

**Entwicklung eines hochauflösenden, abbildenden
Nahinfrarot–Spektrographen
und
Untersuchung des wechselwirkenden Galaxiensystems
NGC6240**

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

vorgelegt von
Matthias Tecza
aus Ingolstadt

26. Mai 1999

1. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Genzel
2. Gutachter: Prof. Dr. Ralf Bender
Tag der mündlichen Prüfung: 10. Dezember 1999

Zusammenfassung

Zu den leuchtkräftigsten Objekten am Himmel gehören, für das menschliche Auge unsichtbar, die ultraleuchtkräftigen Infrarot-Galaxien, die mehr als 90% ihrer bolometrischen Leuchtkraft im ferninfraroten Wellenlängenbereich emittieren. Bis zu einer Rotverschiebung von $z = 0,3$ sind sie die häufigsten Objekte mit einer bolometrischen Leuchtkraft $> 10^{11} L_{\odot}$. Die Ursache der hohen Infrarot-Leuchtkraft ist warmer Staub, dessen Wärmestrahlung bei ferninfraroten Wellenlängen ein Maximum hat. Im Zentrum dieser Galaxien werden große Mengen an Staub und Gas beobachtet. Die Staubmassen verhindern auch den Blick auf die Galaxien bei sichtbaren Wellenlängen, weshalb diese Klasse von Objekten früher nicht bekannt war. Was sich hinter den Staub- und Gasmassen verbirgt und den Staub erwärmt, ist seit der Entdeckung ein kontrovers diskutiertes Problem. Einerseits sprechen spektroskopische Beobachtungen im infraroten Wellenlängenbereich für einen Ausbruch verstärkter Sternentstehung im Zentrum dieser Galaxien, andererseits werden Anzeichen aktiver Kerne in diesen leuchtkräftigen Objekten beobachtet. Hinweise auf die Ursache der Sternentstehung oder der Aktivität kommen von Untersuchungen der Morphologie mit bodengebundenen Teleskopen. Diese zeigen, daß ein Großteil der leuchtkräftigen Infrarot-Galaxien wechselwirkende Galaxiensysteme sind. Um die Wechselwirkung in den Infrarot-Galaxien besser zu verstehen, ist aber neben abbildenden Beobachtungen auch noch Spektroskopie nötig. Durch die Komplexität der Morphologie und Kinematik in wechselwirkenden Galaxien kann mit einem Langspaltspektrographen aber nicht die ganze kinematische Information gewonnen werden.

Hier liegt der Vorteil der zweidimensionalen Spektroskopie mit z.B. 3D. Mit 3D, einem am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik gebauten Nahinfrarot-Spektrographen, werden gleichzeitig die Spektren von 16×16 Bildpunkten im nahinfraroten Wellenlängenbereich gemessen. Die räumliche Auflösung beträgt $0,5 - 1$ Bogensekunde und das Bildfeld hat eine Größe von etwa 8×8 Quadratbogensekunden. Das Herz von 3D ist ein Bildzerleger, der ein zweidimensionales Bildfeld zu einem langen Spalt umformt. Die Anzahl der Bildelemente in einem solchen Instrument ist durch die Anzahl der Detektorelemente begrenzt.

Mit der Entwicklung neuer, größerer Detektoren wird es möglich, sowohl das Bildfeld als auch die spektrale Auflösung von 3D zu verbessern. Im Rahmen dieser Dissertation ist ein neuartiger Bildzerleger mit 1024 Bildelementen für das Instrument SPIFFI (Spectrometer for Infrared Fibre-fed Field Imaging) zum Einsatz am VLT (Very Large Telescope) entwickelt worden. Der Bildzerleger besteht aus Glasfasern, deren Enden aufgeweitet, zu einer Mikrolinse geformt und zu einem Bündel zusammengesetzt werden. Diese neuartige Technologie erlaubt den Einsatz des Bildzerlegers bei tiefen Temperaturen und kann erweitert werden, um in Zukunft mit noch größeren Detektoren verwendet zu werden. Parallel zur Entwicklung des Bildzerlegers wurde der Spektrograph, in dem der Bildzerleger eingesetzt wird, entworfen. Das neue Instrument SPIFFI ist im Vergleich zu 3D um mehrere Leistungsmerkmale erweitert worden. So reicht der Wellenlängenbereich von $1,1 - 2,5 \mu\text{m}$, die spektrale Auflösung kann zwischen ca. 2000 und ca. 4500 gewählt werden. Durch eine Wechseloptik kann die Bildelementgröße den Beobachtungsbe-

dingungen angepaßt werden. Dazu zählt auch der Einsatz von SPIFFI an einer adaptiven Optik, mit der die räumliche Auflösung durch die Winkelauflösung des Teleskops begrenzt ist. Durch eine Zusammenarbeit mit der Europäischen Südsternwarte wird SPIFFI im Instrument SINFONI am VLT eingesetzt werden.

Einen Ausblick auf die Wissenschaft, die mit SINFONI möglich sein wird, kann durch die 3D-Beobachtungen von NGC6240 gewonnen werden. NGC6240 gehört zur Klasse der leuchtkräftigen Infrarot-Galaxien und hat im Zentrum zwei im optischen, infraroten und bei Radiowellenlängen sichtbare Kerne. Neben Gezeitenspuren ist das ein weiterer Hinweis, daß NGC6240 ein wechselwirkendes Galaxiensystem von zwei Galaxien ist. Durch die 3D-Beobachtungen im Wellenlängenbereich $2,15 - 2,4 \mu\text{m}$ konnte die Natur der nahinfraroten Kontinuumstrahlung bestimmt werden. Überriesensterne, die vor $15 - 25$ Millionen Jahren in einem Ausbruch verstärkter Sternentstehung in den Kernen entstanden sind, dominieren die Strahlung in diesem Wellenlängenbereich. Aus der Äquivalenzbreite der Brackett γ Emissionslinie kann man ableiten, daß die Dauer des Ausbruchs verstärkter Sternentstehung < 5 Millionen Jahre gewesen sein muß. Mit stellaren Absorptionslinien konnte erstmals das stellare Geschwindigkeitsfeld in den Kernen von NGC6240 bestimmt werden. Aus dem Geschwindigkeitsfeld ergibt sich eine Rotationsgeschwindigkeit der beiden Kerne von 270 km s^{-1} bzw. 360 km s^{-1} . Die daraus bestimmte dynamische Masse der Kerne ist $\mathcal{M}_{\text{dyn}} \approx 8 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ bzw. $4 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ und ist damit so groß, daß die Kerne nur die Überreste von Galaxien sein können. Die dynamische Masse ist etwa das achtfache der mit 3D beobachteten Sternmasse. Die fehlende Masse kann nicht durch molekulares Gas allein erklärt werden, sondern ein signifikanter Anteil der dynamischen Masse muß in leuchtschwachen Zwerg- und Riesensternen sein, die schon vor der Kollision in den Vorgängergalaxien entstanden sind. Eine Analyse der Geschwindigkeitsprofile entlang der Sichtlinie zeigt, daß zwischen den Kernen die größte Geschwindigkeitsverbreiterung gemessen wird. An dieser Stelle wird mit der mm-Interferometrie der CO $J=2 \rightarrow 1$ Linie eine Konzentration molekularen Gases beobachtet mit einer Masse von $\mathcal{M}_{\text{Gas}} \approx 2 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$. Aus dem Geschwindigkeitsfeld und der Breite der Emissionslinien ergibt sich, daß sich das molekulare Gas in einer rotierenden, turbulenten Gas-Scheibe befindet. Die große Turbulenz wird auch durch Emissionslinien des stoßangeregten molekularen Wasserstoffs beobachtet. Eine solche Gaskonzentration zwischen zwei Kernen wird bisher nur in drei weiteren Galaxien beobachtet und kann durch Modellrechnungen nicht erklärt werden. Durch die breiten Emissionslinien ist NGC6240 ein Sonderfall, der möglicherweise dadurch erklärt werden kann, daß wir NGC6240 in einer kurzlebigen Entwicklungsstufe der Wechselwirkung beobachten.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
Inhaltsverzeichnis	v
Teil I Der abbildende NIR-Spektrograph SPIFFI	1
1. Entwicklungsvorgaben und -ziele	2
2. Bildzerleger	4
2.1 3D-Bildzerleger	4
2.1.1 Prinzip	4
2.1.2 Minimale Spiegelgröße und Spaltlänge	4
2.1.3 Lichtausbeute	6
2.2 Modifizierter 3D-Bildzerleger	6
2.3 Glasfaserbündel als Bildzerleger	9
2.3.1 Querschnittswandlung mit Glasfaserbündel	9
2.3.2 Lichtausbreitung in Glasfasern	10
2.3.3 Lichteinkoppelung mit Mikrolinsen	12
2.3.4 Einkoppelverluste	12
2.3.5 Glasfaserspalt	14
3. SPIFFI-Glasfaserbündel	15
3.1 Entwicklung eines neuartigen Bildzerlegers	15
3.2 Mikrolinsen- und Glasfaserparameter	16
3.3 Herstellung der Mikrolinse am Glasfaserende	19
3.3.1 Aufweiten des Glasfaserendes	19
3.3.2 Beschichten mit SiO ₂	19

3.3.3	Halterung der einzelnen Mikrolinse	22
3.3.4	Schleifen der Mikrolinse	22
3.4	Lichtausbeute der Mikrolinsen–Glasfaser	23
3.4.1	Abbildungsfehler	23
3.4.2	Positionierfehler	24
3.4.3	Fresnel Reflexionsverluste	24
3.4.4	Absorptionsverluste der Glasfaser	25
3.5	Meßergebnisse	25
3.6	Anordnung der Mikrolinsen–Glasfasern zum Bündel	30
4.	Voroptik	33
4.1	Anpassung des Abbildungsmaßstabs	33
4.2	Kaltblende	35
4.3	Filter	35
4.4	Wechseloptik	36
5.	Spektrograph	38
5.1	Besonderheiten des Spektrographen in SPIFFI	38
5.2	Kollimator	41
5.3	Reflexionsgitter	41
5.4	Spektrograph-Kamera	45
5.5	Abbildungsqualität des Spektrographen	46
6.	Detektor	50
6.1	Der HAWAII–Detektor	50
6.2	Elektronik	51
6.3	Testkamera	53
6.4	Dunkelstrom, Rauschen und Quantenausbeute	53
7.	Transmission, Empfindlichkeit und Grenzhelligkeit	55
7.1	Transmission des Spektrographen	55
7.2	Empfindlichkeit	55
8.	Stand der Entwicklungsarbeiten	57

Teil II Untersuchungen des wechselwirkenden Galaxiensystems NGC6240	61
9. Die infrarotleuchtkräftige Galaxie NGC6240	63
10. Abbildende NIR-Spektroskopie	66
10.1 Beobachtungen	66
10.2 Datenauswertung	67
10.3 Ergebnisse	70
10.3.1 Linienkarten	70
10.3.2 Spektren ausgewählter Regionen	74
10.3.3 Extinktion	77
10.3.4 Stellare Kinematik	78
10.4 Diskussion	93
10.4.1 Die Infrarot-Kerne als Galaxien	95
10.4.2 Stoßanregung der H ₂ -Moleküle	104
11. Millimeter-Interferometrie	108
11.1 Beobachtungen und Datenauswertung	108
11.2 Ergebnisse	109
11.2.1 Morphologie der CO-Emission	109
11.2.2 Morphologie der Kontinuum Emission	110
11.2.3 Kinematik des Gases	112
11.3 Diskussion	114
11.3.1 Rotierende, turbulente CO-Scheibe	114
11.3.2 Die Natur der zentralen Massen-Konzentration	116
12. Vergleich der NIR-Spektroskopie und der mm-Interferometrie	121
12.1 Morphologie der Linien-Emission	121
12.2 Kinematik der Linien-Emission	122
13. Wechselwirkung und Fusion	128
13.1 Gleichläufig-Gegenläufige Kollision	128
13.2 Gezeitenspuren	130
13.3 Entwicklung des molekularen Gases	131
13.4 Sternentstehung in den Kernen	132
13.5 Die Entwicklung der CO-Scheibe	132

14. Zusammenfassung der Ergebnisse aus Teil II	134
A. Mikrolinsen- und Faserparameter	136
B. Spektrale Auflösung eines Spaltspektrographen	138
C. Parameter der SPIFFI-Optik	141
Literaturverzeichnis	145
Tabellenverzeichnis	149
Abbildungsverzeichnis	150

Teil I

Der abbildende Nahinfrarot–Spektrograph SPIFFI

SPIFFI — „**SP**ectrometer for **I**nfrared **F**ibre-fed **F**ield **I**maging“ — wurde als Nachfolgeinstrument des abbildenden Nahinfrarotspektrographen 3D (Weitzel et al. 1996) des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik (MPE) entworfen. Der Wunsch nach einem Nachfolgeinstrument für 3D entstand mit der Ankündigung größerer Nahinfrarotdetektoren. 3D erlaubt mit seinem 256^2 Detektorelemente großem NICMOS-3 Detektor, in einer Belichtung die Spektren von allen Bildelementen in einem 16×16 Bildelemente großem Gesichtsfeld gleichzeitig zu messen. Die neuen Detektoren mit 1024^2 Detektorelementen ermöglichen es, ein Instrument zu entwickeln, das im Vergleich zu 3D Spektroskopie mit der vierfachen spektralen Auflösung im vierfachen Gesichtsfeld erlaubt.

Ausgehend von den Erfahrungen mit 3D werden Ziele und Vorgaben für den Entwurf des neuen Instruments erstellt. Zusätzlich zu den anfänglichen Vorgaben, die den Einsatz von SPIFFI an 4-m-Teleskopen vorsehen, werden diese Vorgaben auf den Einsatz von SPIFFI an einem 8-m-Teleskop erweitert. Außerdem soll SPIFFI auf den Betrieb an einer adaptiven Optik vorbereitet sein. Eine adaptive Optik korrigiert die durch atmosphärische Turbulenzen erzeugten Aberrationen und ermöglicht Bildaufnahmen mit einer Winkelauflösung, die nur durch die Beugung am Teleskop begrenzt ist. Ohne adaptive Optik ist die räumliche Auflösung von Großteleskopen durch die atmosphärischen Aberrationen auf ≈ 1 Bogensekunde begrenzt, ein Effekt der als „Seeing“ bezeichnet wird. Im Gegensatz dazu beträgt die theoretische Winkelauflösung eines 8-m-Teleskops 63 Millibogensekunden bei einer Wellenlänge von $2,0 \mu\text{m}$. Die Kombination von adaptiver Optik und zweidimensionaler Spektroskopie an einem 8-m-Teleskop ermöglicht eine Vielzahl neuer wissenschaftlicher Untersuchungen, die bisher noch nicht durchgeführt werden können.

Die Möglichkeit des Einsatzes von SPIFFI zusammen mit einer adaptiven Optik an einem 8-m-Teleskop ergab sich aus einem Angebot der Europäischen Südsternwarte (ESO für englisch: „European Southern Observatory“), in einer Zusammenarbeit die Kombination aus SPIFFI und ESO’s adaptiver Optik MACAO (für englisch: „Multiple Application Curvature adaptive Optics“) als Instrument für eines der vier Teleskope des VLT (für englisch: „Very Large Telescope“) vorzuschlagen. Zusammen mit der ESO wurde daraufhin ein Konzept für das Projekt entwickelt und dem STC (für englisch: Scientific Technical Committee) der ESO unter dem Namen SINFONI vorgeschlagen (ESO/STC-210 1997). Ende Oktober 1997 wurde SINFONI vom STC als „sehr empfehlenswertes“ Instrument für das VLT beurteilt. Das vorgeschlagene Konzept sieht vor, nach einer ersten Testphase SINFONI ab 2001 als Gastinstrument am VLT zu betreiben und ab 2003 als allgemein zugängliches Instrument am VLT anzubieten.

Kapitel 1

Entwicklungsvorgaben und -ziele

Bei der Erstellung der Vorgaben und Ziele eines astronomischen Instruments stehen die wissenschaftlichen Anwendungen im Vordergrund, jedoch grenzen die zur Verfügung stehenden Technologien die Möglichkeiten ein und bestimmen meistens die Realisierbarkeit eines Instruments. Der Ausgangspunkt für die Entwicklung von SPIFFI war die Wahl des Detektors. Er gibt mit seiner Größe die Gesichtsfeldgröße und mit seinem Empfindlichkeitsbereich den Wellenlängenbereich des Instruments vor, das Rauschverhalten wiederum begrenzt die Empfindlichkeit des Instruments.

Wissenschaftliche Ziele

Viele wissenschaftlichen Anwendungen profitieren von der Möglichkeit der zweidimensionalen Spektroskopie mit SPIFFI. Das Spektrum reicht von der Physik unseres Sonnensystems über galaktische und extragalaktische Astrophysik bis zur Kosmologie. Sei es die Untersuchung der chemischen Zusammensetzung und deren räumliche Verteilung von Asteroiden, Kometen oder Monden von Planeten, die Physik der Sternentstehung von der Molekülwolke über Vorhauptreihensterne mit Akkretionsscheiben bis zum Sterntod in einer Supernova oder die Wechselwirkungen von Sternhaufen mit dem umgebenden interstellarem Medium in HII-Regionen, in allen Fällen gewinnt man mit der zweidimensionalen räumlichen Auflösung von SPIFFI. In normalen Spiralgalaxien kann mit der zweidimensionalen Spektroskopie nicht nur die Verteilung und Zusammensetzung der Sternpopulation, sondern auch die Kinematik und Dynamik des Gases als auch der Sterne und damit die Massenverteilung bestimmt werden. In aktiven Galaxien kann damit die Natur der zentralen Energieerzeugung, in Spiralgalaxien die Entwicklung der Sternentstehung untersucht werden. Mißt man dies für verschieden weit rotverschobene Galaxien, kann damit die Formation und Evolution von Galaxien seit der Entstehung des Universums bestimmt werden.

Detektor

Als Detektor in SPIFFI wird ein „HAWAII focal plane array“ (Rockwell, USA) verwendet (Hodapp et al. 1996), dem Nachfolgedetektor des NICMOS 3 Detektors, der an Bord des Weltraumteleskops im Instrument NICMOS (für englisch: Near Infrared Camera and Multi Object Spectrograph) eingesetzt wird (Thompson 1995). Das Akronym HAWAII steht für „HgCdTe Astronomical Wide Area Infrared Imager“. HgCdTe ist das als lichtempfindliche Schicht verwendete Halbleitermaterial des Detektors. Der HAWAII Detektor ist ein Mosaikdetektor mit 1024×1024 Detektorelementen und empfindlich im Wellenlängenbereich von $0,8 \mu\text{m}$ bis $2,5 \mu\text{m}$.

Ein Detektorelement ist quadratisch und hat eine Seitenlänge von $18,5 \mu\text{m}$. Bei einer Arbeitstemperatur von 78 K beträgt der Dunkelstrom weniger als $0,1 \text{ e}^- \text{ s}^{-1}$ und das Ausleserauschen weniger als 8 e^- . Die Arbeitstemperatur von 78 K erlaubt konventionelle Kühlung in einem Badkryostaten mit flüssigem Stickstoff als Kühlmittel.

Abbildungsmaßstab und Gesichtsfeldgröße

Entsprechend den 1024 Spalten des Detektors kann das Gesichtsfeld von SPIFFI aus maximal 1024 einzelnen Bildelementen bestehen. Da die neuen Detektoren sehr teuer sind, und außerdem das Gesichtsfeld mit 1024 Bildelementen sehr klein ist, soll die Detektorfläche bestmöglich ausgenutzt werden. Eine mögliche Anordnung der 1024 Bildelemente ist ein quadratisches Raster mit 32×32 Bildelementen, eine im Vergleich zu nur abbildenden Kameras kleine Zahl. Um trotzdem ein großes Gesichtsfeld am Himmel mit SPIFFI untersuchen zu können, wird jedes Bildelement möglichst groß gewählt. Um die Punktabbildungsfunktion des Seeing aufzulösen, muß die Größe eines Bildelements $\Phi \approx 0,5$ Bogensekunden betragen. Für Beobachtungen, die höhere räumliche Auflösung erfordern, und auch für Beobachtungen zusammen mit einer adaptiven Optik, kann mit einer Wechseloptik der Abbildungsmaßstab geändert werden.

Wellenlängenbereich und spektrale Auflösung

Der Wellenlängenbereich von SPIFFI umfaßt die beiden atmosphärischen Fenster H ($1,45 \mu\text{m}$ bis $1,85 \mu\text{m}$) und K ($1,95 \mu\text{m}$ bis $2,45 \mu\text{m}$). Dies schließt das „thermische K-Band“ ($2,3 \mu\text{m}$ bis $2,45 \mu\text{m}$) mit ein, ein Wellenlängenbereich, in dem die Hintergrundstrahlung von der Wärmestrahlung der Teleskopspiegel oder des Instruments dominiert wird. Um die thermische Hintergrundstrahlung der optischen Elemente in SPIFFI zu reduzieren, werden alle optischen Bauteile, einschließlich des Bildzerlegers, auf eine Betriebstemperatur von 77 K ausgelegt. Da SPIFFI Objekte in einem weiten Bereich von Rotverschiebungen beobachten soll, kann jeweils das gesamte H- oder K-Band mit einer Belichtung abgedeckt werden. Dies gewährleistet maximale Ausnutzung der atmosphärischen Fenster, so daß auch Absorptions- oder Emissionslinien an den Bandrändern noch detektiert werden können. Die spektrale Auflösung $R = \lambda/\delta\lambda$ ergibt sich aus der Anzahl der Elemente pro Detektorspalte. Bei 1024 spektralen Auflösungselementen ist die spektrale Auflösung von SPIFFI im Wellenlängenbereich von $1,45 \mu\text{m}$ bis $2,45 \mu\text{m}$ $R \approx 2200$. Im H-Band ist die spektrale Auflösung $R \approx 4200$, im K-Band $R \approx 4500$.

Teleskopschnittstelle

SPIFFI soll wie 3D ein transportables Instrument sein, das an verschiedenen Teleskopen der 4m- und 8m-Klasse eingesetzt wird. Die Größe und das Gewicht von SPIFFI ist daher ein Faktor, der bei der Entwicklung zu berücksichtigen ist. Auch beim Einsatz mit einer adaptiven Optik ist ein geringes Gewicht erstrebenswert, da dadurch Verbiegungen sowohl im Instrument als auch in der adaptiven Optik verringert werden. Verbiegungen in der adaptiven Optik verschieben die Lage des Bildes auf dem Bildzerleger, durch Verbiegungen im Instrument verschieben sich die Spektren auf dem Detektor. Über lange Belichtungszeiten führt beides zu einer Verschlechterung der räumlichen und spektralen Auflösung. Auch wenn die adaptive Optik nicht direkt eine Eigenschaft SPIFFI ist, muß die Integration mit einer adaptiven Optik bereits beim Entwurf berücksichtigt werden.

Kapitel 2

Bildzerleger

Ausgehend von den Entwicklungsvorgaben und -zielen für SPIFFI, wird untersucht, ob das Konzept des 3D-Bildzerlegers erweitert und in SPIFFI verwendet werden kann. Da die Größe des Bildzerlegers nicht beliebig angepaßt werden kann, ergibt sich eine Spaltlänge des Langspaltspektrographen von ≈ 30 cm. Bei dieser Spaltlänge ergibt sich die optische Weglänge im Spektrographen zu einigen Metern. Da man damit nur sehr schwer ein transportables Instrument entwerfen und bauen kann, wird auch ein Konzept für einen Bildzerleger unter Verwendung von Glasfasern untersucht. Damit kann sowohl die Spaltlänge als auch die optische Weglänge auf $\approx 1/5$ reduziert und ein transportables Instrument entwickelt werden.

2.1 3D-Bildzerleger

2.1.1 Prinzip

In 3D wird ein quadratisches Gesichtsfeld mit einem System aus Flachspiegeln in Streifen zerlegt und zu einem langen Streifen, der den Eintrittsspalt für einen Langspaltspektrographen darstellt, umgeordnet (siehe Abbildung 2.1). Der 3D-Bildzerleger teilt sich in zwei Spiegelsysteme, einen kleinen „Facettenspiegel“ und einen großen „Zerlegerspiegel“. Der Facettenspiegel besteht aus einem Stapel von gegeneinander verkippten Spiegeln, die das Gesichtsfeld horizontal in Streifen zerlegen. Der große Zerlegerspiegel reflektiert die durch den Facettenspiegel aufgefächerten (zerlegten) Strahlen, so daß die Streifen des Facettenspiegels ohne Zwischenraum zu einem langen Streifen zusammengesetzt werden und dabei gleichzeitig die Austrittspupille des Teleskops erhalten wird.

Die Anzahl der Bildelemente im Gesichtsfeld wird durch die Größe des Detektors bestimmt. In 3D ergibt sich aus den 256^2 Detektorelementen des verwendeten NICMOS-3 Detektors ein quadratisches Gesichtsfeld von $n = 16 \times 16 = 256$ Bildelementen. Der Eintrittsspalt im 3D-Spektrograph besteht daher aus 16 Streifen mit je 16 Bildelementen. Sowohl Facettenspiegel als auch der große Zerlegerspiegel bestehen aus 16 Einzelspiegeln. Mit den 1024^2 Detektorelementen des HAWAII-Detektors ergibt sich für SPIFFI ein Gesichtsfeld mit $32 \times 32 = 1024$ Bildelementen.

2.1.2 Minimale Spiegelgröße und Spaltlänge

Jedes Bildelement im Gesichtsfeld von 3D ist quadratisch, so daß die Länge L des Eintrittsspalts die Anzahl n der Bildelemente mal der Größe eines Bildelements ist, die wiederum gleich der

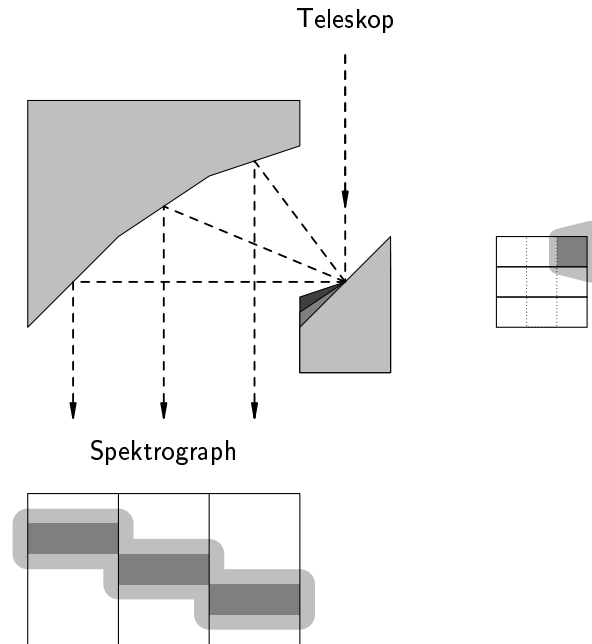


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des 3D-Bildzerlegerprinzips. Das quadratische Bildfeld besteht aus 9 Bildelementen und wird in drei Streifen zu je drei Bildelementen zerteilt.

Spiegelbreite b eines Einzelspiegels im Facettenspiegel ist.

$$L = n \cdot b$$

In 3D ist die Spiegelgröße herstellungsbedingt 0,4 mm, womit sich bei 256 Bildelementen als Spalllänge $L = 256 \cdot 0,4 \text{ mm} = 102,4 \text{ mm}$ ergibt.

Skaliert man den 3D-Bildzerleger auf das Gesichtsfeld von SPIFFI mit 1024 Bildelementen, ergibt sich eine Spalllänge von $L = 1024 \cdot 0,4 \text{ mm} = 409,6 \text{ mm}$. Dies bedeutet, daß der große Zerlegerspiegel über 40 cm groß wäre. Ein Instrument mit einem Bildzerleger dieser Größe würde den in Kapitel 1 gesetzten Zielen und Vorgaben für die Größe des Instruments widersprechen. Dabei ist es nicht nur der Bildzerleger, der zur Größe beiträgt. Auch die Spektrographenoptik muß, um einen Spalt von $\approx 40 \text{ cm}$ Länge abbilden zu können, optische Bauelemente dieser Größe verwenden. Bei der gewünschten spektralen Auflösung errechnet sich die Brennweite des Kollimators für den Spektrographen zu einigen Metern (siehe Kapitel 5). Eine Spiegelgröße von 0,4 mm ergibt bei 0,5 Bogensekunden Bildelementgröße am Himmel ein Öffnungsverhältnis für den Kollimator von $f/41$ an einem 4 m-Teleskop. Bei einer maximalen Strichzahl von 100 Strichen pro mm muß die Größe eines Reflexionsgitters $\approx 10 \text{ cm}$ betragen, um eine spektrale Auflösung von $R \approx 4500$ im K-Band zu erreichen (vergleiche Abschnitt B). Für die Brennweite des Kollimators erhält man daher $f_{\text{Koll}} \approx 4 \text{ m}$, was ein Maß für die benötigte optische Weglänge in der Kollimatoroptik ist. Nur mit zusätzlichen optischen Elementen wie Umlenkspiegeln läßt sich ein so langer optischer Strahlengang zu einer kompakten Anordnung falten. Zur Größe des Bildzerlegers und der Spektrographenoptik kommt noch hinzu, daß beide gekühlt werden müssen, was bei größeren Elementen aufgrund der größeren Masse zu längeren Abkühlzeiten führt. Da die optischen Elemente nur am Rand gehalten werden können, entsteht bei zu schnellem Abkühlen ein Temperaturgradient vom Rand zur Mitte, der zu thermischen Spannungen und möglicherweise zum

Bruch der optischen Elemente führt.

Die einzige Möglichkeit, die Spaltlänge zu verkürzen, besteht darin, die Spiegelgröße der Einzelspiegel im Facettenspiegel zu verkleinern. Die bisherige Herstellungsmethode solcher Spiegel ist aber nur bis zu einer Spiegelgröße von 0,3 mm möglich, was eine minimale Spaltlänge von ≈ 30 cm ergibt. Kleinere Facettenspiegel, falls sie mit einer neuen Methode hergestellt werden könnten, erlauben zwar kleinere Baugrößen, haben aber den Nachteil einer geringeren Lichtausbeute.

2.1.3 Lichtausbeute

Die Lichtausbeute eines 3D-Bildzerlegers ist nicht 100%, da sowohl der Facettenspiegel als auch der große Zerlegerspiegel nicht genau in einer Brennebene plaziert sind (siehe Abbildung 2.1). Da im Facettenspiegel die Einzelspiegel um eine Achse in der Teleskopbildebene aus dieser herausgedreht sind, wird ein Bildpunkt außerhalb der Bildmitte nicht scharf auf den Facettenspiegel abgebildet. Durch die endliche Größe des einzelnen Facettenspiegels werden nicht alle Strahlen eines Bildpunktes durch den entsprechenden Einzelspiegel reflektiert, sondern ein Teil wird von nebenliegenden Spiegeln auf ein falsches Spiegelsegment im großen Zerlegerspiegel reflektiert. Selbst der Anteil des Lichts, der das richtige Spiegelsegment des großen Zerlegerspiegels trifft, wird von diesem nicht zu 100% reflektiert, da auch hier, wiederum durch die Defokussposition des großen Zerlegerspiegels, Strahlen am Rand des Spiegelsegments auf das benachbarte Spiegelsegment treffen und damit falsch reflektiert werden. Für kleinere Spiegelgrößen wird das Verhältnis von Defokusscheibchen zu Spiegelgröße immer ungünstiger und die Lichtausbeute nimmt ab.

Der Defokuseffekt am Facettenspiegel läßt sich nur verringern, wenn die Neigungswinkel der Facettenspiegel möglichst klein sind. Damit ist aber auch der Winkel zwischen den aufgefächerten Strahlen der Spiegelsegmente kleiner. Da der große Zerlegerspiegel aber genau an den Punkt positioniert werden muß, an dem sich die aufgefächerten Strahlen der einzelnen Bildstreifen gerade nicht mehr überlappen, wird der Abstand zwischen Facettenspiegel und Zerlegerspiegel größer und die Lichtverluste am Zerlegerspiegel nehmen zu. Ein Kompromiß zwischen maximalem Neigungswinkel und Abstand zum großem Zerlegerspiegel ergibt sich für einen Neigungswinkel von 45° .

Soll außerdem die Größe eines Bildelements am Himmel konstant bleiben, verringert sich mit kleiner werdender Spiegelgröße auch das Öffnungsverhältnis der Strahlen in der Teleskopbildebene, das heißt das Strahlenbündel hat einen größeren Öffnungswinkel. Dadurch nimmt, sowohl am Facettenspiegel als auch am großen Zerlegerspiegel, mit kleiner werdender Spiegelgröße der Durchmesser des Defokusscheibchen zu. Beide Effekte, abnehmende Spiegelgröße und zunehmender Defokuseffekt, addieren sich und die Lichtausbeute für Spiegelgrößen kleiner als 0,3 mm ist kleiner als 77% (siehe Abbildung 2.2).

2.2 Modifizierter 3D-Bildzerleger

Die Lichtausbeute eines 3D-Bildzerlegers mit 1024 Bildelementen und kleiner Spiegelgröße läßt sich jedoch verbessern, indem Modifikationen am Entwurf des Bildzerlegers vorgenommen werden.

Um den Abstand des großen Zerlegerspiegels vom Facettenspiegel klein zu halten, wird ein symmetrischer Aufbau des Bildzerlegers gewählt (siehe Abbildung 2.3). Dies entspricht einer

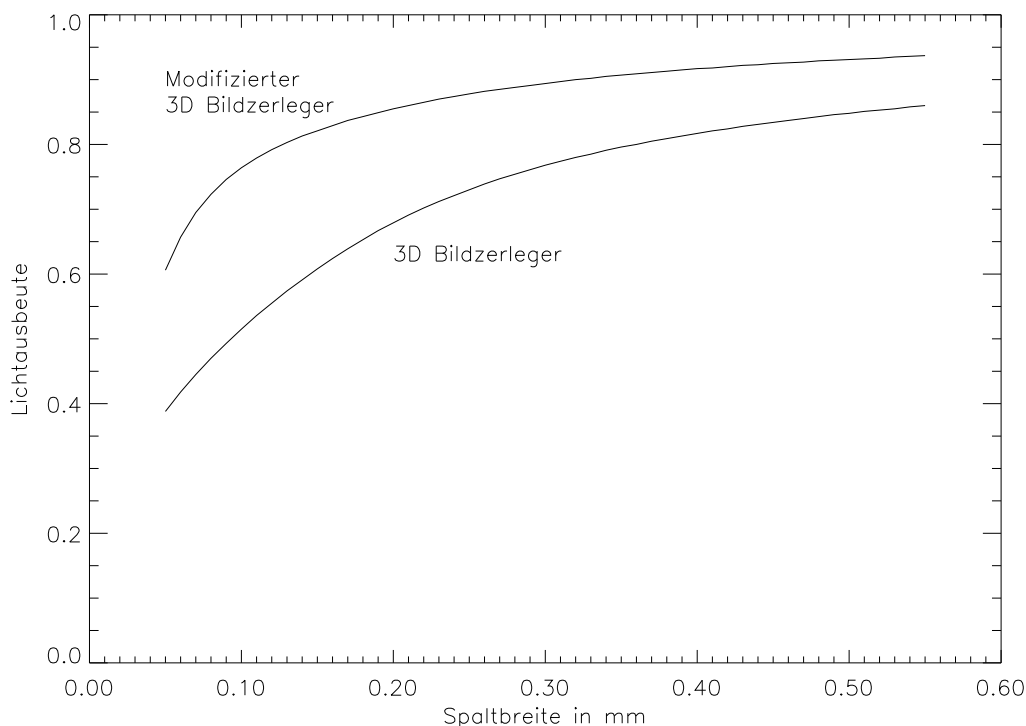


Abb. 2.2: Über das gesamte Gesichtsfeld gemittelte Lichtausbeute für einen 3D-Bildzerleger mit 32×32 Bildelementen (untere Kurve) und einem modifizierten 3D-Bildzerleger mit ebenfalls 32×32 Bildelementen (obere Kurve). Die Kurven berücksichtigen keine Reflexionsverluste an den Spiegeloberflächen.

effektiven Spaltlänge von 512 Bildelementen in einem 3D-Bildzerleger und verkürzt damit den maximalen Abstand zwischen Facettenspiegel und Zerlegerspiegel auf die Hälfte. Damit die Sicht auf den Facettenspiegel nicht durch den großen Zerlegerspiegel verstellt wird, muß der Bildzerleger geneigt werden, so daß das einfallende Licht den großen Zerlegerspiegel oberhalb passiert, das „zerlegte Licht“ unterhalb des Facettenspiegels reflektiert wird.

Um die Lichtverluste am großem Zerlegerspiegel weiter zu verringern, wird eine zusätzliche Neigung der Facettenspiegel senkrecht zur bisherigen Neigung eingeführt. Die Einzelspiegel des Facettenspiegels, die im 3D-Bildzerleger alle nur um eine Achse gekippt waren, sind nun zusätzlich um eine Achse in der Spiegelebene abwechselnd nach oben und nach unten geneigt, so daß der resultierende Spalt aus einzelnen Streifen zusammengesetzt ist, die senkrecht zur Spaltrichtung nach oben bzw. nach unten versetzt sind. Im Gegensatz zum 3D-Bildzerleger, bei dem sich benachbarte Streifen an einer Ecke der Schmalseiten „berühren“, sind auf diese Weise die einzelnen Streifen isoliert, und die Spiegelsegmente des großen Zerlegerspiegels können größer als bei einem 3D-Bildzerleger sein. Die Spiegelsegmente des großen Zerlegerspiegels sind dabei wie in einer Ziegelmauer angeordnet. Wählt man den vertikalen Versatz zwischen den Spiegelsegmenten größer als den Durchmesser des Defokusscheibchens, ist die Breite jedes Spiegelsegments senkrecht zur Spaltrichtung größer als das unscharfe Spaltbild. Dies gilt auch in Spaltrichtung, solange die Facettenspiegelbreite größer als 0,155 mm ist. Erst bei kleineren Spiegelbreiten treten Lichtverluste am großen Zerlegerspiegel auf. Für Spiegelbreiten größer als 0,3 mm ist die

Lichtausbeute $> 89\%$ (siehe Abbildung 2.2). Dabei sind Reflexionsverluste an der Spiegeloberfläche noch nicht berücksichtigt. Für eine Goldbeschichtung ist die Reflektivität größer als 99% , so daß sich für den Spiegelbildzerleger ein zusätzlicher Lichtverlust von $\approx 2\%$ ergibt.

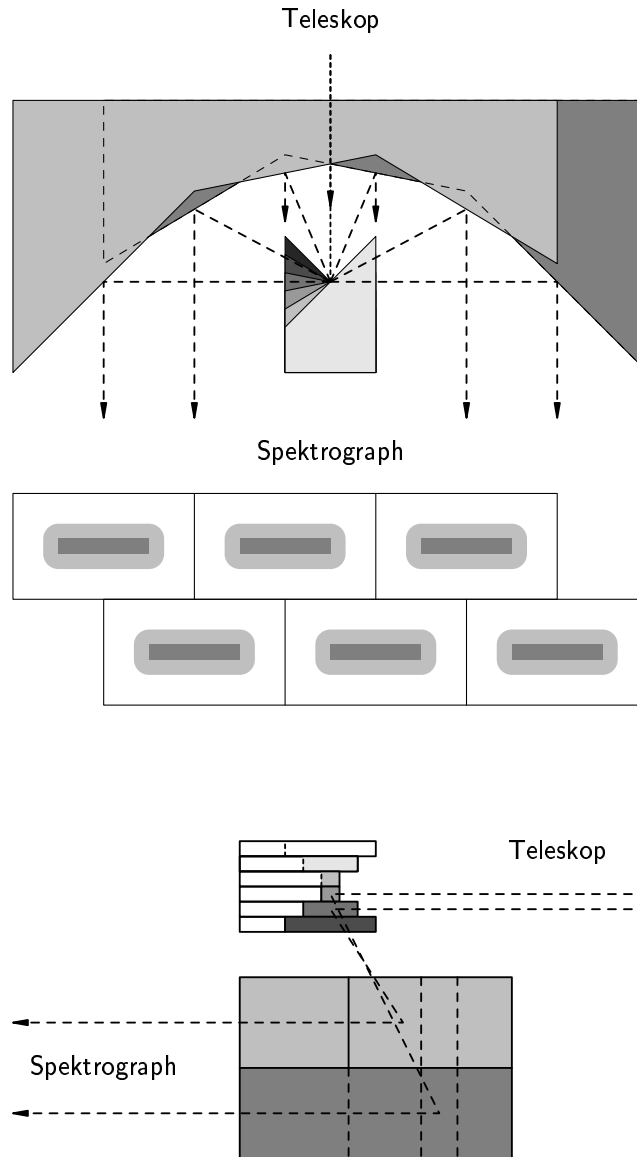


Abb. 2.3: Schematische Darstellung des modifizierten 3D-Bildzerlegerprinzips. Das quadratische Bildfeld besteht aus 36 Bildelementen und wird in sechs Streifen zu je sechs Bildelementen zerteilt.

Basierend auf dem 3D-Bildzerleger hat Content (1998) ebenfalls einen neuen Entwurf für einen Bildzerleger vorgestellt. Während der hier vorgestellte Entwurf weiterhin Flachspiegel verwendet, sind die Spiegel im Bildzerleger von Content gekrümmt. Damit ist es möglich, mit den Spiegeln des kleinen Zerlegerspiegels die Teleskoppupille abzubilden. In Content's Entwurf wird die Teleskoppupille für jeden Spiegel des Facettenspiegels auf ein dem großen 3D-Zerlegerspiegel entsprechendes Spiegelsystem abgebildet. Der Durchmesser des Bildes der Teleskoppupille ist

kleiner als der Strahldurchmesser auf dem großen 3D-Bildzerleger, so daß der maximale Ablenkwinkel am Facettenspiegel kleiner sein kann und damit die Lichtverluste geringer sind. Mit dem Spiegeln des großen Zerlegerspiegels werden die Spiegel des Facettenspiegels auf den Eintrittsspalt des Spektrographen abgebildet. Dadurch wird bereits das Bild des Facettenspiegels verkleinert und es ergibt sich eine verkürzte Spaltlänge und eine geringere Baugröße des großen Zerlegerspiegels. Es wird jedoch jeder Einzelspiegel des Facettenspiegels die Pupille unterschiedlich abbildet, so daß ein drittes Spiegelsystem in der Bildebene des Spektrographen die einzelnen Pupillen wieder an die Position des dispergierenden Elements im Spektrographen, abbilden muß. Nicht nur daß das dritte Spiegelsystem eine weitere Fehlerquelle bei der Justierung des Bildzerlegers darstellt, auch die Fertigung der gekrümmten Spiegeloberflächen für die einzelnen Spiegel des Facettenspiegels und des großen Zerlegerspiegels ist sehr schwierig. Besonders wichtig ist die exakte Position der Krümmungsmittelpunkte auf den Spiegeln, da bereits ein kleiner Fehler zu einem Versatz des Bildes der Teleskoppupille auf dem großen Zerlegerspiegel führt. Sind die Spiegel richtig justiert, treten bei diesem Entwurf des Bildzerlegers Lichtverluste nur am kleinen Zerlegerspiegel auf und sind kleiner als im hier vorgestellten modifizierten 3D-Bildzerleger, der jedoch keine neuen Technologien voraussetzt und, abgesehen von der kleineren Spaltbreite, nur eine Abwandlung der Geometrie des 3D-Bildzerlegers ist.

2.3 Glasfaserbündel als Bildzerleger

Da die Spaltlänge bei Verwendung eines modifizierten 3D-Bildzerlegers nicht kleiner als ≈ 30 cm sein kann, wird alternativ der Einsatz eines Glasfaserbündels als Bildzerleger untersucht. Jedem Bildelement am Himmel wird eine Glasfaser des Bündels zugeordnet. Wählt man für die Ein- und Austrittsseite unterschiedliche Querschnittsgeometrien, kann damit ein Bildzerleger hergestellt werden. Typische Glasfasern für die Telekommunikation einen Kerndurchmesser $d_{\text{Kern}} \approx 0,05 - 0,1$ mm haben. Damit ist es möglich, einen Bildzerleger mit einer Spaltlänge $L < 100$ mm zu entwerfen. Da außerdem die Bildzerlegung genau in der Bildebene stattfindet, ist man frei von Defokuseffekten.

2.3.1 Querschnittswandlung mit Glasfaserbündel

Zur Bildzerlegung wird ein Glasfaserbündel mit einem zweidimensionalen Querschnitt an der Eintrittsseite in die Bildebene des Teleskops gesetzt. Jede Glasfaser schneidet aus der Bildebene ein Bildelement heraus und leitet das Licht, unabhängig von den anderen Glasfasern, zur Austrittsseite. Die Austrittsseite ist zu einem Schlitz angeordnet und wird als Eintrittsspalt eines Langspaltspektrographen verwendet. Wie aus Abbildung 2.4 zu erkennen ist, beträgt der Anteil der Kernflächen an der Gesamtfläche des Gesichtsfeldes selbst bei einer dicht gepackten Anordnung weniger als 100%, und bei zunehmender Manteldicke verschlechtert sich das Verhältnis weiter.

Auch an der Austrittsseite gilt dieser Effekt, so daß die Spaltlänge beim einfachen Aneinanderreihen der Glasfasern größer als die minimale Spaltlänge $L = n \cdot d_{\text{Kern}}$ ist (vergleiche Abbildung 2.6).

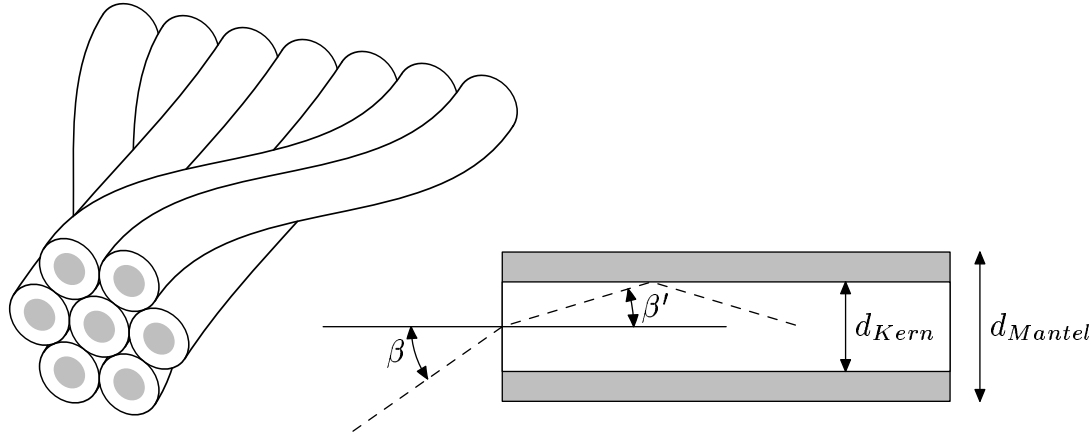


Abb. 2.4: Querschnittswandlung mit einem Glasfaserbündel. Der Anteil der Faserkernfläche an der Gesamtfläche ist $\frac{\pi}{2\sqrt{3}}(d_{\text{Kern}}/d_{\text{Mantel}})^2$. Die Lichtausbreitung in einer Glasfaser erfolgt durch Totalreflexion am Fasermantel.

2.3.2 Lichtausbreitung in Glasfasern

Die Lichtausbreitung in einer Glasfaser läßt sich anschaulich mit geometrischer Optik¹ über die Totalreflexion an der Fläche zwischen Kern und Mantel erklären. Als Mantelmaterial einer Glasfaser wählt man ein Material, das einen kleineren Brechungsindex als das Kernmaterial besitzt. Nach dem Snellius'schen Gesetz werden Strahlen mit einem Einfallswinkel größer als der Totalreflexionswinkel

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{n_{\text{Mantel}}}{n_{\text{Kern}}}\right)$$

unter dem Einfallswinkel reflektiert und breiten sich auf diese Weise innerhalb des Faserkerns aus. Durch die Vielzahl der Reflexionen innerhalb der Glasfaser geht die Information über den Ort und Einfallswinkel des Lichteintritts in die Glasfaser verloren. Dies muß beim Entwurf des Instrumentes, hier vor allem bei der Wahl des Ortes für die kalte Aperturblende (siehe Kapitel 4) berücksichtigt werden.

Numerische Apertur

Am Ende der Glasfaser tritt ein Lichtstrahl, der innerhalb der Glasfaser unter dem Totalreflexionswinkel reflektiert wird, mit dem Winkel

$$\beta = \arcsin\left(\frac{\sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2}}{n_{\text{außen}}}\right)$$

aus. n_{Kern} , n_{Mantel} und $n_{\text{außen}}$ sind die Brechungsindexe des Kerns, Mantels und des Mediums außerhalb der Glasfaser. Die Umkehrung der Strahlrichtung bedeutet, daß nur Strahlen mit einem Einfallswinkel kleiner als β sich innerhalb des Faserkerns ausbreiten können. Eine Glasfaser transmittiert also nur Licht eines bestimmten Raumwinkels.

¹ Als Einführung in die Optik sei „Optics“ von Hecht und Zajac (1979) empfohlen

Zur Charakterisierung dieser Eigenschaft dient die „Numerische Apertur“

$$na = \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2} = n_{\text{außen}} \cdot \sin \beta,$$

ein Wert, der nur von den Materialeigenschaften der Glasfaser abhängt.

„Focal Ratio Degradation“ FRD

Für die Berechnung des Totalreflexionswinkel bei der Lichtausbreitung im vorigen Abschnitt wurde eine zylindrische Geometrie der Glasfaser angenommen. Tatsächlich, und darauf beruhen die vielfältigen Einsatzmöglichkeiten einer Glasfaser, leitet eine Glasfaser Licht auch, wenn sie gebogen ist. Durch die Biegung verändert sich jedoch der Einfallswinkel von einer Totalreflexion zur nächsten, und am Faserende treten Strahlen mit anderen Winkeln als dem Einfallswinkel aus. Dieser Effekt tritt nicht nur bei großen Verbiegungen auf, auch Unregelmäßigkeiten der Fläche zwischen Kern und Mantel führen zu diesem Effekt. Verursacht werden solche Unregelmäßigkeiten durch innere Spannungen, entweder mechanische oder thermische, wie sie bei der Halterung der Glasfasern aber auch schon bei ihrer Herstellung auftreten.

Koppelt man an einem Glasfaserende Licht mit einem Öffnungsverhältnis (englisch: focal ratio) ein, das innerhalb des durch die numerische Apertur gegebenen Raumwinkels liegt, und mißt das Öffnungsverhältnis am Austrittsende der Glasfaser, so stellt man fest, daß das Öffnungsverhältnis nicht erhalten ist. Das Austrittsöffnungsverhältnis ist kleiner, das heißt Strahlen treten mit einem Winkel größer als der Einfallswinkel aus. Eine Verteilung von Einfallswinkeln wird durch die Lichtausbreitung in der Glasfaser verbreitert, ein Effekt der im Englischen „Focal Ratio degradation“ (FRD) genannt wird. Für große Öffnungsverhältnisse ist der Effekt stärker ausgeprägt, und für Öffnungsverhältnisse zwischen $f/3$ und $f/4$ beobachtet man die geringsten Auswirkungen der FRD.

Verhalten von Glasfasern bei tiefen Temperaturen

Wie in den vorgehenden zwei Abschnitten beschrieben wurde, ist die Wahl der Kern- und Mantelmaterialien entscheidend für die Lichtausbreitung in der Faser. Der Brechungsindex von Kern und Mantel gibt die numerische Apertur der Faser vor, der Herstellungsprozeß und die Halterung der Faser hat Einfluß auf das FRD-Verhalten. Beim Einsatz von Glasfasern bei kryogenen Temperaturen müssen diese Faktoren verstärkt berücksichtigt werden. So verändert sich der Brechungsindex von Kern und Mantel mit der Temperatur, und beim Abkühlen verursachen unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten von Kern und Mantel innere thermische Spannungen in der Glasfaser. Um zu verhindern, daß bei tiefen Temperaturen der Brechungsindex des Mantels größer als der des Kerns wird, wie es z.B. bei einer Glasfaser mit Plastikmantel eintritt, wird eine Quarz/Quarz-Faser verwendet. Der Kern einer solchen Faser besteht aus reinem Quarzglas, während der Mantel zur Anpassung des Brechungsindex aus dotiertem Quarzglas besteht. Die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur und der thermische Ausdehnungskoeffizient dieser Faser sind für Kern und Mantel sehr ähnlich, so daß diese Fasern bei tiefen Temperaturen bis zu 4K eingesetzt werden können (Oxford Electronics Limited 1995, Johnson 1995).

2.3.3 Lichteinkoppelung mit Mikrolinsen

Die geringe Lichtausbeute des Faserbündels aufgrund des geometrischen Füllfaktors läßt sich durch eine Einkoppellinse vor jeder Glasfaser verbessern. Die Einkoppellinsen werden in einem Mosaik angeordnet, und bei der Verwendung von z.B. quadratischen oder regelmäßig sechseckigen Linsen läßt sich ein nahezu 100-prozentiger Flächenfüllfaktor erreichen. Da die Größe einer Einkoppellinse bei dem hier vorgestellten Konzept nur ≈ 1 mm beträgt, spricht man auch von einem Mikrolinsenmosaik.

Zur Bildzerlegung wird das Mosaik aus Mikrolinsen in die Bildebene des Teleskops gesetzt. Jede Mikrolinse stellt dadurch eine Feldlinse dar, die die Teleskoppupille auf den Kern einer Glasfaser abbildet. Für jedes durch den Querschnitt der Mikrolinse definiertes Bildelement wird dabei ein Bild der Teleskoppupille erzeugt. Jede Mikrolinse besitzt daher ihre eigene Eintrittspupille, die mit der Teleskoppupille übereinstimmen soll. Um dies für alle Mikrolinsen zu erfüllen, muß die Eintrittspupille in unendlichem Abstand vor der Mikrolinse plaziert sein.

Um den Abbildungsmaßstab des Teleskops an die Größe des Mikrolinsenmosaik anzupassen, ist eine Voroptik vor dem Bildzerleger notwendig. Die Voroptik wird dabei so entworfen, daß ihre Austrittspupille im Unendlichen zu liegen kommt. Damit wird erreicht, daß für alle Mikrolinsen das Bild der Teleskoppupille auf der optischen Achse der Mikrolinse zentriert ist.

Ist die Voroptik als Wechseloptik ausgelegt, lassen sich unterschiedliche Abbildungsmaßstäbe realisieren. Außerdem bietet die Voroptik eine gute Position, die kalte Aperturblende zur Unterdrückung des thermischen Hintergrunds anzubringen.

Wählt man die Brennweite der Mikrolinse und den Kerndurchmesser so, daß das Bild der Teleskoppupille kleiner als der Kern der Faser ist, ist eine hohe Einkoppeleffizienz erreichbar. Die numerische Apertur der Faser muß dabei so gewählt werden, daß die Strahlen mit dem größten Einfallswinkel am Kern innerhalb der numerischen Apertur liegen.

In Abbildung 2.5 wird die Einkoppelung schematisch dargestellt, in Anhang 3.2 werden die Mikrolinsen- und Glasfaserparameter für die Einkoppelung hergeleitet. Dort wird auch erklärt, daß die Einkoppelung mit einer Mikrolinse ebenfalls beim Betrieb mit einer adaptiven Optik möglich ist, wenn man nur den Effekt der Beugung von vorneherein berücksichtigt. In SPIFFI ist durch die Auslegung des Bildzerlegers für eine Bildelementgröße $\Phi = 0,5$ Bogensekunden die Einkoppelung auch zusammen mit der adaptiven Optik gegeben.

2.3.4 Einkoppelverluste

Selbst mit der Einkoppelung über das Mikrolinsenmosaik läßt sich eine Einkoppeleffizienz von 100% nicht erreichen. Verluste entstehen zum Beispiel durch *Abbildungsfehler* der Linse, wodurch die Teleskoppupille nicht genau auf den Glasfaserkern abgebildet wird. Da Mikrolinsenmosaik bisher nicht als Achromate hergestellt werden, sind chromatische Aberrationen die dominierenden Abbildungsfehler. Es ist zwar möglich, durch die Wahl eines größeren Kerndurchmessers, die Verluste durch Abbildungsfehler zu kompensieren, man vergrößert dabei aber auch das $A \cdot \Omega$ -Produkt² beziehungsweise die numerische Apertur na der Faser. Will man trotzdem

² Das $A \cdot \Omega$ -Produkt stellt in der geometrischen Optik eine wichtige Erhaltungsgröße dar. An jeder Stelle in einem optischen System ist das Produkt aus der Fläche A , durch die Strahlen treten, und dem Raumwinkel Ω , den die Strahlen dabei erzeugen, konstant. Dieser Erhaltungssatz wird z.B. in Abschnitt B benutzt, um das Öffnungsverhältnis der Spektrographkamera zu berechnen.

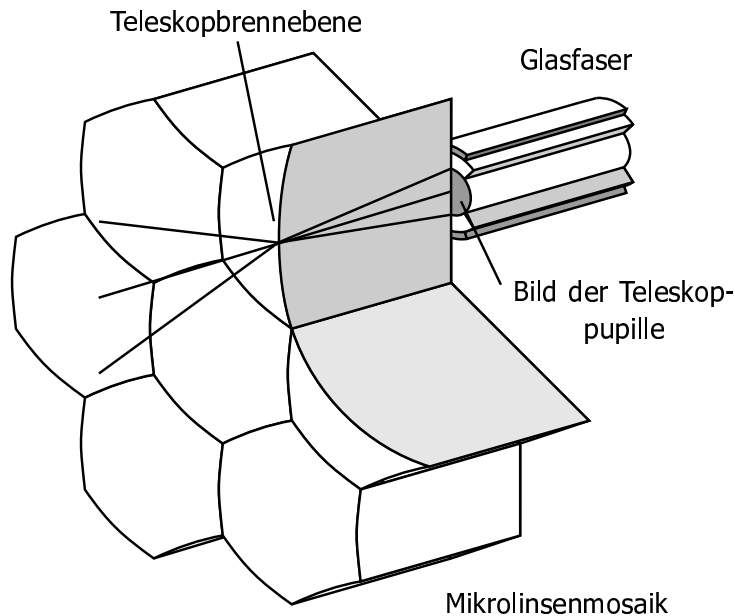


Abb. 2.5: Schematische Darstellung der Einkoppelung in ein Glasfaserbündel mit einem Mikrolinsenmosaik.

jede Glasfaser auf eine Detektorspalte abbilden, muß das Öffnungsverhältnis des Kollimators und der Kamera verkleinert werden. Dies läßt sich nur mit mehr optischen Bauelementen realisieren, die wiederum durch Reflexionsverluste an den Oberflächen die Transmission verkleinern.

Weitere Verluste treten durch ein nicht perfektes Mikrolinsenmosaik auf. Am Übergang von benachbarten Mikrolinsen weicht die Linsenoberfläche von der perfekten Form ab, und die Teleskop-pupille wird durch die Linse falsch abgebildet. Der Anteil der Linsenoberfläche mit den korrekten Abbildungseigenschaften an der Gesamtfläche des Mosaiks wird als *Füllfaktor* bezeichnet. Je nach Herstellungsprozeß liegt der Füllfaktor eines Mikrolinsenmosaik zwischen 95% und 100%.

Reflexionsverluste durch Fresnelreflexion an den Luft-Glas Übergängen von Linse und Glasfaser verringern die Einkoppeleffizienz zusätzlich. Eine Antireflexbeschichtung kann die Verluste zwar verkleinern, doch sind selbst mit mehrfachen Interferenzschichten die Verluste nicht ganz zu unterdrücken. Typische Reflexionsverluste von Mehrfachvergütungen für den nahinfraroten Wellenlängenbereich betragen $\approx 1\%$ pro Oberfläche.

Der letzte Beitrag zu den Einkoppelverlusten kommt von *Positionierfehlern* der Glasfaser hinter der Mikrolinse. Ein Versatz der Glasfaser gegenüber der Mikrolinse von 8% des Kerndurchmessers verschiebt das Bild der Teleskop-pupille gegenüber dem Faserkern so weit, daß bereits ein Lichtverlust von 5% auftritt. Bei einem Kerndurchmesser von $100\ \mu\text{m}$ muß daher die Glasfaser auf $8\ \mu\text{m}$ genau positioniert werden um 95% geometrische Einkoppeleffizienz zu erreichen. Ein Verkippen der optischen Achsen von Mikrolinse und Glasfaser führt ebenfalls zu einem Versatz und Lichtverlust. Hier muß eine Genauigkeit im Bereich von Bogenminuten erreicht werden. Zur Verringerung der thermische Hintergrundstrahlung wird der Bildzerleger gekühlt, so daß diese Positioniergenauigkeit nicht nur bei Raumtemperatur, sondern auch bei kryogenen Temperaturen erzielt werden muß.

Außerdem gibt es in der Glasfaser selbst *Absorptionsverluste*. Für die verschiedenen Wellenlängenbereiche werden im Handel jeweils Glasfasern mit optimalen Dämpfungswerten angeboten. Kennt man die Dämpfungswerte, so läßt sich in Abhängigkeit von der Glasfaserlänge die Transmission der Glasfaser für den gewünschten Wellenlängenbereich berechnen. Beste Dämpfungswerte liegen im Bereich von $0,05 \text{ db m}^{-1}$, zu ultravioletten und infraroten Wellenlängen steigen die Dämpfungswerte bis zu wenigen db m^{-1} an (vergleiche Abbildung 3.7).

Auf die einzelnen Beiträge zur Einkoppeleffizienz des in SPIFFI verwendeten Glasfaserbündels wird in Abschnitt 3.4 eingegangen.

2.3.5 Glasfaserspalt

Durch das Mikrolinsenmosaik wird das zweidimensionale Gesichtsfeld in einzelne Bildelemente unterteilt und das Licht jedes Bildelements wird in eine Glasfaser eingekoppelt. Ist das Licht in die Glasfasern eingekoppelt, kann die Lichtverteilung auf dem Mikrolinsenmosaik durch Umordnen der Glasfaser nahezu beliebig umgewandelt werden. Um das Licht der Bildelemente in einem Langspaltspektrograph analysieren zu können, müssen die einzelnen Glasfasern zu einem Spalt angeordnet werden. Ordnet man die Glasfasern in einer Reihe an, so ergibt sich bei dichtester Packung eine Lücke zwischen den einzelnen Faserkernen von der doppelten Manteldicke (siehe Abbildung 2.6). Die Spektrographenoptik muß daher einen Spalt abbilden, der länger als die Mindestlänge ist. Um dies zu vermeiden wurden verschiedene Konzepte entworfen und auf ihre Durchführbarkeit untersucht.

Wie bei der Einkoppelung mit den Mikrolinsen, hat auch beim Lichtaustritt jede Glasfasern ihre eigene Austrittspupille. Da alle Pupillen mit dem Kollimator auf das Gitter im Spektrographen abgebildet werden, müssen ihre Positionen zusammenfallen. Dies ist nur möglich, falls die Pupillen in unendlichem Abstand vom Glasfaserspalt sind. Dazu wiederum müssen die Glasfasern alle parallel zueinander sein. Ein Verkippen der Glasfasern untereinander führt zu einem Versatz des Bildes der Austrittspupille auf dem Gitter und damit zu einem Lichtverlust. Die gleiche Rechnung wie für die Einkoppelung mit der Mikrolinse ergibt bei einem Verkippwinkel von $0,5^\circ$ einen Lichtverlust von 5%.

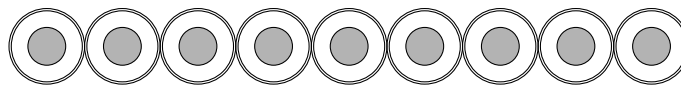


Abb. 2.6: Einfachste Anordnung des Glasfaserspalts durch Aneinanderreihen der Glasfasern.

Kapitel 3

SPIFFI-Glasfaserbündel

Bei der Untersuchung über die Verwendbarkeit eines Glasfaserbündels als Bildzerleger werden zwei verschiedene Konzepte erarbeitet und auf ihre Durchführbarkeit untersucht.

Das erste Konzept beruht auf dem getrennten Aufbau eines Mikrolinsenmosaiks und eines Glasfaserbündels. Die einzelnen Varianten unterscheiden sich nur in der Halterung der Glasfasern hinter dem Mikrolinsenmosaik, die auch beim Tieftemperatureinsatz die gewünschte Positioniergenauigkeit sichern soll. Das Mikrolinsenmosaik wird durch Ätzen aus einer Quarzglasplatte als ein Teil hergestellt. Die Halterung der Glasfaser erfolgt entweder in einer Quarzglasplatte mit präzise gebohrten Löchern oder in einem Stapel aus Quarzglasplatten mit präzisen Nuten, wobei die Glasfasern mit Klebstoff fixiert werden. Da für die Halterung des Glasfaserbündels das gleiche Material wie für das Mikrolinsenmosaik verwendet wird, ist die Positioniergenauigkeit unabhängig von der Temperatur. Wie aus Abschnitt 2.3.4 hervorgeht, muß die absolute Positioniergenauigkeit zwischen Mikrolinse und Glasfaser $< 10 \mu\text{m}$ sein. Diese Genauigkeit muß über das gesamte Ausmaß des Mikrolinsenmosaiks erfüllt werden. Um die Glasfasern zu positionieren, werden sie mit Klebstoff fixiert.

Ein zweites Konzept sieht vor, eine Glasfaser an einem Ende aufzuweiten, das aufgeweitete Ende zu einer Linse mit sechseckigem Querschnitt zu fräsen und polieren und 1024 dieser Mikrolinsenfasern zu einem Glasfaserbündel mit Mikrolinsenmosaik zusammensetzen. Da die Mikrolinse mit der Faser eine monolithische Einheit bildet, kann sich beim Abkühlen dieser Einheit die Glasfaser nicht gegenüber der Mikrolinse verschieben. Jede Einheit für sich muß die Positioniergenauigkeit der Mikrolinse gegenüber der Glasfaser erfüllen, nicht jedoch das gesamte Mikrolinsenmosaik. Dies erleichtert die Konstruktion und Herstellung der Mikrolinsenhalterung. Da diese Halterung ohne Klebstoff auskommt, kann eine beschädigte Glasfaser später wieder ausgetauscht werden. Auch die Erweiterung auf mehrere Glasfasern ist mit einem neuen Halter möglich. Außerdem besitzt diese Lösung nur einen Luft-Glas Übergang an der Eintrittsseite, gegenüber drei Übergängen beim getrennten Aufbau von Mikrolinsenmosaik und Glasfaserbündel.

3.1 Entwicklung eines neuartigen Bildzerlegers

Beim Vergleich der beiden Konzepte für ein Glasfaserbündel überwiegen die Vorteile des Konzeptes mit den aus dem aufgeweiteten Glasfaserende geformten Linse, so daß dieses Konzept genauer untersucht wurde und ein Bildzerleger entworfen wurde.

Zwar existierte schon die Technologie, Glasfasern aufzuweiten und auch Linsen anzuschleifen und zu polieren, jedoch waren die Anforderungen, die bisher gestellt worden waren, weniger anspruchsvoll als von SPIFFI.

Dazu gehörte die Größe der Glasfaser und der Mikrolinsen. Das Aufweiten eines Glasfaserendes war erfolgreich bei Glasfasern mit einem Kerndurchmesser $d_{\text{Kern}} > 300 \mu\text{m}$ durchgeführt worden, aber noch nicht bei einer Glasfaser mit $d_{\text{Faser}} = 100 \mu\text{m}$, wie sie in SPIFFI verwendet wird. Ebenso ist die im Vergleich zum Kerndurchmesser große Manteldicke ein Hindernis beim Aufweiten des Glasfaserendes. Durch diese neuen Herausforderungen waren mehrere Versuche nötig, bis endlich eine Glasfaser mit aufgeweitetem Ende hergestellt war. Das Herstellen einer Mikrolinse aus dem aufgeweiteten Ende der Glasfaser war der nächste schwierige Schritt. Aufgrund der Linsengröße war auch hier ein aufwendiger Entwicklungsprozeß nötig, bevor eine zufriedenstellende Lösung gefunden werden konnte.

Um die Qualität der Mikrolinse und deren Transmission zu testen, wurden Meßvorrichtungen entworfen und gebaut, mit denen der Hersteller EFOQUARZ, Schweiz, den Fertigungsprozeß überprüfen und optimieren kann. Dies bezieht sich nicht nur auf den Aufweitungsprozeß, sondern auch auf das Anschleifen und Polieren der Mikrolinsenoberfläche. Verschiedene Methoden, den Krümmungsradius bzw. die Brennweite wie auch die Dicke der Mikrolinse wurden getestet. Durch die geringen Ausmaße der Mikrolinse waren erst mit diesen Meßgeräten anfängliche Fehler zu erkennen und zu beheben. Abweichungen der Sphärizität der Linsenoberfläche führen zu Fehlern in den Abbildungseigenschaften der Mikrolinse und zu Lichtverlusten.

Quer- und Längsschnitte der aufgeweiteten Glasfaser erlauben einen „Einblick“ in das Innenleben der aufgeweiteten Glasfaser. Damit kann das Ergebnis des Aufweitprozesses kontrolliert werden und die Fehler beim Übergang der Glasfaser in die Mikrolinse unabhängig von der Mikrolinse bestimmt werden. Mit dieser genauen Zuordnung der Fehler zu den verschiedenen Herstellungsschritten konnte gezielt der Herstellungsprozeß optimiert werden.

Gleichzeitig zur Optimierung des Herstellungsprozesses wurden die Halterungen der Mikrolinsen und Glasfasern entworfen. Dabei mußte beachtet werden, daß diese für den Tieftemperatureinsatz geeignet sein müssen. Die Glasfasern selbst und auch die Glasfasern mit den aufgeweiteten Enden sind für den Tieftemperatureinsatz geeignet. Sogar in flüssigem Stickstoff sind die Glasfasern noch flexibel und ein aufgeweitetes Faserende zeigt nach mehrmaligem Abkühlen und Aufwärmen keine Schäden.

3.2 Mikrolinsen- und Glasfaserparameter

Wie in Anhang A beschrieben wird, bestimmt das $A \cdot \Omega$ -Produkt eines Bildelements die Mikrolinsenparameter. Der Einsatz von SPIFFI an Teleskopen der 4 m-Klasse mit einer Bildelementgröße von 0,5 Bogensekunden ergibt ein $A \cdot \Omega$ -Produkt von $73,8 \mu\text{m}^2 \text{st}^2$. Eine Glasfaser mit $100 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser muß demnach eine numerische Apertur $na > 0,048$ besitzen, um dieses $A \cdot \Omega$ -Produkt ohne Verluste zu transmittieren. Typische Werte für die numerische Apertur von Glasfasern reichen von 0,1 bis 0,3. Der am häufigsten verbreitete Wert ist 0,22. Bei der Wahl der Mikrolinsen- als auch der Glasfaserparameter sind eine Vielzahl von Randbedingungen zu berücksichtigen.

Für bestes FRD-Verhalten sollte das Öffnungsverhältnis der Glasfaser zwischen $f/3$ bis $f/4$ liegen, entsprechend einer numerischen Apertur von 0,16 bis 0,12. Ein kompaktes Faserbündel wird für kleine Kern- und Manteldurchmesser erreicht. Andererseits muß man beachten, daß der Kerndurchmesser nicht zu klein wird, da sonst die Glasfaser keine Multimode-, sondern eine Singlemodeglasfaser¹ ist. Das Verhältnis aus Wellenlänge und Kerndurchmesser darf daher

¹ Betrachtet man eine Glasfaser als einen zylindrischen Wellenleiter und löst die Wellengleichung unter den

nicht zu klein sein. Für eine Wellenlänge $\lambda > 2,5 \mu\text{m}$ transmittiert eine Glasfaser mit einem Kerndurchmesser $d_{\text{Kern}} < 17 \mu\text{m}$ nur eine einzige Mode (Cherin 1983). Für die Einkoppelung, wie sie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben wird, ist aber eine Multimodefaser Voraussetzung. Weiter ist zu beachten, daß, bei kleinen Glasfaserdurchmessern die Handhabung der Glasfasern erschwert ist. Dies gilt in verstärktem Maße für die Herstellung der Mikrolinse.

Da in SPIFFI die Betriebstemperatur des Glasfaserbündels 77 K beträgt, wird eine Quarz–Quarz-Glasfaser verwendet. Der Kerndurchmesser beträgt $d_{\text{Kern}} = 50 \mu\text{m}$, der Manteldurchmesser $d_{\text{Mantel}} = 94 \mu\text{m}$ und der Gesamtdurchmesser mit Beschichtung $d_{\text{Faser}} = 100 \mu\text{m}$. Die numerischen Apertur der Faser ist $na = 0,115$. Die Glasfaser ist eine Sonderanfertigung der Firma Oxford Electronics Limited, England. Der Glasfaserkern besteht aus reinem Quarzglas mit sehr niedrigem OH–Gehalt, um eine hohe Transmission im Wellenlängenbereich bis $2,5 \mu\text{m}$ zu erzielen. Da der Glasfasermantel aus fluordotiertem Quarzglas besteht, ändern sich die Materialeigenschaften mit der Temperatur so wenig, daß die Glasfaser auch bei tiefen Temperaturen eingesetzt werden kann (Johnson 1995). Um die empfindliche Glasfaser vor äußeren, mechanischen Einflüssen zu schützen, muß sie mit einem Schutzmantel versehen werden. Für tiefe Temperaturen sind Metallbeschichtungen aus Aluminium, Gold, Kupfer und Zinn oder eine Beschichtung aus Kapton geeignet. Die Metallbeschichtungen haben eine Dicke von $\approx 30 \mu\text{m}$, die Beschichtung aus Kapton hat eine Dicke von nur wenigen Mikrometern. Um den Gesamtdurchmesser der Glasfaser möglichst klein zu halten, ist die Glasfaser mit Kapton beschichtet. Die Manteldicke von $22 \mu\text{m}$ ergibt sich aus der Faustregel, daß die Manteldicke das 5- bis 10-fache der maximalen Wellenlänge betragen soll (Schötz et al. 1998), in diesem Falle $2,45 \mu\text{m}$. Die gewählte numerische Apertur entspricht einem Öffnungsverhältnis von $f/4,3$, ein Öffnungsverhältnis, für das der Effekt der FRD klein sein sollte. Da das Glasfaserbündel direkt in den Spektrographen einkoppelt, muß das Öffnungsverhältnis des Kollimators dem der Glasfaser entsprechen. Durch das für einen Spektrographen kleine Öffnungsverhältnis von $f/4,3$ des Kollimators ergibt sich eine kurze Kollimatorbrennweite von $f = 528,4 \text{ mm}$ (siehe Abschnitt 5.1) und damit eine kompakte Bauform. Der Gesamtdurchmesser der Faser von $100 \mu\text{m}$ ergibt bei einer Anordnung wie in Abbildung 2.6 eine maximale Spaltlänge von $102,4 \text{ mm}$, die gleiche Länge wie in 3D. Wie in Abschnitt 3.6 beschrieben wird, ergibt sich durch eine spezielle Anordnung der Glasfasern zum Glasfaserpalt ein Spaltlänge von $56,32 \text{ mm}$. Die Glasfaserlänge wird mit 16 cm so gewählt, daß die Glasfasern im Bündel nicht zu stark gebogen werden, die Transmission bei einer Wellenlänge von $2,5 \mu\text{m}$ aber noch größer als 90% ist (siehe Abbildung 3.7).

Von den Linsenparametern Durchmesser d_{Linse} und Brennweite f_{Linse} ist nur ein Parameter frei wählbar. Die übrigen Parameter errechnen sich aus der numerischen Apertur na der Glasfaser, der Größe Φ eines Bildelements am Himmel und dem Teleskopdurchmesser d_{Tel} . Um einen Korrekturfaktor in Gleichung (A.4) nur wenig kleiner als 1 zu erzielen, muß der Linsendurchmesser möglichst groß sein. Im Falle des SPIFFI-Glasfaserbündels ist der Linsendurchmesser durch den Herstellungsprozeß vorgegeben. Die Glasfaser kann nur bis zu einer oberen Grenze aufgeweitet werden, beim Schleifen und Polieren der Linsenoberfläche bedingt die Handhabung der Linse eine untere Grenze für den Linsendurchmesser. Für den Linsendurchmesser ergibt sich daher $d_{\text{Linse}} = 693 \mu\text{m}$. Die Brennweite ergibt sich zu $f_{\text{Linse}} = 4,705 \text{ mm}$ und der Krümmungsradius zu $R_{\text{Linse}} = 1,455 \text{ mm}$. Für die Rechnungen in Abschnitt 2.3.3 wurde ein runder Querschnitt der Mikrolinse angenommen, entsprechend der Rotationssymmetrie der Glasfaser. Da runde Mi-

Randbedingungen für eine Glasfaser, ergeben sich in Abhängigkeit von der numerischen Apertur und dem Kerndurchmesser der Glasfaser Lösungen der Wellengleichung, die als Moden bezeichnet werden. Existieren mehrere Lösungen der Wellengleichung, wird eine Glasfaser als Multimodefaser bezeichnet. Gibt es nur eine Lösung der Wellengleichung, spricht man von einer Singlemodefaser.

linsen jedoch nicht zu einem flächenfüllenden Muster angeordnet werden können, muß eine andere Querschnittsform für die Mikrolinse verwendet werden. Naheliegender ist ein quadratischer Querschnitt für die Mikrolinse, wie auch die Bildelemente normaler Kameras quadratisch sind. Ein Nachteil des quadratischen Bildelements ist aber, daß das Bildelement mit seiner Form in den runden Querschnitt der in der Rechnung angenommenen Linse eingeschrieben sein muß. Der Füllfaktor eines in einen Einheitskreis einbeschriebenen Quadrats beträgt aber nur 63,7%, der eines Sechsecks 82,7%. Um das $A \cdot \Omega$ -Produkt der Glasfaser so klein wie möglich zu halten, wird daher ein regelmäßig sechseckiger Querschnitt für die Mikrolinse gewählt. Der Abstand zwischen zwei gegenüberliegenden Seiten, Schlüsselweite genannt, beträgt $600 \mu\text{m}$, der Abstand zwischen zwei gegenüberliegenden Ecken $693 \mu\text{m}$.

Die Mikrolinsen- und Glasfaserparameter für das Glasfaserbündel in SPIFFI sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Tab. 3.1: Mikrolinsen- und Glasfaserparameter des SPIFFI-Bildzerlegers.

Glasfaserbündel		Transmission
Glasfaser		
Kern aus reinem Quarzglas	50 μm Durchmesser	
Mantel aus Fluor-dotiertem Quarzglas	94 μm Durchmesser	
Beschichtung aus Kapton	100 μm Durchmesser	
Glasfaserlänge	160 mm	
Glasfasertransmission	> 99% für $\lambda < 2,0 \mu\text{m}$ 90% für $\lambda = 2,45 \mu\text{m}$	> 90%
Mikrolinsenmosaik und Glasfaserspalt		
Größe der Mikrolinse	0,6 mm (Schlüsselweite)	
Querschnitt der Mikrolinse	Regelmäßiges Sechseck	
Objektseitige Brennweite der Mikrolinse	3,2 mm	
Länge der Mikrolinse	4,705 mm	
Krümmungsradius der Mikrolinse	1,455 mm	
Länge des Glasfaserspalts	56,32 mm	
Fresnel Reflexionsverluste	7%	93%
Einkoppeleffizienz	95%	95%
Füllfaktor des Linsenmosaik	> 96%	> 96%
		> 76%

3.3 Herstellung der Mikrolinse am Glasfaserende

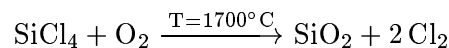
Die für das Glasfaserbündel in SPIFFI verwendete Glasfaser–Mikrolinsen-Kombination wird in Zusammenarbeit mit der Firma EFOQUARZ, Schweiz, entwickelt. Die Fasern und Mikrolinsen werden in der Schweiz hergestellt und am MPE getestet.

3.3.1 Aufweiten des Glasfaserendes

Zur Aufweitung der Glasfasern wird deren Ende zuerst von der Kaptonbeschichtung befreit und anschließend in einer Plasmaflamme auf die Temperatur $T \approx 1500^\circ\text{C}$ erhitzt. Die Glasfaser ist dabei senkrecht, mit dem aufzuweitenden Ende nach unten, ausgerichtet. Um zu vermeiden, daß Inhomogenitäten in der Flammtemperatur zu Unregelmäßigkeiten des Tropfen führen, rotiert während des Aufweitprozesses die Glasfaser um ihre Achse. Bei einer Temperatur von $T \approx 1500^\circ\text{C}$ wird Quarz so viskos, daß sich durch die Oberflächenspannung das Glasfaserende zu einem kugelförmigen Tropfen aufweitet, dessen innerer Teil aus Kernmaterial und dessen äußerer Teil aus Mantelmaterial besteht. Bei der Tropfenformung wird der Kern und der Mantel um den selben Faktor aufgeweitet, so daß das Verhältnis von Mantel- zu Kerndurchmesser, 1,88 für die in SPIFFI verwendete Glasfaser, erhalten bleibt. Durch Verändern der Temperatur läßt sich die Form des entstehenden Tropfens steuern. Aus dem Englischen ist die Bezeichnung „Taper“ für diese tropfenförmige Aufweitung übernommen worden. Mit dieser Technik kann maximal ein Aufweitungsfaktor von 5 erreicht werden. Bei zunehmender Tropfengröße wird der Tropfen zu schwer um durch das „weiche“ Quarzglas gehalten zu werden, so daß der Tropfen von der Glasfaser abreißt. Für die in SPIFFI verwendete Glasfaser ist damit der maximale Taperdurchmesser $500\ \mu\text{m}$, der Kerndurchmesser beträgt etwa die Hälfte davon. Da für die Mikrolinse aber ein Durchmesser von $700\ \mu\text{m}$ gewünscht wird, muß nach dem beschriebenen Aufweiten in einem zweiten Schritt der Taper weiter vergrößert werden.

3.3.2 Beschichten mit SiO_2

Nachdem aus dem Glasfaserende mit dem oben beschriebenen Verfahren eine tropfenförmige Aufweitung entstanden ist, wird mit dem MVAD–Taper–Verfahren (für englisch: „Micro Vapor Axial Deposition“) die Mikrolinse in ihrer endgültigen Größe hergestellt (Bognar 1997). Bei diesem Verfahren wird auf der Stirnseite der aufgeweiteten Glasfaser hochreines Quarzglas deponiert. Nach dem Aufweitungsprozeß besteht die äußere Schicht des Tropfens aus Mantelmaterial, so daß vor dem Deponieren des Quarzglases im MVAD–Verfahren die Hälfte des Tropfens abgeschliffen wird. Das hochreine Quarzglas für die Deponie wird aus den Verbindungen SiCl_4 und O_2 über die Reaktionsgleichung



gewonnen. Bei diesem Schritt lagert sich eine poröse SiO_2 –Schicht ab, die bei einer Temperatur von $T \approx 1800^\circ\text{C}$ zu transparenten und blasenfreien Schichten verschmolzen wird. Um einen regelmäßigen Taper zu formen, rotiert während des Deponierens und Sinterns die Glasfaser um ihre Längsachse. Zusätzlich zur Rotation wird die Glasfaser auch in axialer Richtung verschoben, so daß ein kontrollierter Deponiezuwachs in Umfang und Länge des Tapers entsteht. Während des Sinterns wird der Taper mit Chlorgas umspült, um möglichst alle Wasserspuren aus den SiO_2 –Schichten zu entfernen. Das dadurch entstandene hochreine Quarzglas hat damit die selben Transmissionseigenschaften wie die Glasfaser.

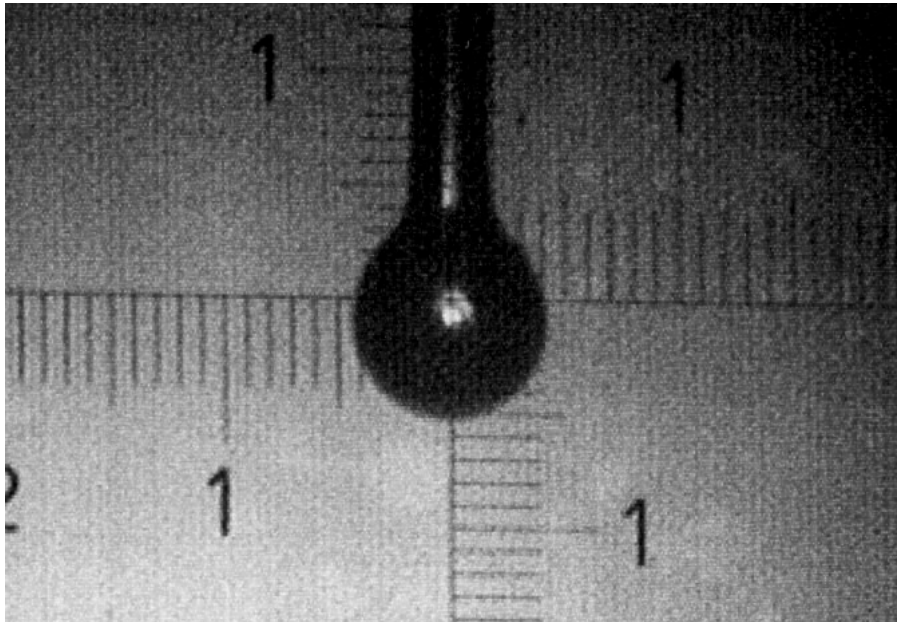


Abb. 3.1: Eine Glasfaser nach dem Aufweiten. Der Durchmesser der geformten Kugellinse ist $\approx 250 \mu\text{m}$.

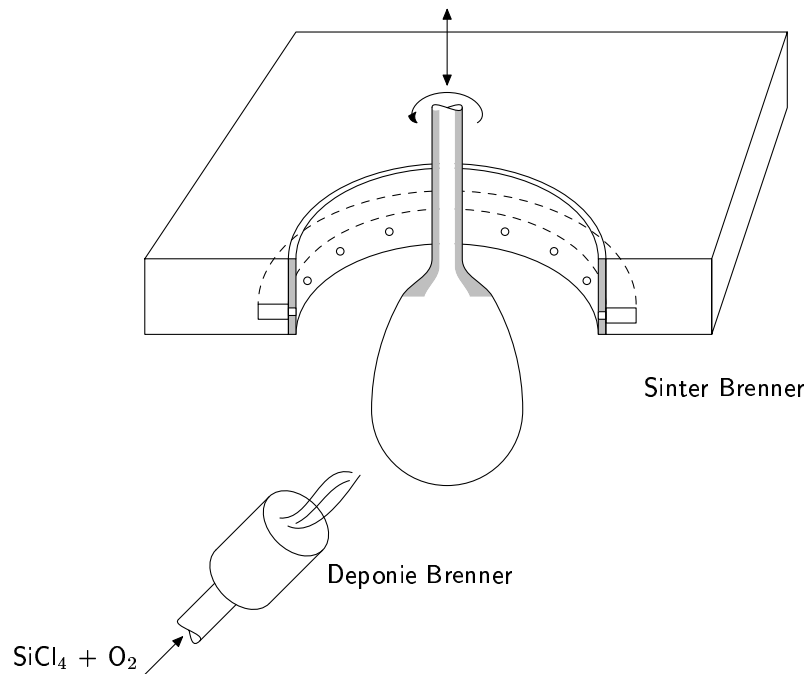


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des Aufbaus zum MVAD-Taper-Verfahren. Mit dem Deponiebrenner wird SiO_2 auf das aufgeweitete Glasfaserende aufgebracht und mit dem Sinterbrenner verschmolzen.

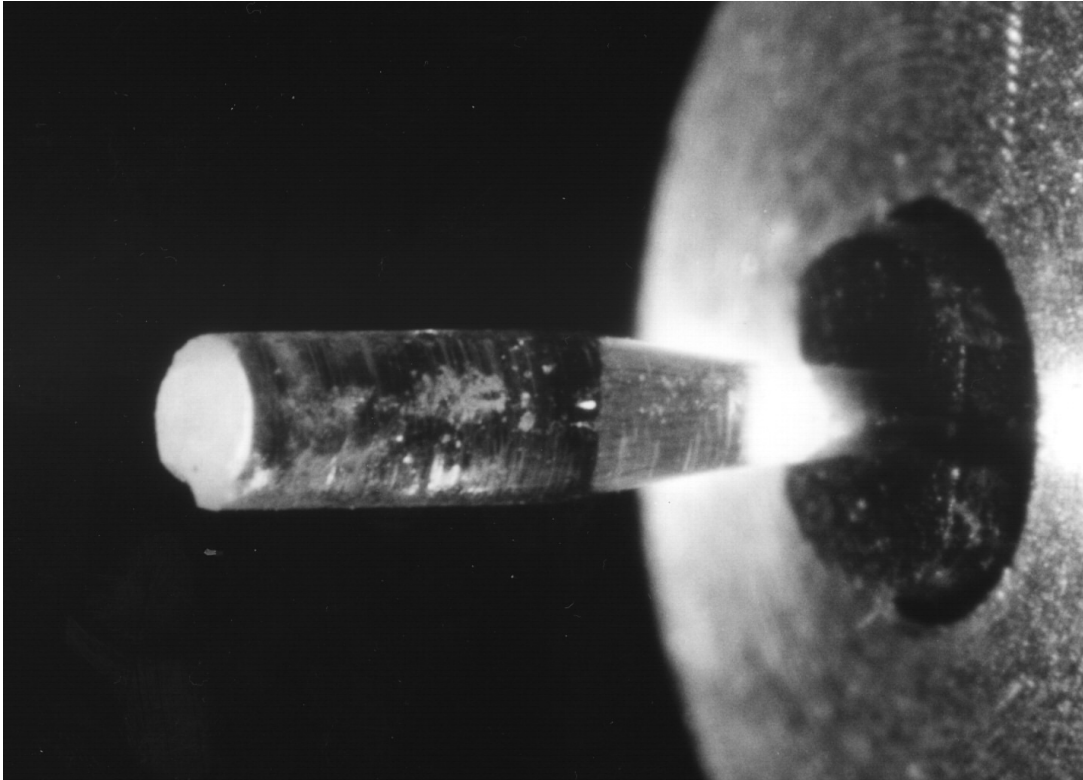


Abb. 3.3: Der „Taper“ nach dem Deponieren des Quarzglases auf der Kugellinse. Der Durchmesser des zylindrischen Tapers ist $\approx 0,8$ mm, die sichtbare Länge ≈ 4 mm.

3.3.3 Halterung der einzelnen Mikrolinse

Da der entstandene Taper keinen Schutzmantel hat, wird er vor dem Schliff zur Mikrolinse in eine Metallhülse eingeklebt (siehe Abbildung 3.4). Auch für die weiteren Arbeitsschritte, Schleifen und Polieren der Linsenoberfläche sowie Schleifen des sechseckigen Querschnitts, wird die Metallhülse benutzt, um den Taper zu halten ohne die Glasfaser und die Mikrolinse zu belasten. Die Metallhülse selbst besteht aus zwei ineinander geschobenen Röhrcchen aus *Inconel*, einer Stahllegierung mit niedrigem Längenausdehnungskoeffizient. Das äußere Röhrcchen hat einen Außendurchmesser von $600\ \mu\text{m}$ und einen Innendurchmesser von $360\ \mu\text{m}$, das innere Röhrcchen einen Außendurchmesser von $340\ \mu\text{m}$ und einen Innendurchmesser von $150\ \mu\text{m}$. Zuerst wird die Glasfaser in das innere Röhrcchen so eingeklebt, daß der Taper am Ende des Röhrcchens anliegt. Anschließend wird das äußere Röhrcchen darüberschoben, bis es ebenfalls am Taper anliegt. Durch die konische Form des Tapers liegt das äußere Röhrcchen näher am freien Ende des Tapers und da beide Röhrcchen gleich lang sind, schaut das innere Röhrcchen am hinteren Ende der Metallhülse etwas heraus. Durch die sehr genau bekannte Länge des inneren Röhrcchens von $9,00\ \text{mm} \pm 0,01\ \text{mm}$, kann das hintere, sichtbare Ende des inneren Röhrcchens als Referenz für die Längenbestimmung der Mikrolinse benutzt werden. Als Kleber wird der für tiefe Temperaturen geeignete Epoxyd-Kleber EPO-TEK 301 der Firma Polytec, Waldbronn, verwendet.

Ist der Taper in die Metallhülse eingeklebt, dient die Metallhülse als Referenz für die Ausrichtung und Positionierung der Mikrolinse beim Schleifen und Polieren. Es ist daher wichtig, die Linse zentriert und mit ihrer optischen Achse parallel einzukleben. Der Zentrierfehler ergibt sich durch die unterschiedlichen Innen- und Außendurchmesser der Metallröhrcchen und der Glasfaser zu maximal $35\ \mu\text{m}$. Es zeigt sich jedoch, daß die Glasfaser durch den Klebstoff zwischen Taper und Metallröhrcchen zusätzlich zentriert wird und der Zentrierfehler $< 10\ \mu\text{m}$ ist.

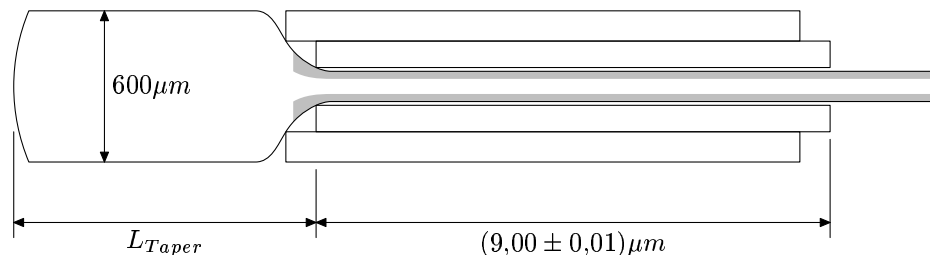


Abb. 3.4: Schematische Darstellung der Halterung der Mikrolinsen-Glasfaser in den Metallhülsen.

3.3.4 Schleifen der Mikrolinse

Der letzte Schritt in der Herstellung der Mikrolinse ist das Schleifen und Polieren der Linsenoberfläche sowie des sechseckigen Querschnitts. In einem dafür entwickelten Werkzeug wird zuerst die Linsenoberfläche mit dem gewünschten Krümmungsradius geschliffen und anschließend poliert. Der Krümmungsradius und der Krümmungsmittelpunkt lassen sich dabei mit Mikrometerschrauben auf $1\ \mu\text{m}$ einstellen.

Zur Überprüfung der Taperlänge wird der Abstand vom hinteren Ende des inneren Metallröhrcchens (siehe Abschnitt 3.3.3) bis zur Linsenoberfläche gemessen. Mit dieser Methode läßt sich die

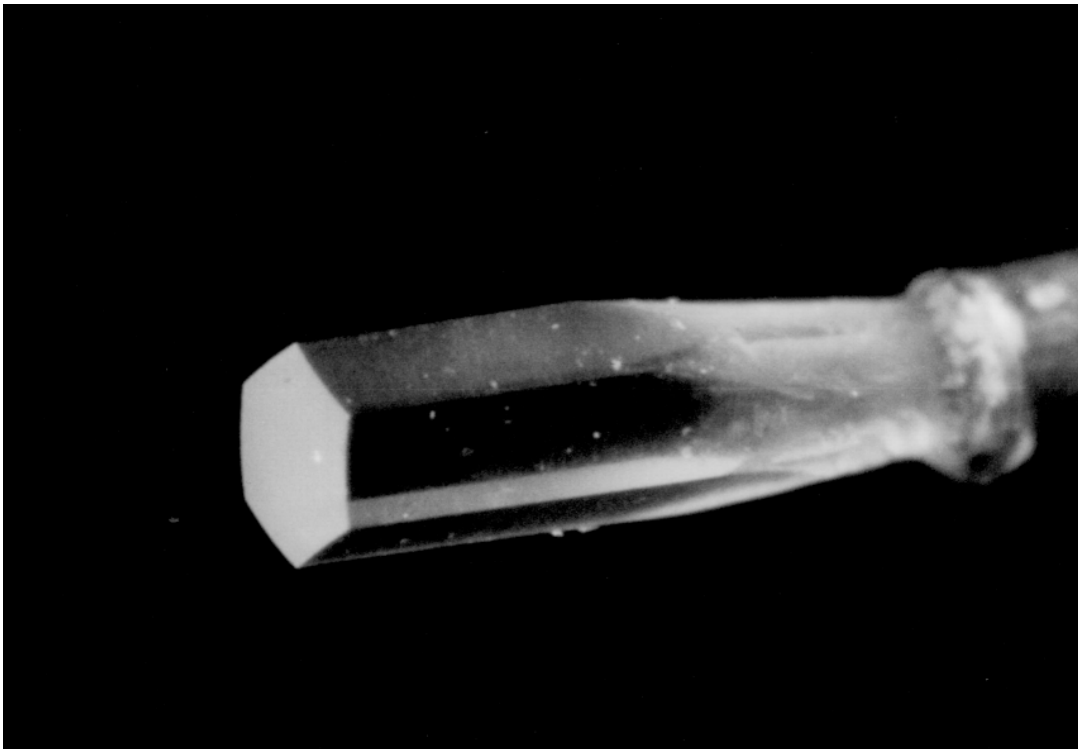


Abb. 3.5: Eine fertige Mikrolinsen-Glasfaser-Einheit in ihrer Metallhülse. Die weißen Punkte an den Seiten der Linse sind Verunreinigungen durch Staub.

Taperlänge auf $\pm 0,01$ mm bestimmen. Der Krümmungsradius der Mikrolinse wird mit einem Radiuskop der Firma Neitz, Tokyo, überprüft. Die mit diesem Meßgerät erreichbare Meßgenauigkeit für den Krümmungsradius ist $\pm 0,005 \mu\text{m}$.

Hat die Mikrolinse den richtigen Radius und Länge, wird sie an den Seiten so geschliffen, daß ein regelmäßiger, sechseckiger Querschnitt entsteht. Die Genauigkeit der Schlüsselweite bei diesem Schleifen ist $\pm 2 \mu\text{m}$.

3.4 Lichtausbeute der Mikrolinsen–Glasfaser

Wie in Kapitel 2.3.4 bereits erwähnt wird, ergibt sich bei der Bildzerlegung mit Mikrolinsen und einem Glasfaserbündel keine 100-prozentige Lichtausbeute. Beiträge zu den Verlusten entstehen durch *Abbildungsfehler* und *Positionierfehler* der Mikrolinse, *Fresnel Reflexionsverlusten* an der Linsen- und Glasfaseroberfläche sowie *Absorptionsverluste* in der Glasfaser.

3.4.1 Abbildungsfehler

Die Abbildungsfehler der Mikrolinse, die zu Lichtverlusten beitragen, sind hauptsächlich chromatische Abbildungsfehler. Mit einer Einzellinse läßt sich die Teleskoppupille nur für eine Wellenlänge exakt auf den Glasfaserkern abbilden. Mit der Dispersion von Quarzglas im Wel-

lenlängenbereich von $1,4\ \mu\text{m}$ bis $2,5\ \mu\text{m}$ ergibt sich über diesem Wellenlängenbereich gemittelt eine Einkoppeleffizienz von 93%.

3.4.2 Positionierfehler

Bei der Berechnung der Einkoppelverluste durch die Abbildungsfehler haben die Mikrolinse und die Glasfaser eine gemeinsame optische Achse. Außerdem sind sowohl der Krümmungsradius als auch die Taperlänge wohl definiert. Tatsächlich treten bei der Herstellung der Mikrolinse sowohl ein lateraler Versatz zwischen Taper und Glasfaser, als auch zwischen Mikrolinse und Taper auf. Zusätzlich kann die optische Achse der Glasfaser bezüglich der Achse des Tapers, und die optische Achse der Mikrolinse bezüglich der Achse des Tapers verkippt sein (siehe Abbildung 3.6). Beide Fehler, Versatz und Verkipfung, führen dazu, daß das Bild der Teleskoppupille lateral verschoben und nicht genau auf den Glasfaserkern zentriert ist. Da die Mikrolinse eine sphärische Fläche hat, ist ein Versatz der optischen Achsen von Mikrolinse und Taper äquivalent zur Verkipfung der beiden optischen Achsen. Ebenso läßt sich der Versatz des Tapers bezüglich der Mikrolinse bzw. der Glasfaser mit nur einem Versatz zwischen Glasfaser und Mikrolinse beschreiben. Der Versatz führt zu einer nur teilweisen Überlappung des Bilds der Teleskoppupille und des Glasfaserkerns und die Einkoppeleffizienz nimmt ab. Für einen Versatz von nur $4\ \mu\text{m}$ verliert man bereits 5% des Lichts. Einem Versatz von $4\ \mu\text{m}$ über die Brennweite $f_{\text{Linse}} = 4,705\ \text{mm}$ der Mikrolinse entspricht eine Verkipfung der optischen Achsen von Mikrolinse und Glasfaser von ≈ 3 Bogenminuten.

Durch Fehler im Krümmungsradius ergibt sich eine falsche Brennweite der Mikrolinse und die Teleskoppupille wird auf eine falsche Position entlang der optischen Achse abgebildet. Das gleiche ergibt sich für eine falsche Länge der Mikrolinse. Je nachdem ob die Teleskoppupille vor oder hinter den Faserkern abgebildet wird, ergibt sich eine unterschiedliche Abnahme der Transmission. Ist die Taperlänge zu groß, ist die Teleskoppupille zwischen Linsenoberfläche und Faserkern. An der Position des Faserkerns ist daher der Querschnitt eines Strahlenbündels, das von einem Punkt auf der Linsenoberfläche ausgeht, größer als der Kerndurchmesser und Lichtverluste treten auf. Dies gilt für alle Punkte auf der Linsenoberfläche, selbst für den Punkt auf der optischen Achse. Ist dagegen die Taperlänge zu klein, ist der Durchmesser eines Strahlenbündels immer kleiner als der Kerndurchmesser. Für Punkte auf der Linsenoberfläche, die nahe an der Achse sind, ist daher das Strahlenbündel kleiner als der Kerndurchmesser und die Transmission für diese Punkte entspricht der Maximaltransmission.

3.4.3 Fresnel Reflexionsverluste

Weitere Verluste bei der Einkoppelung entstehen durch die Fresnel Reflexionsverluste beim Lichteintritt in die Linse und beim Austritt aus der Glasfaser. Da keine Antireflexionsbeschichtung auf die Linse und das Glasfaserende aufgebracht wird, ergeben sich die Reflexionsverluste aus den Fresnelformeln (Hecht und Zajak 1979). Mit dem Brechungsindex $n_{\text{Quarz}} = 1,438$ für Quarzglas bei der Wellenlänge $\lambda = 2,0\ \mu\text{m}$ erhält man für senkrechten Lichteinfall 3,2% Reflexionsverlust pro Oberfläche, für zwei Oberflächen 6,4%. Die maximal erreichbare Transmission mit einer Mikrolinse-Glasfaser ohne Antireflexionsbeschichtung ist also $\approx 93\%$.

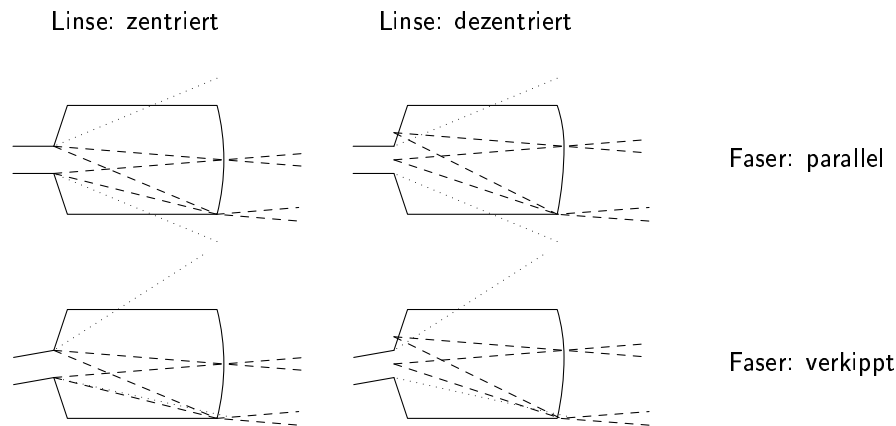


Abb. 3.6: Schematische Darstellung der möglichen Positionierfehler bei der Kombination aus Mikrolinse und Glasfaser.

3.4.4 Absorptionsverluste der Glasfaser

Schließlich treten durch Absorption in der Glasfaser selbst Verluste auf. Durch die Wahl einer Glasfaser mit Kern aus Quarzglas mit sehr niedrigem OH-Gehalt, ist die Transmission aber im nahinfraroten Wellenlängenbereich so gut, daß bei einer Wellenlänge $\lambda = 2,45 \mu\text{m}$ und einer Glasfaserlänge von 15 cm die Transmission 90% beträgt. Für Wellenlängen $\lambda < 2,0 \mu\text{m}$ ist die Transmission besser als 99% (siehe Abbildung 3.7).

3.5 Meßergebnisse

Die von der Firma EFOQUARZ hergestellten Mikrolinsen werden am MPE untersucht und mögliche Verbesserungen im Herstellungsprozeß erarbeitet. So wurden in der zweijährigen Entwicklungszeit Ungenauigkeiten in der Taperlänge, dem Krümmungsradius und der Linsenform durch Vorschläge zur Verbesserung des Herstellungsverfahrens soweit reduziert, daß nun Glasfasern mit einer Gesamttransmission von $\approx 80\%$ produziert werden.

Insbesondere stellt die Taperlänge L_{Taper} eine schwierig zu messende Größe dar, da der Übergang der Glasfaser zum Taper beim Aufweiten nicht genau bekannt ist. Das Abbildungsverhalten der Mikrolinse jedoch läßt Rückschlüsse auf die Taperlänge zu. Wird in das freie Glasfaserende Licht eingekoppelt, kann man den Strahlverlauf des aus der Mikrolinse austretenden Lichts unter dem Mikroskop oder mit einer CCD-Kamera vermessen und daraus Fehler der Mikrolinsenabbildung erkennen. Ist zum Beispiel die sechseckige Mikrolinse nicht vollständig ausgeleuchtet, ist entweder der Taper zu kurz oder die Winkelaufweitung im Taper kleiner als die numerische Apertur der Glasfaser.

Um letzteres zu untersuchen, wird deshalb der Strahlverlauf innerhalb des Tapers vermessen. Dazu wurde ein Taper an der Stirnfläche eben geschliffen. Der Taper wurde über die Glasfaser von hinten beleuchtet und auf der matten Stirnfläche der Durchmesser der Ausleuchtung unter einem Mikroskop gemessen. Anschließend wurde der Taper um 0,5 mm gekürzt und die Messung wiederholt. Abbildung 3.8 zeigt den auf diese Weise ermittelten Strahlverlauf. Eine Näherung der Steigung der Kurve ergibt 0,162 entsprechend einer numerischen Apertur von 0,118 bei

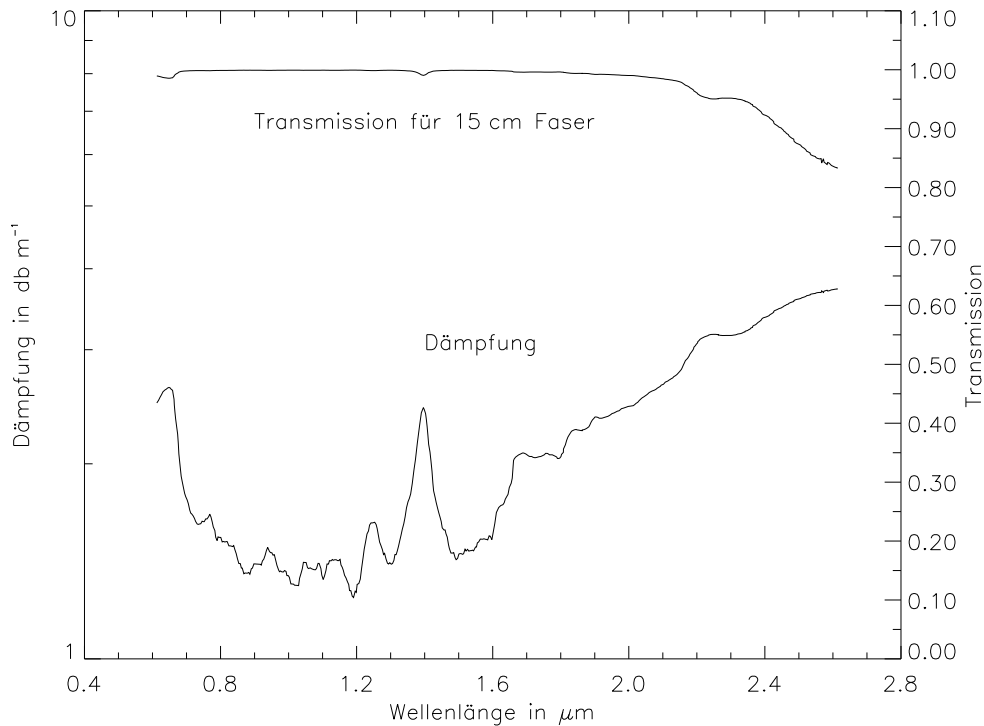


Abb. 3.7: Dämpfung α der in SPIFFI verwendeten Glasfaser für den Wellenlängenbereich von $0,6 \mu\text{m}$ bis $2,6 \mu\text{m}$. Die Transmission T einer Glasfaser der Länge L ergibt sich zu $T = 10^{-\alpha L/10}$.

einem Brechungsindex $n_{\text{SiO}_2} = 1,457$ für Quarzglas bei der Wellenlänge $\lambda = 0,633 \mu\text{m}$ des als Lichtquelle verwendeten He-Ne-Lasers. Das zeigt, daß beim Aufweiten und Deponieren des Tapers keine Inhomogenitäten auftreten.

Mit dem Wissen, daß sich die Strahlen im Taper geradlinig und mit der numerischen Apertur der Glasfaser ausbreiten, kann bei bekanntem Krümmungsradius der Mikrolinse über den Strahlverlauf außerhalb des Tapers die Taperlänge L_{Taper} bestimmt werden. Dazu wird in das freie Ende der Glasfaser Licht einer Halogenlampe eingekoppelt und in verschiedenen Abständen von der Mikrolinse der Durchmesser der Ausleuchtung auf einem Schirm vermessen. Da die Mikrolinse den Glasfaserkern ins Unendliche abbilden soll, muß die Taperlänge der Brennweite der Mikrolinse entsprechen. Für diesen Fall muß im Abstand D von der Mikrolinse die Ausleuchtung einen Durchmesser

$$d = D \cdot \frac{d_{\text{Kern}}}{L_{\text{Taper}} \cdot n_{\text{SiO}_2}}$$

haben. Ist die Ausleuchtung größer als d , so ist die Taperlänge zu kurz. Bei zu kleiner Ausleuchtung ist der Taper zu lang. Bei diesem Versuch muß die Brennweite bzw. der Krümmungsradius der Mikrolinse bekannt sein. Erst mit dem Radioskop konnte der Krümmungsradius so genau bestimmt werden, daß auch eine Aussage über die Taperlänge gemacht werden konnte. Um unabhängig die Taperlänge zu bestimmen, wird deshalb die Messung über die Länge des Metallröhrchens verwendet. Die mit den beiden Meßmethoden bestimmten Taperlängen stimmen

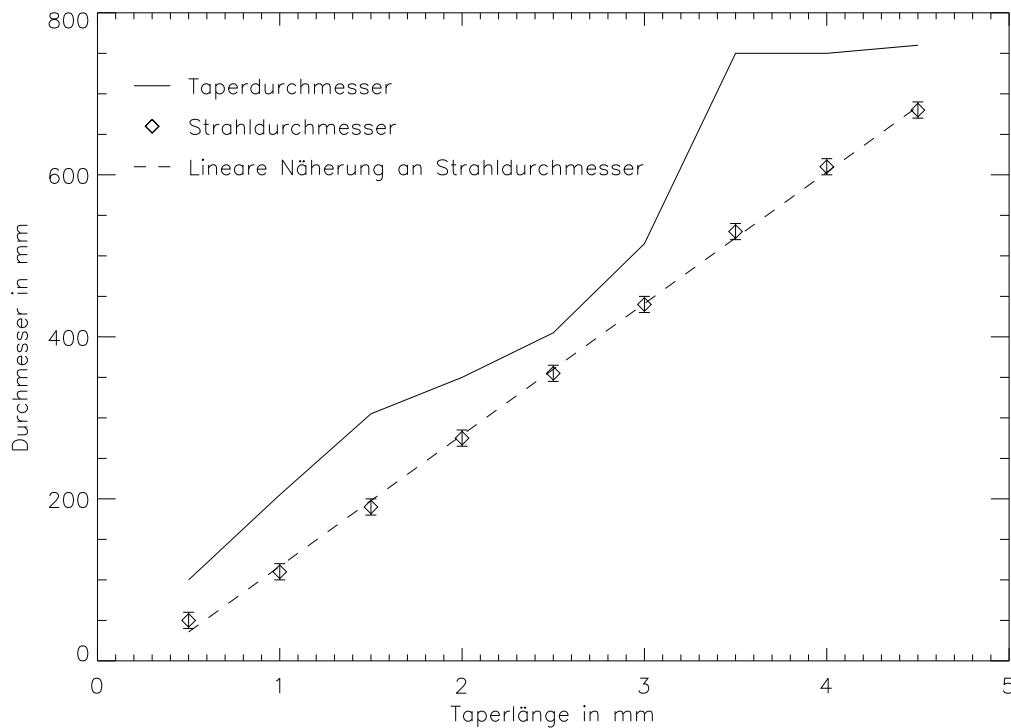


Abb. 3.8: Strahlverlauf innerhalb des Tapers. Die durchgezogene Linie gibt den Verlauf des Taperdurchmessers wieder, die gestrichelte Linie ist ein Fit an den gemessenen Strahldurchmesser.

auf 0, mm überein.

Um die Transmission der Mikrolinsen-Glasfaserkombination zu messen, wird, wie bei der Vermessung des Strahlverlaufs, Licht in die Glasfaser eingekoppelt. Das aus der Mikrolinse austretende Licht wird über ein optisches System, das die Voroptik SPIFFI's simuliert, auf eine CCD-Kamera abgebildet. Mit der CCD-Kamera sieht man dann ein Bild der Mikrolinse, wie man es auch durch die Voroptik von SPIFFI sehen würde. An die Position der Kaltblende in der SPIFFI-Voroptik wird eine Irisblende plaziert, deren Durchmesser von 2 mm bis 30 mm variiert werden kann, so daß für verschiedene Öffnungsverhältnisse die Transmission gemessen werden kann. Aus den Linsenparametern und der Brennweite der Testoptik erhält man als nominellen Blendendurchmesser 7,2 mm.

Abbildung 3.9 zeigt für zwei Irisblendendurchmesser Aufnahmen im sichtbaren Wellenlängenbereich, die mit einer CCD-Kamera aufgenommen wurden, und Aufnahmen im nahinfraroten Wellenlängenbereich, die mit der für den Detektortest entwickelten Nahinfrarot-Kamera (siehe Abschnitt 6.3) aufgenommen wurden. Die Aufnahmen der rechten Spalte in Abbildung 3.9 wurden mit dem nominellen Blendendurchmesser, die linke Spalte bei maximaler Blendenöffnung aufgenommen. Der maximale Blendendurchmesser entspricht etwa dem Vierfachen des nominellen Blendendurchmessers der rechten Spalte in Abbildung 3.9. Bei maximalem Blendendurchmesser kann auch für den Fall, daß die Taperlänge nicht der Brennweite der Mikrolinse entspricht, alles Licht, das aus der Mikrolinse austritt, auf die CCD abgebildet werden. Damit

läßt sich unabhängig von einer Ungenauigkeit der Taperlänge oder des Krümmungsradius die Ausleuchtung der Mikrolinse überprüfen. Selbst für eine asphärische Linsenoberfläche ist dieser Test möglich.

So zeigt Abbildung 3.9, daß für diese Glasfaser die Ausleuchtung über fast die gesamte Linsenoberfläche sehr gleichmäßig ist. Nur entlang der rechten senkrechten Kante der Linse erkennt man eine schwächere Ausleuchtung. Dies ist ein Zentrierfehler des Tapers bezüglich der Glasfaser. Die dunklen Punkte sind Staubkörnchen sowohl auf der Mikrolinse als auch auf der CCD-beziehungsweise Nahinfrarot-Kamera.

Die Aufnahmen der rechten Spalte in Abbildung 3.9 wurden bei dem nominellen Blendendurchmesser aufgenommen. Die Unschärfe der Aufnahmen kommt durch Beugung an der Irisblende. Deutlich ist die Zunahme der Beugung mit der Wellenlänge zu erkennen. Bis auf die Bildunschärfe ist auch hier die Ausleuchtung bis in die Ecken der sechseckigen Mikrolinse, ähnlich der Aufnahmen der linken Spalte in Abbildung 3.9, zu sehen. Bestimmt man den Mittelwert der normierten Intensität innerhalb der sechseckigen Mikrolinse in den Aufnahmen mit nominellem Blendendurchmesser, erhält man für die CCD-Aufnahme eine mittlere Transmission von 77%, im J-Band 79%, im H-Band 80% und im K-Band 79%.

In der rechten Spalte der Abbildung 3.9 erkennt man, daß in der Mitte der Linse die Transmission etwas geringer ist. Da dieser Fleck bei voller Blendenöffnung nicht erkennbar ist, muß das Licht dieses Flecks bei kleinem Blendendurchmesser ausgeblendet sein. Solch eine ungleichmäßige Ausleuchtung der Blende ergibt sich durch eine leicht asphärische Form der Linsenoberfläche. Die Krümmung der Linsenoberfläche außerhalb der Linsenmitte entspricht der gewünschten Krümmung, während im Bereich des dunklen Flecks die Krümmung abweicht, so daß der Faserkern nicht vollständig auf die Irisblende abgebildet wird.

Die CCD- und Nahinfrarot-Aufnahmen zeigen die relative Transmission über den Linsenquerschnitt, die noch mit einer absoluten Messung geeicht werden muß. Um die absolute Transmission der Glasfaser zu messen, wird im selben optischen Aufbau eine Lochblende an die Stelle der CCD-Kamera gesetzt, beleuchtet und auf die Glasfaser abgebildet. Das Bild der Lochblende auf der Glasfaser hat eine Größe von $\approx 80 \mu\text{m}$ und ist damit kleiner als die Mikrolinse. Mit einer Photodiode wird jeweils die auf die Mikrolinse treffende Lichtmenge und die aus der Glasfaser austretende Lichtmenge gemessen. Das Verhältnis der beiden Werte liefert die absolute Transmission der Glasfaser. Durch Feinverschieben der Mikrolinse senkrecht zur optischen Achse wird die absolute Transmission für verschiedene Positionen auf der Mikrolinse gemessen. Mit diesen Werten wird die relative Transmission der CCD-Aufnahme geeicht, um daraus die absolute Transmission zu erhalten. Die in Abbildung 3.9 gezeigte Glasfaser hat für den Irisblendendurchmesser von 7,2 mm eine maximale Transmission von 85%, einschließlich der Fresnelverluste. Korrigiert man für die Fresnelverluste ergibt sich eine maximale Einkoppeleffizienz von 91%. Zusammen mit der über die Linsenoberfläche gemittelte Transmission von 77% ergibt sich die mittlere Einkoppeleffizienz zu 70% für den sichtbaren Wellenlängenbereich. Da die über die Linsenoberfläche gemittelte Transmission für die Glasfaser aus Abbildung 3.9 für alle Wellenlängenbänder ähnlich ist, wird die Transmission in den nahinfraroten Wellenlängenbändern über die Dämpfungskurve aus Abbildung 3.7 extrapoliert. Im J-Band erhält man damit für die mittlere Transmission 72%, im H-Band 73% und im K-Band 70%.

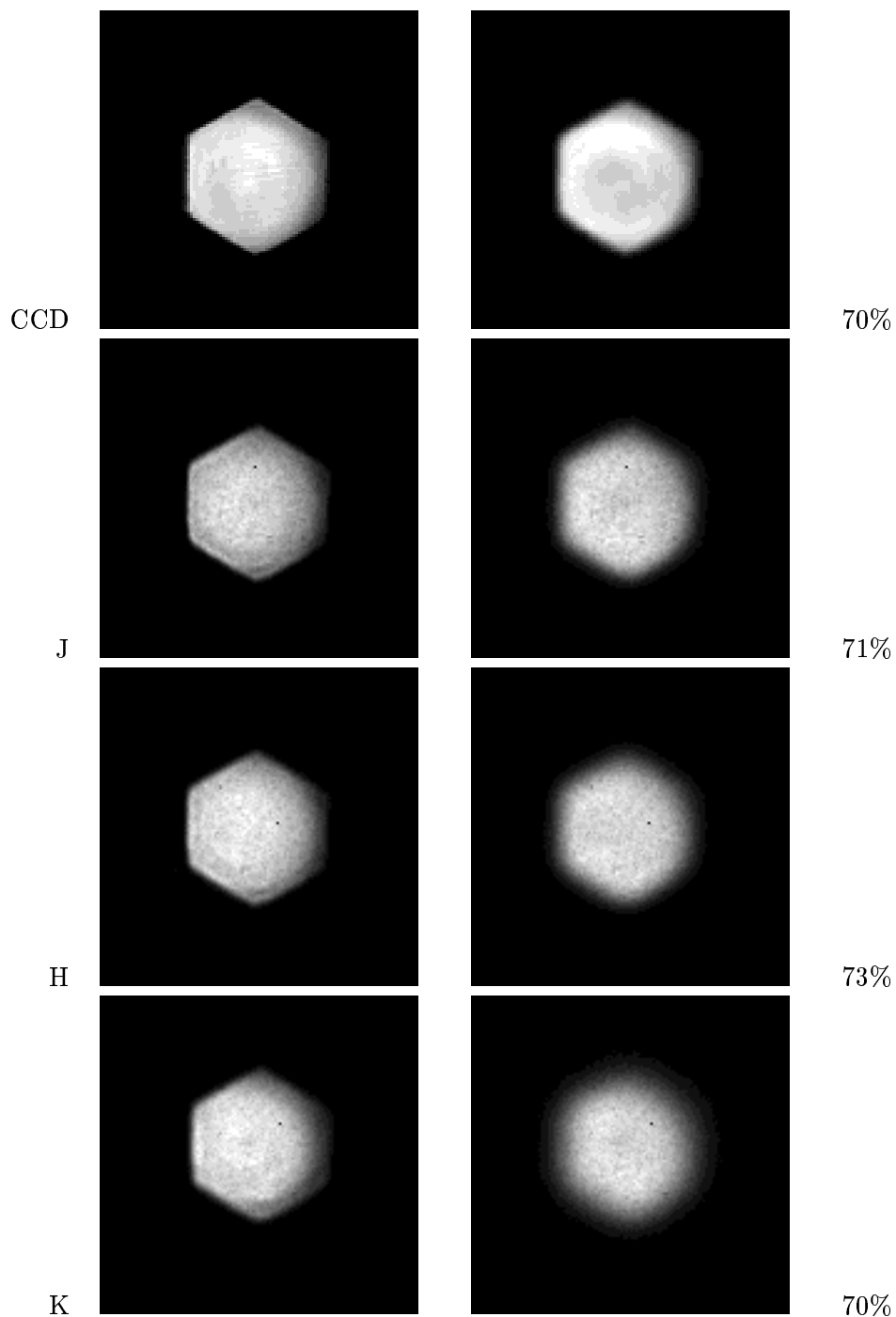


Abb. 3.9: Ausleuchtung einer Mikrolinse in den Nahinfrarot-Wellenlängenbändern J, H und K sowie im sichtbaren Wellenlängenbereich (CCD). Die Aufnahmen der rechten Spalte sind mit dem theoretischen Öffnungsverhältnis für die Linseneinkoppelung aufgenommen, bei den Aufnahmen der linken Spalte entspricht das Öffnungsverhältnis dem Vierfachen des theoretischen Wertes. Die mittlere Transmission der CCD-Aufnahme ist 70%, im J-Band ist sie 71%, im H-Band 73% und im K-Band 70%. Deutlich ist mit zunehmender Wellenlänge der Effekt der Beugung als Bildunschärfe zu erkennen.

3.6 Anordnung der Mikrolinsen–Glasfasern zum Bündel

Das Glasfaserbündel für SPIFFI wird aus 1024 der im vorigen Abschnitt beschriebenen Mikrolinsen–Glasfasern hergestellt. Dabei wird mit dem Glasfaserbündel ein zweidimensionaler Querschnitt in einen eindimensionalen Querschnitt umgewandelt. Bei der Konstruktion der Glasfaserhalter ist besonderer Wert darauf gelegt worden, daß die Glasfasern auch bei kryogenen Temperaturen durch die Halterung nicht mechanischen und thermischen Spannungen ausgesetzt sind. Die Halter für das Mikrolinsenmosaik und für den Glasfaserspalt wurden von Herrn Dohnalek, Firma IBSM, entworfen.

Anordnung der Mikrolinsen in der Bildebene

Die 1024 Glasfasern in der Eintrittsseite des Bündels sind in einem sechseckigen Querschnitt, mit 18 Ringen um eine zentrale Mikrolinse, angeordnet. Eine solche Anordnung besteht aus 1027 Linsen, so daß an drei Ecken der Anordnung Mikrolinsen nur als Platzhalter eingesetzt werden (siehe Abbildung 3.10). Der Abstand zwischen zwei gegenüberliegenden Seiten dieser Anordnung ist 19,4 mm.

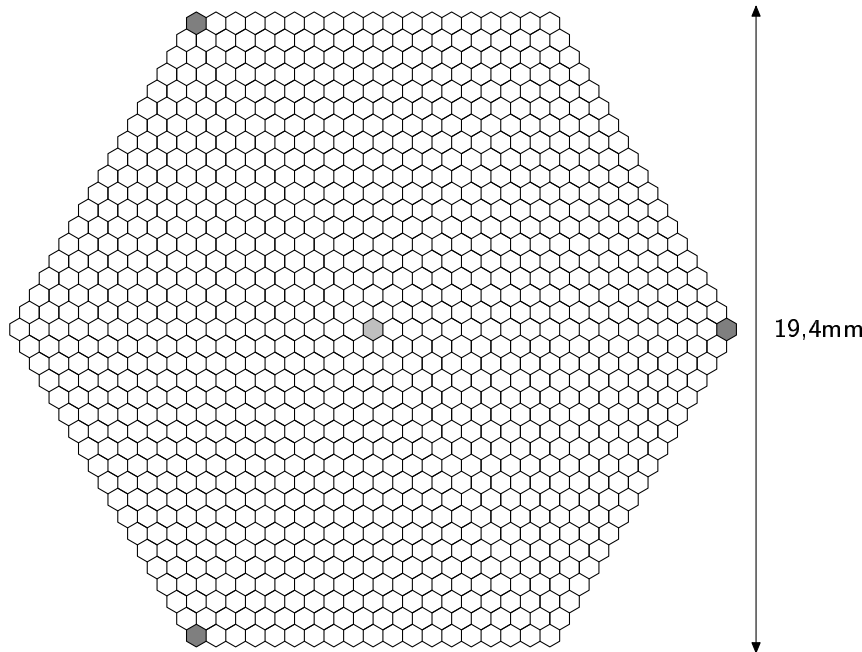


Abb. 3.10: Anordnung der Mikrolinsen im Gesichtsfeld von SPIFFI. Das abgebildete Muster mit 18 Ringen um eine zentrale Mikrolinse besteht aus 1027 Sechsecken, von denen drei in den Ecken des Gesichtsfeldes nicht benutzt werden.

Anordnung der Glasfaserenden im Spektrographspalt

Die freien Enden der 1024 Glasfasern werden zum Eintrittsspalt des Langspaltspektrographen angeordnet. Wie aus Abbildung 2.6 ersichtlich ist, ergibt eine einfache Aneinanderreihung

der Glasfasern einen Glasfaserspalt, der um den Faktor $d_{\text{Faser}}/d_{\text{Kern}}$ länger als die minimale Spaltlänge $L = d_{\text{Kern}} \cdot n$ ist. Für den Entwurf des Spektrographen bedeutet dies, daß dieser für einen fast doppelt so langen Eintrittsspalt erarbeitet werden muß. Um dies zu umgehen, wird eine Spaltgeometrie verwendet, bei der der Glasfaserspalt aus drei Lagen von Glasfasern besteht. Der Abstand der Glasfasern innerhalb einer Lage und der Versatz der Lagen untereinander ist so gewählt, daß die Projektion der Kerne senkrecht zum Spalt eine Spaltlänge von 56,32 mm ergibt.

Durch den Abstand zwischen den Lagen sind die Spektren auf dem Detektor in Richtung der Wellenlängenachse verschoben. Da der Abstand zwischen den Lagen aber nur wenige Kerndurchmesser beträgt, wird dadurch der allen Spektren gemeinsame Wellenlängenbereich nur um wenige Prozent eingeschränkt. Da bei der Datenreduktion die Wellenlängenachse jedes Spektrum einzeln kalibriert wird, muß der absolute Betrag des Wellenlängenversatzes nicht bekannt sein. Jedoch entsteht durch diesen Versatz die Gefahr, daß durch Aberrationen der Spektrographenoptik Licht einer Wellenlänge in die nebenliegende Detektorspalte bei der verschobenen Wellenlänge abgebildet wird. Für eine monochromatische Lichtquelle bedeutet dieses „optische Übersprechen“, daß eine zusätzliche Emissionslinie bei einer um den Abstand der Lagen verschobenen Wellenlänge erzeugt wird. Um diesen Effekt möglichst klein zu halten, bildet der Spektrograph den Kern einer Glasfaser auf 90% der Größe eines Detektorelements ab, so daß monochromatische das Bild eines Faserkerns ein Detektorelements nur zu 64% der Fläche ausfüllt. Eine weitere Maßnahme, die zur Vermeidung des optischen Übersprechens eingesetzt wird, ist die Anpassung des Abstandes zwischen den Faserkernen. Durch eine Verzeichnung im Spektrographen wird eine äquidistante Anordnung von Glasfasern auf eine Anordnung mit unterschiedlichem Abstand abgebildet. Um dies auszugleichen wird der Abstand der Glasfasern im Spalt so gewählt, daß das Bild des Faserspalts einen konstanten Abstand von $18,5 \mu\text{m}$, entsprechend dem Abstand der Detektorspalten, zwischen den Faserkernen hat.

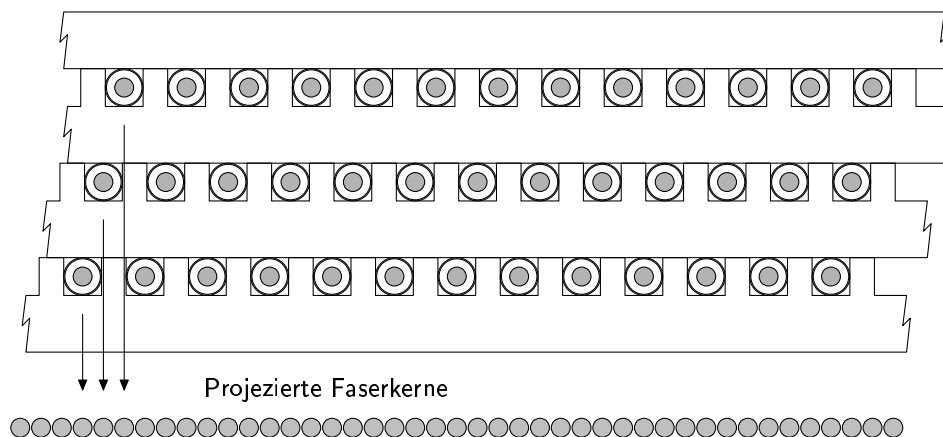


Abb. 3.11: Anordnung der Glasfasern zum Spektrographenspalt. Der Abstand zwischen den projizierten Faserkernen ist so abgestimmt, daß die Verzeichnung im Spektrograph ausgeglichen wird. Der mittlere Abstand zwischen den Faserkernen ist $55 \mu\text{m}$, der Kerndurchmesser ist $50 \mu\text{m}$.

Zuordnung der Positionen der beiden Glasfaserenden

Um die Auswirkungen des optischen Übersprechens weiter zu minimieren, wird die Zuordnung der Positionen der Mikrolinsen im Mosaik und der Glasfasern im Spalt so gewählt, daß benachbarte Bildelemente im Mikrolinsenmosaik auch im Glasfaserspalt benachbart sind (siehe Abbildung 3.12). In SPIFFI wird das Mikrolinsenmosaik in Zeilen zerlegt und die Zeilen zum Eintrittsspalt aneinandergereiht. Da die Bildelementgröße am Himmel kleiner als die halbe Breite der Punktabbildungsfunktion ist, enthalten zwei benachbarte Bildelemente Licht des selben Objekts. Auf dem Detektor erzeugt das optische Übersprechen daher ein Signal, das einem Bruchteil des ursprünglichen Signals entspricht, aus diesem berechnet und korrigiert werden kann.

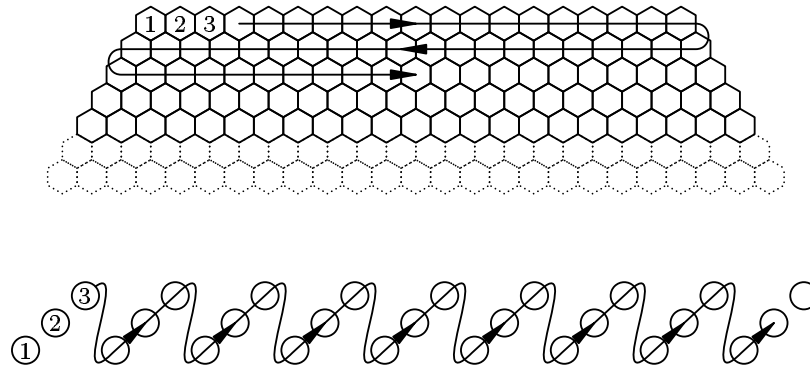


Abb. 3.12: Zuordnung der Mikrolinsen zu den Glasfasern im Spektrographenspalt. Benachbarte Bildelemente im Mikrolinsenmosaik sind auch im Glasfaserspalt benachbart. Dadurch werden die Auswirkungen des optischen Übersprechens verringert.

Kapitel 4

Voroptik

Das SPIFFI-Glasfaserbündel kann nicht direkt in die Bildebene eines Teleskops oder einer adaptiven Optik gesetzt werden. Durch den festen Mikrolinsendurchmesser muß der Abbildungsmaßstab des Teleskops mit einer Zwischenoptik angepaßt werden. Außerdem muß vor dem Glasfaserbündel die kalte Aperturblende positioniert sein, um den Anteil der thermischen Hintergrundstrahlung zu unterdrücken. Da diese Zwischenoptik vor dem Bildzerleger, und damit vor dem eigentlichen Spektrographen kommt, wird diese als Voroptik bezeichnet.

4.1 Anpassung des Abbildungsmaßstabs

Für die Voroptik in SPIFFI wird ein Entwurf verwendet, bei dem das Licht des Teleskops beziehungsweise der adaptiven Optik durch ein Off-axis-Paraboloid kollimiert und durch einen sphärischen Konkavspiegel auf den Bildzerleger fokussiert wird (siehe Abbildung 4.1). Das Brennweitenverhältnis von sphärischem Spiegel zu Paraboloid bestimmt die Vergrößerung der Voroptik. Da die eingebaute Wechseloptik (siehe Abschnitt 4.4) nur zusätzlich vergrößern kann, ist die Vergrößerung ohne Wechseloptik durch die kleinste gewünschte Vergrößerung bestimmt. Dies entspricht dem Abbildungsmaßstab mit der größten Bildelementgröße. Tabelle 4.1 listet die für SPIFFI vorgesehenen Abbildungsmaßstäbe, das resultierende Öffnungsverhältnis und die Vergrößerung der Voroptik. Für den Einsatz von SPIFFI in SINFONI am VLT, ist der Abbildungsmaßstab in der Bildebene der adaptiven Optik 1,48 Bogensekunden pro mm und das Öffnungsverhältnis $f/17,5$ bei einer Brennweite von $f = 140$ m. Für ALFA (für englisch: „Adaptive Optics with Laser for Astronomy“), der adaptiven Optik mit Laserleitstern am 3,5 m-Teleskop der Max-Planck-Gesellschaft auf dem Calar Alto, Spanien, ist die Brennweite $f = 84$ m, das Öffnungsverhältnis $f/24$ und der Abbildungsmaßstab 2,46 Bogensekunden pro mm. Um SPIFFI an einer Vielzahl von Teleskopen einsetzen zu können, muß die Vergrößerung der Voroptik entsprechend angepaßt werden. Für die verschiedenen Teleskope werden daher Off-axis-Paraboloide mit verschiedenen Brennweiten verwendet, der fokussierende, sphärische Spiegel dagegen bleibt erhalten. Dies hat den Vorteil, daß unabhängig vom Teleskop, an dem SPIFFI eingesetzt wird, im fokussierenden Teil der Voroptik Funktionen wie Wechseloptik oder Filterrad eingebaut werden können.

Um kein Licht bei der Einkoppelung in das Glasfaserbündel zu verlieren, muß die Austrittspupille der Voroptik an der Position der Eintrittspupille des Glasfaserbündels liegen, das heißt in unendlichem Abstand vor den Mikrolinsen (siehe Abschnitt 2.3.3). Dies bedeutet wiederum, daß das Off-axis-Paraboloid ein Bild der Teleskoppupille genau vor und im Abstand der Brennweite des sphärischen Spiegel erzeugen muß.

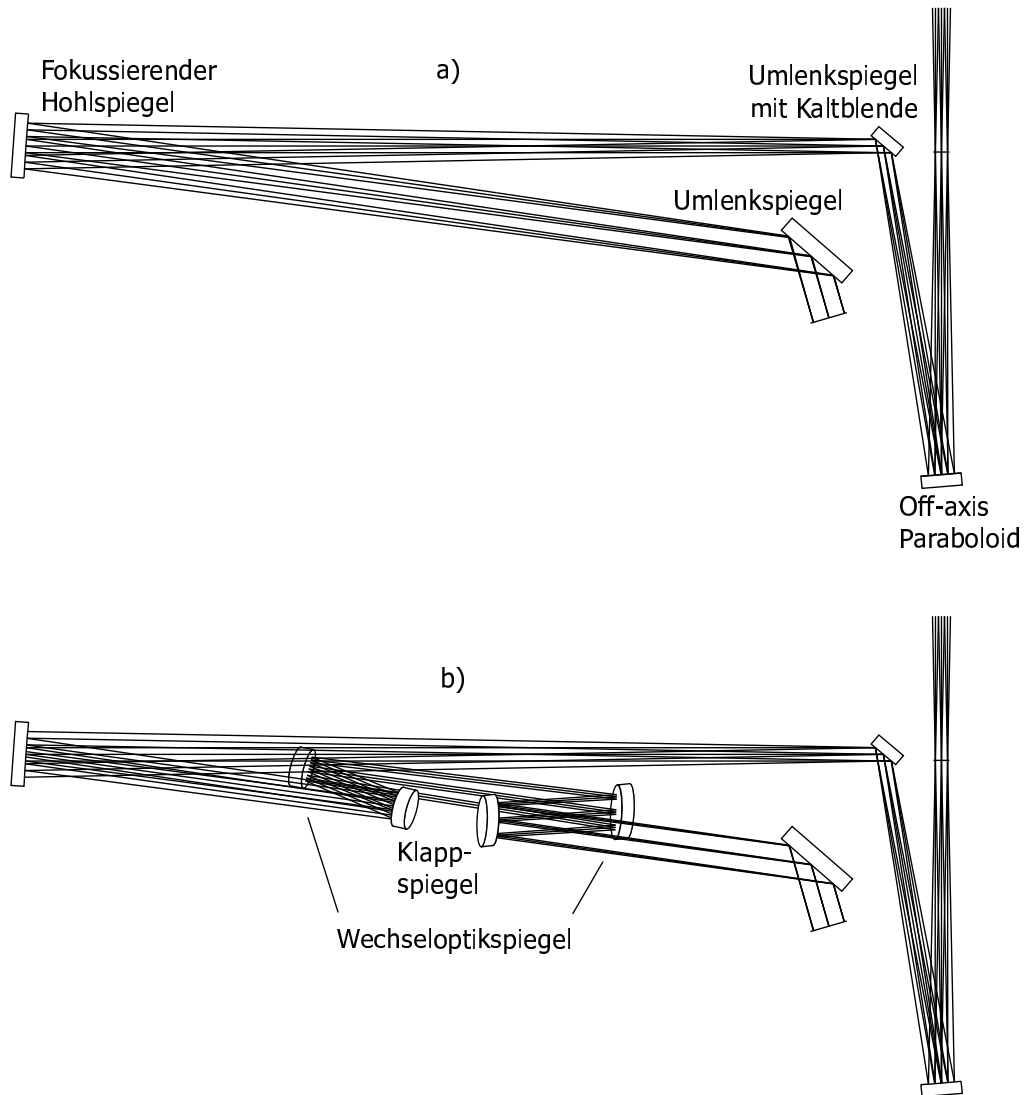


Abb. 4.1: Die Vorochnik mit (a) und ohne (b) Wechseloptik. Zeichnung b) zeigt den Strahlengang mit eingeklappten Umlenkspiegeln bei der Verwendung einer Wechseloptik mit der Vergrößerung $m = 1,67$.

Tab. 4.1: Bildelementgrößen, Öffnungsverhältnisse und Vergrößerungen der SPIFFI-Voroptik.

	Bildelementgröße		Öffnungsverhältnis		Vergrößerung	
	ALFA	SINFONI	ALFA	SINFONI	ALFA	SINFONI
	($f/24$)	($f/17,5$)	($f/24$)	($f/17,5$)	($f/24$)	($f/17,5$)
Seeing	0,55	0,25	$f/64$	$f/62$	2,67	3,56
	0,33	0,15	$f/107$	$f/103$	4,45	5,93
Adaptive Optik	0,07	0,03	$f/534$	$f/517$	22,3	29,7
	0,04	0,02	$f/801$	$f/775$	33,4	44,5

Bei einer Bildelementgröße von $\Phi = 0,25$ Bogensekunden an einem 8 m-Teleskop ist das minimale Eingangsöffnungsverhältnis des Glasfaserbündels nach Gleichung A.1 $f/62$. Die Vergrößerung der Voroptik für SINFONI am 8 m-Teleskop ergibt sich damit zu 3,65, für ALFA am 3,5 m-Teleskop beträgt die Vergrößerung 2,95. Um eine kleine Baugröße der Voroptik zu erhalten, wurde als Brennweite des Off-axis-Paraboloids die kürzeste Brennweite $f = 150$ mm gewählt, mit der das Gesichtsfeld von SPIFFI noch mit ausreichender Abbildungsqualität abgebildet werden kann. Die Brennweite des sphärischen Spiegels ergibt sich aus der Vergrößerung von $m = 3,65$ zu $f = 548$ mm. Da mit dieser Voroptik auch Abbildungsmaßstäbe kleiner als die Beugungsgrenze realisiert werden, muß die Abbildungsqualität der Voroptik beugungsbegrenzt sein.

4.2 Kaltblende

An der Stelle in der Voroptik, an die die Teleskoppupille abgebildet wird, ist zur Unterdrückung der thermischen Hintergrundstrahlung der Teleskopumgebung eine, auf kryogene Temperaturen abgekühlte Aperturblende eingebaut. Die Blende ist eine Lyot-Blende, das heißt die Form und Größe der Blende entspricht der Teleskoppupille einschließlich Abschattung durch den Sekundärspiegel. Wenn für die verschiedenen Teleskope das Off-axis-Paraboloid gewechselt wird, muß auch, durch die unterschiedliche Form und Größe der Teleskoppupille, eine spezielle Lyot-Blende eingebaut werden. Die Position der Kaltblende ist dabei immer die gleiche, da sie vom fokussierenden Hohlspiegel auf die Stelle der Eintrittspupille des Glasfaserbündels abgebildet werden muß.

4.3 Filter

Die Filter für die Wahl des Wellenlängenbereichs sind im Strahlengang der Voroptik plziert. Die Filter sollen nicht nur eine hohe Transmission für den gewünschten Wellenlängenbereich haben, wichtig ist auch das Abblocken des Lichts der Wellenlängen außerhalb dieses Bereichs. Besonders bei der Verwendung eines Gitters als dispergierendes Element (vergleiche Abschnitt 5.3) muß dies beachtet werden, da auch Wellenlängen außerhalb des gewählten Wellenlängenbereichs bei

höherer oder niedrigerer Ordnung in die Richtung der gewünschten Ordnung gebeugt werden. Hat ein Filter bei diesen Wellenlängen ein „Leck“, kann nicht unterschieden werden, welche Wellenlänge tatsächlich gemessen wird.

Da die Strahldurchmesser in der Voroptik mit ≈ 9 mm viel kleiner als im Spektrographen sind (kollimierter Strahldurchmesser ist dort ca. 122 mm, siehe Abschnitt 5.1), können dadurch kleinere Filter verwendet werden. Die Filter befinden sich in einem Filterrad mit mehreren Positionen für die verschiedenen Wellenlängenbereiche. Zusammen mit dem Gitterrad (siehe Abschnitt 5.3 ist damit ein schneller Wechsel des Wellenlängenbereichs oder ein Verschließen des Strahlengangs mit einer Blende möglich. Da es in den Strahlengang zwischen Kaltblende und Hohlspiegel plaziert ist, muß beim Wechsel des Off-axis-Paraboloids die Filterposition nicht geändert werden. Die Transmission der Filter für das H- und K-Band beträgt 80%, der Filter für beide Wellenlängenbänder hat eine Transmission von 75%.

4.4 Wechseloptik

In einem konventionellen Langspaltspektrograph wird die Spaltbreite am Himmel einfach durch Wahl einer entsprechenden Spaltblende im Spektrographen eingestellt. Bei einem Langspaltspektrographen mit einem Bildzerleger muß man den Abbildungsmaßstab an die Spaltbreite des Bildzerlegers anpassen, um verschieden breite Spalte beziehungsweise verschieden große Bildelemente verwenden zu können. In SPIFFI kann daher über eine Wechseloptik, die in die Voroptik integriert ist, der Abbildungsmaßstab den Beobachtungsbedingungen entsprechend gewählt werden.

Für SPIFFI sind zwei Beobachtungsmodi vorgesehen. Im einem Fall wird SPIFFI zusammen mit einer adaptiven Optik eingesetzt, im anderen Fall ist höchstens ein „Tip-Tilt“-Korrektor¹ zwischen Teleskop und SPIFFI geschaltet. Die Anforderungen an die Abbildungsmaßstäbe beider Betriebsarten sind sehr unterschiedlich.

Mit einem „Tip-Tilt“-Korrektor ist die räumliche Auflösung immer noch durch das Seeing begrenzt und die Bildelementgröße ist 0,5 Bogensekunden. Für außergewöhnlich gutes Seeing, besser als eine Bogensekunde, sollte ein Abbildungsmaßstab von 0,3 Bogensekunden wählbar sein. Die Wechseloptik muß in diesem Fall eine Vergrößerung von 1,67 haben. Diese Werte gelten für den Einsatz am 4 m-Teleskop. Für den Betrieb am 8 m-Teleskop ist es nicht möglich diesen Abbildungsmaßstab zu verwenden, da die entsprechende Spektrographkamera mit einem Öffnungsverhältnis von $f/0,85$ (siehe Abschnitt 5.4) mit der begrenzten Auswahl an Glasmaterialien für den Wellenlängenbereich von $1,1 \mu\text{m}$ bis $2,5 \mu\text{m}$ nicht zu verwirklichen ist. Es wurde daher nicht versucht einen anderen Abbildungsmaßstab am 8 m-Teleskop zu implementieren. Vielmehr stehen beim Einsatz von SPIFFI an 8 m-Teleskopen die Bildelementgrößen 0,25 Bogensekunden und 0,15 Bogensekunden zur Auswahl. Da der Aufstellungsort von 8 m-Teleskopen aber unter anderem nach möglichst guten Seeing-Bedingungen mit durchschnittlichen Seeing-Werten unter einer Bogensekunde² gewählt wurde, ist die Bildelementgröße von 0,25 Bogensekunden passend für die dortigen, guten Bedingungen.

Beim Betrieb von SPIFFI mit einer adaptiven Optik dagegen will man eine Bildelementgröße, die der Hälfte der beugungsbegrenzten Punktabbildungsfunktion entspricht. Für den Einsatz am

¹ Ein „Tip-Tilt“-Korrektur korrigiert nur die Wellenfrontfehler erster Ordnung, das heißt die durch die Atmosphäre verursachten Bildbewegungen werden ausgeglichen.

² VLT auf Paranal, Chile: 0,69 Bogensekunden

4 m-Teleskop ist dies $\approx 0,060$ Bogensekunden im K-Band und $0,040$ Bogensekunden im H-Band. Die Vergrößerung, die die Wechseloptik für die beugungsbegrenzten Abbildungsmaßstäbe liefern muß, ist damit $8,33$ und $12,5$. Würde man die verschiedenen Vergrößerungen durch Wechseln des fokussierenden, sphärischen Spiegels erreichen wollen, muß sich auch die Brennweite dieses Spiegels und damit auch die optische Weglänge um die Vergrößerung vervielfachen. Die optische Weglänge beträgt dann mehrere Meter und läßt sich im Kryostaten nur über Umlenkspiegel zu einer kompakten Anordnung falten.

In SPIFFI erreicht man die verschiedenen Vergrößerungen mit zwei abbildenden Spiegeln, einem konkaven und einem konvexen Spiegel, sowie zwei flachen Umlenkspiegeln, die in den Strahlengang zwischen dem fokussierenden, sphärischem Spiegel und dem Bildzerleger eingeschwenkt werden. Der erste Umlenkspiegel lenkt den Strahlengang auf den Konvexspiegel, danach trifft das Licht auf den Konkavspiegel, von dem es über den zweiten Umlenkspiegel wieder in den ursprünglichen Strahlengang eingespiegelt wird (siehe Abbildung 4.1). Konvex- und Konkavspiegel formen zusammen eine Telephoto-Anordnung, bei der die Baulänge kürzer als ihre Brennweite ist. Auf diese Weise kann man diesen weiten Bereich von Vergrößerungen in einem kompakten Entwurf verwirklichen. Die optischen Parameter der Voroptik sind in Tabelle C.2 in Anhang C zusammengefaßt.

Kapitel 5

Spektrograph

Durch den SPIFFI-Bildzerleger wird das zweidimensionale Gesichtsfeld zu einem Spalt umgeformt. Um die Spektren der einzelnen Bildpunkte zu erhalten, wird das Licht in einem „konventionellen“ Langspaltspektrographen dispergiert und auf den Detektor abgebildet. Der Glasfaser-spalt stellt dabei den Eintrittsspalt des Spektrographen dar. Für einen Langspaltspektrographen werden die Zusammenhänge zwischen den Parametern Eintrittsspaltbreite w und Austrittsspaltbreite w' , Brennweite f_{Tel} , f_{Koll} und f_{Kam} sowie Durchmesser d_{Tel} , d_{Koll} und d_{Kam} von Teleskop, Kollimator und Kamera werden in Anhang B erklärt.

Durch den Einsatz eines Bildzerlegers, und im speziellen eines Glasfaserbündels, müssen jedoch zusätzlich einige Besonderheiten beim Entwurf und Bau des Spektrographen beachtet werden. Im nächsten Abschnitt wird auf die Besonderheiten des Spektrographen in SPIFFI eingegangen. In Tabelle 5.1 werden die Eigenschaften von SPIFFI aufgeführt.

5.1 Besonderheiten des Spektrographen in SPIFFI

In Anhang B werden allgemein die optischen Parameter eines Langspaltspektrographen hergeleitet. Durch die Verwendung eines Bildzerlegers und die damit verbundenen Anforderungen, unterscheidet sich der Spektrograph in SPIFFI jedoch in vielem von einem üblichen Langspaltspektrographen. Die Besonderheiten von SPIFFI lassen sich alle darauf zurückführen, daß Spektren von 1024 Bildelementen mit einer einzigen Belichtung gemessen werden sollen.

Spalllänge und Abbildungsmaßstab

Wird SPIFFI an einem 4 m-Teleskop eingesetzt, decken die 1024 Bildelemente in SPIFFI maximal ein Gesichtsfeld mit ≈ 20 Bogensekunden Durchmesser ab, beim Betrieb mit einer adaptiven Optik nur ein Gesichtsfeld mit ≈ 2 Bogensekunden Durchmesser. Dies ist gerade groß genug, um die Punktabbildungsfunktion zu erfassen um damit den gemessenen Datenkubus später zu entfalten. An einem 8 m-Teleskop ist das Gesichtsfeld in beiden Fällen nur halb so groß. Um ein möglichst großes Gesichtsfeld abzudecken, wird die Bildelementgröße bzw. die Spaltbreite so groß gewählt, daß noch eine realisierbaren Optikentwurf erstellt werden kann.

So ergibt sich die Spalllänge in SPIFFI bei 1024 Bildelementen zu 512 Bogensekunden am 4 m-Teleskop bzw. 256 Bogensekunden am 8 m-Teleskop. Im Vergleich dazu beträgt die Spalllänge in ISAAC (für englisch: „Infrared Spectrometer and Array Camera“) am VLT in Paranal, Chile, 120 Bogensekunden, in 3D am 4 m-Telskop ist die Spalllänge 128 Bogensekunden. SOFI

am NTT (für englisch: „Son of ISAAC“ und „New Technology Telescope“) in La Silla, Chile, hat eine Spaltlänge von 297 Bogensekunden und CGS4 am UKIRT (für englisch: „Cooled Grating Spectrometer 4“ und „United Kingdom Infrared Telescope“) auf Hawaii, USA, hat eine Spaltlänge von 80 – 90 Bogensekunden.

Auch der Abbildungsmaßstab ist mit 0,5 und 0,25 Bogensekunden pro Bildelement am 4 m- und 8 m-Teleskop außergewöhnlich groß. Üblicherweise ist zwar die Spaltbreite eines Langspaltspektrographen größer als bei SPIFFI, es werden aber auch mehrere Bildelemente pro Spaltbreite verwendet. So ist die kleinste Spaltbreite in ISAAC 0,3 Bogensekunden, die Bildelementgröße dagegen ist 0,147 Bogensekunden.

In SPIFFI ist sowohl die Spaltlänge, als auch die Spaltbreite etwa doppelt so groß im Vergleich mit existierenden Langspaltspektrographen.

Öffnungsverhältnis der Spektrographkamera

Nach Gleichung B.10 in Anhang B ergibt sich für die vorgesehenen Abbildungsmaßstäbe in SPIFFI das Öffnungsverhältnis der Spektrographkamera zu $f/1,9$. Durch die Verwendung des Glasfaserbündels ergibt sich aber ein kleinerer Wert für das Öffnungsverhältnis sowohl des Kollimators, als auch der Kamera. Der erste Korrekturfaktor tritt bei der Mikrolinseneinkopplung auf (vergleiche Anhang A) und beträgt beim SPIFFI-Glasfaserbündel 0,92. Um diesem Faktor muß bereits das Öffnungsverhältnis des Kollimators kleiner gewählt werden, damit alles Licht aus der Glasfaser durch den Kollimator abgebildet werden kann. Da die Glasfasern im Spalt nicht genau auf ein Detektorelement abgebildet werden, sondern das Bild eines Glasfaserkerns nur 90% der Breite eines Detektorelements ausfüllt, verringert sich das Öffnungsverhältnis der Spektrographkamera zusätzlich um diesen Faktor. Der letzte und größte Korrekturfaktor kommt durch die anamorphe Vergrößerung des Reflexionsgitters. Dieser Korrekturfaktor wird nicht durch die Verwendung eines Bildzerlegers verursacht, sondern kommt von der gewählten Ebert-Anordnung des Gitters (siehe Abschnitt 5.3). Der Korrekturfaktor hängt von der spektralen Auflösung und der Wellenlänge ab. Der kleinste Korrekturfaktor tritt bei SPIFFI im K-Band auf und ist dort 0,81. Als Öffnungsverhältnis der Spektrographkamera ergibt sich damit $f/1,28$. Dieser kleine Wert ist mit einem reinen Linsensystem nicht mehr zu erreichen, so daß die Kamera als catadioptrisches System ausgeführt wird (siehe Abschnitt 5.4).

Nyquist-Abtasten der Spektren

Um die volle spektrale Auflösung des Spektrographen zu erreichen, müssen mindestens zwei Detektorelemente pro Austrittsspaltbreite verwendet werden, damit die Nyquist-Bedingung erfüllt ist. In SPIFFI entspricht die Austrittsspaltbreite 90% der Größe eines Detektorelements. Um die Nyquist-Bedingung zu erfüllen, müssen daher mindestens zwei Messungen erfolgen, wobei bei der zweiten Messung das Detektorelement in spektraler Richtung um eine halbe Spaltbreite verschoben ist. Im Verlauf der Datenreduktion werden die beiden Spektren zu einem Spektrum mit voller spektraler Auflösung kombiniert. In SPIFFI wird nicht der Detektor verschoben, sondern durch Drehen des Gitters um eine Achse parallel zu den Strichen die Spektren auf dem Detektor verschoben (siehe Abschnitt 5.3).

Optisches Übersprechen

Wie bereits in Abschnitt 3.6 erwähnt wird, kann optisches Übersprechen zwischen benachbarten Spektren zur Fehlinterpretation der Daten führen. Es ist daher beim Entwurf des optischen Systems auf möglichst geringes optisches Übersprechen geachtet worden (siehe Abschnitte 5.3 und 5.4). Dazu dient, daß die Glasfaserkerne nur auf 90% der Detektorelementgröße abgebildet werden, andererseits erschwert dies aber auch den Optikentwurf, da sich ein kleineres Öffnungsverhältnis der Spektrographkamera ergibt. Ein weiterer Faktor zur Verringerung des Übersprechens ist die Anpassung des Abstands zwischen den Glasfasern, um ein äquidistantes Bild des Glasfaserspalts zu erhalten. Der Abstand der Glasfasern im Bild des Glasfaserspalts kann durch eine Veränderung der Kollimatorbrennweite, und damit der Vergrößerung des Spektrographen, variiert werden. Da jedes Spektrum auf der Detektorspalte zentriert sein muß, kann die Position und Orientierung der Spektren auf dem Detektor zudem über eine Feinverstellung der Reflexionsgitter ausgerichtet werden (siehe Abschnitt 5.3). Das optische Übersprechen ist durch all diese Maßnahmen in allen Wellenlängenbereichen und über den gesamten Detektor geringer als 5%.

Spektroskopie mit adaptiver Optik

Eine andere Besonderheit, die sich durch die Verwendung des Glasfaserbündels ergibt, ist, daß bei allen Abbildungsmaßstäben, und unabhängig vom Teleskop die Reflexionsgitter gleich ausgeleuchtet werden. Damit wird die Anforderung nach einem Instrument, das nicht nur transportabel, sondern auch an verschiedenen Teleskopen betrieben werden kann, erfüllt.

Der Betrieb an einer adaptiven Optik mit Spaltbreiten, die kleiner als die Winkelauflösung des Teleskops sind, ist mehr eine Besonderheit von z.B. SINFONI als von SPIFFI, trotzdem muß dies beim Entwurf und der Konstruktion des Spektrographen bereits berücksichtigt werden. Ebenso muß die adaptive Optik auf die Bedürfnisse des Spektrographen zugeschnitten sein.

Um die Anzahl der optischen Oberflächen und damit Reflexionsverluste minimal zu halten, wird der dichroitische Strahlteiler, der den sichtbaren Anteil des Spektrums reflektiert und den nahinfraroten Anteil transmittiert, gleichzeitig als Fenster des Kryostaten verwendet. Dies hat außerdem den Vorteil, daß bis zum Fenster von SPIFFI das sichtbare und nahinfrarote Licht das gleiche optische System durchlaufen und damit die gemessene Wellenfront kaum von der Wellenfront in SPIFFI abweicht.

Die Anforderungen an die Stabilität der Wellenfrontkorrektur betreffen vor allem die Position des Bildes auf dem Bildzerleger. In SPIFFI sind zwei Belichtungen nötig, zwischen denen die Spektren auf dem Detektor verschoben werden, um die volle spektrale Auflösung zu erhalten. Da beide Belichtungen „blind“ kombiniert werden, muß das beobachtete Objekt bei beiden Belichtungen an der gleichen Position auf dem Bildzerleger sein, ansonsten lassen sich die Spektren nicht einander zuordnen. Die Stabilität soll dabei besser als $1/5$ der Bildelementgröße sein und über eine Belichtungszeit von 1 bis 2 Stunden gehalten werden. In SINFONI ist dies bei einer Bildelementgröße von 0,025 Bogensekunden $4\ \mu\text{m}$. Dies stellt sehr hohe Anforderungen an die Festigkeit und Verbiegesteifigkeit der Halterungen von SPIFFI und der adaptiven Optik.

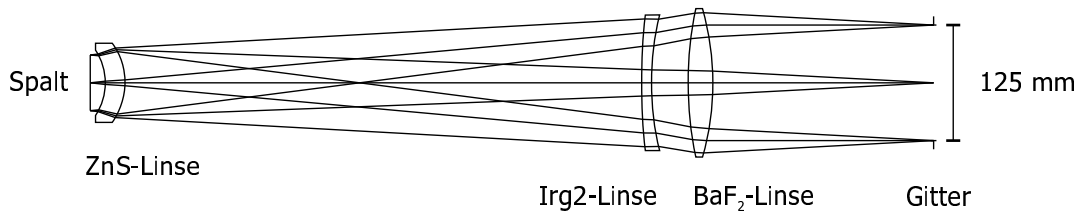


Abb. 5.1: Der Kollimator.

5.2 Kollimator

Im Gegensatz zu Spaltspektrographen, die direkt in der Brennebene des Teleskops betrieben werden und deren Kollimatoren das gleiche Öffnungsverhältnis wie das Teleskop haben, ist in SPIFFI das Öffnungsverhältnis des Kollimators durch die numerische Apertur der Glasfaser gegeben. Die in SPIFFI verwendete Glasfaser hat eine numerische Apertur $na = 0,115$, entsprechend einem Öffnungsverhältnis von $f/4,32$. Da der Entwurf der Spektrographkamera schwieriger war und zuerst begonnen wurde, gibt deren Brennweite und die gewünschte Vergrößerung des Spektrographen die Brennweite des Kollimators vor. Die Brennweite des Kollimators ist $f_{\text{Koll}} = 528,4$ mm und der Durchmesser des kollimierten Strahls ist 122,3 mm. Das Gesichtsfeld des Kollimators entspricht dem Glasfaserspalt und hat eine Länge von 56,32 mm.

Eine Besonderheit des Kollimators, die sich durch den Einsatz des Glasfaserbündels ergibt, ist die Position der Eintrittspupille. Da die parallelen Glasfasern des Bündels jede für sich eine Pupille im Unendlichen besitzen, muß auch die Eintrittspupille des Kollimators im Unendlichen liegen, so daß die Bilder der 1024 Pupillen der Glasfasern auf dem Gitter zu liegen kommen. Diese Eigenschaft des Kollimators wird auch Telezentrität genannt.

Durch das für Kollimatoren kleine Öffnungsverhältnis von $f/4,32$ und dem telezentrischen Gesichtsfeld, ist es nicht möglich, optische Entwürfe mit Spiegeln für den Kollimator zu verwenden. Für den Kollimator in SPIFFI wird daher ein System aus drei sphärischen Linsen verwendet. Die Linsen sind, in der Reihenfolge vom Bildzerleger zum Gitter, aus den Materialien Zinksulfid, dem Infrarotglas irg2 von Schott, und Bariumdifluorid. Da die Betriebstemperatur des Spektrographen 77 K ist, ist beim Entwurf des Kollimators die Änderung des Brechungsindex und der Krümmungsradien mit der Temperatur berücksichtigt worden. Anhang C enthält die optische Parameter des Kollimators.

Zwar wurde beim Entwurf des Kollimators darauf geachtet, möglichst keine Verzeichnung zu erzeugen, doch war dies unter Berücksichtigung der anderen Nebenbedingungen nicht möglich. Die Verzeichnung im Kollimator wird daher durch eine nichtäquidistante Anordnung der Fasern im Spalt kompensiert (siehe Abschnitt 3.6). Die Positionen der Fasern sind so gewählt, daß das Bild des Faserspalts auf dem Detektor dem regelmäßigen Abstand der Detektorzeilen entspricht.

5.3 Reflexionsgitter

Aus mehreren Gründen fiel die Wahl für das dispersierende Element in SPIFFI auf ein Reflexionsgitter. So erreichen Gitter bei gleicher Größe höhere spektrale Auflösungen als Prismen. Ein Gitterprisma, ein Prisma mit einem Gitter auf der Hypothenusenfläche, hat zwar den Vorteil, daß die optische Achse des einfallenden Strahlengangs nicht geändert wird, bei den großen

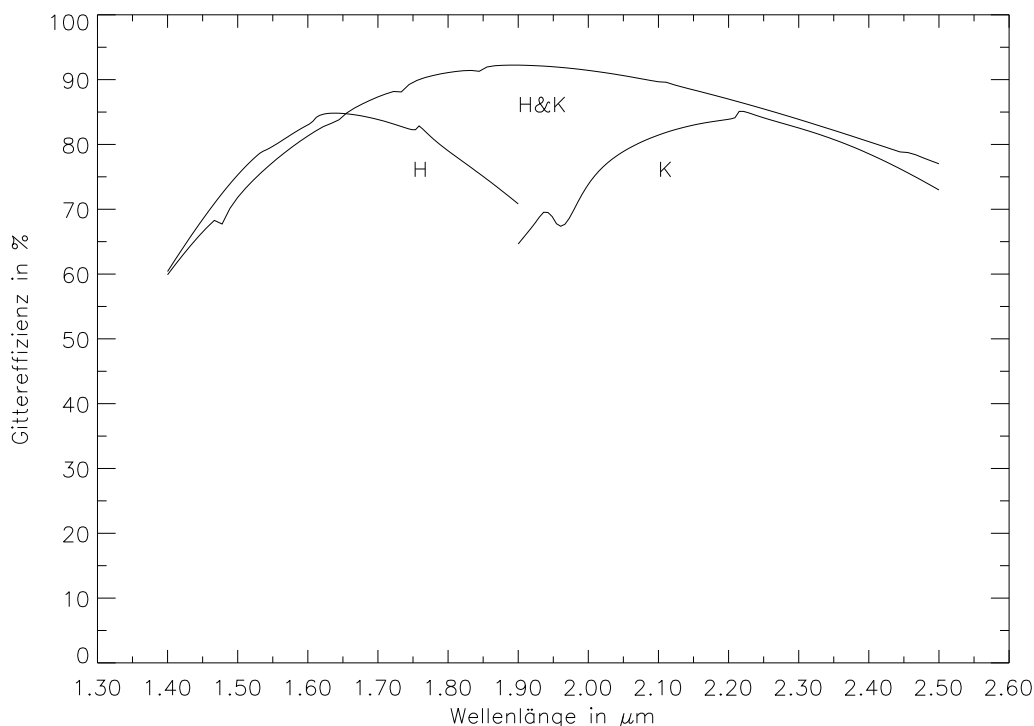


Abb. 5.2: Modellrechnungen der Gittereffizienz für die in SPIFFI verwendeten Gitter in den Bändern H, K und H&K.

Strahldurchmessern wird aber das Volumen und Gewicht des Gitterprismas so groß, daß das Abkühlen Schwierigkeiten bereitet. Außerdem ist die Fertigung von Gitterprismen für den nahinfraroten Wellenlängenbereich noch nicht so fortgeschritten, daß ähnlich hohe Effizienzen wie bei Reflexionsgittern erreicht werden können (Kroker 1997, Rayner 1998). Durch die weite Verbreitung von Reflexionsgittern ist deren Fertigung dagegen so weit entwickelt, daß maximale Gittereffizienzen von bis zu 85% erreicht werden (Bach 1997).

Für die drei Wellenlängenbereiche, die in SPIFFI vorgesehen sind, wird jeweils ein Gitter verwendet. Zwar ist es möglich, durch geeignete Wahl von Strichzahl und Beugungsordnung nur ein Gitter, sowohl für das H-Band als auch für das K-Band, zu verwenden, doch muß dazu dieses Gitter im H-Band in der 4. und im K-Band in der 3. Ordnung betrieben werden. Für höhere Ordnungen ist die Gittereffizienz jedoch kleiner und nimmt vor allem an den Bandrändern stark ab. Die Gitter für das H und K Band werden in 2. Beugungsordnung betrieben, das Gitter für den beide Bänder umfassenden Wellenlängenbereich wird in 1. Ordnung betrieben. In Abbildung 5.2 sind Ergebnisse von Modellrechnungen zur Gittereffizienz dargestellt, Tabelle C.1 faßt die Gitterparameter für alle drei Wellenlängenbereiche zusammen.

Bei der kurzen Kollimatorbrennweite $f_{\text{Koll}} = 528,4 \text{ mm}$ entspricht die Spaltlänge $L = 56,32 \text{ mm}$ einem Gesichtsfeld von $\pm 3,1^\circ$ auf dem Gitter. Durch die Beugungseigenschaften des Gitters wird selbst mit einer verzeichnungsfreien Optik ein gerader Spalt gekrümmt auf den Detektor abgebildet und führt zu einem relativen Versatz der Spektren in Dispersionsrichtung (siehe Abbildung 5.3). Zusätzlich zur Spaltkrümmung gibt es noch den periodischen Wellenlängenversatz,

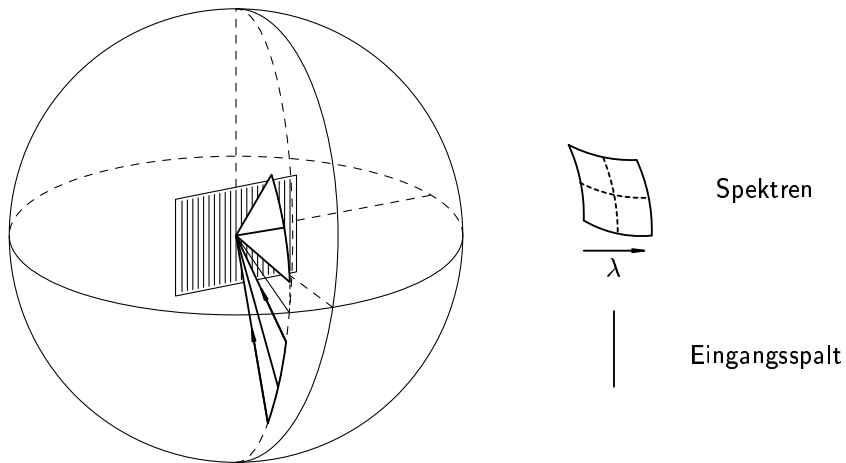
der durch die drei Lagen des Glasfaserspalts kommt. Beide Effekte können durch Wellenlängenkalibration jedes einzelnen der 1024 Spektren bestimmt werden.

Durch die Beugung am Gitter werden aber auch die Spektren der einzelnen Bildelemente unterschiedlich stark gekrümmt (siehe Abbildung 5.3). Dies ist abhängig von der Spaltposition und nur in der Dispersionsebene, der Ebene senkrecht zu den Gitterstrichen und zur Gitteroberfläche, wird ein Bildelement zu einem geraden Spektrum dispergiert. Für achsferne Punkte werden die kurzen und langen Wellenlängen weiter von der optischen Achse weggebeugt als die mittlere Wellenlänge. Je achsferner die Spaltposition ist, desto größer ist auch die Krümmung des Spektrums. Dies entspricht einer Kissenverzeichnung in Spaltrichtung. In Dispersionsrichtung ergibt sich durch die Spaltkrümmung eine asymmetrische Verzeichnung, die nicht ausgeglichen werden kann. Da aber jedes Spektrum einzeln wellenlängenkalibriert wird, muß hier nicht auf die Verzeichnung geachtet werden. Durch die Krümmung des Spektrums fällt ein Teil des Lichts in die benachbarte Spalte des Detektors. Zusammen mit dem Wellenlängenversatz aufgrund des dreilagigen Spalts erzeugt dieses „optische Übersprechen“ einen Beitrag im benachbarten Spektrum bei einer anderen Wellenlänge. Eine starke Emissionslinie würde zum Beispiel eine Emissionslinie im benachbarten Bildelement vortäuschen.

Da die Spaltkrümmung für alle Wellenlängenbereiche gleich ist, kann man die Krümmung der Spektren durch Einstellen der Verzeichnung der Spektrographkamera kompensieren. Wie Abbildung 5.3 zeigt, ist die Krümmung der Spektren symmetrisch zur Dispersionsebene. Im praktischen Einsatz muß ein Reflexionsgitter „off-axis“ betrieben werden, um den einfallenden vom gebeugten Strahlengang zu trennen. Die zwei am häufigsten benutzten Anordnungen sind die Littrow-Anordnung und die Ebert-Anordnung. Bei der Littrow-Anordnung ist die Einfallsebene, definiert durch den einfallenden und gebeugten Strahl, senkrecht zur Dispersionsebene. In der Ebert-Anordnung fallen Einfallsebene und Dispersionsebene zusammen. Abbildung 5.3 zeigt außerdem, daß in der Ebert-Anordnung die Spektren eine symmetrische Kissenverzeichnung in Spaltrichtung aufweisen, während in Littrow-Anordnung die Spektren asymmetrisch verzeichnet sind. Eine asymmetrische Verzeichnung bei gleichzeitiger guter Abbildungsqualität für eine Spektrographkamera mit einem Öffnungsverhältnis $f/1,28$ zu entwerfen, ist mit der Auswahl an optischen Materialien für den nahinfraroten Wellenlängenbereich nicht möglich. Die Kissenverzeichnung des Gitters in Ebert-Anordnung läßt sich dagegen mit einer Tonnenverzeichnung in der Spektrographkamera korrigieren. Dies ist auch die in SPIFFI verwendete Lösung zur Kompensation der Spektrumskrümmung.

Die Gitter in SPIFFI werden in Ebert-Anordnung mit einem Winkel von 45° zwischen den optischen Achsen von Kollimator und Kamera eingesetzt. Sie sind auf einem Rad angeordnet, das gleichzeitig das Wechseln des Wellenlängenbereichs als auch das Verschieben des Spektrums um Bruchteile eines Detektorelements ermöglicht. Um die genaue Position der Gitter beim Wechseln oder Feinverstellen reproduzieren zu können, ist das Gitterrad mit einem Winkeldrehgeber der Firma Inductosyn, USA, ausgestattet. Mit diesem Drehgeber läßt sich die Position der Spektren auf $1/5$ eines Detektorelements genau einstellen. Die Halterung der Gitter ist so konstruiert, daß damit auch die Position und Ausrichtung der Spektren auf dem Detektor eingestellt werden kann. Dazu kann jedes Gitter sowohl um die Gitternormale als auch um die Gitterlängsachse verkippt werden. Mit einer Drehung um die Gitternormale kann man die Spektren parallel zu den Detektorspalten ausrichten, über die Drehung um die Längsachse kann man alle Spektren entlang der Spaltrichtung verschieben und so die Spektren auf den Detektorspalten zentrieren.

Littrow Anordnung



Ebert Anordnung

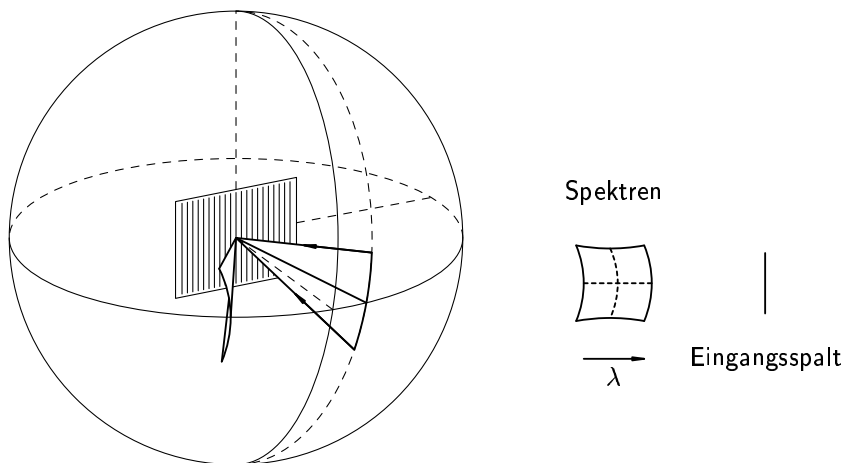


Abb. 5.3: Spalt- und Spektrumkrümmung für Ebert- und Off-axis-Littrow Anordnung eines Reflexionsgitters.

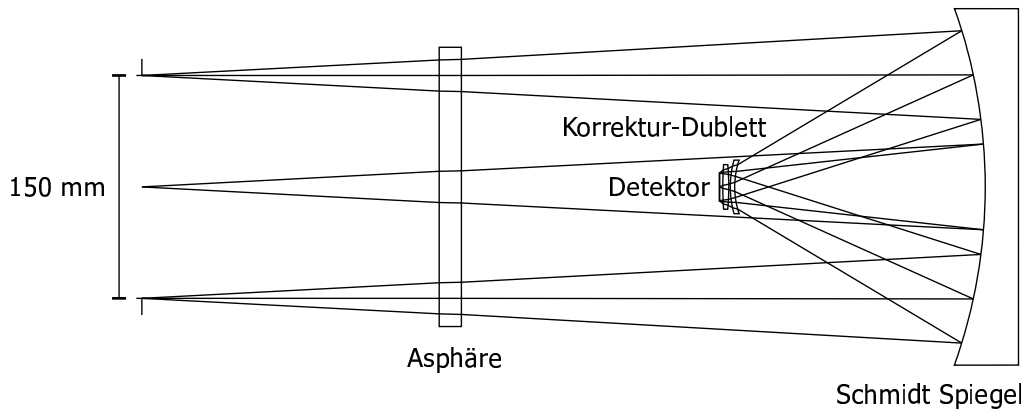


Abb. 5.4: Die Spektrographkamera.

5.4 Spektrograph-Kamera

Für das Öffnungsverhältnis der Kamera eines Langspaltspektrographen wurde in Anhang B Gleichung B.10 verwendet. Da das Öffnungsverhältnis einer der wichtigsten Entwurfparameter einer Spektrographkamera darstellt, lassen sich mit dieser Formel sehr einfach die Grenzwerte für die Parameter eines Spektrographen bestimmen. Wie schon in Abschnitt 5.1 erwähnt wird, erschwert die Tatsache, daß in SPIFFI 1024 Spektren abgebildet werden, auch den Entwurf und Bau der Spektrographkamera. So ergibt sich durch den Einsatz eines Glasfaserbündels als Bildzerleger bereits ein Korrekturfaktor zum Öffnungsverhältnis der Kamera von 0,83. Durch den Einsatz des Gitters in Ebert-Anordnung ergibt sich eine anamorphe Vergrößerung, die zusätzlich das Öffnungsverhältnis der Kamera um 0,82 reduziert. Das Öffnungsverhältnis der Kamera muß daher $f/1,28$ betragen.

Mit der begrenzten Anzahl von verwendbaren optischen Materialien im nahinfraroten Wellenlängenbereich ist es nicht möglich, eine dioptrische Kamera zu entwerfen, die bei diesem Öffnungsverhältnis eine ausreichende Abbildungsqualität hat. Als Kamera wird daher eine Schmidt-Kamera mit einer asphärischen Korrekturplatte aus Zinksulfid und einem Dublett aus Kalziumdifluorid und Zinksulfid zur Korrektur der Bildfeldkrümmung und Verzeichnung verwendet. Die Kamera hat eine Brennweite von $f_{\text{Kam}} = 177,7 \text{ mm}$ und ist achromatisch im Wellenlängenbereich von $1,1 \mu\text{m}$ bis $2,5 \mu\text{m}$. Um die interne Brennebene für den Detektor zugänglich zu machen, ist ein Umlenkspiegel mit einem Durchbruch in den Strahlengang eingebaut (siehe Abbildung 5.4). Durch die Halterung des Detektors ergibt sich eine Abschattung von 16%. Dieser Wert ist unabhängig vom gewählten Abbildungsmaßstab, da die Strahlen aus der Glasfaser immer mit dem gleichen Öffnungsverhältnis austreten.

Die in Abschnitt 5.3 erwähnte Kissenverzeichnung des Gitters wird mit der Kamera korrigiert, so daß alle Spektren nicht mehr als $1/10$ der Detektorelementgröße von der Geraden abweichen. Zusammen mit der Tatsache, daß das Bild eines Faserkerns ein Detektorelement nicht ganz ausfüllt, ergibt sich ein optisches Übersprechen $< 5\%$ über die gesamte Detektorfläche.

5.5 Abbildungsqualität des Spektrographen

In den Abschnitten wird bereits deutlich, daß die Anforderungen an die Abbildungsqualität des Spektrographen in SPIFFI die eines üblichen Langspaltspektrographen übertrifft. Um all diesen Anforderungen gerecht zu werden (vgl. auch Abschnitt 5.1), mußten daher in SPIFFI Wege gewählt werden, die in konventionellen Spektrographen nicht üblich sind.

So muß durch das Glasfaserbündel der Kollimator telezentrisch sein. Um die Verzeichnung im Spektrographen zu vermeiden, wird das Gitter in betrieben und die Spektrographkamera ist eine Schmidt-Kamera mit einem Korrekturdublett nahe am Detektor. Über einen Umlenkspiegel wird die Position des Detektors zugänglich gemacht.

Daß trotz all dieser Umstände die Abbildungsqualität sehr gut ist, zeigt Abbildung 5.5. Gezeigt sind dort die Aberrationen von fünf Objektpunkten entlang des Glasfaserspalts für neun Wellenlängen im K-Band. Über die gesamte Detektorfläche sind die Aberrationen stets kleiner als die Größe eines Detektorelements. Dies gilt ebenfalls für das H-Band und den das H- und K-Band umfassenden Wellenlängenbereich.

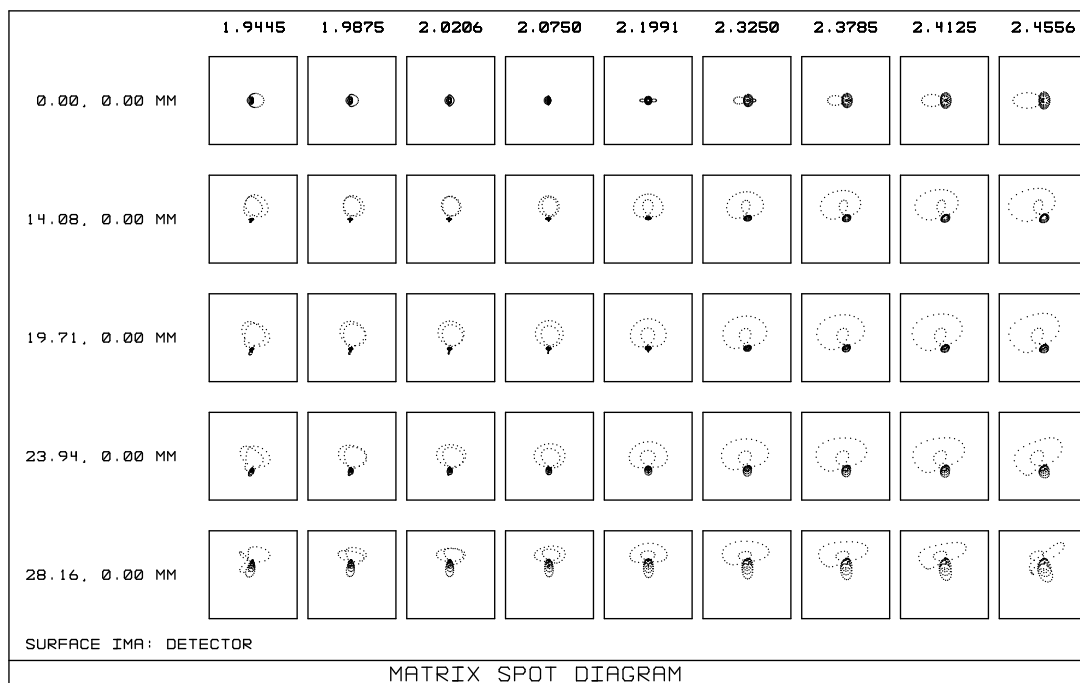


Abb. 5.5: Durchstoßdiagramme des Spektrographen in SPIFFI im K-Band für neun Wellenlängen und fünf Objektpunkte entlang des Spalts. Ein „Spektrum“ läuft von links nach rechts, der Spalt ist vertikal ausgerichtet. Die Wellenlänge jeder Spalte ist in der obersten Zeile aufgetragen, die Spaltposition jedes Spektrums ist links aufgetragen. Die Größe des Quadrats um ein Durchstoßdiagramm entspricht einem Detektorelement mit einer Seitenlänge von $18,5 \mu\text{m}$.

Die Korrektur der anamorphen Verzeichnung durch das Reflexionsgitter verdeutlicht Abbildung 5.6. Für die drei Spaltpositionen Spaltmitte, Spalttrand und eine Position ein Viertel von der Spaltmitte, sind die Mittelpunkte des Bildes des Glasfaserkerns in Abhängigkeit der Wellenlänge

dargestellt. Die Abweichung eines Spektrums von einer Geraden ist weniger als $1/10$ der Größe eines Detektorelements. Da der Glasfaserkern auf nur 90% eines Detektorelements abgebildet wird, ist das Übersprechen von einem Spektrum in das benachbarte Spektrum $< 5\%$.

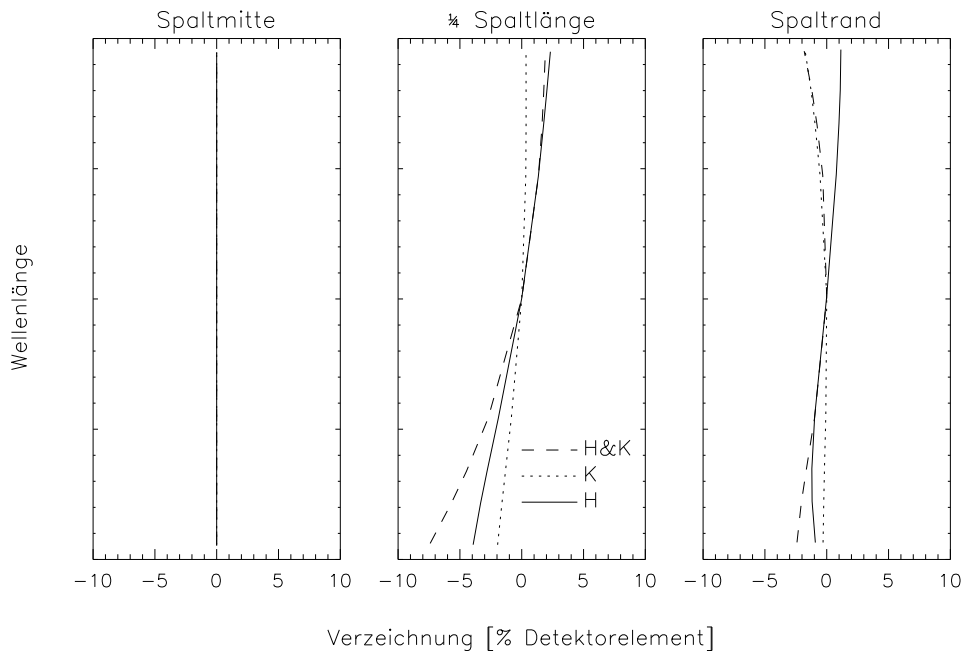


Abb. 5.6: Die Verzeichnung des Spektrographen in SPIFFI. Für die Bildpunkte in der Spaltmitte, bei $1/4$ der Spaltlänge und Spaltrand ist der Ort des Bildmittelpunkts in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt. Die Verzeichnung ist in allen Wellenlängenbereichen und über den gesamten Detektor $< 10\%$ eines Detektorelements.

Um die Abbildungsqualität auch beim Bau umsetzen zu können, wurde untersucht, welche optischen Elemente genau gefertigt und positioniert werden müssen. Mit diesen Werten für die Positioniergenauigkeit können die Linsen- und Spiegelhalter konstruiert werden.

Die einzelnen Entwürfe der Vorochnik, des Kollimators und der Kamera sind mit zusätzlichem Umlenkspiegeln so kombiniert worden, daß alle optischen Bauelemente einschließlich des Bildzerlegers auf einer Kaltplatte der Größe $70 \times 90 \text{ cm}^2$ Platz finden (siehe Abbildung 5.7). Das Eintrittsfenster des Kryostaten ist ein dichroitischer Spiegel, damit der sichtbare Wellenlängenanteil des Lichts einem Wellenfrontsensor zugeführt werden kann. Dazu muß das Fenster gegenüber der optischen Achse gekippt sein, was die Abbildungsqualität aber nicht beeinflusst.

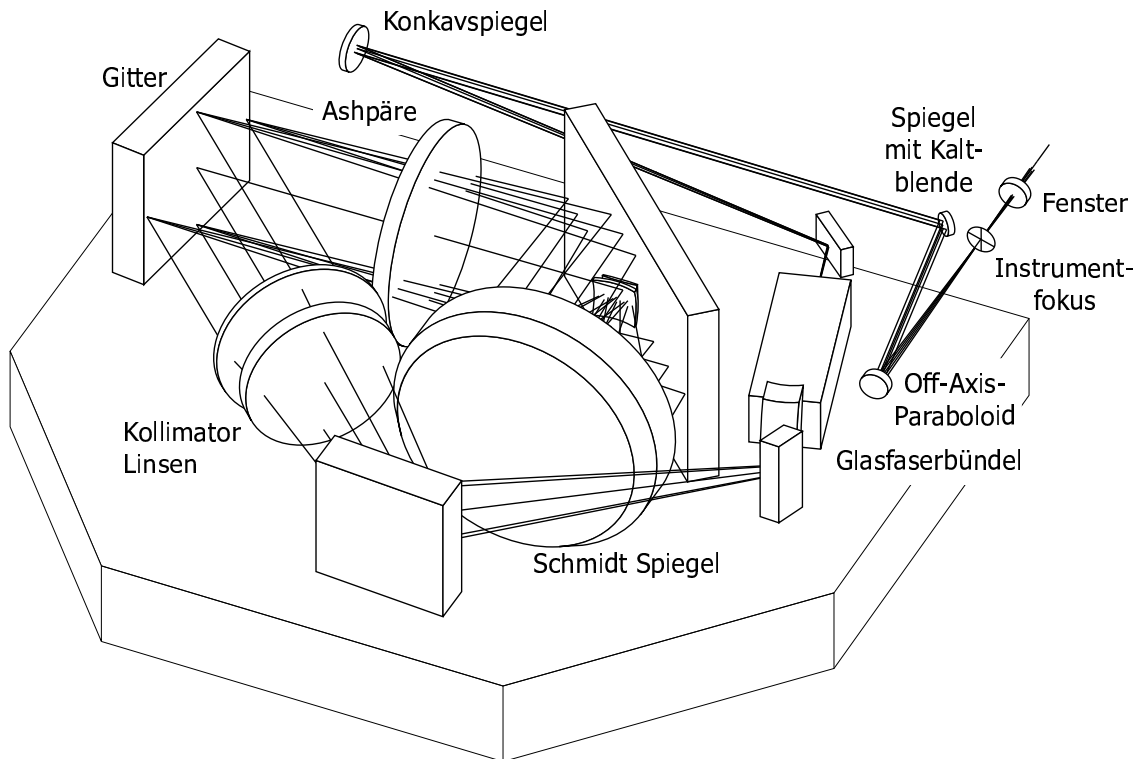


Abb. 5.7: Perspektivische Darstellung aller optischen Elemente mit Ausnahme der Wechseloptik in SPIFFI.

Tab. 5.1: Die Kenngrößen von SPIFFI.

Instrument Abschnitt	Instrument Eigenschaften				Transmission/ Effizienz
Voroptik	Abbildungsmaßstäbe am 4 m Teleskop in Bogensekunden				92%
	0,5, 0,3, 0,06, 0,04				
	Breitbandfilter				
	H, K, H&K				> 75%
Faserbündel	1024 Glasfasern mit Mikrolinsen				> 78%
Kollimator	3 Linsen Achromat				94%
	Brennweite	528,4 mm			
	Öffnungsverhältnis	$f/4,3$			
Gitter	Band	Furchenzahl	Blazewinkel	Ordnung	
	H	$128,57 \text{ mm}^{-1}$	$13,32^\circ$	2	
	K	$102,86 \text{ mm}^{-1}$	$14,23^\circ$	2	
	H&K	$100,00 \text{ mm}^{-1}$	$6,07^\circ$	1	
Kamera	Schmidt Kamera				78%
	Brennweite	177,7 mm			
	Öffnungsverhältnis	$f/1,2$			
Detektor	HAWAII NIR-Detektor				
	1024^2 Detektorelemente	18,5 μm			
	Ausleserauschen	$< 8 \text{ e}^-$ pro Auslesen			
	Dunkelstrom	$< 0,1 \text{ e}^- \text{ s}^{-1}$			
	Quanteneffizienz	$> 65\%$ für λ_{max}			
		$> 60\%$ für $\lambda = 1,2 \mu\text{m}$			
					> 60%
					> 17%

Kapitel 6

Detektor

Der Auslöser für die Neuentwicklung eines Nachfolgeinstrumentes für 3D war die Ankündigung neuer Mosaikdetektoren für den nahinfraroten Wellenlängenbereich mit 1024^2 Detektorelementen. Dieser, HAWAII genannte, Detektor ist selbst ein Nachfolger des NICMOS 3 Detektors, der für das Instrument NICMOS auf dem Weltraumteleskop „Hubble“ entwickelt wurde (Thompson 1995). Im Betrieb unterscheidet er sich nur wenig vom NICMOS 3, so daß die bereits am Institut gewonnene Erfahrung mit dem NICMOS 3 Detektor¹ beim Betrieb des HAWAII Detektors eingesetzt werden kann (Weitzel et al. 1996, Hofmann et al. 1995).

6.1 Der HAWAII-Detektor

Der in SPIFFI verwendete Detektor wird von der Firma Rockwell, USA, hergestellt. Der „HAWAII“ (für englisch: „HgCdTe Astronomical Wide Area Infrared Imager“) genannte Detektor hat ein quadratisches Gesichtsfeld mit 1024^2 Detektorelementen. Wie der NICMOS 3 Detektor ist der HAWAII Detektor in Hybrid-Technik aufgebaut. Die lichtempfindliche Schicht und die Elektronik zum Adressieren und Auslesen eines Detektorelements werden getrennt hergestellt und zu einem Detektor zusammengesetzt. Die lichtempfindliche Schicht besteht aus $\text{HgCd}_x\text{Te}_{1-x}$ und ist so dotiert, daß für den Wellenlängenbereich von $0,8\ \mu\text{m}$ bis $2,5\ \mu\text{m}$ maximale Empfindlichkeit erzielt wird. Über elektrische Mikroverbindungen aus Indium ist die lichtempfindliche Schicht mit dem „Multiplexer“ verbunden. Der Abstand der Indiumverbindungen beträgt $18,5\ \mu\text{m}$ und bestimmt damit die Größe eines Detektorelements. Mit dem Multiplexer können die 1024^2 Detektorelemente einzeln zum Auslesen adressiert werden. Der HAWAII Detektor ist in Quadranten mit 512^2 Elementen unterteilt, die unabhängig voneinander über vier Ausgänge gelesen werden können. Die maximale Bildrate ist $4\ \text{Bilder s}^{-1}$.

Der HAWAII Detektor kann bei Temperaturen kleiner als 80 K betrieben werden, was für SPIFFI eine Kühlung in einem Badkryostaten mit flüssigem Stickstoff als Kühlmittel erlaubt. Bei dieser Temperatur sollte, laut Spezifikationen, der Detektor einen Dunkelstrom von $D < 0,1\ \text{e}^- \text{s}^{-1}$ und ein Ausleserauschen für einmaliges Auslesen von $R < 8\ \text{e}^-$ aufweisen.

¹ Sowohl in 3D als auch in den NIR-Kameras SHARP I, SHARP II und SHARP II+ (für englisch: System for High Angular Resolution Pictures) wird ein NICMOS 3 Chip als Detektor verwendet.

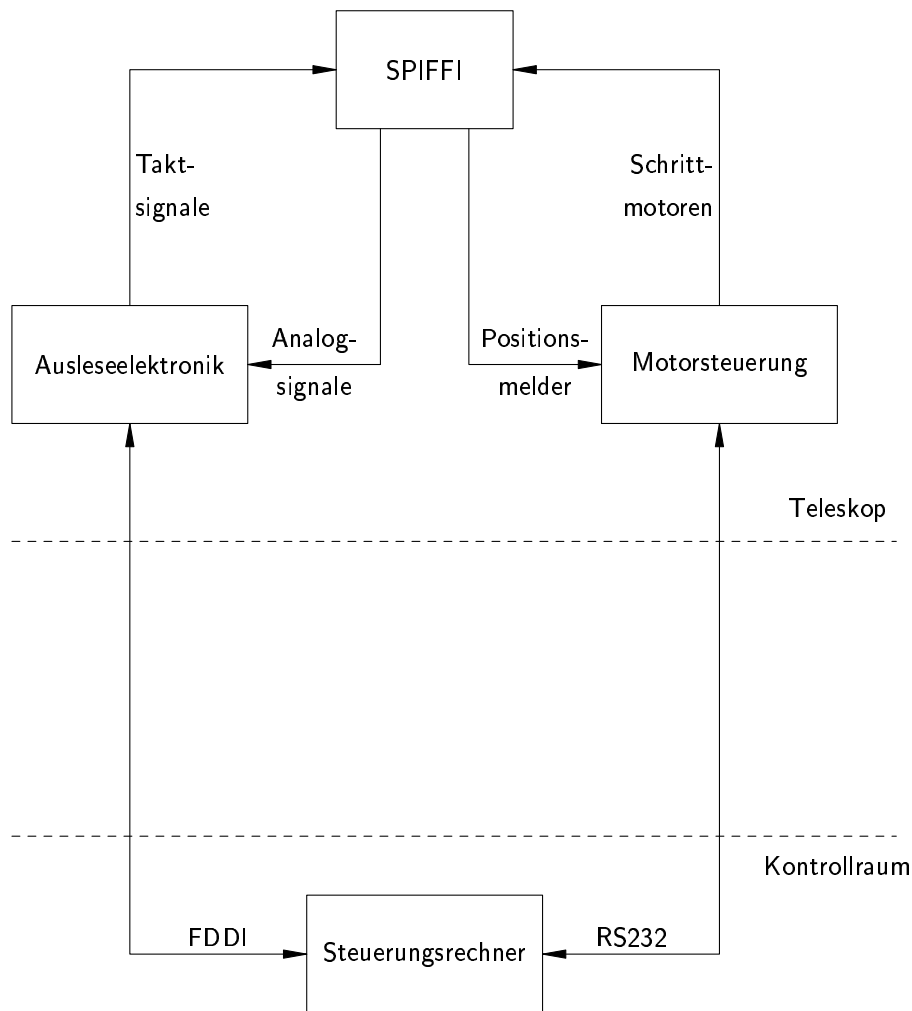


Abb. 6.1: Übersicht der SPIFFI-Elektronik und die Steuerungswege.

6.2 Elektronik

Die Elektronik zum Auslesen des Detektors und Speichern der gewonnenen Daten läßt sich in zwei funktionale Blöcke aufteilen. Ein Block adressiert die einzelnen Detektorelemente, verstärkt und digitalisiert die Signale der vier Ausgänge und speichert das gewonnene Bild. Über eine Glasfaserleitung werden die Daten zum zweiten Block, dem Instrumenten-Kontrollrechner im Teleskopkontrollraum, geleitet. Der Instrumenten-Kontrollrechner stellt die Daten visuell auf einem Monitor dar und speichert sie auf einer Festplatte ab (siehe Abbildung 6.1).

Auslese-Elektronik

Die zum Adressieren und Auslesen der Detektorelemente verwendete Elektronik wurde von der Firma Achilles Computer, Gauting, hergestellt. Die Elektronik ist modular aufgebaut, so daß auch andere Detektoren, wie der NICMOS 3 damit ausgelesen werden können. Für SPIFFI werden insgesamt 6 Module benötigt:

Analog Digital Signal Processor board (ADSP): Dieses Modul enthält einen Analog-Digital-Wandler und Arbeitsspeicher, um bis zu vier 512^2 große Bilder zu speichern und zu bearbeiten. So ist es möglich, Auslesearten, die mehrmaliges Auslesen des Detektors und Weiterverarbeiten der Einzelmessungen erfordern, bereits von der Auslese-Elektronik ausführen zu lassen. Dies reduziert die Datenübertragungsrate zwischen Auslese-Elektronik und Instrumenten-Kontrollrechner und damit auch dessen Rechenlast. In SPIFFI werden insgesamt vier ADSP-Module, für jeden Detektorausgang eines, verwendet.

Broadcasting Digital Signal Processor board (BDSP): Das Modul koordiniert die Aufgaben der ADSP-Module und des CDSP-Moduls und dient zur Übertragung der Daten zwischen der Auslese-Elektronik und dem Instrumenten-Kontrollrechner. Für SPIFFI wird ein BDSP-Modul benötigt.

Clock Digital Signal Processor board (CDSP): Das Modul erzeugt die Taktsignale zur Steuerung des Detektors. Gleichzeitig synchronisiert es die Adressierung des Detektors mit den Analog-Digital-Wandlern auf den ADSP-Modulen.

Alle Module finden in einem 19 Zoll-Einschubgehäuse Platz, das, um die Kabellängen kurz zu halten, möglichst nahe am Instrument befestigt wird.

Direkt außerhalb des Kryostaten sind zwei weitere Elektronikeinheiten angebracht. Eine Vorverstärkereinheit verstärkt die vom Detektor kommenden Signale auf die Pegel, die für die Analog-Digital-Wandler nötig sind. Die zweite Einheit bereitet die vom CDSP-Modul erzeugten Taktsignale auf und erzeugt die für den Betrieb des Detektors nötigen Detektorspannungen.

Instrumenten-Kontrollrechner

Zum Darstellen der aufgenommenen Bilder und zum Steuern der Auslese-Elektronik wird ein Personal Computer (PC) verwendet. Als Schnittstelle zur Übertragung über die Glasfaser wird eine von der Firma Achilles Computer gebaute PC-Einsteckkarte verwendet. Das Programm zur Steuerung der Auslese-Elektronik ist mit dem Programmpaket LabView der Firma National Instruments erstellt worden und erlaubt das Einstellen der Belichtungszeiten, des Auslesemodus sowie die Darstellung der gemessenen Daten auf dem Bildschirm. Außerdem sendet der Kontrollrechner die Befehle zur Motorsteuerung, die alle motorisierten Funktionen in SPIFFI wie Filterrad, Gitterrad mit Drehgeber und Wechseloptik regelt.

Auslesemodi

Wie der Name der einzelnen Module der Auslese-Elektronik besagt, enthalten die Module einen Digital Signal Processor, einem auf digitale Signalverarbeitung spezialisierten Mikroprozessor. Jedes Modul enthält sein eigenes Programm, das an die Aufgaben des jeweiligen Moduls angepaßt ist. Durch dieses Konzept lassen sich mit verschiedenen Programmen verschiedene Detektortypen mit unterschiedlichen Auslesemodi betreiben. Für den HAWAII Detektor sind die Auslesemodi

- „Reset-Read“,
- „Reset-Read-Read“ oder „Fowler Sampling“,

- „Multiple Fowler Sampling“ und
- „Ramp Sampling“

vorgesehen. Beim „Reset–Read“-Modus wird jedes Detektorelement zurückgesetzt und nach Ablauf der Belichtungszeit ausgelesen. Beim „Reset–Read–Read“-Modus wird sofort nach dem Rücksetzen des Detektors jedes Detektorelement ausgelesen und nach Ablauf der Belichtungszeit ein zweites Mal ausgelesen. Die Differenz der beiden Meßwerte entspricht damit der Signalstärke. Wiederholt man den „Reset–Read–Read“-Modus am Beginn und am Ende der Belichtung mehrere Male, kann man das Ausleserauschen reduzieren. Das „Ramp Sampling“ ist dem „Multiple Fowler Sampling“ ähnlich, nur daß hier in regelmäßigen Zeitabständen während der gesamten Belichtung der Detektor ausgelesen wird. Die drei letztgenannten Auslesemodi sind möglich, da das Auslesen des HAWAII-Detektor keinen Einfluß auf das gemessene Signal hat. Beim 32-fachen Auslesen mit dem „Ramp-Sampling“ kann das Signal-zu-Rausch Verhältnis gegenüber dem „Reset–Read–Read“-Modus um einen Faktor 2,4 vergrößert werden (Jansen 1999).

6.3 Testkamera

Zur Charakterisierung des Detektors wurde eine Testkamera entwickelt und gebaut. Der optische Entwurf beruht auf einem „Offner-System“ mit zwei konkaven und einem konvexen Spiegel (siehe Abbildung 6.2). Es ist ein einfaches, abbildendes System mit folgenden Eigenschaften, die zur Charakterisierung des Detektors nötig sind:

- Beugungsbegrenzte Abbildungsqualität über das ganze Gesichtsfeld.
- Achromatisch über den gesamten Wellenlängenbereich durch Verwendung von Spiegeln.
- Definierte Aperturblende zur Bestimmung der Quanteneffizienz.
- Filterrad mit J-, H- und K-Band Filtern sowie einer offenen und geschlossenen Filterposition zur Bestimmung der Wellenlängenabhängigkeit der Detektoreigenschaften, insbesondere der Quanteneffizienz.

Die Optik der Testkamera ist in einen Kryostaten der Firma Infrared Laboratories, USA, eingebaut.

Die Inbetriebnahme der Kamera und die Charakterisierung des Detektors wurde im Rahmen einer Diplomarbeit durchgeführt (Jansen 1999).

6.4 Dunkelstrom, Rauschen und Quantenausbeute

Erste Messungen der Detektoreigenschaften ergeben für den Dunkelstrom einen Wert von $D = 0,011 e^- s^{-1}$ und ein Ausleserauschen $R = 42$ für einmaliges Auslesen des Detektors. Mit dem „Ramp-Sampling“ kann das Ausleserauschen auf $R = 24 e^-$ reduziert werden. Für die Quantenausbeute liegen noch keine Meßergebnisse vor. Tabelle 6.1 enthält die Detektorparameter wie sie von Rockwell angekündigt werden und wie sie mit der Testkamera gemessen wurden.

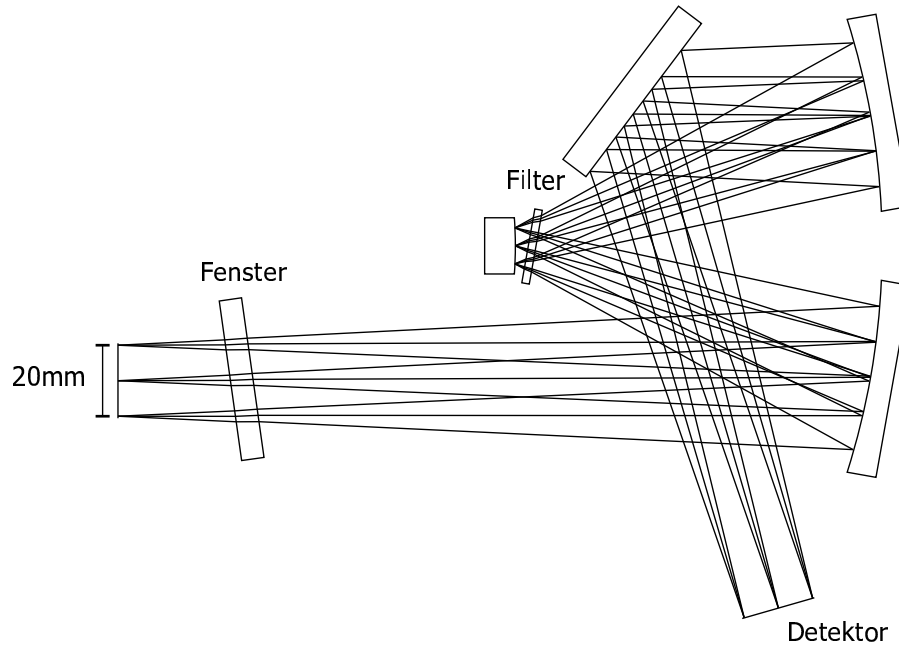


Abb. 6.2: Die Testkamera.

Tab. 6.1: Die Detektor Parameter.

	Gemessen	Rockwell
Anzahl Detektorelemente	1024 × 1024	
Größe eines Detektorelements	18,5 μm	
Anzahl Ausgänge	4	
Auslesefrequenz		< 1 MHz
Dunkelstrom	0,0011 e ⁻ s ⁻¹	< 0,1 e ⁻ s ⁻¹
Ausleserauschen	42 e ⁻	< 8 e ⁻
Potentialtopftiefe	160.000 e ⁻	100.000 e ⁻
Quanteneffizienz		65%

Kapitel 7

Transmission, Empfindlichkeit und Grenzhelligkeit

7.1 Transmission des Spektrographen

Eine wichtige Eigenschaft des Spektrographen, die vor allem die Beobachtungen mit SPIFFI betrifft, ist die Transmission des Spektrographen. Zusammen mit dem im vorigen Abschnitt bestimmten Detektorrauschen bestimmt sie die Empfindlichkeit von SPIFFI.

Lichtverluste in SPIFFI entstehen durch

- Reflexionsverluste an den optischen Oberflächen von Linsen und Spiegeln,
- Verluste im Glasfaserbündel (siehe Abschnitt 2.3),
- Reflexionsverluste an Filtern,
- Verluste am Reflexionsgitter (siehe Abschnitt 5.3) und
- durch Abschattung des Detektorhalter.

Die Linsenoberflächen werden mit Breitbandvergütungen beschichtet, die im Wellenlängenbereich von $1,1\ \mu\text{m}$ bis $2,45\ \mu\text{m}$ Reflexionsverluste kleiner 1% haben. Bei 6 Linsen und einem Fenster in SPIFFI ergibt sich daraus eine Transmission von 87%. Die goldbeschichteten Spiegel in der Spektrographkamera haben Reflexionsverluste von weniger als 1%. Zwölf Spiegel im Spektrographen ergeben eine Transmission von 89%. Das Glasfaserbündel hat eine Transmission von $\approx 80\%$ im H-Band und $\approx 78\%$ im K-Band. Die Breitbandfilter im nahinfraroten Wellenlängenbereich haben eine mittlere Transmission von 75% – 80%, je nach Wellenlängenband. Eine Modellrechnung der Effizienz der Reflexionsgitter (siehe Abbildung 5.2) ergibt $\approx 80\%$ für die hochauflösenden Gitter und $\approx 85\%$ für das Gitter für den Wellenlängenbereich von $1,45 - 2,45\ \mu\text{m}$. In der Fertigung ergeben sich niedrigere Gittereffizienzen mit einem typischen Korrekturfaktor von 85% bis 90%. Die Abschattung durch den Detektorhalter beträgt 16%, und die Quanteneffizienz des HAWAII-Detektors ist $> 60\%$. Im ganzen ergibt sich aus diesen Beiträgen eine Gesamttransmission für den Spektrographen von $> 17\%$. In Tabelle 5.1 enthält neben den optischen Parametern SPIFFI's auch die Transmission jeder Baugruppe.

7.2 Empfindlichkeit

Zusammen mit den Detektorparametern Dunkelstrom und Ausleserauschen (siehe Abschnitt 6) läßt sich aus der Transmission die Empfindlichkeit bzw. die Grenzhelligkeit SPIFFI's berechnen.

Die Grenzhelligkeit gibt die Mindesthelligkeit eines Objektes an, um in einer vorgegebenen Belichtungszeit ein bestimmtes Signal-zu-Rausch Verhältnis zu erreichen.

Das Signal-zu-Rausch Verhältnis für einen Detektor wie den HAWAII oder den NICMOS 3 Detektor wird beschrieben durch

$$S/N = \frac{S \cdot \sqrt{T}}{\sqrt{S + B + D + \frac{R^2}{t}}}. \quad (7.1)$$

S ist die Signalstärke in $e^- s^{-1}$ pro Detektorelement, N ist das zugehörige Rauschen. $T = n \cdot t$ ist die Gesamtintegrationszeit aus n Einzelaufnahmen mit je einer Belichtungszeit t . B ist das Hintergrundsignal in $e^- s^{-1}$ und D der Dunkelstrom in $e^- s^{-1}$. R ist das Ausleserauschen in e^- für ein einmaliges Auslesen des Detektors.

Sind B , D und R bekannt, kann man aus Gleichung 7.1 die Signalstärke berechnen, die notwendig ist, um ein bestimmtes Signal-zu-Rausch Verhältnis in einer vorgegebenen Belichtungszeit zu erhalten. Im Fall von SPIFFI ändert sich der Beitrag B für die verschiedenen Bildelementgrößen und Wellenlängenbänder. Es werden daher die Grenzhelligkeiten für die verschiedenen Kombinationen aus spektraler und räumlicher Auflösung angegeben. Außerdem wird der Fall betrachtet, daß man nur an einem über das Gesichtsfeld integrierten Spektrum interessiert ist. Dies gilt unter anderem für Punktquellen. Durch die Summe der Spektren mehrerer Bildpunkte gewinnt man an Signal-zu-Rausch Verhältnis.

Tabelle 7.1 listet die Grenzhelligkeiten für Flächenquellen und Punktquellen für den Einsatz von SPIFFI in SINFONI am VLT. Die Bildelementgröße im Falle ohne adaptive Optik ist 0,25 Bogensekunden, als Seeing wurde das mittlere Seeing 0,69 Bogensekunden auf Paranal angenommen. Mit adaptiver Optik ist die Bildelementgröße 0,025 Bogensekunden, als Strehlzahl wurde 50% angenommen. Die spektrale Auflösung im H-Band ist $R = 4200$ und im K-Band $R = 4500$.

Die in den Tabellen angegebenen Werte sind die Grenzflüsse und Grenzhelligkeiten um mit einer Integrationszeit von einer Stunde ein Signal-zu-Rausch Verhältnis $S/N = 3$ zu erreichen. Die Einzelbelichtungszeiten sind dabei größer als 240 Sekunden. Für das Ausleserauschen wird $R = 24 e^-$ und für den Dunkelstrom $D = 0,011 e^- s^{-1}$ angenommen.

Tab. 7.1: Punktquellenhelligkeiten in Magnituden und Oberflächenhelligkeiten in Magnituden pro Quadratbogensekunde für verschiedene Wellenlängenbänder und Abbildungsmaßstäbe, die bei einer Belichtungszeit von 1 Stunde ein Signal-zu-Rausch Verhältnis $S/N = 3$ ergeben.

	Flächenquellen		Punktquellen	
	H-Band	K-Band	H-Band	K-Band
Ohne adaptive Optik	19,3	17,0	20,5	18,2
Mit adaptiver Optik	14,6	13,9	20,4	19,4

Kapitel 8

Stand der Entwicklungsarbeiten

Wie in Kapitel 3 gezeigt wird, ist die Entwicklung eines Bildzerlegers mit aufgeweiteten Glasfasern so weit fortgeschritten, daß Glasfasern mit Mikrolinsen hergestellt werden, die $\approx 78\%$ Einkoppeleffizienz aufweisen. Einschließlich den Fresnelverlusten an der Linsen- und Glasfaseroberfläche ergibt sich damit eine absolute Transmission von $\approx 72\%$.

Durch die während der gesamten Entwicklungsphase auftretenden Probleme hat sich jedoch die Entwicklung des Glasfaserbündels verzögert. Im Folgenden wird der zeitliche Ablauf der Entwicklung und der auftretenden Probleme dargestellt.

Ab Mai 1995 wurde die Entwicklung eines Glasfaserbildzerlegers so weit in Betracht gezogen, daß mit dem Entwurf und der Zusammenstellung der Spezifikationen begonnen werden konnte. Am Anfang der Entwicklung des Bildzerlegers mit Glasfasern wurde die konventionelle Idee des getrennten Aufbaus von Mikrolinsenmosaik und Glasfaserbündel verfolgt. Bei der Suche nach Herstellern von Mikrolinsenmosaiken und Glasfaserbündeln ergab sich das Problem, daß im nahinfraroten Wellenlängenbereich wenig Erfahrung mit Mikrolinsen existierte und der Einsatz von Mikrolinsenmosaiken bei tiefen Temperaturen gänzlich neu war. So schieden Mikrolinsenmosaiken, die durch Abformen einer Vorlage in Epoxydharz auf einen Glasträger hergestellt werden, aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten der beiden Materialien aus. Ein Mikrolinsenmosaik, das alle Anforderungen erfüllte, war ein aus Quarzglas geätztes Mikrolinsenmosaik. Das monolithische Mikrolinsenmosaik ist temperaturunempfindlich und hat, wenn es aus hochreinem Quarzglas gefertigt wird, sehr gute Transmissionseigenschaften im Nahinfraroten.

Für die Glasfaser stellt weder der Wellenlängenbereich noch die Betriebstemperatur von 77 K ein Problem dar. Für die gewählten Glasfaserparameter war es aber nötig, die Glasfaser als Sonderanfertigung herstellen zu lassen. Vor allem das Verhältnis aus Mantel- und Kerndurchmesser verlangte eine besondere Herstellung der Vorform, aus der die Glasfaser gezogen wird. Der Hersteller Oxford Electronics Limited, England, unternahm mehrere Versuche, die Glasfaser den Spezifikationen gemäß herzustellen, scheiterte aber anfangs, da die gezogene Glasfaser eine ungenügende Zugfestigkeit aufwies. Nach dreimonatiger Verzögerung wurde im Juni 1996 die Glasfaser geliefert.

In der Zwischenzeit hatte die Firma EFOQUARZ, Schweiz, das Aufweiten und Formen des Glasfaserendes zu einer Mikrolinse als unabhängigen Vorschlag für die Herstellung eines Bildzerlegers vorgebracht. Glasfasern mit einem Durchmesser $d_{\text{Faser}} = 330 \mu\text{m}$ waren bereits aufgeweitet worden und zu Mikrolinsen geschliffen worden. Sie werden als Temperatursensoren in Gasturbinen bei einer Umgebungstemperatur von 800°C eingesetzt, die Möglichkeit des Einsatzes bei extremen Temperaturen sollte aber auch auf tiefe Temperaturen übertragbar sein.

Nachdem die Glasfaser geliefert worden war, konnten erste Aufweitversuche mit der nur $100\ \mu\text{m}$ Durchmesser messenden Glasfaser durchgeführt werden. Die Ergebnisse sahen vielversprechend aus und beim Vergleich dieses Konzeptes mit dem „konventionellen“ Konzept eines getrennten Aufbaus von Mikrolinsenmosaik und Glasfaserbündel überwogen die Vorteile der aufgeweiteten Glasfaser. Es wurde daher beschlossen, damit einen Prototyp eines Glasfaserbündels zu fertigen.

Bei weiteren Aufweitversuchen stellte sich jedoch heraus, daß Einschlüsse im aufgeweiteten Faserende auftraten. Erst durch Variieren der Temperatur beim Aufweiten konnten diese Einschlüsse beseitigt werden. Weitere Probleme traten bei der Handhabung der sehr dünnen Faser auf. Mit der Einführung der Metallröhrchen war eine Methode gefunden worden, mit der die Glasfasern exakt gehalten werden konnten, ohne beschädigt zu werden.

So konnten im April 1997 die ersten sieben Glasfasern mit Mikrolinsen geliefert werden. Wie sich herausstellte, war sowohl die Taperlänge als auch der Krümmungsradius der Mikrolinse nur halb so groß wie spezifiziert. Ebenso war die Glasfaser nicht weit genug aufgeweitet worden, so daß die Mikrolinse aus Kern- und Mantelmaterial bestand. Bei dem Versuch, eine längere Mikrolinse zu erzeugen wurde aber die Grenze des Aufweitfaktors der Glasfaser erreicht. Die Glasfaser kann maximal um den Faktor 10 aufgeweitet werden, da sonst der entstehende Tropfen zu groß und schwer wird und beim Aufweiten von der Glasfaser abreißt. Durch die große Manteldicke ist der maximal erreichbare Aufweitfaktor für den Kern etwa 5. Da dies zu wenig für die vorgesehene Mikrolinse ist, war es nötig mit einer anderen Methode die benötigte Mikrolinse am Ende der Glasfaser herzustellen.

Ab Juni 1997 wurden Versuche unternommen, das aufgeweitete Glasfaserende durch das chemische Deponieren von Quarzglas zu vergrößern. Ein großes Problem, das lange Zeit nicht gelöst werden konnte, war einen sauberen Übergang zwischen dem aufgeweiteten Ende und dem deponiertem Quarzglas zu erzeugen. Da beim Deponieren die Glasfaser erhitzt wird, verdampft Mantelmaterial und verunreinigt das aufgeweitete Ende. Erste Messungen an Glasfasern konnten im November 1997 durchgeführt werden. Hier zeigte sich, daß der Deponieprozeß immer noch ungenügend war, jedoch war es erstmals möglich, Aussagen über die Abbildungseigenschaften der Mikrolinse zu treffen. Dabei stellte sich heraus, daß der Krümmungsradius systematisch zu klein war. Die Taperlänge konnte nur indirekt über die Abbildungseigenschaften der Mikrolinse bestimmt werden. Da aber der Krümmungsradius falsch war, wurde auch eine falsche Taperlänge angenommen. Es wurden daher unabhängige Methoden entwickelt, die Taperlänge zu messen. Der Krümmungsradius wird mit einem Meßgerät zur Vermessung von Kontaktlinsen bestimmt. Messungen mit neuen Fasern wurden Anfang März und Ende April 1997 wiederholt, mit einer geringfügigen, aber stetigen Verbesserung der Glasfasern. Hatten die Glasfasern vom November 1997 noch eine über die Linsenoberfläche gemittelte Transmission von 12% stieg die Transmission der Fasern im März auf 32% und im April auf 40%. Alle Fasern hatten in der Mitte der Linse eine Maximaltransmission von 70 – 85%. Dies deutete darauf hin, daß die Lichtverluste durch die Abbildungseigenschaften der Mikrolinse entstanden und nicht durch einen Fehler beim Aufweiten der Glasfaser.

Ein systematisches Variieren der Parameter beim Herstellungsprozeß der Linse ergab dann im August 1998 eine Glasfaser, die eine über die Linsenoberfläche gemittelte Transmission von 75 – 80% bei einer Maximaltransmission von 86% hat. Damit war demonstriert worden, daß die Technologie des Aufweitens und anschließenden Polierens einer Glasfaser zu einer Mikrolinse mit einer hohen Transmission durchgeführt werden kann. Leider war es aber bis Dezember 1998 nicht möglich, dieses Ergebnis zu reproduzieren. Es wurden zwar Verbesserungen bei der Ausleuchtung der Mikrolinse erreicht, das heißt der Aufweit- und Deponieprozeß wird beherrscht,

beim Schleifen und Polieren der Mikrolinse variiert aber der Krümmungsradius und die Form der Linsenoberfläche noch so stark, daß die Transmission im Bereich von 50 – 80% liegt.

Da durch die Verzögerung das SINFONI-Projekt gefährdet war, wurde im November 1998 die Entwicklung eines Spektrographen mit einem modifizierten 3D-Bildzerleger, wie er in Abschnitt 2.2 beschrieben wird, begonnen. Dies ist deshalb möglich, da SPIFFI nun kein transportables Instrument mehr sein soll, sondern nur noch in SINFONI zum Einsatz kommen soll und damit die ausschlaggebenden Gründe für einen Glasfaserbildzerleger wegfallen. Trotzdem muß eine kompakter Entwurf für SPIFFI gefunden werden, da auch MACAO am Cassegrain-Fokus des VLT installiert sein wird. Der neue Optikentwurf benutzt die gleichen Gitter, Kollimator und Kamera müssen jedoch an den neuen Bildzerleger angepaßt werden.

Die Entwicklungsarbeit mit den aufgeweiteten Glasfasern wird fortgesetzt, da man kurz vor dem Abschluß dieser Arbeiten steht. Diese neuartige Technologie ist so flexibel, daß sie auch für den Einsatz im NIR-Spektrographen des LBT (für englisch: „Large Binocular Telescope“) in Betracht gezogen wird. Das Potential der aufgeweiteten Glasfasern ist nicht nur auf die Verwendung in einem Bildzerleger beschränkt. Da die Glasfasern auch noch bei tiefen Temperaturen flexibel sind, könnte damit ein gekühlter Multi-Objekt-Spektrograph gebaut werden. Ein Roboter würde einige hundert Glasfasern in der Teleskopbrennebene so plazieren, daß in einem 1 – 4 Bogenminuten großen Gesichtsfeld jede Glasfaser oder ein Bündel von Glasfasern das Licht eines Objektes aufnimmt und zum Spalt des Spektrographen leitet. Dies ist eine sehr effiziente Methode, die Spektren vieler Objekte, zum Beispiel einem Galaxienhaufen, auf einmal zu messen. Multi-Objekt-Spektrographen mit Spaltmasken können die Detektorfläche nicht so gut ausnutzen. Durch das gekühlte Faserbündel wäre es erstmals möglich, auch im K-Band Multi-Objekt-Spektroskopie zu betreiben.

Teil II

Das wechselwirkende Galaxiensystem NGC6240

Die abbildende Nahinfrarotspektroskopie mit SPIFFI, das im ersten Teil dieser Arbeit vorgestellt wird, hat eine Vielfalt wissenschaftlicher Anwendungen, angefangen in unserem Sonnensystem über galaktische und extragalaktische Astrophysik bis hin zu kosmologischen Untersuchungen bei Rotverschiebungen > 1 (siehe Kapitel 1).

Die Möglichkeit, gleichzeitig für jeden Bildpunkt in einem zweidimensionalen Gesichtsfeld das Spektrum zu messen, reduziert nicht nur die Beobachtungszeit, es werden auch die für NIR-Beobachtungen typischen, systematischen Fehler durch die veränderliche Atmosphäre verringert, so daß insgesamt die Qualität der Daten verbessert wird. Zwar ist das Gesichtsfeld von SPIFFI mit 1024 Bildelementen sehr klein, jedoch erlaubt die hohe räumliche und spektrale Auflösung die genaue Untersuchung der Kinematik und Dynamik auf kleinen Skalen. Die Kombination aus großer Lichtsammelfläche des VLT, beugungsbegrenzter Winkelauflösung durch MACAO und der zweidimensionalen Spektroskopie mit hoher Auflösung dank SPIFFI prädestiniert SINFONI zur Untersuchung der Dynamik der Zentralregionen von Galaxien in einem weiten Bereich von Rotverschiebungen.

In irregulären Systemen wie wechselwirkenden Galaxien, bei denen nicht nur die Morphologie, sondern auch die Kinematik ungeordnet ist, liegt ein weiteres Potential von SPIFFI. Die gestörte Kinematik mit einem Langspaltspektrographen zu erfassen scheint unmöglich. Daß hier ein klarer Vorteil der zweidimensionalen Spektroskopie gegenüber der Langspaltspektroskopie liegt, verdeutlichen die im folgenden Teil dieser Dissertation vorgestellten Beobachtungen von NGC6240.

Mit dem Vorgänger von SPIFFI, dem abbildenden NIR-Spektrograph 3D, wurde das wechselwirkende Galaxiensystem NGC6240 beobachtet. Obwohl die Beobachtungen nur an einem 2,2m- beziehungsweise an einem 3,9m-Teleskop durchgeführt wurden und die Geschwindigkeitsauflösung nur $\delta v \approx 150 \text{ km s}^{-1}$ beträgt, wird mit den hier vorgestellten Beobachtungen ein wichtiger Beitrag zum Verständnis dieses Galaxiensystems geleistet. Durch Absorptionslinien kann die stellare Dynamik untersucht werden, Emissionslinien von durch Schocks erhitztem Gas geben Rückschlüsse auf die Vorgänge bei der Kollision zweier Galaxien und mögliche Konsequenzen für die weitere Sternentstehung in der neu entstehenden Galaxie.

Während die spektrale Auflösung in der NIR-Spektroskopie immer größer wird und sich der Geschwindigkeitsauflösung der Radiointerferometrie nähert, ist nun auch die räumliche Auflösung in der Millimeter-Interferometrie mit der Winkelauflösung von NIR-Beobachtungen vergleichbar. So wurde am Plateau de Bure durch Hinzufügen einer fünften Antenne zum IRAM-Interferometer

die maximale Basislinie auf 408 m erweitert, wodurch bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1$ mm die Winkelauflösung unter 1 Bogensekunde liegt. Damit ergänzen sich Nahinfrarot- und Millimeter-Spektroskopie und erstmals können Vergleiche auf räumlichen und Geschwindigkeitsskalen vorgenommen werden.

Im Fall von NGC6240 wurden Beobachtungen der CO $2 \rightarrow 1$ Linie bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1,3$ mm durchgeführt. Mit dieser Emissionslinie kann die Verteilung und Dynamik des kalten molekularen Gases in NGC6240 gemessen werden. Für die Sternentstehung und weitere Entwicklung in NGC6240 spielt das kalte Gas eine wichtige Rolle. Die Messungen ergeben eine mit der bisherigen Theorie von wechselwirkenden Galaxien nicht erklärable Massenverteilung, die indirekt auch durch die stellare Dynamik mit der NIR-Spektroskopie bestätigt wird.

Kapitel 9

Die infrarotleuchtkräftige Galaxie NGC6240

Schon bevor durch IRAS (für englisch: „Infrared Astronomy Satellite“) NGC6240 ($D = 97 \text{ Mpc}$ für $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) als eine im Infraroten leuchtkräftige Galaxie klassifiziert wurde (Wright, Joseph und Meikle 1984), war NGC6240 durch seine eigentümliche Morphologie (siehe Abbildung 9.1), die im Sichtbaren durch Ausläufer mit Ausmaßen von bis zu 50 kpc und starker Verdunkelung durch Staub gekennzeichnet ist (Fosbury und Wall 1979), Gegenstand mehrerer Beobachtungen. Die chaotische Morphologie von NGC6240 scheint das Ergebnis der Wechselwirkung und der Fusion zweier Galaxien zu sein. Fried und Schulz (1983) entdeckten durch Aufnahmen im I- und r-Band, daß das Zentrum von NGC6240 tatsächlich zwei Kerne im Abstand von 1,8 Bogensekunden enthält, die sie als die übriggebliebenen Kerne der in die Kollision verwickelten Galaxien ansehen. Diese Interpretation wird durch Spektroskopie im Sichtbaren (Fosbury und Wall 1979, Fried und Schulz 1983) unterstützt. Emissionslinienverhältnisse und Linienbreiten deuten auf eine Anregung durch Schockwellen in einem Medium niedriger Dichte hin. Waren die Vorgänger von NGC6240 gasreiche Spiralgalaxien, kann es bei der Kollision zu Schockwellen im interstellaren Medium beider wechselwirkenden Galaxien kommen.

Nachdem NGC6240 als infrarotleuchtkräftige Galaxie erkannt war, die einen Großteil ihrer bolometrischen Leuchtkraft $L_{\text{bol}} \approx 6 \cdot 10^{11} L_{\odot}$ im infraroten (IR) und ferninfraroten (FIR) Wellenlängenbereich ausstrahlt (Soifer et al. 1984), wurde NGC6240 Objekt weiterer, detaillierter Untersuchungen, vor allem im infraroten Wellenlängenbereich. So findet man in J-, H- und K-Band Bildern (Thronson 1990), sowie im N-Band (Keto et al. 1997, Krabbe 1997) im Zentrum von NGC6240 ebenfalls die beiden Kerne. Spektroskopie im H- und K-Band (Joseph, Wade und Wright 1984, Rieke et al. 1985, Depoy, Becklin und Wynn-Williams 1986) zeigt starke Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs H_2 . Der Anteil der Leuchtkraft der H_2 Emission an der bolometrischen Leuchtkraft beträgt $\approx 0,3\%$ und ist damit der größte für eine Galaxie bekannte Wert. Linienkarten der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Emission (Herbst et al. 1990, van der Werf et al. 1993, Sugai et al. 1996) zeigen, daß das Maximum der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Emission zwischen den beiden im K-Band beobachteten Kernen liegt. Die Linienverhältnisse der H_2 Emission in den Spektren können durch eine thermische Anregung des molekularen Wasserstoffs in einer Schockwelle kleiner Geschwindigkeit ($v < 40 \text{ km s}^{-1}$) erklärt werden (van der Werf et al. 1993, Sugai et al. 1996). Auch die $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Linienkarten legen nahe, daß die im K-Band sichtbaren Kerne die Überreste zweier kollidierender Galaxien sind, und daß bei der Kollision das interstellare Medium zwischen den beiden Galaxien komprimiert wird und Schockwellen entstehen, die zur H_2 Emission führen. Mouri und Taniguchi (1995) führen einen Teil der H_2 Emission auf die Erzeugung des H_2 -Moleküls im bereits angeregten Zustand zurück. Dieser Prozeß, im englischen „formation pumping“ genannt tritt in schnellen, dissoziativen Schockwellen auf, in denen die H_2 -Moleküle zuerst zerstört werden, sich aber nach Passieren der Schockwelle wieder neu in bereits angeregten Zustand bilden.

Es besteht zwar kein Zweifel mehr, daß NGC6240 das Ergebnis einer Kollision zweier Galaxien ist, dennoch ist der Anregungsmechanismus der H_2 Emission noch nicht eindeutig geklärt. Neben dem bereits erwähnten Schockmodell, erklärt Draine und Woods (1990) die Emission durch Anregung von Röntgenstrahlung, die in Supernovaexplosionen erzeugt wird, während Tanaka, Hasegawa und Gatley (1991) 70% der H_2 Emission der Anregung durch UV-Strahlung von jungen, heißen Sternen zuschreibt. Die beiden letztgenannten alternativen Erklärungen der H_2 Emission setzen eine Sternentstehungsrate voraus, wie sie nur bei einer plötzlich und heftig einsetzenden Sternentstehung, im englischen "starburst" genannt, auftritt. Während der Kollision zweier Galaxien erwartet man aufgrund von Gezeitenkräften eine Kompression des interstellaren Mediums der Galaxien und das Auslösen von verstärkter Sternentstehung (Barnes und Hernquist 1996, Mihos und Hernquist 1996).

Daß genügend molekulares Gas in NGC6240 als Brennstoff für Starbursts zur Verfügung steht, beweisen Beobachtungen von Rotationsübergängen des CO-Moleküls bei Millimeterwellenlängen (Wang, Scoville und Sanders 1991, Casoli, Dupraz und Combes 1992, Solomon et al. 1997). Die Masse des molekularen interstellaren Gases beträgt $\approx 10^{10} M_{\odot}$, das innerhalb einer 1 kpc großen, zentralen Region enthalten ist.

Hinweise auf eine Starburst-Aktivität liefern auch Radiobeobachtungen von NGC6240. Das Verhältnis von Radioleuchtkraft zu FIR-Leuchtkraft in NGC6240 entspricht der empirisch für Starburst-Galaxien gefunden Radio-FIR Korrelation (Lisenfeld, Völk und Xu 1996). Die FIR-Emission kommt von Staub, der durch heiße Sterne des Starbursts erhitzt wird, die nichtthermische Radioemission von Supernovae und deren Überresten, die ebenfalls im Starburst entstehen. Radiointerferometrische Beobachtungen bei verschiedenen Wellenlängen (Condon et al. 1982, Colbert 1994) zeigen, daß wie im Nahinfraroten der Hauptanteil der Radioemission überwiegend von zwei Kernen kommt, die mit den im K-Band sichtbaren Kernen übereinstimmen. Dies unterstreicht die Hypothese, daß ein oder mehrere Starbursts in den Kernen stattfinden.

Ein weiteres Anzeichen für einen Starburst in NGC6240 kommt von Schmalbandbildern und Spektroskopie des $H\alpha$ [NII] Linienkomplexes (Heckman, Armus und Miley 1987, 1990). Die Nebemission des ionisierten Gases ist bis zu 10 kpc ausgedehnt und die Morphologie entspricht sehr gut Simulationen von Superwinden. Die Spektroskopie zeigt ein komplexes Geschwindigkeitsfeld über einen Geschwindigkeitsbereich von über 1000 km s^{-1} und Geschwindigkeitsbreiten der Linien von $600 - 1200 \text{ km s}^{-1}$ im Zentrum und $200 - 600 \text{ km s}^{-1}$ in den äußeren Bereichen der Galaxie. Als Ursache des Superwinds werden Supernovae-Explosionen und Winde von massereichen Sternen, wie sie in einem Starburst entstehen, angenommen.

Mit all den Hinweisen auf eine Starburst-Aktivität bleibt die Frage, ob damit die große bolometrische Leuchtkraft von NGC6240 erklärt werden kann. Wie bei der H_2 Emission liefert NGC6240 den Gegenstand einer Kontroverse, die alle ultraleuchtkräftigen Infrarotgalaxien (ULIRG) betrifft. Daß die FIR-Strahlung von warmen Staub stammt ist gesichert, welche Quelle den Staub aufheizt ist jedoch unklar. Der Erklärung, daß ein Starburst mit seinen heißen Sternen dafür ausreicht, steht die Erwärmung des Staubs durch die UV-Strahlung eines aktiven Galaxienkern gegenüber.

Hinweise auf einen aktiven Galaxienkern in NGC6240 stammen von Röntgenbeobachtungen mit ASCA (Iwasawa und Comastri 1998) und ROSAT (Schulz et al. 1998). Das gemessene Röntgenkontinuum von $2 - 10 \text{ keV}$ und eine Fe K Linie bei $6 - 7 \text{ keV}$ deuten die Existenz eines aktiven Kerns in NGC6240 an. Infrarotspektroskopie mit ISO zeigt eine starke Emissionslinie ionisierten Sauerstoffs [OIV] bei $26 \mu\text{m}$ (Egami et al. 1999) und weist ebenfalls auf einen aktiven Kern hin. ROSAT beobachtet aber auch eine ausgedehnte Röntgenemission (Komossa, Schulz

und Greiner 1998, Schulz et al. 1998), die auf einen Superwind zurückzuführen ist. Aus Modellen der Röntgen-Emission kann man schließen, daß die Leuchtkräfte der Röntgenemission von einem aktiven Kern und einem Starburst vergleichbar sind.

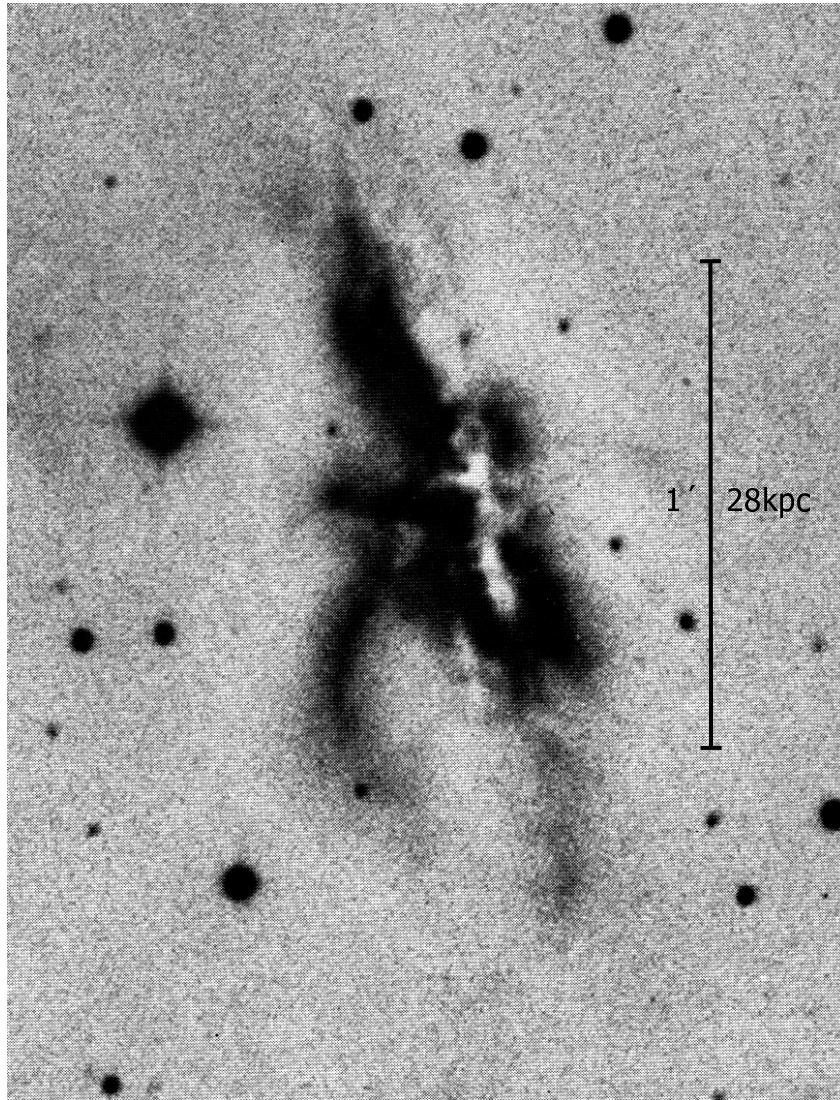


Abb. 9.1: Photographische Aufnahme von NGC6240 im blauen Wellenlängenbereich durch einen GG 385 Filter auf einer IIIaJ Emulsion (Fosbury 1979). Deutlich sind die Gezeiten-spuren und Abschattungen durch Staub zu erkennen.

Kapitel 10

Abbildende Nahinfrarot-Spektroskopie mit 3D

Die abbildende Nahinfrarot-Spektroskopie von NGC6240 wurde mit 3D und ROGUE (für englisch: „Rapid Off-axis Guider Experiment“) in zwei Beobachtungsläufen durchgeführt. Mit dem abbildenden Nahinfrarot-Spektrographen 3D ist es möglich, in einer Belichtung die Spektren aller Bildelemente in einem Gesichtsfeld aus 16×16 Bildelementen zu erhalten. 3D wird mit dem Instrument ROGUE als Zwischenoptik zwischen Teleskop und 3D betrieben. ROGUE ist ein „Tip-Tilt“-Korrektor, der die durch die Atmosphäre erzeugten Wellenfrontfehler in erster Ordnung korrigiert. Die Wellenfrontaberrationen erster Ordnung führen zu einer Bewegung des Bildes in der Teleskopbrennebene um das nicht aberrierte Bild. Die Kohärenzzeit für diese Bildbewegung liegt zwischen 50 ms und 100 ms. ROGUE mißt die Bildbewegung im sichtbaren Wellenlängenbereich, bestimmt daraus den Wellenfrontfehler und kann bis zu einer maximalen Frequenz von 100 Hz die Bildbewegungen korrigieren. Als Zwischenoptik paßt ROGUE auch den Abbildungsmaßstab des Teleskops an den 3Ds an.

10.1 Beobachtungen

La Silla 1996

Im April 1996 wurde NGC6240 am 2,2 m-Teleskop der ESO in La Silla, Chile, mit 3D und ROGUE beobachtet. Aufgrund der exzellenten Seeing-Bedingungen wurden die Beobachtungen mit einem Abbildungsmaßstab von 0,3 Bogensekunden pro Bildelement durchgeführt. Die Größe des Gesichtsfeld von 3D betrug $4,8 \times 4,8$ Quadratbogensekunden. Durch die intrinsisch guten atmosphärischen Bedingungen und die weitere Korrektur durch ROGUE ist die räumliche Auflösung dieser Aufnahmen besser als 0,8 Bogensekunden.

Der Wellenlängenbereich von 3D reichte von $2,18 \mu\text{m}$ bis $2,45 \mu\text{m}$ bei einer spektralen Auflösung von $R \approx 2000$ beziehungsweise einer Geschwindigkeitsauflösung von $\delta v = 150 \text{ km s}^{-1}$.

NGC6240 wurde insgesamt in vier Nächten beobachtet und die Gesamtintegrationszeit auf der Quelle beträgt 4600 s.

Um die spektrale Abhängigkeit der Transmission des Systems aus Atmosphäre, Teleskop und Instrument zu bestimmen, wurde in jeder Nacht vor und nach den Beobachtungen von NGC6240 ein Standardstern beobachtet. Der Stern muß nahe der Galaxie am Himmel sein, damit der Stern durch eine ähnliche Atmosphäre beobachtet wird. Außerdem muß das ursprüngliche Spektrum dieses Sternes bekannt sein. Als Standardstern wurde HD 149757 beobachtet, ein Stern der Spektralklasse O9.5Vn, da dieser Sterntyp weder ausgeprägte Emissionslinien noch Absorptionslinien

aufweist. Das Spektrum läßt sich durch ein Planckspektrum mit der effektiven Temperatur des Sternes beschreiben und aus dem gemessenen Sternspektrum läßt sich damit die wellenabhängige Transmission der Atmosphäre bestimmen und korrigieren.

Da die Empfindlichkeit der einzelnen Elemente eines Nahinfrarot-Detektors nicht gleich ist, wird diese mit einem sogenannten „Flatfield“ bestimmt und korrigiert. Ein Flatfield ist eine sowohl im spektralen als auch im räumlichen homogene Lichtquelle. Im Falle von 3D-Beobachtungen ist dies die Innenwand der Teleskopkuppel, die mit einer Halogenlampe beleuchtet wird. Am Ende jeder Beobachtungsnacht wurde ein Flatfield aufgenommen.

Zur Wellenlängenkalibration der Spektren wurde zu Beginn und am Ende jeder Nacht das Spektrum einer Neon-Gasentladungslampe gemessen. Im K-Band ist das Neonspektrum von etwa 30 Emissionslinien dominiert, die sich sehr gut zur Wellenlängeneichung eignen. Die Gasentladungslampe leuchtet das gesamte Gesichtsfeld von 3D aus, so daß jedes Spektrum im Gesichtsfeld von 3D einzeln kalibriert werden kann.

Zusätzlich wurde, um den Dunkelstrom zu korrigieren, bei geschlossenem Verschuß von 3D Aufnahmen mit den Belichtungszeiten der Galaxienbilder, des Flatfields und der Spektrallampenbilder aufgenommen. Damit konnten in allen Daten der Dunkelstrom korrigiert werden.

AAT 1998

Am AAT (für englisch: „Anglo Australian Telescope“), einem 3,9 m-Teleskop in Coonabarabran, Australien, wurde NGC6240 mit 3D und ROGUE im März 1998 beobachtet. Die Beobachtungen wurden mit einem Abbildungsmaßstab von 0,4 Bogensekunden pro Bildelement durchgeführt und die Größe des Gesichtsfelds von 3D betrug $6,4 \times 6,4$ Quadratbogensekunden. Die räumliche Auflösung der Aufnahmen war durch das Seeing auf etwa 1 Bogensekunde begrenzt.

Der Wellenlängenbereich von 3D reichte von $2,155 \mu\text{m}$ bis $2,42 \mu\text{m}$. Die spektrale Auflösung ist wie bei den Beobachtungen in La Silla $R \approx 2000$. Durch den zu kürzeren Wellenlängen verschobenen Wellenlängenbereich konnte mit diesen Beobachtungen auch die Emissionslinie $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ des molekularen Wasserstoffs bei der rotverschobenen Wellenlänge $2,173 \mu\text{m}$ beobachtet werden.

NGC6240 wurde in drei Nächten beobachtet und die Gesamtintegrationszeit auf der Quelle beträgt 3100 s.

Als Standardstern zu Korrektur der wellenlängenabhängigen Transmission wurden der A7V-Stern HD153653 und der B8V-Stern HD152614 beobachtet.

Wie bei den Beobachtungen in La Silla wurden auch am AAT die zur Kalibration notwendigen Neonspektren und Flatfields aufgenommen.

10.2 Datenauswertung der 3D-Daten

Das am i -ten Detektorelement gemessene Signal S_i setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen, die man in zwei Anteile unterteilen kann. Ein Anteil entspricht dem beobachteten Objekt O_i , der zweite Anteil H_i entspricht dem Hintergrund, und ergibt sich aus Beiträgen der Erdatmosphäre

H_{Himmel} , des Teleskops H_{Tel} , des Instruments H_{Ins} und schließlich des Detektors H_{Det} selbst.

$$S_i = O_i + H_i = T_i \cdot I_i + (H_{\text{Himmel}} + H_{\text{Tel}} + H_{\text{Ins}} + H_{\text{Det}})_i$$

Der Anteil O_i des Detektorsignal ist die mit der Transmission T_i des Systems aus Atmosphäre, Teleskop und Instrument gewichtete Intensität I_i des Objektes.

Für den Mosaikdetektor in 3D müssen für jedes Detektorelement die Transmission und die Hintergrundbeiträge einzeln bestimmt werden.

Subtraktion der Hintergrundstrahlung

Bei Beobachtungen mit 3D wird immer abwechselnd das Objekt und blanker Himmel beobachtet. Sind die Beiträge der Hintergrundstrahlung H_i für beide Aufnahmen gleich, erhält man aus der Differenz der beiden Bilder den nur vom Objekt abhängigen Signalanteil $T_i \cdot I_i$. Bei der Beobachtung des blanken Himmels mit 3D wird die gleiche Belichtungszeit wie für das Objekt verwendet. Um nicht durch die räumliche Abhängigkeit des Himmelshintergrunds begrenzt zu sein, wird ein möglichst kleiner Abstand zwischen Objekt und der Position des blanken Himmels gewählt.

Ist der Beitrag der Hintergrundstrahlung zum Detektorsignal subtrahiert, muß noch auf die Transmission T_i des Systems aus Atmosphäre, Teleskop, Instrument und Detektor korrigiert werden. Der Beitrag der Atmosphäre ist Gesichtsfeldunabhängig, während der Beitrag von Teleskop, Instrument und Detektor Gesichtsfeldabhängig ist. Beide Beiträge werden getrennt gemessen und korrigiert.

Gesichtsfeldabhängige Transmission

Zur Bestimmung der Gesichtsfeldabhängigen Transmission wird mit 3D eine räumlich und spektral homogene Lichtquelle beobachtet. Dazu wird das Teleskop auf die mit einer Halogenlampe beleuchtete Innenseite der Teleskopkuppel gerichtet und Daten aufgenommen. Da die Intensität I_i für alle Detektorelemente gleich ist, ist das gemessene Detektorsignal, auch „Flatfield“ genannt, direkt proportional zur Gesichtsfeldabhängigen Transmission, ausgenommen der Transmission der Atmosphäre. Eine Division des hintergrundsubtrahierten Bildes durch das Flatfield ergibt daher die Intensitätsverteilung des Objekts, das noch die Transmission der Atmosphäre enthält.

Fehlerhafte Detektorelemente

Von allen Detektorelementen eines Mosaikdetektors sind immer einige fehlerhaft, so daß deren Signalwerte durch die Interpolation der Signalwerte von benachbarten Detektorelementen bestimmt werden. Fehlerhafte Detektorelemente zeigen sich im Flatfield durch ein starke Abweichung vom Mittelwert des Flatfields. Durch das besondere Format der Rohdaten von 3D, bei dem benachbarte Detektorelemente nicht notwendigerweise in räumlicher oder spektraler Dimension benachbart sind, wird diese Interpolation in einem späteren Schritt, nach der Erzeugung des Datenkubus vollzogen. Die Positionen der fehlerhaften Detektorelemente werden dazu in einem Maskenbild gespeichert und jeder folgende Schritt der Datenauswertung wird auch am

Maskenbild durchgeführt, um die Position der fehlerhaften Detektorelemente im Datenkubus zu erhalten.

Aus der Intensitätsverteilung des Objekts im Rohformat müssen als nächstes die Daten in eine Form mit physikalischen Einheiten umgewandelt werden.

Wellenlängeneichung

Mit Hilfe der Neonspektren können den einzelnen Detektorelementen Wellenlängeneinheiten zugeordnet werden. Die in die Kalibration eingehenden Neonspektren sind wie die Objektdaten vom Hintergrund befreit. Aus diesen Spektren werden die Positionen der Neonlinien auf dem Detektor bestimmt, mit den bekannten Wellenlängen der Neonlinien verglichen und die Objektspektren geeicht.

Erzeugung des Datenkubus

Im nächsten Schritt der Datenauswertung wird die Aufteilung des zweidimensionalen Gesichtsfeld in Streifen durch den Bildzerleger wieder rückgängig gemacht, und aus den zweidimensionalen Rohdaten wird ein dreidimensionaler Datenkubus erzeugt. Zwei Achsen dieses Datenkubus entsprechen den räumlichen Dimensionen am Himmel, die dritte Achse ist die Wellenlängenchse.

Interpolation der fehlerhaften Detektorelemente

Wie bereits erwähnt, müssen fehlerhafte Detektorelemente interpoliert werden. Die Position der fehlerhaften Detektorelemente ist durch das Maskenbild bekannt und die Interpolation wird über die im Datenkubus sowohl in räumlicher als auch in spektraler Dimension benachbarten Bildelemente vorgenommen.

Gesichtsfeldunabhängige Transmission der Atmosphäre

Bisher wurde nur die gesichtsfeldabhängige Transmission von Teleskop und Instrument berücksichtigt. Als nächster Schritt der Datenauswertung wird daher noch auf die gesichtsfeldunabhängige Transmission der Atmosphäre korrigiert. Die Annahme einer gesichtsfeldunabhängigen Transmission der Atmosphäre ist gerechtfertigt, da das Gesichtsfeld von 3D nur wenige Bogensekunden groß ist (vgl. Abschnitt 10.1). Zur Bestimmung der Transmission der Atmosphäre werden die Spektren eines Standardsterns auf die gleiche Weise wie die Objektspektren ausgewertet. Ist das ursprüngliche Spektrum des Standardsterns bekannt, läßt sich damit die Transmission der Atmosphäre bestimmen und damit die Objektdaten korrigieren. Da der beobachtete Standardstern am Himmel nahe am Objekt ist, stellt die so bestimmte Transmission der Atmosphäre eine gute Näherung der tatsächlichen Transmission dar.

Flußzeichnung

Nach all den oben erklärten Schritten der Datenauswertung liegen die Daten in Form eines Datenkubus mit geeichter Wellenlängenchse vor. Als letzter Schritt in der Datenauswertung

bleibt die absolute Flußeichung des Datenkubus. Durch Vergleich der Zählraten von NGC6240 und des für die Kalibration der Atmosphäre beobachteten Sterns, können bei bekannter K-Band Leuchtkraft des Kalibrationssterns die Daten von NGC6240 flußeichet werden. Bei den Beobachtungen in La Silla und vor allem am AAT waren die Wetterbedingungen so variabel, daß diese Eichung einen Fehler von $\pm 0,2^m$ von einer Beobachtungsnacht zur nächsten erzeugt. Da für NGC6240 photometrische Daten in verschiedenen großen Aperturen von Thronson et al. (1990) mit einem Fehler von $\pm 0,05^m$ bekannt sind, werden die Daten damit flußeichet. Nachdem die Daten aller Beobachtungsnächte addiert sind, wird die Flußdichte in Aperturen der gleichen Größe wie bei Thronson et al. (1990) gemessen, mit dessen Flußdichten verglichen und geeicht. Für die verschiedenen Aperturen ergibt sich auf diese Weise eine Abweichung von Thronsons Flußdichten von $\pm 0,03^m$ und ist damit im Rahmen des Fehlers, wie er von Thronson et al. (1990) angegeben wird.

10.3 Ergebnisse

Aus dem Datenkubus lassen sich sowohl Karten für einen bestimmten Wellenlängenbereich, als auch Spektren für verschiedene Gebiete in NGC6240 extrahieren. So zeigt Abbildung 10.1 das Spektrum von NGC6240 in einer Region der Größe $2,7 \times 3,6$ Quadratbogensekunden im Wellenlängenbereich von $2,15 \mu\text{m}$ bis $2,4 \mu\text{m}$ zusammen mit der Summe der Kanalkarten für diesen Wellenlängenbereich. Im Spektrum erkennt man fünf Emissionslinien des molekularen und ionisierten Wasserstoffs sowie stellare Absorptionslinien und ein mit der Wellenlänge flach abfallendes Kontinuum.

10.3.1 Linienkarten

Um die in Abbildung 10.2 gezeigten Karten der Kontinuums- und Linien-Emission aus dem Datenkubus zu erhalten, wird an jedes Spektrum im Datenkubus ein Kontinuum angepaßt. Das anzupassende Kontinuum hat die Form einer Geraden, die Stützstellen der Anpassung sind linienfreie Abschnitte der einzelnen Spektren. Aus dem kontinuums-subtrahierten Datenkubus sind durch Summation über den entsprechenden Wellenlängenbereich die Linienkarten erstellt worden.

K-Band Kontinuum-Emission

Links oben in Abbildung 10.2 ist die über den Wellenlängenbereich von $2,2 \mu\text{m}$ bis $2,4 \mu\text{m}$ integrierte Kontinuum-Emission von NGC6240 gezeigt. Wie im K-Band Bild (vgl. Abbildung 10.1) sieht man zwei Kerne im Abstand von $\approx 1,6$ Bogensekunden. Die Kerne in NGC6240 wurden zuerst von Condon et al. (1982) durch VLA-Beobachtungen bei 4885 MHz gefunden. Der Abstand beider Kerne bei dieser Frequenz ist 1,5 Bogensekunden. Fried und Schulz (1983) entdeckten beide Kerne im r- und I-Band und bestimmten ihren Abstand zu 1,8 Bogensekunden. Die Wellenlängenabhängigkeit des Abstands beider Kerne untersuchten Schulz et al. (1993) und kamen zum Schluß, daß mit zunehmender Wellenlänge der Abstand beider Kerne geringer wird. Dies kann durch Extinktion von Staubwolken zwischen den beiden Kernen erklärt werden (siehe Abschnitt 10.3.3). Beide Kerne sind mit einer Halbwertsbreite von 1,2 Bogensekunden für den nördlichen und 1,5 Bogensekunden für den südlichen Kern aufgelöst. Die Flußdichte beider Kerne in einer kreisförmigen Apertur ist in Tabelle 10.1 aufgelistet.

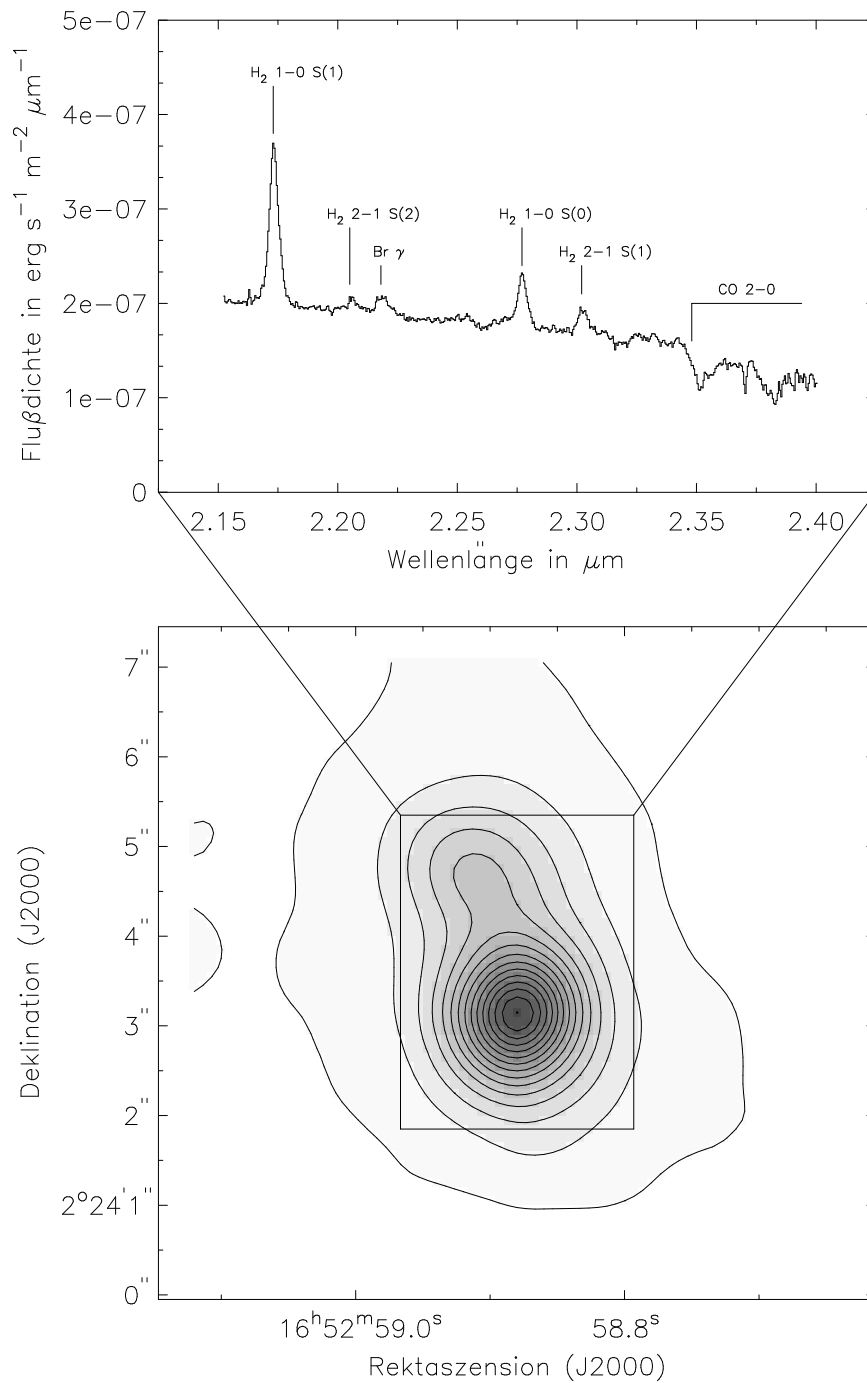


Abb. 10.1: Die aus dem 3D-Datenkubus erzeugte Breitbandkarte von NGC6240 im Wellenlängenbereich von $2,15 - 2,4 \mu\text{m}$ und das Spektrum von NGC6240 innerhalb einer $2,7 \times 3,6$ Quadratbogensekunden großen, beide Kerne einschließenden Apertur. Die äußerste Konturlinie in der K-Band Karte entspricht $1,9 \cdot 10^{-15} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{st}^{-1}$, der Abstand der Konturlinien ist $1,9 \cdot 10^{-15} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{st}^{-1}$.

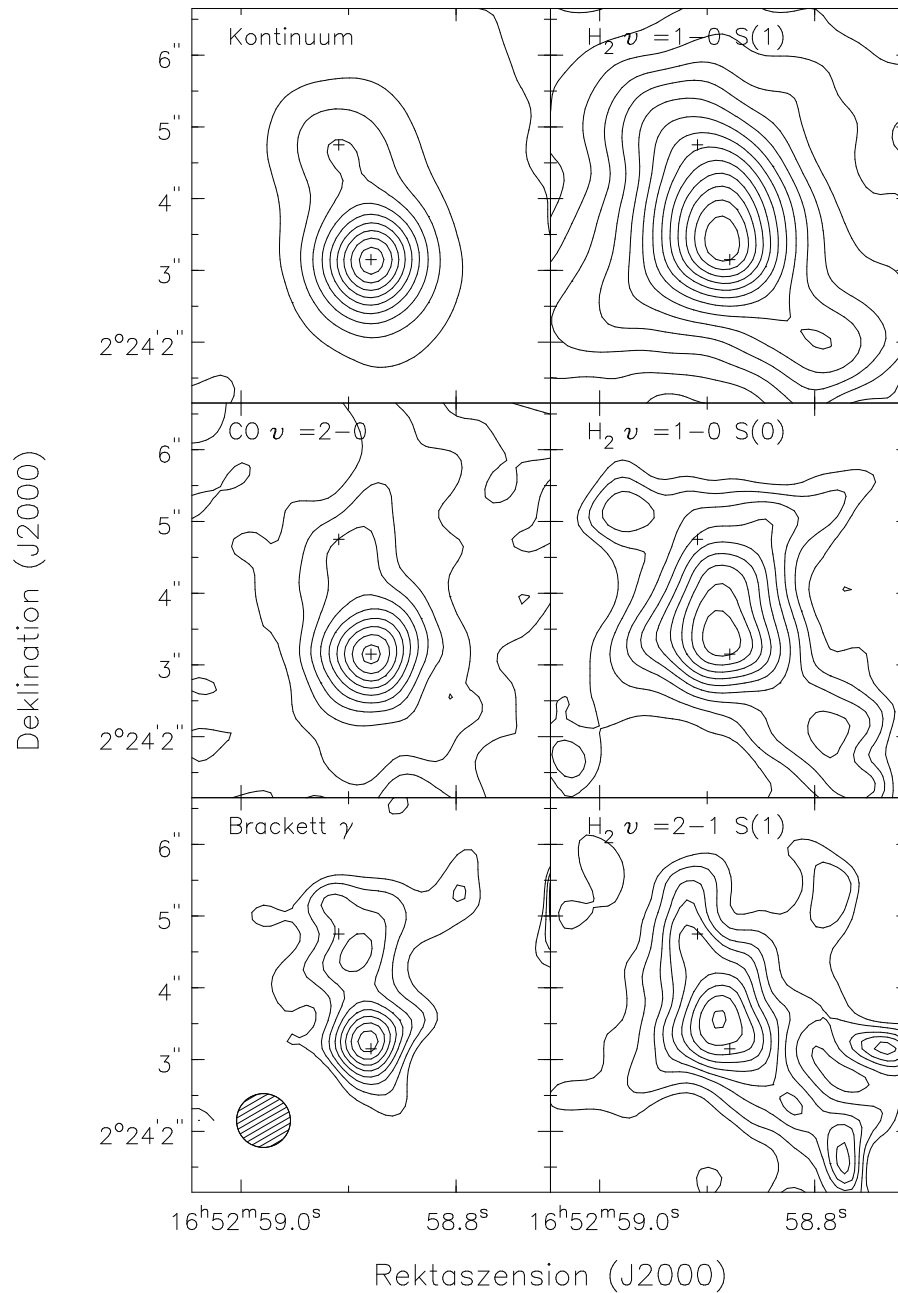


Abb. 10.2: Linienkarten für sechs verschiedene Wellenlängenbereiche. Links oben ist die über den Wellenlängenbereich von $2,2\ \mu\text{m}$ bis $2,4\ \mu\text{m}$ integrierte Kontinuums-Emission gezeigt, darunter die Karte der Tiefe der CO $2-0$ Absorptionsbande dargestellt und links unten die Linienkarte der Brackett γ Emission. Die rechte Spalte enthält die Linienkarten der H₂ $v=1-0$ S(1), H₂ $v=1-0$ S(0) und H₂ $v=2-1$ S(1) Emission. Die Kreuze zeigen die Position der beiden K-Band Kerne.

Tab. 10.1: K-Band Flußdichten des nördlichen und südlichen Kerns in kreisförmigen Aperturen mit zunehmenden Durchmessern.

Durchmesser [Bogensekunden]	Nördlicher Kern [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$]	Südlicher Kern [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$]
0,5	$4,06 \cdot 10^{-13}$	$1,32 \cdot 10^{-12}$
1,0	$1,52 \cdot 10^{-12}$	$3,96 \cdot 10^{-12}$
1,5	$3,05 \cdot 10^{-12}$	$7,41 \cdot 10^{-12}$
2,0	$4,76 \cdot 10^{-12}$	$1,02 \cdot 10^{-11}$
2,5	$6,88 \cdot 10^{-12}$	$1,25 \cdot 10^{-11}$
3,0	$9,23 \cdot 10^{-12}$	$1,45 \cdot 10^{-11}$
3,5	$1,23 \cdot 10^{-11}$	$1,64 \cdot 10^{-11}$
4,0	$1,49 \cdot 10^{-11}$	$1,79 \cdot 10^{-11}$

H₂ $v=1-0$ S(1) Linien-Emission

Die stärkste Emissionslinie im Spektrum der Abbildung 10.1 ist bei $2,173 \mu\text{m}$ und stammt von einer Rotations-Vibrationsanregung des Wasserstoffmoleküls bei der Ruhewellenlänge $2,1218 \mu\text{m}$. Die spektroskopische Nomenklatur für diesen Übergang lautet H₂ $v=1-0$ S(1). Im Spektrum in Abbildung 10.1 sind drei weitere Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs zu erkennen. Diese sind die H₂ $v=2-1$ S(2) Linie bei $2,205 \mu\text{m}$, die H₂ $v=1-0$ S(0) Linie bei $2,277 \mu\text{m}$ und die H₂ $v=2-1$ S(1) Linie bei $2,302 \mu\text{m}$. Die Morphologie der integrierten H₂ $v=1-0$ S(1) Emission wird in Abbildung 10.2 gezeigt. Im Gegensatz zur Kontinuums-Emission gibt es nur ein Maximum der Emission, das zwischen den beiden Kernen der Kontinuums-Emission liegt. Das Maximum ist etwa 0,35 Bogensekunden vom südlichen Kern in Richtung des nördlichen Kerns entfernt und in nördlicher Richtung etwas ausgedehnt. Durch Beobachtungen der H₂ $v=1-0$ S(1) Linie mit Fabry-Perot-Kameras fanden Herbst et al. (1990), Van der Werf et al. (1993) und Sugai et al. (1996) die gleiche Morphologie der H₂ $v=1-0$ S(1) Emission. Der Fluß innerhalb einer Apertur mit 4 Bogensekunden Durchmesser um das Emissionsmaximum beträgt $1,4 \cdot 10^{-13} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Die Linienflüsse der anderen H₂ Linien sind in Tabelle 10.2 aufgelistet. Neben dem zentralen H₂ $v=1-0$ S(1) Emissionsmaximum erkennt man außerdem vier Filamente, die sich vom Emissionsmaximum weg erstrecken. Der Stärke nach aufgelistet zeigen die Filamente nach Südwesten, Südosten, Nordosten und Nordwesten und erreichen dabei Ausmaße bis zu 3 Bogensekunden, entsprechend 1,5 kpc.

Brackett γ Linien-Emission

Eine weitere Emissionslinie, die von ionisiertem Wasserstoff stammt, ist die Brackett γ Linie bei einer Ruhewellenlänge von $2,1661 \mu\text{m}$. Abbildung 10.2 zeigt die integrierte Emission dieser Linie in NGC6240. Die Morphologie entspricht im wesentlichen der Kontinuums-Emission mit zwei Kernen im selben Abstand wie die Kontinuums-Emission. Der nördliche Kern ist in Nord-Süd-

Richtung ausgedehnt mit einem Ausläufer nach Westen. Colbert et al. (1994) beobachten an dieser Stelle bei Radiowellenlängen von 6 cm und 3,6 cm ein drittes Emissionsmaximum. Ionisierter Wasserstoff, und damit Brackett γ Emission, entsteht, wenn genügend hochenergetische Strahlung existiert, um das interstellare Medium, hauptsächlich Wasserstoff, zu ionisieren. Diese hochenergetische Strahlung kommt unter anderem von heißen jungen, schweren OB-Sternen, aber auch in einer Schockwelle eines dissoziativen Schocks entsteht ionisierter Wasserstoff.

CO $v=2-0$ Absorptionsbande

Die auffallendsten Absorptionslinien in NGC6240 treten bei Wellenlängen größer als $2,34\ \mu\text{m}$ auf. Dies sind Absorptionslinien durch Bandenköpfe von Rotations-Vibrations-Übergängen von CO und entstehen in den Atmosphären von Sternen. Die Kontinuumsstrahlung des heißen Sterninneren wird von den CO-Molekülen in der Sternatmosphäre absorbiert, ein Effekt der besonders stark für späte K- und M-Riesensterne und -Überriesensterne ausgeprägt ist. Auf die Bestimmung des dominierenden Sterntyps in NGC6240 wird Abschnitt 10.4.1 genauer eingegangen. Abbildung 10.2 zeigt die Karte der Tiefe der CO $2-0$ Absorptionsbanden. Sie ähnelt sehr stark der Kontinuums- und Brackett γ Emission, was zeigt, daß das Kontinuum hauptsächlich aus Sternlicht und wenig nichtstellaren Anteil, wie zum Beispiel Emission von warmen Staub, besteht.

10.3.2 Spektren ausgewählter Regionen

In den oben gezeigten Kanalkarten sind drei dominierende Regionen auszumachen. Dies sind die beiden Kerne und die Region zwischen beiden Kernen, in die das Maximum der $\text{H}_2\ v=1-0\ \text{S}(1)$ Emission fällt. Abbildung 10.3 zeigt die Spektren für diese drei Regionen. Die Spektren des südlichen und nördlichen Kerns wurden über eine Apertur mit 1,5 Bogensekunden Durchmesser summiert, das des H_2 -Emissionsmaximums über eine Apertur mit 1 Bogensekunde Durchmesser.

Obwohl das Maximum der H_2 -Emission zwischen den Kernen liegt, sind doch in allen Spektren in Abbildung 10.3 die Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs, ausgenommen die $\text{H}_2\ v=2-1\ \text{S}(2)$ Linie, die stärksten Emissionslinien in diesem Wellenlängenbereich. Von allen bekannten Galaxien hat NGC6240 die größte Leuchtkraft in der $\text{H}_2\ v=1-0\ \text{S}(1)$ Linie im Vergleich zur bolometrischen Leuchtkraft. Linienflüsse der einzelnen H_2 -Emissionslinien sind in Tabelle 10.2 zusammengestellt.

Eine andere auffallende Eigenschaft von NGC6240 ist die geringe Leuchtkraft in der Brackett γ Wasserstoff Rekombinationslinie. Bis vor wenigen Jahren konnte nur eine obere Grenze für den Fluß in der Brackett γ Linie angegeben werden, mit 3D ist es möglich, eine Linienkarte zu erstellen (siehe Abbildung 10.2). Tabelle 10.3 listet den Fluß, die Äquivalenzbreite, die mittlere Wellenlänge und die Halbwertsbreite der Brackett γ Linie für den nördlichen und südlichen Kern sowie den westlichen Ausläufer. Die Brackett γ Emission des nördlichen Kerns ist gegenüber der des südlichen Kerns um $135\ \text{km s}^{-1}$ rotverschoben, ähnlich dem Wert $145\ \text{km s}^{-1}$, den Fried und Schulz (1985) mittels optischer Spektroskopie aus den $\text{H}\alpha[\text{NII}]\ \lambda\lambda\ 6548, 6583$, $[\text{SII}]\ \lambda\lambda\ 6717, 6731$ und $[\text{OI}]\ \lambda\ 6300$ Linien bestimmt haben. Die Halbwertsbreiten der Brackett γ Linie sind $716\ \text{km s}^{-1}$ und $689\ \text{km s}^{-1}$ für den nördlichen und südlichen Kern. Dies ist ähnlich den Halbwertsbreiten von $550\ \text{km s}^{-1}$ der $\text{H}_2\ v=1-0\ \text{S}(1)$ Linien, die jedoch eine asymmetrische Form haben und Linienflügel mit Geschwindigkeiten bis zu $1600\ \text{km s}^{-1}$ aufweisen. Das geringere

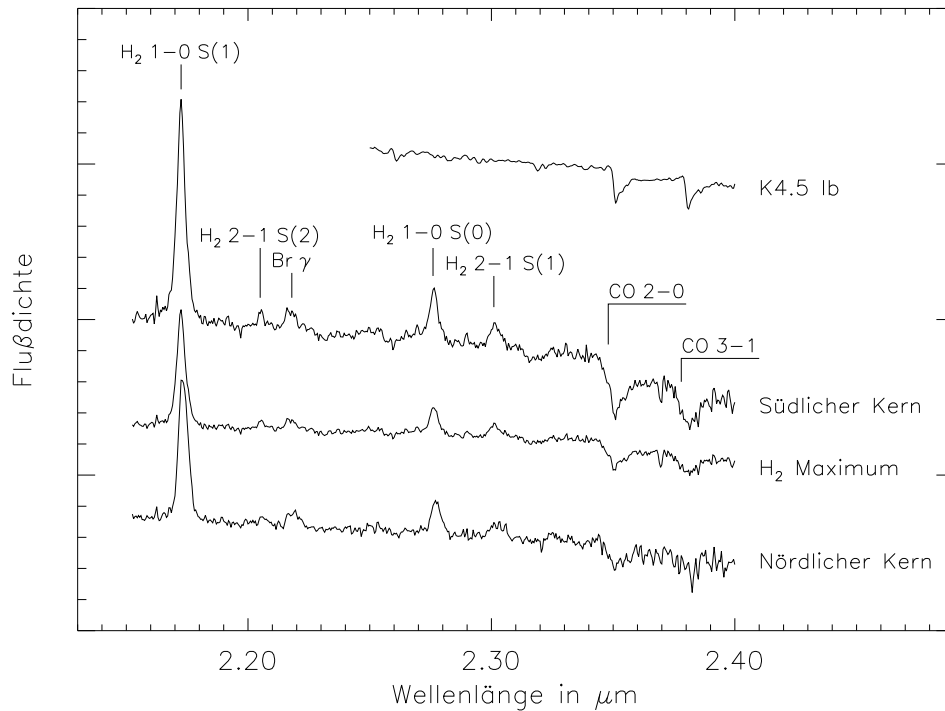


Abb. 10.3: Spektren des südlichen und nördlichen Kerns in einer 1,5 Bogensekunden Durchmesser messenden Apertur sowie des H₂-Emissionsmaximums innerhalb einer Apertur mit 1 Bogensekunde Durchmesser. Die Spektren sind zur besseren Darstellung entlang der Ordinate verschoben. Zum Vergleich ist das Spektrum eines K4.5 Ib Überriesen gezeigt.

Signal-zu-Rausch Verhältnis der Brackett γ Linie läßt keine genauere Analyse des Linienprofils zu.

Ebenfalls in den Spektren ersichtlich sind die ausgeprägten CO-Absorptionsbanden in NGC6240 mit einer starken Geschwindigkeitsverbreiterung, wie man in den Spektren der Abbildung 10.3 an der flachen Steigung der linken Flanke der CO 2-0 Absorptionsbande erkennt. Zum Vergleich ist in Abbildung 10.3 ein Sternspektrum gezeigt, in dem die Flanke der CO-Absorptionsbande fast senkrecht ist. Lester und Gaffney (1994) und Doyon et al. (1994) bestimmten die Geschwindigkeitsverbreiterung der CO 2-0 Absorptionsbande für das Gesamtspektrum von NGC6240 und erhielten für die Geschwindigkeitsdispersion Werte von 350 km s^{-1} und 359 km s^{-1} . Die abbildende Spektroskopie mit 3D erlaubt es erstmals die räumliche Abhängigkeit der Geschwindigkeitsdispersion in der zentralen Region von NGC6240 zu untersuchen. In Abschnitt 10.3.4 wird beschrieben, wie aus den Spektren ein Geschwindigkeitsprofil gewonnen und damit das stellare Geschwindigkeitsfeld und die Geschwindigkeitsdispersion bestimmt werden kann. Die Tiefe der CO 2-0 Absorptionsbande läßt sich mit der Äquivalenzbreite, wie sie in Origlia, Moorwood und Oliva (1993) und Oliva et al. (1995) beschrieben wird, charakterisieren und als Merkmal zur Bestimmung des dominierenden Sterntyps in NGC6240 verwenden. In Tabelle 10.4 werden die CO 2-0 Äquivalenzbreiten sowie Rotverschiebung und Geschwindigkeitsverbreiterung aus Abschnitt 10.3.4.6 für den nördlichen und südlichen Kern aufgelistet.

Tab. 10.2: H₂ Linien-Flüsse der vier mit 3D gemessenen H₂ Linien in einer Apertur mit 4 Bogensekunden Durchmesser. Die Flüsse sind $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ angegeben.

Linie	λ [μm]	Fluß [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$]
H ₂ $v=1-0$ S(1)	2,117	$1,4 \cdot 10^{-13}$
H ₂ $v=1-0$ S(0)	2,277	$3,4 \cdot 10^{-14}$
H ₂ $v=2-1$ S(2)	2,205	$5,6 \cdot 10^{-15}$
H ₂ $v=2-1$ S(1)	2,302	$1,5 \cdot 10^{-14}$

Tab. 10.3: Linienfluß, Äquivalenzbreite, Rotverschiebung und Geschwindigkeitsbreite der Brackett γ Linie für den nördlichen und südlichen Kern.

	Nördlicher Kern	Südlicher Kern
Fluß [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	$2,8 \cdot 10^{-15}$	$3,4 \cdot 10^{-15}$
Äquivalenzbreite [\AA]	$6,5 \pm 1,6$	$2,9 \pm 0,4$
Rotverschiebung [km s^{-1}]	7320 ± 41	7183 ± 27
Geschwindigkeitsbreite [km s^{-1}]	716 ± 85	689 ± 73

Tab. 10.4: Äquivalenzbreite, Rotverschiebung und Geschwindigkeitsbreite der CO 2–0 Absorptionsbande für den nördlichen und südlichen Kern.

	Nördlicher Kern	Südlicher Kern
Äquivalenzbreite in [\AA]	13 ± 3	15 ± 1
Rotverschiebung in [km s^{-1}]	7238 ± 130	7222 ± 70
Geschwindigkeitsbreite in [km s^{-1}]	170 ± 60	220 ± 40

10.3.3 Extinktion

Vergleicht man das Kontinuum der einzelnen Spektren in Abbildung 10.3 fällt auf, daß das Spektrum des H₂-Emissionsmaximums eine flachere Steigung als das Spektrum der beiden Kerne aufweist, also gerötet ist. Rötung entsteht durch Streuung und Absorption des Lichts an interstellarem Staub und wird auch Extinktion genannt. Für die Schwächung des Lichts beim Durchgang durch eine Staubschicht der optischen Dicke τ_λ gilt

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \cdot e^{-\tau_\lambda}. \quad (10.1)$$

Als Zahlenwert gibt die Extinktion A_λ die Abschwächung des Lichts bei der Wellenlänge λ in Einheiten von Magnituden an.

$$A_\lambda = -2,5 \cdot \log \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} = 2,5 \cdot \log(e) \cdot \tau_\lambda \quad (10.2)$$

Da die Streuung wellenlängenabhängig ist und mit zunehmender Wellenlänge abnimmt, wird das Licht längerer Wellenlängen weniger stark abgeschwächt. Im Spektrum erkennt man die Rötung durch Zunahme der Steigung des Kontinuums. Draine (1989) fand empirisch in der Milchstraße für die interstellare Extinktion die Wellenlängenabhängigkeit

$$\frac{A_\lambda}{A_V} = 0,351 \cdot \lambda^{-1,75}.$$

Unter der Annahme, daß die ursprüngliche Steigung des Kontinuums von NGC6240 über das gesamte Gesichtsfeld gleich ist, kann man aus der Änderung der Kontinuumsteigung der Spektren im Datenkubus eine Karte der Extinktion A_V bestimmen.

Bei der Interpretation der unterschiedlichen Kontinuums-Steigung muß jedoch beachtet werden, daß die Rötung tatsächlich durch Streuung und Absorption des Sternlichts und nicht durch Emission einer nichtstellaren Quelle, wie zum Beispiel einer heißen Staubwolke, verursacht wird. Während das stellare Kontinuum im K-Band mit zunehmender Wellenlänge abfällt, würde die Emission einer heißen ($500 \text{ K} < T_{\text{Staub}} < 1000 \text{ K}$) Staubwolke, die durch ein Schwarzkörperspektrum beschrieben ist, ein mit der Wellenlänge ansteigendes Kontinuum erzeugen. Im K-Band-Spektrum von NGC6240 ist jedoch kein Anzeichen für eine Emission heißen Staubs zu erkennen. Abbildung 1 in Draine und Woods (1990) zeigt die gemessene spektrale Energieverteilung von NGC6240 im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 500 μm zusammen mit einer an die Daten angepaßten Modell-Energieverteilung. Die maximale Staubtemperatur im Modell der spektralen Energieverteilung ist 200 K und dominiert erst ab einer Wellenlänge $> 5 \mu\text{m}$ über das stellare Kontinuum. Die Änderung der Kontinuums-Steigung über das Gesichtsfeld ist also mit Extinktion durch Staub zu erklären.

Um aus der unterschiedlichen Steigung der Kontinua aller Bildpunkte in NGC6240 die Extinktion abzuleiten, wird diese mit der Steigung eines Sternspektrums verglichen. Da die Kontinuums-Steigung im Sternspektrum von der Spektral- und Leuchtkraftklasse des Sterns abhängt, kann nicht ein beliebiges Sternspektrums gewählt werden. Zur Bestimmung der Extinktion werden K-Überriesen und M-Riesen verwendet, da dieser Sterntyp ähnlich tiefe CO-Absorptionsbanden wie NGC6240 besitzt (siehe Abschnitt 10.4.1).

Abbildung 10.4 zeigt die Karte der Extinktion A_V zusammen mit der K-Band Karte aus Abbildung 10.1. Das Maximum der Extinktion liegt zwischen den beiden Kernen von NGC6240 an der Position des H₂ $v=1-0$ S(1) Emissionsmaximums. Die absoluten Werte der Extinktion

sind von der Geometrie der Staubverteilung entlang der Sichtlinie abhängig. Die Werte für A_V in Abbildung 10.4 sind für ein „Uniform Foreground Screen“ Modell berechnet. Dabei wird eine homogene Staubschicht mit der optischen Dicke τ_λ zwischen Beobachter und NGC6240 angenommen, so daß Gleichung (10.1) gilt. Die maximale Extinktion ergibt sich zu $A_V = 7,2 \pm 0,7$ und für die Extinktion im K-Band erhält man $A_V = 0,6 \pm 0,1$. Der Fehler ergibt sich aus der Variation der Kontinuums-Steigung der verschiedenen Vergleichssterne. Ein anderes, plausibleres Modell der Staubverteilung ist das „Mixed“ Modell, in dem die Quellen und der Staub im selben Volumen gleichmäßig verteilt sind. Diese Geometrie ist besser geeignet, da NGC6240 große Massen an molekularem Gas und damit Staub enthält. Für dieses Modell ergibt sich (Thronson et al. 1990)

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \cdot \frac{1 - e^{-\tau_\lambda}}{\tau_\lambda}.$$

Die damit bestimmten Werte der optischen Dicke τ_λ werden mit Gleichung (10.2) in die visuelle Extinktion A_V umgerechnet. Den Konturniveaus $A_V = (1\ 2\ 3\ 4\ 5\ 6\ 7)$ in Abbildung 10.4 sind dann durch $A_V = (2,1\ 4,2\ 6,5\ 9,0\ 11,7\ 14,6\ 18)$ zu ersetzen, die maximale Extinktion ist $A_V = 18,4_{-1,9}^{+3,1}$.

Die Morphologie der Extinktionskarte ist weder von den Fehlern in der Extinktion noch vom Modell der Staubverteilung betroffen. Auffallend ist die Übereinstimmung der Extinktionskarte mit der Karte der $\text{H}_2\ v=1-0\ \text{S}(1)$ Emission, die ebenfalls zwischen den Kernen ein Maximum hat. Da an dieser Position die beiden Vorgänger-Galaxien zusammenstoßen, ist auch die Gas- und Staubsichte zwischen den beiden Kernen größer, wie die Extinktionskarte zeigt. Daß das interstellare Medium zwischen den Kernen in der $\text{H}_2\ v=1-0\ \text{S}(1)$ Linie so stark emittiert, kann durch Schockwellen, die bei der Kollision der beiden Vorgänger-Galaxien entstehen, erklärt werden (siehe Abschnitt 10.4.2).

10.3.4 Stellare Kinematik

Wie schon erwähnt, weist NGC6240 sowohl in den Emissionslinien als auch in den Absorptionslinien sehr hohe Geschwindigkeitsbreiten auf. Die ausgeprägten CO Absorptionsbanden in NGC6240 sind gut geeignet, um die stellare Kinematik in Galaxien zu untersuchen (Gaffney, Lester und Doppmann 1995).

Die Absorptionsbanden des CO kommen von Vibrations-Rotations-Übergängen. Da die Rotationsniveaus für ein Vibrationsniveau nur geringe Energieabstände haben, detektiert man bei mittlerer spektraler Auflösung nur die Überlagerung der einzelnen Rotations-Vibrations-Übergänge als breite Absorptionsbande. Da es für jeden Vibrationsübergang eine maximale Energiedifferenz des Rotationsübergangs gibt, hat die Absorptionsbande bei kurzen Wellenlängen eine scharfe Grenze, die Bandkopf genannt wird. Den Anregungsenergien für den Bandkopf entsprechen Temperaturen von $\approx 7000\ \text{K}$, so daß sie nur in entsprechend heißen Umgebungen wie Sternatmosphären auftreten. Eine systematische Untersuchung der Nahinfrarot-Spektren von Sternen verschiedener Spektral- und Leuchtkraftklasse (Kleinmann und Hall 1986, Origlia, Moorwood und Oliva 1993 und Oliva et al. 1995) zeigt, daß bei späteren Sterntypen die CO-Absorptionsbanden stärker ausgeprägt sind. Außerdem nimmt die Tiefe der Absorptionen mit der Leuchtkraft zu. Die Tiefe der Absorptionsbande, gemessen durch die Äquivalenzbreite, ist also ein Maß für den Sterntyp und dessen Leuchtkraft.

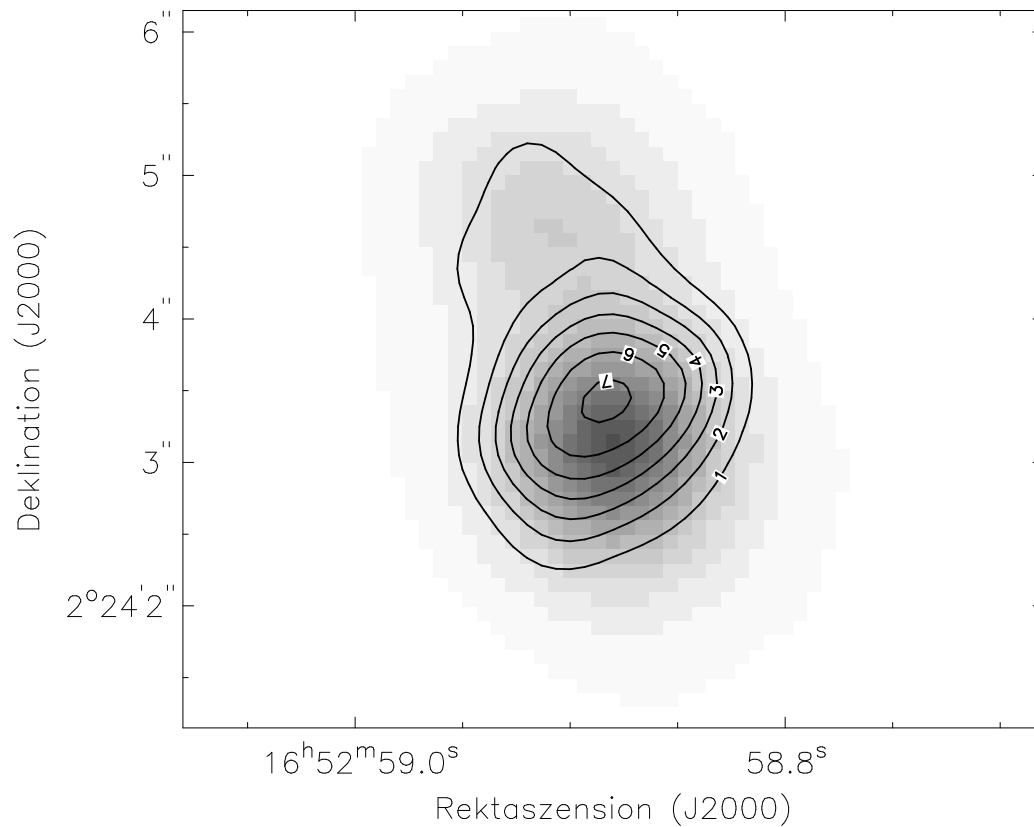


Abb. 10.4: Die Karte der visuellen Extinktion A_V als Konturlinien über dem K-Band Bild aus Abbildung 10.1. Das Maximum der Extinktion beträgt $A_V = 7,2 \pm 0,7$. Der Fehler im Wert der Extinktion beeinflusst nicht die Morphologie der Extinktion sondern skaliert nur den Maximalwert. Ein Vergleich mit der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Karte in Abbildung 10.2 zeigt, daß das Maximum der Extinktion mit dem Maximum der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Emission zusammenfällt.

Zusätzlich zu den Aussagen über den das Spektrum dominierenden Sterntyp können die CO-Absorptionsbanden aber auch zur Untersuchung der stellaren Kinematik verwendet werden. Die Kontinuums-Emission von NGC6240 ist eine Superposition der Spektren aller Sterne in dieser Galaxie. Durch die Vielfalt der Sternbahnen mit unterschiedlichen Radialgeschwindigkeiten entspricht das Spektrum von NGC6240 der Summe der mit der Geschwindigkeitsverteilung entlang der Sichtlinie verbreiterten Sternspektren. Unter der Annahme, daß hauptsächlich ein Sterntyp zum Licht von NGC6240 beiträgt, kann man durch Entfalten der Spektren von NGC6240 mit dem passendem Sternspektrum die Geschwindigkeitsverteilung entlang der Sichtlinie bestimmen.

Der stellare Anteil eines Galaxienspektrum $G(\lambda)$ läßt sich als Summe der Spektren $S(\lambda, v)$ aller Sterne darstellen:

$$G(\lambda) = \sum_v S(\lambda, v). \quad (10.3)$$

$S(\lambda, v)$ ist das um v Doppler-verschobene und mit der Funktion $B(v)$ gewichtete Sternspektrum $S(\lambda, v_0)$ eines Sterns bei einer Dopplerverschiebung von v_0 .

$$S(\lambda, v) = S(\lambda, v_0) \cdot B(v - v_0) \quad (10.4)$$

Bei der Entfaltung des Galaxienspektrums dient das Spektrum $S(\lambda, v_0)$ als Vorlagenspektrum, im Englischen „template spectrum“ genannt. $B(v)$ wird Verbreiterungsfunktion genannt und stellt das Geschwindigkeitsprofil in der Galaxie entlang der Sichtlinie dar.

Gleichung (10.3) stellt, als Integral geschrieben, die Faltung des Vorlagenspektrum mit der Verbreiterungsfunktion dar.

$$G(\lambda) = \int S(\lambda, v_0) B(v - v_0) dv \quad (10.5)$$

Mit dem Faltungssatz läßt sich Gleichung (10.5) im Fourierraum als

$$\tilde{G}(k) = \tilde{S}(k) \cdot \tilde{B}(k) \quad (10.6)$$

schreiben. Eine Tilde über einer Größe kennzeichnet dabei die Fouriertransformierten dieser Größe.

10.3.4.1 Die Fourier-Quotient-Methode

Ausgehend von Gleichung (10.6) liegt es nahe, nach $\tilde{B}(k)$ aufzulösen und durch Rücktransformation die Verbreiterungsfunktion $B(v)$ zu erhalten.

$$\tilde{B}(k) = \frac{\tilde{G}(k)}{\tilde{S}(k)} \quad (10.7)$$

Diese Methode wird Fourier-Quotient-Methode genannt.

In der Praxis jedoch stellt der Quotient (10.7) aus den Fouriertransformierten von Galaxienspektrum und Vorlagenspektrum eine ungenau bestimmte Größe dar. Dies kommt hauptsächlich von den kleinen numerischen Werten für hohe Frequenzen sowohl im Galaxienspektrum als auch im Vorlagenspektrum. Bei der Bildung des Quotienten divergiert dieser für hohe Frequenzen. Bei

der Rücktransformation des Quotienten (10.7) erhält man eine Verbreiterungsfunktion $B(v)$, die von hohen Frequenzen in $\tilde{B}(k)$ dominiert ist und keine vernünftige Repräsentation der tatsächlichen Verbreiterungsfunktion ist.

Ein weiterer Nachteil dieser Methode ist, daß $\tilde{B}(k)$ stark von der Wahl des Vorlagenspektrums abhängt, da die Nullstellen von $\tilde{S}(k)$ selbst bei einem im Wellenlängenraum nur geringfügig unterschiedlichem Vorlagenspektrum bei anderen Frequenzen liegen und damit der Quotient (10.7) sich stark ändert.

10.3.4.2 Korrelationsmethode

Eine Methode, die weniger stark von der Wahl des Vorlagenspektrums abhängt, ist die Korrelationsmethode. Hierbei wird das Galaxienspektrum mit dem Vorlagenspektrum kreuzkorreliert und die Form der Korrelationsfunktion

$$KK(\lambda') = \int S(\lambda + \lambda')G(\lambda)d\lambda$$

untersucht. Für die Fouriertransformierte der Korrelationsfunktion gilt

$$\widetilde{KK}(k) = \tilde{G}(k) \cdot \tilde{S}(k)^*$$

und mit Gleichung (10.7) erhält man

$$\widetilde{KK}(k) = \tilde{S}(k) \cdot \tilde{S}(k)^* \tilde{B}(k).$$

$\tilde{S}(k)^*$ ist das komplex konjugierte des fouriertransformierten Vorlagenspektrums.

Das Produkt

$$\widetilde{AK}(k) = \tilde{S}(k) \cdot \tilde{S}(k)^*$$

ist die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion

$$AK(\lambda') = \int S(\lambda + \lambda')S(\lambda)d\lambda.$$

$KK(\lambda)$ entspricht also der mit $B(v)$ verbreiterten Autokorrelationsfunktion des Vorlagenspektrums und wie im Falle des Fourier-Quotienten läßt sich prinzipiell die Verbreiterungsfunktion bestimmen. Durch Maxima höherer Ordnung in $\widetilde{KK}(k)$ und $\widetilde{AK}(k)$ ist es jedoch schwierig, das genaue Profil der Verbreiterungsfunktion zu bestimmen. Man beschränkt sich daher bei dieser Methode auf den Vergleich der Halbwertsbreiten der Hauptmaxima von Kreuz- und Autokorrelation. Die unterschiedliche Halbwertsbreite der Kreuzkorrelationsfunktion wird dabei als Verbreiterung durch eine gaußförmige Geschwindigkeitsverteilung interpretiert. Da bei der Korrelationsmethode kein Quotient gebildet wird und auch keine Rücktransformation in den Realraum stattfindet, ist diese Methode weniger stark von der Wahl des Vorlagenspektrums abhängig als die Fourier-Quotient-Methode. Durch die komplexe Form der Korrelationsfunktionen im Fourierraum ist es mit der Korrelationsmethode aber nicht möglich, aussagen über beliebige Geschwindigkeitsverteilungen zu treffen.

10.3.4.3 Fourier-Korrelations-Quotient-Methode

Eine Kombination aus Fourier-Quotient- und Korrelationsmethode ist die von Bender (1990) vorgestellte Fourier-Korrelations-Quotient-Methode (abgekürzt FCQ-Methode), die die Vorzüge beider Methoden vereint. Wie bei der Korrelationsmethode wird die Kreuz- und Autokorrelationsfunktion bestimmt und anschließend deren Quotient

$$\frac{\widetilde{KK}(k)}{\widetilde{AK}(k)} = \frac{\widetilde{S}(k)\widetilde{S}(k)\widetilde{B}(k)}{\widetilde{S}(k)\widetilde{S}(k)^*} = \widetilde{B}(k)$$

bestimmt. Das Ergebnis wird fouriertransformiert und man erhält die Verbreiterungsfunktion $B(v)$. Formal ist dies äquivalent zur Fourier-Quotient-Methode, da aber hier der Quotient von Korrelationsfunktionen gebildet wird, ist diese Methode wie die Korrelationsmethode kaum von der Wahl des Vorlagenspektrums abhängig. Außerdem wird keine Annahme über die Form der Verbreiterungsfunktion bei der Analyse der Korrelationsfunktionen getroffen, so daß beliebige Profile bestimmt werden können.

Da beide Korrelationsfunktionen nahezu gaußförmig sind, ist man bei der Bildung des Fourier-Korrelations-Quotienten zumindest bei niedrigen Frequenzen weniger stark durch Nullstellen im Nenner des Quotienten begrenzt. Höhere Frequenzen werden wie bei der Fourier-Quotient-Methode durch kleine numerische Werte im Nenner verstärkt und erhöhen das Rauschen. Um dieses Rauschen zu unterdrücken, wird vor der Fourierrücktransformation der Korrelations-Quotient mit einem Wiener Filter \widetilde{WF} korrigiert.

$$\widetilde{B}_{\text{optimal}}(k) = \frac{\widetilde{KK}(k)}{\widetilde{AK}(k)} \widetilde{WF}(k)$$

Ein Wiener Filter stellt den „optimalen“ Filter dar, in dem Sinne, daß die Abweichung des gefilterten Ergebnisses $\widetilde{B}_{\text{optimal}}(k)$ vom tatsächlichen Ergebnis $\widetilde{B}(k)$ minimal ist. Um den optimalen Filter zu bestimmen, muß man den Signalanteil $\widetilde{KK}_{\text{Signal}}$ und den Rauschanteil $\widetilde{KK}_{\text{Rauschen}}$ in der Kreuzkorrelation

$$\widetilde{KK}(k) = \widetilde{KK}_{\text{Signal}}(k) + \widetilde{KK}_{\text{Rauschen}}(k)$$

trennen können, da für den optimalen Filter

$$\widetilde{WF}(k) = \frac{|\widetilde{KK}_{\text{Signal}}(k)|^2}{|\widetilde{KK}_{\text{Signal}}(k)|^2 + |\widetilde{KK}_{\text{Rauschen}}(k)|^2} \quad (10.8)$$

gilt. Der Nenner in (10.8) kann näherungsweise als

$$|\widetilde{KK}_{\text{Signal}}(k)|^2 + |\widetilde{KK}_{\text{Rauschen}}(k)|^2 \approx |\widetilde{KK}(k)|^2$$

geschrieben werden. Der Beitrag zum „Power spektrum“ $|\widetilde{KK}(k)|^2$ der Kreuzkorrelation stammt bei hohen Frequenzen vom Rauschen, so daß bei Kenntnis der Frequenzverteilung des Rauschanteils dieser zu niedrigen Frequenzen hin extrapoliert werden kann. Eine häufig gemachte Annahme ist ein weißes Rauschen, das heißt ein von der Frequenz unabhängiger Rauschanteil, oder ein Rauschen, das einem Potenzgesetz folgt. Kann der Signal- und Rauschanteil getrennt und ein optimaler Filter konstruiert werden, ist es möglich, in Abhängigkeit von der Güte der Daten, auch andere als gaußförmige Geschwindigkeitsprofile zu bestimmen.

Die Qualität der 3D-Daten von NGC6240 ist nicht ausreichend, um die genaue Form der entfalteten Geschwindigkeitsprofile zu analysieren. Vielmehr wird das Geschwindigkeitsprofil durch eine Gaußkurve mit den drei Parametern Amplitude, mittlere Geschwindigkeit und Halbwertsbreite beschrieben. Um eine Abschätzung für den Fehler dieser Parameter des entfalteten Geschwindigkeitsprofil zu erhalten, wird die Anwendung der FCQ-Methode auf die CO-Absorptionsbande mit „künstlichen“ Galaxienspektren simuliert. Dazu werden Vergleichspektren von verschiedenen Sternen, die mit 3D bei sehr hohem Signal-zu-Rausch Verhältnis (≥ 100) beobachtet wurden, mit einem gaußförmigen Geschwindigkeitsprofil gefaltet, ein Rauschanteil mit variabler Stärke addiert und mit der FCQ-Methode analysiert.

Wie bei der Analyse der NGC6240-Daten wird der Wellenlängenbereich so gewählt, daß nur die CO 2–0 Absorptionsbande zur Entfaltung verwendet wird ($\lambda_{\text{Ruhe}} = 2,285 - 2,315 \mu\text{m}$). In NGC6240 ist das Natrium-Dublett bei $\lambda = 2,208 \mu\text{m}$ zu nahe an der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(0)$ Linie um verwendet zu werden. Ähnlich ist es mit dem Kalzium-Triplett, das in der Nähe der $\text{H}_2 v=2-1 \text{ S}(1)$ Linie ist. Da die simulierten Galaxienspektren keine Emissionslinien enthalten, wird dennoch der Einfluß des Wellenlängenbereichs auf die Entfaltung untersucht. Die Ergebnisse unterscheiden sich nicht von denen, bei der nur die CO-Absorptionsbande zur Entfaltung verwendet wird.

Abbildung 10.5 zeigt einige Ergebnisse dieser Simulationen. Für vier verschiedene Signal-zu-Rausch Verhältnisse ist die Standardabweichung des Modellgeschwindigkeitsprofils gegen die mit der FCQ-Methode „gemessene“ Standardabweichung aufgetragen. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis ist im Kontinuum im Wellenlängenbereich $\lambda < 2,285 \mu\text{m}$ unter Auslassung der Emissions- und Absorptionslinien bestimmt worden. Als Rauschen wird die mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert des Spektrums verwendet.

Für Standardabweichungen $\sigma < 150 \text{ km s}^{-1}$ des Modellprofils ist die mit der FCQ-Methode bestimmte Standardabweichung konstant 130 km s^{-1} . In der gezeigten Simulation entspricht dies der Abschneidefrequenz des verwendeten Wiener Filters. Für Standardabweichungen $\sigma > 150 \text{ km s}^{-1}$ ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen den Standardabweichungen des Modellprofils und des FCQ-Profils. Ohne Rauschen ist die Standardabweichung aus der FCQ-Methode systematisch kleiner als die tatsächliche Standardabweichung. Für ein Signal-zu-Rausch Verhältnis von 140 ist dieser systematische Effekt jedoch schon kleiner als die Streuung um dem theoretisch erwarteten Zusammenhang. Diese Streuung ist grau unterlegt in Abbildung 10.5 dargestellt.

Die Ergebnisse sind für die Signal-zu-Rausch Verhältnisse 140, 65, und 33 gezeigt. Bereits beim Signal-zu-Rausch Verhältnis von 33 ist das entfaltete Geschwindigkeitsprofil durch Anteile hoher Frequenzen gestört, so daß das Profil mitunter mehrere Maxima hat. Dennoch läßt sich formal ein Gaußprofil an das entfaltete Profil annähern, und die so bestimmte Geschwindigkeitsdispersion gibt die Modelldispersion gut wieder (vgl. Abbildung 10.5 rechts unten). Diese gute Korrelation ergibt sich, da die künstlichen Spektren gaußverbreitert sind. Bei der Analyse richtiger Galaxienspektren ist diese Annahme nicht gerechtfertigt und ein entfaltetes Geschwindigkeitsprofil mit mehreren Maxima kann die Geschwindigkeitsverteilung in der Galaxie entlang der Sichtlinie richtig wiedergeben. Dies ist die Stärke der FCQ-Methode, die aber nur bei einem Signal-zu-Rausch Verhältnis > 50 zu tragen kommt. Für kleinere Signal-zu-Rausch Verhältnisse ist es besser, eine Annahme über das Geschwindigkeitsprofil zu machen und damit die Spektren direkt zu fitten (siehe Abschnitt 10.3.4.4).

In Abbildung 10.6 ist für die gleiche Simulation die Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit dargestellt. Das Modellprofil war nicht geschwindigkeitsverschoben. Der Fehler in der mittleren

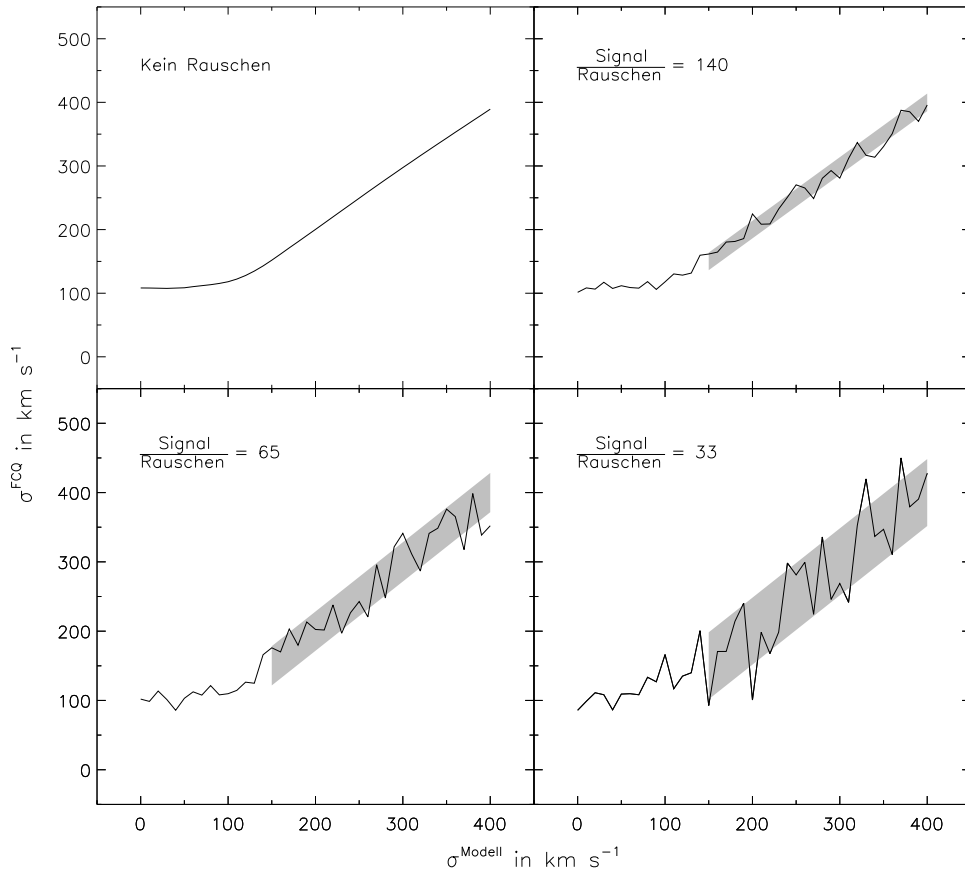


Abb. 10.5: Ergebnisse der FCQ-Methode mit simulierten Galaxienspektren. Für vier verschiedene Signal-zu-Rausch Verhältnisse ist die Standardabweichung des Modellgeschwindigkeitsprofils gegen die mit der FCQ-Methode „gemessene“ Standardabweichung aufgetragen. Die Abweichung vom theoretischen Zusammenhang $\sigma^{\text{FCQ}} = \sigma^{\text{Modell}}$ für $\sigma^{\text{Modell}} < 150 \text{ km s}^{-1}$ wird durch den verwendeten Wiener Filter verursacht. Grau unterlegt ist der Fehlerbereich, wie er aus der Streuung der Kurve um den theoretischen Wert bestimmt wird.

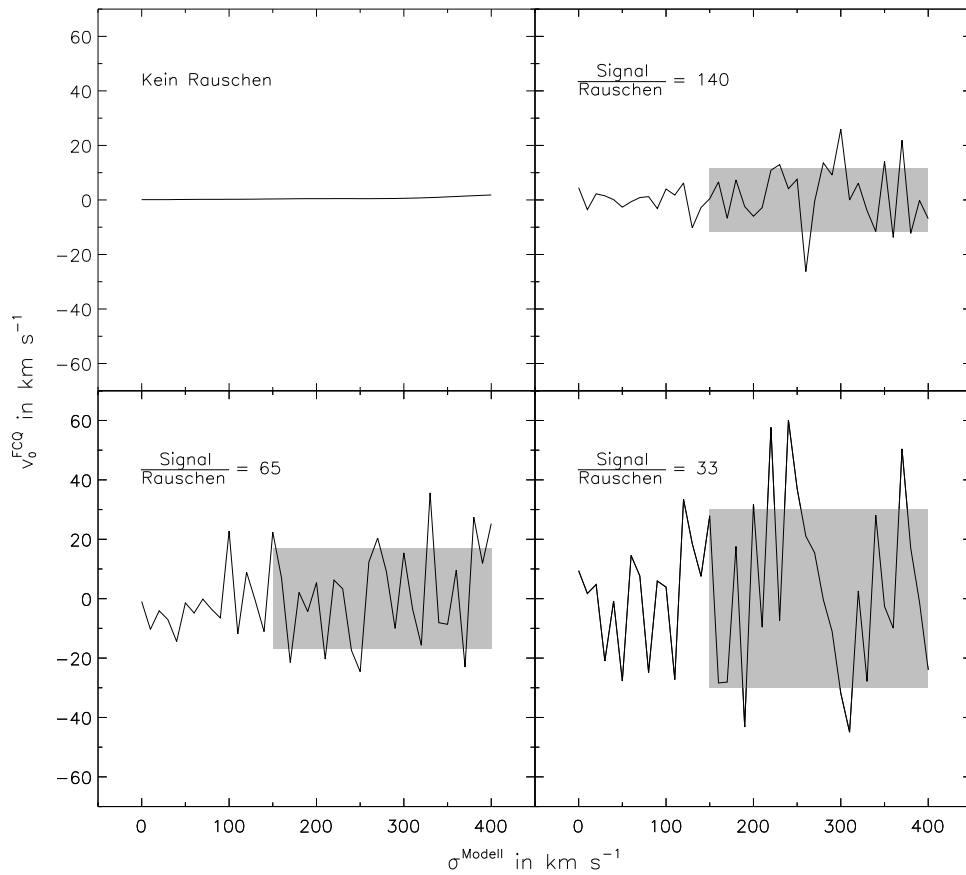


Abb. 10.6: Ergebnisse der FCQ-Methode mit simulierten Galaxienspektren. Für vier verschiedene Signal-zu-Rausch Verhältnisse ist die Standardabweichung des Modellgeschwindigkeitsprofils gegen die mit der FCQ-Methode „gemessene“ mittlere Geschwindigkeit aufgetragen. Grau unterlegt ist der Fehlerbereich, wie er aus der Streuung der Kurve um den theoretischen Wert bestimmt wird.

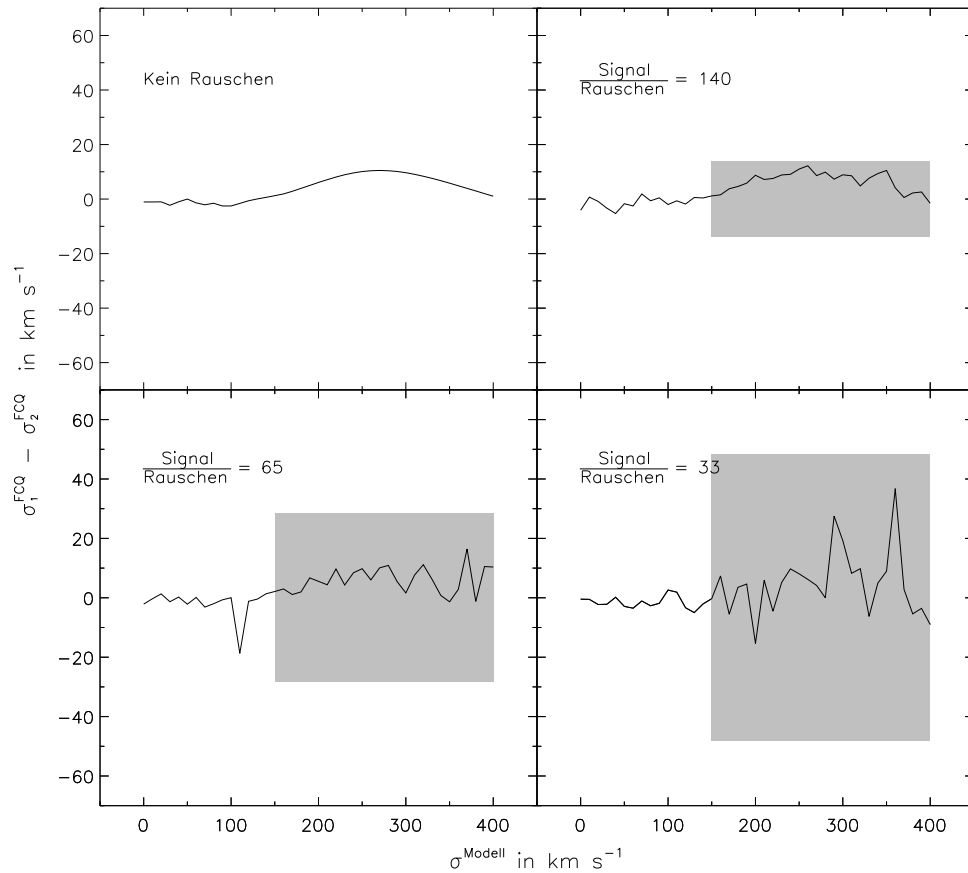


Abb. 10.7: Ergebnisse der FCQ-Methode mit simulierten Galaxienspektren. Für vier verschiedene Signal-zu-Rausch Verhältnisse ist die Standardabweichung des Modellgeschwindigkeitsprofils gegen die Differenz der mit zwei verschiedenen Sternspektren (M4 III und K4.5 I) bestimmten Standardabweichungen aufgetragen. Grau unterlegt ist der Fehlerbereich der Standardabweichungen aus Abbildung 10.5.

Geschwindigkeit ist als grau unterlegte Fläche dargestellt. Im Fall ohne Rauschen erkennt man, daß mit der FCQ-Methode die Rotverschiebung zu hoch bestimmt wird, der Fehler ist jedoch $< 2 \text{ km s}^{-1}$ und wird, sobald ein Rauschanteil im Spektrum existiert, vom Fehler in der mittleren Geschwindigkeit dominiert. Der graue Balken vermittelt den Eindruck, daß der Fehler in der Rotverschiebung unabhängig von der Geschwindigkeitsdispersion ist. Man erkennt aber, daß mit zunehmender Geschwindigkeitsdispersion der Fehler in der Rotverschiebung ansteigt. Durch die scharfe Kante der CO-Absorptionsbande ist es möglich, aus Spektren mit niedrigem Signal-zu-Rausch Verhältnis die Rotverschiebung zu bestimmen (siehe Abschnitt 10.3.4.5). Bei größerer Geschwindigkeitsdispersion wird die Kante flacher und daher ist die Rotverschiebung ungenauer bestimmt.

Abbildung 10.7 zeigt die Differenz der Standardabweichungen, die bei Verwendung unterschiedlicher (M4 III und K4.5 I) Sternspektren mit der FCQ-Methode ermittelt worden sind. Grau unterlegt ist der Fehlerbereich aus Abbildung 10.5. Im Fall ohne Rauschen erkennt man wieder eine Abweichung, die bis zu 10 km s^{-1} beträgt. Für ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 140 entspricht dies etwa dem Fehler der Standardabweichung. Für die Signal-zu-Rausch Verhältnisse von 65 und 33 dominiert der Fehler in der Standardabweichung den Fehler durch unterschiedliche Sternspektren.

10.3.4.4 Direktes Fitten der Galaxienspektren

Um eine weitere Abschätzung der Zuverlässigkeit der FCQ-Methode zu erhalten, wurden an die Galaxienspektren im Wellenlängenraum Sternspektren gefittet, die mit einem gaußförmigen Geschwindigkeitsprofil verbreitert wurden. Außerdem ergeben sich mit der FCQ-Methode für Signal-zu-Rausch Verhältnisse < 50 im entfalteten Geschwindigkeitsprofile Nebenmaxima, die eine Interpretation des Profils erschweren. Mit einem Wiener Filter lassen sich diese Nebenmaxima zwar unterdrücken, dabei wird aber die Geschwindigkeitsauflösung verschlechtert.

Durch variieren der Fitparameter Halbwertsbreite, mittlere Geschwindigkeit und Sterntyp wird die mittlere quadratische Abweichung χ_{red}^2 von Galaxien- und Sternspektrum minimiert. Die Amplitude der Gaußverbreiterung ist hier kein freier Parameter, vielmehr wird das Gaußprofil so normiert, daß der Fluß im Sternspektrum erhalten bleibt. Bestimmt man χ_{red}^2 für verschiedene Werte der Fitparameter kann man aus der Verteilung von χ_{red}^2 den Fehler der Fitparameter Halbwertsbreite und mittlere Geschwindigkeit abschätzen. Der Fitfehler für den Sterntyp läßt sich zwar nicht quantifizieren, man erhält aber über den Wert von χ_{red}^2 für verschiedene Sterntypen den Sterntyp oder einen Bereich von möglichen Sterntypen, die die Galaxienspektren am besten beschreiben. Wie bei der FCQ-Methode wurden als Test die „künstlichen“ Galaxienspektren direkt im Wellenlängenraum gefittet. Die Ergebnisse der Simulationen sind auf die gleiche Weise wie für die FCQ-Methode in den Abbildungen 10.8 und 10.9 dargestellt. Die Fehler beider Methoden haben die selbe Größenordnung, so daß allgemein eine Fehlerabschätzung bei der Analyse aus dem Signal-zu-Rausch Verhältnis gewonnen werden kann.

Bei sehr niedrigem Signal-zu-Rausch Verhältnis ist das direkte Fitten eines verbreiterten Sternspektrums an das Galaxienspektrum eine robustere Methode. Dies ist nur zu verständlich, da hier nur zwei Parameter, die Rotverschiebung und die Geschwindigkeitsverbreiterung, eingehen. Bei der FCQ-Methode dagegen wird keine Annahme über die Form des Geschwindigkeitsprofils getroffen, so daß hier auch das Rauschen als tatsächliche Eigenschaft des Spektrums gedeutet und entfaltet wird. Im entfalteten Geschwindigkeitsprofil erkennt man das an einen Anteil hoher Frequenzen. Dies kann soweit führen, daß im entfalteten Geschwindigkeitsprofil gar keine

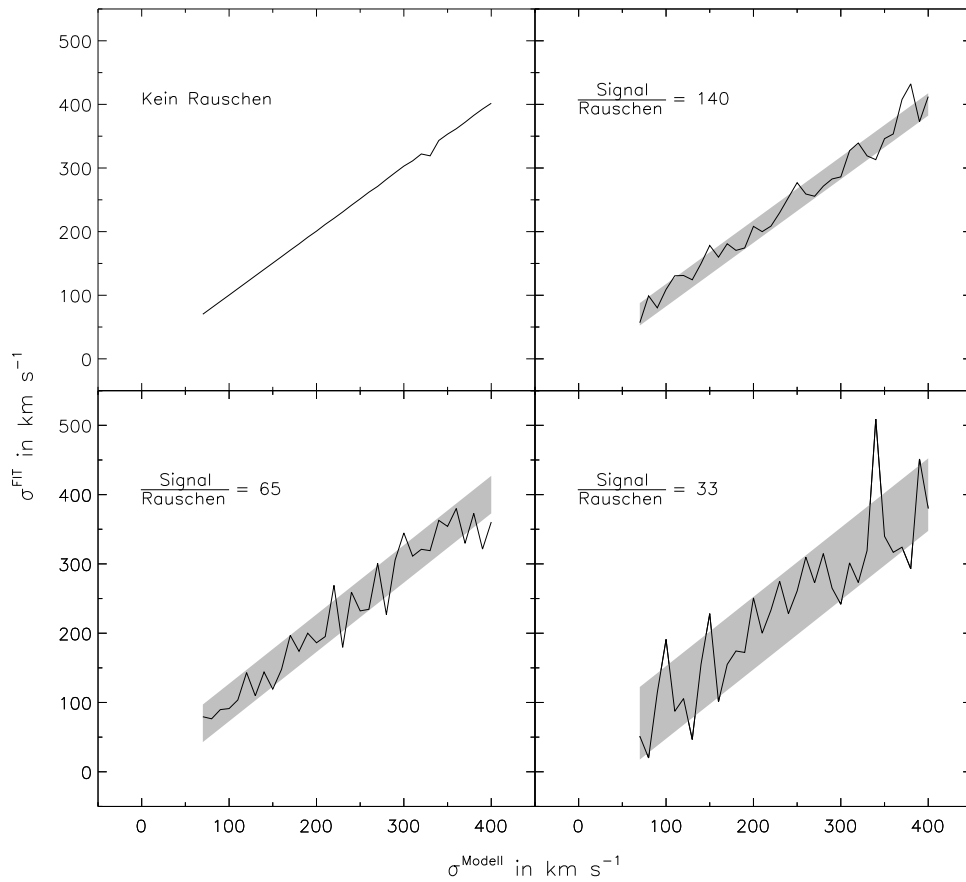


Abb. 10.8: Ergebnisse des Fittens im Wellenlängenraum mit simulierten Galaxienspektren. Für vier verschiedene Signal-zu-Rausch Verhältnisse ist die Standardabweichung des Modellgeschwindigkeitsprofils gegen die mit dem Fitten „gemessene“ Standardabweichung aufgetragen. Die spektrale Auflösung von 3D begrenzt die minimal meßbare Standardabweichung auf 70 km s^{-1} . Grau unterlegt ist der Fehlerbereich, wie er aus der Streuung der Kurve um den theoretischen Wert bestimmt wird.

Struktur zu erkennen ist.

Die Beiträge bei hohen Frequenzen lassen sich zwar mit einem geeigneten Wiener Filter unterdrücken, damit vergrößert sich aber die kleinste meßbare Geschwindigkeitsverbreiterung und man gewinnt nichts. Dies ist von Bedeutung bei der Bestimmung des Geschwindigkeitsfelds im nächsten Abschnitt, bei der aus den Spektren einzelner Bildelemente deren Rotverschiebung bestimmt wird.

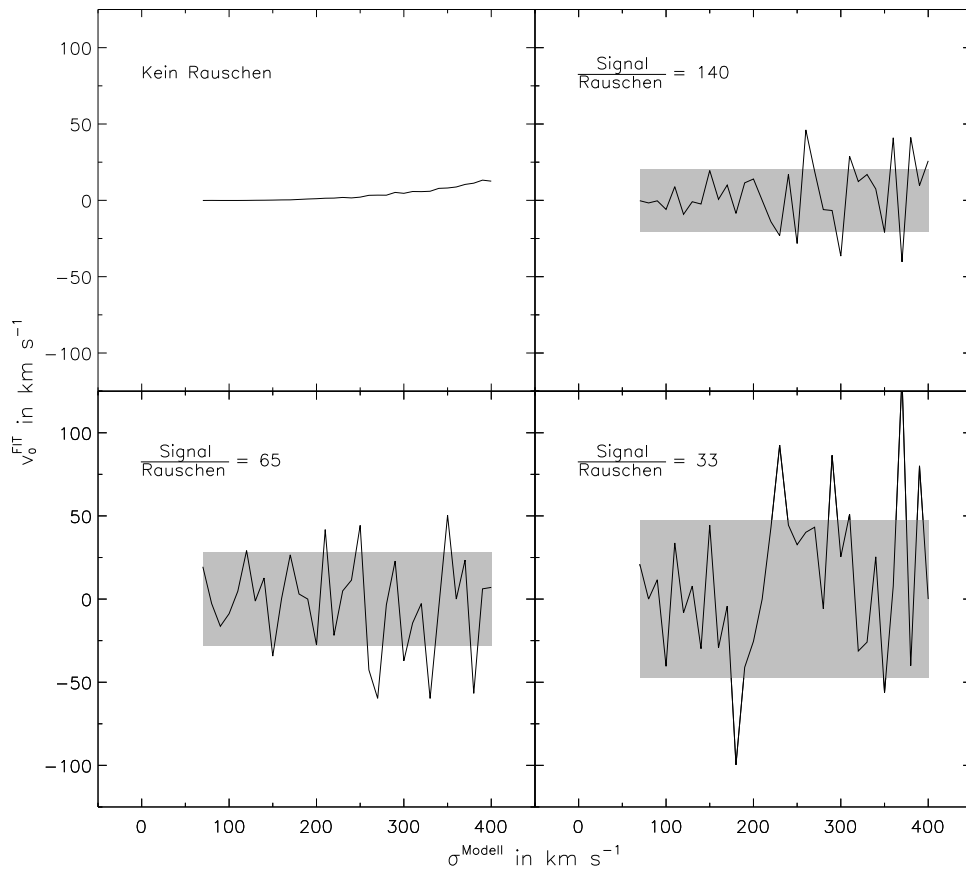


Abb. 10.9: Ergebnisse des Fitten im Wellenlängenraum mit simulierten Galaxienspektren. Für vier verschiedene Signal-zu-Rausch Verhältnisse ist die Standardabweichung des Modellgeschwindigkeitsprofils gegen die mit dem Fitten „gemessene“ mittlere Geschwindigkeit aufgetragen. Grau unterlegt ist der Fehlerbereich, wie er aus der Streuung der Kurve um den theoretischen Wert bestimmt wird.

10.3.4.5 Stellares Geschwindigkeitsfeld

Wie aus den Abbildungen 10.5 und 10.6 hervorgeht, sind die mittleren Geschwindigkeiten genauer bestimmt als die Standardabweichungen. Dies liegt an der scharfen Kante der CO-Absorptionsbande bei kurzen Wellenlängen, die ein sehr empfindliches Maß der Rotverschie-

bung ist. Dadurch ist es möglich, die Rotverschiebung der Absorptionsbande auch bei Daten mit geringem Signal-zu-Rausch Verhältnis zu bestimmen.

So ist es möglich, das stellare Geschwindigkeitsfeld in NGC6240 mit Hilfe des CO-Bandkopfes zu bestimmen. Da dies für jedes einzelne Spektrum mit teilweise sehr kleinem Signal-zu-Rausch Verhältnis durchgeführt wird, ist die Methode des direkten Fittens dafür besser geeignet als die FCQ-Methode. Das Ergebnis ist in Abbildung 10.10 als Konturlinien über dem K-Band Bild aus Abbildung 10.1 dargestellt. Die einzelnen Konturlinien entsprechen Geschwindigkeiten im Abstand von 50 km s^{-1} . Die Markierungen der Konturen sind die Geschwindigkeiten relativ zur Geschwindigkeit des südlichen Kerns. Nordwestlich des südlichen Kerns sind die CO-Absorptionsbanden blauverschoben, während sie südöstlich des Kerns rotverschoben sind. Die durch die Konturlinie bei einer Relativgeschwindigkeit von 0 km s^{-1} gegebene Achse hat einen Positionswinkel von $56 \pm 5^\circ$ östlich der Nord-Südrichtung. Im Abstand von 0,42 Bogensekunden, oder 199 pc ist die Relativgeschwindigkeit 170 km s^{-1} und beträgt im Abstand 0,67 Bogensekunden 190 km s^{-1} . Das gemessene Geschwindigkeitsfeld kann durch eine Rotation der Sterne um diese Achse erklärt werden (siehe Abschnitt 10.4.1).

Das gleiche gilt für die Rotation des nördlichen Kerns. Durch das geringere Signal-zu-Rausch Verhältnis für die Daten des nördlichen Kerns hat dessen Rotationsgeschwindigkeit größere Fehler, jedoch ist die Rotation eindeutig bestimmt. Die Rotationsachse ist fast senkrecht zu der des südlichen Kerns bei einem Winkel von $49 \pm 10^\circ$ westlich der Nord-Südrichtung. Für die Rotation sprechen außerdem Nahinfrarot-Breitbandaufnahmen, die mit NICMOS beobachtet wurden. Sowohl im J-, H- und K-Band sind die Kerne senkrecht zu den Rotationsachsen elongiert. Sind die Kerne die Reste der Vorgängergalaxien, kann man aus den NICMOS-Bildern den Neigungswinkel der Galaxienscheiben gegenüber der Sichtlinie bestimmen, um damit die unprojizierten Rotationsgeschwindigkeiten zu erhalten (siehe Abbildung 10.10).

10.3.4.6 Geschwindigkeitsdispersion im Zentrum

Da die Geschwindigkeitsdispersion aus der CO-Absorptionsbande nicht so genau wie die Rotverschiebung bestimmt werden kann, kann aus dem Datenkubus keine Karte der Geschwindigkeitsdispersion gewonnen werden. Vielmehr wird das Signal über größere Aperturen gemittelt und dort die Geschwindigkeitsdispersion bestimmt. Um bei der Mittelung über die Apertur keine Verbreiterung durch die Rotation zu erhalten, werden die Spektren im Datenkubus in Wellenlängenrichtung so verschoben, daß alle Spektren die selbe Rotverschiebung aufweisen. Dadurch kann die Verbreiterung des Absorptionslinienprofils durch die Rotation ausgeschlossen werden. Abbildung 10.11 zeigt den Effekt des Geschwindigkeitsfelds auf das Geschwindigkeitsprofil für die Spektren des südlichen und nördlichen Kerns sowie des H_2 -Maximums. Rechts ist das entfaltete Geschwindigkeitsprofil nach der Korrektur auf das Geschwindigkeitsfeld gezeigt, links ohne Korrektur. Die bei negativen Geschwindigkeiten erkennbare Komponente verschwindet nach der Korrektur fast vollständig. Die verbleibende Komponente kommt vom Fehler im Geschwindigkeitsfeld. Vor allem zwischen den Kernen und am nördlichen Kern ist der Fehler im Geschwindigkeitsfeld $\approx 65 - 100 \text{ km s}^{-1}$. Andererseits weist das Geschwindigkeitsprofil des zentralen Bildelements, das ein großes Signal-zu-Rausch Verhältnis hat, schon die Komponente bei negativen Geschwindigkeiten auf. Die räumliche Auflösung der Beobachtungen ist trotz der guten Seeing-Bedingungen nicht ausreichend um die Bewegungen der Sterne aufzulösen.

Die Aperturen, in denen die Geschwindigkeitsdispersion bestimmt wird, sind auf die beiden Kerne und das Maximum der H_2 Emission zentriert. Zusätzlich wurde noch südlich des südlichen

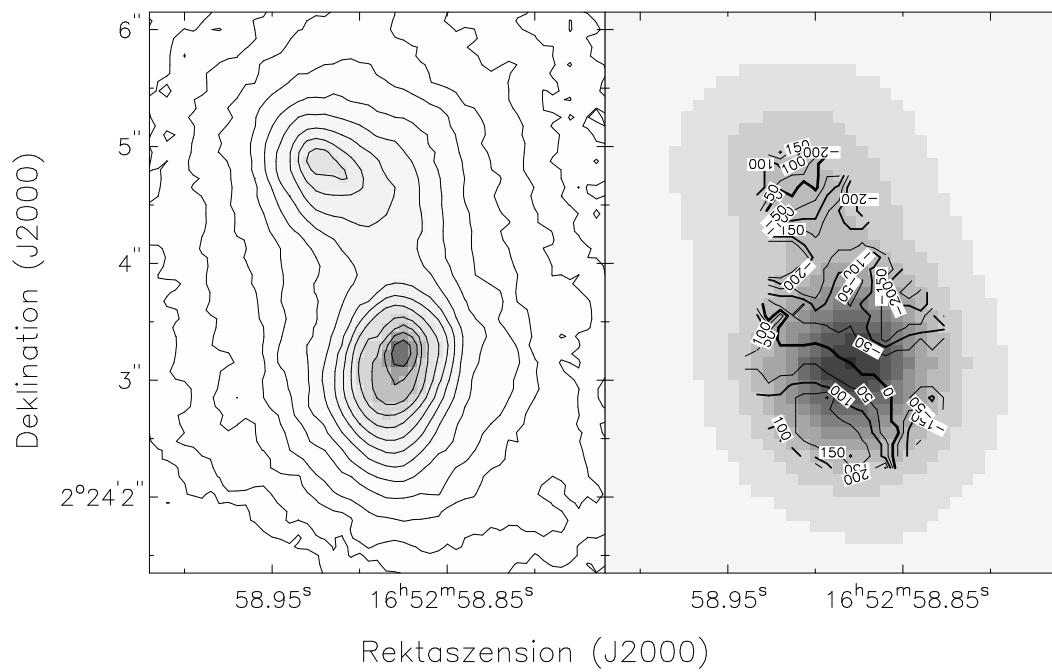


Abb. 10.10: Das stellare Geschwindigkeitsfeld von NGC6240 als Konturlinien über der K-Band-Karte aus Abbildung 10.1. Die Konturlinien sind im Abstand von 50 km s^{-1} . Links ist zum Vergleich die räumlich hochaufgelöste NICMOS K-Band Karte gezeigt.

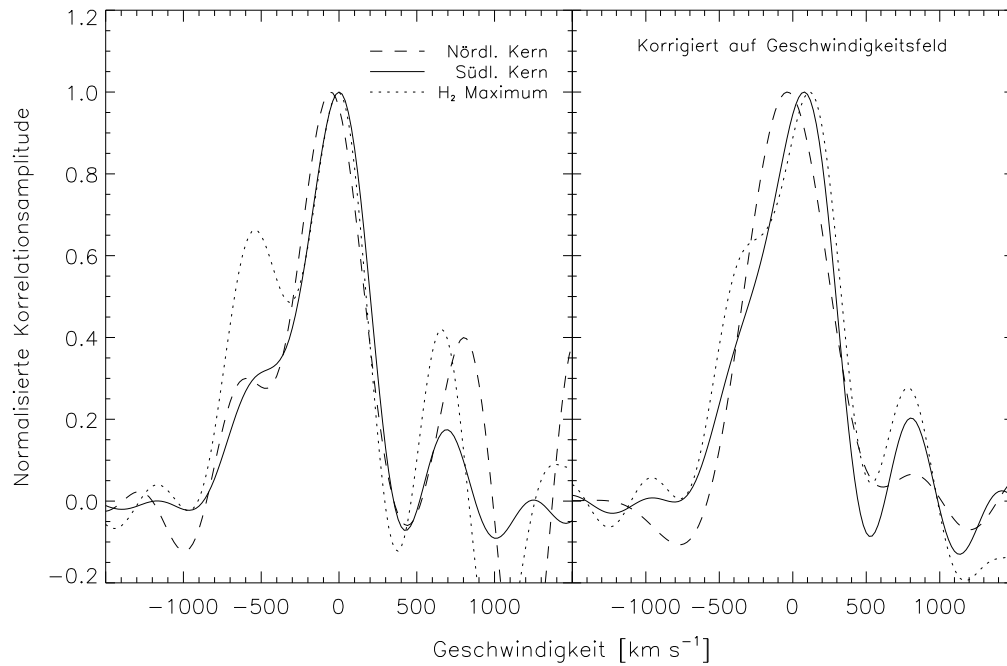


Abb. 10.11: Mit der FCQ-Methode bestimmte Geschwindigkeitsprofile für drei Aperturen auf und zwischen den beiden Kernen. Die Profile links sind aus der Summe der Spektren in den Aperturen gewonnen. Bei den Profilen rechts ist vor der Summenbildung die unterschiedliche Rotverschiebung der Spektren in den Aperturen korrigiert worden. Die Nebenmaxima bei negativen Geschwindigkeiten in den Profilen der linken Abbildung werden durch die Korrektur des Geschwindigkeitsfelds verringert.

Kerns die Dispersion bestimmt. In Tabelle 10.5 sind die Geschwindigkeitsdispersionen für diese vier Aperturen aufgelistet, jeweils mit und ohne Korrektur des Geschwindigkeitsfelds. Systematisch sind die Werte für den südlichen und nördlichen Kern mit der Korrektur kleiner als ohne Korrektur. Da nach der Korrektur die Nebenmaxima unterdrückt sind, ist auch der direkte Fit im Wellenlängenraum besser, was man an den kleineren Fehlern der Rotverschiebung und der Geschwindigkeitsdispersion erkennt.

Tab. 10.5: Geschwindigkeitsdispersion für den südlichen und nördlichen Kern sowie für eine Apertur zwischen den Kernen und südlich des südlichen Kerns.

	Ohne Korrektur		Mit Korrektur	
	$v_0 - 7300$ [km s ⁻¹]	σ [km s ⁻¹]	Δv_0 [km s ⁻¹]	σ [km s ⁻¹]
Nördlicher Kern	-61 ± 170	196 ± 193	-21 ± 45	174 ± 54
H ₂ -Maximum	-165 ± 95	264 ± 101	20 ± 45	276 ± 51
Südlicher Kern	-69 ± 50	243 ± 54	2 ± 20	236 ± 24
Südlich des südl. Kerns	-81 ± 55	228 ± 60	17 ± 55	216 ± 69

Abbildung 10.12 zeigt entlang der Nord–Süd-Richtung den Verlauf der Dispersion. Die „Fehlerbalken“ der Datenpunkte in Nord–Süd-Richtung geben die Weite der verwendeten Apertur wieder. Zu erkennen ist ein Anstieg der Geschwindigkeitsdispersion zwischen den beiden Kernen, der maximale Wert der Geschwindigkeitsdispersion beträgt $\sigma = 276 \pm 51$ km s⁻¹. Eine solche Geschwindigkeitsdispersion wird nur für sehr massive Spiralgalaxien oder elliptische Galaxien gefunden. In elliptischen Galaxien, deren Sterne ungeordnete Bewegungen haben, die durch eine Geschwindigkeitsdispersion beschrieben wird, skaliert diese Geschwindigkeitsdispersion mit der Masse der Galaxie. Im Fall von NGC6240 würde das Maximum der Geschwindigkeitsdispersion auf eine Massenkonzentration zwischen den Kernen hinweisen. Durch die komplexe kinematische Struktur der beiden wechselwirkenden Galaxien ist eine Analyse der Geschwindigkeitsdispersion jedoch erschwert. Daß zwischen den Kernen in NGC6240 eine zentrale Massenkonzentration existiert, wird jedoch durch die Beobachtungen mit dem IRAM-Interferometer gezeigt (siehe Kapitel 11).

10.4 Diskussion

Mit den im vorigen Abschnitt vorgestellten Daten der abbildenden NIR-Spektroskopie von NGC6240 ist es erstmals möglich, Spektren beider Kerne getrennt zu analysieren und zu vergleichen. Vor allem im Zusammenhang mit der Wechselwirkung und der Fusion der beiden Galaxien ist es wichtig, genauere Informationen über die Vorgängergalaxien zu haben. Damit läßt sich die Vielfalt der möglichen Wechselwirkungen zwischen Galaxien einschränken und ein besseres Modell der Wechselwirkung finden.

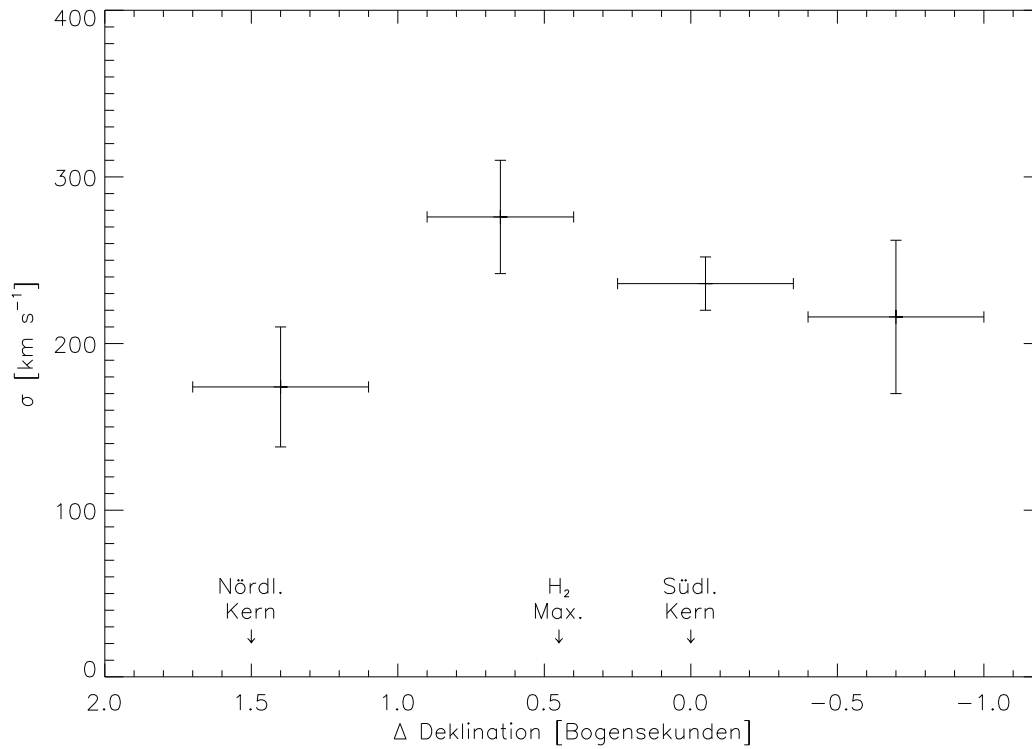


Abb. 10.12: Die Geschwindigkeitsdispersion der CO 2–0 Absorptionsbande entlang der Nord–Süd-Richtung. An der Abszisse sind die Positionen der beiden Kerne und des Maximums der H₂ Emission eingezeichnet.

10.4.1 Die Infrarot-Kerne als Galaxien

Die Natur des K-Band-Kontinuums

Die Steigung des K-Band-Kontinuums und die tiefen CO-Absorptionsbanden im Spektrum von NGC6240 sind typisch für einen Riesen- oder Überriesenstern der Spektralklasse K oder M. Die Äquivalenzbreite der CO-Absorptionsbande kann als Kriterium für den Sterntyp und die Leuchtkraftklasse benutzt werden (Origlia, Moorwood und Oliva 1993). Aus den in Tabelle 10.4 angegebenen Werten der Äquivalenzbreite ergibt sich, daß der das K-Band dominierende Sterntyp entweder ein K-Überriese oder ein M-Riese ist. Bei der Bestimmung der Geschwindigkeitsverbreiterung der CO-Absorptionsbande sind dies ebenfalls die Sterntypen, die am besten passen.

Über die Äquivalenzbreite der CO 2–0 Absorptionsbande allein kann die Diskrepanz zwischen einem K-Überriesen und einem M-Riesen nicht geklärt werden. Mit der hohen spektralen Auflösung der 3D-Daten ist aber ein direkter Vergleich der Spektren von NGC6240 und Sternspektren verschiedenen Typs möglich. Die zum Vergleich herangezogenen Sternspektren sind der 3D-Bibliothek von Standardsternen entnommen (Schreiber 1999). Abbildung 10.13 zeigt das Spektrum des südlichen Kerns von NGC6240 zusammen mit einem K5- und einem M4-Riesen, sowie einem M3- und einem K4.5-Überriesen. Zum einfachen Vergleich wurde die Rotverschiebung des Spektrums von NGC6240 korrigiert. Alle Sternspektren sind mit einem gaußförmigen Geschwindigkeitsprofil mit einer Halbwertsbreite von 600 km s^{-1} verbreitert worden, um die hohe Geschwindigkeitsdispersion in NGC6240 zu berücksichtigen. Keiner der beiden Riesensterne kann die tiefen CO-Absorptionsbanden im NGC6240-Spektrum reproduzieren. Von den beiden Überriesen kann nur der K4.5-Stern die Tiefe der CO-Absorptionsbande gut wiedergeben, der M3-Überriese hat eine zu tiefe CO-Absorptionsbande. Selbst der K4.5-Überriese erzeugt noch zu wenig tiefe Absorptionsbanden, so daß für die das K-Band Kontinuum dominierenden Sterne der Sterntyp M0 oder M1 wahrscheinlich besser paßt. Da kein Spektrum dieses Sterntyps in der 3D-Bibliothek von Sternspektren enthalten ist, kann der direkte Vergleich nicht unternommen werden.

Die große K-Band Leuchtkraft von NGC6240 kann nur durch eine große Sternentstehungsrate erklärt werden, wie sie in einem Starburst auftritt. Durch das gleichzeitige Entstehen vieler Sterne kommt es zu einem starken Anstieg der IR-Leuchtkraft, vor allem durch die große Leuchtkraft der roten Überriesen.

Alter der Sternpopulation

Durch die genaue Bestimmung des Sterntyps und der Leuchtkraftklasse der das K-Band Kontinuum dominierenden Sterne kann das Alter dieser Sternpopulation bestimmt werden. Sind die Sterne alle zu einem Zeitpunkt entstanden, kann man mit dem Alter der Sternpopulation den Starburst datieren. Für die roten Überriesen in NGC6240 ergibt sich eine Masse von $10 - 20 M_{\odot}$ und damit ein Alter von 15 – 25 Millionen Jahren. Da rote Überriesen nur in dieser Zeitspanne die K-Band Leuchtkraft dominieren, muß das Alter des Starbursts auch etwa 15 – 25 Millionen Jahre betragen.

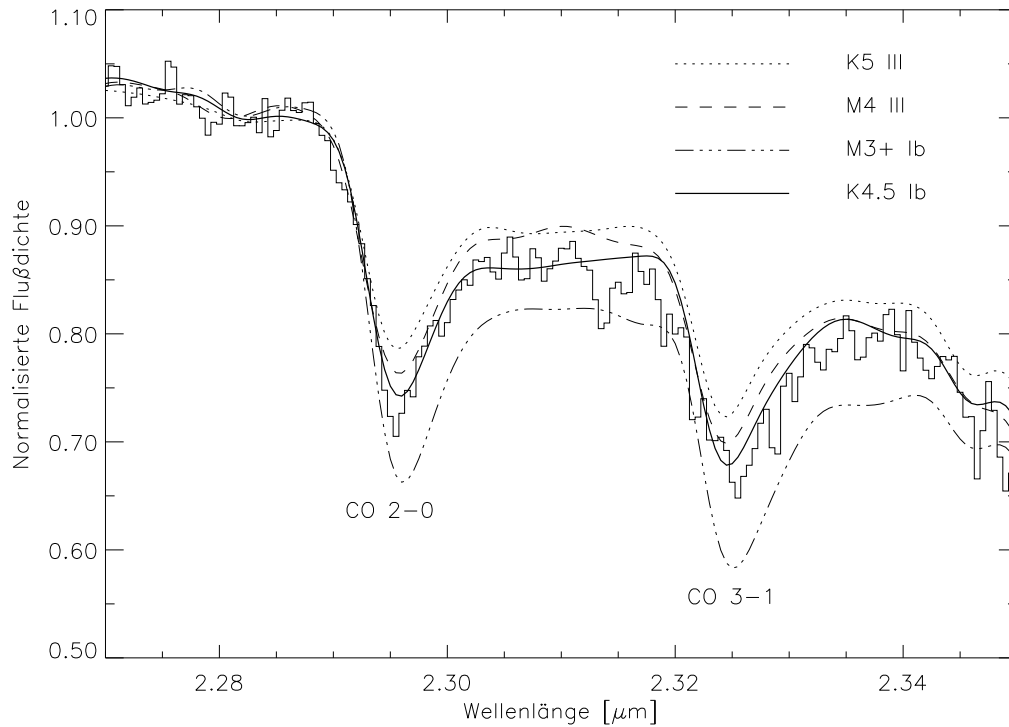


Abb. 10.13: Vergleich der Spektren von NGC6240 und vier Überriesen- bzw. Riesensternen im Bereich der CO-Absorptionsbanden. Zum einfacheren Vergleich der Spektren wurde die Rotverschiebung des Spektrums von NGC6240 korrigiert. Als bester Sterntyp ergibt sich ein später K- oder ein früher M-Überriese.

Simulation des Starbursts

Durch Vergleich mit Starburstsimulationen lassen sich aus den Beobachtungen weitere Eigenschaften des Starbursts bestimmen. Das Programm STARS (Sternberg und Kovo 1996, Schreiber 1999) kann verschiedene Starburst-Szenarien simulieren. Es berechnet als Funktion des Starburstalters unter anderem die bolometrische Leuchtkraft, die K-Band Leuchtkraft, die Masse der entstandenen Sterne oder auch die Äquivalenzbreite der Brackett γ Emissionlinie oder der CO-Absorptionsbanden.

In Abbildung 10.14 sind für vier verschiedene Simulationen die Brackett γ Äquivalenzbreite, das Verhältnis L_K/\mathcal{M}_* aus K-Band Leuchtkraft und Masse der Sterne sowie das Verhältnis L_{bol}/L_K aus bolometrischer und K-Band Leuchtkraft als Funktion des Burstalters dargestellt. Ein Eingabeparameter der Simulation ist eine Massenfunktion (abgekürzt IMF für englisch: „Initial Mass Function“) nach Salpeter (1955) für Massen von $100 \mathcal{M}_\odot$ bis $1 \mathcal{M}_\odot$. Sterne mit Massen $< 1 \mathcal{M}_\odot$ haben so kleine Leuchtkräfte, daß sie bei der Leuchtkraftberechnung nicht berücksichtigt werden. Durch ihre große Anzahl tragen sie aber wesentlich zur Masse bei, so daß dies berücksichtigt werden muß. Es wird daher der Beitrag der Masse der leichten ($\mathcal{M} < 1 \mathcal{M}_\odot$) Sterne mit einer Miller-Scalo IMF (Miller und Scalo 1979) berechnet. Leichte Sterne haben Lebensdauern von mehreren Milliarden Jahren, so daß sich die Massenfunktion über das hier beobachtete Alter des Starbursts nicht geändert hat. Als untere Grenze der Masse in der Miller-Scalo IMF wird $\mathcal{M}_{\text{min}} = 0,08 \mathcal{M}_\odot$ verwendet, die Grenzmasse des Wasserstoff-Brennens in Sternen. Dieser Parameter hat keinen Einfluß auf die Leuchtkraft des Starburst, sondern ändert nur die Gesamtmasse \mathcal{M}_* der Sterne. Damit ändert sich aber auch das in Abbildung 10.14 gezeigte Leuchtkraft-zu-Masse Verhältnis. Für $\mathcal{M}_{\text{min}} = 0,25 \mathcal{M}_\odot$ ergibt sich eine um 20% größere Gesamtmasse, für $\mathcal{M}_{\text{min}} = 0,5 \mathcal{M}_\odot$ ergibt sich eine um 10% größere Gesamtmasse. Die obere Grenze in der IMF beeinflusst das Leuchtkraft-zu-Masse Verhältnis nicht für Burstalter $> 10^7$ Jahre. Da Sterne mit Massen $> 25 \mathcal{M}_\odot$ sich nicht zu roten Überriesen entwickeln, tragen sie kaum zur K-Band Leuchtkraft bei. Ihr Beitrag zur Gesamtmasse ist aufgrund ihrer geringen Anzahl ebenfalls vernachlässigbar.

Über die Äquivalenzbreite der Brackett γ Emissionslinie in NGC6240 läßt sich aus den Simulationen eine Aussage über die Dauer der verstärkten Sternentstehung in NGC6240 treffen. Da die Morphologie der Brackett γ Emission der Kontinuums-Emission entspricht, liegt es nahe, daß der Starburst die Quelle der Brackett γ Emission ist. Da die Morphologie der Stoßanregung des molekularen Gases sich von der Kontinuums-Morphologie unterscheidet, ist die Anregung der Brackett γ Linie nicht durch Schockwellen erklärbar (siehe Abschnitt 10.4.2).

In einem Starburst ionisieren junge, heiße Sterne mit ihren hochenergetischen Photonen den atomaren Wasserstoff des sie umgebenden Mediums. Nur oberhalb einer bestimmten Sternmasse erzeugen Sterne genügend dieser hochenergetischen Photonen. Durch die große Masse ist aber auch die Lebensdauer dieser Sterne sehr kurz. Die geringe Brackett γ Äquivalenzbreite deutet darauf hin, daß der Anteil heißer, junger Sterne in NGC6240 sehr gering ist. Dies wiederum bedeutet, daß nur am Anfang des Starburst die Sternentstehungsrate sehr hoch war, im Laufe des Starbursts aber abgenommen haben muß. Die Simulationen zeigen, daß die Brackett γ Äquivalenzbreite mit zunehmenden Alter des Starburst abnimmt (siehe Abbildung 10.14). Für eine kurze Dauer der Sternentstehung ist diese Abnahme stärker als für eine kontinuierliche Sternentstehung. Die Brackett γ Äquivalenzbreite in NGC6240 zeigt, daß die Sternentstehung < 5 Millionen Jahre gedauert hat und damit viel kleiner als das Alter des Starburst ist. Sie ist jedoch vergleichbar der dynamischen Zeitskala $\approx 7 \cdot 10^6$ Jahre der beiden rotierenden Kerne. Die Dauer der Kollision und Fusion der beiden Galaxien in NGC6240 ist > 100 Millionen Jahre

und damit um vieles größer als die Burstdauer und selbst größer als das Burstalter.

Leuchtkraft der Kerne

In den Simulationen des Starburst wird auch die bolometrische Leuchtkraft des Starbursts berechnet. Abbildung 10.14 zeigt den zeitlichen Verlauf des Verhältnisses aus bolometrischer Leuchtkraft und K-Band Leuchtkraft. Für das Alter des Starbursts von 15 – 25 Millionen Jahren ergibt sich ein Verhältnis ≈ 100 . Aus der beobachteten K-Band Leuchtkraft kann man damit die bolometrische Leuchtkraft des Starbursts abschätzen. In Tabelle 10.6 ist die Leuchtkraft im K-Band und den Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs und der Brackett γ Emission zusammengefaßt. Daraus ergibt sich für die bolometrische Leuchtkraft der Starbursts in den beiden Kerne jeweils $\approx 1,7 \cdot 10^{11} L_{\odot}$ und $\approx 0,7 \cdot 10^{11} L_{\odot}$ für den südlichen und nördlichen Kern. Die gesamte bolometrische Leuchtkraft der beiden Starburst ist damit $L_{\text{bol}}^* \approx 2,4 \cdot 10^{11} L_{\odot}$, etwa $1/3 - 1/2$ der gesamten bolometrischen Leuchtkraft $L_{\text{bol}} \approx 6 \cdot 10^{11} L_{\odot}$ von NGC6240. Innerhalb einer 5 Bogensekunden Durchmesser großen Apertur ist die K-Band Leuchtkraft $L_K = 6,1 \cdot 10^9 L_{\odot}$ und das Verhältnis $L_{\text{bol}}/L_K \approx 100$. In Abbildung 10.14 ist dieses Verhältnis als schraffierter Balken im untersten Graphen eingezeichnet. Der Wert der bolometrischen Leuchtkraft aus dem Starburstmodells ist etwa auf einen Faktor zwei genau, so daß auch im Extremfall die gesamte Leuchtkraft von NGC6240 damit erklärt werden könnte, jedoch sind die Hinweise auf einen aktiven Kern in NGC6240 so stark, daß dieser einen wesentlichen Beitrag zur bolometrischen Leuchtkraft von NGC6240 liefert (Schulz et al. 1997, Komossa, Schulz und Greiner 1998, Iwasawa und Comastri 1999). Der Starburst und der aktive Galaxienkern scheinen etwa gleiche Beiträge zur bolometrischen Leuchtkraft von NGC6240 zu liefern.

Während an der Stelle der beiden im Kontinuum beobachteten Kerne auch Brackett γ Emission beobachtet wird, stimmt der Ausläufer der Brackett γ Emission an der Stelle, an der auch bei Radiowellenlängen ein Emissionsmaximum beobachtet wird, nicht mit dem K-Band Kontinuum und der Morphologie im sichtbaren überein. Die Brackett γ Emission kann also nicht direkt mit dem stellaren Licht in Verbindung gebracht werden, könnte aber von einem sehr jungen Starburst kommen, der noch nicht genügend Sterne hervorgebracht hat, um Kontinuumstrahlung zu erzeugen, dessen junge, heiße Sterne aber bereits ihre Umgebung ionisieren. Der Ausläufer reicht vom nördlichen Kern nach Nordwesten und ist damit etwa senkrecht zur Scheibe des nördlichen Kerns ausgerichtet. Zwar ist NGC6240 ein gestörtes System, trotzdem erwartet man Starburstaktivitäten in den Kernen der Galaxien, und nicht in einem Gebiet, das einen projizierten Abstand von bis zu 700 pc hat. Außerdem wird an dieser Stelle kein molekulares Gas beobachtet, so daß kein Brennstoff für einen Starburst vorhanden ist.

Bereits Colbert et al. (1994) hatten aufgrund des Radiospektrums, das steiler als das der beiden Kerne ist, dieses Emissionsmaximum als einen „Klumpen“ von Elektronen interpretiert, der durch den Superwind vom nördlichen Kern weggetrieben wird. Der Ausläufer reicht bis etwa 700 pc vom nördlichen Kern. Bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit des Superwinds von $\approx 500 \text{ km s}^{-1}$ hat sich der Klumpen vor $\approx 1,4$ Millionen Jahren vom nördlichen Kern gelöst.

Weiter oben wird gezeigt, daß die Starbursts in den Kernen der Galaxien einen wesentlichen Anteil zur bolometrischen Leuchtkraft von NGC6240 beitragen. Dies wird unterstützt durch die Radiobeobachtungen, die für NGC6240 einen Radiofluß ergeben, der der Korrelation zwischen FIR-Leuchtkraft und Radio-Leuchtkraft für Starburstgalaxien folgt. Eine solche Korrelation existiert nicht nur für Starburst-Galaxien, sondern auch in Spiralgalaxien, aktive Galaxien oder Radio-Galaxien ist die FIR-Leuchtkraft mit der Radio-Leuchtkraft korreliert. Während die

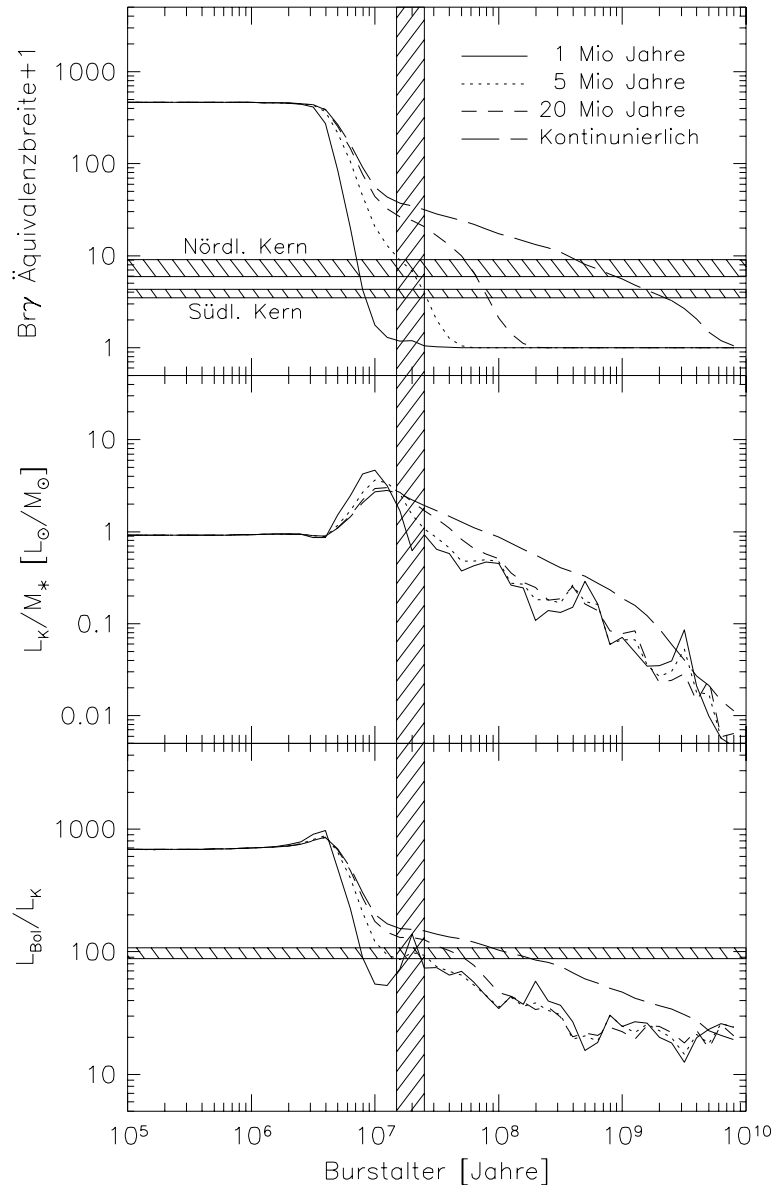


Abb. 10.14: Die Brackett γ Äquivalenzbreite, L_K/M_* und L_{bol}/L_K in Abhängigkeit des Starburstalters für vier verschiedene Starburst Simulationen. Die vier Simulationen unterscheiden sich in der Dauer der Sternentstehung, die 1, 5 und 20 Millionen Jahre dauert bzw. kontinuierlich abläuft. Der senkrechte, schraffierte Balken entspricht dem Alter 15–25 Millionen Jahren eines Überriesen, die beiden waagrechten Balken im obersten Graphen entsprechen den Brackett γ Äquivalenzbreiten des nördlichen und südlichen Kerns. Der waagrechte schraffierte Balken im untersten Graphen entspricht dem Verhältnis der bolometrischen Leuchtkraft von NGC6240 zur K-Band Leuchtkraft innerhalb von 5 Bogensekunden Durchmesser.

Radio- und FIR-Strahlung sehr unterschiedlicher Natur ist, müssen sie eine gemeinsame Ursache haben, um die beobachtete Korrelation zu zeigen. In NGC6240 ist die Ursache der FIR- und Radioemission der Starburst. Das Radiospektrum von NGC6240 ist nichtthermisch und kann durch Synchrotronstrahlung der im Starburst entstehenden Supernovae und deren Überreste erklärt werden. Die FIR-Strahlung dagegen ist die Wärmestrahlung des durch den Starburst aufgeheizten Staub. Die Strahlung junger, heißer Sterne heizt den Staub in NGC6240 auf ≈ 50 K, so daß das Maximum der Wärmestrahlung im Ferninfraroten liegt.

Tab. 10.6: Die Leuchtkräfte vor und nach Entrötung für das K-Band, die Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs und der Brackett γ Emission.

	Apertur	Durchmesser [Bogensekunden]	L_K [L_\odot]	L_K entrötet [L_\odot]
K-Band		1	$5,8 \cdot 10^8$	$6,8 \cdot 10^8$
	Südl. Kern	1,5	$1,1 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^9$
		2	$1,5 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^9$
			1	$2,2 \cdot 10^8$
	Nördl. Kern	1,5	$4,5 \cdot 10^8$	$4,7 \cdot 10^8$
		2	$7,0 \cdot 10^8$	$7,3 \cdot 10^8$
		4	$2,9 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^7$
		4	$4,0 \cdot 10^6$	$4,2 \cdot 10^7$
		4	$1,8 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^7$
		4	$9,3 \cdot 10^6$	$9,8 \cdot 10^7$
Brackett γ	Südl. Kern	1,5	$9,5 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^6$
	Nördl. Kern	1,5	$8,0 \cdot 10^5$	$8,3 \cdot 10^5$
	3. Radiopeak	1,5	$4,5 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^5$

Um die FIR-Radio Korrelation quantitativ zu erfassen, haben Lisenfeld, Völk und Xu (1996) den q -Parameter

$$q_{2,4 \text{ GHz}} = \log \frac{S_{\text{FIR}}}{3,75 \cdot 10^{12} P_{2,4 \text{ GHz}}}$$

mit der FIR-Leuchtkraft S_{FIR} und der Radio-Leistung $P_{2,4 \text{ GHz}}$ bei 2,4 GHz definiert. Für Starburst-Galaxien ist $q = 2,40 \pm 0,22$ empirisch bestimmt worden (Lisenfeld, Völk und Xu 1996).

Aus dem Radiospektrum (Colbert et al. 1994) ergibt sich für die Radio-Leistung der Kernregion $P_{2,4\text{GHz}} = 1,7 \cdot 10^{23} \text{ W Hz}^{-1}$, für die FIR-Leuchtkraft gilt $S_{\text{FIR}} = 1,9 - 2,3 \cdot 10^{38} \text{ W}$. Damit erhält man $q = 2,47 - 2,55$, das heißt NGC6240 folgt der FIR-Radio Korrelation. Nimmt man die gesamte Radioleistung $P_{2,4\text{GHz}} = 2,5 \cdot 10^{23} \text{ W Hz}^{-1}$, die auch die Emission im Westen der Kernregion enthält, ergibt sich $q = 2,31 - 2,39$, im Rahmen der Fehler immer noch der Korrelation folgend. Obwohl durch die Röntgen-Emission der Nachweis eines aktiven Kerns in NGC6240 nachgewiesen wird, der auch wesentlich zur bolometrischen Leuchtkraft beiträgt, ist dieser aktive Kern nicht in zusätzlicher Radio-Emission zu erkennen.

Masse der sichtbaren Sterne

Aus den Starburst-Simulationen kann man auch die Abhängigkeit des Verhältnisses der K-Band Leuchtkraft zur Masse der Sterne berechnen. Dieses Verhältnis ist maximal für den Zeitraum, in dem die roten Überriesen die Leuchtkraft dominieren. Für das Alter des Starbursts in NGC6240 ergibt sich $1 \leq L_{\text{K}}/\mathcal{M}_{*} \leq 3$. Mit der entröteten K-Band Leuchtkraft aus Tabelle 10.1 innerhalb einer 1 Bogensekunden großen Apertur erhält man für die Masse der Sterne $\mathcal{M}_{*} = 0,4 - 1,2 \cdot 10^8 \mathcal{M}_{\odot}$ für den nördlichen Kern und $\mathcal{M}_{*} = 0,8 - 2,3 \cdot 10^8 \mathcal{M}_{\odot}$ für den südlichen Kern. Dies ist die Masse der im Starburst erzeugten Sterne innerhalb der zentralen 500 pc der beiden Kerne. Dies zeigt, daß die beiden Kerne massive Objekte sind, die durchaus die Kerne der Vorgängergalaxien einer Kollision sein können. Die aus L_{K} bestimmte Masse der Kerne gibt nur eine untere Grenze der Gesamtmasse der Kerne wieder. Die Überriesen tragen zwar den Großteil zur Leuchtkraft bei, ihr Beitrag zur Masse ist jedoch viel kleiner, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

Rotation und dynamische Masse der Kerne

Ein unabhängiges Maß für die Gesamtmasse in NGC6240 kann mit Hilfe des stellaren Geschwindigkeitsfelds bestimmt werden. Unter der Annahme, daß sich die Sterne auf Kreisbahnen um das Zentrum der Kerne bewegen, ergibt sich die dynamische Masse \mathcal{M}_{dyn} innerhalb des Radius R aus der Rotationsgeschwindigkeit v_{Rot} .

$$\mathcal{M}_{\text{dyn}} = \frac{R \cdot v_{\text{Rot}}^2}{G} = 2,3 \cdot 10^2 \frac{R}{\text{pc}} \cdot \left(\frac{v_{\text{Rot}}}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \mathcal{M}_{\odot} \quad (10.9)$$

Bei der Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit v_{Rot} aus dem Geschwindigkeitsfeld muß jedoch beachtet werden, daß durch das Seeing das tatsächliche Geschwindigkeitsfeld verschmiert wird. Typische Rotationskurven von Spiralgalaxien haben innerhalb eines Radius von $R = 50 - 100 \text{ pc}$ einen linear mit dem Radius ansteigenden Verlauf und außerhalb flachen sie zu einer konstanten Rotationsgeschwindigkeit ab. Mit der räumlichen Auflösung von $\approx 0,8$ Bogensekunden $\equiv 380 \text{ pc}$ kann der innere Verlauf der Rotationskurve nicht aufgelöst werden, so daß die gemessene Rotationskurve korrigiert werden muß. Es wird daher ein Modell einer achsensymmetrischen Scheibe „künstlich“ beobachtet und mit den tatsächlichen Beobachtungen verglichen. Die verwendete Rotationskurve setzt sich aus zwei Abschnitten zusammen. Für Abstände vom Zentrum bis zu 100 pc steigt die Rotationsgeschwindigkeit linear mit dem Abstand bis zur Geschwindigkeit v_{Rot} an, um für größere Abstände konstant zu bleiben. Dies entspricht der idealisierten Rotationskurve von Spiralgalaxien, die Rotationsgeschwindigkeiten $v_{\text{Rot}} = 100 - 300 \text{ km s}^{-1}$ haben. Bei dem Modell wird ein Seeing von $0,8$ Bogensekunden angenommen. Damit ergibt sich für die Rotationsgeschwindigkeit des nördlichen Kerns $v_{\text{Rot}}^{\text{N}} = 200 \pm 155 \text{ km s}^{-1}$ und für den südlichen Kern $v_{\text{Rot}}^{\text{S}} = 180 \pm 90 \text{ km s}^{-1}$. Mit Gleichung (10.9) ergibt sich für die dynamische Masse

innerhalb 1 Bogensekunde für den nördlichen Kern $\mathcal{M}_{\text{dyn}}^N = 0,1 - 7,4 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$, für den südlichen Kern $\mathcal{M}_{\text{dyn}}^S = 0,5 - 4,3 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$. Zumindest für den südlichen Kern ist dies im Rahmen der Fehler um mindestens einen Faktor 2 größer als die Masse der den Starburst dominierenden Sterne. Für die wahrscheinlichste Rotationsgeschwindigkeit $v_{\text{rot}} = 180 \text{ km s}^{-1}$ ist das Verhältnis aus dynamischer und Sternmasse $\mathcal{M}_{\text{dyn}}^S / \mathcal{M}_*^S = 8,3 - 24$. Für den nördlichen Kern ist dieser Wert $\mathcal{M}_{\text{dyn}}^N / \mathcal{M}_*^N = 20 - 60$. Die großen Fehler der wenigen Meßpunkte auf der Rotationskurve lassen nur eine sehr grobe Abschätzung der dynamischen Masse zu.

Die auf diese Weise korrigierte Rotationsgeschwindigkeit ist immer noch eine untere Grenze der tatsächlichen Rotationsgeschwindigkeit, da nur die projizierte Geschwindigkeitskomponente gemessen wird. Unter der Annahme, daß die Sterne sich in einer Scheibe befinden, kann über die Elliptizität der Kerne die Inklination abgeschätzt werden. Die räumliche Auflösung der 3D-Beobachtungen ist nicht gut genug, um die Inklination daraus zu bestimmen, jedoch ist NGC6240 mit NICMOS auf dem Hubble-Weltraumteleskop in den Bänder J, H und K beobachtet worden. Die Daten sind seit dem 12. Februar 1999 öffentlich zugänglich. Durch die höhere räumliche Auflösung werden die beiden Kerne in NGC6240 als elongierte Objekte aufgelöst. Sind die Scheiben in NGC6240 rund, erhält man aus der Näherung der Isophoten durch Ellipsen die Inklinationwinkel der Scheiben. Es ergibt sich für den südlichen Kern eine Inklination $i^S = 60^\circ \pm 5^\circ$ und für den nördlichen Kern $i^N = 45^\circ \pm 10^\circ$. Abbildung 10.15 zeigt die verschmierte Rotationskurve für den südlichen und nördlichen Kern und die Rotationsgeschwindigkeiten aus dem Geschwindigkeitsfeld. Die Rotationskurven für die größte und kleinste vom Modell erlaubte Rotationsgeschwindigkeit sind als gestrichelte Linien dargestellt. Die gemessenen Geschwindigkeiten des südlichen Kerns werden am besten durch eine Rotationsgeschwindigkeit $v_{\text{Rot}} = 270 \pm 90 \text{ km s}^{-1}$ erklärt, die des nördlichen Kerns mit $v_{\text{Rot}} = 360 \pm 190 \text{ km s}^{-1}$. Mit diesen Rotationsgeschwindigkeiten ergibt sich aus Gleichung (10.9) die dynamische Masse innerhalb 1 Bogensekunde für den südlichen Kern $\mathcal{M}_{\text{dyn}}^S = 1,9 - 7,6 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ und $\mathcal{M}_{\text{dyn}}^N = 1,7 - 17,6 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ für den nördlichen Kern. Für den südlichen Kern ergibt sich $\mathcal{M}_{\text{dyn}}^S / \mathcal{M}_*^S = 19 - 54$ bei einer Rotationsgeschwindigkeit $v_{\text{Rot}} = 270 \text{ km s}^{-1}$, die untere Grenze dieses Verhältnis ist $\mathcal{M}_{\text{dyn}}^S / \mathcal{M}_*^S \geq 8,3$. Die Ergebnisse für den nördlichen Kern sind $\mathcal{M}_{\text{dyn}}^N / \mathcal{M}_*^N = 63 - 190$ und einer unteren Grenze $\mathcal{M}_{\text{dyn}}^N / \mathcal{M}_*^N \geq 14$. In Tabelle 10.7 sind die dynamischen und Sternmassen der beiden Kerne zusammengefaßt.

Auch wenn die dynamischen Massen der Kerne, vor allem des nördlichen Kerns, mit großen Fehlern behaftet sind, kann doch die Aussagen getroffen werden, daß die Kerne sehr massive Objekte sind, deren Masse die aus der Leuchtkraft bestimmten Masse übersteigt. Dies gilt selbst für den Fall einer Inklination beider Scheiben von 90° . Ebenso würde eine Rotationskurve, die erst bei größeren Abständen einen konstanten Wert annimmt, eine größere dynamische Masse ergeben.

Mit einer solch großen Masse innerhalb $\approx 500 \text{ pc}$ können die beiden Kerne nur die Reste der Vorgängergalaxien in der Kollision zweier Galaxien sein. Vor allem für den nördlichen Kern war eine Erklärung als sehr große und massive Sternentstehungsregion in Betracht gezogen werden. Mit den Beobachtungen einer Rotation und einer Masse $\geq 10^8 \mathcal{M}_{\odot}$ ist dies jedoch auszuschließen. Ein Vergleich mit der Milchstraße ergibt zum Beispiel, daß innerhalb der zentralen $\approx 500 \text{ pc}$ die Masse der alten Sterne $\mathcal{M}_*^{\text{alt}} = 2,5 - 4 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ ist.

Welcher Natur die dynamische Masse ist, die nicht in Form von jungen Sternen beobachtet wird, kann nur abgeschätzt werden. Die Masse des kalten, molekularen Gases innerhalb der zentralen $\approx 1 \text{ kpc}$ in NGC6240 ist $\approx 10^{10} \mathcal{M}_{\odot}$, könnte also einen Teil der dynamischen Masse darstellen. Jedoch zeigen die IRAM-Beobachtungen (siehe Kapitel 11), daß sich etwa die Hälfte des Gases zwischen den Kernen in einer CO-Scheibe befindet und an der Stelle der K-Band Kerne kaum

Tab. 10.7: Aus den K-Band Leuchtkräften und den Rotationsgeschwindigkeiten bestimmte Stern- und dynamische Massen sowie deren Verhältnis für beide Kerne.

	Nördlicher Kern	Südlicher Kern
\mathcal{M}_* , $r < 253$ pc	$0,4 - 1,2 \cdot 10^8 \mathcal{M}_\odot$	$0,8 - 2,3 \cdot 10^8 \mathcal{M}_\odot$
Inklination	90°	
\mathcal{M}_{dyn} , $r < 235$ pc	$2,4_{-2,3}^{+5,0} \cdot 10^9 \mathcal{M}_\odot$	$1,9_{-1,4}^{+2,4} \cdot 10^9 \mathcal{M}_\odot$
$\mathcal{M}_{\text{dyn}}/\mathcal{M}_*$ {	$8,3 - 24$	$20 - 60$
	$\geq 0,83$	$\geq 2,2$
Inklination	45°	60°
\mathcal{M}_{dyn} , $r < 235$ pc	$7,6_{-5,9}^{+10} \cdot 10^9 \mathcal{M}_\odot$	$4,3_{-2,4}^{+3,3} \cdot 10^9 \mathcal{M}_\odot$
$\mathcal{M}_{\text{dyn}}/\mathcal{M}_*$ {	$63 - 190$	$19 - 54$
	≥ 14	$\geq 8,3$

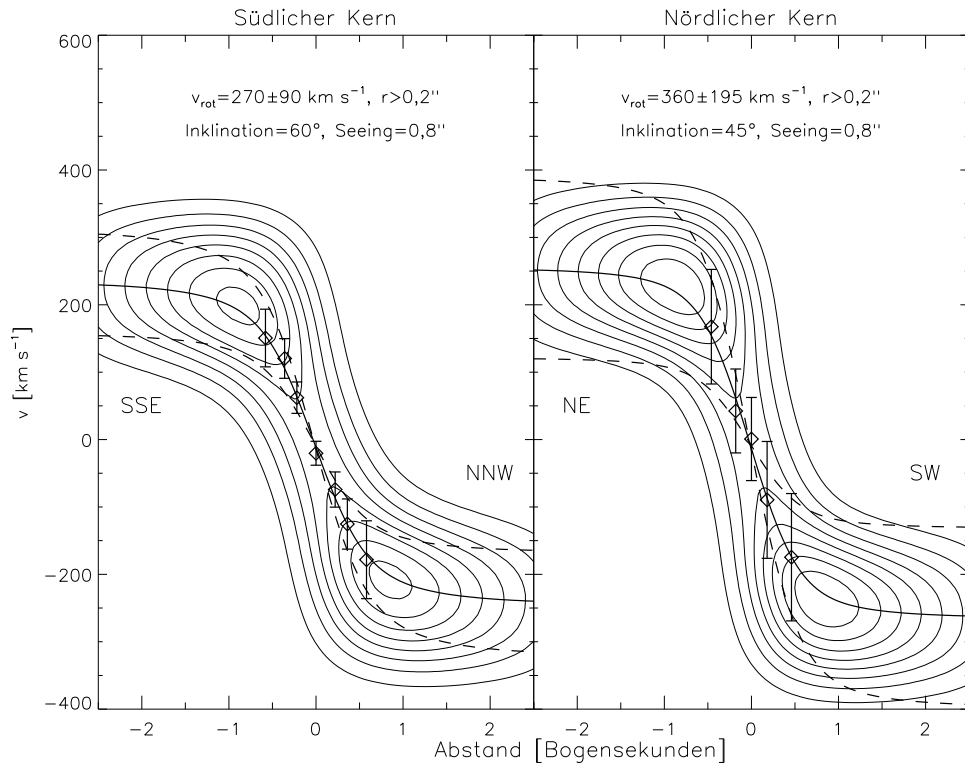


Abb. 10.15: Rotationskurven für den südlichen und nördlichen Kern. Die durchgezogene Linie ist die durch das Seeing verschmierte Modellrotationskurve, die gestrichelten Linien geben den Fehlerbereich der Modellrotationskurve wieder.

molekulares Gas beobachtet wird. Eine andere Form der Masse sind alte, leichte Sterne, die in den Galaxien schon vor der Kollision entstanden sind. Da leichte Sterne sehr leuchtschwach sind, tragen sie kaum zur Leuchtkraft der Galaxie bei, durch ihre große Anzahl stellen sie jedoch den Hauptteil der Masse einer Galaxie dar. Die hellen, schweren Sterne dominieren zwar die Leuchtkraft, sind aber so selten, daß sie kaum zur Masse der Galaxie beitragen.

10.4.2 Stoßanregung der H₂-Moleküle

Die große Leuchtkraft $L_{\text{H}_2} \approx 2 \cdot 10^9 L_{\odot}$ von NGC6240 in den Emissionslinien von molekularem Wasserstoff ist die höchste bisher in Galaxien beobachtete (Egami et al. 1999). Um die Quelle der Anregung des molekularen Gases zu klären, geben sowohl die Linienstärken der H₂ Linien als auch die Morphologie der H₂ Emission wichtige Hinweise.

Linienverhältnisse

Die Übergänge des H₂-Moleküls sind Quadrupolübergänge, so daß die H₂-Linien immer optisch dünn sind. Dadurch können die Linienflüsse direkt in Säulendichten für die verschiedenen Anregungszustände umgerechnet und direkt mit Modellrechnungen verglichen werden. Mit bodengebundenen Beobachtungen konnten nur Linien von Rotations-Vibrations-Übergängen de-

tektiert werden. Mit ISO, dem „Infrarot Satelliten Observatorium“, war es erstmals möglich, reine Rotationsübergänge des H_2 -Moleküls zu detektieren (Lutz et al. 1996, Egami 1999, Rigopoulou et al. 1999). Zusammen mit Linienverhältnissen aus der Literatur (Van der Werf 1996, Sugai et al. 1996) und den Ergebnissen der 3D-Beobachtungen sind die ISO-Ergebnisse in Abbildung 10.16 dargestellt. Außerdem zu sehen sind drei verschiedene Modelle der H_2 -Anregung. In einem solchen Diagramm liegen für eine thermische Anregung die Rotationszustände für ein Vibrationsniveau auf einer Geraden, deren Steigung der Anregungstemperatur entspricht. Die Datenpunkte in den Rotationsniveaus $v = 1$ und $v = 2$ liegen auf einer Geraden für die Anregungstemperatur $T \approx 2000 \text{ K}$, während die reinen Rotationsübergänge auf einer steileren Geraden mit einer Anregungstemperatur $T < 400 \text{ K}$ liegen.

Rechts oben in Abbildung 10.16 sind die Säulendichten für eine Anregung der H_2 -Moleküle durch UV-Photonen in einer durch Photonen dissoziierten Region (PDR) gezeigt. Links unten werden die Daten mit dem Modell eines J-Schock und rechts unten mit dem Modell eines C-Schocks verglichen. Der Vergleich der Daten mit dem PDR-Modell zeigt, daß das Modell zu viel H_2 in den oberen Anregungszuständen erzeugt. Dieses Verhalten des PDR-Modells kann durch Verändern der Modellparameter nicht geändert werden, so daß das PDR-Modell ausgeschlossen werden kann. Es verbleiben damit nur noch die beiden Schock-Modelle, die die Daten besser wiedergeben. Beim J-Schock (vom englischen: „jump shock“) ist die Geschwindigkeit v_{Schock} der Schockwelle größer als die Schallgeschwindigkeit im Medium und es kommt zu diskontinuierlichen Übergängen z.B. der Temperatur, Dichte und Schockgeschwindigkeit v_{Schock} . Da in einem J-Schock durch die hohen Temperaturen das Medium ionisiert wird, läßt sich ein J-Schock durch Emissionslinien von ionisierten Elementen erkennen. Da die H_2 -Moleküle durch die hohe Temperatur in der Schockwelle zerstört und erst im abgekühlten Medium neu geformt werden, spricht man auch von einem dissoziativen Schock. Das Modell verwendet eine Schockgeschwindigkeit $v_{\text{Schock}} = 40 \text{ km s}^{-1}$ und eine Wasserstoffdichte $n_{\text{H}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Mit diesen Werten werden die Daten über den weiten Bereich der Anregungsenergien recht gut wiedergegeben, hauptsächlich weil in einem J-Schock ein Bereich von Temperaturen auftritt. Bei genauerem Betrachten jedoch, scheint das C-Schock-Modell (vom englischen: „continuous shock“) die Daten, vor allem der Vibrationszustände $v = 1$ und $v = 2$, besser wiederzugeben. Die große Abweichung der Zustände mit niedrigen Anregungsenergien erklärt sich dadurch, daß ein C-Schock nahezu isothermisch ist und keinen weiten Temperaturbereich aufweist. Mit einem 2-Komponenten C-Schock-Modell mit Anregungstemperaturen $T \approx 200 \text{ K}$ und $T \approx 2000 \text{ K}$ können die Daten sehr gut erklärt werden (Egami 1999). Diese Annahme scheint zudem realistischer als ein Modell mit nur einer Schockgeschwindigkeit zu sein, da bei der Kollision der interstellaren Medien der beiden Galaxien ein Spektrum von Schockgeschwindigkeiten entsteht. Für das C-Schock-Modell spricht auch der geringe Brackett γ Fluß in NGC6240. In einem C-Schock ist der Anteil ionisierten Mediums vernachlässigbar, so daß das Linienverhältnis von $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ zu Brackett γ sehr hoch ist. Aus den gemessenen Linienverhältnissen kann geschlossen werden, daß wenn die H_2 -Moleküle in NGC6240 durch einen J-Schock angeregt werden, dieser ein langsamer ($v_{\text{Schock}} < 40 \text{ km s}^{-1}$) Schock sein muß.

Morphologie der H_2 -Emission

Eine weiteres Indiz für das Schock-Modell kommt von der Morphologie der H_2 -Emission. Da die Morphologie der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Emission unterschiedlich zur Kontinuums-Emission ist, muß der Anregungsmechanismus der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Emission ein anderer als die Sternentstehung in den Kernen sein. Die Tatsache, daß das Maximum der Emission zwischen den Kernen liegt,

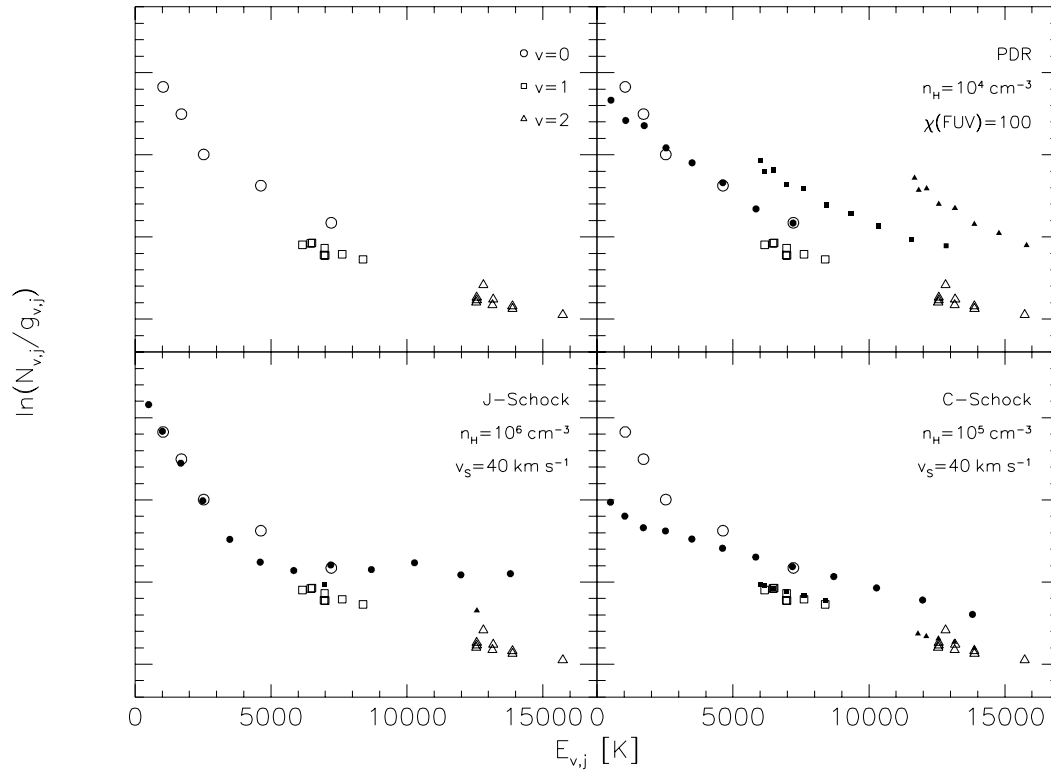


Abb. 10.16: Der Logarithmus der Säulendichte $N_{v,j}$ des H_2 -Moleküls geteilt durch das statistische Gewicht $g_{v,j}$ als Funktion des Energieniveaus $E_{v,j}$ des oberen Zustands. Links oben sind Daten aus der Literatur zusammen mit ISO-Daten und 3D-Daten eingetragen. Rechts oben ist zusätzlich das Modell der Anregung durch UV-Photonen, links unten das Modell eines J-Schocks und rechts unten das Modell eines C-Schocks eingezeichnet. Die Modelle sind Egami (1998) entnommen.

deutet darauf hin, daß das interstellare Medium bei der Kollision beider Galaxien komprimiert wird, Stoßwellen entstehen und dadurch erhitzt wird. Die größten Dichten und Geschwindigkeiten treten dabei in der Wechselwirkungszone zwischen den Galaxien auf. Andererseits ist die Morphologie der Brackett γ Emission unterschiedlich zur $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Emission und ähnelt der Kontinuums-Emission. Der Anregungsmechanismus der Brackett γ Emission scheint daher die Sternentstehung in den Kernen zu sein. Dies wiederum bedeutet, daß für die Schockanregung der H_2 -Moleküle kein dissoziativer Schock verantwortlich sein kann, vielmehr kann nur ein langsamer C-Schock die H_2 Linienverhältnisse und die schwache Brackett γ Emission erklären. Das molekulare Gas wird dabei auf Temperatur $T \approx 2000 \text{ K}$ erhitzt, das heißt die $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Morphologie gibt die Verteilung des heißen molekularen Gases wieder.

Kinematik der H_2 -Emission

Alle gemessenen H_2 Linien in NGC6240 sind bei mit einer Geschwindigkeit $\delta v \approx 150 \text{ km s}^{-1}$ aufgelöst. Die Geschwindigkeitsbreite der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Linie ist $\Delta v \approx 550 \text{ km s}^{-1}$ und damit viel größer als die Schockgeschwindigkeit $v_S \leq 40 \text{ km s}^{-1}$ (siehe Abbildung 12.4). Diese Diskrepanz läßt sich erklären, wenn man die Verteilung des molekularen Gases im interstellaren Medium berücksichtigt. Das molekulare Gas ist nicht homogen verteilt, sondern vielmehr in dichten Wolken, die sich wiederum in einem verdünnten Medium befinden. Schnelle Schocks in diesem dünnen Medium werden, wenn sie in ein Medium höherer Dichte eintreten abgebremst, und das Verhältnis der Schockgeschwindigkeiten v_1 und v_2 in beiden Medium skaliert mit der Quadratwurzel des umgekehrten Dichteverhältnisses ρ_1/ρ_2 .

$$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}$$

Ein anfänglicher schneller Schock kann so in einen langsamen Schock umgewandelt werden. Ebenso finden Kollisionen zwischen Molekülwolken nicht nur direkt, sondern unter einer Vielzahl von Winkeln statt. Als Schockgeschwindigkeit ergibt sich dann die auf die Verbindungslinie zwischen den beiden Wolken projizierte Kollisionsgeschwindigkeit, die sehr viel kleiner sein kann. Die Geschwindigkeitsbreite der H_2 Linie entsteht durch eine Überlagerung einzelner Komponenten langsamerer Schocks. Schon die Filamente zeigen, daß zusätzlich zu der Rotation des molekularen Gases auch Gasströmungen auftreten.

Kapitel 11

Millimeter-Interferometrie mit IRAM

11.1 Beobachtungen und Datenauswertung

NGC6240 wurde zwischen Januar 1998 und Februar 1998 in der CO $J=2 \rightarrow 1$ Linie mit dem IRAM Millimeter-Interferometer auf dem Plateau de Bure, Frankreich beobachtet. Das Interferometer bestand aus fünf 15 m-Antennen und die Beobachtungen wurden für drei verschiedenen Anordnungen der Antennen durchgeführt. Mit diesen drei Antennenanordnungen ergaben sich 30 Basislinien mit einer Länge von 32 m bis 408 m.

Da die CO-Linie eine Breite von etwa 1000 km s^{-1} hat, wurde NGC6240 mit zwei verschiedenen Frequenzen des Lokalen Oszillators beobachtet, um die gesamte Linienbreite zu erfassen. Die zwei Frequenzen entsprachen Geschwindigkeiten, die um jeweils $+250 \text{ km s}^{-1}$ und -250 km s^{-1} von der angenommenen mittleren Rotverschiebung von 7340 km s^{-1} abwichen. Damit stand eine Bandbreite von 970 MHz oder etwa 1300 km s^{-1} zur Verfügung.

Für jede Antennenanordnung und für jede Frequenz des Lokalen Oszillators wurde NGC6240 ≈ 6 Stunden beobachtet. Die Gesamtbeobachtungszeit beträgt damit etwa 36 Stunden. Durch die Beobachtung bei zwei verschiedenen Frequenzen des Lokalen Oszillators ist die Beobachtungszeit pro Geschwindigkeitskanal 18 Stunden.

Jede der fünf Antennen war mit einem SIS-Empfänger (Supraleiter-Isolator-Supraleiter) ausgestattet, der gleichzeitige Messungen bei zwei verschiedenen Frequenzen ermöglicht. Dadurch war es möglich, die CO $J=2 \rightarrow 1$ Linie bei 225 GHz und die HCN $J=1 \rightarrow 0$ Linie bei 86,5 GHz zu messen. Die SIS-Mischer haben eine Empfängertemperatur von 60 K bis 80 K, werden bei 225 GHz in beiden Seitenbändern und bei 86,5 K in einem Seitenband betrieben. Die Systemtemperaturen für 86,5 GHz und 225 GHz sind jeweils 120 K und 400 K.

Die Phasen und Amplituden wurden durch Beobachtungen von 1655+077, die alle 30 Minuten durchgeführt wurden, kalibriert. Der Bandpass wurde durch Beobachtungen von 3C273 geeicht. Für die absolute Flußeichung wurde der Fluß von 3C273 bei 225 GHz von 14 Jy^1 angenommen. Flüsse starker Radioquellen werden sowohl mit dem IRAM Interferometer als auch dem 30 m-Teleskop auf dem Pico Veleta, Spanien, sorgfältig überwacht. Anhand dieser Messungen ist die absolute Flußeichung besser als 30%. Die mittlere quadratische Abweichung der gemessenen Phase bei einer Wellenlänge von 1 mm beträgt 20° bis 30° .

Sechs Autokorrelations-Spektrometer für jede der beiden Frequenzen des Lokalen Oszillators ergaben eine spektrale Auflösung von 2,5 MHz bei einer Bandbreite von 970 MHz. Dies entspricht einer Geschwindigkeitsauflösung von circa $3,3 \text{ km s}^{-1}$.

¹ $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$

Die Interferometerdaten wurden mit dem Programm-Paket CLIC, das am IRAM-Interferometer geschrieben wurde, geeicht.

Um das Signal zu Rausch Verhältnis zu vergrößern, wurden die Daten von $3,3 \text{ km s}^{-1}$ spektraler Auflösung zu 20 km s^{-1} geglättet.

Mit Routinen aus dem Programm-Paket GILDAS wurden daraus anschließend einheitlich gewichtete Kanalkarten erstellt, die mit dem CLEAN Algorithmus entfaltet wurden.

Die so entfaltenen Kanalkarten wurden wieder mit der Punktabbildungsfunktion des Interferometers gefaltet, um die tatsächliche räumliche Auflösung zu erhalten. Für die CO $J=2 \rightarrow 1$ Daten ist die Punktabbildungsfunktion asymmetrisch mit einer räumliche Auflösung von $0,9 \times 0,5$ Bogensekunden bei einem Positionswinkel von 26° , für die HCN $J=1 \rightarrow 0$ Daten ist dies $2,5 \times 1,4$ Bogensekunden bei einem Positionswinkel von 29° .

11.2 Ergebnisse

11.2.1 Morphologie der CO-Emission

Abbildung 11.1 zeigt die über die gesamte Bandbreite von 1300 km s^{-1} integrierte CO-Emission. Man erkennt, daß der Großteil der Linienemission aus der zentralen Region mit etwa 3 Bogensekunden Durchmesser kommt. Dies entspricht einer Ausdehnung von circa 1,4 kpc. Der gesamte gemessene CO-Fluß in NGC6240 beträgt $1220 \text{ Jy km s}^{-1}$. Beobachtungen von Combes et al. (1991) und Casoli et al. (1992) ergaben einen CO-Fluß von etwa 800 Jy km s^{-1} für eine Bandbreite von 660 km s^{-1} . Im Vergleich dazu ergeben die IRAM-Messungen für die selbe Bandbreite einen Linienfluß von $\approx 1000 \text{ Jy km s}^{-1}$. Der Unterschied kommt vermutlich von der Bestimmung des Kontinuumsniveaus in den Spektren von Combes und Casoli. Da sich die CO-Linie über die gesamte Bandbreite der Spektren und darüber hinaus erstreckt, ist es möglich, daß bei der Kontinuumsabstraktion auch ein unbestimmter Teil des Linienflusses verloren geht. Es ist daher wahrscheinlich, daß die IRAM-Messungen einen Großteil der CO-Emission erfaßt haben.

43% des gesamtem Linienflusses oder 528 Jy km s^{-1} stammen von einer scheibenähnlichen Struktur, die zwischen den beiden im K-Band und bei Radiowellenlängen beobachteten Kernen liegt. Abbildung 11.2 zeigt die 8 GHz Radio-Karte von Colbert et al. (1994). Die beiden Kerne befinden sich jeweils an den Enden der CO-Scheibe. Der Mittelpunkt der CO-Scheibe ist näher am helleren, südlichen Kern in einem Abstand von 0,6 Bogensekunden. Das Verhältnis von Breite der CO-Scheibe in Ost-West-Richtung zu Höhe in Nord-Süd-Richtung ist etwa 1 zu 2. Die Hauptachse der CO-Scheibe hat einen Positionswinkel von 10° bis 20° östlich der Nord-Süd-Richtung.

Weder an der Position des CO-Maximums noch in der Nähe wird eine Radio- oder Infrarot-Kontinuumquelle beobachtet (siehe Abbildung 11.2 und Abbildung 10.1).

Neben der zentralen CO-Emission erkennt man sowohl in der integrierten CO-Karte (Abbildung 11.1), besser noch in den Kanalkarten (Abbildung 12.3), mehrere Filamente, die von der zentralen Scheibe ausgehen. Diese Filamente sind auch in den Kanalkarten der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Emission zu erkennen (Abbildung 12.2). Ein zweite, kleinere Emissionsregion befindet sich etwa 4 bis 5 Bogensekunden nord-nordwestlich der CO-Scheibe. Der Linienfluß dieser Emission beträgt 220 Jy km s^{-1} . Diese Emissionsregion wurde zuerst von Wang, Scoville und Sanders (1991)

beobachtet. Weder im Radio, noch im Infraroten oder im Sichtbaren wird an dieser Position Kontinuums-Emission beobachtet.

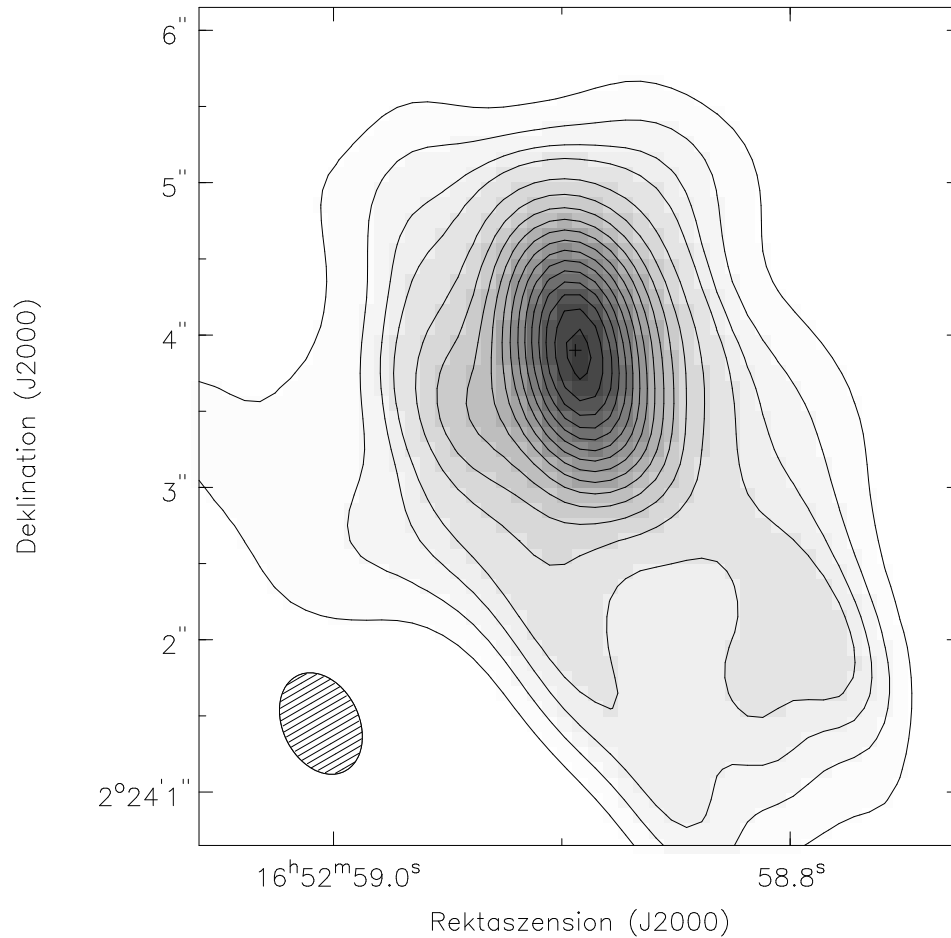


Abb. 11.1: Karte der über die gesamte Bandbreite integrierten CO $J=2 \rightarrow 1$ Emission. Die niedrigste Konturlinie entspricht 5 mJy beam^{-1} , die drei nächsten Konturlinien folgen im Abstand 5 mJy beam^{-1} , die fünfte und alle weiteren im Abstand 10 mJy beam^{-1} .

Die HCN $J=1 \rightarrow 0$ Emission ist auf die innere Region mit einem Durchmesser von etwa 3 Bogensekunden um die CO-Scheibe beschränkt. Der Gesamtfluß in dieser Region ist 12 Jy km s^{-1} . Glättet man die CO-Daten, so daß die Auflösung denen der HCN-Daten gleicht, ähneln die HCN-Linienprofile und -breiten denen der CO-Linien. Dies weist darauf hin, daß die Emission beider Moleküle über die ganze CO-Region vom selben Gas kommt.

11.2.2 Morphologie der Kontinuum Emission

Da die CO-Linie bei rotverschobenen 225 GHz im unteren Seitenband beobachtet wurde, kann man im oberen Seitenband bei 228 GHz gleichzeitig die Kontinuumstrahlung bei 1,315 mm messen. Abbildung 11.2 zeigt die räumliche Intensitätsverteilung dieser Kontinuum Emission von NGC6240. Die Kontinuum Emission ist deutlich unterschiedlich zur Emission in der CO $J=2 \rightarrow 1$

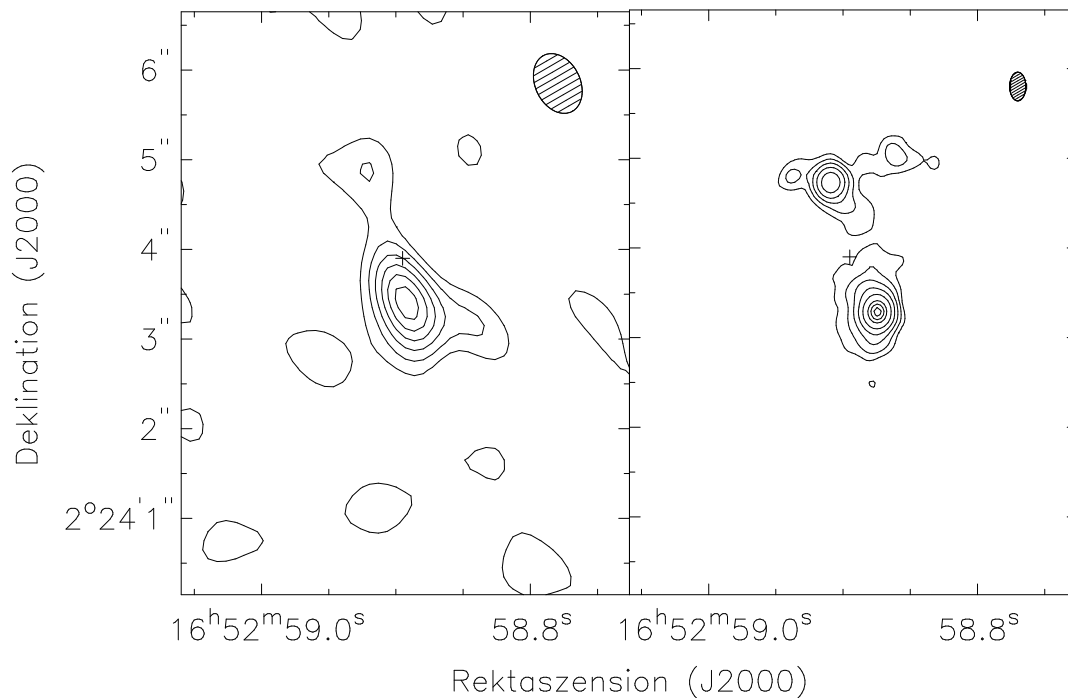


Abb. 11.2: Links ist die Karte der 1,3 mm Kontinuum Emission dargestellt. Im Gegensatz zur CO $J=2 \rightarrow 1$ Linienemission zeigt die Kontinuum Emission die gleiche Morphologie wie die Infrarot oder 8 GHz Radio Emission, die im rechten Bild dargestellt (Colbert 1994).

Linie. Wie die 8 GHz-Radiokarte (siehe Abbildung 11.2) zeigt die 1,3 mm-Kontinuum Emission zwei Kerne. Der Fluß des südlichen, helleren Kerns beträgt $4,5 \text{ mJy}$, der Fluß des nördlichen Kerns ist $1,4 \text{ mJy}$. An der Position des CO-Emissionsmaximums ist in der 1,3 mm-Kontinuumkarte keine Quelle zu erkennen, außer einer Ausdehnung des südlichen Kerns in Richtung des nördlichen Kerns. Colbert et al. haben den Fluß bei 8 GHz für den nördlichen Kern zu $14,4 \pm 0,7 \text{ mJy}$ und für den südlichen Kern zu $31 \pm 2 \text{ mJy}$ bestimmt. Das Spektrum der beiden Kerne folgt einem Potenzgesetz mit einem Exponenten von $0,70 \pm 0,15$ für den südlichen Kern und $0,80 \pm 0,15$ für den nördlichen Kern, typisch für nichtthermische Synchrotronstrahlung. Extrapoliert man den Radiofluß bei 8 GHz nach 228 GHz mit den entsprechenden Potenzgesetzen, erwartet man für den nördlichen Kern einen Fluß von $3,0 \pm 1,2 \text{ mJy}$ und für den südlichen Kern einen Fluß von $1,0 \pm 0,4 \text{ mJy}$, im Rahmen der Fehler mit den gemessenen Werten übereinstimmend. Die Kontinuums-Emission der beiden Kerne bei 1,3 mm ist daher größtenteils nichtthermische Synchrotronstrahlung. Aus der 1,3 mm Kontinuums-Karte ergibt sich, daß jede Kontinuumsquelle an der Position des CO-Emissionsmaximums mit einem Durchmesser kleiner als 1 Bogensekunde eine Flußdichte von maximal 3 mJy hat. Dies ist von Bedeutung bei der Abschätzung der Gesamtmasse des Gases in Abschnitt 11.3.2.

11.2.3 Kinematik des Gases

Spektren der CO-Emission in Abbildung 12.4 zeigen, daß das neutrale Gas in NGC6240 stark gestört ist, mit ungewöhnlich großen Geschwindigkeitsbreiten in nahezu den gesamten inneren 3 Bogensekunden. Die Halbwertsbreiten der Linien sind typischerweise 300 km s^{-1} bis 400 km s^{-1} und die Linien erstrecken sich über 700 km s^{-1} bis 1000 km s^{-1} am Fuß der Linien. So konnte selbst mit der effektiven Bandbreite von $7340 \text{ km s}^{-1} \pm 540 \text{ km s}^{-1}$ die Linienemission 1 Bogensekunde nördlich der CO-Scheibe nicht komplett erfaßt werden. In dieser Region besitzen die CO-Linien Flügel, die sich mindestens bis zu Geschwindigkeiten von $+600 \text{ km s}^{-1}$ erstrecken.

Eine Analyse der Kanalkarten in Abbildung 12.3 und der CO-Spektren in Abbildung 12.4 ergibt, daß sich die CO-Emission aus mehreren verschiedenen Komponenten zusammensetzt.

In Abbildung 11.3 ist das Geschwindigkeitsfeld der CO-Emission zusammen mit der Geschwindigkeitsdispersion dargestellt. Deutlich erkennt man einen Geschwindigkeitsgradienten entlang eines Positionswinkels von 40° der über der CO-Scheibe liegt. 40° . Ein solcher Geschwindigkeitsgradient kann sowohl durch Rotation der CO-Scheibe als auch durch ein bipolares Ausströmen entstehen. Wie in Abschnitt 11.3.2 gezeigt wird, ist die Masse der CO-Scheibe $\mathcal{M}_{\text{CO}} > 10^9 \mathcal{M}_\odot$. Für eine Ausströmgeschwindigkeit von 550 km s^{-1} ergibt sich dessen kinetische Energie $> 10^{57,5} \text{ erg}$. Mit derselben Geschwindigkeit und einer maximalen Ausdehnung der CO-Scheibe von 500 pc erhält man als obere Grenze für die dynamische Lebensdauer der CO-Scheibe 10^6 Jahre und die Rate, mit der die Energie deponiert wird, wäre größer als $3 \cdot 10^{10} L_\odot$ oder $0.05 L_{\text{bol}}$. Diese Rate übertrifft die des Superwinds (Heckman, Armus und Miley 1987) um mehr als das dreifache. Aufgrund der Überlegungen zu Energie und Zeitskalen für eines Ausströmens, erscheint dieses Szenario sehr unwahrscheinlich. Zusätzlich ist auch die Quelle für das Ausströmen unklar, da keine Radioquelle an der Position der CO-Scheibe detektiert wird. In diesem Szenario ist es nicht offensichtlich, daß die beiden bei Radiowellenlängen beobachteten Kerne an den beiden Enden der CO-Scheibe sind.

Eine bessere Erklärung ist die einer rotierenden CO-Scheibe entlang des Positionswinkels von $30 - 45^\circ$. Eine Abweichung von der klassischen, rotierenden Scheibe stellen jedoch die Linienprofile mit nur einem Maximum dar. Für eine rotierende Scheibe erwartet man ein Linienprofil, das durch zwei Maxima gekennzeichnet ist. Zwei Effekte können das Fehlen des Doppelmaximums erklären.

1. In der Bewegung des Gases gibt es eine Komponente großer ungeordneter, zufälliger Bewegung und
2. die Rotationskurve der CO-Scheibe steigt vom Zentrum aus sehr steil an.

Kommt die Emission hauptsächlich vom inneren Teil der CO-Scheibe mit den niedrigen Geschwindigkeiten, würden die beiden Effekte das Fehlen des Doppelmaximums in den CO-Linien erklären. Zusätzlich würde im Falle einer optisch dicken CO-Scheibe der Unterschied zwischen den optisch dickeren Rändern der Scheibe mit hohen Geschwindigkeiten und der optisch dünneren Mitte der Scheibe mit kleineren Geschwindigkeiten weniger stark ausgeprägt sein und das Doppelprofil wird zu einem Profil mit einfachen Maximum. In Abschnitt 11.3.1 wird die CO-Scheibe mit einer rotierenden, turbulenten Scheibe modelliert.

Die bereits erwähnten Filamente, die auch in der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Karte zu erkennen sind, zeichnen sich vor allem durch ihre großen Linienbreiten aus. Im Vergleich zur CO-Scheibe ist der

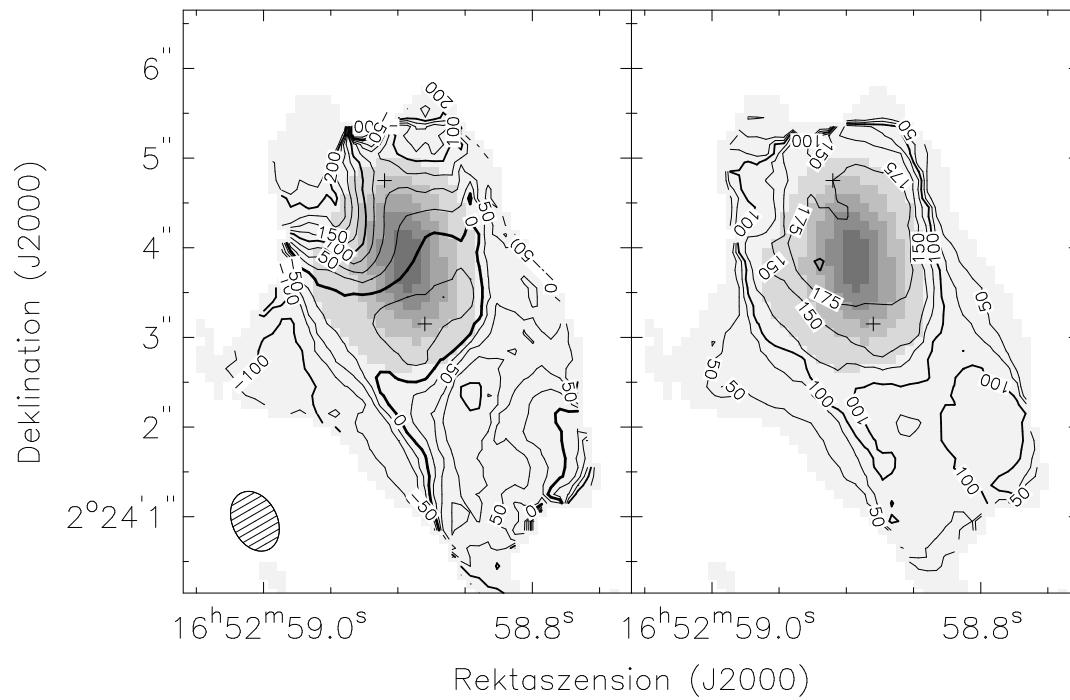


Abb. 11.3: Links ist das 1. Moment (Geschwindigkeitsfeld) und rechts das 2. Moment (Geschwindigkeitsdispersion) der CO $J=2 \rightarrow 1$ Emission als Konturlinien über der integrierten CO $J=2 \rightarrow 1$ Emission (als Graustufen) dargestellt.

Geschwindigkeitsgradienten entlang der Filamente klein. Auffallend sind die Filamente, die vom südlichen Ende der CO-Scheibe jeweils nach Südwesten und Südosten um den südlichen Kern herum verlaufen. Das westliche der beiden Filamente ist um circa 100 km s^{-1} rotverschoben, das östliche ist etwa bei der gleichen Rotverschiebung wie die CO-Scheibe.

Vom nördlichen Ende der CO-Scheibe verlaufen ebenfalls zwei Filamente in nordöstlicher und nordwestlicher Richtung um den nördlichen Kern herum. Das nordöstliche Filament ist um circa 200 km s^{-1} bis 500 km s^{-1} rotverschoben, während das nordwestliche Filament um 150 km s^{-1} rotverschoben ist und eine Verbindung zu der 4 bis 5 Bogensekunden nördlich gelegenen CO-Konzentration herstellt.

Vom Zentrum der CO-Scheibe nach Südosten erstreckt sich ein weiteres Filament, das um etwa 100 km s^{-1} blauverschoben ist. Im Abstand von etwa 2 Bogensekunden geht es in ein langes, nach Nordosten reichendes Filament über.

Durch die großen Geschwindigkeiten und chaotischen Bewegungen des Gases ist NGC6240 sehr ungewöhnlich. Keine der anderen bereits mit Millimeter-Interferometrie untersuchten ULIRGs mit Anzeichen von Wechselwirkungen zwischen Galaxien zeigen dieses Verhalten. Die chaotischen Bewegungen sind schwer mit einfachen Bahnbewegungen oder Gasströmungen zu erklären. Eine wahrscheinlichere Erklärung der großen Linienbreiten sind Projektionseffekte in einem komplexen, chaotischem System von Gasströmungen. In NGC6240 existieren mehrere Gasströmungen mit einem weiten Bereich umfassenden Bahnparametern und Drehmomenten. Aufgrund der großen Geschwindigkeitsbreiten erwartet man Schocks zwischen den einzelnen Molekülwolken mit Dissipation der kinetischen Energie. Wie in Abschnitt 10.4.2 gezeigt wird, stammt die große Leuchtkraft von NGC6240 in den Infrarotlinien des molekularen Wasserstoffs von Schocks in den Molekülwolken.

Die Tatsache, daß diese chaotischen Bewegungen noch in der zentralen Region von NGC6240 vorhanden sind, spricht dafür, daß man hier die Fusion zweier Galaxien in einer frühen Phase beobachtet, bevor diese Gasbewegungen dissipiert sind.

11.3 Diskussion

11.3.1 Rotierende, turbulente CO-Scheibe

Wie bereits erwähnt, läßt sich der Geschwindigkeitsgradient innerhalb der CO-Scheibe am besten durch eine rotierende, turbulente Scheibe erklären. Die vielen Filamente mit ihren Gasströmungen erschweren es jedoch, das Modell einer achsensymmetrischen rotierenden, turbulenten Scheibe an die Kanalkarten und die Spektren anzupassen. Die Parameter der Modellscheibe wurden daher manuell so verändert, bis die beste Übereinstimmung mit den Daten gegeben war.

Das Modell der achsensymmetrischen rotierenden, turbulenten CO-Scheibe besteht aus einer hellen Gaskonzentration für Radien bis zu 0,5 Bogensekunden und einer langsam abnehmenden Dichteverteilung für größere Radien, einer bis zu einem Radius von 0,75 Bogensekunden ansteigenden Rotationskurve, sowie einer Halbwertsbreite der turbulenten Gasbewegungen von $300 \text{ km s}^{-1} \pm 50 \text{ km s}^{-1}$. Abbildung 11.4 zeigt die Rotationskurve der besten Modellscheibe. Als Inklination für die Scheibe wurde ein Wert von 70° bis 75° angenommen.

Aus dem Modell ergibt sich für das Verhältnis aus Rotationsgeschwindigkeit und Geschwindig-

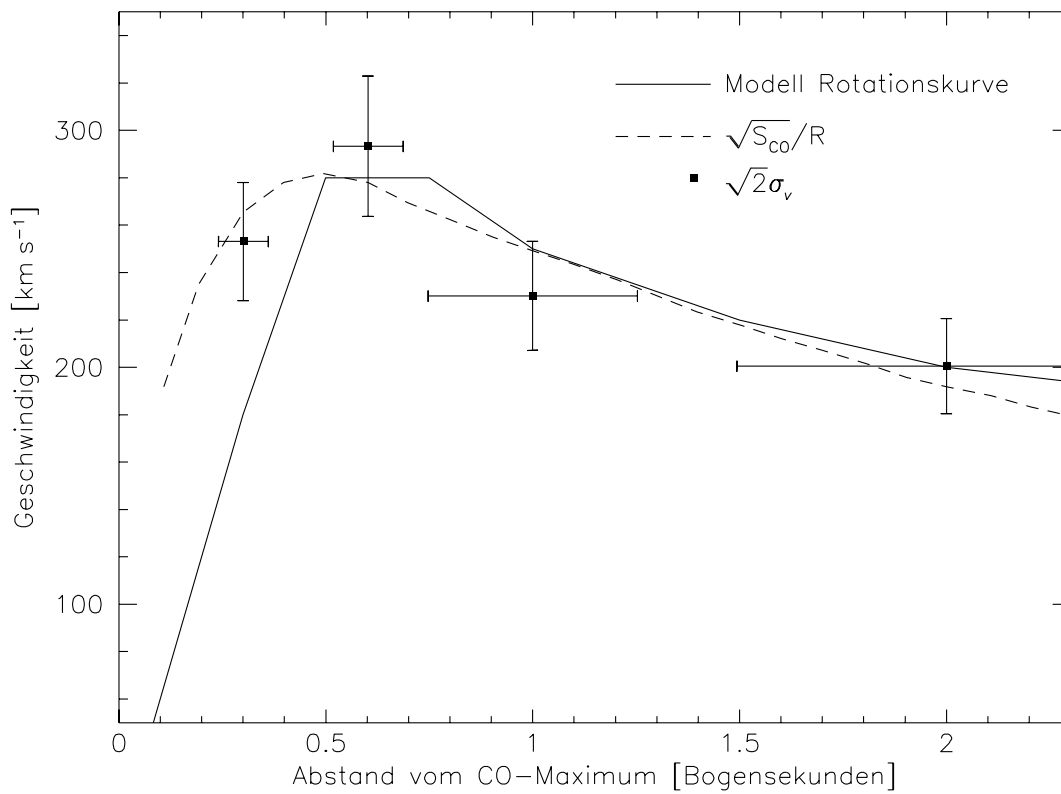


Abb. 11.4: Die Rotationskurve der Modell-Scheibe zusammen mit der Geschwindigkeitsdispersion aus dem zweiten Moment σ_v der CO $J=2 \rightarrow 1$ Linie. Außerdem ist das Verhältnis $\sqrt{S_{\text{CO}}}/R$ eingezeichnet.

keitsdispersion ein Mittelwert

$$\frac{\langle v_{\text{Rot}} \rangle}{\sigma} \sim 2,$$

und das Verhältnis liegt im Bereich zwischen 1 und 3. Dies deutet darauf hin, daß die Bewegungen in der CO-Scheibe in hohem Maße turbulent sind, was wiederum eine geometrisch dicke Scheibe voraussetzt. Um die Linienprofile in der südöstlichen und nordwestlichen Ecke der CO-Scheibe zu reproduzieren, muß die Dicke der Scheibe im Modell 330 pc sein. Trotz dieser großen Dicke der Scheibe beschreiben die Modellspektren die Daten im Süden der CO-Scheibe nur ungenügend. Dies deutet auf unabhängige kinematische Systeme hin, die möglicherweise mit den Filamenten, die im Süden in die CO-Scheibe münden, zusammenhängen.

Da die Dynamik des Gases zwischen einer aus kaltem Gas bestehenden, durch Rotation stabilen Scheibe und einem System aus heißem, durch Dispersion stabilen Scheibe liegt, wird die CO-Emission im Rahmen der Geschwindigkeitsdispersion untersucht. Dazu wird eine Karte des zweiten Momentes der CO-Spektren erstellt. Das zweite Moment ist die mit der Linienstärke gewichtete Streuung σ_v der CO-Spektren und beschreibt damit die Dispersion der CO-Spektren. Die Dispersion steigt von der Position des CO-Emissionsmaximums bis zu einem maximalen Wert von 200 km s^{-1} an und fällt dann wieder ab. Das Maximum der Dispersion ist in einem ovalen Ring um das CO-Emissionsmaximum mit einem Durchmesser von $0,5 - 1,0$ Bogensekunden. Unter der Annahme, daß in der Scheibe die Rotationsgeschwindigkeit

$$v_{\text{rot}} = \sqrt{2} \cdot \sigma_v$$

ist, stimmt die auf diese Weise bestimmte Rotationskurve sehr gut mit der Rotationskurve der Modellscheibe überein (siehe Abbildung 11.4).

Während die Rotationskurve und Dichteverteilung die Daten global gut beschreiben, weicht das achsensymmetrische Modell lokal von den Daten ab. In den Kanalkarten weicht die Position des Emissionsmaximums von der Position maximaler Emission im Modell ab. Das Emissionsmaximum liegt etwa $0,15$ Bogensekunden nördlich der Mittelposition aus den extrem rot- und blauverschobenen Emissionsmaxima. Dies deutet darauf hin, daß die CO-Scheibe nicht achsensymmetrisch ist. Außerdem existieren zusätzliche Gasbewegungen im Zentrum der CO-Scheibe und an den Radio- und Infrarotkernen, hier vor allem die erwähnten Filamente, die nur mit höherer räumlicher Auflösung von der rotierenden Scheibe getrennt werden können.

Da die globalen Modellparameter die Gasdynamik gut wiedergeben, ergibt sich die Schlussfolgerung, daß sich im Zentrum der CO-Scheibe, zwischen den beiden Radio- und Infrarotkernen, eine markante Massenkonzentration mit einer Ausdehnung von etwa einer Bogensekunde (siehe Abbildung 11.4) befindet. Dies bestätigt die Beobachtung aus Abschnitt 10.3.4.6, wo mit Hilfe stellarer Absorptionslinien die Dynamik der Sterne in NGC6240 untersucht wird und ebenfalls eine Massenkonzentration zwischen den beiden Infrarotkernen gefunden wird.

11.3.2 Die Natur der zentralen Massen-Konzentration

Im vorigen Abschnitt wird gezeigt, daß die in den CO $J=2 \rightarrow 1$ Karten sichtbare markante Gas-konzentration zwischen den Radio- und Infrarotkernen gleichzeitig das Rotationszentrum eine CO-Scheibe darstellt. Außerdem ist an dieser Position das Maximum der Geschwindigkeitsdispersion, so daß das CO-Emissionsmaximum mit einer Massenkonzentration zwischen den beiden Radio- und Infrarotkernen zusammenfällt. Im folgenden wird die Natur der zentralen Massenkonzentration über eine Abschätzung der Gasmasse erklärt.

Ausdehnung der Massenkonzentration

Für eine achsensymmetrische, sphärische Massenverteilung gilt der Zusammenhang zwischen Masse und Rotationsgeschwindigkeit (Binney und Tremaine 1987, Seite 36)

$$\frac{G \cdot \mathcal{M}(R)}{R} = v_{\text{Rot}}^2.$$

Dies gilt näherungsweise auch für eine achsensymmetrische, dicke Scheibe. Unter der Annahme, daß der CO-Fluß die Massenverteilung des molekularen Gases wiedergibt, muß nach obiger Formel das Verhältnis aus innerhalb des Radius R eingeschlossenen CO-Flusses und dem Radius R direkt proportional zur Rotationsgeschwindigkeit sein. Die Variation dieses Verhältnisses mit dem Radius ist in Abbildung 11.4 zusammen mit der Rotationsgeschwindigkeit dargestellt und zeigt eine gute Übereinstimmung beider Größen.

Abschätzung der Gasmasse

Um die gesamte Gasmasse zwischen den Radio- und Infrarotkernen aus der CO $J=2 \rightarrow 1$ Emission abzuschätzen, gibt es mehrere Möglichkeiten. Eine untere Grenze der Gasmasse erhält man für die Annahme, daß die Emission in der CO $J=2 \rightarrow 1$ Linie optisch dünn ist. Für eine Gastemperatur von 50 K bis 100 K, einer lokalen Dichte des molekularen Wasserstoffs von 10^3 cm^{-3} bis 10^4 cm^{-3} , einer Häufigkeitsverhältnis von CO zu H_2 von $8 \cdot 10^{-5}$ und einem zusätzlichen Beitrag zur Gasmasse durch Helium von 38% ergibt sich für eine optisch dünne CO-Emission

$$\mathcal{M}_{\text{Gas}} = 2 \cdot 10^6 \frac{L_{\text{CO } 2 \rightarrow 1}}{\text{Jy km s}^{-1}} D_{97 \text{ Mpc}}^2 [\mathcal{M}_{\odot}]. \quad (11.1)$$

Für den CO-Fluß von 528 Jy km s^{-1} innerhalb der inneren 2 Bogensekunden ergibt sich eine Gasmasse für den Fall der optisch dünnen CO-Emission von $\mathcal{M}_{\text{Gas}} = 1,1 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$. Jedoch läßt sich mit der optischen dünnen CO $J=2 \rightarrow 1$ Emission weder die maximale „brightnesstemperature“ von 21 K noch das beobachtete Linienverhältnis von ^{12}CO und ^{13}CO erklären. Casoli et al. (1992) bestimmten dieses Linienverhältnis zu 44 ± 17 und erhielten für das Verhältnis der „brightnesstemperature“ der $^{12}\text{CO } 2 \rightarrow 1$ Linie zur $^{13}\text{CO } 1 \rightarrow 0$ einen Wert von 0,8.

Mit einem Modell, das die Anregung der CO-Moleküle in einer optisch dicken Wolke mit großem Geschwindigkeitsgradienten berechnet, kann man die Linienverhältnisse und die „brightnesstemperature“ für eine Säulendichte des molekularen Wasserstoffs

$$\frac{N_{\text{H}_2}}{\Delta l} = 1 - 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-1}$$

erklären. Diese ergibt für die optische Dicke τ der CO $2 \rightarrow 1$ Emission

$$\tau = 1 - 4.$$

Als Gasmasse gilt in diesem Fall

$$\mathcal{M}_{\text{Gas}} = 4,2 \cdot 10^6 \frac{L_{\text{CO } 2 \rightarrow 1}}{\text{Jy km s}^{-1}} D_{97 \text{ Mpc}}^2 [\mathcal{M}_{\odot}] \quad (11.2)$$

und für die innere Region mit einer Bogensekunde Durchmesser erhält man $\mathcal{M}_{\text{Gas}} = 2,2 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$.

Im Falle einer Molekülwolke, bei der sich Gravitation und innere kinetische Energie der Wolke, beschrieben durch die kinetische Temperatur T , die Waage halten, ist auch im Grenzfall optisch dicker CO $2 \rightarrow 1$ Emission die Gasmasse direkt proportional zur Flußdichte der CO $2 \rightarrow 1$ Emission (Dickman et al. 1986, Burton, Elmegreen und Genzel 1992). Für die Gasmasse gilt

$$\mathcal{M}_{\text{Gas}} = 3,1 \cdot 10^9 \frac{L_{\text{CO } 2 \rightarrow 1}}{\text{Jy km s}^{-1}} D_{97 \text{ Mpc}}^2 \frac{X}{X_G} [\mathcal{M}_{\odot}] \quad (11.3)$$

mit dem Konversionsfaktor X von CO-Flußdichte nach H_2 -Säulendichte in Einheiten des galaktischen Konversionsfaktor

$$X_G = 2,3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}, \quad (11.4)$$

wie er für eine kinetische Temperatur $T = 10 \text{ K}$ und einer mittleren Dichte von molekularem Wasserstoff $\langle n_{\text{H}_2} \rangle = 200 \text{ cm}^{-3}$. Unter der Annahme, daß die kinetische Temperatur T ähnlich der Temperatur T_{Staub} des Staubs ist

$$T \cong T_{\text{Staub}} \approx 52 \text{ K},$$

und

$$\langle n_{\text{H}_2} \rangle \approx 200 \text{ cm}^{-3}$$

erhält man

$$\frac{X}{X_G} \approx 0,2.$$

Downes, Solomon und Radford (1993) fanden, daß in infrarotleuchtkräftigen Galaxien wie NGC6240 das molekulare Gas im Zentrum nicht in einem Ensemble dichter, durch Eigengravitation gebundener Wolken vorliegt, sondern über die Zentralregion verteilt ist. Mit diesem Argument haben Solomon et al. (1997) und Downes und Solomon (1998) in infrarotleuchtkräftigen Galaxien ebenfalls $X/X_G \approx 0,2$ bestimmt, jedoch mit einer Streuung um einen Faktor von 3 bis 4 zwischen den Galaxien. Mit den oben genannten Annahmen ergibt sich $\mathcal{M}_{\text{Gas}} = 3 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ für die inneren zwei Bogensekunden.

Aus der spektralen Energieverteilung im gesamten Ferninfrarot- und Submillimeter-Wellenlängenbereich hat Draine (1990) mit Modellen der Staubemission die gesamte Staubmasse bestimmt. Mit einem Massenverhältnis von Staub zu Gas von 100 und verschiedenen Modellen ergibt sich die Gasmasse in NGC6240 zu $6 - 70 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$. Nimmt man an, daß die räumliche Intensitätsverteilung der Ferninfrarotemission der der CO $2 \rightarrow 1$ Emission entspricht, befindet sich etwa die Hälfte der Gasmasse, oder $3 - 35 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$, in den zentralen zwei Bogensekunden.

Eine weitere Methode die Gasmasse zu bestimmen, ist aus der Kontinuums-Emission die Staubmasse und daraus die Gasmasse zu bestimmen. Da die Kontinuums-Emission mit großer Wahrscheinlichkeit optisch dünn ist, ist die Gasmasse direkt proportional zum Kontinuumsfluß S_{228} bei 228 GHz beziehungsweise 1,315 mm. Mit einem Massenverhältnis von Staub zu Gas von 100 erhält man

$$\mathcal{M}_{\text{Gas}} = 3,8 \cdot 10^8 \frac{S_{228}}{\text{mJy}} D_{97 \text{ Mpc}}^2 \cdot \frac{228 \text{ GHz}}{\nu^4} \cdot \frac{0,0014 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}}{\kappa_{228}} \cdot \frac{52 \text{ K}}{T_{\text{Staub}}} [\mathcal{M}_{\odot}], \quad (11.5)$$

mit κ_{228} als den Staubabsorptionskoeffizient bei 228 GHz beziehungsweise 1,315 mm. Der Wert von $0,0014 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ ist aus Draine und Lee (1984) entnommen. Obwohl durch die optisch dünne

Kontinuums-Emission die Staubmasse eindeutig bestimmbar ist, ist auch diese Methode ungenau, da sowohl das Massenverhältnis von Staub zu Gas als auch der Staubabsorptionskoeffizient κ nur ungenügend bekannt sind. Der Kontinuumfluß innerhalb der zentralen zwei Bogensekunden ist kleiner 3 mJy und damit die Gasmasse $\mathcal{M}_{\text{Gas}} < 1,1 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$, ähnlich der Gasmasse, wie sie für eine optisch dünne CO $2 \rightarrow 1$ Emission bestimmt wird, aber um einen Faktor zwei bis drei kleiner als bei allen anderen Massenabschätzungen.

Alle betrachteten Massenabschätzungen haben einen Unsicherheitsfaktor von 2 bis 3, da entweder der Staubabsorptionskoeffizient oder der Konversionsfaktor von CO-Flußdichte nach H₂-Masse ungenau bestimmt ist. Unter dieser Voraussetzung ist die Übereinstimmung der verschiedenen Abschätzungen, ausgenommen der Abschätzung über die spektrale Energieverteilung im Ferninfraroten, zufriedenstellend. Der Mittelwert aus den Massenabschätzungen, wiederum ohne die Abschätzung über die Ferninfrarotemission, ergibt einen Gasmasse $\mathcal{M}_{\text{Gas}} \approx 2 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ innerhalb der zentralen 2 Bogensekunden. Dies entspricht dem Wert, wie er sich aus Gleichung (11.2) für das Modell mit den großen Geschwindigkeitsgradienten ergibt, und legt nahe, daß die optische Dicke τ der ¹²CO $2 \rightarrow 1$ Emission im Bereich $\tau = 1 - 4$ liegt. Die typische optische Dicke von durchschnittlichen Molekülwolken in der Milchstraße ist $\tau = 10 - 30$ und damit signifikant größer als in NGC6240. Eine plausible Erklärung dafür liegt in den stark turbulenten Gasströmungen mit großen lokalen Geschwindigkeitsbreiten in der zentralen, 1 kpc großen Region mit der CO-Emission.

Die Massenabschätzungen über die Kontinuums-Emission liefert eine obere Grenze der Gasmasse. Die Diskrepanz zum Mittelwert der Massenabschätzungen über die CO $2 \rightarrow 1$ Emission ist deshalb so auffallend, weil keine Kontinuumquelle zwischen den Kernen erkennbar ist. Die Diskrepanz läßt sich jedoch erklären, wenn man für die Staubtemperatur einen Wert von 20 – 25 K annimmt. Modelle der spektralen Energieverteilung im Ferninfraroten von Draine (1990) ergeben tatsächlich eine Staubtemperatur im Bereich von 20 K bis 25 K. Daß die Staubtemperatur verschieden von der Gastemperatur ist, läßt sich in NGC6240 durch die Schocks zwischen einzelnen Molekülwolken erklären. Die Gastemperaturen der durch Schockwellen geheizten Oberfläche von Molekülwolken können höher sein als die Staubtemperaturen im Kern der Wolke. Für Staubtemperaturen von 20 K bis 25 K vergrößert sich die Gasmasse aus Gleichung (11.5) um einen Faktor 2 bis 2,6 und man erhält $\mathcal{M}_{\text{Gas}} = 2,2 - 2,9 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$, ein Wert der mit den anderen Massenabschätzungen übereinstimmt.

Modellieren der Massenverteilung

Eine andere Art der Massenbestimmung beruht auf einer Methode die Scoville et al. (1997) auf Arp 220 angewandt haben. Hierbei wird das Verhältnis X/X_G in Gleichung (11.4) so angepaßt, daß die Summe aus Gasmasse und Masse der Sterne die Verteilung der dynamischen Masse bestmöglich wiedergibt. Die Masse der jungen Sterne in den Kernen wird in Abschnitt 10.4.1 bestimmt. Aus der Kinematik der Sterne ergibt sich, daß die Masse der jungen Sterne etwa 1/5 der Gesamtmasse innerhalb 1 Bogensekunde entspricht. Um das charakteristische Maximum der Verteilung der dynamischen Masse bei $\approx 0,5 - 1,0$ Bogensekunden mit dem Modell zu erzeugen, muß $X/X_G \approx 0,2 - 0,3$ und $\mathcal{M}_{\text{Gas}}/\mathcal{M}_{\text{dyn}} \approx 0,4 - 0,7$ sein. Für größere Sternmassen und kleinere Werte für X/X_G wird die Höhe des Maximums in der Verteilung der dynamischen Masse nicht richtig wiedergegeben. Für $X/X_G = 0,25$ ergibt sich als Gasmasse innerhalb 1 Bogensekunde $\mathcal{M}_{\text{Gas}} = 4 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ und $\mathcal{M}_{\text{Gas}}/\mathcal{M}_{\text{dyn}} \approx 0,6$, das heißt das Gas im Zentrum von NGC6240 trägt signifikant zur dynamischen Masse bei. Die auf verschiedene Art und Weise ermittelten Gasmassen sind in Tabelle 11.1 aufgelistet. Das molekulare Gas spielt bei der Wechselwirkung

und Fusion nicht nur bei der Dissipation der Energien und Drehimpulse eine wichtige Rolle, durch die große Masse beeinflusst es auch das Gravitationspotential des Galaxiensystems.

Tab. 11.1: Verschiedene Abschätzungen der Gasmassen der zentralen Gaskonzentration in NGC6240.

	Gasmasse innerhalb $R = 470 \text{ pc}$
Optisch dünne CO Emission	$1,1 \cdot 10^9 \mathcal{M}_\odot$
Strahlungstransport	$2,2 \cdot 10^9 \mathcal{M}_\odot$
Optisch dicke CO Emission	$3 \cdot 10^9 \mathcal{M}_\odot$
FIR Staub Emission	$10_{-7}^{+25} \cdot 10^9 \mathcal{M}_\odot$
1,3 mm Staub Emission	$1,1 \cdot 10^9 \frac{52 \text{ K}}{T_{\text{Staub}}} \mathcal{M}_\odot$
Modellierung der Massenverteilung	$4 \pm 1 \cdot 10^9 \mathcal{M}_\odot$
Dynamische Masse	$6,4 \pm 1 \cdot 10^9 \mathcal{M}_\odot$

Kapitel 12

Vergleich der Nahinfrarot-Spektroskopie und der Millimeter-Interferometrie

Die mit dem IRAM-Interferometer beobachtete CO $J=2 \rightarrow 1$ Linie gibt die räumliche Verteilung des kalten ($T < 100$ K) molekularen Gases in NGC6240 wieder. Die Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs, die mit 3D beobachtet werden, stammen dagegen vom heißen ($T \approx 2000$ K) Gas. Da die räumliche Auflösung der 3D- und IRAM-Daten ähnlich ist, kann die räumliche Verteilung des kalten und heißen Gases in NGC6240 verglichen werden. Obwohl die Geschwindigkeitsauflösung der 3D-Daten um ≈ 50 schlechter als die der IRAM-Daten ist, sind durch die großen Geschwindigkeitsbreiten der Emissionslinien in NGC6240 diese so gut aufgelöst, daß das Linienprofil untersucht und ein Vergleich der Kinematik des heißen und kalten molekularen Gases durchgeführt werden kann.

Von den vier mit 3D beobachteten H_2 -Linien wird zum Vergleich die $H_2 v=1-0 S(1)$ Linie verwendet, da durch ihre Stärke selbst in den geschwindigkeitsaufgelösten Linienkarten das Signal-zu-Rausch Verhältnis groß genug für einen Vergleich mit den IRAM-Daten ist.

12.1 Morphologie der Linien-Emission

Bereits in den integrierten Linienkarten der $H_2 v=1-0 S(1)$ und CO $J=2 \rightarrow 1$ Emission (Abbildungen 10.2 und 11.1) sieht man, daß die $H_2 v=1-0 S(1)$ Emission räumlich weiter ausgeht als die CO $J=2 \rightarrow 1$ Emission ist. Dagegen ist in der $H_2 v=1-0 S(1)$ Karte die in der CO $J=2 \rightarrow 1$ Karte deutlich sichtbare Konzentration des Gases in einer Scheibe nicht zu erkennen. Auf kleineren räumlichen Skalen erkennt man zudem, daß die Position der maximalen CO $J=2 \rightarrow 1$ Emission $\approx 0,5$ Bogensekunden nördlich, in Richtung des südlichen Kerns, vom Maximum der $H_2 v=1-0 S(1)$ Emission entfernt ist. Das sich vom südlichen Kern nach Südwesten erstreckende Filament ist in beiden Karten deutlich zu sehen, dagegen ist das Filament, das vom südlichen Kern zuerst nach Südosten zeigt und dann nach Südwesten abknickt, nur in der CO $J=2 \rightarrow 1$ Karte zu sehen. Das in der $H_2 v=1-0 S(1)$ Karte vom Maximum der Emission nach Südosten verlaufende Filament wiederum hat in der CO $J=2 \rightarrow 1$ Karte ein Gegenstück, wenn auch viel schwächer. Die nach Norden zeigenden Filamente sind in beiden Karten etwa gleich ausgeprägt.

Das südwestliche Filament ist parallel zur projizierten Rotationsachse des südlichen Kerns ausgerichtet. Aus dem Geschwindigkeitsfeld der CO $J=2 \rightarrow 1$ Emission (siehe Abbildung 11.3) ist erkenntlich, daß das südwestliche Filament gegenüber dem südlichen Kern $\approx 125 \text{ km s}^{-1}$ rotverschoben ist. Dies gilt auch für das heiße Gas (siehe Abbildung 12.1) und bedeutet eine Strömung

des Gases hin zum oder weg vom Kern. Ein Ausströmen bedeutet, daß der Kern näher zum Beobachter ist als das ausströmende Gas, im anderen Fall liegt der Kern weiter entfernt als das Gasfilament. Ein Ausströmen könnte durch einen starken Wind, verursacht durch den Starburst, erklärt werden, jedoch ist die Emission von kaltem, molekularem Gas, das durch einen Wind aus einer Galaxie getrieben wird, bisher noch nicht beobachtet worden. Dies schließt aber eine Bewegung des Gases vom Kern weg nicht aus. Simulationen der Wechselwirkung sagen voraus, daß bei der ersten Kollision das Gas von den Galaxien losgelöst werden kann (Barnes und Hernquist 1996) und sich auch zwischen den Kernen ansammeln kann. Im weiteren Verlauf der Wechselwirkung treten dann Gasströmungen hin zu den Galaxiekernen auf, die durch Gezeitenkräfte und die schnelle Dissipation der kinetischen Energie des Gases, unter anderem durch die H_2 -Emission, verursacht werden (Barnes und Hernquist 1996, Mihos und Hernquist 1996). Die Geschwindigkeit und Stärke dieser Gasströmungen hängt von der Geometrie der Kollision ab. Die Gasströmungen erfolgen entlang von Balken, die sich durch die Gezeitenkräfte in den Scheiben der Galaxien gebildet haben. Diese Balken können bis zu einigen Kiloparsec lang sein. Weder im Sternlicht noch in der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ oder $\text{CO } J=2 \rightarrow 1$ Linie ist im südlichen Kern ein Balken zu erkennen. Es scheint also wahrscheinlicher, daß das südwestliche Filament eigentlich zur nördlichen Galaxie gehört und während der Kollision durch die südliche Galaxie losgelöst wurde. Dafür spricht auch die ähnliche Rotverschiebung des nördlichen Kerns und des südwestlichen Filaments. Durch die großen Geschwindigkeitsbreiten der Emissionslinien, die die Geschwindigkeitsverschiebungen um einen Faktor 2 – 3 übersteigt, ist es aber sehr schwer, aufgrund der Kinematik die einzelnen Komponenten in NGC6240 einander zuzuordnen.

12.2 Kinematik der Linien-Emission

Nicht nur in der Morphologie ähneln sich die $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ und $\text{CO } J=2 \rightarrow 1$ Emission, auch die Kinematik der beiden ist ähnlich. Dies spiegelt sich auch in den Spektren und den Kanalkarten der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ und $\text{CO } J=2 \rightarrow 1$ Emissionslinien wieder. Abbildung 12.2 zeigt im Geschwindigkeitsbereich $v = 7300 - 777 \text{ km s}^{-1}$ bis $v = 7300 + 565 \text{ km s}^{-1}$ die Linienkarten der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Emission. Kanalkarten der $\text{CO } J=2 \rightarrow 1$ Linie mit gleicher Geschwindigkeitsauflösung sind in Abbildung 12.3 dargestellt. Spektren beider Emissionslinien sind in Abbildung 12.4 gezeigt.

Deutlich erkennt man, daß die blauverschobene H_2 -Emission ihr Maximum nur wenig nördlich des südlichen Kerns hat und das Maximum mit zunehmender Geschwindigkeit in Richtung nördlichen Kern wandert. Außerdem erkennt man die komplexe kinematische Struktur der Filamente. So ist das südöstliche Filament nur für Geschwindigkeiten $< 7441 \text{ km s}^{-1}$ sichtbar, während das südwestliche Filament bis zu 7724 km s^{-1} zu erkennen ist. Im vorigen Abschnitt wird schon erwähnt, daß das südwestliche Filament eine ähnliche Rotverschiebung gegenüber dem südlichen Kern in beiden Emissionslinien hat. Die $\text{CO } J=2 \rightarrow 1$ Linien am südlichen Kern selbst ist $50 - 75 \text{ km s}^{-1}$ gegenüber der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Linie rotverschoben (vgl. Spektren in Abbildung 12.4). Der Geschwindigkeitsgradient vom südlichen zum nördlichen Kern ist in der $\text{H}_2 v=1-0 \text{ S}(1)$ Linie $\approx 150 \text{ km s}^{-1}$, in der $\text{CO } J=2 \rightarrow 1$ Linie $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$ bei einer Rotverschiebung des nördlichen Kerns. Dies entspricht etwa der Rotverschiebung 138 km s^{-1} wie sie in der Brackett γ Emission der beiden Kerne beobachtet wird. Fried und Schulz (1985) beobachteten eine Rotverschiebung des nördlichen Kerns von $145 \pm 71 \text{ km s}^{-1}$ in der NaI Absorptionslinie und $147 \pm 24 \text{ km s}^{-1}$ in den $\text{H}\alpha[\text{NII}] \lambda\lambda 6548 6583$, $[\text{OI}] \lambda\lambda 6300$ und $[\text{OI}] \lambda\lambda 6363$ Emissionslinien. Global scheint das heiße molekulare Gas der Bewegung der beiden Kerne zu folgen. Eine nahe-

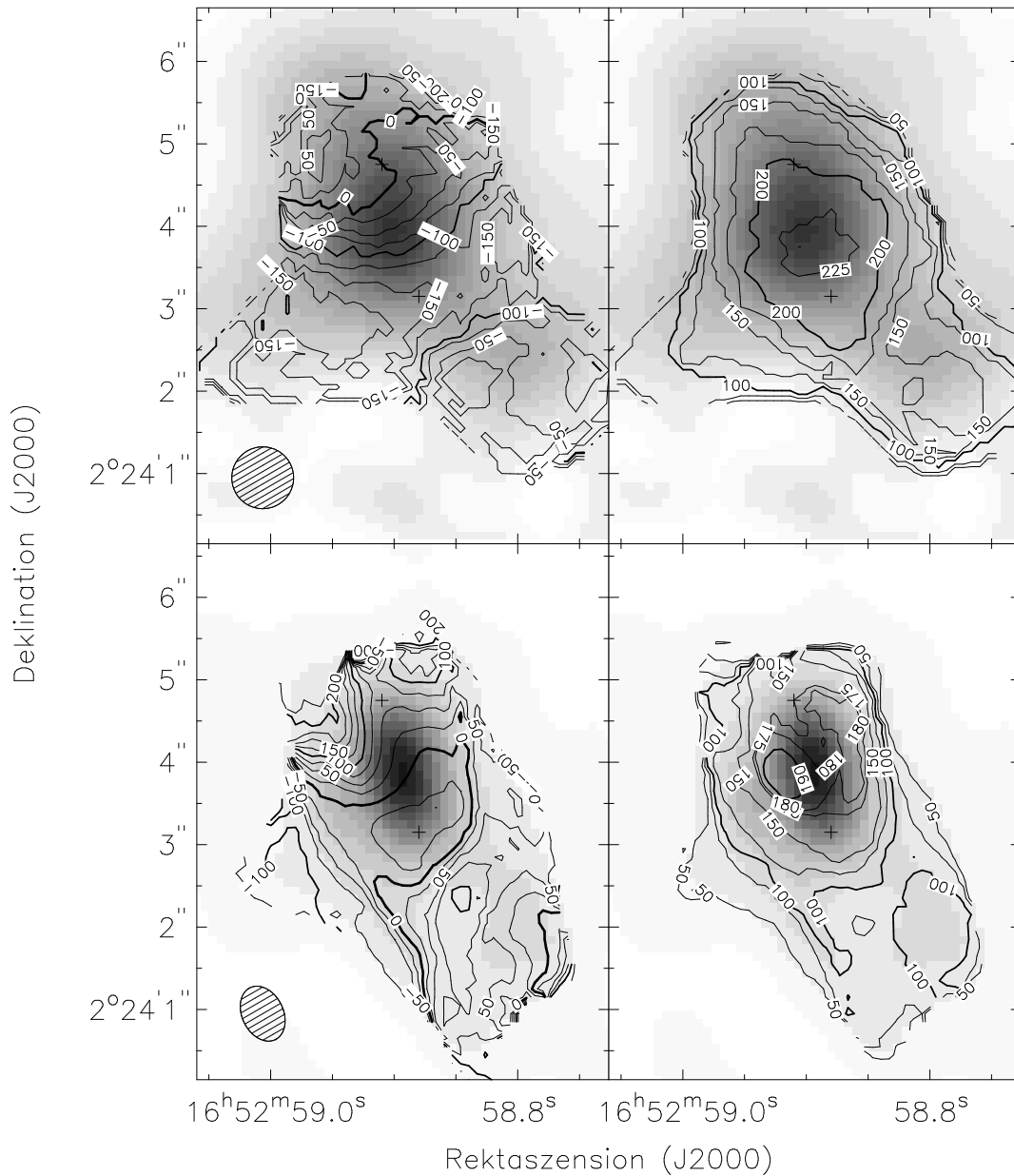


Abb. 12.1: Konturlinien des ersten Moments (Geschwindigkeitsfeld) und zweites Moments (Geschwindigkeitdispersion) der H₂ v=1-0 S(1) Linie (obere Reihe) und der CO J=2→1 Linie (untere Reihe). Der Abstand zwischen den Konturlinien beträgt 25 km s⁻¹, außer die Konturen sind anders bezeichnet. Als Graustufen ist jeweils die integrierte Linienemission dargestellt.

liegende Erklärung des Geschwindigkeitsfelds scheint daher eine Rotation zu sein, wie sie auch im kalten, molekularen Gas beobachtet wird.

Der Geschwindigkeitsgradient zwischen dem nördlichen und dem südlichen Kern ist am größten an der Position, an der die CO $J=2 \rightarrow 1$ Emission ihr Maximum hat. An dieser Stelle ist auch die Geschwindigkeitsdispersion der $H_2 v=1-0 S(1)$ Linie mit 240 km s^{-1} am größten (siehe Abbildungen 12.1 und 12.4). Wie das kalte molekulare Gas sind auch die Gasbewegungen des heißen Gases sehr turbulent, was sich unter anderem in der Stoßanregung des Wasserstoffs zeigt. Das heiße molekulare Gas wird nicht nur durch die Rotation, sondern auch durch die große Turbulenz vor einem gravitativen Kollaps bewahrt. Die große Geschwindigkeitsdispersion ist auch in den Filamenten vorhanden, eine Eigenschaft, die bisher nur in NGC6240 beobachtet wird.

Während am südlichen Kern keine Rotation des kalten und heißen, molekularen Gases beobachtet wird, erkennt man in der $H_2 v=1-0 S(1)$ Emission eine mögliche Rotation am nördlichen Kern, die gleichläufig, wenn auch sehr viel langsamer, zur Rotation der Sterne ist. In den Bewegungen des heißen molekularen Gases, das ja von den Galaxien „mitgebracht“ wurde, ist also noch die ursprüngliche Rotation der Galaxie zu erkennen. Die größere räumliche Ausdehnung der $H_2 v=1-0 S(1)$ Emission deutet darauf hin, daß man damit das interstellare Medium der Galaxien beobachtet, das noch in den Vorgängergalaxien vorhanden ist. Das mit der CO $J=2 \rightarrow 1$ Linie beobachtete kalte, molekulare Gas ist dagegen interstellares Medium, das sich während der Wechselwirkung im Zentrum, zwischen die beiden Kernen, angesammelt hat und aufgrund der großen Masse ($> 10^9 M_\odot$) durch die Eigengravitation eine rotierende, wenn auch stark turbulente, Scheibe gebildet hat. Dabei fällt auf, daß die Dynamik der CO-Scheibe unabhängig von den Gravitationskräften der beiden Kerne ist, obwohl deren Masse vergleichbar mit der Masse der CO-Scheibe ist. Vielmehr scheint sich, da der Drehsinn der CO-Scheibe der Relativbewegung der beiden Kerne entspricht, die CO-Scheibe des Bahndrehimpulses der beiden Kerne zu erinnern.

Aus den Spektren in Abbildung 12.4 ist zu erkennen, daß die Emissionslinien der $H_2 v=1-0 S(1)$ Emission überall breiter sind als die CO $J=2 \rightarrow 1$ Emission. Da die Schockgeschwindigkeiten $< 40 \text{ km s}^{-1}$ sind (siehe Abschnitt 10.4.2) kann man diese großen Linienbreiten nur durch eine Überlagerung vieler schmalere Linien mit unterschiedlichen Rotverschiebungen erklären. Das Geschwindigkeitsfeld der $H_2 v=1-0 S(1)$ Linie weist schon auf Gasströmungen in NGC6240 hin. Da mit der $H_2 v=1-0 S(1)$ Linie das weiter ausgedehnte heiße molekulare Gas beobachtet wird, die $H_2 v=1-0 S(1)$ Emission zudem optisch dünn ist, sieht man in der $H_2 v=1-0 S(1)$ Linie Gas in einem größeren Bereich der Rotverschiebung, so daß sich größere Linienbreiten ergeben. Das kalte molekulare Gas dagegen ist mehr im Zentrum von NGC6240 konzentriert, so daß hier auch ein kleinerer Bereich der Rotverschiebung auftritt.

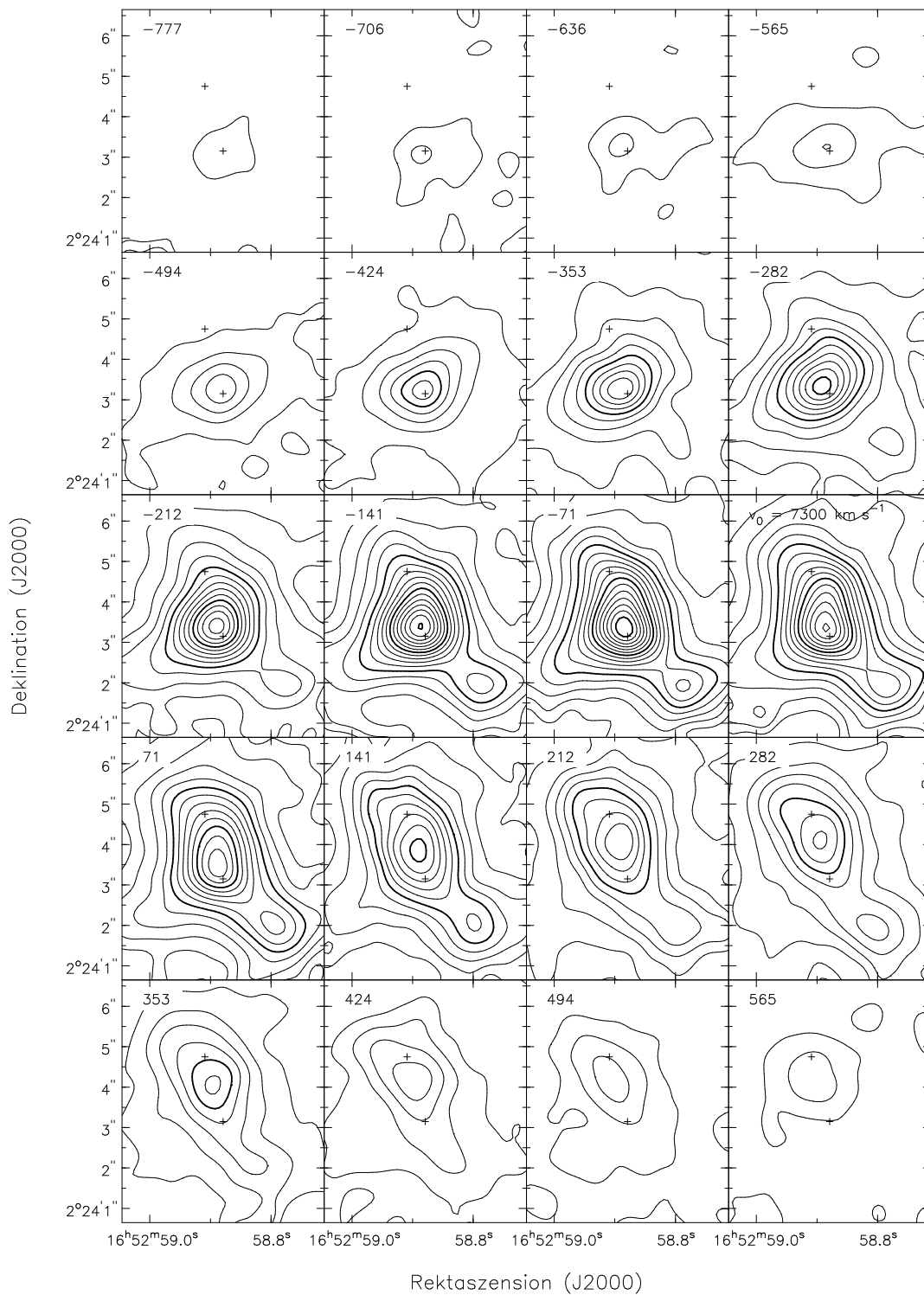


Abb. 12.2: Kanalkarten der H_2 $v=1-0$ S(1) Emissionslinie in einem Geschwindigkeitsbereich von $v = 7300 - 777 \text{ km s}^{-1}$ bis $v = 7300 + 565 \text{ km s}^{-1}$. Die niedrigste Konturlinie entspricht $5 \cdot 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ st}^{-1}$, der Abstand der Konturlinien ist $5 \cdot 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ st}^{-1}$. Jeweils links oben ist die Relativgeschwindigkeit in km s^{-1} bezüglich der Rotverschiebung 7300 km s^{-1} angegeben.

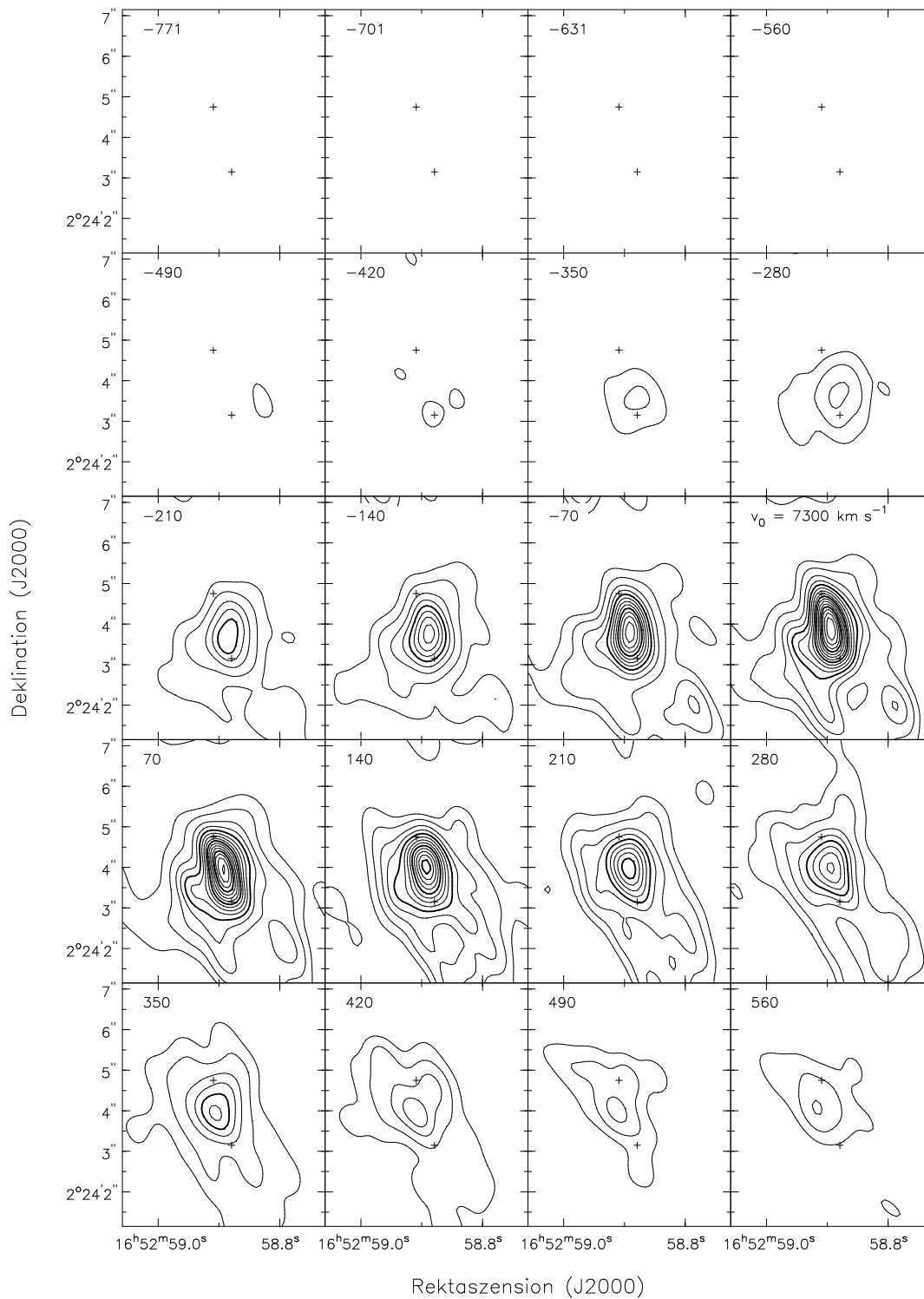


Abb. 12.3: Kanalkarten der CO $J=2 \rightarrow 1$ Emissionslinie in einem Geschwindigkeitsbereich von $v = 7300 - 777 \text{ km s}^{-1}$ bis $v = 7300 + 565 \text{ km s}^{-1}$. Die niedrigsten zwei Konturlinien entsprechen 10 mJy beam^{-1} und 25 mJy beam^{-1} , die folgenden Konturlinien haben einen Abstand von 25 mJy beam^{-1} . Jeweils links oben ist die Relativgeschwindigkeit in km s^{-1} bezüglich der Rotverschiebung 7300 km s^{-1} angegeben.

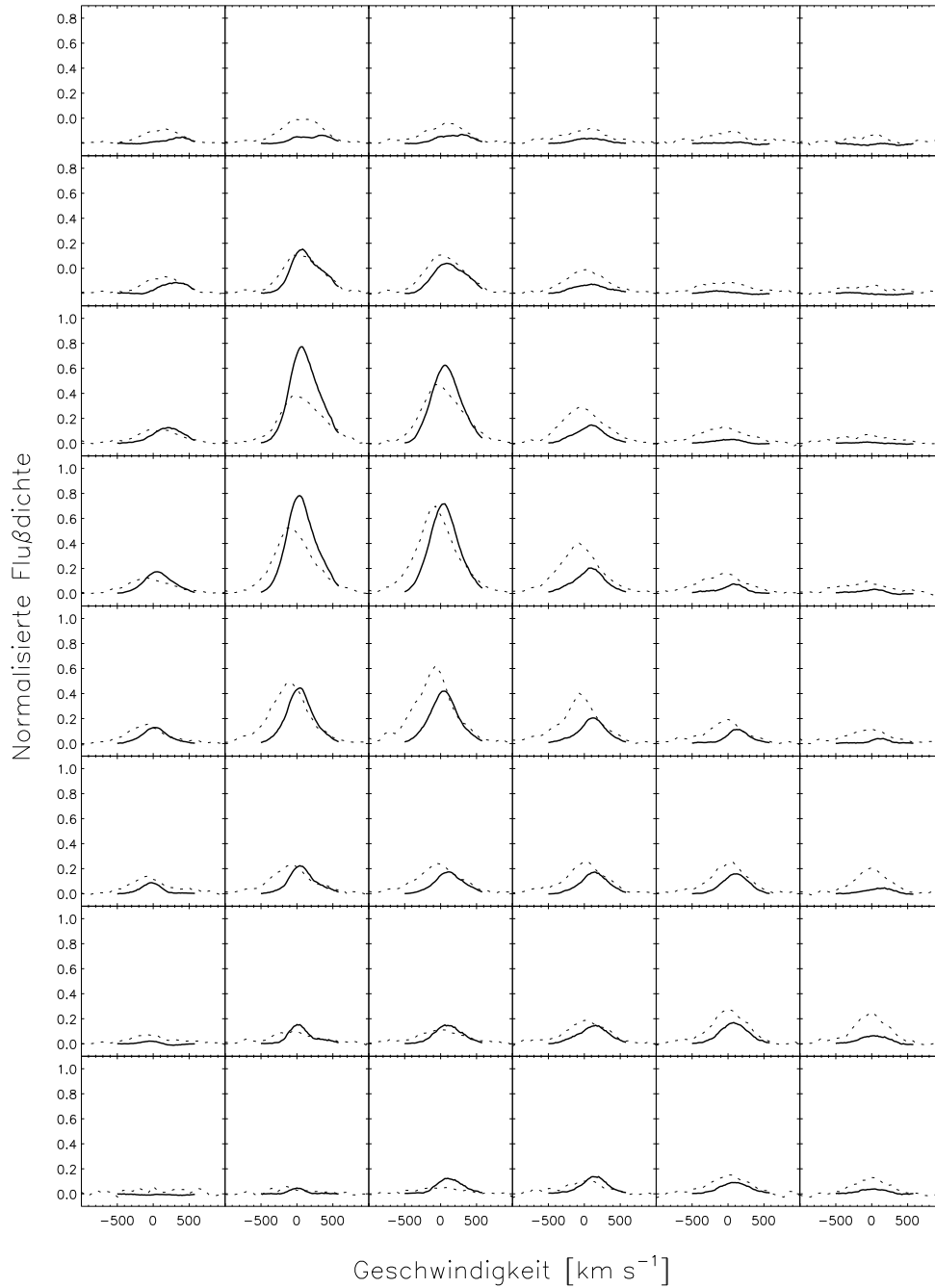


Abb. 12.4: Spektren der H₂ $v=1-0$ S(1) (gestrichelte Kurve) und CO J=2→1 Linie (durchgezogene Kurve). Die maximale Flußdichte beider Linien ist auf 1 normiert. Jedes Spektrum ist die Summe innerhalb einer quadratischer Apertur der Größe $0,4 \times 0,4$ Bogensekunden.

Kapitel 13

Wechselwirkung und Fusion

Die in den Kapiteln 10 und 11 gezeigten Daten ermöglichen es, über die Vorgeschichte der Wechselwirkung in NGC6240 und auch deren Zukunft konkretere Aussagen als bisher zu treffen. Die stellare Kinematik ergibt Rückschlüsse über die Geometrie der Wechselwirkung, während die Dynamik des heißen und kalten molekularen Gases Hinweise auf die weitere Sternentstehung in NGC6240 liefern.

13.1 Gleichläufig–Gegenläufige Kollision

Das stellare Geschwindigkeitsfeld von NGC6240 wird in Abschnitt 10.4.1 als Rotation der Kerne interpretiert. Die aus dem Geschwindigkeitsfeld bestimmten Rotationsgeschwindigkeiten der Kerne sind $v_{\text{Rot}} = 360 \pm 195 \text{ km s}^{-1}$ für den nördlichen und $v_{\text{Rot}} = 270 \pm 90 \text{ km s}^{-1}$ für den südlichen Kern. Die Rotationsgeschwindigkeiten der beiden Galaxienkerne ist damit größer als die Relativgeschwindigkeit der beiden Kerne zueinander. Zusammen mit dem geringen projizierten Abstand beider Kerne ($\approx 1 \text{ kpc}$) ergibt dies einen kleinen projizierten Bahndrehimpuls der beiden Kerne. Dies bedeutet, daß die beiden Galaxien während der Wechselwirkung einen Großteil ihres Bahndrehimpulses verloren haben müssen, oder daß der tatsächliche Bahndrehimpuls größer als der beobachtete, projizierte Bahndrehimpuls ist. Das hat zur Folge, daß der tatsächliche Abstand der beiden Kerne viel größer als der beobachtete, projizierte Abstand sein muß. Diese Schlussfolgerung beruht auf der Annahme, daß sich die beiden Kerne auf einer Kreisbahn bewegen. Bei einer Wechselwirkung zwischen Galaxien wie in NGC6240 ist es jedoch ebenso möglich, daß sich die Kerne auf mehr radialen Bahnen bewegen und durch einen Projektionseffekt die Relativgeschwindigkeit beider Kerne so klein ist.

Mit den Drehimpulsvektoren aus dem Geschwindigkeitsfeld ergibt sich für NGC6240 eine gleichläufig-gegenläufige Kollision (siehe Abbildung 13.1). Der projizierte Rotationsdrehimpuls des nördlichen Kerns ist annähernd parallel zum projizierten Bahndrehimpuls, während der Rotationsdrehimpuls des südlichen Kerns entgegengesetzt orientiert ist. Da nur projizierte Drehimpulse beobachtet werden, kann keine Aussage über die Orientierung der Galaxienscheiben getroffen werden. Dasselbe gilt für den Bahndrehimpuls. Mit den Inklinationen aus Abschnitt 10.4.1 läßt sich dies so weit einschränken, daß nur noch vier Möglichkeiten für die Ausrichtung der Galaxienkerne übrigbleiben. Abbildung 13.1 zeigt die vier Möglichkeiten, wie die Galaxienscheiben orientiert sein können. Die Inklination der Galaxienscheiben ist durch eine Ellipse dargestellt, die Inklinationen sind die Werte aus Abschnitt 10.4.1. Für den Inklinationenwinkel des Bahndrehimpuls wird die Inklination der CO-Scheibe verwendet. Zur Verdeutlichung der Relativbewegung der beiden Kerne ist eine Kreisbahn beider Kerne mit dem Inklinationenwinkel der CO-Scheibe und deren Positionswinkel eingezeichnet.

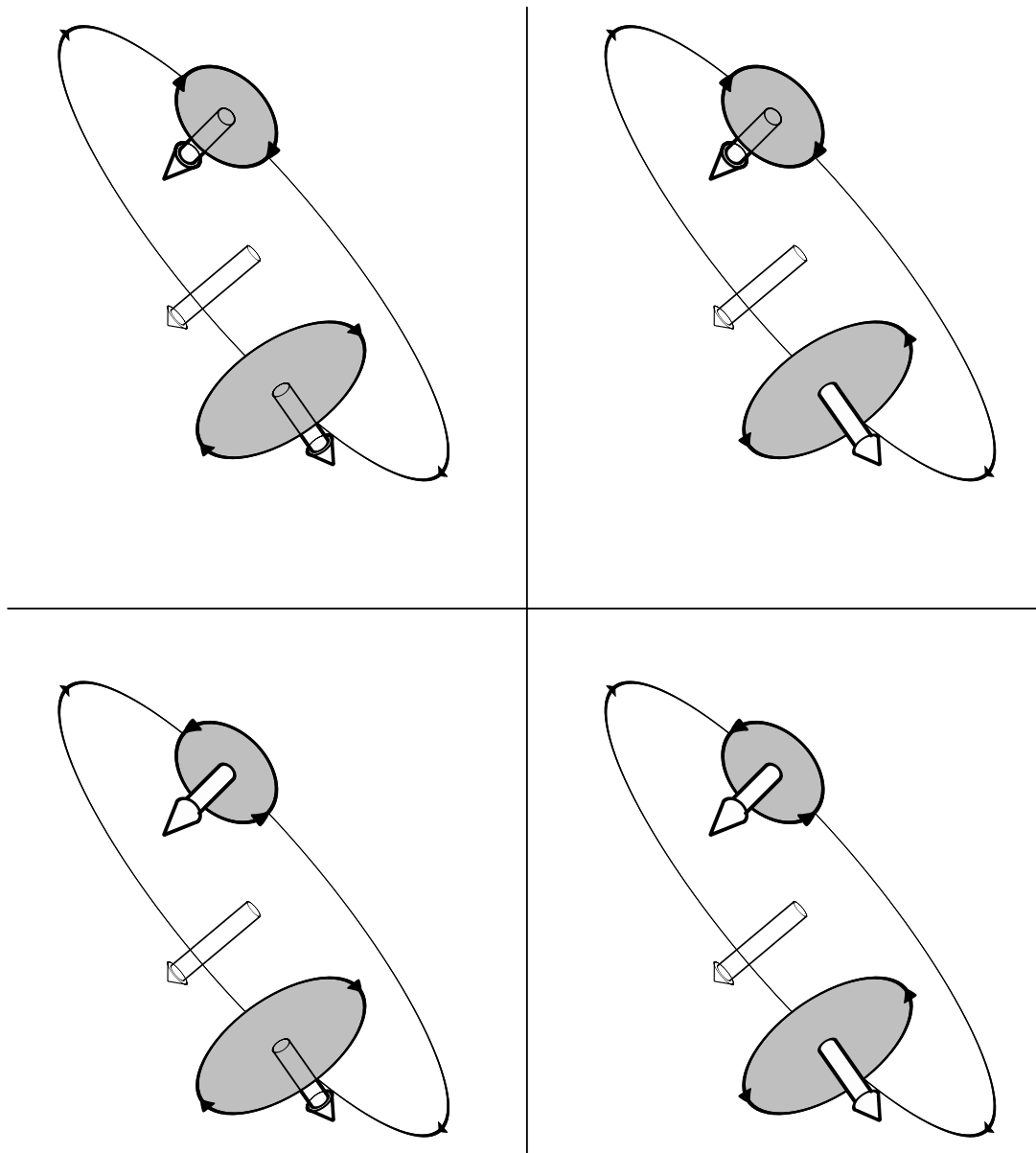


Abb. 13.1: Schematische Darstellung der Geometrie der Kollision in NGC6240. Gezeigt sind die vier möglichen Kombinationen der Orientierung der Galaxienscheiben. Die eingezeichnete Kreisbahn beider Kerne hat die gleiche Inklination und den gleichen Positionswinkel wie die CO-Scheibe.

13.2 Gezeitenspur

Um überhaupt eine Fusion zweier Galaxien bei einer Kollision zu erhalten, müssen deren Bahndrehimpulse dissipiert werden. Toomre und Toomre (1972) zeigten bereits, daß ein sehr effektiver Mechanismus der Drehimpulsdissipation das Herausreißen von Sternen aus den Scheiben der Galaxien ist. Da sich die Geschwindigkeit der Sterne dabei kaum ändert, sie aber einige 10 Kiloparsec von den Galaxien weggerissen werden, nehmen sie den Drehimpuls der Galaxien auf und die Galaxien nähern sich an. Sichtbar sind diese herausgerissenen Sterne in den Gezeitenspur wechselwirkender Galaxien. Prominente Beispiele sind NGC4038/4039 („The Antennae“) und NGC4676 („The Mice“).

Damit die Gezeitenkräfte besonders wirksam sind, müssen der Bahndrehimpuls der beiden Galaxien und der Drehimpuls zumindest einer der rotierenden Galaxienscheiben parallel oder nahezu parallel sein. In diesem Fall bewegen sich die Sterne auf ihren Kreisbahnen in der Galaxie in die gleiche Richtung wie die andere Galaxie, so daß die Sterne für eine lange Zeit die Gravitation der anderen Galaxie spüren. Ist zudem die Bahngeschwindigkeit in der Größenordnung der Rotationsgeschwindigkeit, ergeben sich Resonanzen zwischen den Sternen in der einen Galaxie und der zweiten Galaxie, so daß der Wirkungsquerschnitt für das Herausreißen der Sterne sehr groß wird. Abhängig von der Geometrie der Wechselwirkung und der Orientierung des Galaxiensystems erscheinen die Gezeitenspur unterschiedlich lang und scharf.

Auch NGC6240 zeigt ausgeprägte Schweife, wie sie z.B. im R-Band Bild zu sehen sind (Armus, Heckman und Miley 1990). Daß man dabei hauptsächlich Sternlicht beobachtet, zeigen Schmalbandaufnahmen von NGC6240. Im R-Band ($\lambda = 0,633 - 0,728 \mu\text{m}$) sind die dominierenden Emissionslinien in NGC6240 $\text{H}\alpha[\text{NII}] \lambda\lambda 6548, 6583$, $[\text{SII}] \lambda\lambda 6717, 6731$ und $[\text{OI}] \lambda 6300$. In der Aufnahme im $\text{H}\alpha[\text{NII}]$ Linienkomplex sind diese Schweife nicht ausgeprägt, so daß die Schweife von stellarem Licht dominiert werden und damit sehr wohl Gezeitenspur sein können.

Bei der Bildung der Gezeitenspur ist aber nicht nur die Geometrie der Wechselwirkung entscheidend. Die Massenverteilung, hier vor allem die der dunklen Materie, in den Vorgängergalaxien spielt eine wichtige Rolle bei der Bildung der Gezeitenspur. Ein Halo aus dunkler Materie wird für Spiralgalaxien postuliert, um deren flache Rotationskurve für Radien außerhalb der sichtbaren Massenverteilung zu erklären. Je mehr Masse im Halo einer Galaxie vorhanden ist, desto schwieriger ist es für die Gezeitenkräfte die Sterne aus den Galaxien herauszureißen und Gezeitenspur zu formen (Springel und White 1998, Dubinsky, Mihos und Hernquist 1999). Weniger stark ist der Effekt, daß für schwerere Galaxien die Relativgeschwindigkeit der Galaxien im Perizentrum größer und damit die Dauer der Wechselwirkung kleiner ist.

Die Gezeitenspur in NGC6240 sind im Vergleich zu anderen wechselwirkenden Galaxien wie NGC4038/4039 oder NGC4676 eher breiter. NGC4038/4039 und NGC4676 haben sehr schmale, scharfe Gezeitenspur. Die Breite der Gezeitenspur läßt Rückschlüsse auf die stellare Geschwindigkeitsdispersion und damit der Masse der Vorgängergalaxien zu. Ist die Geschwindigkeitsverteilung in den Vorgängergalaxien sehr schmal, erfahren die Sterne ähnliche Gezeitenkräfte und werden auf ähnliche Art aus der Galaxie herausgerissen. Die Sterne konzentrieren sich dabei entlang einer Linie, die als Gezeitenspur zu erkennen ist. Eine breite Geschwindigkeitsverteilung, wie z.B. in elliptischen Galaxien, führt dagegen zu einer Verbreiterung bis zum Fehlen der Gezeitenspur (Kennicutt, Schweizer und Barnes 1998, Dubinsky, Mihos und Hernquist 1999). In Spiralgalaxien skaliert die Breite der Geschwindigkeitsverteilung mit der Masse der Galaxien, so daß die breiten Gezeitenspur in NGC6240 ein weiterer Hinweis darauf ist, daß in NGC6240 zwei schwere, gasreiche Spiralgalaxien kollidieren und fusionieren.

Die Gezeitenspuren können erst nach der ersten Begegnung der Galaxien entstehen. Je nach Massenverteilung und Stärke der Wechselwirkung bei der ersten Begegnung, kann es auch bei den weiteren Begegnungen noch zur Bildung von Gezeitenspuren kommen, die aber weniger Sterne enthalten. Auch aus den bei der ersten Begegnung entstandenen Gezeitenspuren sind viele der Sterne wieder in die Kerne der Galaxien zurückgefallen, so daß nach der zweiten Begegnung die Gezeitenspuren nur schwach ausgeprägt sind.

Da Gezeitenspuren in NGC6240 zu erkennen sind, muß mindestens eine Begegnung der beiden Galaxien stattgefunden haben. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, scheint sich NGC6240 gerade zwischen den ersten beiden Begegnungen zu befinden.

13.3 Entwicklung des molekularen Gases

Die große Masse an kaltem molekularem Gas zwischen den Kernen der Vorgängergalaxien in NGC6240 ist eine besondere Entdeckung, da sie den numerischen Simulationen von wechselwirkenden und fusionierenden Galaxien widerspricht. Simulationen von Mihos und Hernquist (1996) und Barnes und Hernquist (1996) sagen voraus, daß das Gas in einem wechselwirkenden System sehr schnell seinen Drehimpuls dissipiert und rotierende Scheiben um die Kerne der Vorgängergalaxien formt. Das Gas ist dabei auf einen Raum < 1 kpc konzentriert. Tatsächlich werden in Arp 220 und anderen ULIRGs solche Gasscheiben beobachtet (Scoville et al. 1997, Downes und Solomon 1998, Sakamoto et al. 1999). In keinem der simulierten Fälle formt das Gas durch Eigengravitation eine Massenkonzentration zwischen den Kernen wie sie in NGC6240 beobachtet wird. Aber NGC6240 ist nicht das einzige wechselwirkende System, bei dem eine Gaskonzentration zwischen den Kernen beobachtet wird. In VV114 (Yun, Scoville und Knop 1994), in NGC6090 (Gao et al. 1998, Bryant und Scoville 1999) und in NGC4039/4039 (Stanford et al. 1990) wird ebenfalls CO-Emission zwischen den beiden Kernen detektiert. In allen Fällen ist der projizierte Abstand zwischen den Kernen viel größer (6 kpc in VV114, 3,5 kpc in NGC6090 und 6,8 kpc in NGC4038/4039) und CO-Emission wird auch an den Kernen detektiert. In NGC4038/4039 werden drei deutlich getrennte Gaskonzentrationen detektiert, zwei an den Kernen, die dritte zwischen den Kernen. In NGC6090 und VV114 erstreckt sich die CO-Emission über beide Kerne mit einem Maximum zwischen den Kernen. Die in NGC4038/4039 beobachtete Gaskonzentration zwischen den Kernen stellt etwa die Hälfte der gesamten Masse des molekularen Gases der beiden Kerne und der zentralen Gaskonzentration dar (Stanford et al. 1990). Dieses Verhältnis entspricht in etwa dem in NGC6240, nur daß hier an den Kernen kaum CO-Emission detektiert wird und die restliche Gasmasse in den Filamenten steckt.

Der geringe Abstand der Kerne in NGC6240 kann durch einen Projektionseffekt erklärt werden, die unterschiedliche Verteilung des molekularen Gases könnte von unterschiedlichen Entwicklungsstufen der Wechselwirkung in den Galaxien kommen. So könnte in VV114 und NGC6090 in einer früheren Entwicklungsstufe sein, in der noch nicht das gesamte molekulare Gas in die Zentralregion zwischen den Kernen geströmt ist. In VV114 kommen Yun, Scoville und Knop (1994) zu einem ähnlichen Schluß. Die nächste Entwicklungsstufe wird durch NGC6240 repräsentiert. Durch Selbstgravitation hat sich aus dem molekularen Gas innerhalb 1 kpc eine rotierende Scheibe geformt, ein Großteil des Gases befindet sich aber immer noch außerhalb dieser Zentralregion und strömt entweder zu den Kernen oder zur zentralen Scheibe. Diese Gasströmungen und die Turbulenz sind auch für die beobachtete, große Geschwindigkeitsbreite verantwortlich. Ist das restliche Gas entweder zu den Kernen oder zur zentralen Scheibe geströmt, ergibt sich der Entwicklungsstand wie er in NGC4038/4039 beobachtet wird. Das molekulare Gas hat sich

zu rotierenden Scheiben entweder zwischen oder an den Kernen gesammelt und die kinetische Energie der Turbulenz ist durch Emission, z.B. in den Rotations-Vibrations-Übergängen des molekularen Wasserstoffs, abgeklungen.

13.4 Sternentstehung in den Kernen

Durch die Ansammlung des molekularen Gases kommt es während der Wechselwirkung zu verstärkter Sternentstehung in den Kernen der Galaxien. Aus dem Abstand D der beiden Kerne und ihrer Relativgeschwindigkeit v_{Rel} ergibt sich als Umlaufzeit für eine Kreisbahn

$$T_{\text{Um}} = \pi \cdot D / v_{\text{Rel}}.$$

Für $D = 800 \text{ pc}$ und $v_{\text{Rel}} = 140 \text{ km s}^{-1}$ ergibt sich $T_{\text{Um}} \approx 2 \cdot 10^7$ Jahre. Da die Trajektorien der beiden Kerne nicht bekannt sind, ist dies nur eine Abschätzung der Zeitskala der Umlaufzeit der beiden Kerne, entspricht aber etwa dem Alter des Starbursts in den Kernen von NGC6240. Aus der Ausdehnung des Superwinds ($\approx 5 \text{ kpc}$ nach Osten und Westen) und dessen typische Ausbreitungsgeschwindigkeit ($\approx 500 \text{ km s}^{-1}$) ergibt sich als Alter des Superwinds 10 Millionen Jahre, was auch der Lebensdauer eines Superwinds entspricht (Heckman, Armus und Miley 1990). Berücksichtigt man, daß in einem Starburst der Superwind etwa um 10 Millionen Jahre verzögert eintritt, lassen sich der Superwind und das beobachtete K-Band Kontinuum auf den selben Starburst zurückführen. Simulationen der Wechselwirkung zweier Galaxien zeigen auch, daß die Sternentstehung nicht kontinuierlich stattfindet, sondern phasenweise. Die erste Phase verstärkter Sternentstehung tritt auf, kurz nachdem sich die beiden Galaxien zum ersten Mal im Perizentrum befinden. Während der ersten Begegnung ist bereits so viel Gas ins Zentrum der Galaxien geströmt, daß dadurch die Dichte des Gases groß genug ist, um zur Sternentstehung zu führen. In diesem Starburst wird in einer Zeitspanne, die kürzer als die Umlaufzeit ist, das Gas im Starburst verbraucht, so daß mangels Brennstoff der Starburst aufhört. Alle Anzeichen des beobachteten Starbursts (vgl. Abschnitt 10.4.1) deuten darauf hin, daß dies der Moment in der Wechselwirkung von NGC6240 ist, den wir beobachten. Das Alter des Starburst ist $\approx 15 - 25$ Millionen Jahre, die Dauer des Starburst war ≤ 5 Millionen Jahre.

Die Anzahl der Umläufe bis zur endgültigen Fusion der beiden Galaxien hängt wiederum von der Geometrie der Kollision ab. Eine gleichläufige Kollision kann mehr Bahndrehimpuls in die Gezeiten Spuren dissipieren und die Galaxien nähern sich bereits nach wenigen Umläufen. Bilden sich keine ausgeprägten Gezeiten Spuren, ergibt sich eine längere Zeitspanne bis zur Fusion (Dubinsky, Mihos und Hernquist 1999). Während der letzten Phase der Fusion kommt es dann noch einmal zu verstärkter Sternentstehung, wenn beide Galaxien zu einer Galaxie verschmelzen. Daß dies nicht der beobachtete Starburst ist, kann aus der Morphologie und der Kinematik der beiden Kerne geschlossen werden. Der projizierte Abstand $\approx 1 \text{ kpc}$ stellt nur eine untere Grenze des tatsächlichen Abstands dar, so daß die Kerne noch klar getrennt sind. Auch kinematisch sind die beiden Kerne in NGC6240 unabhängig. Jeder einzelne zeigt eine Rotation, die projizierten Rotationsachsen beider Kerne sind nahezu orthogonal zueinander.

13.5 Die Entwicklung der CO-Scheibe

Im vorigen Abschnitt wird erwähnt, daß es durch die Ansammlung des molekularen Gases in den Kernen von NGC6240 zu einem Starburst gekommen ist. In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich die CO-Scheibe entwickelt und ob ebenfalls Sternentstehung in der CO-Scheibe

auftreten wird. Beim Entwicklungsstand der Wechselwirkung in NGC6240 übernimmt das Gas eine wichtige Rolle bei der Dissipation der kinetischen Energie der beiden Galaxien. Wie die Beobachtungen der H₂ Emission zeigt, trägt der molekulare Wasserstoff 0,3% zur bolometrischen Leuchtkraft in NGC6240 bei. Die mittlere kinetische Energie der Gasbewegungen in NGC6240 ist

$$E_{\text{Kin}} = \frac{3}{2} \mathcal{M}_{\text{Gas}} \cdot \sigma^2.$$

\mathcal{M}_{Gas} ist die Masse des Gases, σ die Dispersion der Geschwindigkeitsverteilung der Gasbewegungen. Zusammen mit der Leuchtkraft L_{H_2} in den Emissionslinien des molekularen Gases läßt sich die Dissipationszeit

$$T_{\text{Diss}} = \frac{E_{\text{Kin}}}{L_{\text{H}_2}}$$

abschätzen. Mit der Gasmasse $\mathcal{M}_{\text{Gas}} = 3 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$, der Geschwindigkeitsdispersion $\sigma = 130 \text{ km s}^{-1}$ und der H₂ Leuchtkraft $L_{\text{H}_2} = 2 \cdot 10^9 L_{\odot}$ erhält man $T_{\text{Diss}} = 6,3 \cdot 10^6$ Jahre.

Die dynamische Zeitskala der Rotation der CO-Scheibe ist

$$T_{\text{Dyn}} = \frac{R}{v_{\text{Rot}}},$$

und man erhält $T_{\text{Dyn}} \approx 2 \cdot 10^6$ Jahre für $R = 470 \text{ pc}$ und $v_{\text{Rot}} = 230 \text{ km s}^{-1}$. Die dynamische Zeitskala ist nur wenig kleiner als die Zeitskala der Dissipation und innerhalb von nur 2 bis 3 Umläufen ist die kinetische Energie der Turbulenz des Gases dissipiert. Damit ist zu erwarten, daß innerhalb von 10 Millionen Jahren aus der beobachteten CO-Scheibe eine durch Rotation stabile Scheibe kalten molekularen Gases entstehen wird.

Die große Turbulenz des Gases erklärt auch, daß trotz der hohen Gasdichten im Zentrum der CO-Scheibe keine Sterne entstehen, wie die K-Band, Brackett γ und Radiokarten (Colbert et al. 1994) zeigen. Binney und Tremaine (1987) geben in Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit eine Bedingung an, unter der eine mit der Rotationsgeschwindigkeit v_{Rot} rotierende Scheibe der Oberflächendichte Σ gegen den Kollaps durch Gravitation stabil ist.

$$v_{\text{Schall}} \geq \frac{R \cdot \Sigma}{G \cdot v_{\text{Rot}}}$$

Die Säulendichte des molekularen Wasserstoffs im Zentrum von NGC6240 ist $N(\text{H}_2) \approx 1 - 2 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ und die Rotationsgeschwindigkeit ist $v_{\text{Rot}} = 250 \text{ km s}^{-1}$ bei einem Radius $R = 470 \text{ pc}$. Für Schallgeschwindigkeiten $v_{\text{Schall}} \leq 10 \text{ km s}^{-1}$ ist die CO-Scheibe instabil gegen die Gravitation. Die Schallgeschwindigkeit in der CO-Scheibe ist aber in der Größenordnung der Geschwindigkeitsdispersion $\sigma = 130 \text{ km s}^{-1}$, so daß die CO-Scheibe gegen Kollaps stabil ist und deshalb keine Sternentstehung beobachtet wird. Wenn jedoch durch die große Dissipation der kinetischen Energie durch die H₂ Emission die CO-Scheibe kollabiert, kann die enorme Menge an kaltem molekularem Gas in einem Starburst zu einem Anstieg der Leuchtkraft von NGC6240 führen, so daß sich NGC6240 von einer LIRG zu einer ULIRG wandeln wird. Die kurze Zeitspanne der Existenz der CO-Scheibe bedeutet, daß wir durch Zufall in NGC6240 eine Phase der Wechselwirkung sehen, die zu einer Fusion der Kerne führt und daß NGC6240, nachdem im Zentrum die Starburstaktivität eingesetzt hat, Eigenschaften anderer bekannter ULIRGs wie Arp 220 annehmen wird. Wieviel des molekularen Gases dabei in Sterne umgewandelt wird, kann durch die komplexe Struktur im Zentrum von NGC6240 nicht vorhergesagt werden.

Kapitel 14

Zusammenfassung der Ergebnisse aus Teil II

Seit der Entdeckung der leuchtkräftigen und ultraleuchtkräftigen Infrarot-Galaxien existiert die Frage des primären Ursprungs der hohen Infrarot-Leuchtkraft. Die Infrarot-Strahlung kommt zwar zweifelsohne von erhitztem Staub, die Natur der „Heizquelle“ wird aber kontrovers diskutiert. Sind Super-Starburst oder aktive Galaxienkerne für die hohe Leuchtkraft verantwortlich? Sind Wechselwirkungen zwischen Galaxien der Auslöser?

Im Falle von NGC6240, einer leuchtkräftigen Infrarot-Galaxie, wird mit den in dieser Arbeit vorgestellten Daten bewiesen, daß eine Kollision zweier Galaxien stattfindet. NGC6240 wird in einem besonderen Moment der Wechselwirkung beobachtet, womit die Einzigartigkeit der Beobachtungen erklärt werden kann. Die Kollision wird sehr wahrscheinlich zum Verschmelzen der beiden Galaxien führen.

Konkret sind die Ergebnisse der abbildenden Nahinfrarot-Spektroskopie und der mm-Interferometrie:

- Aus dem stellaren Geschwindigkeitsfeld in NGC6240 ergibt sich, daß die im nahinfraroten beobachteten Kerne eine dynamische Masse $\mathcal{M}_{\text{dyn}} \approx 2 - 8 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ innerhalb ≈ 500 pc haben. Das übersteigt die Masse der schwersten, bekannten Sternentstehungsregionen um mehr als 100, so daß die beobachteten Kerne die Überreste zweier Galaxien darstellen. Dies bestätigt die Vermutung, daß NGC6240 ein System aus zwei wechselwirkenden Galaxien ist.
- Das K-Band Licht der beiden Kerne wird von Überriesen dominiert, die in einem Starburst entstanden sein müssen. Das Alter des Starbursts ergibt sich zu 15 – 25 Millionen Jahren, wobei die Dauer der Sternentstehung mit ≤ 5 Millionen Jahren viel kürzer als das Alter des Starbursts ist. Die Masse der im Starburst erzeugten Sterne ist $0,4 - 2 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$.
- Das Verhältnis von dynamischer Masse zur Sternmasse im Starburst ist $\mathcal{M}_{\text{dyn}}/\mathcal{M}_{*} \geq 8$. Der Massenunterschied kann nicht allein durch molekulares Gas erklärt werden, so daß ein beträchtlicher Anteil an alten, leuchtschwachen Sternen aus den Vorgängergalaxien vorhanden sein muß. Dies ist eine weitere Bestätigung der Theorie der Wechselwirkung in NGC6240.
- Die stellare Geschwindigkeitsdispersion in den Kernen ist $\sigma = 175 \text{ km s}^{-1}$ bzw. 236 km s^{-1} . Solche Werte sind eher typisch für elliptische Galaxien und sehr hoch für Spiralgalaxien. Dies ist aber noch nicht das Maximum der Geschwindigkeitsdispersion, das zwischen den beiden Kernen zu $\sigma = 276 \text{ km s}^{-1}$ gemessen wird. In einem System im thermischen Gleichgewicht würde dies eine Massenkonzentration bedeuten. In einem wechselwirkenden

System ist dies nicht eindeutig gegeben, jedoch beweisen interferometrische Beobachtungen der CO $J=2 \rightarrow 1$ Linie die Existenz einer solchen Massenkonzentration.

- Die große Leuchtkraft von NGC6240 in Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs ist eine Folge von Stoßanregung des interstellaren Mediums der beiden Galaxien. Durch die Kollision der Galaxien entstehen Schockwellen, die das interstellare Medium erhitzen und in Rotations-Vibrations-Übergängen von H_2 beobachtet werden. Das molekulare Gas trägt damit zur Dissipation der kinetischen Energie der Wechselwirkung bei, ohne die es nicht zum Verschmelzen der Galaxien kommen kann. Die großen Geschwindigkeitsbreiten der Emissionslinien ergibt sich durch Überlagerung einzelner, schmalere Linien mit unterschiedlichen Rotverschiebungen aufgrund von Geschwindigkeitsgradienten in Gasströmungen.
- In NGC6240 befindet sich mit $\mathcal{M}_{\text{Gas}} \approx 2 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ etwa die Hälfte des kalten, molekularen Gases zwischen den beiden Kernen. Nur in drei weiteren Fällen (NGC4038/4039, NGC6090 und VV114) wird eine solche Gaskonzentration bisher beobachtet und scheint ein Effekt der Evolution in der Wechselwirkung zu sein. NGC6240 ist unter diesen ein Sonderfall, da die Linienbreiten durch die Turbulenz sehr groß sind ($300 - 400 \text{ km s}^{-1}$).
- Die CO-Scheibe wird sowohl durch Rotation und Turbulenz aufrechterhalten. Die Rotationsgeschwindigkeit ist am Rand der CO-Scheibe ist $\approx 200 \text{ km s}^{-1}$ und hat ein Maximum von 280 km s^{-1} bei $\approx 250 \text{ pc}$ Radius. Die hohe Turbulenz läßt sich durch den Entwicklungsstand der Wechselwirkung erklären. Die CO-Scheibe ist noch zu jung, um bereits die kinetische Energie der Turbulenz so weit dissipiert zu haben, um aufgrund der Selbstgravitation zu kollabieren. In etwa 20 Millionen Jahren ist durch die Emission in den H_2 Linien die Turbulenz so weit abgeklungen, daß eine heftige Sternentstehung in einem Starburst zu erwarten ist.
- Die dynamische Masse der CO-Scheibe ist nur etwa das 1,5- bis 3-fache der Gasmasse. Die Selbstgravitation des molekulare Gases in NGC6240 stellt damit eine nicht zu vernachlässigenden Faktor in der Wechselwirkung dar. Da in vielen wechselwirkenden Galaxien große Gasmassen beobachtet werden, scheint das molekulare Gas allgemein eine wichtige Rolle in der Wechselwirkung von Galaxien, vor allem bei den leuchtkräftigen Infrarot-Galaxien, zu spielen.
- Die große Geschwindigkeitsbreite der CO $J=2 \rightarrow 1$ Linie durch die starke Turbulenz erklärt auch, warum keine Sternentstehung zwischen den Kernen beobachtet wird. Wenn die Gaskonzentration so weit abgekühlt ist, daß Sternentstehung einsetzen kann, wird NGC6240 eher den anderen leuchtkräftigen und ultra-leuchtkräftigen Galaxien gleichen. NGC6240 scheint daher in einer früheren Phase der Wechselwirkung als z.B. Arp220 zu sein.

Anhang A

Mikrolinsen- und Faserparameter

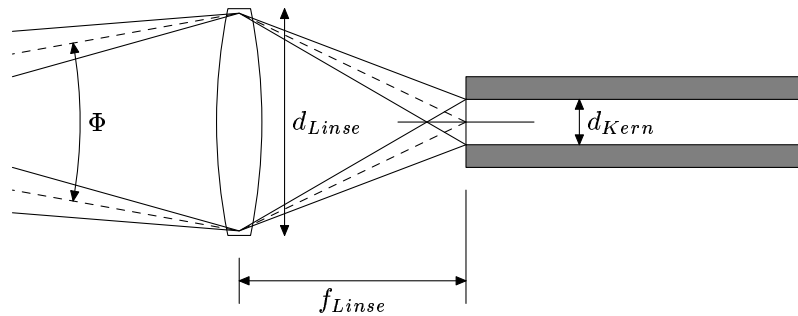


Abb. A.1: Schematische Darstellung der Einkoppelung in eine Glasfaser mit einer Mikrolinse.

Ausgehend vom Mikrolinsendurchmesser d_{Linse} und der Größe Φ eines Bildelements im Winkelmaß erhält man den Abbildungsmaßstab in der Bildebene bzw. die effektive Brennweite f_{eff} von Teleskop und Voroptik.

$$f_{eff} = \frac{d_{Linse}}{\tan \Phi}$$

Über den Teleskopdurchmesser d_{Tel} läßt sich das Öffnungsverhältnis der einfallenden Strahlen an der Mikrolinse berechnen.

$$\left(\frac{f}{d}\right)_{eff} = \frac{1}{\tan \Phi} \cdot \frac{d_{Linse}}{d_{Tel}} \quad (A.1)$$

Da die Teleskoppupille durch die Mikrolinse auf den Faserkern mit Durchmesser d_{Kern} abgebildet wird, muß die Brennweite f_{Linse} der Mikrolinse

$$\begin{aligned} f_{Linse} &= f_{eff} \cdot \frac{d_{Kern}}{d_{Tel}} \\ &= d_{Linse} \cdot \frac{d_{Kern}}{\tan \Phi \cdot d_{Tel}} \end{aligned} \quad (A.2)$$

betragen. Für die Glasfaser bleibt nur noch deren numerische Apertur zu bestimmen, da bereits der Kerndurchmesser als bekannt angenommen wird.

Aus Abbildung A.1 geht hervor, daß die Strahlen mit dem größten Einfallswinkel vom einem Rand der Linse zum auf der anderen Seite der optischen Achse gelegenen Rand des Glasfaserkerns

führen. Der maximale Einfallswinkel ist damit

$$\beta = \arctan \left(\frac{d_{\text{Linse}} + d_{\text{Kern}}}{2 \cdot f_{\text{Linse}}} \right)$$

und für die minimale notwendige numerische Apertur der Faser ergibt sich

$$\begin{aligned} na &\geq n_{\text{außen}} \cdot \sin \beta \\ &\approx n_{\text{außen}} \cdot \frac{d_{\text{Linse}} + d_{\text{Kern}}}{2 \cdot f_{\text{Linse}}}. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Zur vollständigen Charakterisierung der Glasfaser fehlt nur noch der Manteldurchmesser, der sich aus dem Kerndurchmesser und der benötigten Manteldicke ergibt. Diese sollte das fünf- bis zehnfache der transmittierten Wellenlänge sein.

Das Öffnungsverhältnis am Ausgang der Glasfaser erhält man aus der numerischen Apertur.

$$\begin{aligned} \left(\frac{f}{d} \right)_{\text{Faser}} &= \frac{1}{2 \cdot \tan(\arcsin na)} \\ &\approx \frac{1}{2 \cdot na} \\ &\approx \frac{f_{\text{Linse}}}{d_{\text{Linse}} + d_{\text{Kern}}} \cdot \frac{1}{n_{\text{außen}}} \\ &\approx \frac{d_{\text{Kern}}}{\Phi \cdot d_{\text{Tel}}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{d_{\text{Kern}}}{d_{\text{Linse}}}} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Der erste Term in Gleichung (A.4) entspricht dem Öffnungsverhältnis der Voroptik, falls man ohne Mikrolinse in die Glasfaser direkt einkoppelt. Der zweite Term, der immer kleiner 1 ist, ist ein Korrekturfaktor, der bei der Einkoppelung mit einer Mikrolinse auftritt. Er bedingt, daß für die Glasfaser eine numerische Apertur gewählt werden muß, die einem größeren $A \cdot \Omega$ -Produkt als dem eines Bildelements entspricht. Da dieser Korrekturterm mit kleiner werdendem $d_{\text{Kern}}/d_{\text{Linse}}$ sich immer mehr 1 annähert, ist es erstrebenswert, große Linsendurchmesser im Vergleich zum Kerndurchmesser zu haben.

Da SPIFFI zusammen mit einer adaptiven Optik eingesetzt werden soll, muß in diesem Fall der Effekt der Beugung an der Mikrolinse berücksichtigt werden. Für die adaptive Optik muß der Abbildungsmaßstab der Voroptik durch eine Wechseloptik an den Mikrolinsendurchmesser angepaßt werden. Ist z.B. f_{Linse} für ein 4 m-Teleskop bei einer Bildelementgröße $\Phi = 0,5$ Bogensekunden berechnet, muß die Wechseloptik um 10 vergrößern, um eine Bildelementgröße von 0,050 Bogensekunden zu erhalten. Dies entspricht der halben Breite der Punktabbildungsfunktion eines 4 m-Teleskops bei der Wellenlänge $\lambda = 2 \mu\text{m}$. Der Abbildungsmaßstab $\tan \Phi \approx 5 \cdot d_{\text{Tel}}/\lambda$, für den die Brennweite der Mikrolinse ausgelegt ist, entspricht also dem fünffachen der Beugungsgrenze.

Damit ist $f_{\text{eff}} = 10 \cdot d_{\text{Linse}}/\tan \Phi$ und das Bild der Teleskoppupille auf dem Faserkern hat den Durchmesser $d_{\text{Pup}} = d_{\text{Kern}}/10$. Dies ist der mit geometrischer Optik bestimmte Wert. Berücksichtigt man Beugung an der Mikrolinse, muß man das mit geometrischer Optik bestimmte Bild der Teleskoppupille mit der Beugungsfunktion gefaltet werden. Die Breite der Beugungsfunktion ist $\approx f_{\text{Linse}} \cdot \lambda/d_{\text{Linse}} \approx 1/5 \cdot d_{\text{Kern}}$ und damit größer als das mit geometrischer Optik bestimmte Pupillenbild. Jedoch ist es immer noch kleiner als der Kerndurchmesser und es tritt beim Betrieb mit einer adaptiven Optik kein Lichtverlust ein.

Anhang B

Spektrale Auflösung eines Spaltspektrographen

Ein Langspaltspektrograph besteht im allgemeinen aus fünf Komponenten (siehe Abbildung B.1):

1. Eintrittsspaltblende,
2. Kollimator,
3. dispergierendes Element,
4. Spektrographkamera und
5. Detektor.

Mit der Eintrittsspaltblende wählt man das Objekt, das untersucht werden soll, mit dem Kollimator wird das vom Teleskopfokus divergierende Lichtbündel kollimiert und die Teleskoppupille auf das dispergierende Element abgebildet. Dieses zerlegt das Licht in seine Wellenlängenanteile und die Spektrographkamera bildet das dispergierte Licht auf den Detektor ab. Der Begriff Detektor wird hier allgemein für einen lichtempfindlichen, ortsauflösenden Sensor verwendet. Mit einer Detektorzeile aus mehreren Elementen, angeordnet in Dispersionsrichtung, läßt sich ein Spektrum eines Bildelements in einer Belichtung bestimmen. Ist der Detektor zweidimensional, so können in einer Belichtung die Spektren von Bildelementen entlang eines eindimensionalen Spalts bestimmt werden.

Im Spektrograph wird durch das System aus Kollimator, dispergierendem Element und Spektrographkamera der Eintrittsspalt in die Fokalebene der Kamera abgebildet. Das dabei erzeugte Bild des Eintrittsspalts in der Detektorebene wird auch als Austrittsspalt bezeichnet. Abbildung B.1 stellt die Zusammenhänge zwischen den Parametern Eintrittsspaltbreite w und Austrittsspaltbreite w' , Brennweite f_{Tel} , f_{Koll} und f_{Kam} sowie Durchmesser d_{Tel} , d_{Koll} und d_{Kam} von Teleskop, Kollimator und Kamera schematisch dar. Das dispergierende Element wird durch seine Winkeldispersion A und die anamorphe Vergrößerung r parametrisiert.

$$A = \frac{d\beta}{d\lambda}, \quad r = \frac{d\beta}{d\alpha}$$

Die mathematischen Zusammenhänge zwischen den einzelnen Parametern geben die folgenden Gleichungen wieder.

$$\Phi = \frac{w}{f_{\text{Tel}}}, \quad F_{\text{Tel}} = \frac{f_{\text{Tel}}}{d_{\text{Tel}}} \quad (\text{B.1})$$

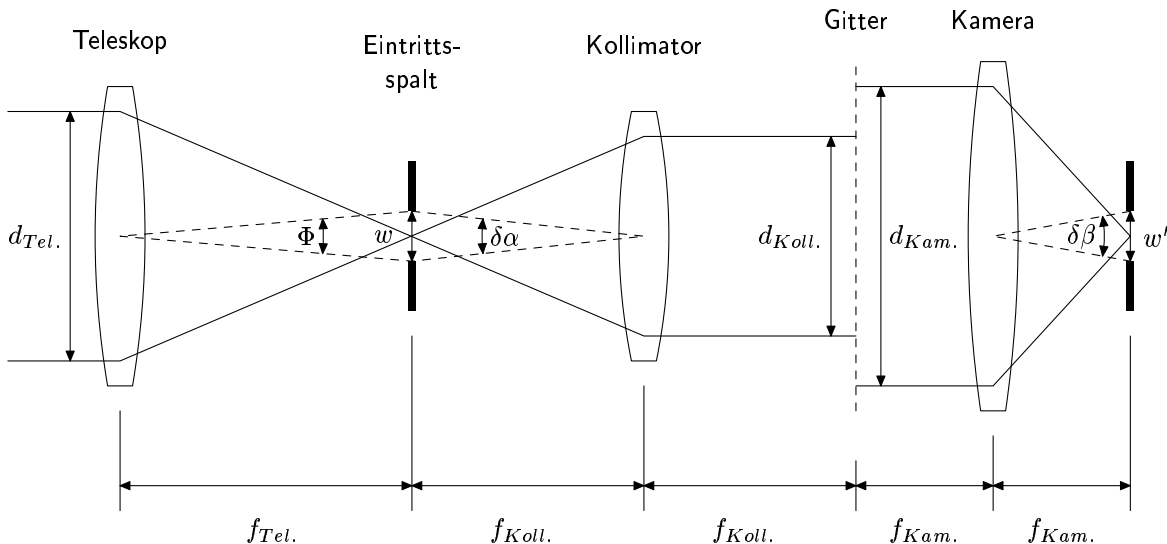


Abb. B.1: Schematische Darstellung des optischen Strahlengangs vom Teleskop durch einen Spektrographen.

$$\delta\alpha = \frac{w}{f_{\text{Koll}}}, \quad F_{\text{Koll}} = \frac{f_{\text{Koll}}}{d_{\text{Koll}}} \quad (\text{B.2})$$

$$\delta\beta = \frac{w'}{f_{\text{Kam}}}, \quad F_{\text{Kam}} = \frac{f_{\text{Kam}}}{d_{\text{Kam}}} \quad (\text{B.3})$$

F_{Tel} , F_{Koll} und F_{Kam} sind die Öffnungsverhältnisse des Teleskops, des Kollimators und der Kamera.

Die wichtigste Größe eines Spaltspektrographen stellt die spektrale Auflösung R dar. Sie ist definiert durch

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda},$$

das Verhältnis von Wellenlänge λ des dispergierten Lichts zum Wellenlängenunterschied $\delta\lambda$ zweier „gerade aufgelöster“ Wellenlängen. Zwei Wellenlängen werden aufgelöst, wenn sie in der Detektorebene um genau die Breite w' des Austrittsspalts versetzt abgebildet werden, beziehungsweise wenn die Wellenlänge $\lambda + \delta\lambda$ um $\delta\beta$ dispergiert wird. Damit ergibt sich R zu

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\lambda}{\frac{d\lambda}{d\beta} \delta\beta} = \frac{\lambda \frac{d\beta}{d\lambda}}{\frac{d\beta}{d\alpha} \delta\alpha} = \frac{\lambda A}{r \delta\alpha}.$$

Setzt man für $\delta\alpha$ den Wert aus Gleichung (B.2) ein, ergibt

$$R = \frac{\lambda A}{r} \cdot \frac{f_{\text{Koll}}}{w}. \quad (\text{B.4})$$

Ist das Öffnungsverhältnis des Kollimators gleich dem des Teleskops¹, ergibt sich für R die Gleichung

$$R = \frac{A}{r} \cdot \frac{\lambda}{\Phi \cdot d_{\text{Tel}}} \cdot d_{\text{Koll}}. \quad (\text{B.5})$$

Der erste Bruch in Gleichung (B.5) beschreibt die Eigenschaften des dispergierenden Elements, der zweite und dritte Term enthält Parameter des optischen Systems (Wellenlänge, Bildelementgröße und Strahldurchmesser im Teleskop bzw. Kollimator).

Für ein Reflexionsgitter, wie es in SPIFFI verwendet wird, gilt (Schroeder 1987)

$$A = \frac{m}{\sigma \cos \beta}, \quad r = \frac{d_{\text{Kam}}}{d_{\text{Koll}}}, \quad (\text{B.6})$$

mit m der Beugungsordnung, in der das Gitter betrieben wird, und σ dem Strichabstand des Gitters. β ist der Winkel zwischen der Gitternormalen und der Beugungsrichtung. Damit ergibt sich mit der Anzahl N der Gitterstriche

$$R = \frac{\lambda m N}{\Phi \cdot d_{\text{Tel}}}. \quad (\text{B.7})$$

Da in SPIFFI das Produkt Φ , d_{Tel} und der Wellenlängenbereich vorgegeben sind, läßt sich das Produkt $m \cdot N$, auch die intrinsische Auflösung eines Gitters genannt, aus der gewünschten Auflösung berechnen. Ist bekannt, in welcher Ordnung das Gitter betrieben wird, kann man die Strichzahl N und über den Strichabstand σ die Größe des Gitters berechnen. Will man Polarisationseffekte und Gitteranomalien in der Gittereffizienz vermeiden, sollte der Strichabstand mindestens das fünffache der dispergierten Wellenlänge sein (Loewen, Nevière und Maystre 1977). Damit ist eine untere Grenze der Gittergröße bestimmt. Aus der Gittergröße und dem Öffnungsverhältnis des Kollimators kann dann die Brennweite des Kollimators ermittelt werden.

Das Öffnungsverhältnis der Kamera ergibt sich aus Gleichung (B.3).

$$F_{\text{Kam}} = \frac{w'}{d_{\text{Kam}} \cdot \delta\beta} = \frac{w'}{d_{\text{Kam}} \cdot \frac{d\beta}{d\alpha} \cdot \delta\alpha} = \frac{w' \cdot f_{\text{Koll}}}{d_{\text{Kam}} \cdot r \cdot w} = \frac{w' \cdot f_{\text{Koll}}}{d_{\text{Kam}} \cdot r \cdot \Phi \cdot f_{\text{Tel}}} \quad (\text{B.8})$$

Für ein Reflexionsgitter als dispergierendes Element erhält man

$$F_{\text{Kam}} = \frac{w' \cdot f_{\text{Koll}}}{d_{\text{Koll}} \cdot \Phi \cdot f_{\text{Tel}}} \quad (\text{B.9})$$

$$= \frac{w'}{\Phi \cdot d_{\text{Tel}}}. \quad (\text{B.10})$$

Die Kamerabrennweite ergibt sich aus den noch unbestimmten Größen Eintrittsspaltbreite w und Vergrößerung M des Spektrographen. Aus der Eintrittsspaltbreite und der Größe eines Detektorelements bestimmt sich die Vergrößerung $M = w/w'$. Aus dieser wiederum kann über die Brennweite des Kollimators die Brennweite der Kamera f_{Kam} berechnet werden.

$$f_{\text{Kam}} = \frac{f_{\text{Koll}}}{M} = f_{\text{Koll}} \cdot \frac{w'}{w} \quad (\text{B.11})$$

¹ Dies ist der Fall für konventionelle Spaltspektrographen. Im Fall von SPIFFI ist das Öffnungsverhältnis des Kollimators kleiner als das des Teleskops. Die Besonderheiten, die durch den SPIFFI-Bildzerleger entstehen, werden im Abschnitt 5.1 behandelt.

Anhang C

Parameter der SPIFFI-Optik

Tabellen C.1, C.2, C.3 und C.4 geben die optischen Parameter der Gitter, der Voro­ptik, des Kollimators und der Spektrographkamera wieder. Die Krümmungsradien, und für die Linsen die Dicken, sind sowohl bei der Betriebstemperatur 77 K als auch bei Raumtemperatur, der „Herstellungstemperatur“, gegeben. Abstände zwischen den Linsen oder Spiegeln sind nur für 77 K, gegeben, da hier der Ausdehnungskoeffizient vom Material der Optikhalter abhängt.

Tab. C.1: Die optischen Parameter der Reflexionsgitter.

Band	H		K		HK	
	293 K	77 K	293 K	77 K	293 K	77 K
Strichzahl in Linien mm^{-1}	128,571	128,070	102,857	102,456	100,000	99,610
Beugungsordnung	2		2		1	
Einfallswinkel in $^{\circ}$	35,821		36,728		28,569	
Blazewinkel in $^{\circ}$	13,321		14,228		6,069	

Tab. C.2: Die optischen Parameter der Voroptik.

	Krümmungs- radius in mm		Durchmesser in mm	Abstand in mm	Winkel in Grad	
	293 K	77 K				
						<u>Teleskop</u>
Off-axis- Paraboloid	300	300,007	40	149,999	10	VLT
	400	400,010	40	199,996	10	Calar Alto
Kaltblende			8,935	156,154		VLT
Kaltblende			8,412	209,948		Calar Alto
Konkavspiegel	1068,250	1068,276	40	534,736	4	
						<u>Vergrößerung</u>
			25	69,266	16	×1,67
Flachspiegel			15	231,825	5,596	×8,33
			15	260,816	4,968	×12,5
	597,760	597,774	25	193,735	16	×1,67
Konvexspiegel	140,498	140,501	10	231,825	5,596	×8,33
	79,728	79,730	10	260,816	4,968	×12,5
	1068,250	1068,276	34	83,494	13,040	×1,67
Konkavspiegel	1068,250	1068,276	34	457,416	7,413	×8,33
	1068,250	1068,276	34	175,855	7,413	×12,5
			32	240	13,040	×1,67
Flachspiegel			32	240	7,413	×8,33
			32	240	7,413	×12,5

Tab. C.3: Die optischen Parameter des Kollimators.

Material	Krümmungsradius in mm		Abstand/Dicke in mm		Durchmesser Größe in mm
	293 K	77 K	293 K	77 K	
				15,132	
ZnS	-60,324	-60,267	20,000	19,981	80 × 30
	-67,892	-67,828		521,983	
irg2	638,120	636,908	10,000	9,981	137
	290,023	289,472		37,061	
BaF ₂	371,805	370,626	25,000	24,921	150
	-275,385	-274,512		223	

Tab. C.4: Die optischen Parameter der Spektrographkamera.

Material	Krümmungsradius in mm		Abstand/Dicke in mm		Durchmesser/ Größe in mm
	293 K	77 K	293 K	77 K	
				200,000	
ZnS	∞	∞	15,000	14,986	190
	-12412,681	-12400,900 ^a			
Spiegel	-357,733	-357,742		308,322	240
				168,518	
CaF ₂	56,635	56,464	3,000	2,991	38 × 38
	64,730	64,535			
				1,000	
ZnS	-160,872	-160,719	4,000	3,996	32 × 32
	212,999	212,797			
				2,055	

^a Bei 77 K sind die asphärischen Koeffizienten höherer Ordnung:
 $A4 = -3,814 \cdot 10^9 \text{ mm}^{-3}$, $A6 = -3,554 \cdot 10^{-14} \text{ mm}^{-5}$ und $A8 = -9,454 \cdot 10^{-19} \text{ mm}^{-7}$

Literaturverzeichnis

- [1] Armus, L. , Heckman, T. M. und Miley, G. K. 1990, ApJ, **364**, 471
- [2] Bach, B. 1997, Hyperfine Inc., private Mitteilung
- [3] Barnes, J. E. und Hernquist, L. 1996, ApJ, **471**, 115
- [4] Bender, R. 1990, A&A, **229**, 441
- [5] Binney, J., Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press
- [6] Bognar, L. 1997, EFOQUARZ, *MVAD-Taper-Verfahren*, private Mitteilung
- [7] Bryant, P. M., Scoville, N. Z. 1999, in Vorbereitung
- [8] Burton, W. B., Elmegreen, B. G. und Genzel, R. 1992, *The galactic interstellar medium* Springer
- [9] Casoli, F., Dupraz, C. und Combes, F. 1992, A&A, **264**, 55
- [10] Cherin, A. H. 1983, *An Introduction to Optical Fibers*, McGraw-Hill International Book Company
- [11] Colbert, E. J. M., Wilson, A. S. und Bland-Hawthorn, J. 1994, ApJ, **436**, 89
- [12] Combes, F., Casoli, F., Encrenaz, P., Gerin, M. und Laurent, C. 1991, A&A, **248**, 607
- [13] Condon, J. J., Condon, M. A., Gisler, G. und Puschell, J. J. 1982, ApJ, **252**, 102
- [14] Content, R. 1998, Proc. SPIE, **3354**, 187
- [15] Depoy, D. L., Becklin, E. E. und Wynn-Williams, C. G. 1986, ApJ, **307**, 116
- [16] Dickman, R. L., Snell, R. L. und Schloerb, F. P. 1986, ApJ, **309**, 326
- [17] Doyon, R., Wells, M., Wright, G. S., Joseph, R. D., Nadeau, D. und James, P. A. 1994, ApJ, **437**, L23
- [18] Downes, D., Solomon, P. M. und Radford, S. J. E. 1993, ApJ, **414**, L13
- [19] Downes, D. und Solomon, P. M. 1998, ApJ, **507**, 615
- [20] Draine, B. T. und Lee, H. M. 1984, ApJ, **285**, 89
- [21] Draine, B. T. 1989, in *Infrared Spectroscopy in Astronomy*, Proceedings of the 22nd Eslab Symposium, 93

- [22] Draine, B. T. 1990, in *The Intertellar Medium in Galaxies*, Kluwer Academic Publishers, 483
- [23] Draine, B. T. und Woods, D. T. 1990, ApJ, **363**, 464
- [24] Draine, B. T. und Woods, D. T. 1992, ApJ, **387**, 732
- [25] Dubinski, J. , Mihos, J. C. und Hernquist, L. 1996, ApJ, **462**, 576
- [26] Dubinski, J., Mihos, C. und Hernquist, L. 1999, ApJ, eingereicht
- [27] Egami, E. 1998, in *Galaxy Interactions at Low and High Redshift*, Proc. IAU Symposium 186, in Druck
- [28] Egami, E. et al. 1999, in Vorbereitung
- [29] Egami, E. 1999, private Mitteilung
- [30] ESO/STC-210, Genzel, R., Krabbe, A., Maiolino, R., Tacconi, L., Tacconi-Garman, L. E., Tecza, M., Thatte, N., Bonaccini, D., Emsellem, E., Gilmozzi, R., Monnet, G. 1997, *SINFONI: A high resolution near infrared imaging spectrometer for the VLT*, ESO/STC-210
- [31] Fried, J. W. und Schulz, H. 1983, A&A, **118**, 166
- [32] Fried, J. W. und Ulrich, H. 1985, A&A, **152**, L14
- [33] Fosbury, R. A. E. und Wall, J. V. 1979, MNRAS, **189**, 79
- [34] Gaffney, N. I., Lester, D. F. und Doppmann, G. 1995, PASP, **107**, 68
- [35] Gao, Y., Gruendl, R. A., Hwang, C.-Y., Lo, K. Y. 1998, in *Galaxy Interactions at Low and High Redshift*, Proc. IAU Symposium 186, in Druck
- [36] Hecht, E., Zajac, A. 1979, *Optics*, Addison-Wesley
- [37] Heckman, T. M., Armus, L. und Miley, G. K. 1987, AJ, **93**, 276
- [38] Heckman, T. M., Armus, L. und Miley, G. K. 1990, ApJS, **74**, 833
- [39] Herbst, T. M., Graham, J. R., Tsutsui, K., Beckwith, S., Matthews, K. und Soifer, B. T. 1990, AJ, **99**, 1773
- [40] Hofmann, R. , Brandl, B. , Eckart, A. , Eisenhauer, F. und Tacconi-Garman, L. E. 1995, Proc. SPIE, **2475**, 192
- [41] Hodapp, K. -W., Hora, J. L., Hall, D. N. B., Cowie, L. L., Metzger, M., Irwin, E., Vural, K., Kozlowski, L. J., Cabelli, S. A., Chen, C. Y., Cooper, D. E., Bostrup, G. L., Bailey, R. B. und Kleinhans, W. E. 1996, New Astronomy, **1**, 177
- [42] Iwasawa, K. und Comastri, A. 1998, MNRAS, **297**, 1219
- [43] Jansen, J. 1999, *Inbetriebnahme und Charakterisierung des HAWAII Nahinfrarot-Arrays für das abbildende Spektrometer SINFONI am ESO VLT*, Diplomarbeit der Technischen Universität München

- [44] Johnson, K. 1995, Oxford Electronics Limited, private Mitteilung
- [45] Joseph, R. D., Wade, R. and Wright, G. S. 1984, *Nature*, **311**, 132
- [46] Kennicutt Jr., R. C., Schweizer, F., Barnes, J. 1998, *Galaxies: Interactions and Induced Star Formation*, Springer
- [47] Keto, E., Hora, J. L., Deutsch, L., Hoffmann, W., Fazio, G. G., Ball, R., Meixner, M., Skinner, C., Arens, J. F. und Jernigan, G. 1997, *ApJ*, **485**, 598
- [48] Klaas, U., Haas, M., Heinrichsen, I. und Schulz, B. 1997, *A&A*, **325**, L21
- [49] Kleinmann, S. G. und Hall, D. N. B. 1986, *ApJS*, **62**, 501
- [50] Komossa, S., Schulz, H. und Greiner, J. 1998, *A&A*, **334**, 110
- [51] Krabbe, A. 1997, private Mitteilung
- [52] Lester, D. F. und Gaffney, N. I. 1994, *ApJ*, **431**, L13
- [53] Lisenfeld, U., Völk, H. J. und Xu, C. 1996, *A&A*, **306**, 677
- [54] Loewen, E. G., Neviere, M. und Maystre, D. 1977, *Appl. Optics*, **16**, 2711
- [55] Lutz, D., Genzel, R., Sternberg, A., Netzer, H., Kunze, D., Rigopoulou, D., Sturm, E., Egami, E., Feuchtgruber, H., Moorwood, A. F. M. und De Graauw, T. 1996, *A&A*, **315**, L137
- [56] Mihos, J. C. und Hernquist, L. 1996, *ApJ*, **464**, 641
- [57] Miller, G. E. und Scalo, J. M. 1979, *ApJS*, **41**, 513
- [58] Mouri, H. und Taniguchi, Y. 1995, *ApJ*, **449**, 134
- [59] Oliva, E., Origlia, L., Kotilainen, J. K. und Moorwood, A. F. M. 1995, *A&A*, **301**, 55
- [60] Origlia, L., Moorwood, A. F. M. und Oliva, E. 1993, *A&A*, **280**, 536
- [61] Oxford Electronics Limited, 1995, *Optical Fibres*, Produktinformation der Firma Oxford Electronics Limited, England
- [62] Rayner, J. T. 1998, *Proc. SPIE*, **3354**, 289
- [63] Rieke, G. H., Cutri, R. M., Black, J. H., Kailey, W. F., McAlary, C. W., Lebofsky, M. J. und Elston, R. 1985, *ApJ*, **290**, 116
- [64] Rigopoulou, D. et al. 1999, in Vorbereitung
- [65] Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, **121**, 161
- [66] Sakamoto, K., Scoville, N. Z., Yun, M. S., Crosas, M., Genzel, R. und Tacconi, L. J. 1999, *ApJ*, **514**, 68
- [67] Schötz, G. F., Vydra, J., Lu G., Fabricant, D. 1998, in *Fiber Optics in Astronomy III*, 20

- [68] Schreiber, N. M. 1999, *Near-infrared imaging spectroscopy and mid-infrared spectroscopy of M82: revealing the nature of star formation activity in the archetypal starburst galaxy*, Dissertation der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München
- [69] Schroeder, D. J. 1998, *Astronomical Optics*, Academic Press Inc.
- [70] Schulz, H., Fried, J. W., Röser, S. und Keel, W. C. 1993, *A&A*, **277**, 416
- [71] Schulz, H., Fried, J. W., Roser, S. und Keel, W. C. 1994, *A&A*, **285**, 710
- [72] Schulz, H., Komossa, S., Berghofer, T. W. und Boer, B. 1998, *A&A*, **330**, 823
- [73] Scoville, N. Z., Yun, M. S. und Bryant, P. M. 1997, *ApJ*, **484**, 702
- [74] Soifer, B. T., Rowan-Robinson, M., Houck, J. R., de Jong, T., Neugebauer, G., Aumann, H. H., Beichman, C. A., Boggess, N., Clegg, P. E., Emerson, J. P., Gillett, F. C., Habing, H. J., Hauser, M. G., Low, F. J., Miley, G., Young, E. 1984, *ApJ*, **278**, L71
- [75] Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E. und Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, **478**, 144
- [76] Springel, V. und White, S. D. M. 1998 astro-ph/907320
- [77] Stanford, S. A., Sargent, A. I., Sanders, D. B. und Scoville, N. Z. 1990, *ApJ*, **349**, 492
- [78] Sternberg, A. und Kovo, O. 1996, in Vorbereitung
- [79] Sugai, H., Malkan, M. A., Ward, M. J., Davies, R. I. und MCLean, I. S. 1997, *ApJ*, **481**, 186
- [80] Tanaka, M., Hasegawa, T. und Gatley, I. 1991, *ApJ*, **374**, 516
- [81] Thompson, R. I. 1995, American Astronomical Society Meeting, **187**, 112106
- [82] Thronson, H. A., Jr., Majewski, S., Descartes, L. und Hereld, M. 1990, *ApJ*, **364**, 456
- [83] Toomre, A. und Toomre, J. 1972, *ApJ*, **178**, 623
- [84] Van der Werf, P. P., Genzel, R., Krabbe, A., Blietz, M., Lutz, D., Drapatz, S., Ward, M. J. und Forbes, D. A. 1993, *ApJ*, **405**, 522
- [85] Van der Werf, P. P. 1996, in *Cold Gas at High Redshift*, Kluwer Academic Publishers, 37
- [86] Wang, Z., Scoville, N. Z. und Sanders, D. B. 1991, *ApJ*, **368**, 112
- [87] Weitzel, L., Krabbe, A., Kroker, H., Thatte, N., Tacconi-Garman, L. E., Cameron, M. und Genzel, R. 1996, *A&AS*, **119**, 531
- [88] Wright, G. S., Joseph, R. D. und Meikle, W. P. S. 1984, *Nature*, **309**, 430
- [89] Yun, M. S., Scoville, N. Z. und Knop, R. A. 1994, *ApJ*, **430**, L109

Tabellenverzeichnis

3.1	Mikrolinsen- und Glasfaserparameter des SPIFFI-Bildzerlegers.	18
4.1	Bildelementgrößen, Öffnungsverhältnisse und Vergrößerungen der SPIFFI-Voroptik.	35
5.1	Die Kenngrößen von SPIFFI.	49
6.1	Die Detektor Parameter.	54
7.1	Grenzhelligkeiten für SPIFFI.	56
10.1	K-Band Flußdichten des nördlichen und südlichen Kerns.	73
10.2	H ₂ Linien-Flüsse der vier mit 3D gemessenen H ₂ Linien.	76
10.3	Linienfluß, Äquivalenzbreite, Rotverschiebung und Geschwindigkeitsbreite der Brackett γ Linie.	76
10.4	Äquivalenzbreite, Rotverschiebung und Geschwindigkeitsbreite der CO 2–0 Absorptionsbande.	76
10.5	Geschwindigkeitsdispersion in NGC6240.	93
10.6	Die Leuchtkräfte vor und nach Entrötung in NGC6240.	100
10.7	Die Stern- und dynamische Massen in NGC6240.	103
11.1	Verschiedene Abschätzungen der Gasmassen der zentralen Gaskonzentration in NGC6240.	120
C.1	Die optischen Parameter der Reflexionsgitter.	141
C.2	Die optischen Parameter der Voroptik.	142
C.3	Die optischen Parameter des Kollimators.	143
C.4	Die optischen Parameter der Spektrographkamera.	144

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung des 3D-Bildzerlegerprinzips	5
2.2	Lichtausbeute für einen 3D-Bildzerleger und einen modifizierten 3D-Bildzerleger mit 32×32 Bildelementen.	7
2.3	Schematische Darstellung des modifizierten 3D-Bildzerlegerprinzips.	8
2.4	Querschnittswandlung mit einem Glasfaserbündel. Lichtausbreitung in einer Glasfaser.	10
2.5	Schematische Darstellung der Einkoppelung in ein Glasfaserbündel mit einem Mikrolinsenmosaik.	13
2.6	Einfachste Anordnung des Glasfaserspalts durch Aneinanderreihen der Glasfasern.	14
3.1	Eine Glasfaser nach dem Aufweiten.	20
3.2	Schematische Darstellung des Aufbaus zum MVAD-Taper-Verfahren.	20
3.3	Der „Taper“ nach dem Deponieren des Quarzglases auf der Kugellinse.	21
3.4	Schematische Darstellung der Halterung der Mikrolinsen-Glasfaser in den Metallhülsen.	22
3.5	Eine fertige Mikrolinsen-Glasfaser-Einheit in ihrer Metallhülse.	23
3.6	Schematische Darstellung der möglichen Positionierfehler bei der Kombination aus Mikrolinse und Glasfaser.	25
3.7	Dämpfung der in SPIFFI verwendeten Glasfaser	26
3.8	Strahlverlauf innerhalb des Tapers.	27
3.9	Ausleuchtung einer Mikrolinse in den Nahinfrarot-Wellenlängenbändern J, H und K sowie im sichtbaren Wellenlängenbereich.	29
3.10	Anordnung der Mikrolinsen im Gesichtfeld von SPIFFI.	30
3.11	Anordnung der Glasfasern zum Spektrographenspalt.	31
3.12	Zuordnung der Mikrolinsen zu den Glasfasern im Spektrographenspalt.	32
4.1	Die Voroptik	34
5.1	Der Kollimator.	41

5.2	Modellrechnungen der Gittereffizienz.	42
5.3	Spalt- und Spektrumkrümmung eines Reflexionsgitters.	44
5.4	Die Spektrographkamera.	45
5.5	Durchstoßdiagramme des SPIFFI-Spektrographen.	46
5.6	Die Verzeichnung des SPIFFI-Spektrographen.	47
5.7	Perspektivische Darstellung der SPIFFI-Optik.	48
6.1	Übersicht der SPIFFI-Elektronik.	51
6.2	Die Testkamera.	54
9.1	Photographische Aufnahme von NGC6240 im blauen Wellenlängenbereich. . . .	65
10.1	K-Band Karte und Spektrum von NGC6240.	71
10.2	Kontinuum-Karte, CO 2–0, Brackett γ , H ₂ $v=1-0$ S(1), H ₂ $v=1-0$ S(0) und H ₂ $v=2-1$ S(1) Linien Karten.	72
10.3	Spektren des südlichen und nördlichen Kerns sowie des H ₂ -Emissionsmaximums. . . .	75
10.4	Die Karte der visuellen Extinktion A_V	79
10.5	Fehler Geschwindigkeitsdispersion der FCQ-Methode.	84
10.6	Fehler der Rotverschiebung der FCQ-Methode.	85
10.7	Fehler der FCQ-Methode durch unterschiedliche Sternspektren.	86
10.8	Fehler der Geschwindigkeitsdispersion des Fittens im Wellenlängenraum.	88
10.9	Fehler der Rotverschiebung des Fittens im Wellenlängenraum.	89
10.10	Das stellare Geschwindigkeitsfeld von NGC6240.	91
10.11	Mit der FCQ-Methode bestimmte Geschwindigkeitsprofile für drei Aperturen in NGC6240.	92
10.12	Geschwindigkeitsdispersion in NGC6240.	94
10.13	Vergleich der Spektren von NGC6240 und vier Überriesen- bzw. Riesensternen. . . .	96
10.14	Die Brackett γ Äquivalenzbreite, L_K/M_* und L_{bol}/L_K in Abhängigkeit des Starburstalters für vier verschiedene Starburst Simulationen.	99
10.15	Rotationskurven für den südlichen und nördlichen Kern.	104
10.16	H ₂ Populations Diagramm.	106
11.1	Karte der integrierten CO J=2→1 Emission.	110
11.2	Karte der 1,3 mm Kontinuum Emission und der 8 GHz Radio Emission.	111
11.3	1. und 2. Moment der CO J=2→1 Emission.	113
11.4	Die Modellrotationskurve der CO-Scheibe.	115

12.1	1. und 2. Momente der $\text{H}_2 v=1-0 S(1)$ und $\text{CO } J=2 \rightarrow 1$ Emission in NGC6240.	123
12.2	Kanalkarten der $\text{H}_2 v=1-0 S(1)$ Emissionslinie.	125
12.3	Kanalkarten der $\text{CO } J=2 \rightarrow 1$ Emissionslinie.	126
12.4	Spektren der $\text{H}_2 v=1-0 S(1)$ und $\text{CO } J=2 \rightarrow 1$ Emissionslinien.	127
13.1	Schematische Darstellung der Geometrie der Kollision in NGC6240.	129
A.1	Schematische Darstellung der Einkoppelung in eine Glasfaser mit einer Mikrolinse.	136
B.1	Schematische Darstellung des optischen Strahlengangs eines Spektrographen. .	139

Danksagung

Ich möchte Herrn Prof. Dr. Genzel für die Möglichkeit und die Unterstützung danken, über ein sowohl wissenschaftlich, als auch instrumentell brandaktuelles Thema promovieren zu können. Die guten Arbeitsbedingungen trugen wesentlich zum Gelingen der Arbeit bei.

Mein weiterer Dank gilt Dr. Alfred Krabbe, Dr. Niranjan Thatte, Dr. Linda Tacconi und allen anderen, auch ehemaligen Mitarbeitern der Infrarotgruppe, die immer hilfsbereit für alle Fragen zur Verfügung standen.

Für die gute Zusammenarbeit mit den Werkstätten, der Personal- und der Einkaufsabteilung des Max-Planck-Instituts möchte ich mich ebenfalls herzlich bedanken.

Lebenslauf

Geburtsdatum: 15. August 1967
Geburstort: Ingolstadt
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schul Ausbildung:

1972 bis 1975	Grundschule	Freilassing
1975 bis 1976	Grundschule	Ramsau bei Berchtesgaden Berchtesgaden
1976 bis 1986	Gymnasium	Berchtesgaden
Juni 1986	Allgemeine Hochschulreife	

Wehrdienst:

Juli 1986 bis Sept. 1987	Wehrdienst	Strub bei Berchtesgaden Berchtesgaden
--------------------------	------------	--

Hochschulausbildung:

Nov. 1987 bis März 1994	Studium der Physik an der Technischen Universität	München
Jan. 1993 bis Feb. 1994	Diplomarbeit in Neutronenphysik „Weiterentwicklung des Prototypen eines Bootstrap-Neutronen-Resonanz- Spin-Echo-Spektrometers“	
März 1994	Erlangung des Physik-Diploms	
seit Nov. 1994	Anfertigung der Dissertation am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik	Garching