuchtkräften und Leuchtkraftfunktionen bei ULIRGs und QSOs). Zu Beginn führen Verschmelzungsprozesse gasreicher Spiralgalaxien zu Sternentstehungs-Aktivität. Später dominiert ein akkretierendes supermassives Schwarzes Loch (engl.: **S**uper **M**assive **B**lack **H**ole) die IR-Leuchtkraft, wobei im letzten Schritt der Staubtorus um den aktiven Kern abgestoßen wird und ein optischer QSO entsteht. Eine Konsequenz des QSO Zwischenstadiums wäre die Zunahme von AGN-Aktivität mit fortschreitendem Verschmelzungsgrad. Rigopoulou et al. (1999) beobachten jedoch keine solche Zunahme, wobei der Verschmelzungsgrad aus dem linearen Abstand der Kerne abgeleitet wird. Untersuchungen der dynamischen Eigenschaften von ULIRGs und elliptischen Galaxien sowie deren Gruppierung in der Fundamentalebene wurden von Genzel et al. (2001) und Tacconi et al. (2002) anhand von 18 relaxierten ULIRGs, d. h. von Systemen, in denen Rotation und Dispersion nahezu den Gleichgewichtszustand erreicht haben, durchgeführt. Danach entwickeln sich ULIRGs als Klasse nicht in optisch helle QSOs. Vielmehr gruppieren sich ULIRGs im Phasenraum, der durch Rotationsgeschwindigkeit (v_{rot}/σ), effektiven Lichtradius (r_{eff}) und Geschwindigkeitsdispersion (σ) aufgespannt wird, im Mittel in der Nähe von rotierenden “disky” L_* -Ellipsen und S0-Galaxien und weniger in der Nähe von langsam rotierenden, massiven, “boxy” Ellipsen (die Bezeichnung “boxy” und “disky” beziehen sich hierbei auf die Form der Isophoten) und optisch/UV-hellen nahen QSOs (siehe Abbildung 6.1). ULIRGs und L_* -Ellipsen finden sich vorzugsweise in dünn besiedelten Regionen, während Riesenellipsen auch in dichten Galaxienhaufen zu finden sind. Die Entstehungsgeschichte von Riesenellipsen scheint demnach von der von L_* -Ellipsen verschieden zu sein.

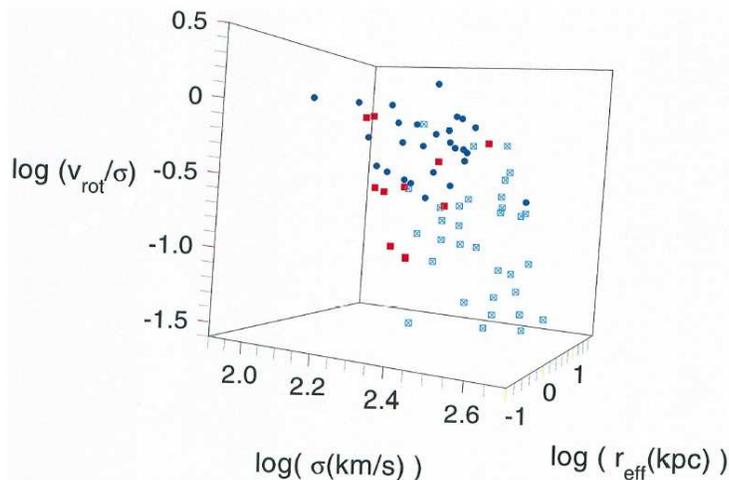


Abbildung 6.1: Fundamentalebene elliptischer Galaxien und ULIRGs. Punkte: ‘disky’ L_* -Ellipsen und S0-Galaxien, Quadrate: ULIRGs, offene Quadrate: Riesenellipsen [Genzel et al., 2001].

Numerische Simulationen, die unter anderem die dynamischen Eigenschaften von ULIRGs und elliptischen Galaxien untersuchen [Barnes & Hernquist (1992), Mihos (1999) und Bendo & Barnes (2000)] unterstützen dieses “ellipticals through merger” Szenario. Dabei sind die Geometrie der Wechselwirkung und das Massenverhältnis der Vorgängergalaxien von Bedeutung. Die Verschmelzung eines prograd/prograden Systems bzw. eines prograd/retrograden Systems gehört dabei zu den effektivsten. Ist das Massenverhältnis der Vorgängergalaxien gleich, zeichnet sich das Produkt der Wechselwirkung durch langsam rotierende innere Regionen aus, mit meist flachem Geschwindigkeitsdispersionsprofil während schnelle Rotation und abfallende Geschwindigkeitsdispersionsprofile bei verschiedenem Massenverhältnis simuliert wird.

Die wichtigsten Prozesse, die an der Entstehung der hohen gemessenen IR-Leuchtkräfte beteiligt sind, sind Sternentstehungs- und AGN-Aktivitäten. Aus der Stärke von PAH-Features und Kontinuum im Mid-Infraroten (siehe auch weiter unten) folgern Genzel et al. (1998) und Rigopoulou et al. (1999), daß die meisten ULIRGs Sternentstehungs-dominiert (80 %) sind, aber etwa die Hälfte naher ULIRGs Sternentstehungs- und AGN-Aktivität zeigen. Nach Veilleux et al. (1999), die 108 ULIRGs des 1 Jy-Kataloges [Kim & Sanders, 1998] im Optischen klassifiziert haben (siehe weiter unten), nimmt mit steigender Luminosität der Anteil an HII-Galaxien ab, während der Anteil an LINER-Galaxien kaum variiert und der Anteil von Seyfert-Galaxien besonders bei Luminositäten oberhalb von $10^{12,3}L_{\odot}$ zunimmt. Seyfert1- und Seyfert2-Galaxien werden im vereinigten Modell (siehe z. B. Antonucci (1993)) nach dem Blickwinkel auf den AGN-Torus unterschieden. Bei Seyfert1-Galaxien blickt man schräg auf BLRs (Broad Line Regions) innerhalb des Torus und beobachtet charakteristische, breite Linienprofile ($\geq 1000\text{km/s}$). Bei Seyfert2-Galaxien blickt man von der Seite auf den Torus, der damit die BLRs verdeckt²

Ab einer Leuchtkraft von $10^{12,3}L_{\odot}$ nimmt die Zahl von ULIRGs mit Seyfert1-ähnlichen Spektren gegenüber solchen mit Seyfert2-ähnlichen Spektren, entgegen dem vereinigten Modell, sprunghaft zu. 50 % der ULIRGs in diesem Leuchtkraftbereich zeigen Seyfert-Aktivität [Veilleux et al., 1999]. Im Nah-Infraroten, wo die Extinktion geringer ist als im Optischen, zeigen viele Seyfert-Galaxien, besonders mit warmen IRAS 25-60 μm -Farben (d. h. $f_{25}/f_{60} \geq 0,12$), die im Optischen als Seyfert-Galaxien klassifiziert wurden, verbreiterte Rekombinationslinien [Veilleux et al. (1997), Veilleux & Sanders et al. (1999)].

Einige charakteristische Eigenschaften von LIRGs und ULIRGs im Nahinfraroten seien hier kurz zusammengefasst:

- **1-0S(1)- und Br_{γ} -Leuchtkraft:** Nach Goldader et al. (1997) korrelieren die Br_{γ} und die 1-0S(1)-Leuchtkraft mit der IR-Leuchtkraft in LIRGs. Die $L_{1-0S(1)}$ - L_{IR} -Korrelation gilt sogar bei $L_{IR} > 10^{12}$ im Gegensatz zur $L_{\text{Br}_{\gamma}}$ - L_{IR} -Korrelation. Eine mögliche Erklärung ist, daß das 1-0S(1)-Emissionsgebiet ausgedehnt und wenig obskuriert ist, wohingegen das Br_{γ} -Emissionsgebiet in den leuchtkräftigsten ULIRGs im stark obskurierten Kern liegen könnte. Die Br_{γ} -Äquivalenzbreite von LIRGs und ULIRGs, die AGN-Aktivität (engl.: Active Galactic Nucleus) zeigen,

²Dieses Modell ist nicht unumstritten (Maiolino, 2001). Z. B. hochaufgelöste VLBI-Beobachtungen lassen in einigen Objekten eine sogenannte *warped disks* erkennen (Miyoshi et al. 1995) und Röntgenbeobachtungen zeigen die Existenz stark obskurierter AGNs in Objekten die im Optischen als LINER-, Starburst- oder normale Galaxien klassifiziert werden (siehe z. B. Marconi et al. (2000), Vignati et al. (2000)). Solch heterogene Eigenschaften könnten auf eine komplexere Geometrie hindeuten als im vereinigten Modell angenommen wird.

ist dabei meist kleiner als die derer, die keine AGN-Aktivität zeigen (Beitrag nichtstellarer Kontinuumsquellen).

- **Sternentstehung, Alter der Population:** Sternentstehung spielt eine herausragende Rolle bei der Erzeugung der beobachteten Leuchtkräfte in LIRGs und ULIRGs. Neben Optischen und Radio-Indikatoren beobachtet man im Nahinfraroten starke Br_γ - und $\text{HeI } 2^1\text{P}-2^1\text{S}$ -Emission (Ionisation des interstellaren Mediums durch energiereiche Photonen junger O- und B-Sterne). CO-Absorptionsbanden in LIRGs/ULIRGs sind meist tiefer als in normalen elliptischen Galaxien [Goldader et al., 1997]. LIRGs enthalten somit spätere oder leuchtkräftigere Sterne (M-Riesen, M-, K-Überriesen) als elliptische Galaxien (K-Riesen). Rote Überriesen tragen somit signifikant zum $2 \mu\text{m}$ -Kontinuum bei. Bei Fehlen von starker Sternentstehung beträgt das Alter einer Population, in der das Kontinuum bei $2 \mu\text{m}$ durch M-Riesen dominiert wird, etwa 10^9 Jahre [Bruzual & Charlot 1993]. Die meisten LIRGs/ULIRGs zeigen jedoch Sternentstehungsaktivität, in deren Zuge rote Überriesen (nach 10^7 Jahren [Leitherer 1995]) entstehen. Aufgrund dieser Sternentstehung erscheint eine Population reich an roten Überriesen als plausibler.
- **AGN-Aktivität:** AGNs mit verbreiterten Emissionslinien zeigen stärkeres und röteres $2 \mu\text{m}$ -Kontinuum und niedrigere Br_γ - und $1\text{-OS}(1)$ -Äquivalenzbreiten als AGNs mit nicht verbreiterten Linien oder LIRGs/ULIRGs ohne aktiven Kern [Goldader et al., 1997]. Trotzdem folgen alle AGNs den oben diskutierten Emissionslinien-Korrelationen. Damit zeigen diese vermutlich AGN- und Sternentstehungs-Aktivität. AGN-Aktivität könnte durch Nachweis von Emissionslinien (z. B. $[\text{SiVI}]$) mit einem Ionisierungspotential höher als 100 eV geschehen, da Sternentstehungs-Aktivität nicht zu Emission solcher energetischer Photonen führt [Spinoglio & Malkan, 1992]. $[\text{SiVI}]$ wird dabei nur in Seyfert-Systemen nachgewiesen [Marconi et al., 1994].
- **Rotations-Vibrations-Übergänge molekularen Wasserstoffes:** Beobachtete H_2 -Spektren scheinen vielfach thermalisiert zu sein. Typische Gleichgewichtstemperaturen liegen bei 2200 K [Murphy et al., 2001]. Wenn Supernova-Aktivität als Schockmechanismus zugrunde liegt (z. B. Goldader et al. (1997)), müßte auch $[\text{FeII}]$ -Emission im J- und H-Band zu beobachten sein [Moorwood & Oliva 1988]. Vielfach sind jedoch $[\text{FeII}]$ -, $1\text{-OS}(1)$ - und Br_γ -Emissionsgebiete räumlich getrennt. Br_γ -Emission findet man häufig nur in der Nähe des Kerns, während aber vielfach ausgedehnte $1\text{-OS}(1)$ -Emission zu beobachten ist. Anregung durch Wechselwirkung, z. B. bei der Kollision von Gaswolken in verschmelzenden Systemen mag daher eine signifikante Rolle spielen. Dichte *Photon Dissociation Regions* (siehe unten) können durchaus H_2 -Spektren erzeugen, die thermalisierten ähneln. Beobachtungen von (teilweise schwachen) Übergängen mit $\nu \geq 1$ ergeben, daß UV-Anregung in dichten PDRs ebenfalls von Bedeutung sein kann [Davies et al., 2003]. Die Masse des heißen H_2 -Gases in LIRGs/ULIRGs kann aus der $1\text{-OS}(1)$ -Leuchtkraft bestimmt werden und beträgt typischerweise $10^3 - 10^4 M_\odot$, was verglichen mit der Gesamtmasse an H_2 von etwa $10^{10} M_\odot$ gering ist [Sanders, Scoville & Soifer, 1991].

Sternentstehung und LIRG/ULIRG Evolutionsszenario: Die mittlere Sternentstehungsdauer in ULIRGs wird von Genzel et al. (1998) auf etwa 10^8 Jahren und von Farrah et al. (2003) zu etwa 10^7 Jahren geschätzt. Unter der Annahme, daß die meiste Aktivität bei der Kollision von Gaswolken in späteren Phasen der Wechselwirkung stattfindet, kann eine Wechselwirkungsdauer von 10^9 Jahren abgeleitet werden [Noguchi 1991]. Typische Sternentstehungsraten in ULIRGs liegen bei etwa $100 M_\odot/\text{Jahr}$.

In diesem Zusammenhang wären die Gasreserven einer ULIRG von etwa $10^{10} M_{\odot}$ nach 10^8 Jahren verbraucht. Damit kann eine ultraleuchtkräftige Phase (ULIRG-Phase) nicht während der gesamten Wechselwirkungsdauer aufrechterhalten werden. Farrah et al. (2003), Murphy et al. (2001) und andere schlagen daher ein Szenario mehrfacher Sternentstehungs-Aktivität durch z. B. mehrfache Wechselwirkung vor, wobei der Anteil der ULIRG-Phase etwa 10 % bis 20 % beträgt. (Dabei ist zu bedenken, daß nicht beide Vorgängergalaxien gasreich sein müssen. Vielfach zeigt nur einer der Begleiter in wechselwirkenden Systemen Ultra-Leuchtkraft, während der andere eher moderate Leuchtkraft [Murphy et al., 2001] und vielfach auch weniger molekulare Gasreserven [Trung et al., 2001] zeigt.) Der Anteil an stark wechselwirkenden LIRGs nimmt mit der Leuchtkraft zu [Sanders, 1992]. Außerdem sind LIRGs bei gegebenem Raumvolumen 20- bis 30mal häufiger als ULIRGs [Soifer et al., 1987]. Wenn etwa die Hälfte dieser LIRGs massiver Wechselwirkung unterliegen, wären etwa 10mal mehr stark wechselwirkende LIRGs als ULIRGs zu beobachten. LIRGs beherbergen ähnliche molekulare Gasreserven wie ULIRGs [Gao & Solomon, 1999] und wenn nur etwa die Hälfte aller dieser stark wechselwirkenden LIRGs die gleichen Gasreserven beherbergen wie ULIRGs, ließe sich aus diesem Entwicklungsszenario eine 10 %- bis 20 %-ige ULIRG-Phase ableiten. Unter der Annahme, daß stark wechselwirkende LIRGs lediglich leuchtschwächere Versionen von ULIRGs sind, sollten beide Gruppen ähnlichen Wechselwirkungsgrad zeigen, was bisher jedoch nicht beobachtet wurde [Murphy & Soifer et al., 2001]. Schwächere Wechselwirkung durch z. B. größere Impaktparameter würden beispielsweise weniger ausgeprägte Gezeitenarme entstehen lassen, was ebenfalls nicht beobachtet wird. Ausserdem würde man in diesem Fall größere apozentrische Abstände der Kerne erwarten. Die Abstände in LIRGs und ULIRGs mit zwei Kernen decken aber den gleichen Bereich ab [Murphy & Soifer et al., 2001]. Das Szenario einer oder mehrerer ultraleuchtkräftiger Phasen erscheint attraktiv. Numerische Simulationen [Bekki 2001] unterstützen die Annahme, daß mehrfache Wechselwirkung zu wiederholter Sternentstehungs-Aktivität führen kann.

6.2 IRAS06206-6315

Duc & Mirabel et al. (1997) klassifizieren IRAS06206-6315 im Optischen spektral als Seyfert-Galaxie. Nach Vielleux & Osterbrock (1987) werden Seyfert-, Liner- und Starburst-Galaxien nach ihren $[NII]_{\lambda 6584}/H_{\alpha}$ zu $[OIII]_{\lambda 5007}/H_{\beta}$, $[OI]_{\lambda 6300}/H_{\alpha}$ zu $[OIII]_{\lambda 5007}/H_{\beta}$ und $[SII]_{\lambda 6717,6731}/H_{\alpha}$ zu $[OIII]_{\lambda 5007}/H_{\beta}$ Flußverhältnissen unterschieden. Seyfert-Galaxien zeichnen sich dabei grob durch ein $[OIII]_{\lambda 5007}/H_{\beta}$ Verhältnis größer als 3 aus (siehe auch Tabelle 6.1) (Details entnehme man [Vielleux & Osterbrock, 1987] oder [Veilleux et al., 1999]).

In der verwendeten Abbildungsskala (250 mas/px) entspricht ein Pixel einer Distanz von ca. 450 pc (bei einer Rotverschiebung von $z = 0,0923$ und $H_0 = 75\text{km/s/Mpc}$). Die Abbildungen 6.2 und 6.3 zeigen I-Band und H-Band Aufnahmen des Hubble Weltraumteleskopes (WFPC2/NICMOS) [Bushouse et al., 2002] sowie eine SOFI-Aufnahme (K_s) am NTT auf La Silla [Rigopoulou et al., 1999] von IRAS06206-6315. Dieses System besteht aus 2 stark wechselwirkenden Galaxien mit einem Abstand von etwa 4,2 kpc mit einem etwa 15 kpc langem Spiralarm. Im I-Band zeigen die Kerne ausgeprägte Strukturen, während diese im H-Band weit weniger ausgeprägt sind. Knoten in den Spiralarmen, die im I-Band identifiziert werden können, müßten, wenn es sich hierbei um wechselwirkungsbedingte Sternentstehung handelt, mit ausreichendem Burst-Alter zur Produktion von Überriesen, auch im Nah-Infraroten zu beobachten sein.

Im Mid-Infraroten werden Linienflüsse bei $5,9 \mu\text{m}$ und $7,7 \mu\text{m}$ untersucht [Rigopoulou et al., 1999]. Diese sogenannten PAH-Features (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) werden in Regionen nachgewiesen in denen das interstellare Medium einem moderaten UV-Strahlungsfeld ausgesetzt ist [Puget & Léger, 1989]. Das $7,7 \mu\text{m}$ -Feature ist dabei in Regionen mit moderaten UV-Feldern, wie z. B. Starburst-Galaxien ausgeprägter als in Regionen mit hohen UV-Strahlungsfeldern, wie z. B. Seyfert-Galaxien [Moorwood, 1986]. Empirisch wird die Sternentstehungs- und AGN-Aktivität in einer ULIRG nach dem Verhältnis des $7,7 \mu\text{m}$ -zu-Kontinuum-Flusses (L/C) klassifiziert [Genzel et al. (1998), Lutz et al. (1998)]. Eine ULIRG mit $L/C \leq 1$ wird als AGN klassifiziert, sonst als Starburst. Das Sample in Rigopoulou et al. (1999) umfaßt 62 Ulirgs, 15 Starburst-Galaxien und 23 AGNs. Für dieses Sample werden durchschnittliche L/C -Verhältnisse von 2,06, 2,98 und 0,21 angegeben. Hiernach würde IRAS06206-6315 (siehe auch Tabelle 6.1) als Starburst klassifiziert. Farrah et al. (2003) modellieren die spektrale Energieverteilung (engl.: **Spectral Energy Distribution**) zwischen 1 und $1000 \mu\text{m}$ von 41 ULIRGS mit Starburst und AGN-Komponenten. Im Falle von IRAS06206-6315 beträgt der Anteil der modellierten AGN-Luminosität an der gesamten IR-Luminosität etwa 8 % (unter der Annahme, daß der Blickwinkel auf den AGN-Torus kleiner als 45° ist), womit das Resultat aus Rigopoulou et al. (1999) bestätigt wird.

Die gemessenen Flüsse im Fern-Infraroten faßt Tabelle 6.1 zusammen. IRAS06206-6315 ist im 2 Jansky Katalog (d. h. $f_{60\mu\text{m}} > 1,936 \text{ Jy}$) mit einer Rotverschiebung von $z = 0,0923$ enthalten [Strauss et al., 1992]. Die Masse kalten molekularen Wasserstoffes in IRAS06206-6315 wurde von Mirabel et al. (1990) anhand der CO(1-0)-Leuchtkraft bei $2,6 \text{ mm}$ am Swedish-European Submillimeter Telescope (SEST) auf La Silla bestimmt. Mit einer Auflösung von 44 Bogensekunden (FWHP: **F**ull **W**idth **H**alf **P**ower) ist die Quelle damit jedoch unaufgelöst. Die abgeleitete Masse³ beträgt $5,9 \times 10^{10} M_\odot$.

Tabelle 6.1: IRAS06206-6315: Zusammenfassung bisheriger Messungen und Modellrechnungen. Tabellenzeilen 1 und 3 aus [Duc & Mirabel et al., 1997] wobei L_{IR} : Approximation der 8-1000 μm Leuchtkraft nach Lonsdale et al. (1985) ($L_{IR} = 5,6 \times 10^5 D(\text{Mpc})^2 \times (13,56f_{12} + 5,26f_{25} + 2,54f_{60} + f_{100})$) L_{FIR} : Approximation des 40-120 μm Flusses nach Perault et al (1989) ($L_{FIR} = 5,6 \times 10^5 D(\text{Mpc})^2 \times (2,58f_{60} + f_{100})$) jeweils mit $H_0=75\text{km/s/Mpc}$, Zeile 2 aus [Rigoupoulou 1999], Zeile 4 aus [Farrah et al., 2003] mit L_{IR} : 1-1000 μm .

12 μm [Jy]	25 μm [Jy]	60 μm [Jy]	100 μm [Jy]	$\log(\frac{L_{FIR}}{L_\odot})$	$\log(\frac{L_{IR}}{L_\odot})$
0,07	0,29	3,96	4,58	11,92	11,98
Cont _{5,9} [10^{-2} Jy]	Cont _{7,7} [10^{-2} Jy]	F _{7,7} [10^{-2} Jy]	L/C		
1,23	1,44	5,31	3,68($\pm 2,2$)		

³Das Auflösungsvermögen einer Antenne mit Durchmesser D ist $R[^\circ] = 1,03 * \lambda[m] / D[m]$. Die Konversion der Linienintensität in eine Gasmasse geschieht hier gemäß $M_{H_2}[M_\odot] = 5,8 * \frac{\pi}{4} * d_b^2[\text{pc}] * I_{CO}[\text{K km/s}]$, wobei d_b die Ausdehnung der Antennenkeule am Ort der Galaxie und I_{CO} die Intensität der CO-Linie ist.

$[H\beta]$ [$10^{-15} \frac{erg}{cm^2 s}$] 4861Å	$[OIII]$ [$10^{-15} \frac{erg}{cm^2 s}$] 5007Å	$H\alpha$ [$10^{-15} \frac{erg}{cm^2 s}$] 6563Å	$[NII]$ [$10^{-15} \frac{erg}{cm^2 s}$] 6584Å	$[SII]$ [$10^{-15} \frac{erg}{cm^2 s}$] 6717/31Å	$W(H\alpha)$ [Å]
0,26	1,36	6,31	4,45	4,86	13,82
L_{IR}^{Tot} [$\log(L_{\odot})$]	L_{IR}^{SB} [$\log(L_{\odot})$]	L_{IR}^{AGN} [$\log(L_{\odot})$]			
12,21	12,18	11,05			

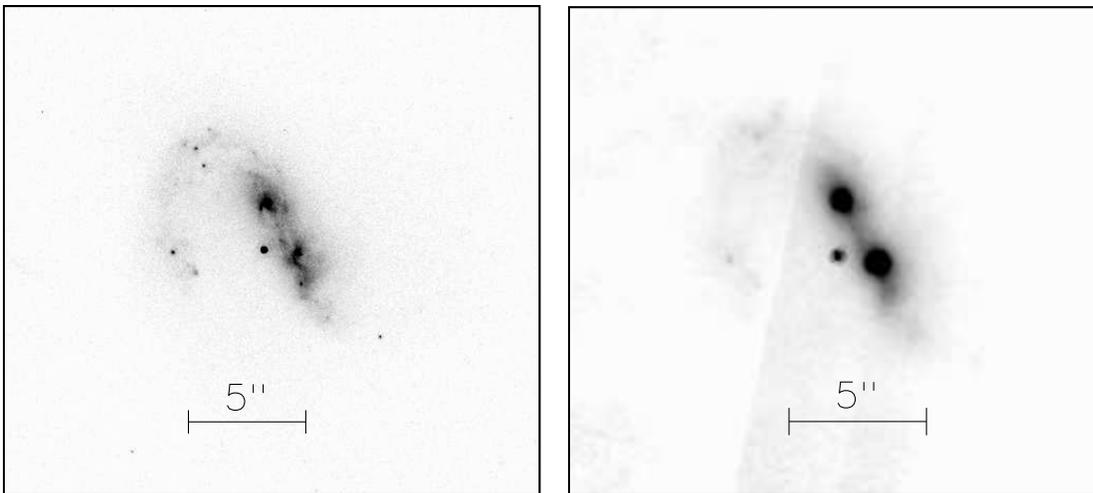


Abbildung 6.2: IRAS06206-6315: I-Band (WFPC2), H-Band (NICMOS) (links/rechts) [Bushouse 2002]. Norden ist jeweils oben, Osten ist links.

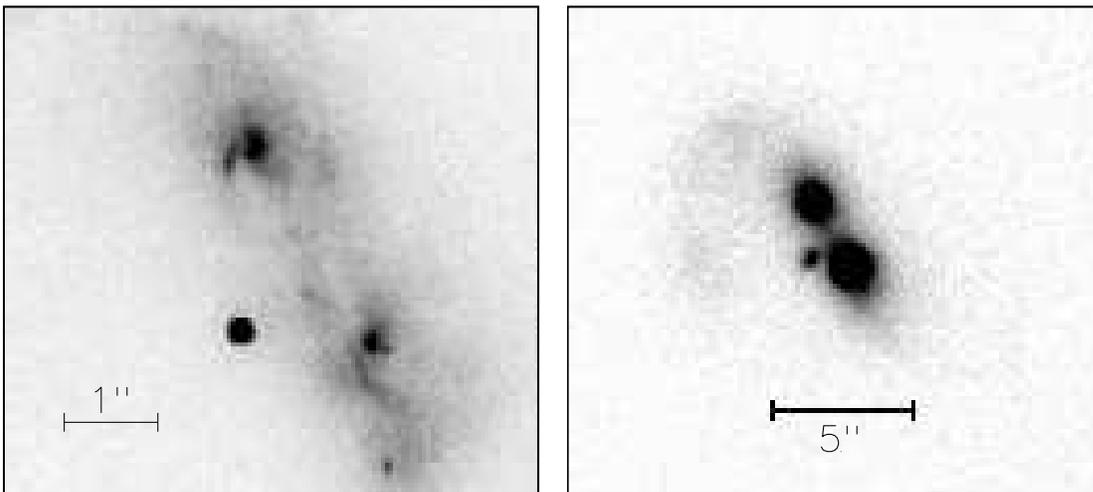


Abbildung 6.3: IRAS06206-6315: I-Band, Ausschnitt (WFPC2) [Bushouse 2002], K-Band (SOFI) [Rigopoulou et al., 1999] (links/rechts). Norden ist jeweils oben, Osten ist links.

Kapitel 7

Datenreduktion

7.1 Beobachtungen

IRAS06206-6315 wurde im Februar und April 2003 während des ersten und dritten GI-Laufes mit SPIFFI am VLT (Kuyen) beobachtet (siehe Tabelle 7.1). Die gesamte Beobachtungszeit betrug 22 Minuten pro Ditherposition im K-Band.

Datum	Band	Integrationszeit	Atmosphärenkalibrator	Seeing [“] (visuell)
09.02.2003	K	5*120 Sek	HD45057 (B3V)	0,8-1,3
05.04.2003	K	6*120 Sek	HD45057 (B3V)	0,5-0,7

Tabelle 7.1: Verwendete Datensätze.

7.2 Grundlegende Schritte der Datenreduktion

Die gesamte SPIFFI Datenreduktions-Software wurde am MPE entwickelt und lehnt sich an die vom Euro3D-Konsortium festgelegten Standards an (Details zur Datenreduktion entnehme man [SPIFFI-DR, 2002]). Zusätzlich wurden zahlreiche IDL-Skripte entwickelt, welche die Standarddatenreduktion ergänzen. In diesem Abschnitt werden grundlegende Schritte der Datenreduktion erläutert, wie die Korrektur fehlerhafter Pixel, Himmelssubtraktion, Flatfielding, Kombination (Interleaving) von geditherten Aufnahmen, die Korrektur der Verkippung der Spektren auf dem Detektor und die Wellenlängenkalibration. Von zentraler Bedeutung ist die Generierung des Datenkubus. Hierbei werden Daten entlang zweier räumlicher und einer spektralen regulären Achse angeordnet. Im letzten Schritt der Datenreduktion werden die reduzierten Daten zu einem Kubus umgeordnet. In einigen Reduktionsschritten sind Parameter notwendig, die aus speziellen Kalibrationsdaten gewonnen werden. Diese grundlegenden Schritte der Datenreduktion werden in dieser Reihenfolge ausgeführt:

Himmelssubtraktion

Sämtliche hier vorgestellten Daten sind im sogenannten Nodding-Modus genommen worden. Dabei wird bei gleichbleibender Integrationszeit und Detektorkonfiguration abwechselnd das Objekt und eine objektfreie Region des Himmels beobachtet. Der Himmelshintergrund in der Objektaufnahme kann dann einfach abgezogen werden. Dabei sind Integrationszeiten von wenigen Minuten von Vorteil, da besonders im Nah-Infraroten der Himmelshintergrund auf diesen Zeitskalen variiert.

Flatfields

Flatfields dienen zur Korrektur Gesichtsfeldabhängiger Transmissionsbeiträge und unterschiedlicher Detektorpixel-Empfindlichkeiten. Da Licht seitlich vom kleinen Bildzerleger passieren kann, ist hinter dem kleinen Bildzerleger ein Stop platziert. Dieser Stop führt zu einer Vignettierung der Slitlets 1, 16 und 17 (siehe Abbildung 1.3) aufgrund der bereits wieder divergierenden Strahlenbündel der einzelnen Slitlets an der Stelle des Stops. Die untere Hälfte von Slitlet 1 wird zu 50 % vignettiert und bei den Slitlets 16 und 17, die direkt neben dem Stop liegen, werden die dem Stop zugewandten ersten 14 Pixel um bis zu 50 % vignettiert. Die verwendeten Flatfields werden aus Kalibrationsaufnahmen gewonnen. Eine SPIFFI-eigene Kalibrationsoptik leuchtet die Eintrittspupille SPIFFIs homogen mit einer spektral flachen Kontinuumsquelle aus. Optional kann mit einem Dämmerungs-Flatfield ein räumliches Flatfield erzeugt werden. Die Genauigkeit der verwendeten Flatfields liegt typischerweise zwischen 1 % und 2 %.

Fehlerhafte Pixel

Die SPIFFI Datenreduktion verwendet eine zweidimensionale Maske, um fehlerhafte Pixel zu kennzeichnen. Fehlerhafte Pixel können z. B. "heiße" Pixel sein, die durch stark variables Ausleserauschen gekennzeichnet sind, "tote" Pixel, die nur einen sehr kleinen Bruchteil des erwarteten Signals zeigen, oder "nichtlineare" Pixel, deren Verhalten bei kleineren Signalstärken als im Detektormittel bereits deutlich nichtlinear ist. Eine statische Maske wird nach diesen drei Verfahren erstellt. Zusätzlich wird in jeder Aufnahme nach Spuren kosmischer Strahlung oder dynamischen, heißen Pixel gesucht. Dazu wird im K-Band in einer Box um jedes Pixel ein $\kappa\sigma$ -Test durchgeführt, d. h., das betrachtete Pixel darf nicht mehr als κ -fach von der Standardabweichung innerhalb der betrachteten Box abweichen. (Im H-Band wird aufgrund starker OH-Residuen stattdessen ein $\kappa\sigma$ -Test in jedem spektralen Kanal pro Slitlet durchgeführt.) Maskierte Pixel werden anschliessend nicht lokal interpoliert, da auf dem Detektor benachbarte Pixel, nicht notwendigerweise im Kubus benachbart sind (z. B. Slitlet-Versatz). Stattdessen werden dreidimensionale Bezierflächen lokal an im Kubus benachbarte nicht fehlerhafte Pixel angepaßt.

Interleaven

Bei Verwendung geditherter Daten (Daten, die zur Erfüllung der Nyquist-Abtastrate jeweils um ein halbes Pixel in spektraler Richtung verschoben sind) erlaubt die Datenreduktion ein Kombinieren/Interleaven von jeweils zwei geditherten Aufnahmen zur Erhöhung der spektralen Auflösung. Dabei werden die Reihen der beiden Einzelaufnahmen abwechselnd zu einer neuen Aufnahme zusammengefügt. Verschiedene Intensitäts-Offsets/Gradienten zwischen beiden Aufnahmen werden korrigiert. Die Position des Objektes auf dem Detektor muß dabei in beiden Aufnahmen gleich sein.

Verkippung und Nichtlinearität der Spektren

Die Verkippung der einzelnen Spektren resultiert hauptsächlich aus einer Verdrehung der Gitter um die Gitternormale. Die Nichtlinearität der Spektren resultiert aus Abbildungsfehlern der Spektrographen-

kamera. Koeffizienten, welche die Verkippung und Nichtlinearität (siehe Teil 1) beschreiben und die optional durch die Datenreduktionssoftware korrigiert werden können, werden aus Daten des Nord-Süd-Testes gewonnen (s. u.).

Wellenlängenkalibration

Zuerst muß die Dispersionsrelation, die durch Polynome beschrieben werden, für jedes Spektrum bestimmt werden. Die gefundenen Koeffizienten variieren nur schwach in jedem Slitlet und werden durch ein weiteres Polynom interpoliert. Die spektrale Position einer Linie wird mit bekannten Wellenlängen durch Kreuzkorrelation bestimmt. Zur Wellenlängenkalibration können entweder Spektrallampenspektren (relative Kalibration) oder helle Himmelslinien wie z. B. OH-Linien (absolute Kalibration) verwendet werden. Im ersten Fall verschieben während der Beobachtung gravitationsinduzierte Verformungen das Spektrum auf dem Detektor. Diese Verschiebung wird anhand einer Kreuzkorrelation eines synthetischen Hintergrundspektrums, dessen Dispersion durch die gefundenen Koeffizienten beschrieben wird, und der Himmelsaufnahme bestimmt. Im zweiten Fall entfällt der letzte Schritt. Die Bestimmung der Dispersionskoeffizienten ist dabei am zeitaufwendigsten und die hohe Anzahl von hellen Himmelslinien erschwert die absolute Methode. Deshalb wird hier die relative Kalibrationsmethode verwendet. Ergebnis der Wellenlängenkalibration ist eine Wellenlängenkarte, die jedem Detektorpixel eine Wellenlänge zuordnet. Die Genauigkeit der Wellenlängenkalibration wird anhand von OH-Linien überprüft und ist besser als 0,1 Pixel (gemessen im K-Band). Zwischen aufeinanderfolgenden Aufnahmen kann manchmal eine spektrale Verschiebung von einigen Pixeln beobachtet werden. Deshalb wird jeder Datensatz einzeln wellenlängenkalibriert.

Erzeugung des Kubus

Die Erzeugung eines Datenkubus dient dem leichteren Zugriff auf das rekonstruierte Bild und erlaubt eine effiziente Addition mehrerer Datenkuben. Die minimale und die maximale Wellenlänge in einem Kubus sind ebenso wie die Dispersion für jedes Beobachtungsband durch die Datenreduktionssoftware fest vorgegeben. Durch Interpolation in spektraler Richtung werden die Daten an die neue äquidistante Achse des Datenkubus angepaßt. Die einzelnen Slitlets (siehe Abbildung 1.3 zu deren Anordnung auf dem Detektor) werden so umgeordnet, daß jeder Schnitt entlang der spektralen Achse durch den Kubus ein reales Himmelsabbild wiedergibt (d. h. Slitlet 1, 2, 3, ... 32 ist die oberste, ..., unterste Bildzeile).

Transmission der Atmosphäre

Die Transmission der Atmosphäre wird mit Hilfe eines Atmosphärenkalibrators (z.B. O-, B-, oder G2V-Sterne) bestimmt, dessen Daten genauso reduziert werden wie die Objekt-Daten. Dabei wird davon ausgegangen, daß bei einem Gesichtsfeld von $0,250 \times 0,250$ Bogensekunden oder kleiner die Atmosphärentransmission räumlich annähernd konstant ist. Besondere Eigenschaften im Kalibratorspektrum wie z. B. Br_γ -Absorption im K-Band bei $2,1661 \mu\text{m}$ oder die Wasserstoff- und Helium-Absorptionsbanden im H-Band werden durch Division des Kalibratorspektrums mit einem künstlichen Atmosphärenmodell und anschließender Gauß- oder Lorentzianpassung eliminiert. Abschließend wird das Kalibrationsspektrum durch einen Schwarzkörper entsprechender Temperatur dividiert.

Spezielle Kalibrationen

Eine der wichtigsten Kalibrationsmessungen ist der sogenannte **Nord-Süd-Test**, aus dem der Abstand der einzelnen Slitlets und die Verkippung der einzelnen Spektren auf dem Detektor bestimmt werden.

Bei diesem Test wird ein schmaler Spalt mit einer Kontinuumsquelle ausgeleuchtet und exakt senkrecht zu den einzelnen Slitlets auf den kleinen Bildzerleger abgebildet. Auf dem Detektor haben benachbarte Kontinuumspektren den gleichen Abstand. Die Ausrichtung des Spaltes geschieht, indem man zuerst den Spalt in exakt einem Slitlet abbildet. Eine Verkippung des Spaltes würde sich durch weitere Kontinuumspektren in am kleinen Bildzerleger benachbarten Slitlets bemerkbar machen. Anschließend wird der Spalt um 90 Grad gedreht. Durch eine Gaußanpassung an das erhaltene Kontinuumspektrum in jedem spektralen Kanal kann die Position und damit die Verkippung bzw. Krümmung des Spektrums auf dem Detektor vermessen werden.

Spezielle Nachbearbeitung

Diese ist besonders bei H-Band Kuben erforderlich. Aufgrund teilweise starker Variation der Himmels-hintergrundhelligkeit wird in jedem Kubus in jedem Slitlet und jedem spektralen Kanal iterativ eine lineare $\kappa\sigma$ -Funktion an das Signal angepaßt und abgezogen. Dabei werden ggf. Pixel mit Objektsignal ausgeblendet. Bei Bedarf wird zusätzlich in jedem Slitlet ein Median-Himmel abgezogen.

Im sogenannten Jitter-Modus wird das beobachtete Objekt in aufeinanderfolgenden Aufnahmen in verschiedenen Regionen des Gesichtsfeldes plaziert. Der damit verbundene Versatz auf dem Detektor erlaubt eine bessere Kontrolle regional spezifischer Detektoreigenschaften wie z. B. fehlerhafte Pixel. Im kollabierten Bild wird eine Gaußfunktion an das/die Objekt/e angepaßt. Die Schwerpunkte dieser Anpassungen werden dazu benutzt die einzelnen Kuben zu verschieben. Typischerweise beträgt der Fehler des Offset des Teleskopes zwischen zwei Jitter-Positionen weniger als 2/10 Himmelspixel. Die **Addition der einzelnen Datenkuben** geschieht daher auf Pixelbasis, da außerdem die Seeing-Scheibe in allen Fällen mindestens doppelt so groß ist wie ein Himmelspixel.

Kapitel 8

K-Band-Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die wichtigsten K-Band-Ergebnisse von IRAS06206-6315 vorgestellt und diskutiert.

Im ersten Abschnitt werden die verwendete Extinktionskorrektur ($\text{Pa}_\alpha/\text{Br}_\gamma$ -Verhältnis) und die verwendete Methode zur Flußkalibration nach Campins et al. (1985) erläutert. Der erste Abschnitt schließt mit der Angabe von Flüssen für das Kontinuum und wichtiger ionisierter Linien. Der zweite Abschnitt behandelt die Morphologie von IRAS06206-6315 in ionisierten Linien wie in Rotations-Vibrations-Übergängen molekularen Wasserstoffes. Anhand der gemessenen Pa_α -Emission wird die Dynamik in dieser Linie vorgestellt, die mit Hilfe von simulierten Kanalkarten verglichen wird. Im dritten Abschnitt werden Anregungsmechanismen molekularen Wasserstoffes diskutiert und mit Modellrechnungen verglichen. Aus der gemessenen 1-0S(1)-Leuchtkraft wird danach die Masse des heißen molekularen Wasserstoffes bestimmt. Aus der verbreiterten Pa_α -Emissionslinie wird die AGN-Aktivität abgeschätzt, und den gemessenen Br_γ -Äquivalenzbreiten, Infrarot-Leuchtkräften und K-Band-Leuchtkräften wird abschließend die Sternentstehungsdauer bestimmt.

8.1 Flußkalibration, Extinktion und K-Band-Flüsse

Flußkalibration

Die Flußkalibration geschieht anhand des Wega-Flusses [Campins et al., 1985]. Im K-Band werden die in Rigoupoulou et al (1999) angegebenen, mit SOFI bestimmten K_s -Magnituden verwendet.

Objekt	K_s [mag]	Apertur [Bogensekunden]
IRAS 06206-6315N	14,46	1,5
IRAS 06206-6315S	13,64	1,5
Gesamt	12,60	10,0

Tabelle 8.1: K_s -Magnituden (SOFI).

Der mittlere Fehler der Flußkalibration aus den drei Messungen beträgt 10 %. Die in den folgenden

Tabellen angegebenen Fehler für die bestimmten Flüsse entsprechen einem 1-Sigma-Fehler bei der Bestimmung des Kontinuums.

K-Band Extinktion

Das Maß der Extinktion hängt davon ab, ob Emitter und Absorber gemischt (“mixed model”) sind oder ob der Absorber zwischen Beobachter und Emitter als Schirm (“screen model”) liegt. Im “screen model” gilt $\frac{F}{F_0} = e^{-\tau}$ und im “mixed model” $\frac{F}{F_0} = \frac{1-e^{-\tau}}{\tau}$, wobei F der gemessene Fluß und F_0 der wahre Fluß und τ die optische Tiefe sind. Die aus dem “mixed model” abgeleiteten Extinktionen sind systematisch höher als die aus dem “screen model” abgeleiteten ($A_V(\text{screen}) \simeq 10$ entspricht $A_V(\text{mixed}) \simeq 100$). In einigen ULIRGs erklärt ein “mixed model” die beobachteten Extinktionen über einen größeren Wellenlängenbereich besser als das “screen model” [Genzel et al., 1998]. In vielen Fällen in der Literatur wird das “screen model” verwendet, wobei die abgeleiteten Extinktionen etwa $A_V = 5 - 50$ betragen. Die aus dem “mixed model” abgeleitete optische Tiefe τ strebt gegen Unendlich wenn $\text{Pa}_\alpha/\text{Br}_\gamma$ etwa 9.5 beträgt. Abbildung 8.1 gibt die abgeleitete Extinktion als Funktion des $\text{Pa}_\alpha/\text{Br}_\gamma$ für das “screen model” und das “mixed model” wieder. Unter Annahme von case-B-Rekombination mit $T=7000\text{K}$ und einer Elektronendichte von 10^4 cm^{-3} [Osterbrock, 1989] beträgt das intrinsische Verhältnis etwa 12. Für gemessene $\text{Pa}_\alpha/\text{Br}_\gamma$ -Verhältnisse kleiner als 9,5 liefert das “mixed model” keine Lösung. Für $\text{Pa}_\alpha/\text{Br}_\gamma$ -Verhältnisse zwischen 10 und 12 beträgt der Unterschied maximal 30 %. In den Fällen, in denen nur Linienvverhältnisse verwendet werden, ist zudem die absolute Größe der Extinktion irrelevant. Aus diesen Gründen, auch um einen leichteren Vergleich mit Literaturwerten zu ermöglichen, wird das “screen model” verwendet.

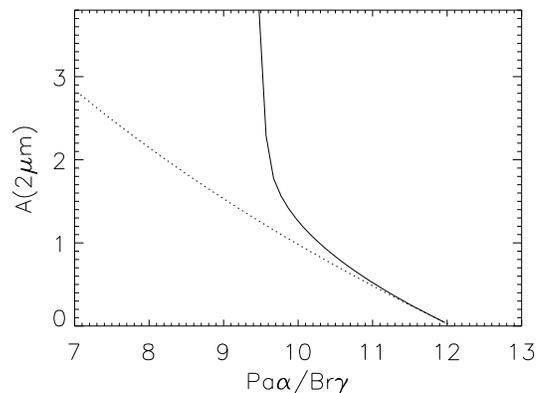


Abbildung 8.1: Extinktion abgeleitet aus dem $\text{Pa}_\alpha/\text{Br}_\gamma$ -Verhältnis unter Verwendung des “screen models” und des “mixed models”.

Die Bestimmung der Extinktion kann auch über die Kontinuumssteigung geschehen (unter der Voraussetzung eines rein stellaren Kontinuums). Aufgrund von Detektor-Biasschwankungen während der Aufnahme des Atmosphärenkalibrators besteht die Möglichkeit einer Verfälschung der Kontinuumssteigung des Objektes weshalb die Rötung aus dem $\text{Pa}_\alpha/\text{Br}_\gamma$ -Verhältnis abgeleitet wird.

Die intergalaktische Extinktion wird durch ein Exponentialgesetz der Form

$$\frac{A_\lambda}{E(B-V)} \propto \lambda^{-1,62} \quad \lambda \text{ in } \mu\text{m} \quad (8.1)$$

angenähert [Rieke und Lebofsky 1985 bzw. Martin und Whitett 1990].

Der Farbexzeß $E(B-V)$ wird aus der Identität

$$E(B-V) = \frac{2,5}{A_{Br_\gamma}/E(B-V) - A_{Pa_\alpha}/E(B-V)} * \log \frac{F_{Pa_\alpha}/F_{Br_\gamma}}{12,07} \quad (8.2)$$

berechnet. Tabelle 8.2 gibt die berechneten Farbexzesse und Extinktionskoeffizienten als Funktion des Pa_α -zu- Br_γ -Flußverhältnisses wieder. Mit Hilfe von Gleichung 8.1 können die ermittelten Spektren dann entrotet werden.

Objekt	Pa_α/Br_γ	$E(B-V)$	A_V	A_{Pa_α}	Apertur
IRAS 06206-6315N	11,61	$0,44 \pm 0,8$	1,4	0,2	1250 mas x 1250 mas
IRAS 06206-6315S	9,63	$2,59 \pm 0,6$	7,8	0,96	750 mas x 750 mas
hellstes Pixel (IRAS 06206-6315S)	8,1	$4,4 \pm 0,8$	13,2	1,8	250 mas x 250 mas

Tabelle 8.2: Ermitteltes Pa_α -zu- Br_γ -Flußverhältnis, Farbexzeß $E(B-V)$, visuelle Extinktion und Pa_α -Extinktion.

Für IRAS 06206-6315N, den lichtschwächeren Kern, ist das Flußverhältnis stark fehlerbehaftet. Unter der Voraussetzung, daß das Kontinuum in IRAS06206 in den einzelnen SPIFFI-Pixeln aus gleichen Quellen stammt, kann die Extinktionskarte (Abb. 8.2) anhand des am stärksten extingierten Pixels mit Hilfe des Pa_α -zu- Br_γ -Verhältnisses kalibriert werden. Aus der Änderung der Kontinuumssteigung in den übrigen Pixeln kann dann die Extinktion abgeschätzt werden. Der südliche Kern ($A_{2,2\mu\text{m}, \text{max}}^S=1,3$) ist stärker extingiert als der nördliche ($A_{2,2\mu\text{m}, \text{max}}^N=0,5$). Für Pixel mit einem S/N-Verhältnis im Kontinuum kleiner als 2 kann keine Extinktion bestimmt werden. Im Falle des nördlichen Kernes liegen das Extinktionsmaximum und das Kontinuumsmaximum weniger als 0,2 Bogensekunden auseinander. Im Falle des südlichen Kernes fallen beide Maxima zusammen. Während die Extinktion im nördlichen Kern symmetrisch erscheint, ist sie im südlichen Kern elongiert.

Extraktion der Flüsse

Das Kontinuum wird jeweils lokal (20 Pixel links und rechts von der Emissionslinie) durch eine lineare Anpassung ermittelt und subtrahiert. Aufgrund des Emissionslinienprofils, welches besonders im südlichen Kern durch einen Doppel- oder Mehrfachgauß beschreibbar ist, wird der Fluß in einer Emissionslinie durch Summation aller Pixel eines Spektrums bestimmt, die mehr als 1 Sigma des lokalen Kontinuumsflusses zeigen¹. Der Fehler in der Flußbestimmung wird durch den Fehler der Kontinuumsbestimmung dominiert und in den jeweiligen Tabellen angegeben. Der systematische Fehler in der Flußbestimmung wird zu etwa 20 % abgeschätzt. Im Falle der 1-OS(3)-Linie und [SiVI]-Linie wird der Fehler konservativ abgeschätzt, da evtl. vorhandene verbreiterte Signaturen nicht eindeutig zugeordnet werden können. Die Spektren der beiden Kerne sind in Abbildung 8.3 zu sehen.

¹Das Breite des Instrumentenprofils, wie im vorherigen Teil gezeigt, ist dabei immer schmäler als die Breite typischer Emissionslinien.

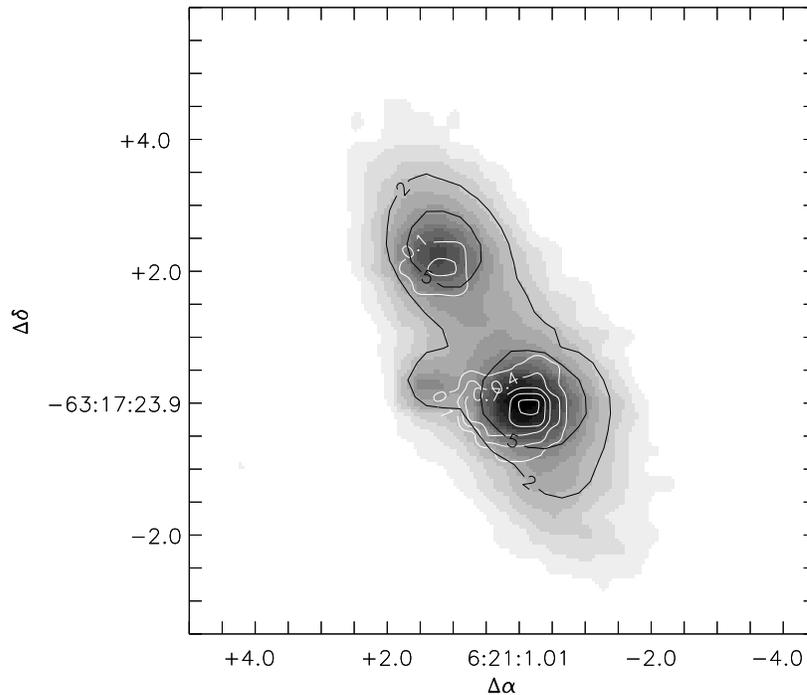


Abbildung 8.2: IRAS06206-6315: Extinktionskarte bei $2,2 \mu\text{m}$ (Kontur), Pa_α -Kontinuumskarte (Bild). Norden ist oben, Osten ist links. Die Offsets in Rektaszension und Deklination sind in Bogensekunden. Die Karte ist 5fach feiner gerastert (ein SPIFFI-Pixel entspricht $0,25$ Bogensekunden), der Abstand der weißen Konturlinien beträgt $0,3 \text{ mag}$. Die schwarzen Konturlinien geben ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 5 und 2 im Kontinuum an. Für Pixel, die ein S/N-Verhältnis kleiner als 2 haben, kann keine Extinktion bestimmt werden.

K-Band-Spektrum, Kontinuumsfluß und Flüsse ionisierter Linien

Abbildung 8.3 zeigt zwei aus dem entröteten Datenkubus extrahierte Spektren. Die verwendete Apertur beträgt $1,25 \times 1,25$ Bogensekunden wobei die Apertur auf dem jeweils hellsten Pixel zentriert wurde. Die Spektren zeigen eine Vielzahl an ionisierten Wasserstofflinien, wobei die Pa_α -Linie dominiert. $\text{HeI } 2^1\text{P}-2^1\text{S}$ wird in beiden Kernen nachgewiesen, $[\text{SiVI}]$ hingegen nur im südlichen. Das Spektrum ist reich an Linien von Rotations-Vibrations-Übergängen molekularen Wasserstoffes. Der gemessene 1-0S(1)-Fluß wird nur vom Pa_α -Fluß übertroffen. Die Tabellen 8.3 und 8.4 geben die gemessenen entröteten (nicht ins Ruhesystem verschobenen) Kontinuumsflüsse und die entröteten Flüsse ionisierter Linien wieder.

Vorhandensein verbreiteter Emissionslinien im südlichen Kern

Die Unterscheidung zwischen Seyfert1- und Seyfert2-Galaxien geschieht auf Basis der Beobachtung von verbreiteten Emissionslinien. Abbildung 8.4 zeigt einen Ausschnitt aus dem K-Band-Spektrum von IRAS06206-6315 (siehe Abbildung 8.3) um die Position der 1-0S(3)-Linie ($1,9576 \mu\text{m}$), die mit der $[\text{SiVI}]$ -Linie ($1,9634 \mu\text{m}$) verschmilzt, und der Pa_α -Linie ($1,87559 \mu\text{m}$). An das Linienprofil von

Objekt	Apertur [Bogensekunden]	Kontinuumsfluß bei 2,2 μm [$10^{-16}\text{W}/(\text{m}^2\mu\text{m})$]
IRAS 06206-6315N	1,5	$6,3 \pm 0,2$
IRAS 06206-6315S	1,5	$15,1 \pm 0,3$
Gesamt	10	$32,6 \pm 1,9$

Tabelle 8.3: Entrötete Kontinuumsflüsse in IRAS06206-6315.

Objekt/Linie	Fluß [$10^{-18}\text{W}/\text{m}^2$]	W [Å]	FWHM/Gauß [km/s]	Center/Gauß [μm]
IRAS 06206-6315N				
Pa $_{\alpha}$	$5,31 \pm 0,03$	$62,2 \pm 0,1$	330/330	2,0492359/2,0493129
Br $_{\delta}$	$0,23 \pm 0,01$	$3,1 \pm 0,1$	250/330	2,1248711/2,1249070
HeI 2 ^1P -2 ^1S	$0,17 \pm 0,01$	$2,6 \pm 0,1$	210/300	2,2491105/2,2490609
Br $_{\gamma}$	$0,48 \pm 0,03$	$8,3 \pm 0,2$	390/370	2,3665723/2,3665823
IRAS 06206-6315S				
Pa $_{\alpha}$	$30,82 \pm 0,15$	$73,2 \pm 0,1$	510/480	2,0479531/2,0479672
Br $_{\delta}$	$1,32 \pm 0,04$	$3,6 \pm 0,1$	420/380	2,1235602/2,1234944
[SiVI]	$2,10 \pm 0,06$	$5,9 \pm 0,1$	-/400	2,1424797/2,1425529
HeI 2 ^1P -2 ^1S	$1,02 \pm 0,03$	$3,1 \pm 0,1$	540/550	2,2479874/2,2479553
Br $_{\gamma}$	$2,36 \pm 0,07$	$8,1 \pm 0,1$	520/410	2,3650931/2,3651287

Tabelle 8.4: Beobachtete entrötete Flüsse ionisierter Linien, Äquivalenzbreiten W, Halbwertsbreiten und durch gaußsche Anpassung ermittelte Halbwertsbreiten, Schwerpunkt der Verteilung und durch gaußsche Anpassung ermittelter Schwerpunkt. Die Apertur beträgt jeweils 1,25 x 1,25 Bogensekunden

1-0S(3)/[SiVI] bzw. Pa $_{\alpha}$ /HeI ist eine gaußsche Kurve mit zwei bzw. drei Komponenten angepaßt. In beiden Fällen liegt das Zentrum der verbreiterten Linie zwischen den beiden schmalen Pa $_{\alpha}$ -Linien bzw. zwischen der 1-0S(3)- und [SiVI]-Linie. Die Halbwertsbreite der verbreiterten Komponente beträgt im Falle von 1-0S(3) bzw. Pa $_{\alpha}$ 2500 km/s bzw. 1100 km/s. Etwa 17 % des Flusses in Pa $_{\alpha}$ entfallen auf die verbreiterte Komponente. Die aus dem integrierten Spektrum (siehe Abbildung 8.4) abgeleiteten Geschwindigkeiten betragen etwa 40 km/s und -220 km/s für die beiden schmalen Pa $_{\alpha}$ -Komponenten und -160 km/s für die verbreiterte Pa $_{\alpha}$ -Komponente. Der südliche Kern zeigt [SiVI]-Emission, der nördliche Kern nicht. Das Spektrum um den 1-0S(3)/[SiVI]-Linienkomplex im nördlichen Kern ähnelt dem des südlichen Kernes, lediglich mit dem Unterschied, daß im nördlichen Kern kein [SiVI] nachgewiesen werden kann. Außerdem reproduziert die Gaußanpassung die starken Flanken des 1-0S(3)/[SiVI]-Profils nur ungenügend. Die verbreiterte Pa $_{\alpha}$ -Komponente gilt hingegen als gesichert.

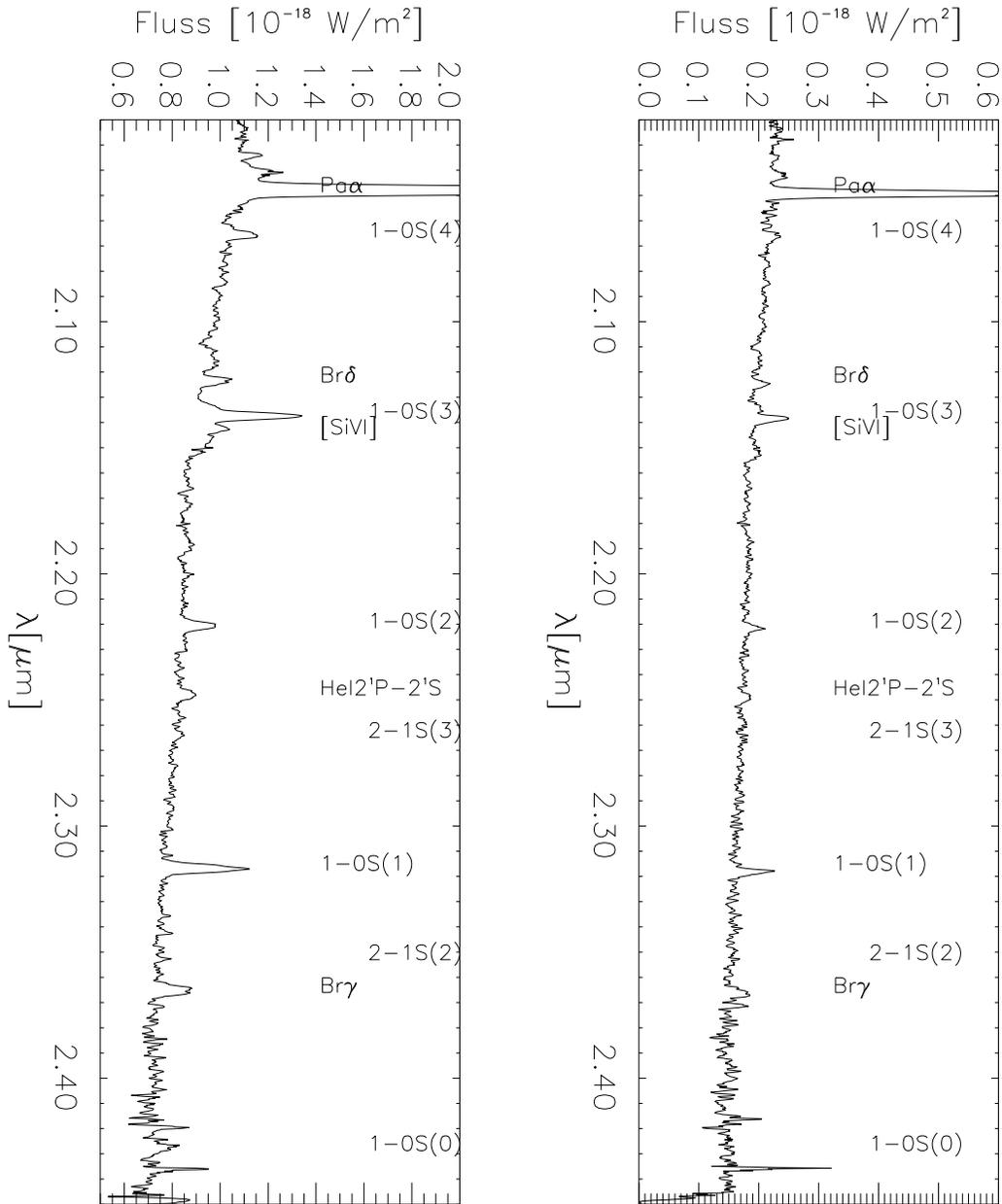


Abbildung 8.3: Entrötete K-Band-Spektren von IRAS06206-6315 Norden/Süden oben/unten. Das Maximum der Pa α -Linie liegt außerhalb des Plotbereiches. Die Apertur beträgt $1,25 \times 1,25$ Bogensekunden.

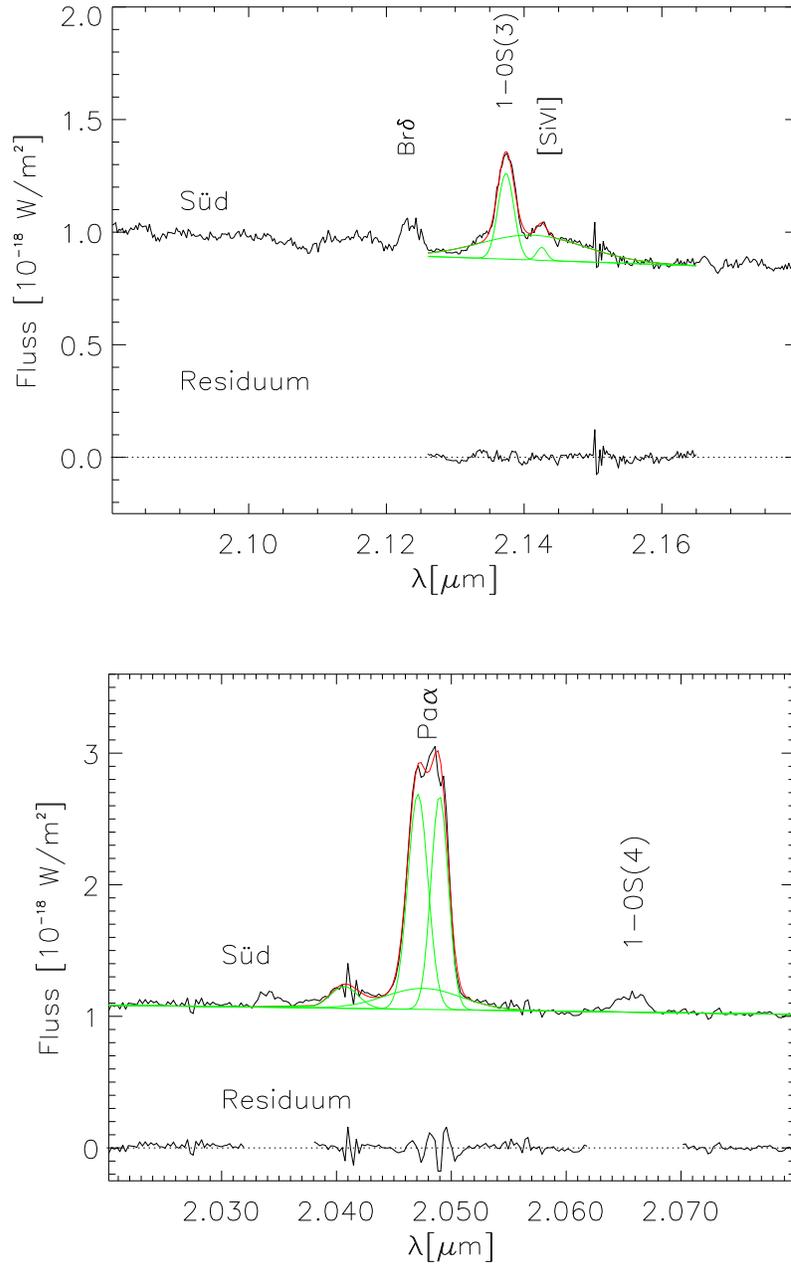


Abbildung 8.4: Ausschnitt aus den integrierten K-Band-Spektren des nördlichen und südlichen Kernes von IRAS06206-6315. Si[VI] (südlicher Kern), Gaußanpassung mit drei Komponenten und Residuen. Unten: Pa α des südlichen Kernes, Gaußanpassung mit vier Komponenten und Residuen.

8.2 K-Band-Morphologie und Dynamik

In den Linienprofilen aller beobachteten Emissionslinien ionisierten Wasserstoffes lassen sich mindestens zwei schmale Komponenten im Abstand von ca. 300 km/s nachweisen (siehe auch Abbildung 8.17 und 8.18 im Anhang). Die Pa_α -Emissionslinie des südlichen Kernes zeigt in allen Pixeln zusätzlich eine verbreiterte Komponente mit einer Halbwertsbreite von ca. 1200 km/s (siehe Abb. 8.4 unten). Die hellen Rotations-Vibrations-Übergänge molekularen Wasserstoffes zeigen ebenfalls Überlagerungen mehrerer Komponenten jedoch mit weit geringerem Abstand. Auch die Emissionslinien des nördlichen Kernes zeigen leichte Abweichungen vom gaußschen Profil, jedoch weit weniger ausgeprägt als im südlichen Kern (siehe Abb. 8.5).

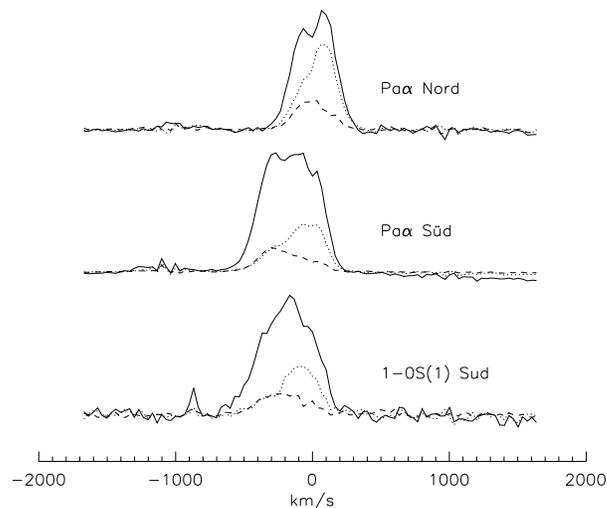


Abbildung 8.5: IRAS06206-6315: Pa_α - und 1-0S(1)-Linienprofil. Durchgezogen: hellstes Pixel, gestrichelt/gepunktet: 0,5 Bogensekunden östlich/westlich vom hellsten Pixel. Die Geschwindigkeit von 0 km/s bezieht sich auf eine Rotverschiebung von $z = 0,0923$.

Die Kontinuumskarte ($2 \mu\text{m}$) in Abbildung 8.8 zeigt ein etwa kreisförmiges Objekt etwa 0,5 Bogensekunden östlich des südlichen Kernes (siehe Abbildung 6.3). Die Halbwertsbreite dieses Objektes stimmt mit der Halbwertsbreite identifizierter Sterne in der gleichen HST-Aufnahme überein. Hierbei handelt es sich um einen Vordergrundstern mit $m_K \simeq 17,5$ mag. Das Spektrum dieses Objektes ist, bei gegebenem Signal-zu-Rauschverhältnis, frei von Emissions- und Absorptionslinien (siehe Abbildung 8.16 im Anhang). Das Kontinuum läßt sich gut durch einen Schwarzkörper mit einer Temperatur von 4000-5000 K anpassen.

Die Abbildung 8.8 zeigt zusätzlich Emissionslinienkarten für die beiden schmalen und die verbreiterte Pa_α -Komponenten (oben), Br_γ und $[\text{SiVI}]$ (Mitte) und 1-0S(1) (unten). Der Pa_α -Fluß wird in jedem Pixel mit einer Gaußanpassung mit vier Komponenten (3 schmale und eine breite) bestimmt, in den übrigen Linien wird der Fluß der Linie nach Subtraktion des Kontinuums aufintegriert. Im Summenbild der beiden schmalen Pa_α -Komponenten und im Kontinuum zeigt sich eine Brücke zwischen beiden Kernen. Das Kontinuum erstreckt sich einige Kiloparsec über die Emissionsliniengebiete hinaus, die auf den Kernen konzentriert sind.

Man beobachtet starke Emission der verbotenen Linie $[\text{SiVI}]_{\lambda 19620}$ im südlichen Kern, die z. B. durch Photoionisation in der Nähe aktiver Kerne entsteht. In einigen Galaxien in denen das $[\text{FeVII}]_{\lambda 6087}$ zu $[\text{SiVI}]_{\lambda 19620}$ Verhältnis größer als 1 ist, spielen auch Schockfronten eine Rolle bei der Entstehung von $[\text{SiVI}]_{\lambda 19620}$ -Emission [Marconi et al., 1994]. $[\text{FeVII}]_{\lambda 6087}$ ist jedoch in IRAS06206-6315 nicht nachgewiesen worden [Duc & Mirabel et al., 1997].

Das über das gesamte Linienprofil integrierte Pa_{α} -Helligkeitsprofil für den südlichen Kern ist in Abbildung 8.6 abgebildet. An das Profil ist eine Gaußfunktion angepaßt, die eine Halbwertsbreite von weniger als 2,4 Pixeln hat (die Halbwertsbreite der Seeing-Scheibe beträgt bereits ca. 2 Pixel). Die Pa_{α} -Emission der Einzelkerne, wie die aller Emissionslinien, ist damit räumlich unaufgelöst.

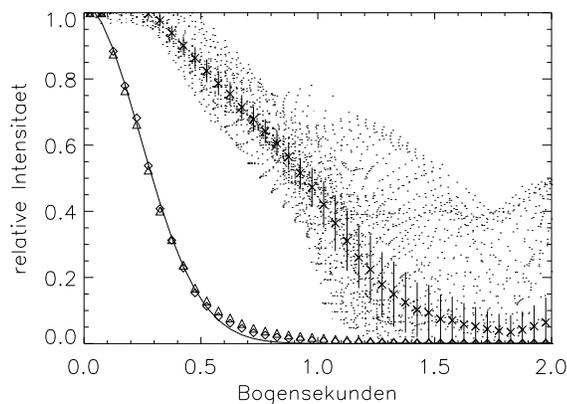


Abbildung 8.6: IRAS06206-6315: Radiales Pa_{α} -Profil des südlichen Kernes der Intensität (Rauten), des Kontinuums (Dreiecke) und der Äquivalenzbreite (Punkte). Die Kreuze repräsentieren die Mittelwerte der Äquivalenzbreiten in jedem Intervall. Die Verteilung ist 5fach feiner gerastert.

Abbildung 8.7 zeigt Pa_{α} -Konturlinien, die einer I-Band-Aufnahme des Hubble-Weltraumteleskopes überlagert sind. Der Ausschnitt entspricht dem beobachteten Gesichtsfeld. Der südlichste Knoten des Gezeitenarmes in der I-Band-Aufnahme (siehe auch Abbildung 6.2) zeigt Pa_{α} -Emission bei einer Rotverschiebung von etwa -20 km/s. Der Fluß in einer $0,5 \times 1,0$ Bogensekunden Apertur beträgt $7,0 \times 10^{-20} \text{ W/m}^2$. Andere Emissionslinien können in diesem Gebiet nicht vom Rauschen getrennt werden.

Die mit der Gaussianpassung bestimmte Dynamik in Pa_{α} zeigt Abbildung 8.9. Die blauverschobene schmale Komponente B des südlichen Kernes zeigt etwa die gleiche Rotverschiebung wie die Pa_{α} -Linie des nördlichen Kernes. Das aus dem integrierten Pa_{α} -Linienprofil abgeleitete Geschwindigkeitsprofil zeigt Abbildung 8.7.

Tabelle 8.5 faßt die durch zweidimensionale Gaußanpassung ermittelten Schwerpunkte einiger Emissionsliniengebiete zusammen. Die beiden schmalen Pa_{α} -Komponenten scheinen aus räumlich getrennten Gebieten zu stammen, die etwa 0,2 Bogensekunden auseinanderliegen. Die Zentren der Emissionsgebiete mit verbreiterten Pa_{α} -, Br_{γ} -, 1-0S(1)- und $[\text{SiVI}]$ -Linien liegen zwischen den beiden Gebieten mit

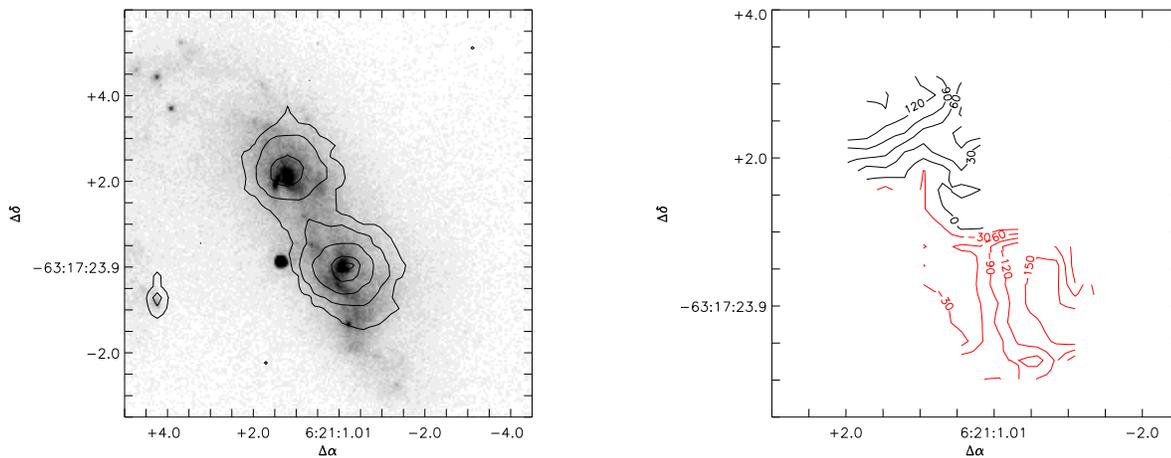


Abbildung 8.7: IRAS06206-6315: Morphologie und Kinematik der Pa_α -Emission. Links: Pa_α -Emission (Kontur) und HST-I-Band-Bild (Bild). Die Konturen beziehen sich auf 0,3 %, 1,0 %, 5,0 %, 40,0 %, 80,0 % von $5,6 \cdot 10^{-18} \text{ W/m}^2$. Die Offsets in Rektaszension und Deklination sind in Bogensekunden. Rechts: Aus dem integrierten Pa_α -Profil abgeleitetes Geschwindigkeitsfeld. Die Konturen haben einen Abstand von 30 km/s. Die Geschwindigkeit des Gebietes am Rande des Gesichtsfeldes beträgt ca. 20 km/s.

schmaler Pa_α -Emission.

	x	y
Schmale Pa_α -Komponente R	20,7	13,7
Schmale Pa_α -Komponente B	19,9	13,8
Breite Pa_α -Komponente	20,4	13,8
Si[VI]	20,3	13,9
Br_γ	20,3	13,8
1-OS(1)	20,1	13,9
Extinktionsmaximum	19,6	13,0
Pixel mit maximaler Extinktion	20	14,0

Tabelle 8.5: Zentren verschiedener Emissionsgebiete in Pixelkoordinaten. Eine Einheit in X- oder Y-Richtung entspricht einem Abstand von 0,250 Bogensekunden.

Die hier vorgestellte Pa_α -Morphologie und Dynamik könnte den Schluß nahelegen, daß im südlichen Kern zwei umeinander kreisende Gas-Komponenten beobachtet werden. Um diese Hypothese zu untermauern, soll im folgenden das Pa_α -Linienprofil simuliert werden. Eingabeparameter für das Simulationsprogramm [Davies P1], das dreidimensionale Geschwindigkeitsfelder eines dynamischen Systems berechnet, sind die dynamische Masse des Systems, die (rotationssymmetrische) Geometrie des Systems, das Seeing und eine Geschwindigkeit, welche die dem System inliegende Turbulenz beschreibt. Simulierte Geschwindigkeitskarten werden mit gemessenen verglichen.

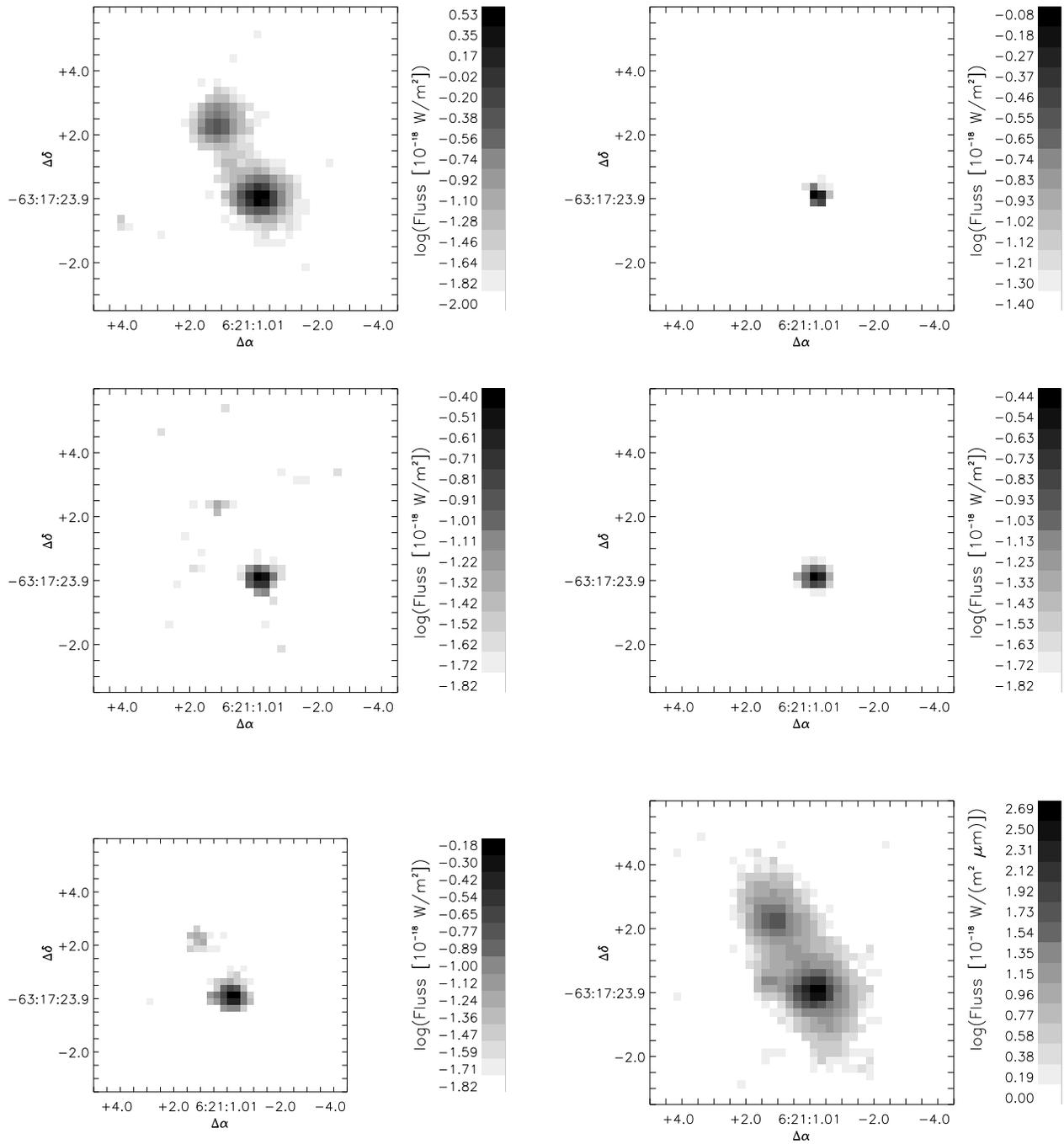


Abbildung 8.8: Emissionslinienkarten: Pa_{α} , Summe beider schmaler Komponenten (links oben), Pa_{α} , verbreiterte Komponente (rechts oben), Br_{γ} (Mitte links), $[\text{SiVI}]$ (Mitte rechts), 1-OS(1) (unten links), Kontinuum (unten rechts). Alle Karten in logarithmischer Skala.

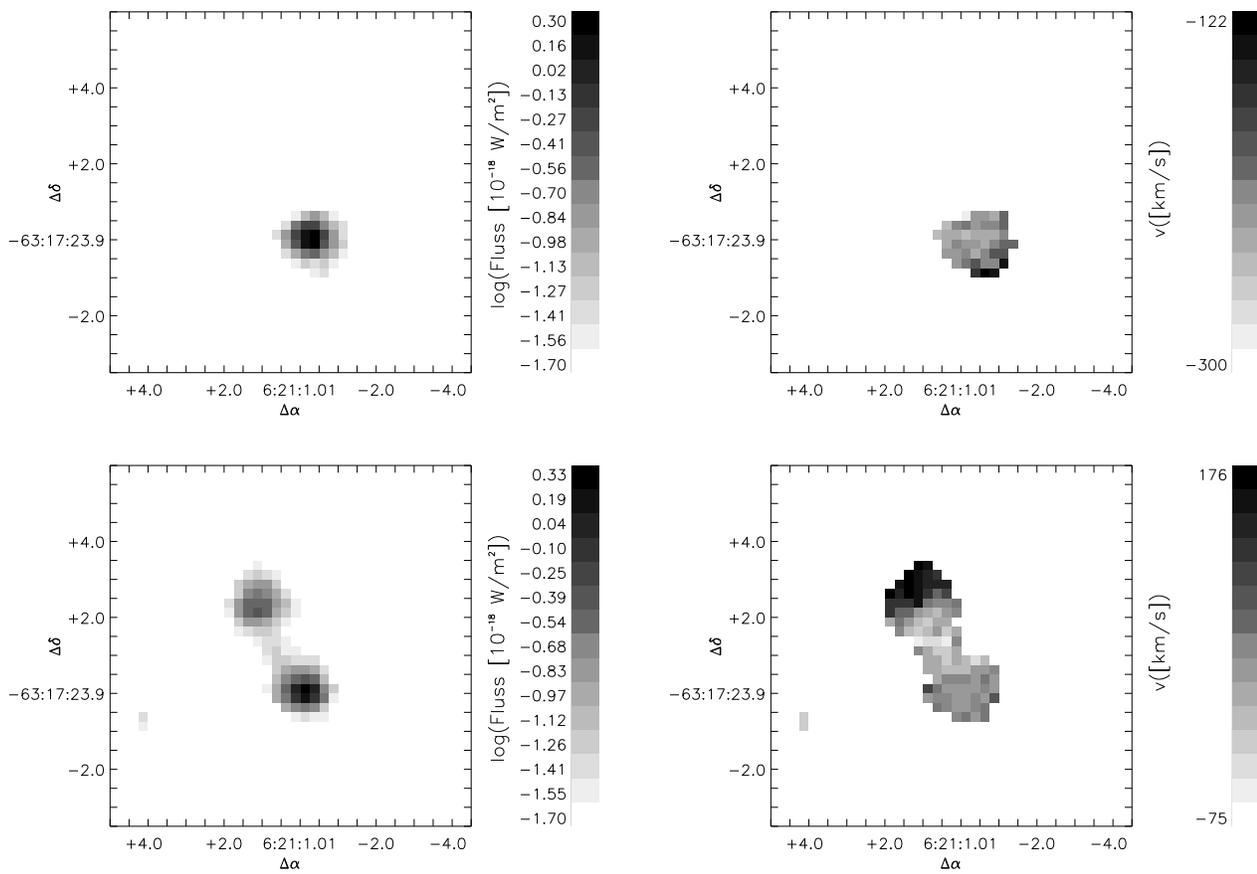


Abbildung 8.9: Morphologie der schmalbandigen Pa_α -Komponenten. Rotverschobene Komponente R (oben) und blauverschobene Komponente B (unten). Das Geschwindigkeitsfeld ist jeweils rechts zu sehen.

Scheibenförmige Geometrien sind dabei nicht in der Lage, die gemessenen Peakgeschwindigkeiten ausreichend zu simulieren. Abbildung 8.10 zeigt die bestmögliche Simulation und zwar für eine ringförmige Anordnung mit 0,2 Bogensekunden Durchmesser und einer Masse von $3 \times 10^9 M_{\odot}$. Die einzelnen gemessenen Spalte (von links oben nach rechts unten entspricht von Norden nach Süden im Gesichtsfeld) sind jeweils in Ost-West-Richtung ausgerichtet und haben einen Abstand von 0,250 Bogensekunden. Die simulierten Spalte sind gegenüber den gemessenen um 0,200 Bogensekunden versetzt und um 10 Grad verdreht. Die simulierte turbulente Geschwindigkeit beträgt 250 km/s und das Seeing 0,500 Bogensekunden. Eine analoge Simulation für Spalte in Nord-Süd-Richtung ergibt dabei ein vergleichbares Ergebnis. Der Durchmesser des simulierten Ringes stimmt mit dem gemessenen Abstand der beiden Emissionsgebiete B und R überein. Ob es sich im Falle des südlichen Kernes jedoch um eine ringförmige Komponente oder um zwei oder gar mehrere unabhängige Komponenten handelt, kann bei gegebener räumlicher Auflösung nicht unterschieden werden.

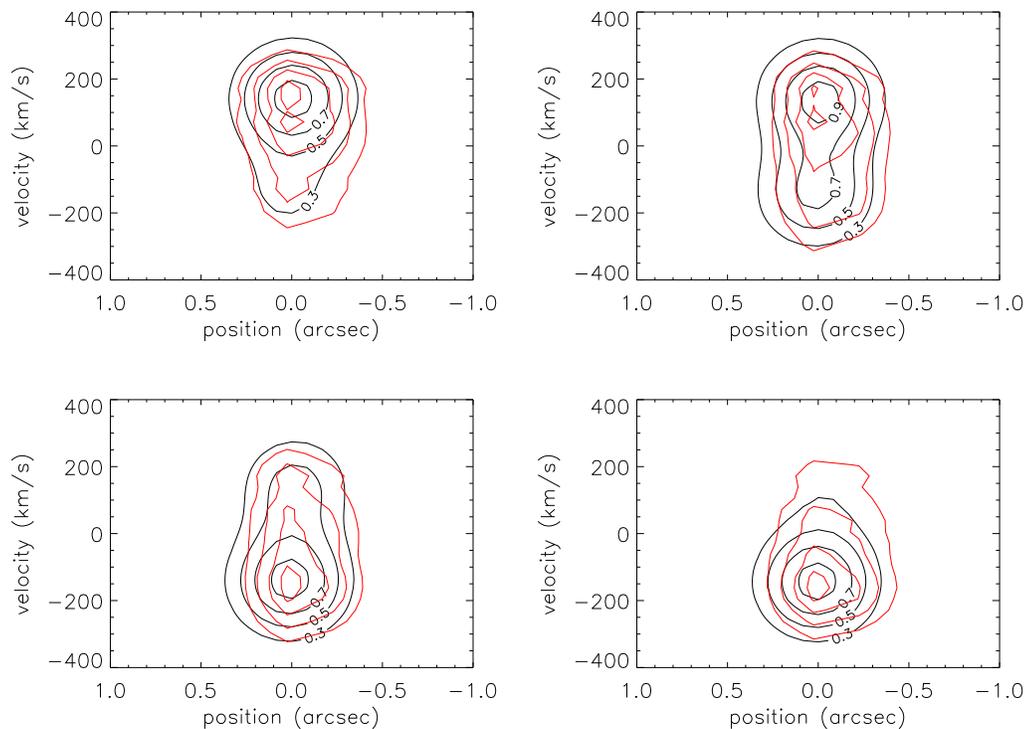


Abbildung 8.10: Pa_{α} -Geschwindigkeitsmappe des südlichen Kernes. Die glatten (schwarzen) Konturen entsprechen den simulierten (siehe Text), die roten den gemessenen Linien gleichen Flusses. Der maximale Fluß ist dabei auf Eins normiert. Die einzelnen Spalte sind von Ost (positiver Offset) nach West (negativer Offset) ausgerichtet. Von links oben nach rechts unten entspricht dabei von Norden nach Süden im Gesichtsfeld.

Sollte es sich im Falle des südlichen Kernes um zwei eng miteinander wechselwirkende Komponenten handeln, könnte sich dies im Anregungsmechanismus des molekularen Wasserstoffes widerspiegeln. Dieser soll im nächsten Kapitel untersucht werden.

8.3 Anregungsmodelle molekularen Wasserstoffes

Es gibt eine Vielzahl von Objekten, die Emission von Rotations-Vibrations-Übergängen molekularen Wasserstoffes zeigen, wie z. B. der Orion-Nebel [Gautier et al., 1976], planetarische Nebel [Treffers et al., 1976], Herbig-Haro-Objekte [Fischer, Righini-Cohen & Simon, 1980], Supernova-Überreste [Treffers, 1979], das galaktischen Zentrum [Gatley et al., 1984], Seyfert-Galaxien [Thompson, Lebofsky & Rieke, 1978] und wechselwirkende Galaxien [Fischer et al., 1983].

Folgende Mechanismen z. B. können Rotations-Vibrations-Zustände in molekularen Wasserstoff anregen:

- Thermische Anregung in heißem ($T > 1000$ K) z.B. geschockten Gas [Hollenbach & Shull, 1977; Draine, Roberge & Dalgarno, 1983; Burton, 1992].
- Elektronische Anregung durch Absorption von FUV-Photonen in den Lyman- und Werner-Banden (912-1108 Å), was auch UV-Pumpen genannt wird. UV-Fluoreszenzspektren entstehen dabei wenn der Zustand des elektronisch angeregten H_2 -Moleküls über kurzlebige, diskrete Zustände in einen angeregten Rotations-Vibrationszustand (νJ) des elektronischen Grundzustandes X übergeht. Optische und infrarote Fluoreszenzspektren entstehen danach wenn sich das Molekül über eine Reihe von Quadrupol-Übergängen abregt [Sternberg & Dalgarno 1989, Black & van Dishoeck 1987].
- Absorbiert ein Staubkorn/Gasmolekül ein UV-/Röntgenphoton, kommt es zur Auslösung eines Photoelektrons, das durch Stöße das umgebene Gas aufheizt oder weitere Gasteilchen ionisiert [Lepp & McCray, 1983]. UV-Photonen dringen dabei nur bis zu einer optischen Tiefe $A_V \leq 5$ in Gaswolken ein. Röntgenphotonen mit Energien kleiner als 1keV werden nahe am Entstehungsort absorbiert während, Röntgenphotonen mit Energien grösser als 1 keV einen signifikant kleineren Wirkungsquerschnitt haben.

Jeder dieser Anregungsmechanismen führt zu charakteristischen H_2 -Spektren im Infraroten wobei der Vergleich von Linienverhältnissen Aufschluß über die zugrunde liegenden Prozesse geben kann.

Im folgenden sollen einige verschiedene Modelle erläutert und ihre theoretischen H_2 -Linienverhältnisse mit den gemessenen Linienverhältnissen verglichen werden. Außerdem werden die extinktionskorrigierten Flüsse, Äquivalenzbreiten und Halbwertsbreiten angegeben. Zur Diskussion des dominierenden H_2 -Anregungsmechanismus werden das Besetzungszahlendiagramm und die Vorhersagen verschiedener Schockmodelle diskutiert. Die beobachteten Rotations-Vibrations-Übergänge molekularen Wasserstoffes können mit anderen Emissions- oder Absorptionslinien kontaminiert sein, z. B. 1-0S(3) mit [SiVI]. In diesen Fällen ist eine gute Flußbestimmung schwierig.

8.3.1 Anregungsmodelle und vorhergesagte Linienverhältnisse im K-Band

Die diagnostischen Verfahren zur Überprüfung des Anregungsmechanismus sollen kurz erläutert werden:

Die **Anregung molekularen Wasserstoffes durch Röntgenstrahlung in dichten Regionen**, sogenannten XDRs (engl.: **X**-ray **D**ominated **R**egions), geschieht z. B. durch Anregung von H_2 -Molekülen durch Photoelektronen von Röntgenprozessen oder kosmischer Strahlung (sogenanntes Elektronenpumpen in Analogie zum UV-Pumpen, s. u.) oder durch Heizen des Gases durch Röntgenstrahlung. Im ersten Fall zeigen Modellrechnungen von Tiné und Lepp et al. (1997), daß die Anregung der Rotations-Vibrations-Zustände in XDRs möglich ist, wenn die Temperatur kleiner als 1000 K und ζ/n_H kleiner $10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ist (ζ : Ionisationsrate, n_H : Dichte an Wasserstoffkernen). Bei höheren Temperaturen dominieren Kollisionsprozesse, und bei höheren Ionisationsraten wird die H_2 -Häufigkeit vernachlässigbar. Das aus diesen Modellen abgeleitete Verhältnis von 2-1S(1) zu 1-0S(1) ist ein geeignetes Diagnosewerkzeug aufgrund der hohen Rotverschiebung der hier untersuchten Galaxie aber nicht anwendbar. Allgemein ist bei einer Temperatur von 500 K bei allen simulierten Gasdichten ($n = 10^{-3}$ bis 10^7 cm^{-3}) 1-0Q(1) die stärkste Linie. Bei Berücksichtigung des Elektronenpumpens ist die Stärke der 1-0S(1)-Linie vergleichbar mit derjenigen der 1-0Q(1)-Linie. Des Weiteren ist die Linienstärke von 1-0S(1) größer als die von 1-0S(0) die wiederum grösser ist als die von 1-0S(2) und 1-0S(3). Linien im H-Band treten bei kleinen Ionisationsraten so gut wie gar nicht hervor. Für den zweiten Fall geben Lepp & McCray (1983) an, daß das Verhältnis von Röntgenfluß (1-10 keV) zu 1-0S(1)-Fluß größer als etwa 1000 sein muß, damit ein Heizen durch Röntgenstrahlung als Anregungsmechanismus in Betracht kommt.

Die Spektren der betrachteten Fälle unterscheiden sich in den hervorgebrachten Linienverhältnissen (siehe Tabelle 8.6).

Linie	Beob. 06206-6315N	Beob. 06206-6315S	1	2	3
1-0S(0)	-	0,18	0,25 - 0,42	0,22 - 0,28	0,23
1-0S(1)	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
1-0S(2)	0,47	0,38	0,05 - 0,17	0,05 - 0,19	0,55
1-0S(3)	1,06	1,41			k.A.
1-0S(4)	0,39	0,32	<0,01	<0,01	k.A.
2-1S(2)	-	0,05	<0,01	<0,01	$\approx 0,011$
2-1S(3)	-	0,08	<0,01	<0,01	$\approx 0,03$

Tabelle 8.6: Beobachtete H_2 -Linienverhältnisse und die Vorhersage verschiedener Röntgenmodelle:

1. Tiné und Lepp et al. (1997) mit $T = 500 \text{ K}$, $\zeta/n = 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ und $n = 10\text{-}10^7$,
2. Tiné und Lepp et al. (1997) mit $T = 500 \text{ K}$, $n = 10 \text{ cm}^{-3}$ $\zeta/n = 10^{-17}\text{-}10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$,
3. Lepp & McCray (1983), Mittel aus den Modellen a und b.

Die **Anregung molekularen Wasserstoffes durch ultraviolette Strahlung** findet in sogenannten PDRs (engl.: **P**hoto **D**issociation **R**egions) statt. Neben dem Skalierungsfaktor des UV-Feldes χ (Verhältnis zwischen lokaler und mittlerer interstellarer Feldintensität in Sonnennähe) ist die Gasdichte n von Bedeutung. Black und van Dishoeck (1987) modellieren den Fall geringer Gasdichten und Sternberg und Dalgarno (1989) den Fall hoher Gasdichten. Man unterscheidet im wesentlichen drei Fälle, die sich durch die vorherrschenden Anregungs- und Abregungsmechanismen in Abhängigkeit der Gasdichte und der Temperatur, unterscheiden. Im ersten Fall, bei reiner Strahlungsabregung (Strahlungsfluoreszenz), ist die Dichte des Gases kleiner als eine kritische Dichte von etwa 10^4 cm^{-3} . Die Strahlungsabre-

gung überwiegt gegenüber der Abregung durch inelastische Stöße mit Wasserstoffatomen/-molekülen wenn das Gas kalt genug ist (etwa 100 K). Dann findet die Anregung durch UV-Absorption häufiger statt als die Stoßanregung. Das Molekül kaskadiert in einer Reihe von Rotations- und Vibrationsquadrupolübergängen in den Grundzustand. Die Übergangswahrscheinlichkeiten sind klein (10^{-6}s^{-1} für $\Delta\nu = 1$ Übergänge) und so werden auf Zeitskalen von einem Jahr Infrarotphotonen emittiert. Die Linienvverhältnisse hängen dann nur von molekularen Konstanten ab und sind nicht sensitiv bzgl. n oder χ . Im zweiten Fall ist die Dichte des Gases größer als die kritische Dichte. Wenn das Gas kalt genug ist (die Anregungsrate durch Stöße somit immer noch kleiner ist, als die durch Absorption von UV-Photonen), dominieren Abregungen, die durch inelastische Stöße mit Wasserstoffatomen/molekülen induziert werden (Stoßfluoreszenz). Die Linienvverhältnisse sind unabhängig von χ . Im dritten Fall steigt die Dichte weiter. Dann hängt die Anregungsrate durch Stöße von χ ab. Bei hohem χ wird das Gas bis auf etwa 1000 K aufgeheizt, so daß Anregungen durch Stöße dominieren (thermische "Fluoreszenz"). Die niedrigen Vibrationsübergänge ($\nu = 1$) die durch Stoßanregung induziert werden, treten dabei im Spektrum besonders hervor, die höheren Vibrationsübergänge sind weiterhin strahlungsangeregt aber weit weniger ausgeprägt [Sternberg und Dalgarno, 1989].

Ein Vergleich zwischen thermischer ($T = 2000$ K) und UV-Anregung (Modell 14) [Black und van Dishoeck 1987] zeigt, daß im thermischen Fall zwischen $1 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$ nahezu keine Linien ($\nu \geq 3$) zu beobachten sind, während im Falle der UV-Anregung die Linienstärken von Übergängen mit $\nu = 2$ vergleichbar sind mit den Linienstärken von Übergängen mit $\nu = 1$ zwischen $2 \mu\text{m}$ und $2,5 \mu\text{m}$. Ein Vergleich zwischen den verschiedenen Modellen in Sternberg und Dalgarno (1989) zeigt, daß bei Dichten kleiner 10^5cm^{-3} unabhängig von χ starke Emission im J- und H-Band beobachtbar ist. Ab Dichten von 10^5cm^{-3} hängt die Präsenz von Linien vom Skalierungsfaktor ab. Bei $\chi \leq 10$ dominieren Linien im J- und H-Band, bei $\chi \geq 10$ Linien im K-Band.

Linie	Beob. 06206-6315N	Beob. 06206-6315S	1	2	3	4
1-0S(0)	-	0,18	0,46	0,47	< 0,68	0,27
1-0S(1)	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
1-0S(2)	0,47	0,38	0,5	1,64	0,79	0,28
1-0S(3)	1,06	1,41	0,67	0,79	1,50	0,58
1-0S(4)	0,39	0,32	0,23	0,34	1,07	0,12
1-0S(5)	0,48	0,88	0,33	0,43	1,79	0,18
2-1S(2)	-	0,05	0,28	0,32	< 0,68	< 0,02
2-1S(3)	-	0,08	0,35	0,38	1,00	0,02

Tabelle 8.7: Beobachtete H_2 -Linienvverhältnisse und die Vorhersage verschiedener UV-Modelle.

- 1: Black und van Dishoeck 1987 (Modell 14 mit $n = 10^{-2}\text{cm}^{-3}$, $T = 100$ K und $\chi = 1$,
- 2: Sternberg und Dalgarno 1989, Strahlungsfluoreszenz $n = 10^3\text{cm}^{-3}$ und $\chi=100$,
- 3: Sternberg und Dalgarno 1989, Stossfluoreszenz $n = 10^4\text{cm}^{-3}$ und $\chi = 100$,
- 4: Sternberg und Dalgarno 1989, thermische "Fluoreszenz" $n = 10^6\text{cm}^{-3}$ und $\chi = 100,0$

Schockfronten entstehen, wenn Masse mit Überschallgeschwindigkeit in das interstellare Medium injiziert wird, z. B. bei Kollision von Gaswolken oder Supernova-Explosionen. Da die Schallgeschwindigkeit im interstellaren Medium etwa 1 km/s beträgt, treten Schockfronten häufig auf. Die kinetische Energie der Überschallbewegungen wird in thermische konvertiert. Schocks in dichten Regionen strahlen dabei oft vorwiegend im infraroten und im Submillimeter-Bereich. Schocks können grob in zwei Kategorien eingeteilt werden: J- (Jump) und C- (Continuous) Schocks (siehe z. B. Burton (1992) oder Hollenbach & McKee (1989)). J-Schocks zeichnen sich durch einen diskontinuierlichen Sprung in Temperatur, Dichte und Flußgeschwindigkeit senkrecht zur Schockfront aus. Sie entstehen bei schnellen ($v \geq 50$ km/s) Druckänderungen in kalten Regionen mit keinem oder schwachem Magnetfeld. Die Temperatur in Kelvin direkt hinter der Schockfront ist hoch, $T_{\text{Schock}} \simeq 1,5 \times 10^5 (v_{\text{Schock}}/100 \text{ km/s})^2 [K]$, was zu Dissoziation und Ionisation des geschockten Gases führt. Im Infraroten können dann auch Wasserstoffrekombinationslinien beobachtet werden.

In C-Schocks ändern sich Temperatur, Dichte und Flußgeschwindigkeit kontinuierlich. Sie entstehen, wenn die Schockgeschwindigkeit kleiner als etwa 40 km/s ist, ein Magnetfeld vorhanden ist und der Anteil an ionisiertem Gas gering ist ($[E\text{lektronen}]/[W\text{asserstoffmoleküle}] \leq 10^{-6}$). Bei Vorhandensein eines Magnetfeldes breiten sich Störungen mit der sogenannten Alfvén-Geschwindigkeit $v_A = 22 (B/1 \text{ mG}) (n/10^4 \text{ cm}^{-3})^{-1/2}$ aus. Schocks können sich dann ausbilden, wenn die Schockgeschwindigkeit größer als die Alfvén-Geschwindigkeit ist, ansonsten werden Störungen durch Alfvén-Wellen gedämpft. Zumindest bis zu einer Schockgeschwindigkeit von 50 km/s heißen C-Schocks das geschockte Gas nur.

Die Linienprofile von J-Schocks sind annähernd symmetrisch, während bei C-Schocks eine starke Verbreiterung zu längeren Wellenlängen, welche die gesamte Geschwindigkeitsverteilung bis zur Schockgeschwindigkeit widerspiegelt, zu erwarten ist.

Im Falle der Schockanregung sind hauptsächlich Linien mit $\nu \leq 3$ im K-Band angeregt [Draine, Roberge & Dalgarno 1983].

Linie	Beob. 06206-6315N	Beob. 06206-6315S	Schock 6 km/s	Schock 14 km/s	Isothermal 1500K	Isothermal 2500K
1-0S(0)	-	0,18	0,27	0,21	0,23	0,20
1-0S(1)	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
1-0S(2)	0,47	0,38	0,27	0,39	0,34	0,40
1-0S(3)	1,06	1,41	0,51	1,14	0,80	1,17
1-0S(4)	0,39	0,32	-	-	0,18	0,33
1-0S(5)	0,48	0,88	0,11	0,81	0,30	0,73
2-1S(2)	-	0,05	0,0023	0,091	0,023	0,09
2-1S(3)	-	0,08	0,0049	0,3	0,055	0,26

Tabelle 8.8: Beobachtete H₂-Linienverhältnisse und die Vorhersagen isothermischer und verschiedener Schock-Modelle.

Schock : 6 km/s bzw. 14 km/s : Hollenbach und Shull, 1977

Isothermal : T = 1500K bzw. T = 2500K (berechnet nach Gleichung 8.7).

Vergleicht man die gefundenen Linienverhältnisse mit den theoretischen Modellen, ergibt sich die größte Übereinstimmung mit den Schock- und isothermalen Modellen. Das Besetzungszahlendiagramm erlaubt

Objekt	Fluß [10^{-18}W/m^2]	W [Å]	FWHM/Gauß [km/s]	Schwerpunkt/Gauß [μm]
06206-6315N				
1-0S(5)	$0,28 \pm 0,04$	$3,27 \pm 0,19$	-/-	-/-
1-0S(4)	$0,23 \pm 0,02$	$2,77 \pm 0,10$	-/360	2,0664022/2,0662508
1-0S(3)	$0,63 \pm 0,01$	$8,51 \pm 0,07$	350/410	2,1385741/2,1384945
1-0S(2)	$0,28 \pm 0,02$	$4,10 \pm 0,09$	-/350	2,2217047/2,2216685
1-0S(1)	$0,59 \pm 0,02$	$9,63 \pm 0,12$	240/260	2,3181176/2,3181212
06206-6315S				
1-0S(5)	$4,21 \pm 0,16$	$9,79 \pm 0,16$	360/350	2,0042849/2,0041685
1-0S(4)	$1,52 \pm 0,04$	$3,70 \pm 0,04$	380/390	2,0655768/2,0656195
1-0S(3)	$6,72 \pm 0,08$	$18,73 \pm 0,09$	440/520	2,1370766/2,1374006
1-0S(2)	$1,79 \pm 0,04$	$5,29 \pm 0,05$	430/400	2,2205561/2,2205663
1-0S(1)	$4,76 \pm 0,05$	$15,72 \pm 0,07$	460/440	2,3168802/2,3168944
1-0S(0)	$0,87 \pm 0,07$	$3,04 \pm 0,1$	-/-	2,4276576/-
2-1S(3)	$0,38 \pm 0,04$	$1,27 \pm 0,11$	-/350	2,2639899/-
2-1S(2)	$0,24 \pm 0,03$	$0,82 \pm 0,05$	-/-	2,3527507/-

Tabelle 8.9: Beobachtete Linienflüsse, Äquivalenzbreiten W, Halbwertsbreiten und durch gaußsche Anpassung ermittelte Halbwertsbreiten, Schwerpunkt der Verteilung und durch gaußsche Anpassung ermittelter Schwerpunkt. Die Apertur beträgt jeweils $1,25 \times 1,25$ Bogensekunden.

eine weitere Art der Untersuchung des Anregungsmechanismus.

8.3.2 Besetzungszahlendiagramm

Im Besetzungszahlendiagramm werden die Besetzungsdichten der einzelnen Zustände, die direkt proportional zum Fluß sind, gegen die Energie des oberen Zustandes aufgetragen. Da die Besetzungsdichte auf die des 1-0S(1)-Übergangs normiert wird, spielt der absolute Fluß keine Rolle. Die Besetzungsdichte $N_{\nu J}$ berechnet sich aus dem Linienfluß F:

$$N_{\nu J} = \frac{4\pi F}{A_{\nu J} \Omega} \quad (8.3)$$

wobei $A_{\nu J}$ die Übergangswahrscheinlichkeit und Ω die Apertur ist.

Im thermischen Gleichgewicht sind die Besetzungsdichten der einzelnen Übergänge Boltzmann-verteilt:

$$\frac{N_{\nu J}}{N_{\nu' J'}} = \frac{g_{J'}}{g_J} \exp\left(-\frac{E_{\nu J}}{kT}\right) \quad (8.4)$$

wobei $E_{\nu J}$ die Energie des oberen Zustandes, k die Boltzmann-Konstante, T die Anregungstemperatur und g_J das statistische Gewicht ist. Für Ortho-Zustände ist das statistische Gewicht $g_J=3(2J+1)$, für Para-Zustände ist $g_J=(2J+1)$. Der Steigung einer Linie in einer logarithmischen Auftragung von $N_{\nu J}/g_J$ als Funktion der Energie des oberen Zustandes (die zur Berechnung notwendigen

Konstanten entnehme man dem Anhang) wird eine charakteristische Temperatur zugeordnet. Im thermischen Gleichgewicht lassen sich alle Datenpunkte durch eine einzige Linie verbinden und die Temperatur entspricht der Gleichgewichtstemperatur. Wenn das Gas nicht im thermischen Gleichgewicht ist, z. B. bei UV-Anregung, lassen sich nur Datenpunkte mit gleichem Vibrationszustand (aber unterschiedlichen Rotationszuständen) verbinden [Burton, 1992]. Die aus gleichen Vibrationszuständen abgeleiteten charakteristischen Temperaturen (T_{rot}) sind idealerweise gleich. Unterschiedliche Vibrationszustände (jedoch mit gleichem J und ΔJ) können analog durch eine Temperatur beschrieben werden (T_{vib}). Im thermischen Fall gilt $T_{rot} = T_{vib}$ mit man findet typischerweise Temperaturen zwischen 1500 K und 2500 K. Bei reiner UV-Anregung findet man $T_{rot} = 800\text{-}1400$ K und $T_{vib} = 5000\text{-}9000$ K [Black und van Dishoeck, 1987].

Das Besetzungszahlendiagramm von IRAS06206-6315 unter Verwendung der entröteten Flüsse ist in Abb. 8.11 abgebildet.

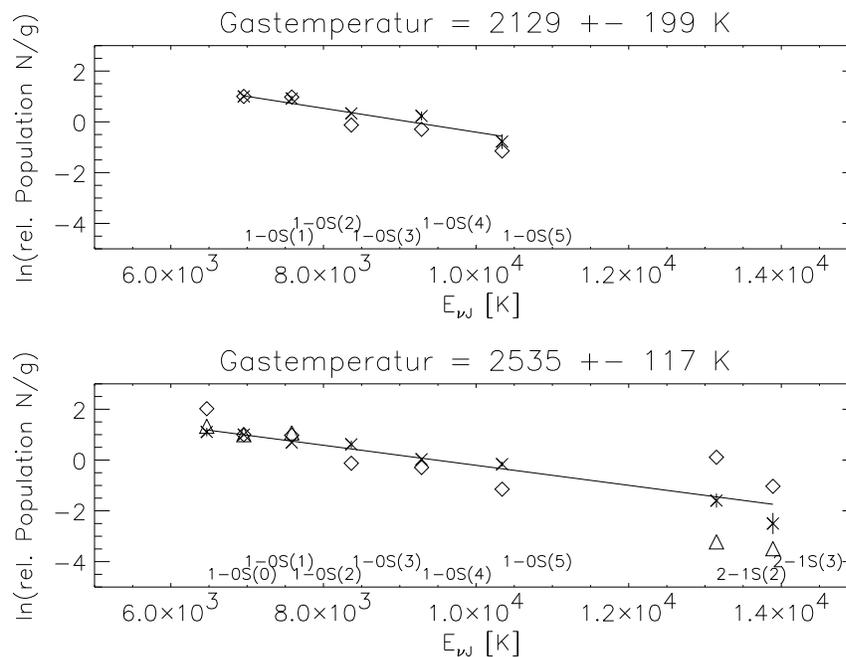


Abbildung 8.11: Mit Hilfe der entröteten Flüsse berechnetes Besetzungszahlendiagramm von IRAS06206-6315N/S oben/unten normiert auf die Besetzungsdichte des 1-0S(1) Überganges. $E_{w,J}$: Energie des oberen Zustandes in Kelvin. Kreuze repräsentieren SPIFFI-Messungen, Rauten entsprechen einer Simulation durch UV-Anregung von Black und van Dishoeck 1987 (Modell 14) und Dreiecke repräsentieren eine Simulation von Röntgenanregung von Lepp und McCray (1983) (Mittelwert aus den Modellen a und b).

Die gemessenen Datenpunkte lassen sich gut durch eine einzige Linie verbinden, was auf thermische Anregung hindeutet. Die Gleichgewichtstemperatur beträgt dabei 2100 K bzw. 2500 K für den nördlichen bzw. südlichen Kern von IRAS06206-6315. Bei Verwendung der nicht extinktionskorrigierten Flüsse erhält man Gleichgewichtstemperaturen von etwa 2000 K bzw. 2300 K. Murphy et al. (2001) z. B. finden in einem Sample von 32 ULIRGS eine typische Gleichgewichtstemperatur von ca. 2200 K.

8.3.3 Diskussion der beobachteten Flüsse molekularen Wasserstoffes und ionisierter Linien

Verschiedene Studien über den Anregungsmechanismus von H_2 kommen zu dem Schluß, daß UV-Anregung in zumindest einigen ULIRGs von Bedeutung ist [Murphy et al. (2001), Davies et al. (2003)]. Davies et al. 2003 berichten, daß in nahen ULIRGs die 1-0-Übergänge durch thermische Anregung bei etwa 1000 K und die 2-1- und 3-2-Übergänge durch UV-Anregung in PDRs die beobachteten Linienverhältnisse erklärt. Solche Übergänge werden in 06206-6315 nicht oder nur ungenau bestimmbar beobachtet (die für UV-Anregung typischen Linien im H-Band fehlen zudem). Desweiteren findet man in ULIRGs typischerweise ein 1-0S(1)-zu-Br $_{\gamma}$ -Verhältnis größer 1 [Goldader et al., 1995], so auch in diesem Fall (nördlicher/südlicher Kern: 1,3/2,0). Im Falle reiner Fluoreszenzanregung hingegen erwartet man ein Verhältnis kleiner 1 [Fischer et al. (1987), Puxley et al. (1990)]. In dichten PDRs kann das molekulare Wasserstoffspektrum einem thermalisierten Spektrum ähneln. Nach Sternberg und Dalgarno (1989) zeichnen sich solche Spektren jedoch durch Gleichgewichtstemperaturen von etwa 1000 K aus, was deutlich unterhalb der gemessenen Gleichgewichtstemperatur von 2100 K bzw. 2500 K liegt. Um den gemessenen 1-0S(1)-Fluß durch Röntgenanregung zu erklären, müßte ein Röntgenfluß von etwa $F_{1-10keV} \simeq 5 \times 10^{-15} \text{ W/m}^2$ nachgewiesen werden. Als obere Grenze für den Röntgenfluß von IRAS06206-6315² findet man jedoch $F_{1-10keV} \simeq 10^{-17} \text{ W/m}^2$, womit nur etwa 0,2% des dazu nötigen Röntgenflusses nachgewiesen wird. Die gefundenen Gleichgewichtstemperaturen sind zudem für Röntgenanregung um einen Faktor 2 bis 3 zu groß. Daher kann dieser Mechanismus nicht dominieren. Tabelle 8.10 gibt die Übereinstimmung verschiedener Modelle und den gemessenen Linienflüssen/Besetzungszahlen mit einem thermischen Modell wieder. Die gemessenen Datenpunkte ähneln dem thermischen Modell dabei am meisten.

Quelle	Modell	red. χ^2
06206-6315N	gemessen	2,38
	UV14	7,24
06206-6315S	gemessen	1,83
	UV14	122,57
	X	21,90

Tabelle 8.10: Reduziertes χ^2 der einzelnen Modellanpassungen (siehe Abb. 8.11).

Die Modellanpassungen, das 1-0S(1)-zu-Br $_{\gamma}$ -Verhältnis, die Gleichgewichtstemperaturen und das Fehlen von Rotations-Vibrations-Übergängen molekularen Wasserstoffes im H-Band (siehe weiter unten) untermauern die Hypothese, daß der Anregungsmechanismus molekularen Wasserstoffes in IRAS06206-6315 hauptsächlich thermischer Natur ist.

Für die folgende Diskussion des zugrunde liegenden Schockmechanismus wird der AGN-Anteil an den beobachteten Leuchtkräften vernachlässigt [Farrar et al. (2003), Rigopoulou et al. (1999) oder siehe Einleitung zu IRAS06206-6315 in Kapitel 7].

²ROSAT-Survey, 2000 Sekunden Integrationszeit, extrapoliert mit exponentiellem Spektrum mit Index -1,7 [Boller 2003].

Schocks können z. B. durch in das interstellare Medium expandierende Supernovae-Überreste oder durch z. B. Wechselwirkung hervorgerufen werden³. Nach Draine und Woods (1990) werden etwa 0,06 %, der bei einer Supernova-Explosion des Typs II freiwerdenden Energie von etwa 10^{51} erg in 1-OS(1)-Leuchtkraft konvertiert, wobei dieser Anteil nur schwach von der Dichte des molekularen Wasserstoffes abhängt. Bei gegebener 1-OS(1)- bzw. Br_γ -Leuchtkraft beträgt die Rate von Supernova-Explosionen des Typs II r_{SNII} dabei etwa [Draine & Woods (1990), Condon & Yin (1990)]:

$$r_{\text{SNII}}(\text{pro Jahr}) = 0,2 \times (L_{1-0\text{S}(1)}(L_\odot))_6 \quad (8.5)$$

$$r_{\text{SNII}}(\text{pro Jahr}) = 0,036 \times (L_{\text{Br}_\gamma}(L_\odot))_6 \quad (8.6)$$

Aus den Gleichungen 8.5 und 8.6 ergibt sich, daß der Schockmechanismus durch Supernovae plausibel ist (unter der Voraussetzung, daß keine bzw. nur geringe Sternentstehung stattfindet), wenn das 1-OS(1)-zu- Br_γ -Leuchtkraftverhältnis etwa 1 zu 5 beträgt und die Supernovaraten etwa gleich sind (im Falle von UV-Anregung muß das Verhältnis 1-OS(1) zu Br_γ kleiner 1 sein, der Umkehrschluß gilt nicht [Puxley et al., 1990]).

	1-OS(1) [L_\odot]	r_{SNII} [pro Jahr]	Br_γ [L_\odot]	r_{SNII} [pro Jahr]
IRAS06206-6315N	$2,77 \times 10^6$	0,55	$2,24 \times 10^6$	0,08
IRAS06206-6315S	$2,22 \times 10^7$	4,44	$1,10 \times 10^7$	0,40

Tabelle 8.11: Leuchtkraft von IRAS06206-6315 in 1-OS(1) und Br_γ und abgeleitete Supernovaraten.

Die Supernovarate, die aus der 1-OS(1)-Leuchtkraft bestimmt wird, ist jedoch etwa um einen Faktor 10 (südlicher Kern) bzw. 7 (nördlicher Kern) größer als die Supernovarate, die aus der Br_γ -Leuchtkraft bestimmt wird (siehe Tabelle 8.11)⁴. Entspricht die tatsächliche Rate der 1-OS(1)-Rate, wird also um einen Faktor 10 bzw. 7 zu wenig Br_γ nachgewiesen. Junge O- oder B-Sterne ionisieren das interstellare Medium und tragen so zu Br_γ -Emission bei. In diesem Fall ist zu erwarten, daß die Br_γ -Supernovarate sogar größer als die 1-OS(1)-Supernovarate ist. Da das Spektrum charakteristische Eigenschaften von Sternentstehung aufweist, kann der Anregungsmechanismus durch Supernovae somit nicht dominieren.

J- und C-Schocks können sehr effektiv H_2 -Moleküle anregen, wobei ein Schockmodell zu bevorzugen wäre, das zu mehr 1-OS(1)-Emission als Br_γ -Emission führt, so daß Br_γ -Emission auf Sternentstehung zurückgeführt werden kann. Im folgenden sollen verschiedene J- und C-Schockmodelle nach Burton et al. (1990) diskutiert und die theoretisch vorhergesagten Oberflächenhelligkeiten mit den gemessenen verglichen werden. Die in Tabelle 8.12 angegebenen gemessenen Oberflächenhelligkeiten beziehen sich auf eine Apertur von $1,25 \times 1,25$ Bogensekunden bzw. auf das jeweils hellste Pixel ($0,250 \times 0,250$ Bogensekunden). Die in der kleineren Apertur gemessenen Oberflächenhelligkeiten sind prinzipiell größer

³Nach Campbell und Willner (1989) reicht eine Expansion von Strömgren-Sphären in das interstellare Medium zur Erklärung auftretender Schocks nicht aus.

⁴Die angegebene H_α -Leuchtkraft [Duc & Mirabel et al., 1997] führt zu einer Supernovarate von etwa 0,01 pro Jahr. Diese Leuchtkraft ist jedoch nicht extinktionskorrigiert und wird daher nicht berücksichtigt.

als die in der größeren Apertur, eine Folge des Helligkeitsgradienten. Nach Jog & Solomon (1992) beträgt der Volumenfüllfaktor (der Volumenanteil an Schockfronten in einem Volumenelement) in grossen Molekülwolken (engl.: Giant Molecular Clouds) mit einer H_2 -Dichte von ca. 100 cm^{-3} etwa 1 % was einem Oberflächenfüllfaktor von $0,01^{2/3} = 5 \%$ entspricht. Die Modelle hingegen gehen von einer höheren Dichte und damit von einem kleineren Volumenfüllfaktor aus. Der Oberflächenfüllfaktor sollte also kleiner als 5 % sein, damit ein Modell realistisch erscheint.

	gemessen $1,25 \times 1,25$ Bogensekunden	gemessen $0,25 \times 0,25$ Bogensekunden	J (schnell) (100km/s)	J (langsam) (10km/s)	C (schnell) (40km/s)	C (langsam) (10km/s)
1-0S(1) $\left[\frac{\text{erg}}{\text{s cm}^2 \text{ sr}} \right]$	3,9(-5) (N) 3,2(-4) (S)	5,2(-5) (N) 5,7(-4) (S)	3,6(-5)	5,3(-4)	3,6(-3)	< 1(-10)
Br_γ $\left[\frac{\text{erg}}{\text{s cm}^2 \text{ sr}} \right]$	3,2(-5) (N) 1,6(-4) (S)	3,5(-5) (N) 3,5(-4) (S)	4,0(-5)	< 1(-10)	< 1(-10)	< 1(-10)
1-0S(1)/ Br_γ	1,2 (N) 2,0 (S)	1,5(N) 1,6(S)	0,9	> 5(6)	>4(7)	

Tabelle 8.12: labelsurfd Vergleich der Oberflächenhelligkeiten verschiedener Modelle mit gemessenen Oberflächenhelligkeiten mit Zehnerpotenzen in Klammern. (N) und (S) stehen für nördlicher und südlicher Kern. Die Aperturen betragen $1,25 \times 1,25$ bzw. $0,25 \times 0,25$ Bogensekunden. Die Modelle entstammen Burton et al (1990). J (schnell)/J (langsam)/C (schnell)/C (langsam) entsprechen den Modellen A/B/F/D.

- **Schneller J-Schock:**

Contra: Ein solcher Schock würde zur Erzeugung der H_2 -Moleküle in bereits angeregtem Zustand führen [Mouri & Taniguchi, 1995]. Dieser Prozeß (im Englischen “formation pumping” genannt) tritt in schnellen (100-300 km/s) dissoziativen Schocks auf, in denen die H_2 -Moleküle zuerst zerstört werden, sich jedoch nach Passieren der Schockfront an der Oberfläche von Staubkörnern in angeregtem Zustand neu bilden. Das vorhergesagte Rotations-Vibrations-Spektrum molekularen Wasserstoffes ähnelt fluoreszenzangeregten Spektren [Davies et al. (2000), Mouri & Taniguchi (1995)], was jedoch nicht beobachtet wird.

Der südliche Kern zeigt in beiden Aperturen eine etwa 10fach höhere Oberflächenhelligkeit als vorhergesagt. Ein schneller J-Schock kann hier also nicht der dominierende Anregungsmechanismus sein. Die gemessenen und modellierten Oberflächenhelligkeiten des nördlichen Kerns sind in beiden Aperturen etwa gleich. Im Falle der größeren Apertur aber würde dies einer Schockfront über die gesamten 2 kpc der Apertur entsprechen, was eher unwahrscheinlich ist. Das theoretische und das gemessene Verhältnis von 1-0S(1) zu Br_γ ist ungefähr 1. Wenn die 1-0S(1)-Leuchtkraft also auf Schocks zurückgeführt wird, kann keine Br_γ -Emission durch Ionisation des interstellaren Mediums durch junge O- und B-Sterne (Sternentstehung) entstehen.

- **Langsamer J-Schock:**

Pro: Ein solcher Schock würde nicht zu Dissoziation führen. Eine Schock-Geschwindigkeit von 10 km/s würde zu einer Temperatur des Postschocks von 3900 K führen [Shull & Draine 1987], eine langsamere Schock-Geschwindigkeit zu niedrigeren Temperaturen, die dann im Einklang mit den beobachteten Gleichgewichtstemperaturen wären. In diesem Modell ist die schockinduzierte Oberflächenhelligkeit in Br_γ verschwindend gering und die beobachtete Br_γ -Emission könnte auf Sternentstehung zurückgeführt werden. Im Falle des nördlichen Kerns beträgt der Oberflächenfüllfaktor zudem nur etwa 10 %.

Contra: Die theoretischen und gemessenen 1-0S(1)-Oberflächenhelligkeiten des südlichen Kerns sind in beiden Aperturen etwa gleich groß. Dies impliziert im Falle der größeren Apertur jedoch wieder eine Schockfront, die sich über die gesamte Apertur ausdehnt, d. h. einen Volumenfüllfaktor von 100 % über 2 kpc. Nach Hollenbach, Chernoff und McKee (1989) entwickeln sich solche Schocks aber unter normalen Bedingungen in C-Schocks.

- **Schneller C-Schock:**

Pro: In diesem Fall ergeben sich Oberflächenfüllfaktoren zwischen 1 % und 10 %. Außerdem erzeugt dieses Modell kaum Br_γ -Emission, so daß die gemessene auf Sternentstehung zurückgeführt werden kann (siehe auch weiter unten).

- **Langsamer C-Schock:**

Contra: Dieses Modell sagt verschwindend geringe Oberflächenhelligkeiten voraus. Dieser Schockmechanismus kann daher zumindest nicht nachgewiesen werden. Außerdem beträgt die vorhergesagte maximale Temperatur etwa 300 K, was im Widerspruch zur Beobachtung stehen würde.

Abbildung 8.12 faßt die betrachteten Anregungsmodelle zusammen. Für den südlichen Kern erklärt ein langsamer C-Schock das beobachtete Spektrum am besten. Im nördlichen Kern könnte ein langsamer J-Schock oder ein schneller C-Schock die beobachteten Wasserstoff-Emissionen erklären. Da langsamere J-Schocks sich jedoch in C-Schocks entwickeln, erklären schnelle C-Schocks das beobachtete Spektrum molekularen Wasserstoffes und die beobachteten Oberflächenhelligkeiten in beiden Kernen von IRAS06206-6315 am besten.

8.4 AGN-Aktivität und Sternentstehungs-Simulationen

Beobachtungen von PAH-Features bei $7,7 \mu\text{m}$ [Rigopoulou et al., 1999] klassifizieren IRAS06206-6315 als sternentstehungs-dominiert. Das Kontinuum bei $7,7 \mu\text{m}$ ist im Vergleich zum AGN-Sample schwach, und das Verhältnis von PAH-Fluß zu Kontinuum beträgt 3,7. Nach Abbildung 5 aus Genzel et al. (1998) kann aus dem PAH-zu-Kontinuum-Verhältnis der AGN-Anteil auf kleiner als 25 % abgeschätzt werden. Die Steigung des Kontinuums in Abbildung 8.3 zeigt, daß ein nicht-thermischer Kontinuumsanteil im K-Band nicht dominieren kann. Der nördliche Kern zeigt zudem keine AGN-Aktivität. Somit kann geschlossen werden, daß der AGN-Anteil des Kontinuums von IRAS06206-6315 vernachlässigt werden kann. Dies soll im folgenden überprüft werden. Die Leuchtkräfte verbreiteter Emissionslinien in AGNs korrelieren mit der bolometrischen (infraroten) Leuchtkraft [Yee, 1980, Osterbrock, 1989] (Gebiete mit verbreiteten Emissionslinien sind ionisierender Strahlung durch den aktiven Kern ausgesetzt). In LIRGs/ULIRGs in denen die beobachtete Leuchtkraft ausschließlich auf einen aktiven Kern

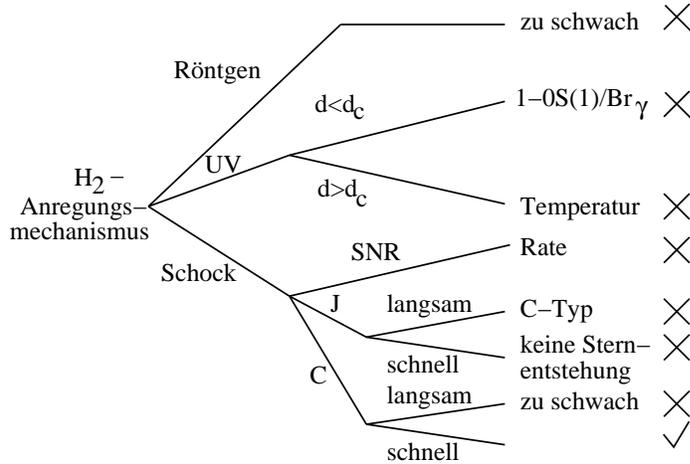


Abbildung 8.12: H₂-Anregungsmechanismus und einige Ausschlußgründe (siehe Text). d und d_c beschreiben die Dichte und die kritische Dichte in PDRs.

zurückgeführt werden kann, erwartet man, daß Leuchtkräfte verbreiteter Emissionslinien der Korrelation für AGNs folgen. Sternentstehung erhöht die bolometrische Leuchtkraft, ohne die Leuchtkraft in verbreiteten Linien zu erhöhen. LIRGs/ULIRGs, in denen die Leuchtkraft durch Sternentstehung dominiert, sollten deshalb weniger Leuchtkraft in verbreiterem H_β, $L_{H\beta}(BLR)$ zeigen als "reine AGNs" (z. B. optische Quasare). Gemäß Veilleux et al. (1999) läßt sich diese Korrelation ausdrücken durch: $\log(L_{H\beta}(BLR)) = 1,05 * \log(L_{Bol}) - 3,61$. $L_{H\beta}(BLR)$ wird hier aus der Leuchtkraft der verbreiteten Pa_α-Luminosität des südlichen Kernes $L_{Pa\alpha}(BLR)$ abgeschätzt. Unter Voraussetzung des Rekombinationsfalles B gilt $Pa_{\alpha}/H_{\beta} = 0,332$. Mit $L_{Pa\alpha}(BLR) = 1,44 * 10^8 L_{\odot} * 17\%$ folgt $\log L_{H\beta}(BLR) = 7,86$, und aus der Korrelation folgt $\log L_{H\beta}(BLR) = 8,96$ für eine bolometrische Leuchtkraft von $\log(L_{Bol}) = 11,98$. Der AGN-Anteil der Leuchtkraft des südlichen Kernes ist kleiner als ca. 10 % und soll damit vernachlässigt werden (siehe z. B. Abbildung 11 in Veilleux et al. (1999)).

Ein Vergleich der Beobachtungen mit Simulationsrechnungen kann z. B. Aussagen über das Alter des Starburst geben. Verwendet wurden Starburst99-Simulationsrechnungen [Leitherer et al. (1999), Leitherer & Heckman (1995)] und [Starburst99]. Die Simulationen umfassen kontinuierliche Sternentstehungsraten mit 1 M_⊙/Jahr und instantane mit einer Gesamtmasse von 10⁶ M_⊙. Als Massenfunktion (engl.: Initial Mass Function (IMF)) werden Potenzgesetze $\Psi(M) \propto M^{-\alpha}$ mit einem Exponenten von $\alpha = 2,35$ (Salpeter, 1955), einer oberen Massengrenze von 100 M_⊙ (Modell 235) bzw. 30 M_⊙ (Modell 30), einem Exponenten von $\alpha = 3,30$ (ähnlich zu einer Miller-Scalo-IMF in Sonnennähe) und einer oberen Massengrenze von 100 M_⊙ (Modell 330) angeboten. Als untere Massengrenze wird immer 1 M_⊙ verwendet. Die Metallizität wird hier als sonnenähnlich angenommen, $Z = 0,02$.

Abbildung 8.13 gibt die Br_γ-Äquivalenzbreiten, das Verhältnis von K-Band-Leuchtkraft zu Infrarot-Leuchtkraft L_K/L_{IR} und das Verhältnis von Br_γ-Leuchtkraft zu Infrarot-Leuchtkraft $L_{Br\gamma}/L_{IR}$ als

Funktion der Burstdauer für kontinuierliche und instantane Modelle wieder.

L_K/L_{IR} und $L_{Br\gamma}/L_{IR}$ werden mit Hilfe der Konversionsformeln in Leitherer & Heckman (1995) aus der absoluten K-Band-Helligkeit $M_K \rightarrow L_K$, der Anzahl von Photonen mit Wellenlängen kleiner als 912 \AA $N(H^0) \rightarrow L_{Br\gamma}$ und der absoluten bolometrischen Helligkeit $M_{Bol} \rightarrow L_{Bol} \sim L_{IR}$ berechnet. Die K-Band-Leuchtkraft von IRAS06206-6315 wird aus den gemessenen SOFI-Magnituden berechnet (siehe Tabelle 8.1). Da für IRAS06206-6315 keine Infrarot-Flüsse für die Einzelkerne gemessen wurden, bezieht sich die gemessene Infrarot-Leuchtkraft auf das Gesamtsystem. Die gemessenen L_K/L_{IR} - und $L_{Br\gamma}/L_{IR}$ -Verhältnisse findet man in Tabelle 8.13.

Da sich Riesen- und Überriesensterne erst nach etwa 10^7 Jahren ausbilden, jedoch CO-Absorptionsbanden beobachtet werden, stellt dieses Alter ein Mindestalter dar. Eine signifikant längere Dauer von 10^9 Jahren übersteigt die typische Wechselwirkungsdauer. In diesem Falle kann wechselwirkungsinduzierte Sternentstehung nicht zur Entstehung der beobachteten Leuchtkäfte herangezogen werden. Dieses Alter stellt damit ein Maximalalter dar, und das wahre Burstalter sollte zwischen 10^7 und 10^9 Jahren liegen.

	$W_{Br\gamma}$	$\log\left(\frac{L_K}{L_{IR}}\right)$	$\log\left(\frac{L_{Br\gamma}}{L_{IR}}\right)$
IRAS06206-6315N	8,3	$-2,4 \pm 0,1$	$-5,6 \pm 0,2$
IRAS06206-6315S	8,1	$-1,7 \pm 0,1$	$-4,9 \pm 0,1$
Gesamtsystem		$-1,6 \pm 0,1$	$-4,8 \pm 0,2$

Tabelle 8.13: $Br\gamma$ -Äquivalenzbreiten, Verhältnis von K-Band-Leuchtkraft zu Infrarot-Leuchtkraft und Verhältnis von $Br\gamma$ -Leuchtkraft zu Infrarot-Leuchtkraft als Funktion der Burstdauer.

- **Instantanes Modell:** Die instantanen Modelle sind in Abbildung 8.13 zu sehen. In diesen Modellen geschieht die Sternentstehung instantan und man beobachtet einfach die Entwicklung dieser Population. Diese Modelle werden von der Lebensdauer massiver Sterne dominiert. Sobald sich O-Sterne in rote Überriesen entwickeln (nach etwa 10^7 Jahren), ändert sich das Modell rapide und erlaubt keine Unterscheidung zwischen verschiedenen IMFs.

Das Modell ergibt eine Sternentstehungsdauer von etwa $10^{6,8-7,0}$ Jahren. Skaliert man die Anzahl von Photonen mit Wellenlängen kleiner als 912 \AA , die K-Band-Helligkeit und die bolometrische Helligkeit auf die jeweils beobachtete bei Verwendung einer IMF mit $\alpha = 2, 3, 5$ und einem oberen Massenlimit von $100 M_\odot$, ergibt sich bei einem Burstalter von 10^7 Jahren eine instantane Sternentstehung zwischen von $6 \times 10^8 M_\odot$ und $2 \times 10^9 M_\odot$.

- **Kontinuierliches Modell:** Die kontinuierlichen Modelle sind ebenfalls in Abbildung 8.13 zu sehen. In diesen Modellen schreitet die Sternentstehung mit konstanter Rate fort, und man beobachtet die Evolution einer gemischten Population. Diese Modelle erlauben eine Unterscheidung zwischen den verschiedenen IMFs.

Die Modelle 30 und 330 ergeben eine Sternentstehungsdauer von etwa $10^{7,8}$ Jahren (Überlappbereich aller Indikatoren), jedoch streuen die aus den einzelnen Indikatoren abgeleiteten Zeitskalen stärker als im instantanen Modell. Das Modell 235 ergibt überhaupt keinen Überlappbereich. Skaliert man bei Verwendung von Modell 30 die Anzahl von Photonen mit Wellenlängen kleiner als

912Å und die bolometrische Helligkeit auf die jeweils beobachtete, ergibt sich eine kontinuierliche Sternentstehungsrate zwischen 20 und 50 M_{\odot} /Jahr. Eine kontinuierliche Sternentstehungsrate von 35 M_{\odot} /Jahr impliziert einen Gasverbrauch von etwa 5 % der gesamten Gasreserven von IRAS06206-6315.

Die Dauer der Sternentstehungsaktivität beträgt im instantanen Modell etwa 10^7 , im kontinuierlichen Modell etwa 10^8 Jahre wobei hier nur die Modelle 30 und 330 in Frage kommen⁵. Eine steilere IMF hat jedoch im Falle kleinerer unterer Massengrenzen fundamentale Auswirkungen auf die Sternentstehungsrate.

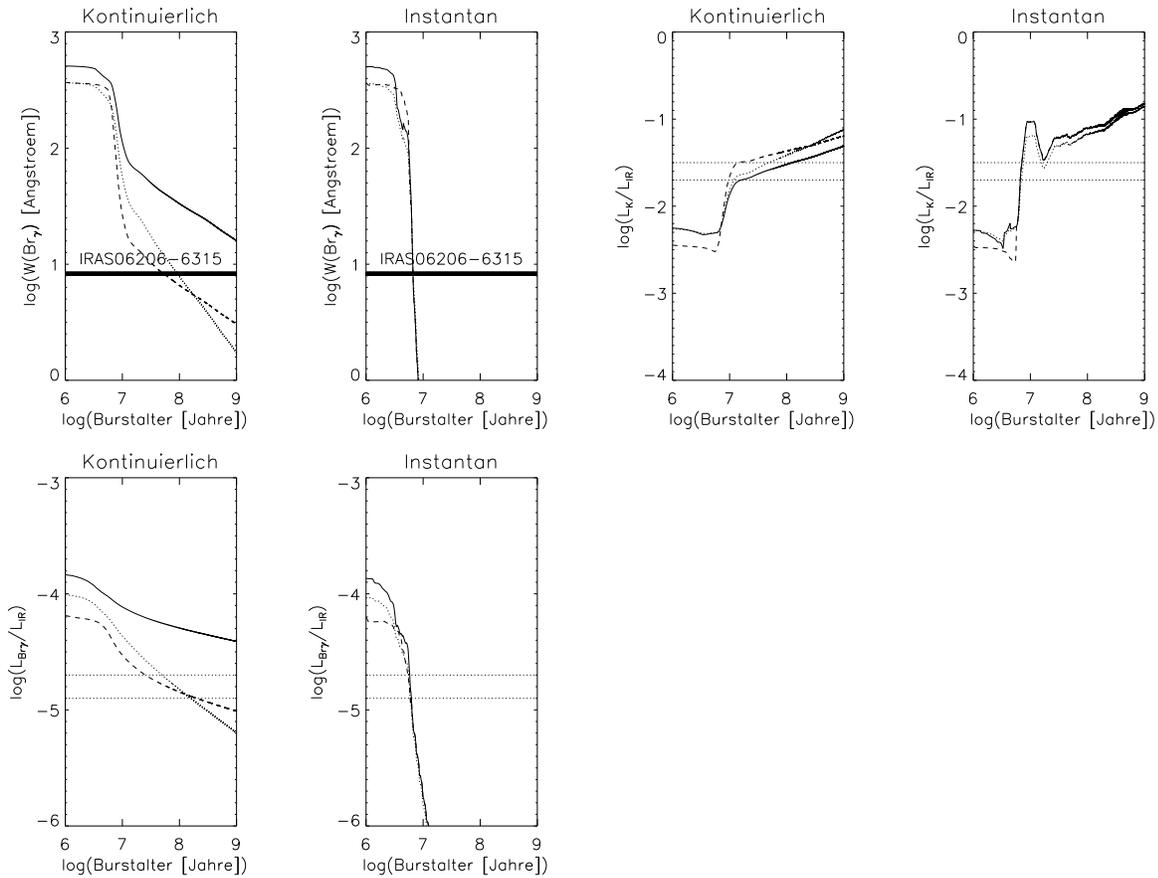


Abbildung 8.13: Br_{γ} -Äquivalenzbreite (oben links), absolute K-Band-Helligkeit (oben rechts), bolometrische Helligkeit (unten links) und Anzahl von Photonen mit Wellenlänge kleiner als 912 Å (unten rechts) als Funktion der Burstdauer. Durchgezogen/gepunktet/gestrichelt bedeutet: $\alpha = 2, 35, M_{up} = 100 M_{\odot}/\alpha = 3, 3, M_{up} = 100 M_{\odot}/\alpha = 2, 35, M_{up} = 30 M_{\odot}$ wobei α der Exponent der Massenfunktion (IMF) $\Psi(M) \propto M^{-\alpha}$ und M_{up} die obere Massengrenze in Sonnenmassen ist. Die Metallizität beträgt $Z = 0,02$. Kontinuierliche Modelle mit einer Sternentstehungsrate von $1 M_{\odot}$ /Jahr und instantane Modelle mit einer Gesamtmasse von $10^6 M_{\odot}$.

⁵Die CO6 \rightarrow 3-Äquivalenzbreite ($1,62 \mu\text{m}$) hilft das Alter der Sternentstehungsaktivität und die IMF weiter einzugrenzen.

Untere Massengrenze der Massenfunktion

Die Modelle von Leitherer et al. (1999) nehmen eine untere Massengrenze von $1 M_{\odot}$ an, was deutlich oberhalb der Massengrenze für die lokale Massenfunktion liegt ($0,1 M_{\odot}$). Sterne mit Massen kleiner als einer Sonnenmasse tragen zur Leuchtkraft kaum bei und erzeugen kaum ionisierende Photonen, tragen jedoch durch ihre grosse Anzahl zur Masse bei. Sterne mit Massen größer als $25 M_{\odot}$ entwickeln sich nicht zu roten Überriesen und tragen deshalb nicht zur Leuchtkraft bei. Ihr Beitrag zur Gesamtmasse ist vernachlässigbar (siehe auch Abbildung 8.14). Abbildung 8.14 zeigt den Anteil an stellarer Masse im Massenintervall $0,1-1 M_{\odot}$ an der Gesamtmasse F als Funktion der Massenfunktion.

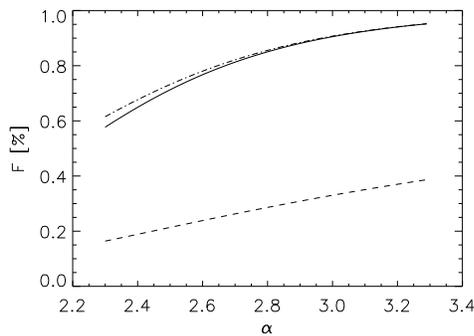


Abbildung 8.14: Anteil an stellarer Masse im Massenintervall $0,1-1 M_{\odot}$ an der Gesamtmasse F als Funktion des Exponenten der Massenfunktion. Die durchgezogene/punkt-gestrichelte Kurve entspricht einer exponentiellen IMF, die zwischen $0,1$ und $100 M_{\odot}/30 M_{\odot}$ gilt. Die gestrichelte Kurve entspricht einer IMF, die von 100 bis $1 M_{\odot}$ exponentiell ist und unter $1 M_{\odot}$ konstant bleibt.

Im Falle des Modells 235 werden nur 40 % des Gases in Sterne mit größeren Massen als einer Sonnenmasse konvertiert. Beträgt die untere Massengrenze $0,1 M_{\odot}$ muß die Sternentstehungsrate 2,5mal so hoch sein um die gleiche Anzahl an Sternen mit Massen größer als $1 M_{\odot}$ zu erzeugen. Bei stärkerem Abfall der Massenfunktion steigt die nötige Sternentstehungsrate noch weiter. Eine Sternentstehungsrate von $200 M_{\odot}/\text{Jahr}$ ($\alpha = 3,3$, $L_{IR} = 10^{12} L_{\odot}$) würde nach 5×10^7 Jahren die typische Gasreserve von $10^{10} M_{\odot}$ aufgezehrt haben, was nicht im Einklang mit den kontinuierlichen Modellen für IRAS06206-6315 steht. Da eine IMF mit einer unteren Massengrenze von $1 M_{\odot}$ eine Population aufbaut, die kaum zur Emission/Absorption im K-Band beiträgt, kann die Bestimmung der stellaren Masse in der Zentralregion durch z. B. eine Verbreiterung von CO-Absorptionsbanden genaueren Aufschluß über die untere Massengrenze geben. Eine andere Möglichkeit wäre eine Massenfunktion, die unterhalb von einer Sonnenmasse von der vorgegebenen exponentiellen Form abweicht. Wenn die Massenfunktion unterhalb einer Sonnenmasse konstant bleibt, erfordert eine untere Massengrenze von $0,1 M_{\odot}$ lediglich eine 1,4fache Erhöhung der Sternentstehungsrate.

8.5 Masse des heißen molekularen Wasserstoffes

Aus der H_2 -Luminosität eines Objektes kann im lokalen thermischen Gleichgewicht (engl.: Local Thermal Equilibrium) bei Kenntnis der Temperatur T des molekularen Gases die Masse des heißen Gases bestimmt werden. Die Luminosität in einem bestimmten Rotations-Vibrations-Übergang ist [Thompson, Lebofsky & Rieke 1978]:

$$L = n_0 g_J \frac{\exp(-E_{\nu J}/kT)}{Z(T)} A_{\nu J} \Delta E \quad (8.7)$$

dabei ist n_0 die Anzahl thermisch angeregter H_2 -Moleküle, $A_{\nu j}$ die Übergangswahrscheinlichkeit, $Z(T)$ die temperaturabhängige Zustandssumme und ΔE die Energie des emittierten Photons. Die Zustandssumme wird grob durch Gleichung 8.8 approximiert [Smith & Mac Low, 1997]:

$$Z(T[K]) = 0,024 * T * (1 - \exp(-6000/T))^{-1} \quad (8.8)$$

Mit Hilfe z. B. des Linien-Flusses des 1-0S(1)-Überganges $F_{1-0S(1)}$ kann bei Kenntnis der Entfernung r des Objektes die Luminosität $L_{1-0S(1)} = 4\pi r^2 F_{1-0S(1)}$ berechnet und die Masse des heißen molekularen Wasserstoffes M bestimmt werden. Formeller wird die Entfernung r durch die Leuchtkraftentfernung $D = \frac{c}{H_0} * [z(1 + 0,5 * z)]$ [Weinberg 1972] ersetzt:

$$M[M_\odot] = 9,8 * 10^{-7} * \frac{Z(T)}{\exp(-6956/T[K])} * L_{1-0S(1)}[L_\odot] \quad (8.9)$$

Für den südlichen/nördlichen Kern von IRAS06206-6315 mit einer 1-0S(1)-Leuchtkraft von $2,22 \times 10^7 / 2,76 \times 10^6 L_\odot$ ergibt sich eine Masse des heißen molekularen Wasserstoffes von 22700/3900 M_\odot . Die Leuchtkraft des südlichen Kernes in 1-0S(1) ist dabei geringer als in NGC6240 (wo Schockanregung durch Wechselwirkung der wichtigste Anregungsmechanismus ist) und ist vergleichbar mit den in Goldader et al. (1995) angegebenen Leuchtkräften verschiedener ULIRGs mit $L_{IR} \geq 10^{12} L_\odot$.

8.6 Zusammenfassung

Die aus dem Pa_α -zu- Br_γ -Flußverhältnis abgeleiteten Extinktionskoeffizienten betragen $A_{2,2\mu m, \max}^N = 0,5$, bzw. $A_{2,2\mu m, \max}^N = 1,3$. Die Pa_α -Linie zeigt neben einem ausgeprägten Doppel- oder Mehrfachgaußprofil im Abstand von ca. 300 km/s, eine verbreiterte gaußsche Komponente mit einer Halbwertsbreite von 1200 km/s. Eine gaußsche Anpassung mit zwei schmalen und einer verbreiterten Komponente an das Pa_α -Profil des südlichen Kernes ergibt, daß die Emission aus zwei voneinander getrennten Regionen mit einem Abstand von etwa 0,2 Bogensekunden stammt. Die Regionen, die Emission der Linien [SiVI] und Br_γ zeigen, sind kleiner als die Region, aus der 1-0S(1) nachgewiesen wird. Das Zentrum der [SiVI]- und Br_γ -Emissionsgebiete und das Zentrum des Gebietes mit verbreiteter Pa_α -Emission liegen zwischen den beiden Regionen mit schmaler Pa_α -Emission. Eine Simulation des Pa_α -Linienprofils ergibt, daß die Pa_α -Emission tatsächlich aus zwei getrennten Regionen stammt und daß dieser Kern von der Seite beobachtet wird (der Blickwinkel auf die Rotationsachse beträgt etwa 80°).

Die Br_γ -, 1-0S(1)- und Infrarot-Leuchtkraft von IRAS06206-6315 folgen den in der Einleitung beschriebenen Korrelationen. Das Anregungsspektrum molekularen Wasserstoffes entspricht einem thermischen

mit einer Gleichgewichtstemperatur von 2100 K im nördlichen Kern und 2500 K im südlichen Kern. Die aus den Br_γ - und 1-0S(1)-Leuchtkräften berechneten Supernovaraten erklären die gemessenen Leuchtkräfte nicht. Vielmehr erklären schnelle C-Schocks die beobachteten Leuchtkräfte am besten. Die aus der 1-0S(1)-Leuchtkraft berechneten Massen des heißen Gases von 22700 M_\odot (südlicher Kern) und 3900 M_\odot (nördlicher Kern) liegen im Rahmen der von Goldader et al. (1997) gemessenen.

Die Dauer der Sternentstehungsaktivität beträgt im instantanen Modell etwa 10^7 Jahre, im kontinuierlichen Modell etwa 10^8 Jahre, wobei hier nur die Modelle 30 und 330 in Frage kommen.

Anhang A: Filtertransmissionskurven

Band	Maximale Transmission [%]	Mittlere Transmission [%]	50 % Transmission [nm]	80 % Transmission [nm]
HK	99,0	87,3	1399-2498	1411-2488
J	90,5	77,5	1023-1444	
H	98,0	93,2	1409-1939	1425-1929
K	97,0	89,9	1823-2549	1837-2534

Tabelle 8.14: Maximale und mittlere Transmission sowie Wellenlängenbereich mit mehr als 50 % bzw. 80 % Transmission. Die mittlere Transmission berechnet sich aus allen Transmissionen, die größer als die Hälfte der maximalen Transmission sind.

SPIFFI stellt zwei J-Band-Filter zur Verfügung. Der erste ist auf maximale Transmission (siehe Transmissionskurven), der zweite auf maximale Undurchlässigkeit bei Wellenlängen zwischen 2 und 3 Mikrometern optimiert. Der erste Filter zeigt bei Wellenlängen zwischen 2,4 und 3,0 Mikrometern Transmissionsfenster (etwa 1 %) die, da im J-Band das Gitter in erster Ordnung betrieben wird, sich bei Wellenlängen ab 1,2 Mikrometern störend bemerkbar machen.

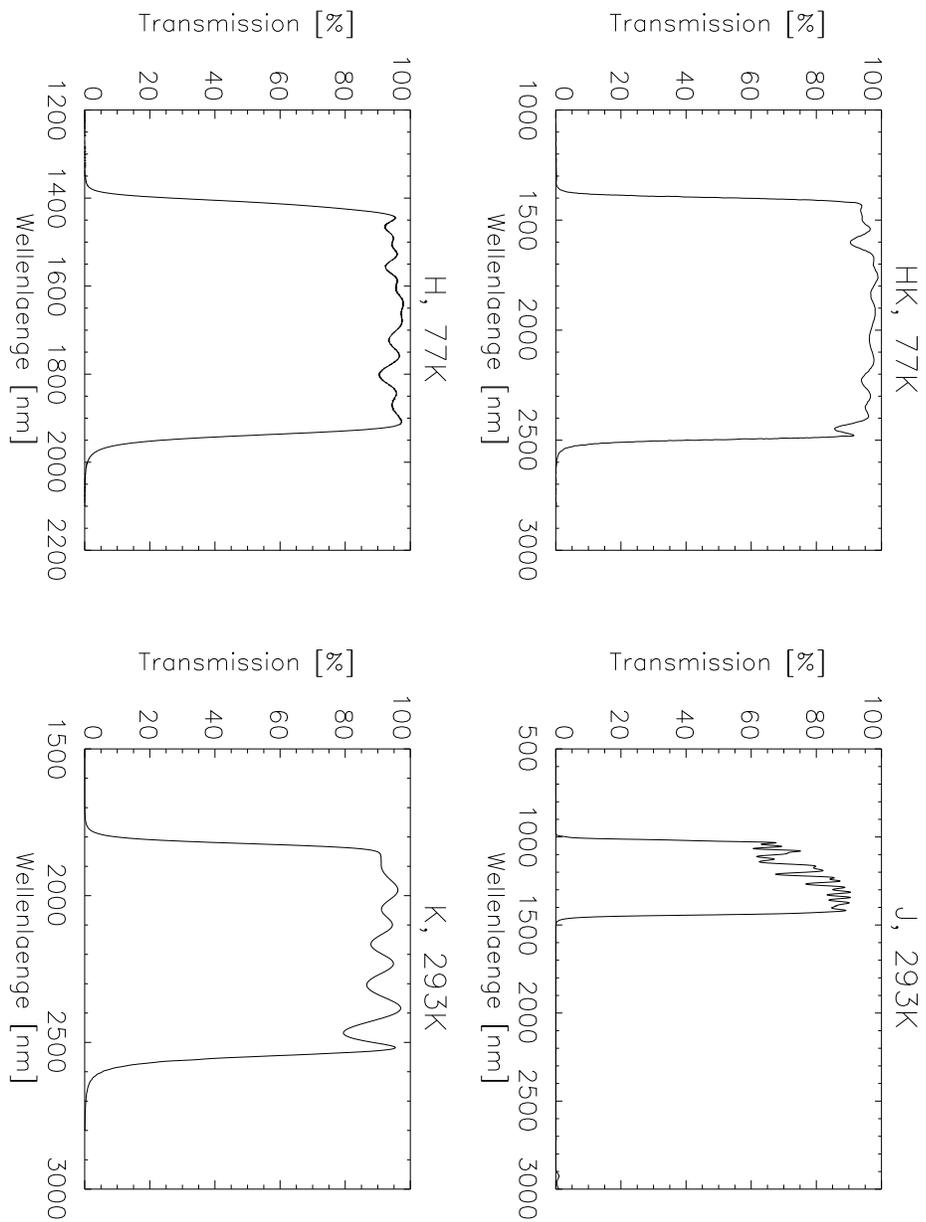


Abbildung 8.15: Filterkurven. Für den H- und H+K-Filter standen Messungen bei 77 K zur Verfügung. Der J- und K-Band-Filter wurden am MPE bei Raumtemperatur vermessen.

Anhang B: Testoptiken

Spezifikationen der entworfenen Testoptiken in ZEMAX-Notation.

Element	Krümmungsradius [mm]	Halbdurchmesser [mm]	Optische Länge [mm]
N-BK7-Linse	∞	12,5	148,90
	-103,36	12,5	3,78
ZnSe-Linse	280,60	12,5	8,96
	∞		2,30
			280,03

Tabelle 8.15: Flexure-Optik (F/D=12,5). Die optische Länge gibt den Abstand zwischen den Mitten zweier optischer Elemente wieder.

Anhang C: H₂-Rotations-Vibrations-Übergänge

Tabelle 8.16: H₂-Übergänge. Spalten 7-10: Linienverhältnis im lokalen thermischen Gleichgewicht I(Linie)/I(1-0 S(1))

Linie	λ [μm]	Frequenz [cm^{-1}]	g(J)	E_{upper}/k [K]	A [10^{-7}s]	1000 K	2000 K	3000 K	4000 K
0-0 S(0)	28,221	354,35	5	510	0,0003	0,001			
...									
0-0 S(6)	6,1088	1636,97	17	5829	1,14	0,29	0,16	0,13	0,12
1-0 S(0)	2,2235	4497,41	5	6471	2,53	0,27	0,21	0,19	0,19
1-0 S(1)	2,1218	4712,91	21	6956	3,47	1,00	1,00	1,00	1,00
1-0 S(2)	2,0338	4917,01	9	7584	3,98	0,27	0,37	0,42	0,44
1-0 S(3)	1,9576	5108,40	33	8365	4,21	0,51	1,02	1,29	1,45
1-0 S(4)	1,8920	5282,52	13	9286	4,19	0,082	0,26	0,39	0,47
1-0 S(5)	1,8358	5447,25	45	10341	3,96	0,096	0,52	0,91	1,21
1-0 S(6)	1,7880	5592,9	17	11522	3,54	0,010	0,10	0,21	0,31
1-0 S(7)	1,7480	5720,8	57	12817	2,98	0,008	0,15	0,40	0,65
1-0 S(8)	1,7147	5831,9	21	14221	2,34	0,001	0,022	0,074	0,14
1-0 S(9)	1,6877	5925,1	69	15722	1,68		0,025	0,11	0,22
1-0 S(10)	1,6665	6000,0	25	17311	1,05		0,003	0,015	0,034
1-0 S(11)	1,6504	6059,0	81	18979	0,53		0,002	0,014	0,037
1-0 Q(1)	2,4066	4155,25	9	6149	4,29	1,05	0,70	0,61	0,57
1-0 Q(2)	2,4134	4143,47	5	6471	3,03	0,30	0,23	0,22	0,21
1-0 Q(3)	2,4237	4125,87	21	6956	2,78	0,70	0,70	0,70	0,70
1-0 Q(4)	2,4375	4102,57	9	7586	2,65	0,15	0,21	0,23	0,24
1-0 Q(5)	2,4548	4073,72	33	8365	2,55	0,24	0,49	0,62	0,70
1-0 Q(6)	2,4756	4039,5	13	9286	2,45	0,036	0,12	0,17	0,21
1-0 Q(7)	2,5001	3999,9	45	10341	2,34	0,042	0,11	0,40	0,53
2-1 S(0)	2,3556	4245,15	5	12095	3,68	0,001	0,017	0,041	0,063
2-1 S(1)	2,2477	4448,95	21	12550	4,98	0,005	0,083	0,21	0,33
2-1 S(2)	2,1542	4642,04	9	13150	5,60	0,001	0,031	0,086	0,14
2-1 S(3)	2,0735	4822,82	33	13890	5,77	0,003	0,084	0,27	0,47
2-1 S(4)	2,0041	4989,84	13	14764	5,57		0,021	0,078	0,15
2-1 S(5)	1,9449	5143,73	45	15763	5,05	0,001	0,042	0,18	0,28
3-2 S(0)	2,5014	3997,73	5	17387	3,88		0,001	0,007	0,016
3-2 S(1)	2,3864	4190,33	21	17818	5,14		0,006	0,035	0,087
3-2 S(2)	2,2870	4372,49	9	18386	5,63		0,002	0,014	0,037
3-2 S(3)	2,2014	4542,57	33	19086	5,63		0,006	0,043	0,12
3-2 S(4)	2,1280	4699,32	13	19912	5,22		0,001	0,012	0,036
3-2 S(5)	2,0656	4841,3	45	20856	4,50		0,003	0,023	0,088
3-2 S(6)	2,0130	4967,7	17	21911	3,57			0,006	0,021
3-2 S(7)	1,9692	5078,1	57	23069	2,54		0,001	0,010	0,038

Linie	λ [μm]	Frequenz [cm^{-1}]	g(J)	E_{upper} [K]	A [10^{-7}s]	1000 K	2000 K	3000 K	4000 K
4-3 S(3)	2,3446	4265,4	21						
4-3 S(4)	2,2668	4411,5	9						
4-3 S(5)	2,201	4543,5	33						
5-4 S(5)	2,3555	4245,4	45						
5-4 S(7)	2,2510	4442,5	57						
2-0 S(0)	1,2383	8075,3	5	12095	1,27	0,001	0,012	0,028	0,043
2-0 S(1)	1,1622	8604,2	21	12550	1,90	0,004	0,061	0,15	0,23
2-0 S(2)	1,1382	8785,5	9	13150	2,38	0,001	0,025	0,070	0,12
2-0 S(3)	1,1175	8948,6	33	13890	2,77	0,002	0,074	0,24	0,43
2-0 S(4)	1,0998	9092,4	13	14764	3,07		0,021	0,078	0,15
2-0 S(5)	1,0851	9215,5	45	15763	3,28	0,001	0,048	0,21	0,44
2-9 Q(1)	1,2383	8075,3	9	11789	1,94	0,003	0,037	0,082	0,12
2-0 Q(2)	1,2419	8051,9	5	12095	1,38	0,001	0,012	0,029	0,045
2-0 Q(3)	1,2473	8017,2	21	12550	1,29	0,002	0,039	0,098	0,24
2-0 Q(4)	1,2545	7971,1	9	13150	1,27	0,001	0,012	0,033	0,056
2-0 Q(5)	1,2636	7913,3	33	13890	1,23	0,001	0,024	0,093	0,17
2-0 O(2)	1,2932	7732,6	1	11635	3,47	0,001	0,008	0,016	0,024
2-0 O(3)	1,3354	7488,3	9	11789	1,61	0,003	0,028	0,063	0,094
2-0 O(4)	1,3817	7237,5	5	12095	1,03	0,001	0,008	0,020	0,030
2-0 O(5)	1,4322	6982,5	21	12550	0,698	0,001	0,018	0,046	0,074

Berechnung der Energieniveaus nach Dabrowski and Herzberg, Can J Phys 62, 1639 (1984).

Einstein-Koeffizienten sind Turner et al., ApJ Suppl 35, 281 (1977) entnommen.

Durch die Dipol-Auswahlregel ($\Delta J = \pm 1$) sind Rotations- und Vibrationsübergänge innerhalb des elektrischen Grundzustandes verboten. Nur Quadrupolübergänge mit $\Delta J = \pm 2, 0, -2$ sind erlaubt. Der Übergang mit der geringsten Energiedifferenz ist 0-0S(0) bei 28,2 μm .

Die Nomenklatur ist $\nu_u - \nu_l X(J_l)$, wobei X = O,Q,S für $\Delta J = -2, 0, +2$, ν die Vibrationsquantenzahl, J die Rotationsquantenzahl und die Indizes u und l den oberen und unteren Zustand beschreiben. Reine Rotationsübergänge ($\nu_u = \nu_l$) liegen zwischen 3,4 und 28 μm während Rotations-Vibrations-Übergänge zwischen 1 und 4 μm liegen. Rotationszustände mit geradem/ungeradem J heißen Para/Ortho-Zustände wobei dieser Zustand aufgrund der Quadrupolwahlregel erhalten bleibt. Im thermischen Gleichgewicht ist das Verhältnis zwischen Ortho- und Para-Zuständen 3. In PDRs kann das Ortho/Para-Verhältnis hingegen Werte zwischen 1 und 3 annehmen.

Anhang D: K-Band-Spektrum des Vordergrundsternes

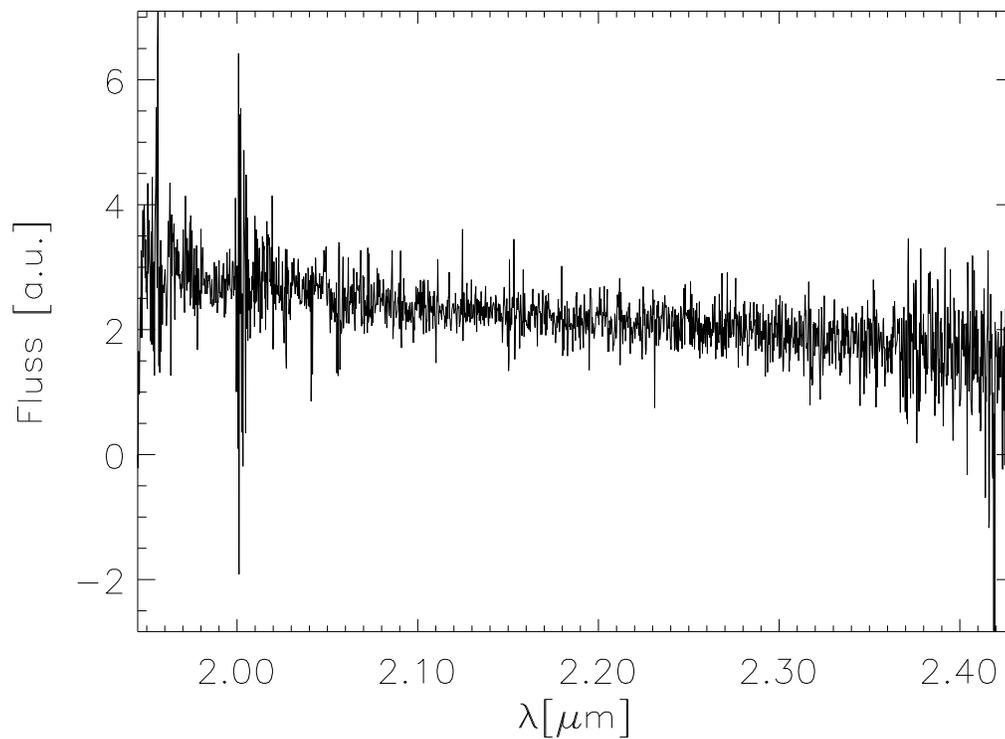


Abbildung 8.16: Spektrum des Vordergrundsternes ($m_K \simeq 17,5$ mag). Verwendet wurde eine Apertur von $0,75 \times 0,75$ Bogensekunden. Bei gegebenem Signal-zu-Rausch-Verhältnis und gegebener Kontamination mit dem Galaxienspektrum können keine stellaren Emissions- oder Absorptionslinien identifiziert werden. Das Kontinuum läßt sich gut durch einen Schwarzkörper mit einer Temperatur zwischen 4000 K und 5000 K anpassen.

Anhang E: Pa $_{\alpha}$ -Dynamik des südlichen Kernes

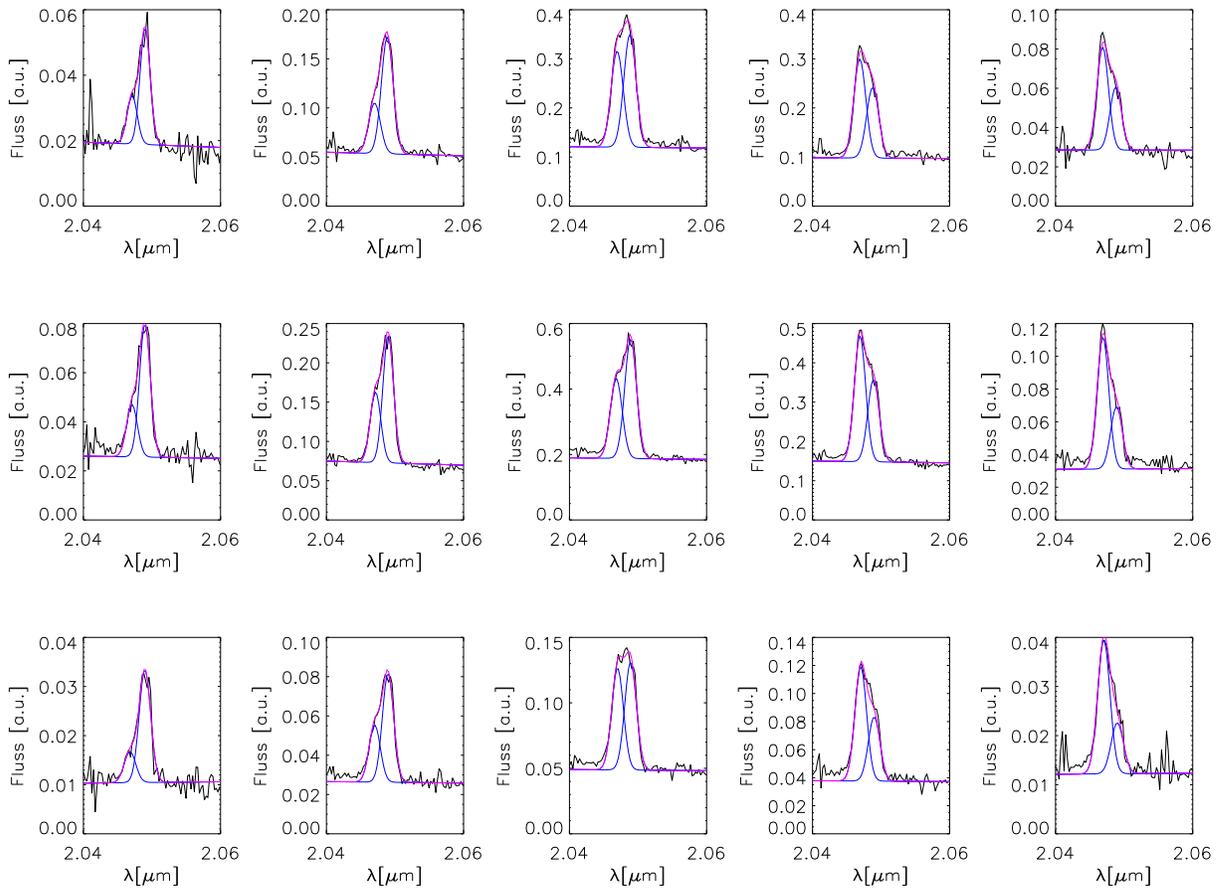


Abbildung 8.17: Pa $_{\alpha}$ -Dynamik des südlichen Kernes. Die Grafiken geben die Pa $_{\alpha}$ -Emissionslinie und eine Zweikomponenten-Gauß-Anpassung daran wieder. Das Kontinuum wird lokal linear angepasst und subtrahiert. Das hellste Pixel des südlichen Kernes ist in der Mitte.

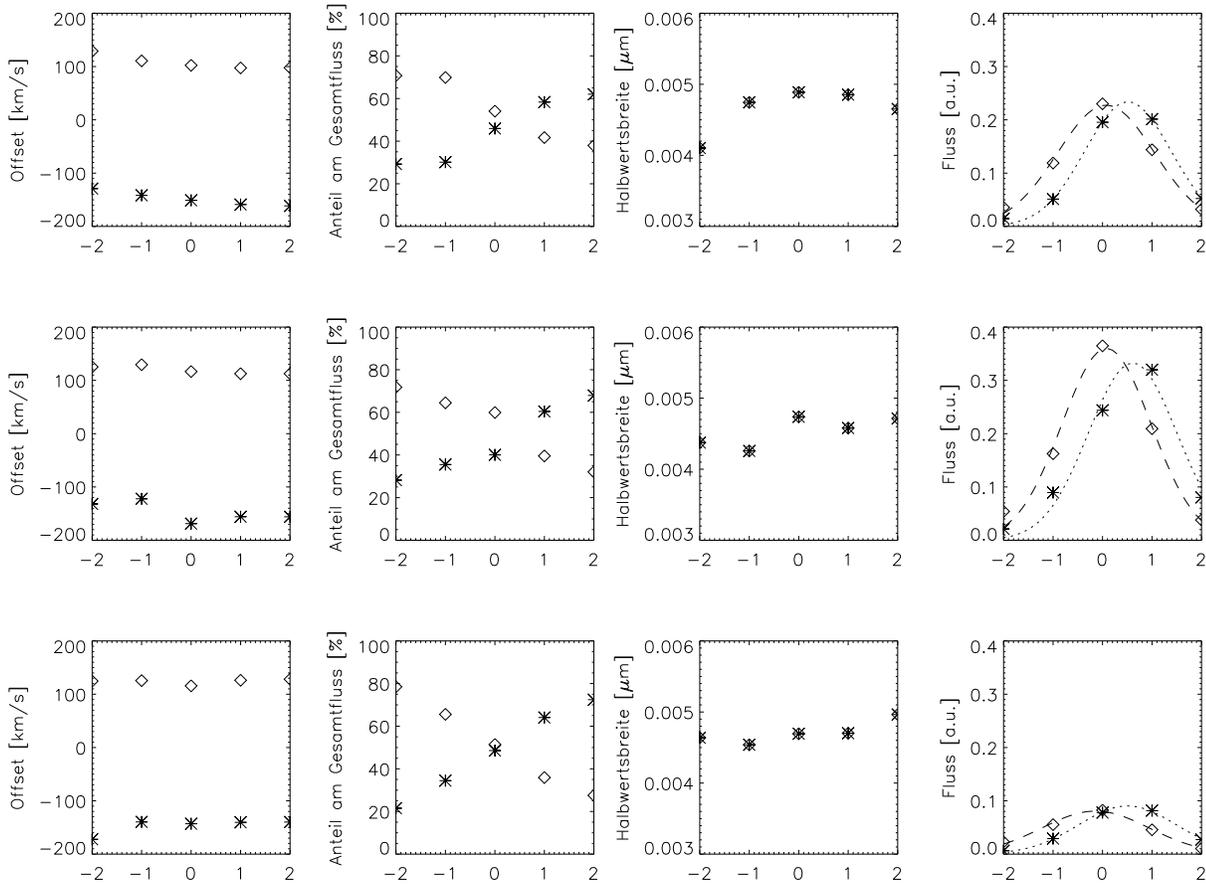


Abbildung 8.18: Die Reihen geben die verschiedenen ermittelten Anpassungswerten der jeweiligen Reihe der vorherigen Abbildung als Funktion des Abstandes in Pixel vom hellsten Pixel des südlichen Kernes wieder. Spalte 1 gibt die ermittelten Schwerpunkte der Anpassung relativ zur ins Ruhesystem verschobenen Soll-Position der Pa_α -Linie in km/s wieder. Spalte 2 gibt den Anteil, der aus der Anpassung ermittelten Flüsse zum Gesamtfluß wieder. Die 3. Spalte gibt die Halbwertsbreite der Anpassung wieder, wobei beide Gauß-Anpassungen gleiche Halbwertsbreiten haben. Die 4. Spalte gibt den aus der Anpassung ermittelten Fluß in willkürlichen Einheiten der jeweiligen Komponente wieder. Gaußsche Anpassungen (Seeing) an diese Werte ergeben einen räumlichen Abstand von etwa 0,2 Bogensekunden.

Literaturverzeichnis

- Antonucci, 1993
Barger et al., 1998
Barnes & Hernquist, 1992
Bendo & Barnes, 2000
Black & van Dishoeck, 1987
Boller, 2003
Born & Wolf, 1999
Bruzual & Charlot 1993
Bryant & Scoville, 1999
Burton et al., 1990
- Burton, 1992
- Bushouse et al., 2002
Campbell & Willner, 1989
Campins et al., 1985
CCD, A
Davies et al., 2000
Davies et al., 2003
- Davies, P1
- Downes & Solomon, 1998
Draine, Roberge & Dalgarno, 1983
Draine & Woods, 1990
Duc & Mirabel et al., 1997
- Dultzin-Hacyan et al., 1999a
- Dultzin-Hacyan et al., 1999b
- Farrah et al., 2003
Finger et al., A
- Antonucci, R., *ARA&A*, 31, 473, 1993
Barger, A. J., Cowie, L. L., Sanders, D. B. et al., *Nature*, 394, 248, 1998
Barnes, J. E., Hernquist, L., *ARA&A*, 30, 705, 1992
Bendo, G. J., Barnes, J., *MNRAS*, 316, 315, 2000
Black, J.H., van Dishoeck, E.F., *ApJ*, 322, 412-449, 1987
Boller, T., private Mitteilung, 2003
Born, M., Wolf, *Principle of Optics*, Cambridge University Press, 1999
Bruzual, A.G, Charlot, S, *ApJ*, 405, 538, 1993
Bryant, P. M., Scoville, N. Z., *AJ*, 117, 2632, 1999
Burton, M. G., Hollenbach, D. J., Haas, M. R. et al., *ApJ*, 355, 197, 1990
Burton, M. G., Veröffentlichung präsentiert auf dem *workshop on star formation in different environments* an der Universität von Sydney, 9-11 Oktober 1991
Bushouse, H. A. et al., *ApJS*, 138, 1-18, 2002
Campbell, A., Willner, S. P., *AJ*, 97, 995, 1989
Campins, H., Rieke, G.H., Lebofsky, J., *AJ*, 90(5), 1985
CCD-World Mailinglist, www.not.iac.es/CCD-world
Davies, R. I., Ward, M., Sugai, H., *ApJ*, 535, 735, 2000
Davies, R. I., Sternberg, A. et al., *ApJ*, preprint doi, 10.1086/378634, 2003
Davies, R. I., *SYMDYN, Programm zur Simulation von Geschwindigkeitskarten*.
Downes, D., Solomon, P. M., *ApJ*, 507, 615, 1998
Draine, B.T., Roberge, W.G. & Dalgarno, A., *ApJ*, 264, 485, 1983
Draine, B. T., Woods, D. T., *ApJ*, 363, 464, 1990
Duc, P. A., Mirabel, I. F., Maza, J., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 124, 533-557, 1997
Dultzin-Hacyan. D., Krongold, Y., Fuentes-Guridi, I. et al., *Structure and Kinematics of Quasar Broad Line Regions* herausgegeben durch Gaskell, C. M., Brandt, W. N. et al., San Francisco, ASP, in Druck
Dultzin-Hacyan. D., Krongold, Y., Fuentes-Guridi, I. et al., *ApJL*, 513, L111-L114, 1999
Farrah, D., Afonso, J., Efstathiou, A. et al., *MNRAS*, 343, 585-607, 2003
Finger, G., Nicolini, G., *Comparison of Rockwell 1024x1024 MCT arrays science grade No. 2 and science grade No. 3*, interner ESO Report

- Finger et al., 1998
Finger, G., Biereichel, P., *Infrared Detector Development Programs for the VLT Instruments at the European Southern Observatory*, SPIE Vol. 3354, 1998
- Finger et al., 2000
Finger, G., Mehrgan, H., *Performance of large format HgCdTe and InSb arrays for low background applications*, *Proceedings SPIE*, Vol. 4008, 2000
- Finger, 2002
Finger, G., Beletic, J. W., *Review of the state of infrared detectors for astronomy in retrospect of the June 2002 Workshop on scientific detectors for astronomy*, interner ESO Report
- Finger, 2002a
Finger, G., *Test Report on HgCdTe Infrared Focal Plane Arrays*, ESO, VLT-TRE-ESO-14100-2962, 2002
- Fischer, Righini-Cohen & Simon 1980
Fischer, J., Righini-Cohen, G., Simon, M., *ApJL*, 238, L155, 1980
- Fischer et al., 1983
Fischer, J., Simon, M. et al. *ApJL*, 273, L27, 1983
- Fischer et al., 1987
Fischer, J. Smith, H. A. et al, *ApJ*, 320, 667, 1987
- Gatley et al., 1984
Gatley, I. J., Beattie, D. H. et al. *MNRAS*, 210,565, 1984
- Garnett, & Forrest
Garnett, J. D., Forrest, W. J., *SPIE* Vol. 1946, 395, 1993
- Gautier et al., 1976
Gautier, T. N. et al., *ApJL*, 207, L129, 1976
- Genzel et al., 1998
Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E. et al, *ApJ*, 498, 579, 1998
- Genzel et al., 2001
Genzel, R., Tacconi, L. J., Rigopoulou, D., Lutz, D., Tecza, M., *ApJ*, 563, 527-545, 2001
- Goldader et al., 1995
Goldader, J., Joseph, R., Doyon, R., Sanders, D., *ApJ*, 444, 97, 1995
- Goldader et al., 1997
Goldader, J., Joseph, R., Doyon, R., Sanders, D., *ApJ*, 474, 104, 1997
- Hodapp et al., 1996
Hodapp, K. W. et al., *The Hawaii Infrared Detector Arrays: testing and astronomical characterization of prototype and science-grade devices*, *New Astronomy* I, 177-196, 1996
- Hollenbach, Chernoff & McKee, 1989
Hollenbach, D., Chernoff, D., McKee, C., *Infrared Spectroscopy in Astronomy*, herausgegeben durch Kaldeich, B., (ESA-SP-290; Nordwijk: ESA), 245, 1989
- Hollenbach & McKee, 1989
Hollenbach, D. J., McKee, C. F. *ApJ*, 342, 306, 1989
- Hollenbach & Shull, 1977
Hollenbach, D. J., Shull, J. M., *ApJ*, 216, 419-426, 1977
- Horrobin, 2003
Horrobin, M., private Mitteilung, 2003
- ISAAC, A
Johnson, R., *ISAAC, Odd Even Column Effect*, ESOs ISAAC Webseite
- Jansen, 1999
Jansen, J., *Inbetriebnahme und Charakterisierung des HAWAII Nahinfrarot-Arrays des abbildenden Spektrometer SINFONI am ESO VLT*, Diplomarbeit, TU München, 1999
- Jog & Solomon, 1992
Jog, C. J., Solomon, P. M., *ApJ*, 387 152, 1992
- Kim & Sanders, 1998
Kim, D. C., Sanders, D. B., *ApJS*, 119, 41-58, 1998
- Kormendy & Sanders, 1992
Kormendy, J., Sanders, D. B., *ApJL*, 390, L53, 1992
- Laurikainen & Salo, 1995
Laurikainen, E., Salo, H., *A&A*, 293, 683, 1995
- Lehnert, 2003
Lehnert, M., private Mitteilung, 2003
- Leitherer & Heckman 1995
Leitherer, C., Heckman, T. M., *ApJS*, 96, 9, 1995
- Leitherer et al., 1999
Leitherer, C., Schaerer, D. et al., *ApJ*, 123, 3, 1999
- Lepp & McCray, 1983
Lepp, S & McCray, R., *ApJ*, 269, 560-567, 1983
- Lonsdale et al., 1985
Lonsdale, C. J., Helou, G., Good, J. C. et al., *Catalogued Galaxies and Quasars Observed in the IRAS Survey JPL*, Pasadena, CA
- Lord, 1992
S. D. Lord, NASA Techn. Memor. 103957, 1992
- Lutz et al., 1998
Lutz, D., Spoon, H. W. W. et al. *ApJL*, 505, L103, 1998
- Madau et al., 1996
Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E. et al., *MNRAS*, 283, 1388, 1996

- Maiolino, 2001
 Marconi et al., 1994
- Marconi et al., 2000
 Martin & Whittet, 1990
 Mehrgan, 2002,
- Meyer et al., 1996
- Mihos, 1999
 Mirabel et al., 1990
 Miyoshi et al., 1995
 Moorwood, 1986
 Moorwood & Oliva, 1988
 Moshir et al., 1992
- Mouri & Taniguchi, 1995
 Murphy et al., 2001
- Murphy & Soifer, 2001
- Noguchi, 1991
 Osterbrock, 1989
- Prault, 1989
 Puget & Léger, 1989
 Puget et al., 1996
 Puxley et al., 1990
 Rieke & Lebofsky, 1985
 Rigopoulou et al., 1999
- Rockwell, A
 Salpeter, 1955
 Sanders et al., 1988
 Sanders, Scoville & Soifer, 1991
 Sanders, 1992
- Sanders & Mirabel, 1996
 Scott et al., 2002
 Schegerer, 2004
 Shull & Draine, 1987
- Smail, Ivison & Blain, 1997
 Smith & Mac Low, 1997
 Soifer et al., 1984
 Soifer et al., 1987
- Maiolino, R., *MmSAI*, 72, 43M, 2001
 Marconi, A., Moorwood, A. F. M., Salvati, M. et al., *A&A*, 291,18-28, 1994
 Marconi, A. et al., *A&A*, 357, 127, 2000
 Martin, P. G., Whittet, D. C. B., *ApJ*, 357, 113-124, 1990
 Mehrgan, H., *General Description of IRACE*, ESOs IRACE Webseite, 2002
 Meyer, M., Finger, G., *The ESO Infrared Detector High-Speed Array Control and Processing Electronics IRACE*, *ESO Messenger* No. 86, 1996
 Mihos, J. C., *ApJS*, 266, 195, 1999
 Mirabel, I. F., Booth, R. S., Garay, G. et al., *A&A*, 236, 327-332, 1990
 Miyoshi, M. et al., *Nature*, 373, 127, 1995
 Moorwood, A. F. M., *A&A*, 166, 4, 1986
 Moorwood, A. F. M., Oliva, E., *A&A*, 203, 278, 1988
 Moshir, M. et al., *Explanatory Supplement to the IRAS Faint Source Survey*, Version 2, JPL D-10015 8/93 (FSC2)
 Mouri, H., Taniguchi, Y., *ApJ*, 449, 134, 1995
 Murphy, T. W. Jr., Soifer, B. T., Matthews, K. et al. *AJ*, 121, 97-127, 2001
 Murphy, T. W. Jr., Soifer, B. T., Matthews, K. et al., *ApJ*, 559, 201-224, 2001
 Noguchi, M., *MNRAS*, 251, 360, 1991
 Osterbrock, D. E., *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, University Science Books, Sausalito, California, 1989
 PhD Thesis, University of Paris
 Puget, J. L., Léger, *ARA&A*, 27, 161, 1989
 Puget, J. L., Abergel, A., Bernard, J. P. et al., *A&A*, 308, L5, 1996
 Puxley, P. J., Hawarden, T. G., Mountain, C. M., *ApJ*, 364, 77, 1990
 Rieke, G.H. & Lebofsky, M.J., *ApJ*, 288, 618-621, 1985
 Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Genzel, R. et al., *AJ*, 118, 2625-2645, 1999
 Rockwell Industries, *Users Guide for a HAWAII Focal Plane array*
 Salpeter, E. E., *ApJ*, 121, 161, 1955
 Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H. et al. *ApJ*, 325, 74, 1988
 Sanders, D., B., Scoville, N., Z., Soifer, B., T., *ApJ*, 370, 158, 1991
 Sanders, D., B., in *ASP Conference Series 31, Relationship between Active Galactic Nuclei and Starburst Galaxies*, herausgegeben durch Filippenko, A.
 Sanders, D. B., Mirabel, I. F., *ARA&A*, 34, 749, 1996
 Scott, S. E., Fox, M. J., Dunlop, J. S. et al., *MNRAS*, 331, 817, 2002
 Schegerer, A., Diplom-Arbeit am MPE, in Druck, 2004
 Shull, J., Draine, B., In *Interstellar processes*, herausgegeben durch Hollenbach, D. und Thronson, H., (Dordrecht: Reidel), 283, 1987
 Smail, I., Ivison, R. J., Blain, A. W., *ApJL*, 490, L5, 1997
 Smith, M.D., Mac Low, M.M., *A&A*, 326, 801-810, 1997
 Soifer, B. T., Neugebauer, G. et al., *ApJL*, 283, L1, 1984
 Soifer, B., T., Sanders, D., B., Madore, B., F. et al., *ApJ*, 320, 238, 1987

- SPIFFI-DR, 2002
 Schreiber, J. et al., *SPIFFI Data Reduction Software Design Description*, VLT-TRE-MPE-14720-7001, 2002
- SPIFFI-MD, 2002
 Eisenhauer, F. et al., *SPIFFI - Mechanical Design*, VLT-TRE-MPE-14720-4001, 2002
- SPIFFI-OD, 2002
 Eisenhauer, F. et al., *SPIFFI - Optical Design*, VLT-TRE-MPE-14720-3001-2.1, 2002
- SPIFFI-PAE, 2002
 Schreiber, J., *Internal Conversation and internal PAE report on spectral resolution*, 2002
- SPIFFI-PAR, 2001
 Eisenhauer, F., *Performance Analysis Report*, VLT-TRE-MPE-14720-8012, 2001
- SPIFFI-SO, 2002
 Thatte, N. et al., *SPIFFI - System Overview*, VLT-TRE-MPE-14720-0004, 2002
- Spinoglio & Malkan, 1992
 Spinoglio, L., Malkan, M. A., *ApJ*, 399, 504, 1992
- Starburst, 1999
www.stsci.edu/science/starburst99
- Sternberg & Dalgarno, 1989
 Sternberg, A. und Dalgarno, A., *ApJ*, 338, 197-233, 1989
- Strauss et al., 1992
 Strauss, M. A., Huchra, J. P., Davis, M. et al., *ApJS*, 83, 29-63, 1992
- Tacconi et al., 2002
 Tacconi, L. J., Genzel, R., Lutz, D., Rigopoulou, D., Baker, A. J., Iserlohe, C., Tecza, M., *ApJ*, 580, 73, 2002
- Thompson, Lebofsky & Rieke, 1978
 Thompson, R. I., Lebofsky M. J., Rieke, G.H., *ApJL*, 222, L49, 1978
- Tiné & Lepp et al., 1997
 Tiné, S., Lepp, S., Gredel, R., Dalgarno, A., *ApJ*, 481, 282-295, 1997
- Toomre & Toomre, 1972
 Toomre, A., Toomre, J., *ApJ*, 178, 623, 1972
- Toomre, 1977
 Toomre, A., *The Evolution of Galaxies and stellar populations*, herausgegeben durch Tinsley, B. M., Larson, R. B., New Haven, Yale University Observatory, Seite 401.
- Treffers et al., 1976
 Treffers, R.R., Fink, U. et al., *ApJ*, 209, 793, 1976
- Treffers, 1979
 Treffers, R.R., *ApJL*, 233, L17, 1979
- Trung et al., 2001
 Trung, D., V., Lo, K., Y., Kim, D., C. et al., *ApJ*, 556, 141, 2001
- Vielleux & Osterbrock, 1987
 Vielleux, S., Osterbrock, D.E., *ApJS*, 63, 295, 1987
- Veilleux et al., 1995
 Veilleux, S., Kim, D.C., Sanders, D. B. et al., *ApJS*, 98, 171, 1995
- Veilleux et al., 1997
 Veilleux, S., Goodrich, R. W., Hill, G. J., *ApJ*, 477, 631-660, 1997
- Veilleux & Sanders et al., 1997
 Vielleux, S., Sanders, D. B., Kim, D. C., *ApJ*, 484, 92-107, 1997
- Veilleux et al., 1999
 Veilleux, S.; Kim, D. C., Sanders, D. B., *ApJ*, 522, 113-138, 1999
- Veilleux & Sanders et al., 1999
 Vielleux, S., Sanders, D. B., Kim, D. C., *ApJ*, 522, 139-156, 1999
- Vignati et al., 1999
 Vignati, P. et al., *A&A*, 349, L57, 1999
- Weinberg, 1972
 Weinberg, S., *Gravitation and Cosmology*, New York, John Wiley and Sons, 1972
- Wilson, 1996
 Wilson, R.N., *Reflecting Telescopes Optics*, A&A Libraries, 1996
- Yee, 1980
 Yee, H., K., C., *ApJ*, 241, 894, 1980

Abbildungsverzeichnis

1	Datenkubus	1
1.1	Aufbau SPIFFIs und SPIFFI montiert am Teleskop	8
1.2	Der Bildzerleger von SPIFFI	9
1.3	Anordnung der Slitlets auf dem Detektor	10
1.4	Bildentstehung und Rohbild	10
1.5	Im Labor gemessene Strehl-Zahl MACAOs	12
2.1	Aufbau des Vorojektteststandes	14
2.2	Gemessenes/ideales Abbild (links/rechts) der Faser auf dem Detektor im H-Band	15
2.3	Eingeschlossene Energie als Funktion des Abstandes vom Zentrum der PSF	16
2.4	Bestimmung der Gesichtsfeld-Abhängigkeit der Strehl-Zahl im Falle der 25 mas/px- Abbildungsoptik	17
2.5	Interferometrischer Teststand zur Vermessung der durch die Spektrographenkamera ver- ursachten Wellenfrontfehler	21
2.6	Schematischer Aufbau der Spektrographenkamera mit Nulllinse	22
2.7	SPIFFIs Spektrographenkamera und beste vermessene Wellenfront nach der Optimierung	23
3.1	Die Einheitszelle des HAWAII-Detektors	27
3.2	Beispiel Taktschema für eine Variante des Double-Correlated-Sampling-Auslesemodus .	28
3.3	Das Fanout-Board des SPIFFI-Detektors	30
3.4	Aufbau des in SPIFFI verwendeten Auslesesystems IRACE	31
3.5	Kosmetische Qualität des Detektors. Tote Pixel	33
3.6	Kosmetische Qualität des Detektors. Pixel mit erhöhtem Ausleserauschen	34
3.7	Abhängigkeit des Dunkelstromes von der Temperatur	35
3.8	Variation der Detektortemperatur während einer typischen Beobachtungsnacht	36
3.9	Konversionsfaktor-Histogramm	37
3.10	Simulierte Konversionsfaktor-Histogramme für verschiedene Anzahlen von Flatfield- Aufnahmen für einen wahren Konversionsfaktor von 3,4 Elektronen/ADU	37
3.11	Leuchten der Schieberegister	38
3.12	Linearitätsbereich und relative Abweichung von der Linearität	39
3.13	Frequenzabhängige Beiträge zum Detektorrauschen	40
3.14	Ausleserauschen als Funktion der Anzahl der Detektorauslesepaare	41
3.15	Relative und absolute Stärke des Odd-Even-Effektes vor und nach Bearbeitung der Daten mit der im Text beschriebenen Fourier-Methode	43

3.16	Himmelshintergrund, Detektorrauschen und Gesamtrauschen als Funktion der Gesamtintegrationszeit	45
3.17	Ausschnitt aus einer Flatfield-Aufnahme	46
3.18	Fringing am Detektor	47
4.1	SPIFFI montiert am Cassegrain-Simulator der ESO in der Integrationshalle des MPE	50
4.2	Optisches Layout der Flexure-Optik und Flexure-Optik	51
4.3	Abweichung der transformierten Bildkoordinaten von den Metrologiewerten	54
4.4	Bildbewegung, Rotator- und Zenitwinkel aufeinander folgender Messungen	55
4.5	Rate der Bildbewegung	56
4.6	Spektrale Verschiebung als Funktion des Rotatorwinkels für einen Zenitwinkel von 45°	56
5.1	Prinzip der Beugung an einem Gitter in Ebert-Anordnung	57
5.2	Nord-Süd-Test	58
5.3	Fitkoeffizienten zur Bestimmung der Verkipfung und Nichtlinearität der Einzelspektren auf dem Detektor als Funktion der laufenden Slitletnummer	59
5.4	Verkipfung/Verzeichnung der Spektren über den Detektor	60
5.5	Prinzip der Detektorfokussierung	60
5.6	Fokus-Karten	61
5.7	Linienprofil im K-Band und relative Abweichung Δ der Meßdaten vom Gaußmodell	62
5.8	Linienprofil im J-Band und relative Abweichung Δ der Meßdaten vom Gaußmodell	63
5.9	FWHM von Neon und Xenon-Spektrallinien im H-Band und K-Band als Funktion der laufenden Slitlet-Nummer	63
5.10	Halbwertsbreite in Detektorpixeln von OH-Himmelslinien und Kalibrationslampenlinien als Funktion der Wellenlänge bei Verwendung der 250/100 mas/px-Abbildungsskala und berechnete spektrale Auflösungen als Funktion der Wellenlänge	65
5.11	Genauigkeit der Wellenlängenkalibration	67
5.12	Datenreduktion unter Ausnutzung der Spaltkrümmung	68
5.13	Effizienz als Funktion der Wellenlänge	69
6.1	Fundamentalebene elliptischer Galaxien und ULIRGs	78
6.2	HST-Bilder von IRAS06206-6315	83
6.3	SOFI-Bild von IRAS06206-6315	83
8.1	Extinktion abgeleitet unter Verwendung des “screen models” und des “mixed models”	90
8.2	Extinktionskarte ($A_{2,2\mu m}$) von IRAS06206-6315	92
8.3	Entrötete K-Band-Spektren von IRAS06206-6315	94
8.4	K-Band Spektren von IRAS06206-6315, Ausschnitt	95
8.5	Pa_{α} - und 1-OS(1)-Linienprofil	96
8.6	Gasdynamik	97
8.7	Morphologie und Kinematik der Pa_{α} -Emission	98
8.8	Emissionslinienkarten	99
8.9	Morphologie der schmalbandigen Pa_{α} -Komponenten	100
8.10	Pa_{α} -Geschwindigkeitsmappe des südlichen Kernes	101
8.11	Besetzungszahlendiagramm von IRAS06206-6315	107

8.12	H ₂ -Anregungsmechanismus	112
8.13	Br _γ -Äquivalenzbreite, absolute K-Band-Helligkeit, bolometrische Helligkeit und Anzahl von Photonen mit Wellenlänge kleiner als 912Å als Funktion der Burstdauer	114
8.14	Masse im Massenintervall 0,1-1 M _⊙ als Funktion der Massenfunktion	115
8.15	Filterkurven.	119
8.16	Spektrum des Vordergrundsternes	123
8.17	Pa _α -Dynamik	125
8.18	Pa _α -Dynamik	126

Tabellenverzeichnis

2.1	In einem Slitlet eingeschlossene Energie	15
2.2	Gemessene Abbildungsmaßstäbe des Voroptiksystems	16
2.3	Gemessene Strehl-Zahlen des Facility-Voroptiksystems	17
2.4	Interpretation des Vorzeichens der Anzahl der gemessenen Interferenzringe	18
2.5	Soll- und Ist-Krümmungsradien der Kameralinsen	18
2.6	Die 8 niedrigsten Zernike-Polynome	19
2.7	Seidel-Aberrationen der einzelnen Kamera-Baugruppen	22
2.8	Änderung der sphärischen Aberration bei Änderung des Abstandes zwischen einzelnen Baugruppen	24
3.1	Verschiedene Detektormaterialien und ihre Eigenschaften	25
3.2	Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Ausleserauschen/Hintergrund limitierten Fall	29
3.3	Vergleich gemessener und aus der Anpassung ermittelter Rauschbeiträge	42
3.4	Nötige Integrationszeit bei optimaler Wahl von NDS zum Erreichen des Hintergrundlimits	44
5.1	Mittelwert der Verkipfung und maximale Verzeichnung der Spektren über den gesamten Detektor	59
5.2	Berechnete erreichbare Grenzhelligkeiten für ausgedehnte Quellen	69
5.3	Wichtige Kenngrößen SPIFFIs	70
6.1	IRAS06206-6315: Zusammenfassung bisheriger Messungen	82
7.1	Datensätze	85
8.1	K_s -Magnituden von IRAS06206-6315	89
8.2	Farbexzess und Extinktionskoeffizienten für IRAS06206-6315	91
8.3	Kontinuumsflüsse in IRAS06206-6315	93
8.4	H_2 -Linienflüsse von IRAS06206-6315	93
8.5	Zentren verschiedener Emissionsgebiete in Pixelkoordinaten	98
8.6	Beobachtete H_2 -Linienverhältnisse im Vergleich mit Röntgenmodellen	103
8.7	Beobachtete H_2 -Linienverhältnisse im Vergleich mit UV-Modellen	104
8.8	Beobachtete H_2 -Linienverhältnisse im Vergleich zum isothermischen Fall und verschiedene Schockmodelle	105
8.9	H_2 -Linienflüsse von IRAS06206-6315	106
8.10	Vergleich verschiedener H_2 -Modellanpassungen	108

8.11	Leuchtkraft von IRAS06206-6315 in 1-OS(1) und Br_γ und abgeleitete Supernovaraten . .	109
8.12	Vergleich der Oberflächenhelligkeiten verschiedener Modelle mit gemessenen Oberflächenhelligkeiten	110
8.13	Br_γ -Äquivalenzbreiten, Verhältnis von K-Band-Leuchtkraft zu Infrarot-Leuchtkraft und Verhältnis von Br_γ -Leuchtkraft zu Infrarot-Leuchtkraft als Funktion der Burstdauer . . .	113
8.14	Maximale und mittlere Transmission sowie Wellenlängenbereich mit mehr als 50 % bzw. 80% Transmission.	118
8.15	Flexure-Optik.	120
8.16	H_2 -Übergänge	121

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
ADU	Arbitrary Data Unit (willkürliche Maßeinheit)
AO	Adaptive Optik
APD	Avalanche-Photodiode
AQ	Aquisition Module
CLDC	Clock Driver and DC Bias Modul
DAQ	Data Aquisition
DBE	Detector Back-End
DFE	Detector Front-End
ESO	European Southern Observatory (Europäische Südsternwarte)
FAB	Fanout Board
FET	Feld-Effekt-Transistor
GI	Guest Instrument (Gast Instrument)
GIGA	Optischer Hochgeschwindigkeits-Datenlink
HAWAII	HgCdTe Astronomical Wide Area Infrared Imager
IRACE	Infrared Array Control Electronics
LIRG	Luminous Infrared Galaxy
MACAO	Multi-Application Curvature Adaptive Optics
MPE	Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik
NDS	Number of Double-correlated Samples (Anzahl von Detektor-Auslesepaaren)
PSF	Point Spread Function (Punktabbildungsfunktion)
SEQ	Sequencer Board
SINFONI	Single Far Object Near-IR Investigation
SPIFFI	Spectrometer for Infrared Faint Field Imaging
S/N	Signal-zu-Rausch Verhältnis
TIF	Optical Transputer Fiber Link Interface
TMA	Three Mirror Anastigmat (Drei-Spiegel-Anastigmat)
ULIRG	Ultra Luminous Infrared Galaxy
UT	Unit Telescope
VLT	Very Large Telescope

Danksagung

Ich möchte mich bei Prof. Dr. Reinhard Genzel für die Gelegenheit bedanken, am Bau eines “state-of-the-art” Instrumentes mitwirken zu dürfen und über ein aktuelles wissenschaftliches Thema promovieren zu dürfen.

Mein Dank gilt außerdem dem SPIFFI-Team, im besonderen Dr. Frank Eisenhauer, Dr. Matthias Tecza, Dr. Jürgen Schreiber und Roberto Abuter.

Für die wissenschaftliche Betreuung möchte ich mich bei Prof. Dr. Reinhard Genzel, Dr. Richard Davies und Dr. Linda Tacconi bedanken.

Ebenso gilt mein Dank der mechanischen Werkstatt und der Einkaufsabteilung des Max-Planck-Institutes für extraterrestrische Physik für eine gute Zusammenarbeit sowie Sebastian Fray für zahlreiche gute Biergarten-Gespräche.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern für ihre Unterstützung und ihr Vertrauen bedanken.

Lebenslauf Christof Iserlohe

geboren am 12.2.1973 in Wuppertal

Abitur am 15.6.1992 am Gymnasium Siegesstraße in Wuppertal

Zivildienst vom 1.7.1992 bis zum 30.9.1993 am

Klinikum Bergisch Land

Studium der Physik an der Bergischen Universität und Gesamthochschule Wuppertal

vom 1.10.1993 bis 9.8.1999, Abschluss: Diplom-Physiker

Wissenschaftlicher Angestellter an der Bergischen Universität und Gesamthochschule Wuppertal

vom 3.1.2000 bis 31.7.2000

Promotionsstudium in Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München