

Entwicklung und Bau des
Ferninfrarot-Spektrometers FIFI LS
und
ISO–Beobachtungen des galaktischen Zentrums

Dissertation

der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Walfried Raab
aus Steyr

München, den 17.Mai 2002

1. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Genzel
 2. Gutachter: Prof. Dr. Ralf Bender
- Tag der mündlichen Prüfung: 21.11.2002

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in einen instrumentellen und einen astrophysikalischen Teil. Der instrumentelle Teil beschreibt dabei die Konstruktion und Entwicklung des abbildendes 3D-Linienspektrometer FIFI LS (**F**ield-**I**maging **F**ar-**I**nfrared **L**ine **S**pectrometer), das an Bord des flugzeuggestützte Infrarotobservatoriums SOFIA (**S**tratospheric **O**bservatory **F**or **I**nfrared **A**stronomy) für astronomische Beobachtungen im ferninfraroten Spektralbereich eingesetzt werden soll. Die Besonderheit dieses Spektromertyps liegt darin, daß für das gesamte zweidimensionale Bildfeld in einer einzigen Beobachtung simultan auch spektrale Information in einem begrenzten Wellenlängenbereich um eine ausgewählte Spektrallinie gesammelt werden kann. Realisiert wird FIFI LS in Form zweier paralleler Gitterspektrometer für die Wellenlängenbereiche $42 - 110 \mu\text{m}$ und $110 - 210 \mu\text{m}$, wobei in jedem dieser Wellenlängenbänder eine spezielle Anordnung von Spiegeln, der sogenannte „Bildfeldzerleger“, das zweidimensionale Bildfeld entlang einer quasi-eindimensionalen Linie umordnet, die in weiterer Folge den Eintrittsspalt der Gitterspektrometer bildet. Dabei konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals die Funktionsfähigkeit eines spiegeloptischen Bildfeldzerlegersystems für den Einsatz im Ferninfrarot nachgewiesen werden. Aufgrund der langen Beobachtungswellenlängen ist an allen optischen Komponenten mit dem Auftreten von Beugungseffekten zu rechnen, durch deren Einfluß die Leistungsdaten des Instrumentes erheblich herabgesetzt werden können. Neben der ausführlichen Beschreibung des gesamten optischen Aufbaus von FIFI LS stellt deshalb eine detaillierte Analyse der Beugungseffekte – hauptsächlich mit einem skalaren Formalismus, für die kritischen Komponenten des Bildfeldzerlegers jedoch auch durch eine vollständig vektorielle Beschreibung – einen Hauptteil des instrumentellen Abschnittes dieser Arbeit dar.

Um den von den mechanischen Komponenten des Instrumentes und nicht zuletzt auch von den Spiegeloberflächen selbst emittierten thermischen Strahlungsanteil im Ferninfrarot so niedrig wie möglich zu halten, ist eine Kühlung der Spektrometroptik auf 4.2 Kelvin unumgänglich, wobei die Detektoren selbst sogar auf $1.8 - 2.5$ Kelvin gekühlt werden. Der zweite wesentliche Teil des instrumentellen Abschnittes befaßt sich dementsprechend mit dem kryomechanischen Aufbau von FIFI LS insbesondere der für den Betrieb des Instrumentes benötigten optomechanischen Komponenten. Den bei weitem komplexesten Aufbau stellt dabei der kryogene Gitterantrieb dar, mit dessen Hilfe die Beugungsgitter der beiden Spektrometerbänder zur Wellenlängenselektion in einem Bereich von $\pm 40^\circ$ mit einer Genauigkeit von wenigen Bogensekunden verkippt werden können. Weil FIFI LS auf einem flugzeuggestützten Observatorium eingesetzt wird, auf dem das Nachfüllen der zur Kühlung verwendeten kryogenen Flüssigkeiten (flüssiges Helium und flüssiger Stickstoff) aus flugsicherheitstechnischen Gründen nicht erlaubt ist, ist bei der Konstruktion des eigentlichen Kryostaten die Kenntnis der Abdampfzeiten und der damit verbundenen maximalen Haltezeit der kryogenen Flüssigkeiten von besonderer Bedeutung. Um die angestrebte Haltezeit mit einem angemessenen Sicherheitsfaktor erreichen zu können, wurde ein umfangreiches thermisches Modell des Kryostaten erstellt, in dem die Beiträge der einzelnen Komponenten zum Gesamtwärmeeintrag teilweise aus Vergleichen mit

einem Versuchskryostaten abgeleitet wurden.

Der astrophysikalische Teil dieser Arbeit befaßt sich mit der Auswertung und Interpretation von Beobachtungen der unmittelbaren Umgebung des Zentrums unserer Galaxie, die mit dem „Short Wavelength Spectrometer“ (SWS) an Bord des „Infrared Space Observatory“ (ISO) durchgeführt wurden. Beobachtungsdaten im Wellenlängenbereich von 2.5 - 45 μm liegen dabei für die HII-Region Sagittarius A West sowie für zwei besonders helle Gaskonzentrationen im Bereich eines dichten molekularen Ringes im Abstand von etwa 1.5 pc um das galaktische Zentrum vor. Neben einer überblicksmäßigen Beschreibung des SWS-Spektrometers sowie einer detaillierten Darstellung der aus den Beobachtungen gewonnenen Liniendaten ist speziell auch den morphologischen Eigenheiten der Region um das galaktische Zentrum ein eigener Abschnitt gewidmet. Weil es für die korrekte Interpretation der Beobachtungen von entscheidender Bedeutung ist, wird des weiteren auch auf die konkrete Auswertung der Datensätze eingegangen.

Der wesentlichste Teil des astrophysikalischen Abschnittes beschäftigt sich mit den Auswirkungen des interstellaren Staubes auf die von den jeweiligen Quellen emittierte Infrarotstrahlung. Durch die Wechselwirkung der emittierten Photonen mit dem interstellaren Staub nimmt die Strahlungsintensität sowohl durch Streuung als auch durch Absorption ab, wobei die beobachtbaren Auswirkungen dieser beiden Effekte gewöhnlich unter dem Ausdruck „interstellare Extinktion“ zusammengefaßt werden. Beobachtungen der HII-Region im Zentrum unserer Galaxie stellen aus mehreren Gründen eine hervorragende Grundlage zum Studium der interstellaren Staubextinktion dar: Zum einen ist die Staubsäulendichte entlang der Sichtlinie zum galaktischen Zentrum so hoch, daß eine starke und damit gut zu quantifizierende Extinktion über den gesamten beobachteten Wellenlängenbereich gewährleistet ist, zum anderen kann wegen der niedrigen Staubsäulendichte im Emissionsgebiet eine – wie gezeigt wird – vernachlässigbar geringe intrinsische Extinktion angenommen werden, wodurch die Interpretation der Daten wesentlich vereinfacht wird. Eine Analyse der Rekombinationslinien des atomaren Wasserstoffs, deren relative Intensitäten gut mit theoretischen Mitteln berechnet werden können, ermöglichte die Ableitung der interstellaren Extinktion als Funktion der Wellenlänge im Spektralbereich zwischen 2.5 und 8.8 μm mit bislang unerreichter Genauigkeit. Durch einen Vergleich mit einer langwelligen und daher von den Auswirkungen der interstellaren Extinktion unbeeinflussten Rekombinationslinie im Radiobereich gelang es außerdem, das so abgeleitete Extinktionsgesetz auf absolute Extinktionswerte zu normieren. Dieses empirisch gewonnenen Extinktionsgesetz zeigt zum Teil dramatische Abweichungen von einem bislang als universell angenommenen Gesetz, wobei vor allem ein tiefes Minimum bei den Wellenlängen zwischen 4 und 8 μm unbeobachtet bleibt.

Der letzte Abschnitt dieser Arbeit befaßt sich schließlich mit den physikalischen Eigenschaften des Gases in der näheren Umgebung des galaktischen Zentrums, wobei das zuvor abgeleitete Extinktionsgesetz verwendet wird, um eine Extinktionskorrektur für die beobachteten Emissionslinien durchzuführen. Dabei konnten vor allem durch eine Untersuchung der Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs Aussagen über die Temperaturstruktur sowie die H_2 -Säulendichte in den beobachteten Gebieten getroffen werden. Die Besetzung der angeregten Zustände konnte im Rahmen dieser Untersuchungen durch ein Zweitemperaturmodell beschrieben werden, in dem der bei weitem größte Teil ($\sim 99\%$) des sichtbaren molekularen Wasserstoffs eine Anregungstemperatur von etwa 800 Kelvin und nur rund 1% eine Anregungstemperatur von 2500 Kelvin aufweist. Außerdem konnte für die beobachteten Übergänge gezeigt werden, daß die Besetzungsstruktur der angeregten Zustände durch Stoßprozesse dominiert wird, so daß als Anregungsmodell sowohl eine dichte Photonen-dominierten Region (PDR), als auch ein interstellarer Schock in Frage kommt.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| Zusammenfassung | 2 |
| Einleitung | 12 |
| I Entwicklung des Ferninfrarot-Spektrometers FIFI LS | 15 |
| 1 Flugzeuggestützte Astronomie | 16 |
| 1.1 Astronomie im Ferninfrarot | 16 |
| 1.2 Die Entwicklung der flugzeuggestützten Astronomie | 18 |
| 1.3 Das SOFIA Observatorium | 18 |
| 2 Das Ferninfrarot-Spektrometer FIFI LS | 22 |
| 2.1 Konzept und Spezifikation | 22 |
| 2.1.1 Überlegungen zum Design | 22 |
| 2.1.2 Prinzip der abbildenden 3D-Spektroskopie | 24 |
| 2.1.3 Funktionsweise der Bildfeldzerleger | 26 |
| 2.1.4 Funktionsweise der Beugungsgitter | 28 |
| 2.2 Optisches Design | 34 |
| 2.2.1 Überblick | 34 |
| 2.2.2 Das SOFIA Teleskop | 35 |
| 2.2.3 Die Eingangsoptik | 38 |
| 2.2.4 Die Spektrometer | 40 |
| 2.2.5 Die Kalibrationsoptik | 53 |
| 2.2.6 Die Nachführoptik | 54 |
| 2.2.7 Das FIFI LS Filterschema | 54 |
| 2.3 Beugungsrechnungen | 58 |
| 2.3.1 Das Beugungsproblem | 58 |
| 2.3.2 Grundgleichungen der skalaren Beugungstheorie | 59 |
| 2.3.3 Beugungsanalyse des langwelligen Spektrometers | 63 |
| 2.3.4 Das spektrale Auflösungsvermögen von FIFI LS | 75 |
| 2.4 Optomechanische Komponenten | 77 |
| 2.4.1 Der Gitterantrieb | 77 |
| 2.4.2 Sonstige Komponenten | 85 |
| 2.5 Die Detektoren | 85 |
| 2.6 Kryo-Mechanisches Design | 88 |
| 2.6.1 Überblick | 88 |
| 2.6.2 Das kryogene System | 90 |

| | | |
|-----------|---|------------|
| 2.6.3 | Das Vakuumgefäß | 95 |
| 2.6.4 | Halterung des Instrumentes am SOFIA Teleskop | 96 |
| 2.7 | Zusammenfassung: Charakterisierung von FIFI LS | 97 |
| II | Beobachtung des galaktischen Zentrums mit ISO | 101 |
| | Vorbemerkung | 102 |
| 3 | Das Infrared Space Observatory ISO | 104 |
| 3.1 | Der Satellit | 104 |
| 3.2 | Instrumente | 106 |
| 3.3 | Das SWS Spektrometer | 107 |
| 3.3.1 | Aufbau | 107 |
| 3.3.2 | Beobachtungsarten | 109 |
| 3.3.3 | Kalibration | 111 |
| 4 | Die Morphologie des galaktischen Zentrums | 113 |
| 4.1 | Die innere galaktische Region | 113 |
| 4.2 | Der Sagittarius A Komplex | 114 |
| 4.2.1 | Sagittarius A West | 116 |
| 4.2.2 | Der molekulare Ring | 118 |
| 5 | SWS Beobachtungen | 121 |
| 5.1 | Beobachtete Quellen | 121 |
| 5.2 | Datenreduktion | 122 |
| 5.3 | Liniendaten | 124 |
| 5.3.1 | Sagittarius A* | 125 |
| 5.3.2 | Molekularer Ring | 133 |
| 6 | Die Rekombinationslinien des atomaren Wasserstoffs | 146 |
| 6.1 | Grundlagen | 146 |
| 6.2 | Berechnung der Linienintensitäten | 147 |
| 6.2.1 | Strahlungstransport | 147 |
| 6.2.2 | Übergangswahrscheinlichkeiten | 148 |
| 6.2.3 | Die Besetzung der Niveaus | 150 |
| 6.2.4 | Linienintensität | 154 |
| 7 | Extinktion im interstellaren Medium | 157 |
| 7.1 | Interstellarer Staub | 157 |
| 7.1.1 | Eigenschaften | 157 |
| 7.1.2 | Entstehung und Evolution | 158 |
| 7.1.3 | Bedeutung im interstellaren Medium | 160 |
| 7.2 | Grundlagen der interstellaren Extinktion | 162 |
| 7.2.1 | Grundgleichungen | 162 |
| 7.2.2 | Beobachtete Gesetzmäßigkeiten | 164 |
| 7.3 | Das Extinktionsgesetz zum galaktischen Zentrum | 166 |
| 7.3.1 | Methodik | 167 |
| 7.3.2 | Normierung | 168 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 7.3.3 | Das Extinktionsgesetz | 173 |
| 8 | Die physikalischen Bedingungen im molekularen Ring | 181 |
| 8.1 | Analyse der H ₂ -Linien | 181 |
| 8.1.1 | Molekularer Wasserstoff im interstellaren Medium | 181 |
| 8.1.2 | Grundlagen: H ₂ -Linienemission | 182 |
| 8.1.3 | Anregungsdiagramme | 183 |
| 8.1.4 | Ergebnisse und Interpretation | 185 |
| 8.2 | Berechnung der Elektronendichte | 192 |
| | Literaturverzeichnis | 195 |
| | Danksagung | 201 |
| | Lebenslauf | 203 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Transmission der Erdatmosphäre | 17 |
| 1.2 | Das SOFIA Flugzeug vor der Modifikation | 19 |
| 1.3 | Die Heckpartie von SOFIA mit dem Teleskopaufbau | 20 |
| 2.1 | Die verschiedenen klassischer Spektromertypen im x,y,λ -Raum | 25 |
| 2.2 | Die klassischen Spektromertypen im Rasterbetrieb | 25 |
| 2.3 | Der Abtastbereich eines 3D-Spektrometers im x,y,λ -Raum | 26 |
| 2.4 | Arbeitsweise eines in FIFI LS eingesetzten Bildfeldzerlegers | 27 |
| 2.5 | Geometrie bei der Beugung einer ebenen Welle an einem Beugungsgitter | 28 |
| 2.6 | Die Effizienz eines Beugungsgitters als Funktion der Wellenlänge | 31 |
| 2.7 | Die Blaze-Bedingung bei einem Gitter mit dreiecksförmigen Rillen | 32 |
| 2.8 | Prinzipielle Darstellung der optischen Komponenten von FIFI LS | 35 |
| 2.9 | Optisches Layout des Nasmyth/Cassegrain-Teleskops von SOFIA | 36 |
| 2.10 | Unvignettiertes Bildfeld des SOFIA Teleskops | 37 |
| 2.11 | Der Strahlengang in der Eingangsoptik von FIFI LS | 38 |
| 2.12 | Die simulierte Pupille am Ort der Aperturblende | 39 |
| 2.13 | Dreidimensionale Darstellung der beiden Spektrometerkanäle | 41 |
| 2.14 | Der dreidimensionale Aufbau des Bildfeldzerleger im langwelligen Kanal | 42 |
| 2.15 | Die simulierten Eintrittsspalte der beiden Spektrometer | 43 |
| 2.16 | Vereinfachte Darstellung des anamorphotischen Kollimationsstrahlenganges im langwelligen Spektrometer | 44 |
| 2.17 | Vereinfachte Darstellung des anamorphotischen Kollimationsstrahlenganges im kurzwelligen Spektrometer | 45 |
| 2.18 | Die berechnete Effizienz der beiden Beugungsgitter | 47 |
| 2.19 | Die Profile der beiden in FIFI LS eingesetzten Beugungsgitter | 47 |
| 2.20 | Die Krümmung des Spaltbildes an den Detektoren als Funktion der Arbeitswellenlänge | 49 |
| 2.21 | Punktogramme für die Abbildung mit dem langwelligen Kanal von FIFI LS bei verschiedenen Wellenlängen | 50 |
| 2.22 | Punktogramme für die Abbildung mit dem kurzwelligen Kanal bei verschiedenen Wellenlängen in erster Beugungsordnung | 51 |
| 2.23 | Punktogramme für die Abbildung mit dem kurzwelligen Kanal bei verschiedenen Wellenlängen in zweiter Beugungsordnung | 52 |
| 2.24 | Vergleich der Transmissionskurve eines substratgebundenen und eines freitragenden Vielschicht-Interferenzfilters | 56 |
| 2.25 | Die typische Geometrie eines Beugungsproblems | 58 |
| 2.26 | Integrationsbereich zur Ableitung des Kirchhoffschen Beugungsintegrals | 60 |
| 2.27 | Definition des Koordinatensystems zur Beschreibung der Beugungsgeometrie | 62 |

| | | |
|------|--|-----|
| 2.28 | Das Bild einer unendlich entfernten Punktquelle im Fokus des SOFIA-Teleskops berechnet durch Fouriertransformation | 66 |
| 2.29 | Der Intensitätsverlauf im Fokus des Teleskops berechnet mit dem Softwarepaket GLAD | 67 |
| 2.30 | Beugungsbilder aus der skalaren Beugungsanalyse: Fangspiegel und Spaltspiegel | 67 |
| 2.31 | Beugungsbilder aus der skalaren Beugungsanalyse: Das Beugungsgitter bei 110, 160 und 210 μm | 68 |
| 2.32 | Beugungsbilder aus der skalaren Beugungsanalyse: Das Beugungsbild auf dem Detektor | 68 |
| 2.33 | Der geometrische Lichtverlust im langwelligen Spektrometer | 69 |
| 2.34 | Der Intensitätsverlauf im Fokus des Teleskops in einer vektoriellen Analyse . . | 74 |
| 2.35 | Der Intensitätsverlauf über die Oberfläche eines Fangspiegels aus einer vektoriellen Analyse | 74 |
| 2.36 | Vergleich: Spektraler Antwortfunktion mit und ohne Berücksichtigung der Abtastung durch diskrete Detektorpixel | 76 |
| 2.37 | Das spektrale Auflösungsvermögen von FIFI LS | 76 |
| 2.38 | Der Prototyp des in FIFI LS verwendeten kryogenen Gitterantriebes | 78 |
| 2.39 | Simuliertes Vibrationsspektrum an Bord von SOFIA | 79 |
| 2.40 | Blockschaltbild der Ausleseelektronik zur Bestimmung der Gitterposition . . . | 80 |
| 2.41 | Das axiale Magnetfeld außerhalb der Magnetkupplung | 82 |
| 2.42 | Resonanzfrequenz und Winkelrichtmoment der Magnetkupplung | 83 |
| 2.43 | Mechanischer Aufbau eines Detektorsegmentes | 86 |
| 2.44 | Der FIFI LS Kryostat im Längsschnitt | 89 |
| 2.45 | Die Haltestruktur von FIFI LS | 97 |
| | | |
| 3.1 | Der ISO Satellit bei einem Bodentest | 104 |
| 3.2 | Der Arbeitsbereich der vier ISO-Instrumente | 106 |
| 3.3 | Der optische Aufbau des SWS-Instrumentes | 108 |
| 3.4 | Die bei SWS zur Verfügung stehenden Beobachtungsarten | 110 |
| | | |
| 4.1 | Die wichtigsten Strukturen in Sagittarius A | 115 |
| 4.2 | Mögliche Modelle für die dreidimensionale Struktur der Hauptkomponenten von Sgr A | 116 |
| 4.3 | Radiokontinuumbild von Sgr A West (3.6 cm) | 117 |
| 4.4 | Der molekulare Ring des galaktischen Zentrums | 119 |
| | | |
| 5.1 | Die Aperturen der verschiedenen ISO-SWS Beobachtungen des galaktischen Zentrums | 122 |
| 5.2 | Vollständiges Spektrum der Position Sagittarius A* im Wellenlängenbereich von 2.4 bis 45 μm | 126 |
| 5.3 | Das Spektrum von Sagittarius A West in einer detaillierten Darstellung | 127 |
| 5.4 | Die im Spektrum von Sgr A West detektierten Spektrallinien mit $\lambda < 6 \mu\text{m}$. . . | 128 |
| 5.5 | Die im Spektrum von Sgr A West detektierten Spektrallinien mit $\lambda > 6 \mu\text{m}$. . | 129 |
| 5.6 | Das gesamte Spektrum der Position „Molekularer Ring - Nordost“ im Wellenlängenbereich von 2.4 bis 45 μm | 134 |
| 5.7 | Das Spektrum der Position „Molekularer Ring - Nordost“ in einer detaillierten Darstellung | 135 |
| 5.8 | Die aus den AOT02 Beobachtungen der Ringposition Nordost gewonnenen Spektren | 136 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.9 | Das gesamte Spektrum der Position „Molekularer Ring - Südwest“ im Wellenlängenbereich von 2.4 bis 45 μm | 140 |
| 5.10 | Das Spektrum der Position „Molekularer Ring - Südwest“ in einer detaillierten Darstellung | 141 |
| 5.11 | Die aus den AOT02 Beobachtungen der Ringposition Südwest gewonnenen Spektren | 142 |
| 6.1 | Die A-Koeffizienten für die Übergänge auf die drei tiefsten Niveaus des Wasserstoffatoms | 151 |
| 6.2 | Die b-Koeffizienten als Funktion der Hauptquantenzahl und der Elektronendichte für eine Elektronentemperatur von 10000 K | 153 |
| 6.3 | Verlauf der b-Koeffizienten für die Emissionsbedingungen Case A und Case B | 154 |
| 6.4 | Die effektiven Rekombinationskoeffizienten für die Übergänge mit $\Delta n = 1$ | 155 |
| 7.1 | Das Extinktionsgesetz im ultravioletten bis nahinfraroten Spektralbereich | 164 |
| 7.2 | Die interstellare Extinktion für den nahen und mittleren Infrarotbereich | 165 |
| 7.3 | Das Extinktionsgesetz im Ferninfrarot- und Sub-mm-Bereich | 166 |
| 7.4 | Konturlinienkarte der H110 α -Linienemission aus dem Bereich des galaktischen Zentrums | 169 |
| 7.5 | Das Linienprofil der H110 α -Linie | 170 |
| 7.6 | Der Einfluß von non-LTE-Effekten für die Emission von H α -Rekombinationslinien nahe 5 GHz und 1 GHz. | 172 |
| 7.7 | Der Verlauf des effektiven Rekombinationskoeffizienten für die H110 α -Linie als Funktion der Elektronentemperatur | 174 |
| 7.8 | Das Extinktionsgesetz für die Sichtlinie zum galaktischen Zentrum | 175 |
| 7.9 | Die durch Wassereis hervorgerufene Absorptionsstruktur bei 3 μm | 176 |
| 7.10 | Das Extinktionsgesetz im Fall von „Mixed-Case“ Extinktion | 177 |
| 7.11 | Der Anteil der blauverschobenen H110 α -Emission aus der Umgebung des galaktischen Zentrums | 178 |
| 7.12 | Das Extinktionsgesetz für die Sichtlinien zum molekularen Ring | 179 |
| 8.1 | Rotations- und Vibrationsniveaus des molekularen Wasserstoffs | 183 |
| 8.2 | Anregungsdiagramm für die in der Position Nordost des molekularen Ringes emittierte H ₂ -Linienstrahlung | 185 |
| 8.3 | Anregungsdiagramm für die in der Position Südwest des molekularen Ringes emittierte H ₂ -Linienstrahlung | 186 |
| 8.4 | H ₂ -Anregungsdiagramme: Vergleich von PDR- und Schockmodell. | 190 |
| 8.5 | Anregungsdiagramm für die in der Position Sgr A* emittierten H ₂ Linien | 191 |
| 8.6 | Die Verhältnisse der Linienemissivitäten für die Linienpaare SIII 18.7/43.5 μm und NeIII 36.0/15.6 μm | 193 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|------|--|-----|
| 1.1 | Die wichtigsten Leistungsmerkmale des SOFIA Flugzeuges | 20 |
| 2.1 | Die wichtigsten Parameter des SOFIA Teleskops | 37 |
| 2.2 | Die wichtigsten Parameter der beiden in FIFI LS eingesetzten Beugungsgitter . | 48 |
| 2.3 | Die für die Gitterfertigung geforderten Toleranzen | 48 |
| 2.4 | Eigenschaften der in FIFI LS verwendeter Interferenzfilter | 55 |
| 2.5 | Die auswechselbaren, dichroitischen Strahlteiler in FIFI LS | 57 |
| 2.6 | Leistungsmerkmale der Kontrollelektronik für den Gitterantrieb | 81 |
| 2.7 | Allgemeine Kenngrößen der beiden in FIFI LS verwendeten Detektoren | 88 |
| 2.8 | Überblick über die Eigenschaften des kryogenen Systems von FIFI LS | 91 |
| 2.9 | Der Wärmeeintrag in die Heliumsysteme aufgeschlüsselt nach den jeweiligen Quellen | 93 |
| 2.10 | Die Standzeiten der Heliumsysteme | 95 |
| 2.11 | Der berechnete Wärmeeintrag in den Flüssig-Stickstoff Behälter von FIFI LS . | 95 |
| 2.12 | Zusammenfassung: Grundlegenden Eigenschaften von FIFI LS | 98 |
| 2.13 | Zusammenfassung: Die beiden Wellenlängenbänder von FIFI LS | 98 |
| 2.14 | Zusammenfassung: Eigenschaften der in FIFI LS verwendeten Beugungsgitter . | 98 |
| 2.15 | Zusammenfassung: Die beiden in FIFI LS eingesetzten Detektoren | 99 |
| 2.16 | Zusammenfassung: Die Eigenschaften der kryogenen Komponenten von FIFI LS | 99 |
| 3.1 | Die wichtigsten Eckdaten der ISO-Mission | 105 |
| 3.2 | Die Wellenlängenbereiche des SWS-Instrumentes | 109 |
| 3.3 | Die Genauigkeit der photometrischen Kalibration des Gitterspektrometers . . . | 111 |
| 5.1 | Die Eckdaten der ISO-SWS Beobachtungen des galaktischen Zentrums | 123 |
| 5.2 | Die in der Position Sgr A* detektierten Rekombinationslinien des atomaren Was- serstoffs | 130 |
| 5.3 | Die in der Position Sgr A* detektierten Emissionslinien des molekularen Was- serstoffs | 131 |
| 5.4 | Die in der Position Sgr A* detektierten Feinstrukturlinien | 132 |
| 5.5 | Die in der Position „Molekularer Ring - Nordost“ detektierten Wasserstoff- Rekombinationslinien | 137 |
| 5.6 | Die in der Position „Molekularer Ring - Nordost“ detektierten Linien des mole- kularen Wasserstoffs | 138 |
| 5.7 | Die Feinstrukturlinien der Position „Ring-Nordost“ | 139 |
| 5.8 | Die in der Position „Molekularer Ring - Südwest“ detektierten Wasserstoff- Rekombinationslinien | 143 |
| 5.9 | Die in der Position „Molekularer Ring - Südwest“ detektierten Linien des mole- kularen Wasserstoffs | 144 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.10 | Die Feinstrukturlinien der Position „Ring - Südwest“ | 145 |
| 6.1 | Wertetabelle für die Funktionen $M(\Delta n)$ und $A(\Delta n)$ | 150 |
| 7.1 | Die wichtigsten Eckdaten der Beobachtung der H110 α -Rekombinationslinie in Richtung des galaktischen Zentrums | 168 |
| 7.2 | Die Linienflüsse und Intensitäten der H110 α -Linie von Sgr A West | 171 |
| 7.3 | Die wichtigsten Konstanten für die H110 α -Linie | 173 |
| 7.4 | Beschreibung der Wellenlängenabhängigkeit des Extinktionsgesetzes | 175 |
| 7.5 | Intensität der H110 α -Rekombinationslinie im Bereich des molekularen Ringes . | 178 |
| 8.1 | Die Parameter für das 2-Temperaturmodell des molekularen Ringes | 187 |
| 8.2 | Die H ₂ Säulendichten im 2-Temperaturmodell | 187 |
| 8.3 | Die Parameter für das 2-Temperaturmodell für Sgr A West | 191 |
| 8.4 | Die H ₂ Säulendichten im 2-Temperaturmodell für Sgr A West | 192 |
| 8.5 | Berechnete Elektronendichte der Ringposition Nordost | 193 |
| 8.6 | Berechnete Elektronendichte der Ringposition Südwest | 194 |

Einleitung

Der Spektralbereich des mittleren und fernen Infrarot ist erst seit vergleichsweise kurzer Zeit durch den Einsatz von Observatorien, die oberhalb der Troposphäre operieren können, für die astronomische Forschung zugänglich. Die idealen Plattformen für Beobachtungen bei diesen Wellenlängen stellen dabei zweifelsfrei satellitengestützte Teleskope dar, mit deren Hilfe über einen längeren Zeitraum außerhalb der Erdatmosphäre wissenschaftliche Daten gesammelt werden können. Solche Weltraumteleskope wurden in der Vergangenheit auch mehrfach mit Experimenten wie IRAS und ISO realisiert, die sich als so erfolgreich herausstellten, daß sie zur Entwicklung noch aufwendigerer Nachfolgemissionen wie zum Beispiel SIRTIF und FIRST/HERSCHEL führten.

Der größte Nachteil beim Betrieb eines Satellitenobservatoriums ist jedoch neben dem enormen technischen und finanziellen Aufwand der Umstand, daß ein einmal gestartetes Instrument von der Erde aus nicht mehr direkt erreichbar ist und damit weder gewartet noch durch den Einsatz modernerer Technologie aufgerüstet werden kann. Außerdem stellen solche Infrarot-Weltraumteleskope, wegen des ständigen Verlustes der zur Kühlung der Instrumente mitgeführten kryogenen Flüssigkeiten, immer zeitlich begrenzte Missionen dar, so daß man für Nachfolgeuntersuchungen oder sehr langfristige Beobachtungsreihen auf den Einsatz alternativer Beobachtungsplattformen angewiesen ist. Vor diesem Hintergrund bietet der Einsatz eines flugzeuggestützten Observatoriums, bei dem ein Teleskop von einem leistungsfähigen Großraumflugzeug in die unteren Schichten der Stratosphäre getragen wird, eine hervorragende Ergänzung zu den erwähnten Satellitenprojekten dar. Eine solche Plattform ist das von der amerikanischen Weltraumbehörde NASA in Zusammenarbeit mit dem deutschen DLR entwickelte Stratosphärenobservatorium SOFIA, das im Sommer 2004 seinen Dienst aufnehmen wird.

Für das SOFIA-Observatorium wird am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) das abbildende Ferninfrarot-Spektrometer FIFI LS entwickelt, mit dem es möglich sein wird, räumlich hochaufgelöste Abbildungen astronomischer Quellen bei gleichzeitiger spektraler Abtastung zu erstellen. In dieser Arbeit wird der Aufbau der mechanischen, optischen und kryogenen Komponenten von FIFI LS detailliert beschrieben. Besonderer Raum wurde dabei dem optischen System des Spektrometers eingeräumt, weil es hier erstmals gelang, das Konzept eines auf Spiegeloptiken basierenden Bildfeldzerlegers für den Ferninfrarotbereich einzusetzen.

FIFI LS ist aufgrund seiner hohen Empfindlichkeit und Beobachtungseffizienz zur Beobachtung weit entfernter Quellen wie zum Beispiel ultraleuchtkräftige Infrarotgalaxien (ULIRGs) geeignet, kann aber seine Stärken als abbildendes Spektrometer ebenso bei der Beobachtung von ausgedehnten oder nahegelegenen astronomischen Quellen ausspielen. Für den zweiten, astrophysikalischen Teil dieser Arbeit wurde dementsprechend eine Region untersucht, die auch für Beobachtungen mit FIFI LS eine hochinteressante Quelle darstellt: Die zentralen 4 pc des galaktischen Zentrums. Dazu stand eine Fülle von Spektraldaten im mittleren Infrarotbereich zur Verfügung, die mit Hilfe des „Short Wavelength Spectrometer“ an Bord des ISO-Satelliten

von mehreren Quellen in der unmittelbaren Umgebung des galaktischen Zentrums gesammelt wurden. Diese Region stellt aufgrund der hohen Staubsäulendichte in der galaktischen Scheibe und der recht gut bekannten physikalischen Verhältnisse im Emissionsgebiet ein beinahe ideales Laboratorium zur Untersuchung der Extinktion im interstellaren Medium dar. Unter Verwendung der aus der zentralen HII-Region emittierten Wasserstoff-Rekombinationslinien konnte dann auch die bislang genaueste, wellenlängenabhängige Messung der interstellaren Extinktion entlang der Sichtlinie zum galaktischen Zentrum durchgeführt werden. Da sich die Eigenschaften und die Zusammensetzung des interstellaren Staubes direkt in der beobachteten Extinktion widerspiegeln, ist das auf diese Weise gewonnene Extinktionsgesetz für die Untersuchung der Staubkomponente des interstellaren Mediums von großem Wert.

Die Ableitung eines zuverlässigen Extinktionsgesetzes ist auch deshalb wichtig, weil damit eine Korrektur anderer Liniendaten bezüglich der Auswirkungen der interstellaren Extinktion ermöglicht und damit die Aussagekraft und die physikalische Relevanz dieser Daten wesentlich verbessert wird. Eine zuverlässige Extinktionskorrektur kommt dabei nicht nur für die weiteren Daten der ISO-SWS Beobachtungen zum tragen, sondern ist insbesondere auch für spätere Infrarotbeobachtungen des galaktischen Zentrums mit moderneren Missionen wie SIRTIF oder FIRST/HERSCHEL und nicht zuletzt auch für FIFI LS an Bord von SOFIA von großer Bedeutung.

Teil I

Entwicklung des
Ferninfrarot-Spektrometers **FIFI LS**

Kapitel 1

Flugzeuggestützte Astronomie

1.1 Astronomie im Ferninfrarot

Der als „Infrarot“ bezeichnete Bereich elektromagnetischer Strahlung erstreckt sich von rund 750 nm bis etwa 400 μm , wo er über den Submillimeter- und Millimeterbereich fließend in den Radiobereich übergeht. Dieser relativ weite Spektralbereich wird traditionell in nahes Infrarot mit einer Wellenlänge zwischen 1 - 5 μm , mittleres Infrarot im Bereich von 5 - 30 μm und Ferninfrarot bei Wellenlängen von 30 bis etwa 400 μm unterteilt. Für den Spektralbereich zwischen 750 nm und 1 μm ist außerdem der Ausdruck „photographisches Infrarot“ gebräuchlich. Diese recht willkürliche Einteilung ist historisch gewachsen und spiegelt die Entwicklung der jeweiligen Infrarotdetektoren beziehungsweise Beobachtungseinrichtungen wieder.

Der Spektralbereich des Ferninfrarot beinhaltet eine Vielzahl von Emissionslinien, die durch Übergänge in den Elektronenhüllen, Feinstrukturübergängen oder Übergängen in den Rotations- oder Vibrationszuständen von Molekülen entstehen. Die Anregungstemperatur dieser Linien liegt dabei typischerweise in einem Bereich von 30 bis 1000 K, wobei die Effizienz der Anregung stark von der lokalen Gasdichte und Gastemperatur abhängt. Genaue Untersuchungen der Emissionslinien stellen somit ein hochempfindlicher Werkzeug zum Studium der physikalischen Bedingungen im interstellaren Medium dar. Ferninfrarot-Strahlung wird außerdem wenig von Extinktion durch das interstellare Medium beeinflusst, wodurch auch Objekte, die sich in oder hinter dichten Staubwolken befinden, für astronomische Beobachtungen zugänglich werden. Ferninfrarot-Strahlung eignet sich dementsprechend auch im besonderen Maß zur Untersuchung von Sternentstehungsgebieten, die aufgrund der naturgemäß hohen intrinsischen Gas- und Staabdichten im optischen, nahinfraroten und UV-Bereich des elektromagnetischen Spektrums nicht beobachtet werden können.

Die hellsten Emissionslinien im Ferninfrarot und dabei allen voran die [C II]-Feinstrukturlinie des einfach ionisierten Kohlenstoffs bei 158 μm , sind nicht zuletzt auch deshalb von besonderer Bedeutung, weil sie sehr effizient zur Strahlungskühlung des interstellaren Gases beitragen. Entsprechend wichtig sind Beobachtungen dieser Emissionslinien, um den Wärmehaushalt und die Temperaturstruktur des interstellaren Mediums zu verstehen. Detaillierte Untersuchungen zeigen, daß die [CII] (158 μm) und [OI] (63 μm , 146 μm) Linien in hohem Maß in sogenannten Photodissoziationsregionen (photodissociation region, PDR) durch den in das interstellare Medium eindringende FUV-Strahlungsfluß (FUV: UV-Strahlung mit Photonenenergien zwischen ~ 6 eV und 13.6 eV) angeregt werden. Diese Fern-Infrarotlinien können damit als Indikator für FUV-Strahlung verwendet werden, wobei mit einem geeigneten Modell für die PDR eine Abschätzung des FUV-Strahlungsfluß vorgenommen werden kann. Außerdem können unter Berücksichtigung der Wechselwirkung der Strahlung mit dem interstellaren

Medium („Strahlungstransport“) und einem Modell der Linienemission aus der Linienintensität wichtige Informationen über das emittierende Gebiet wie die Elektronentemperatur, die Säulendichte des emittierenden Gases oder die Wasserstoffdichte gewonnen werden.

Sowohl im nahen wie auch im mittleren Infrarot existieren mehrere Bereiche mit hoher atmosphärischer Transmission, sogenannte „Fenster“, in denen mit geeigneten Instrumenten von erdgebundenen Observatorien aus astronomische Beobachtungen erfolgreich durchgeführt werden können. Im fernen Infrarot jedoch absorbiert vor allem Wasserdampf so breitbandig, daß in diesem Spektralbereich überhaupt keine solcher Transmissionsbänder auftreten. Folglich beträgt die atmosphärische Absorption selbst von den besten Beobachtungsplätzen der Erden über den gesamten Ferninfrarotbereich praktisch 100%. Beobachtungen in diesem Spektralbereich können damit nur von Plattformen aus durchgeführt werden, die entweder in hohe Schichten der Atmosphäre aufsteigen, wie Ballons und Flugzeuge, oder besser noch die Erdatmosphäre gänzlich verlassen, wie Raketen oder Satelliten. Abbildung 1.1 zeigt einen Vergleich der atmosphärischen Transmission auf dem Mauna Kea, einem der besten Teleskopstandorte der Welt, und einem hochfliegenden Flugzeug wie dem SOFIA-Observatorium (siehe Abschnitt 1.3).

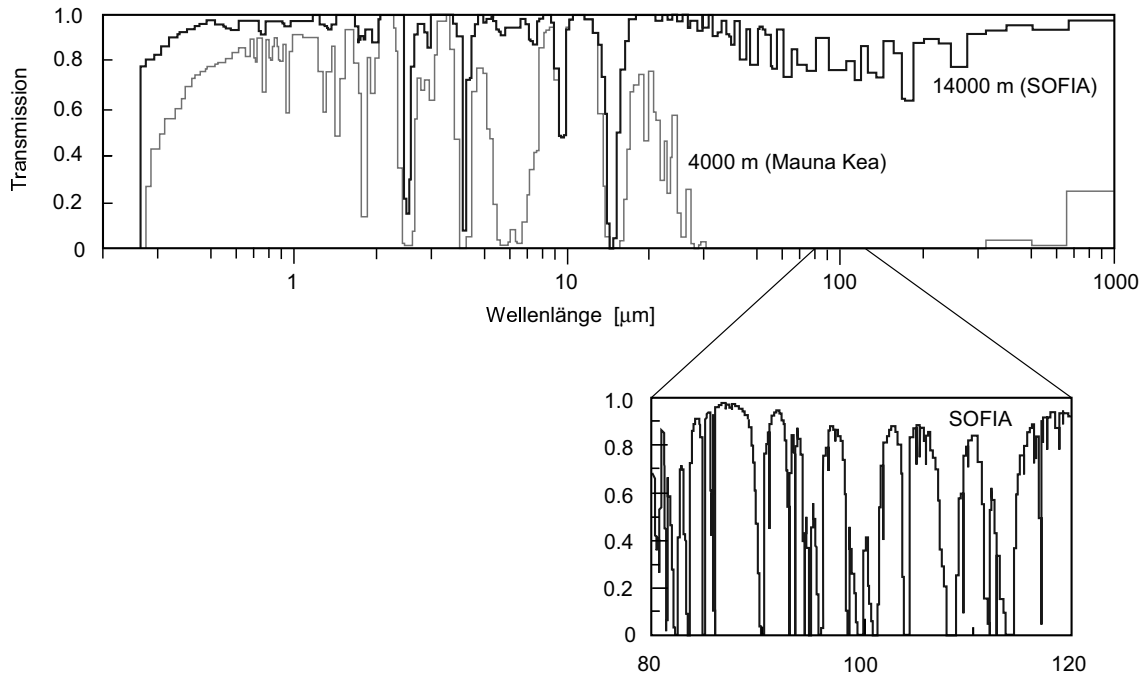


Abbildung 1.1: *Transmission der Erdatmosphäre für einen erdgebundenen Beobachtungsstandort (Mauna Kea) und ein in der unteren Stratosphäre fliegendes Flugzeug (SOFIA).*

Sobald die Troposphäre verlassen wird, befindet man sich oberhalb von etwa 99% des atmosphärischen Wasserdampfes. Obwohl der verbleibende Wasseranteil und andere absorbierende Bestandteile der Erdatmosphäre, vor allem Kohlendioxid, die Beobachtung immer noch beeinflussen, kann man für ein in der unteren Stratosphäre operierendes, flugzeuggestütztes Observatorium bereits eine mittlere atmosphärische Transmission von 60 - 80% in einem Wellenlängenbereich zwischen 30 - 200 μm erwarten. Wie jedoch aus der Ausschnittsvergrößerung von Abbildung 1.1 ersichtlich ist, existiert in diesem Wellenlängenbereich auch in großer Höhe noch eine große Zahl von starken Wasser-Absorptionsbändern, die eine Beobachtung erschweren oder sogar unmöglich machen können.

1.2 Die Entwicklung der flugzeuggestützten Astronomie

Der Bereich der flugzeuggestützten Astronomie ist wie die Infrarotastronomie selbst ein vergleichsweise junger Forschungszeitweig. Bedingt ist dieser Umstand vor allem durch das Fehlen geeigneter Infrarotdetektoren, die erst mit der Entwicklung ausreichend empfindlicher Bolometer sowie der technischen Realisierung geeigneter Halbleitermaterialien wie Bleisulfid in der zweiten Hälfte des zwanzigsten Jahrhunderts für astronomische Forschungszwecke zur Verfügung standen. Erst als die Entwicklung der Mitt- und Ferninfrarotdetektoren soweit fortgeschritten war, daß deren Einsatz außerhalb der Troposphäre sinnvoll erschien, konnte daran gedacht werden, größere Flugzeuge als Trägerplattformen für astronomische Teleskope umzurüsten. Bis in die Sechzigerjahre hinein jedoch blieben ballongestützte Teleskope sowie der vereinzelt Einsatz von Forschungsraketen die einzigen zur Verfügung stehenden Plattformen für kurzzeitige Beobachtungsmissionen im Mitt- und Ferninfrarotbereich.

Erst 1965 wurde von G.P. Kuiper zum erste Mal eine flugzeuggestützte Infrarotmission für astronomische Zwecke durchgeführt. Durch Nahinfrarotbeobachtungen an Bord eines Convair CV-990 Flugzeuges konnten erstmals relevante Aussagen über den Wassergehalt von Venuswolken gemacht werden (Kuiper & Forbes, 1967; Fink et al., 1972), wodurch der Vorteile der flugzeuggestützten Astronomie klar aufgezeigt wurden. F. Low gelang es 1968 mit einem 30-cm-Teleskop an Bord eines Ames Learjet die Ferninfrarotleuchtkraft der Planeten Jupiter und Saturn (Aumann, Gillespie & Low, 1969) sowie mehrerer galaktischer und extragalaktischer Quellen (Low & Aumann, 1970) zu bestimmen. Beide Flugzeuge waren jedoch noch keine ausgewiesenen Trägerflugzeuge für Infrarotmissionen und astronomische Beobachtungen fanden nur vereinzelt statt.

Das erste dezidiert für den Einsatz als astronomische Beobachtungsplattform im Infrarotbereich ausgerüstete Flugzeug wurde 1974 in Betrieb gestellt. Dabei handelte es sich um das „Kuiper Airborne Observatory“ (KAO), einem Frachtflugzeug vom Typ Lockheed C-141 Starlifter. Ausgerüstet wurde das KAO mit einem zwischen Cockpit und Tragflächen montierten 91 cm-Spiegelteleskop, mit dem astronomische Beobachtung bis in eine Flughöhe von 12000 m durchgeführt werden konnten. Bis zu seiner Außerbetriebstellung 1995 war das KAO mehr als 20 Jahre im Einsatz, und stellt damit das bislang bei weitem erfolgreichste Flugzeugobservatorium dar. Erst beinahe zehn Jahre später, Mitte 2004 wird mit der Indienstellung des KAO-Nachfolgers SOFIA wieder ein flugzeuggestütztes Observatorium für Beobachtungen im Infrarotbereich zur Verfügung stehen.

1.3 Das SOFIA Observatorium

Das **S**tratospheric **O**bservatory **F**or **I**nfrared **A**stronomy (SOFIA) wird Mitte 2004 seinen Dienst im regulären Beobachtungsbetrieb antreten und wird dann das leistungsfähigste in Betrieb befindliche Flugzeugobservatorium für astronomische Infrarotbeobachtungen darstellen. SOFIA ist ein Großraumflugzeug des Typs Boeing 747 SP, das durch umfangreiche Modifikationen zur Aufnahme eines 2.7 m-Nasmyth/Cassegrain Teleskop angepaßt wird. SOFIA stellt damit eine Beobachtungsplattform dar, auf der durch die im Vergleich zum KAO wesentlich größere Spiegelfläche ein viel besseres räumliches Auflösungsvermögen, sowie eine deutlich gesteigerte Empfindlichkeit zur Verfügung stehen.

Ursprünglich sollte das Teleskop wie beim KAO zwischen Tragflächen und Cockpit angebracht werden. Diese Variante stellte sich jedoch wegen der dazu notwendigen massiven Umbauten im Steuersystem des Flugzeuges als zu aufwendig und nicht finanzierbar heraus. Aus diesem Grund wird das Teleskop letztendlich zwischen Tragflächen und Heckpartie des



Abbildung 1.2: Das SOFIA Flugzeug bei einem Testflug im Jahr 1997 vor der Modifikation. Diejenige Stelle am Flugzeugrumpf an der sich später die Beobachtungsöffnung befinden wird ist hier schwarz bemalt.

Flugzeuges montiert. Ein großer Nachteil dieser Anordnung ist allerdings, daß die Teleskopöffnung hinter den Triebwerken liegt, so daß die Luft in unmittelbarer Umgebung zum Teleskop mit diversen Verbrennungsprodukten wie Kohlenwasserstoffe, Kohlendioxid und Wasserdampf kontaminiert wird. Durch umfangreiche strömungsdynamische Simulationen konnte aber mit einiger Sicherheit nachgewiesen werden, daß die astronomischen Beobachtungen davon nicht merklich beeinflußt werden.

Abbildung 1.3 zeigt den internen Aufbau des hinteren Bereiches von SOFIA. Nahe dem Flugzeugheck befindet sich der Teleskopraum, der im Beobachtungszustand zur Stratosphäre hin offen ist und mit der umgebenden Luft bezüglich Druck und Temperatur rasch einen Gleichgewichtszustand einnimmt. Abhängig von Flughöhe und atmosphärischen Bedingungen ist dabei eine Teleskoptemperatur von etwa -50°C zu erwarten.

In einer Schottwand integriert befindet sich ein zweistufiges Luftlager, in dem der gesamte Teleskopaufbau samt daran befestigten Instrumenten und allfälligen Gegengewichten gelagert wird. Dadurch wird der Teleskopaufbau von den Bewegungen des Flugzeuges entkoppelt und durch seine Eigenträgheit stabilisiert. Verbleibende Teleskopbewegungen werden durch hochpräzise Laserkreisel registriert und mit aktiven Stellelementen korrigiert. Die damit erreichbare Pointingstabilität beträgt etwa 1.5 Bogensekunden. In Tabelle 1.1 sind die primären Leistungsdaten des SOFIA Flugzeuges zusammengefaßt. Die optischen Eigenschaften des Teleskops werden in Abschnitt 2.2.2 genauer beschrieben.

Insgesamt wurden neun Instrumente für den Einsatz als „First Light“-Instrumente auf SOFIA ausgewählt, die nach deren Einsatzart in zwei Klassen unterteilt sind: „Facility“-Instrumente werden vom Observatorium selbst betrieben und stehen damit ständig für Be-

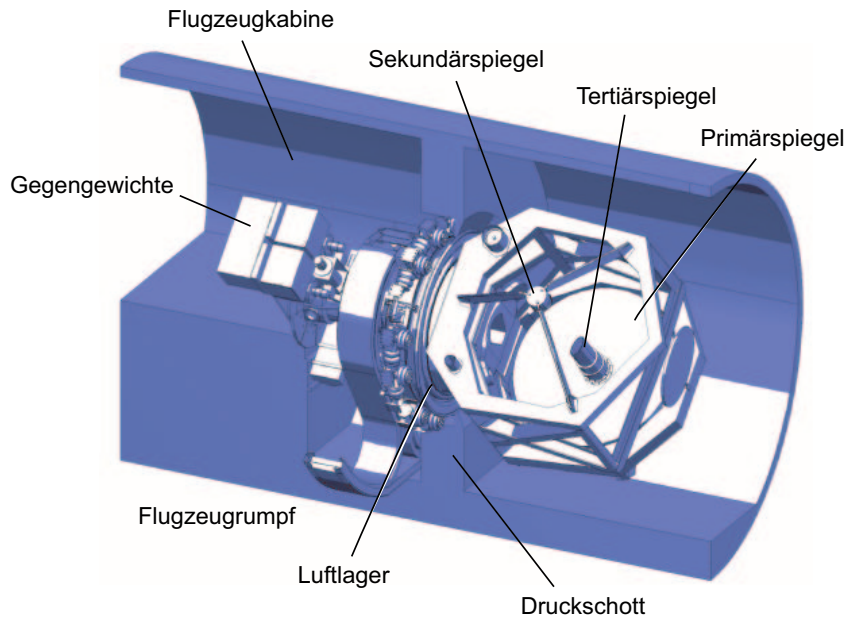


Abbildung 1.3: Die Heckpartie von SOFIA mit dem Teleskopaufbau. Das Flugzeug ist mit dem Bug links und dem Heck rechts dargestellt.

| | |
|----------------------------|-------------------------------------|
| Flugzeugtyp | Boeing 747 SP |
| Einsatzflughöhe | 41000 - 45000 ft 12500 - 14000 m |
| Nominelle Einsatzflugdauer | 7.5 Std. |
| davon über 41000 ft | >5 Std. |
| Geplante Beobachtungsflüge | ca. 160 pro Jahr |
| Geplante Einsatzdauer | 25 Jahre |

Tabelle 1.1: Die wichtigsten Leistungsmerkmale des SOFIA Flugzeuges.

obachtungen zur Verfügung. „PI“ (Principal Investigator)-Instrumente, zu denen auch FIFI LS gehört, werden dagegen von einem externen Institut in Eigenverantwortung betrieben, wodurch diese generell wesentlich leichter weiterentwickelt und ausgebaut werden können, als das bei Facility-Instrumenten möglich ist.

Die sieben von amerikanischer Seite finanzierten und konstruierten Instrumente umfassen die beiden Nahinfrarot-Kameras FLITECAM (UCLA) und FORCAST (Cornell University), das Nahinfrarot-Photometer zur Beobachtung von Sternbedeckungen HIPO (Lowell Observatory) sowie den Mittinfrarot-Spektrograph EXES (UTA), die Ferninfrarot-Kamera HAWC (University of Chicago), das Submillimeter Heterodyn-Spektrometer CASIMIR (Caltech) und das Submillimeter- und Ferninfrarot-Spektrometer SAFIRE (NASA/GSFC). Von deutscher Seite aus wird das Heterodyn-Spektrometer GREAT (MPIfR Bonn und Universität Köln) und das abbildenden Ferninfrarot-Spektrometer FIFI LS (MPE Garching) betrieben.

Durch die große Zahl unterschiedlicher Instrumententypen, die von breitbandigen Kameras bis zu hochauflösenden Spektrometern reicht und den enormen Wellenlängenbereich von $5 \mu\text{m}$ bis etwa 0.65 mm überdecken, wird es möglich sein, eine Vielzahl von astronomischen Teilgebieten zu bearbeiten. Die von den SOFIA-Instrumenten gesammelten Daten werden dabei

sowohl hinsichtlich der hohen spektralen wie auch räumlichen Auflösung, aber auch bezüglich der in diesem Spektralbereich bislang unerreichten Empfindlichkeit einen wertvollen Beitrag zur weiteren Entwicklung der Infrarotastronomie leisten.

Kapitel 2

Das Ferninfrarot-Spektrometer FIFI LS

2.1 Konzept und Spezifikation

Das abbildende Ferninfrarot-Linienspektrometer FIFI LS (**F**ield-**I**maging **F**ar-**I**nfrared **L**ine **S**pectrometer) ist eines von insgesamt neun Instrumenten, die bei den ersten Flugserien des flugzeuggestützten Observatoriums SOFIA zum Einsatz kommen werden. Das Designkonzept für FIFI LS wurde im Hinblick auf die bei Beobachtungen mit SOFIA zu erwartende Höhe der Hintergrundstrahlung entwickelt, um eine größtmögliche Beobachtungseffizienz zu gewährleisten. Oft aber schließen sich viele der gewünschten Eigenschaften eines Instrumentes gegenseitig aus, so daß in der Realität generell ein „vernünftiger“ Kompromiß gefunden werden muß. Unter diesem Aspekt wurden an das Design von FIFI LS folgende spezielle Anforderungen gestellt:

- Das Instrument soll Beobachtungen in einem Wellenlängenbereich von 42 - 210 μm ermöglichen. Dieser Wellenlängenbereich beinhaltet eine Vielzahl von astronomisch relevanter Ferninfrarot-Linien wie zum Beispiel: [N III] (57 μm), [O I] (63 μm , 146 μm), [O III] (52 μm , 88 μm) und [C II] (158 μm), sowie mehrere Moleküllinien von CO, H₂O und HD.
- Das Instrument soll als abbildendes 3D-Linienspektrometer aufgebaut werden. Das heißt, gleichzeitig mit der zweidimensionalen Abbildung einer astronomischen Quelle soll für jedes räumliche Pixel gleichzeitig spektrale Information in einem begrenzten Bereich um die gewählte Spektrallinie gesammelt werden. Bei einer Beobachtung soll dabei ein Wellenlängenbereich von ungefähr 1500 km/s überdeckt werden, damit selbst bei Objekten mit hoher Geschwindigkeitsdispersion eine zuverlässige Messung des Linienflusses mit Bestimmung des Linienuntergrundes auf beiden Seiten der Linie gewährleistet ist.
- Das Spektrometer soll eine beugungsbegrenzte Abbildung der astronomischen Quelle liefern. Bei einem Teleskopdurchmesser von 2.7 m und einem Wellenlängenband von 42 - 210 μm bedeutet das eine räumliche Auflösung zwischen $\sim 4''$ (bei 42 μm) und $\sim 19''$ (bei 210 μm)

2.1.1 Überlegungen zum Design

Für die tatsächliche Realisierung des Instrumentes sind neben den grundlegenden Eigenschaften noch viele weitere Randbedingungen zu beachten, die entweder aus den speziellen Anforderungen eines flugzeuggestützten Observatoriums oder aus instrumententechnischen Gründen

folgen. Insbesondere die Tatsache, daß SOFIA - anders als das Vorläuferobservatorium KAO - als ziviles Flugzeug betrieben wird und somit auch jedes an Bord befindliche Instrument entsprechend den Richtlinien der amerikanischen Flugaufsichtsbehörde FAA (Federal Aviation Administration) für den Einsatz auf einem Linienflugzeug zugelassen werden muß, bedingt eine enorme Flut von Randbedingungen für die Konstruktion von FIFI LS, die nicht zuletzt auch einen nicht unerheblichen Kostenfaktor darstellen. Neben diesen „behördlichen“ Einschränkungen ergeben sich auch aus allgemeingültigen, technischen Überlegungen noch eine Reihe von Bedingungen für die Entwicklung und Konstruktion des Instrumentes:

- Weil kein Photoleitermaterial existiert, mit dem Detektoren gebaut werden können, die in einem so weitem Wellenlängenbereich eine für effiziente Beobachtungen ausreichende Quantenausbeute aufweisen, wurde der Beobachtungsbereich in zwei parallele Bänder unterteilt, die so aufgebaut sind, daß eine simultane und unabhängige Beobachtung in den beiden Kanälen möglich ist. Das Instrument besteht somit aus einem kurzwelligen („blauen“) Spektrometer, das bei einer Wellenlänge von 42 - 110 μm arbeitet und einem langwelligen („roten“) Spektrometer für die Wellenlängen von 110 - 210 μm . Diese Unterteilung bedeutet zwar einen Mehraufwand bei der Konstruktion, bietet jedoch auch einige Vorteile: Die Betriebssicherheit wird erhöht, weil selbst nach einem Totalausfall eines Kanals mit dem verbleibenden Spektrometer die Beobachtung fortgesetzt werden kann. Dieser Aspekt ist angesichts der nur in sehr begrenzter Zahl zur Verfügung stehenden Beobachtungsflüge durchaus von Relevanz. Die gleichzeitige Beobachtung garantiert außerdem die Vergleichbarkeit der gewonnenen Daten, was bei Beobachtungen zu unterschiedlichen Zeitpunkten nicht notwendigerweise der Fall ist. Außerdem ist damit kein aufwendiger Umbau des Instrumentes nötig, wenn während einer Flugserie die Beobachtungswellenlänge verändert werden soll.
- Die optischen Komponenten beider parallelen Spektrometerkanäle sollen zumindest vom Prinzip her möglichst identisch konstruiert werden. Dadurch läßt sich der Konstruktionsaufwand erheblich senken, weil ganze Komponenten aus dem einen Kanal ohne größere Änderungen in den anderen Kanal übernommen werden können.
- Als Detektormaterial bietet sich mit Gallium dotiertes Germanium (Ge:Ga) an, das für den Einsatz im langwelligen Band mechanischem Druck ausgesetzt wird, um dessen Empfindlichkeit bis zu den erforderlichen Wellenlängen auszudehnen. Wegen des daraus resultierenden äußerst komplizierten Aufbaus der Detektoren (und auch wegen der hohen Kosten des Detektormaterials) werden 25×16 Pixel als größte zur Zeit technisch zu realisierende Detektorgröße angesehen.
- Als abbildende optische Elemente ist der Einsatz von Spiegeloptiken sinnvoll. Refraktive Elemente können zwar hergestellt werden, jedoch ist für den weiten Wellenlängenbereich in dem das Instrument arbeitet keine zufriedenstellende Antireflexbeschichtung zu realisieren. Der Vorteil bei der Verwendung von Aluminium sowohl als Spiegelmaterial als auch als Material für die optische Bank ist außerdem, daß die gesamte Optik beim Abkühlen auf Arbeitstemperatur (4K) im gleichen Maßstab (homolog) kontrahiert und dabei die Abbildungseigenschaften unverändert erhalten bleiben.
- Die geometrische Abbildungsqualität des optischen Systems, insbesondere Bildschärfe und Verzeichnungsfreiheit, muß über den gesamten Detektor und bei allen Wellenlängen so gut sein, daß die durch die intrinsische Beugungsunschärfe verursachten Bildfehler nur unwesentlich verschlechtert werden.

- Um das optische System in dem zur Verfügung stehenden Volumen unterzubringen, ist eine mehrfache Faltung des Strahlenganges erforderlich.
- Zwischen den abbildenden Elementen muß genügend Platz zur Unterbringung von Aperturblenden, Filterhaltern, Streulichtblenden und diversen anderen optischen Komponenten bleiben. Außerdem ist darauf zu achten, daß im Instrument ausreichender Raum für diverse Antriebseinheiten und Durchführungen vorgesehen wird.
- Das Instrument muß so gebaut werden, daß es niemals aus dem vom Observatorium vorgegebenen sogenannten „Instrument Envelope“, also demjenigen Volumen, das bei allen Elevationen und dem gesamten Schwenkbereich des Teleskops für das Instrument zur Verfügung steht, hinausragt. Außerdem darf das Instrument das vom Betreiber vorgegebenen Limit sowohl für die Masse als auch die Schwerpunktslage nicht überschreiten, was für ein relativ großes Instrument wie FIFI LS bedeutet, daß große Anstrengungen unternommen werden müssen, um das Gewicht des Instrumentes zu minimieren, ohne dabei gleichzeitig Stabilität zu opfern.
- Während eines Fluges darf aus Sicherheitsgründen nicht mit kryogenen Flüssigkeiten hantiert werden. Deshalb muß die Haltezeit der Kühlmittel (flüssiger Stickstoff und flüssiges Helium) so bemessen sein, daß ein gesamter Beobachtungsflug inklusive einer gewisser Sicherheitsreserve mit einer einzigen Kühlmittelfüllung überbrückt werden kann. Für einen Beobachtungsflug auf SOFIA wird eine Dauer von ungefähr 8 Stunden angestrebt.

Die Entwicklung und Konstruktion eines so komplexen Gerätes stellt nicht zuletzt auf Grund der großen Zahl an zu erfüllenden Nebenbedingungen und des massiven Einsatzes neuer und bislang wenig erforschter Technologien ein nicht unerhebliches technisches und finanzielles Risiko dar. Es wird deshalb besonderes Augenmerk auf eine langfristige und umfangreiche Planungsarbeit gelegt, damit möglicherweise auftretende Probleme bereits in einem frühen Stadium erkannt und durch entsprechende Maßnahmen gelöst werden können.

Das in diesem Abschnitt umrissene Design stellen eine erste Ausbaustufe des Instrumentes dar, wie es voraussichtlich Mitte 2004 ans Teleskop kommen soll. In einer nächsten Ausbaustufe ist der Einsatz eines Si:Sb Detektor-Arrays geplant, mit dem der Arbeitsbereich des Instrumentes zu kürzeren Wellenlängen bis $25 \mu\text{m}$ ausgedehnt wird. Die Detektoren befinden sich allerdings noch in Entwicklung für das satellitengestützte Infrarotexperiment SIRTf, so daß die zeitliche Durchführung dieser Ausbaustufe vor allem von der zukünftigen Verfügbarkeit dieser Photoleiter abhängt. Als mögliche dritte Ausbaustufe wird der Einsatz von BIP (Blocked Impurity Band) Detektor Arrays auf Galliumarsenid-Basis erwogen, die zur Zeit vom MPE in Zusammenarbeit mit UC Berkeley und Fairfield University entwickelt werden. Der große Vorteil dieses neuen Detektormaterials bestehen darin, daß deren spektraler Empfindlichkeitsbereich bis etwa $300 \mu\text{m}$ reicht, ohne daß mechanischen Druck auf das Material ausgeübt werden muß. Durch den Wegfall der aufwendigen Mechanismen, die bei Ge:Ga den erforderlichen Druck aufbringen, können viel einfachere und wesentlich größere Detektoren hergestellt werden. Diese geplanten Erweiterungen in FIFI LS müssen bereits bei der Konstruktion berücksichtigt werden, um ein reibungsloses Aufrüsten des Instrumentes ohne größere Änderungen an der Optik oder dem Kryostaten durchführen zu können.

2.1.2 Prinzip der abbildenden 3D-Spektroskopie

Die Struktur und Dynamik einer astronomischen Quelle kann im allgemeinen in einem sechs-dimensionalen Parameterraum beschrieben werden: Drei Dimensionen für die Ortsinformation

und weitere drei für die drei Geschwindigkeitskomponenten. Die Ableitung aller dieser Größen aus einer oder mehreren Beobachtungen ist allerdings nur für sehr nahe oder sehr seltene „exotische“ Quellen, zum Beispiel Doppelpulsare, möglich. Für die bei weitem größte Zahl von astronomischen Quellen sind nur drei der sechs Dimensionen einer direkten Messung zugänglich: Die beiden räumlichen Dimensionen des Bildfeldes und die Radialgeschwindigkeit, welche sich als direkte Folge des Dopplereffektes in einer Wellenlängenverschiebung ausdrückt. Selbst wenn man nicht an einer Messung der Radialgeschwindigkeit interessiert ist, oder diese aus Mangel an spektralem Auflösungsvermögen nicht durchführen kann, ist die spektrale Information für jeden Bildpunkte ein außerordentlich nützliches Instrument zum Studium der Natur astronomischer Quellen. In jedem praktischen Spektrometer stößt man allerdings unweigerlich auf das Problem, die drei zugänglichen Dimensionen, im weiteren als x , y und λ bezeichnet, auf einem zweidimensionalen Detektor abzubilden. Bei klassischen Spektroskopiemethoden wie dem Spaltspektrometer oder dem Fabry-Perot Spektrometer wird dieses Problem „gelöst“, indem nur eine geringere Anzahl von Dimensionen gleichzeitig beobachtet wird. Abbildung 2.1 zeigt eine Darstellung der Ebenen, die solche Systeme bei einer einzigen Beobachtung im x , y , λ -Raum abtasten.

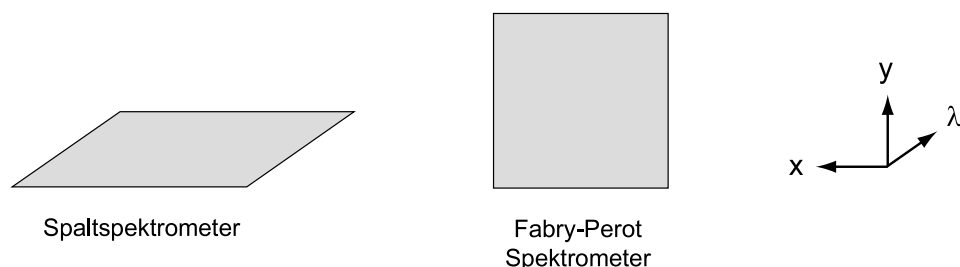


Abbildung 2.1: *Prinzipielle Darstellung der Funktionsweise verschiedener klassischer Spektrometertypen im x, y, λ -Raum*

Trotz einer fehlenden Dimension werden diese Spektroskopiemethoden recht häufig in astronomischen Instrumenten eingesetzt, weil sie vergleichsweise einfach aufzubauen sind und durch schrittweises Abtasten der fehlenden Dimension alle einer Messung zugänglichen Informationen gemessen werden können. Die Funktionsweise der Spektrometer in einem solchen Rasterbetrieb ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

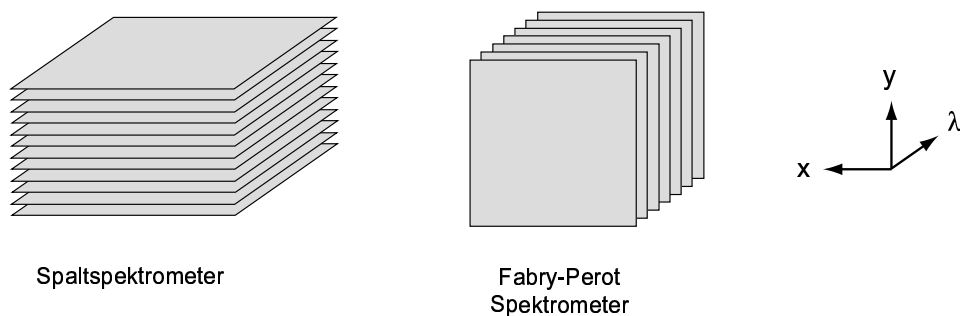


Abbildung 2.2: *Die klassischen Spektrometertypen im Rasterbetrieb. Bei einem Spaltspektrometer erfolgt die Abtastung in eine räumliche, bei einem Fabry-Perot Spektrometer dagegen in die spektrale Dimension.*

Da jedoch je nach Systemauflösung und gefordertem Wellenlängen- oder räumlichen Bereich unter Umständen eine beträchtliche Zahl von Einzelmessungen vorgenommen werden müssen, wird die Beobachtungseffizienz des Instrumentes drastisch verringert. So muß für das Aufnehmen eines vollständigen, dreidimensionalen „Datenkubus“ mit einem im Rastermodus verwendeten klassischen Spektrometer meist ein sehr langer Zeitraum veranschlagt werden. Während dieser Zeit können sich aber die atmosphärischen Bedingungen deutlich ändern, wodurch die jeweiligen Einzelmessungen unterschiedlich beeinflusst werden. Bei einem Spaltspektrometer im Rasterbetrieb kommen zudem noch Fehler im Teleskoppointing hinzu, was zusätzliche systematische Fehler in die gemessenen Daten einbringt. Die Ableitung eines homogenen Datenwürfels wird durch diese systematischen Fehlerquellen erheblich erschwert.

Diese Probleme können umgangen werden, wenn das zweidimensionale Bildfeld durch einen geeigneten Bildfelderleger in eine eindimensionale Struktur, den sogenannten „Pseudospalt“, transformiert und danach mit einem klassischen dispergierenden Element, zum Beispiel einem Beugungsgitter, spektral aufgespalten wird. In einem solchen System kann die zweite Dimension des Detektors für die spektrale Information verwendet werden, wodurch die Aufnahme eines vollständigen Datenwürfels in einer einzigen Beobachtung möglich ist. Abbildung 2.3 zeigt den Bereich den ein solches 3D-Spektrometer in einer Einzelbeobachtung abtasten kann.

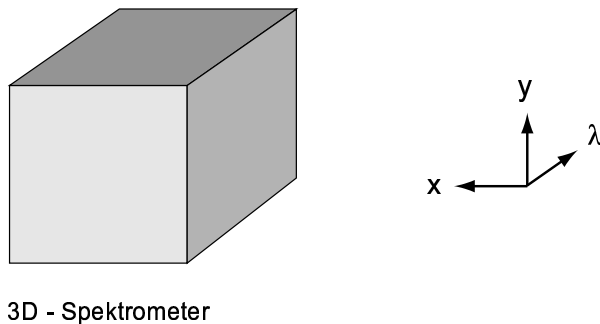


Abbildung 2.3: Der Abtastbereich eines 3D-Spektrometers im x, y, λ -Raum

Neben seiner offensichtlichen Stärke, einen vollständigen Datenwürfel in einer einzigen Messung erfassen zu können, bietet ein 3D-Spektrometer noch weitere Vorteile. Durch die gleichzeitige, parallele Datenaufnahme erhält man, besonders wenn der Zustand der Atmosphäre großen Schwankungen unterworfen ist, einen zuverlässigen und konsistenten Datensatz. Auch das Problem des Teleskoppointings ist entscheidend entschärft, weil nicht mehr das absolute Pointing, sondern nur mehr seine zeitliche Stabilität ausschlaggebend ist. Schließlich spielt im Vergleich zu einem Spaltspektrometer auch die Positionierung des Objektes im Bildfeld des Instrumentes eine eher untergeordnete Rolle, was speziell bei Quellen, deren Morphologie nicht oder nur schlecht bekannt ist einen entscheidenden Vorteil darstellt.

2.1.3 Funktionsweise der Bildfelderleger

Ein attraktives System für einen Bildfelderleger ist zum Beispiel ein Bündel aus optischen Fasern, welches flächenfüllend im Bildfeld angebracht wird und das Licht entlang eines Pseudospaltes umordnet. Im Ferninfrarot können allerdings, wie für viele andere Wellenlängenbereiche auch, wegen der ungünstigen Transmissionseigenschaften gängiger Materialien (üblicherweise Gläser) keine funktionierenden optischen Fasern hergestellt werden. Bei diesen Wellenlängen können nur Spiegelsysteme für den Aufbau von Bildfelderlegern eingesetzt werden. Ein verbreit-

teter Aufbau für einen reflektiven Bildfelderleger besteht aus einem Stapel von gegeneinander leicht verkippten Flachspiegeln (den sogenannten Slicerspiegeln), die in der Fokalebene des Instrumentes angebracht sind und einem weiteren Satz von entlang einer Hyperbel angeordneten Flachspiegeln. Der erste Spiegelstapel zerlegt das Bildfeld durch Reflektion in verschiedene Raumrichtungen in einzelne Streifen, während der zweite Spiegelsatz diese Streifen entlang eines Pseudospaltes anordnet und aufgrund der Montierung entlang einer geeigneten Hyperbel zudem die individuellen Pupillen wiedervereinigt. Ein solcher Bildfelderleger wird unter anderem in dem abbildenden Nahinfrarot-Spektrometer 3D (Weitzel et al., 1996) erfolgreich eingesetzt. Im Ferninfrarotbereich hat diese Anordnung jedoch einige entscheidende Nachteile: Der Bildfelderleger erzeugt keinen kontinuierlichen Pseudospalt weil die einzelnen Streifen am Detektor in spektraler Richtung stufenförmig versetzt sind. Im nahinfraroten Bereich ist dieser Effekt bedeutungslos, weil es nur eine relative Verschiebung der individuellen Spektren bedeutet und die Detektoren in diesem Wellenlängenbereich genügend Pixel aufweisen, um einen ausreichend großen Spektralbereich zu detektieren. Im ferninfraroten Bereich können jedoch keine Detektoren mit einer auch nur annähernd vergleichbaren Pixelanzahl hergestellt werden - bei den Detektoren von FIFI LS stehen zum Beispiel nur 16 Pixel für die spektrale Information zur Verfügung, so daß auch nur eine geringe Verschiebung der einzelnen Streifen ein spürbarer Verlust an spektraler Information darstellt. Weil aufgrund der Energieerhaltung an jedem Punkt des Strahlenganges das Produkt aus Strahlquerschnitt A und Raumwinkel Ω konstant und dabei proportional zum Quadrat der Wellenlänge ist, wird der Bildfelderleger außerdem bei langen Wellenlängen sehr rasch unhandlich.

Aus diesen Gründen mußte im Ferninfrarot-Spektrometer FIFI LS der Aufbau der Bildfelderleger etwas abgewandelt werden: Für alle Komponenten im Bildfelderleger werden abbildende Spiegel verwendet, womit die Strahldivergenz nach der Zerlegung des Bildfeldes verringert und damit das System kompakt gehalten wird. Zudem wird ein weiterer Spiegelsatz eingeführt, der die individuellen Streifen entlang einer unversetzten Linie anordnet. Eine genaue Beschreibung der einzelnen Spiegelgruppen ist im Abschnitt 2.2.4 zu finden.

Wie die Bildfelderleger für FIFI LS das 5×5 Pixel große Bildfeld in einen $25(+4) \times 1$ Pixel Pseudospalt anordnet ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Bildfelderleger sind so konstruiert, daß die einzelnen Streifen nicht entlang einer ununterbrochenen Linie angeordnet werden, sondern zwischen jedem Streifen ein Pixel frei bleibt. Dadurch wird ein Übersprechen von Bildinformation zwischen Pixeln verhindert, die nach dem Umordnen der Streifen zwar im Pseudospalt, nicht jedoch im ursprünglichen Bildfeld nebeneinander liegen, wie es zum Beispiel für die mit I und II markierten Pixel der Fall ist. Der Detektor ist dann so aufgebaut, daß zwischen jeweils fünf Pixelreihen eine Reihe frei bleibt.

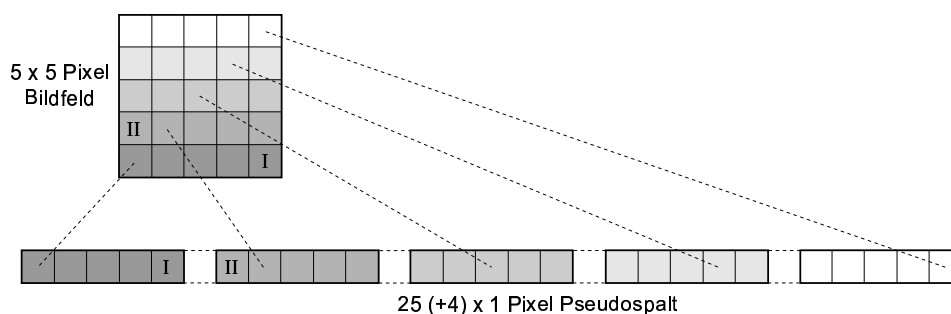


Abbildung 2.4: Arbeitsweise eines Bildfelderlegers wie er in FIFI LS eingesetzt wird

Die Effizienz der Bildfelderlegeroptik ist nicht gleich 100%. Licht geht vor allem aufgrund folgender Effekte verloren:

- Die Breite der Slicerspiegel beträgt 3 mm, was speziell im langwelligen Spektrometer nur einigen zehn Wellenlängen entspricht. Als direkte Folge davon schneidet der Slicerspiegel spürbar in das Airy-Scheibchen wodurch in direkter Folge deutliche Beugungseffekte hervorgerufen werden. Die Beugung an den Slicerspiegeln ruft im Strahlquerschnitt ausge dehnte Nebenmaxima senkrecht zu den Slicerspiegeln hervor, die dann in den nachfolgenden Spiegeln abgeschnitten werden und verloren gehen. Eine ausführliche Beschreibung der Beugungseffekte findet sich in Abschnitt 2.3.
- Die Slicerspiegel sind im Bezug zur Fokalebene geneigt, so daß eigentlich nur der Mittelpunkt des zentralen Slicerspiegels genau im Fokus liegt. Damit tritt an den Spiegelrändern bedingt durch die Divergenz des Strahlenbündels ein gewisser Lichtverlust ein. Dieser rein geometrische Effekt ist allerdings im Vergleich zu den Beugungsverlusten vernachlässigbar.

2.1.4 Funktionsweise der Beugungsgitter

Gittergleichung

Ein Beugungsgitter besteht aus einer großen Zahl von Gitterlinien, die in einem regelmäßigen Abstand d zueinander angeordnet sind. Fällt Licht auf eine solche Anordnung, so wird es an den einzelnen Gitterlinie gebeugt, wobei für monochromatisches Licht der Wellenlänge λ ein Satz von diskreten Winkeln existiert, für welche die von allen Gitterlinien gebeugten Wellenfronten in Phase zueinander sind und konstruktiv interferieren. Abbildung 2.5 zeigt einen vereinfachten Ausschnitt aus einem solchen Beugungsgitter.

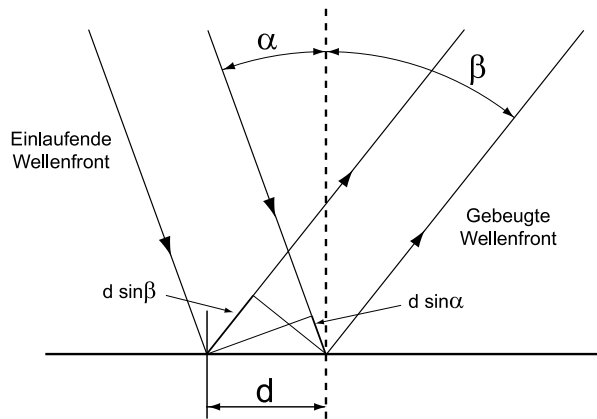


Abbildung 2.5: Geometrie bei der Beugung einer ebenen Welle an einem Beugungsgitter.

In der nachfolgenden Betrachtung wird der Einfachheit halber ein Beugungsgitter betrachtet, daß sich im Vakuum befinden soll. Zwei Punkte des Beugungsgitters im Abstand d werden mit monochromatischem Licht in einem Winkel α zur Gitternormalen beleuchtet. Für eine im Winkel β auslaufende Wellenfront beträgt die Differenz der zurückzulegenden Strecke für die am jeweiligen Gitterpunkt gebeugten Teilwellen:

$$\Delta s = d \sin \alpha + d \sin \beta \quad (2.1)$$

Die Winkel werden dabei auf die Gitternormalen bezogen. Ihr Vorzeichen ist positiv, wenn sie gegen den Uhrzeigersinn und negativ wenn sie im Uhrzeigersinn gemessen werden. Konstruktive Interferenz zwischen den betrachteten Teilwellen tritt dann auf, wenn die Phasendifferenz zwischen den Teilwellen Null beziehungsweise ein ganzzahliges Vielfaches von 2π ist, was genau dann eintritt, wenn deren Wegunterschied ein ganzzahliges Vielfaches m der Wellenlänge ist. Damit ergibt sich direkt die sogenannte Gittergleichung:

$$m\lambda = d(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (2.2)$$

Für den Winkel der Beugungsmaxima gilt damit:

$$\beta(\lambda) = \arcsin \left(\frac{m\lambda}{d} - \sin \alpha \right) \quad (2.3)$$

Der ganzzahlige Wert m wird als Beugungsordnung bezeichnet. Ist $m = 0$, so ist die Gittergleichung unabhängig von λ für $\alpha = -\beta$ erfüllt. In diesem Fall findet also keine spektrale Aufspaltung statt. Die nullte Beugungsordnung entspricht der Reflexion an einer spiegelnden Oberfläche. Allgemein ist das Auftreten einer Beugungsordnung nur dann beobachtbar, wenn die Gleichung:

$$\left| \frac{m\lambda}{d} - \sin \alpha \right| < 1 \quad (2.4)$$

erfüllt ist, woraus direkt folgt, daß es für jedes Paar von λ und d nur eine endliche Anzahl von beobachtbaren Beugungsordnungen geben kann. Die nullte Beugungsordnung ist jedoch die einzige Ordnung, die immer auftreten kann. Ist $\lambda/d \ll 1$ wird die Anzahl der beobachtbaren Beugungsordnungen sehr groß.

Überlappende Beugungsordnungen

Ist für eine bestimmte Wellenlänge λ die Gittergleichung in der Beugungsordnung m erfüllt, so erfüllt auch Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda/2$ in der Beugungsordnung $2\cdot m$, $\lambda/3$ in der Ordnung $3\cdot m$ usw. . . die Gittergleichung bei gleichem α und β . Beleuchtet man also ein Gitter in einer beliebigen Anordnung mit polychromatischem Licht, können für viele Wellenlängen in der selben Richtung Beugungsmaxima auftreten. Dieser Effekt ist von besonderer Bedeutung für Beugungsgitter, die in hoher Ordnung betrieben werden, weil die Abfolge von „überlappenden Beugungsordnungen“ mit größer werdendem m immer dichter wird. Der Wellenlängenbereich für den in einer bestimmten Beugungsordnung gerade noch keine Überlagerung von Licht aus benachbarten Ordnungen eintritt, wird als freier Spektralbereich F_λ bezeichnet. Betrachtet man den Wellenlängenbereich λ_1 bis $\lambda_1 + \Delta\lambda$, der in der Beugungsordnung m genau den freien Spektralbereich umfassen soll, dann gilt die Beziehung:

$$F_\lambda = \Delta\lambda = \frac{\lambda_1}{|m|} \quad (2.5)$$

Offensichtlich wird der freie Spektralbereich immer kleiner, je größer die Beugungsordnung ist, in der ein Gitter betrieben wird. Der Effekt der überlappenden Beugungsordnungen tritt grundsätzlich bei allen Beugungsgittern auf, bei denen mehr als eine Beugungsordnung existiert. Von Bedeutung ist dieser Effekt, wenn für ein Gitterspektrometer ein Detektor verwendet wird, dessen spektrale Empfindlichkeit sich über einen größeren Wellenlängenbereich erstreckt, als einem freien Spektralbereich des Beugungsgitters entspricht. Um in diesem Fall eine Vieldeutigkeit des Detektorsignals zu vermeiden, muß das Licht aller störenden Beugungsordnungen durch eine geeignete Kombination von optischen Filtern eliminiert werden.

Winkeldispersion, Auflösungsvermögen, Effizienz

Eine wichtige Größe bei der Beschreibung eines Beugungsgitters ist dessen Winkeldispersion $d\beta/d\lambda$. Die Winkeldispersion ist eine differentielle Größe, die angibt, um welchen Winkel $d\beta$ die beiden Wellenlängen λ und $\lambda + d\lambda$ in einer bestimmten Ordnung m getrennt werden. Den mathematischen Ausdruck für die Winkeldispersion erhält man durch Differenzieren der Gittergleichung. Unter der Annahme, daß der Einfallswinkel α konstant bleibt gilt dann:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \beta} \quad (2.6)$$

Da die Größen m , d , λ , α und β über die Gittergleichung miteinander verbunden sind, kann das Verhältnis m/d allerdings nicht unabhängig von den anderen Parametern gewählt werden. Substituiert man die Gittergleichung in Gleichung 2.6, so erhält man :

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{\sin \alpha + \sin \beta}{\lambda \cos \beta} \quad (2.7)$$

Für eine gegebene Wellenlänge ist die Winkeldispersion also alleine eine Funktion des Einfallswinkels und des Beugungswinkels.

Eine ebenso wichtige Größe ist das Auflösungsvermögen eines Beugungsgitters. Das Auflösungsvermögen entspricht der minimalen Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ zwischen zwei Wellenlängen die ein Beugungsgitter gerade noch trennen kann und wird meist durch die dimensionslose Zahl R angegeben:

$$R \equiv \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (2.8)$$

Für das theoretische Auflösungsvermögen eines ebenen, rechteckigen und voll ausgeleuchteten Beugungsgitters gilt:

$$R = |m| \cdot N \quad (2.9)$$

Wobei N die Gesamtzahl der beleuchteten Gitterlinien ist. Das Auflösungsvermögen eines Gitters ist also keine Funktion der Gitterkonstante d , sondern hängt nur von der Anzahl der beleuchteten Gitterlinien ab. Wird die Beugungsordnung m wieder mit der Gittergleichung substituiert erhält man die Gleichung:

$$R = \frac{L(\sin \alpha + \sin \beta)}{\lambda} \quad (2.10)$$

Dabei wurde der Ausdruck $L = Nd$ für die Länge des (voll ausgeleuchteten) Beugungsgitters verwendet. Das maximale Auflösungsvermögen wird erreicht wenn $\alpha = \beta = 90^\circ$ ist. In diesem Fall gilt:

$$R_{max} = \frac{2L}{\lambda} \quad (2.11)$$

Die Bedingung $\alpha = \beta$ beschreibt einen wichtigen Spezialfall eines Gitterspektrometers, die sogenannte „Littrow“-Anordnung. In Littrow-Anordnung läuft der gebeugte Strahl entlang des einlaufenden Strahls wieder zurück. In diesem Fall kann die Kollimatoroptik gleichzeitig als Kameraoptik verwendet werden, woraus ein vergleichsweise kompakter Aufbau mit einem Minimum an optischen Komponenten resultiert. Aus diesem Grund wurde die Littrow-Anordnung auch für die Spektrometer von FIFI LS verwendet. Für die Littrow-Anordnung reduziert sich die Gittergleichung (Gleichung 2.2) zu:

$$m\lambda = 2d \sin \alpha \quad (2.12)$$

und der Ausdruck für die Winkeldispersion (Gleichung 2.7) zu:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{2}{\lambda} \tan \beta \quad (2.13)$$

Ein wichtiges Qualitätsmerkmal eines Beugungsgitters ist dessen Effizienz. Die Gittereffizienz wird bei Beleuchtung des Gitters mit monochromatischem Licht meist durch den in einer betrachteten Ordnung gebeugten Strahlungsfluß relativ zum Strahlungsfluß des einlaufenden Lichts (absolute Effizienz) angegeben. Die Effizienz ist generell eine komplizierte Funktion sehr vieler Parameter wie: Polarisation des einfallenden Lichts, Gitterkonstante, Rillenform, Oberflächenbeschaffenheit, Gittermaterial sowie Beleuchtungs- und Beugungswinkel. Die genaue Berechnung der Gittereffizienz verschließt sich vor allem im Bereich langer Wellenlängen, großer Rillentiefe und niedriger Beugungsordnungen durch das Auftreten sogenannter Gitteranomalien der analytischen Berechnung. Solche Anomalien, die eine Abweichung der theoretisch vorhergesagten von der tatsächlichen Effizienz darstellen, entstehen vor allem durch Resonanzeffekte an der Gitteroberfläche, also einer direkten Wechselwirkung der gebeugten Strahlung mit dem Material des Beugungsgitters und betreffen hauptsächlich die Polarisationsrichtung senkrecht zu den Gitterlinien. Zuverlässige Aussagen über die zu erwartende Effizienz eines Beugungsgitters können nur durch numerische Simulationen getroffen werden. Für die in FI-FI LS eingesetzten Gitter wurden solche Simulationen durchgeführt, die Ergebnisse werden in Abschnitt 2.2.4 beschrieben.

Trotz der komplizierten Abhängigkeit von praktisch allen Gitterparametern und dem Auftreten von Anomalien können jedoch einige qualitative Aussagen über die Gittereffizienz eines Beugungsgitters getroffen werden. In Abbildung 2.6 ist ein typischer Verlauf der Effizienz als Funktion der Wellenlänge in einer bestimmten Beugungsordnung dargestellt. Solche Kurven stammen vor allem aus Effizienzmessungen an handelsüblichen Beugungsgittern und sind typisch für Anwendungen bei denen die Wellenlänge zwar deutlich kleiner, aber immer noch von der selben Größenordnung wie die Gitterkonstante ist. Bemerkenswert an der Effizienzfunktion ist das Auftreten eines definierten Maximums E_{max} bei der sogenannten „Blaze“-Wellenlänge λ_B . Mit zunehmender Beugungsordnung verschiebt sich die Blaze-Wellenlänge unter Abnahme der Maximaleffizienz zu immer kürzeren Wellenlängen.

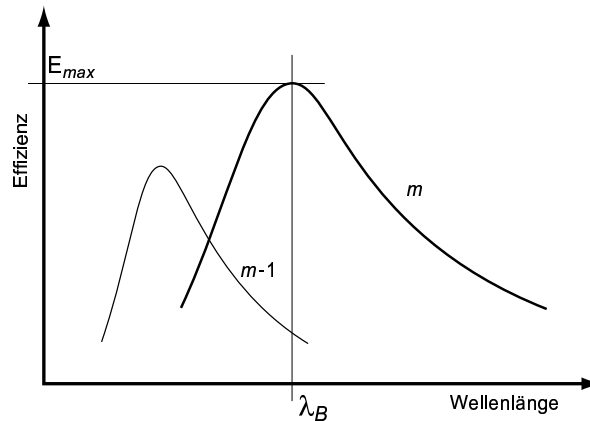


Abbildung 2.6: Vereinfachte Darstellung der Effizienz als Funktion der Wellenlänge in zwei Beugungsordnungen m und $m - 1$.

Gitter mit dreiecksförmigen Rillen erreichen im Vergleich zu allen anderen Rillenformen in einer bestimmten Ordnung absolut gesehen die höchsten Werte für E_{max} . In Abbildung 2.7

ist ein kurzer Ausschnitt aus einem solchen Gitter mit dreiecksförmigen Rillen dargestellt. Die Effizienz erreicht ihren Maximalwert, wenn für den einfallenden und den auslaufenden Strahl die Bedingung für spiegelnde Reflexion an den Gitterfacetten, also wenn die Facettennormale den Winkel zwischen dem einfallenden und dem auslaufenden Strahl halbiert, erfüllt ist. Durch geeignete Variation der Gitterparameter kann für alle α und β , die diese „Blaze“-Bedingung erfüllen, die Wellenlänge maximaler Effizienz an die jeweiligen Erfordernisse eines Spektrometers angepaßt werden. Mit einem sauber gefertigten Gitter kann damit in niedriger Beugungsordnung eine Effizienz von beinahe 100% erreicht werden.

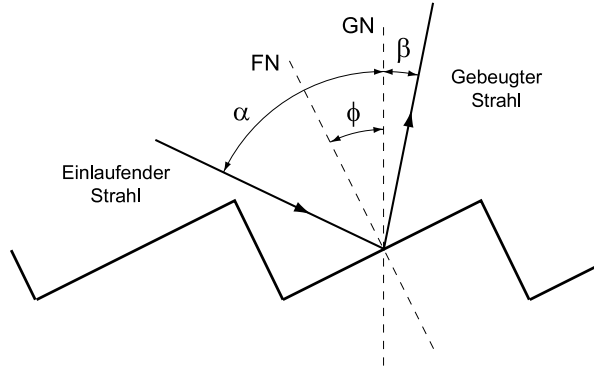


Abbildung 2.7: Die Blaze-Bedingung bei einem Gitter mit dreiecksförmigen Rillen. GN bezeichnet die Gitternormale, FN die Facettennormale. ϕ ist der sogenannte Facettenwinkel, also der Winkel zwischen Gitternormaler und Facettennormaler.

Gitterfehler

Jedes reale Gitter, mit welcher Methode es auch immer hergestellt wurde, weist gewisse Fertigungstoleranzen auf, welche die gewünschte Effizienz vermindern und den Streulichthintergrund erhöhen. Besonders störend sind dabei periodische Fehler in den einzelnen Rillenpositionen, weil diese ihrerseits ein Subgitter mit entsprechender Gitterkonstante darstellen. Ein solches Gitter erzeugt bei Beleuchtung mit monochromatischem Licht neben den eigentlichen Beugungslinien auch noch als „Geisterlinien“ bezeichnete Nebenlinien. Der spektrale Abstand der Geisterlinien von der Hauptlinie wird durch die Periode der Positionsfehler bestimmt. Langperiodische Fehler, also Fehler, deren Periode viele Gitterlinien umfassen, erzeugen Geisterlinien, die dicht an den Hauptlinien liegen. Solche Geisterlinien werden manchmal als „Rowland“-Geisterlinien bezeichnet. Ist die Periodizität exakt harmonisch, kann ein Ausdruck für die Intensität solcher Geisterlinien hergeleitet werden. Für das Intensitätsverhältnis der Rowland-Geisterlinie erster Ordnung $I_{RG}^{m=1}$ und der korrespondierenden Hauptlinie I_{HL} gilt die Beziehung:

$$\frac{I_{RG}^{m=1}}{I_{HL}} = 4 \left(\frac{\pi A \sin \alpha}{\lambda} \right)^2 \quad (2.14)$$

Wobei A die Amplitude des periodischen Fehlers bezeichnet. Weist zum Beispiel ein Beugungsgitter, das bei einer Wellenlänge von $40 \mu\text{m}$ und unter einem Einfallswinkel von 45° arbeiten soll eine Fehleramplitude von nur $0.25 \mu\text{m}$ ($\lambda/160$) auf, so beträgt die Intensität dieser Geisterlinie bereits 0.1% der Hauptlinie. Mit zunehmender Ordnung der Geisterlinie nimmt deren Intensität jedoch sehr rasch ab, so daß meist nur die Geisterlinien erster Ordnung eine Rolle

spielen. Speziell aber für optische Gitter oder Anwendungen, bei denen nur eine sehr geringe Intensität der Geisterlinien akzeptiert werden kann, erreicht der maximal zu tolerierende periodische Fehler sehr rasch den Sub-Nanometer Bereich und damit die Grenzen jeder Art der Gitterfertigung. Kurzperiodische Fehler, die pro Periode nur wenige Gitterlinien enthalten, erzeugen sogenannte „Lyman“-Geisterlinien, die in größerem spektralen Abstand zur korrespondierenden Hauptlinie auftreten und deshalb auch wesentlich schwieriger zu identifizieren sind als Rowland-Geisterlinien.

Zufällig verteilte Fehler in den Rillenpositionen, sei es in einem kleinen Bereich des Gitters, oder über dessen gesamte Fläche verteilt, erzeugen sogenannte Satellitenlinien, die bei allen Wellenlängen auftreten können und in keiner bestimmten Beziehung zu den Hauptlinien stehen. Ist die Zahl der abweichenden Gitterlinien sehr groß, entstehen viel Satellitenlinien, die wegen ihres spektralen Erscheinungsbildes auch als „Gras“ bezeichnet werden.

Alle Arten von Rillenfehlern wie: geometrische Fehler, schlecht definierte Kanten, ungerade Linien, rauhe Oberflächen usw. führen zu einer Verlagerung von Energie aus den Beugungsordnungen in „Streulicht“. Dabei wird der allgemeine Streulichthintergrund, den ein Beugungsgitter erzeugt, erhöht und gleichzeitig die Gittereffizienz verringert. Um den Wert eines Beugungsgitters als dispergierendes Element in einem Spektrometer nicht zu vermindern, müssen auch solche Fehler minimal gehalten werden. Die für die Beugungsgitter in FIFI LS geforderten Fertigungstoleranzen sind in Abschnitt 2.2.4 aufgelistet.

2.2 Optisches Design

Das folgende Kapitel beschreibt in mehreren Abschnitten den optischen Aufbau des Ferninfrarot-Linienspektrometers FIFI LS. Wegen der Komplexität des Instrumentes werden dabei zuerst anhand eines Prinzipbildes die grundsätzlichen Komponenten vorgestellt und deren Aufgabe erläutert. In den nachfolgenden Abschnitten werden dann die einzelnen Untereinheiten im Detail diskutiert. Für das Design der Optik wurde das Softwarepaket ZEMAX der Firma Focus Software, Inc. verwendet, das insbesondere für die Simulation komplexer Spiegeloptiken mit außeraxialen Komponenten geeignet ist.

2.2.1 Überblick

In Abbildung 2.8 ist der optische Aufbau des Instrumentes in Form eines Blockdiagrammes dargestellt. Aus der im weiteren zu erläuternden Funktion der optischen Komponenten bietet sich eine logische Gliederung in folgende Grundeinheiten an:

- Eingangsoptik
- Langwelliges Spektrometer
- Kurzwelliges Spektrometer
- Kalibrationsoptik
- Nachführoptik

Die erste optische Komponente im Strahlengang ist ein justierbarer dichroitischer Strahlteiler, der die infrarote Strahlung ab einer Wellenlänge von rund $2 \mu\text{m}$ in das Spektrometer reflektiert, den sichtbaren und nahinfraroten Teil des eintreffenden Lichts jedoch transmittiert. Der transmittierte, kurzwellige Anteil wird von einer Linsenoptik auf eine unter dem Instrument angebrachte CCD Kamera abgebildet und ermöglicht eine präzise Nachführung des Teleskops. Das in das Instrument reflektierte Strahlenbündel tritt durch ein Polypropylenfenster in den evakuierten Kryostaten ein. Polypropylen wird deshalb verwendet, weil Fenster damit einfach und billig herzustellen sind und das Material im gesamten für FIFI LS relevanten Wellenlängenbereich sehr gute Transmissionseigenschaften aufweist. Die Eingangsoptik (siehe Abschnitt 2.2.3) besteht aus einem Bildfelderrotator („K-Spiegel“) und einer einfachen abbildenden Optik, die den eintreffenden Strahl mit einem Öffnungsverhältnis von $f/20$ refokussiert. Ein weiterer dichroitischer Strahlteiler spaltet das Licht wieder in einen kurzwelligen, reflektierten und in einen langwelligen, transmittierten Teil auf und stellt damit die Trennstelle für das kurzwellige und das langwellige Band des Instrumentes dar.

Die beiden nachfolgenden Spektrometer sind vom Prinzip her gleich aufgebaut, wobei jedoch im kurzwelligen Spektrometer das Bild auf dem Bildfelderleger durch die Relaisoptik zuerst um einen Faktor zwei vergrößert wird. In den Spektrometern wird das Bild der astronomischen Quelle von den Bildfelderlegern (siehe Abschnitt 2.1.3) in fünf Streifen zerlegt und entlang einer kontinuierlichen Linie wieder neu angeordnet. Da aus Platzgründen keine quadratischen Gitter verwendet werden können und für das Auflösungsvermögen eines Gitterspektrometers (siehe Abschnitt 2.1.4) ohnehin nur die Anzahl der beleuchteten Gitterlinien, nicht aber die Gitterbreite ausschlaggebend ist, wurden die Beugungsgitter ohne Einbußen an Auflösungsvermögen rechteckig mit einer Kantenlänge von $320 \times 85 \text{ mm}$ gefertigt. Diese Abweichung von der quadratischen Grundform macht allerdings eine anamorphotische Kollimatoroptik notwendig, welche das Strahlenbündel mit unterschiedlicher Vergrößerung entlang der

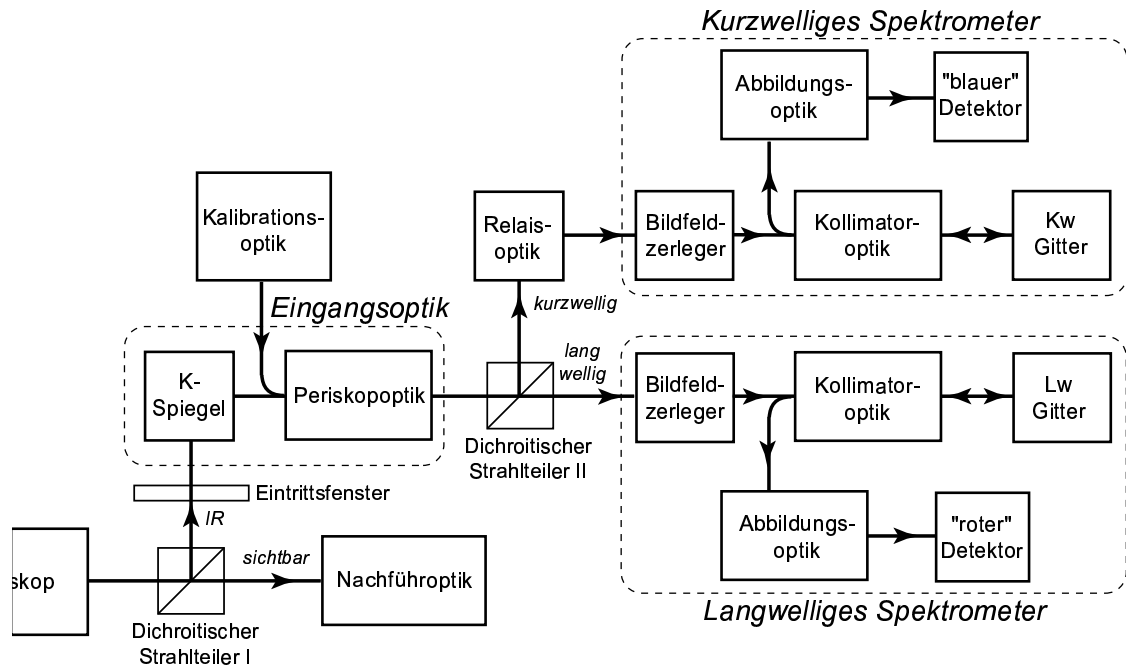


Abbildung 2.8: Prinzipielle Darstellung der optischen Komponenten von FIFI LS.

beiden Hauptachsen auf das Gitter kollimiert. Da die Spektrometer annähernd in Littrowanordnung aufgebaut sind, läuft die Infrarotstrahlung nach der spektralen Aufspaltung durch die Beugungsgitter wieder rückwärts durch die selbe Kollimatoroptik, wobei die Anamorphie des Strahlenbündels wieder aufgehoben wird. Durch eine ebenfalls anamorphotische Abbildungsoptik (siehe Abschnitt 2.2.4) wird der Strahl schließlich aus dem Spektrometer ausgekoppelt und im jeweils für die räumliche und spektrale Richtung richtigen Maßstab auf den Detektor abgebildet.

Um eine interne Kalibrierung bezüglich der relativen Empfindlichkeit der Einzeldetektoren („Flatfielding“) durchführen zu können, können die Spektrometer über einen Klappspiegel mit der gehoppten Kontinuumsstrahlung einer Kalibrationsquelle beleuchtet werden. Diese Quelle ist dabei so in der Kalibrationsoptik angeordnet, daß alle individuellen Detektoren die gleiche Beleuchtung erfahren.

2.2.2 Das SOFIA Teleskop

Das SOFIA Teleskop ist in Nasmyth/Cassegrain Konfiguration mit einer Öffnung von $f/19.6$ aufgebaut und kann in einer Elevation von 20° bis 60° bewegt werden. Der Vorteil der Nasmyth Anordnung besteht darin, daß der Teleskopfokus in einigem Abstand seitlich neben dem Teleskop liegt, wodurch der Einbau des Teleskops in ein Flugzeug, bei dem der Strahl durch Druckbarrieren geführt werden muß, ohne zusätzliche optische Komponenten vergleichsweise leicht möglich ist. Ein Vermeiden zusätzlicher Komponenten im Strahlengang ist deshalb besonders wichtig, weil sich das Teleskop auf Stratosphärentemperatur befindet und damit durch seine thermische Emission stark zum Ferninfrarothintergrund beiträgt.

Der Durchmesser des aus Zerodur gefertigten, parabolischen Primärspiegels beträgt 2.705 m, wobei jedoch die optische Fläche nicht über den gesamten Durchmesser entsprechend der Spe-

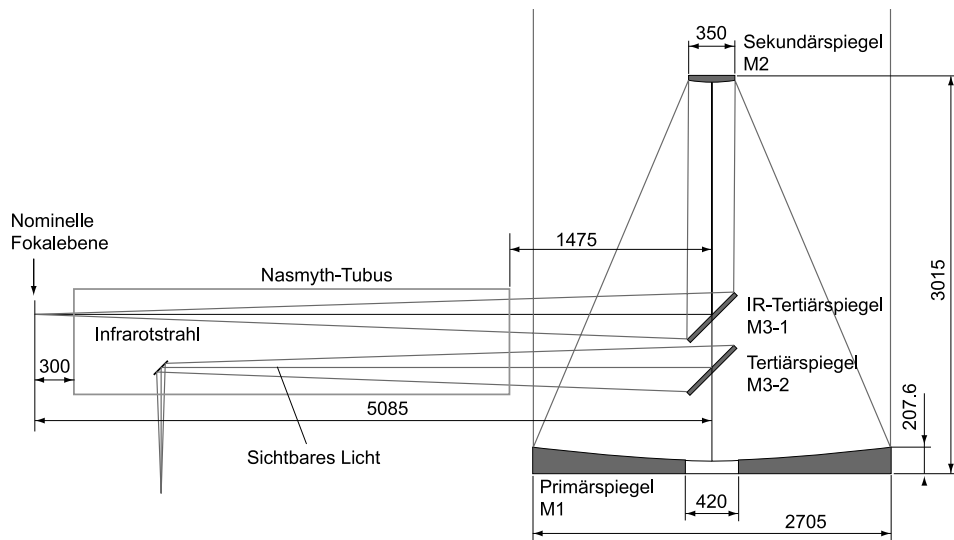


Abbildung 2.9: *Optisches Layout des Nasmyth/Cassegrain-Teleskops von SOFIA.*

zifikationen poliert werden kann und damit nur eine kleinere Apertur (≥ 2.5 m, je nach Polierprozeß) effektiv zur Verfügung steht. Das Teleskop ist so ausgelegt, daß der aus Siliziumkarbid gefertigte hyperbolische Sekundärspiegel die Eintrittspupille des Systems darstellt. Der Sekundärspiegel ist außerdem mechanisch so aufgebaut, daß er sowohl die Fokussierung des Teleskops als auch ein Choppfen des beobachteten Bildes am Himmel ermöglicht.

Das unvignettierte Bildfeld des Teleskops beträgt ca. 8 Bogenminuten, wobei in alle Richtungen eine Choppbewegung mit einer Amplitude von bis zu ± 5 Bogenminuten möglich ist, ohne eine Vignettierung des Bildfeld in Kauf zu nehmen. Alle unvignettierten Feldpunkte liegen damit innerhalb eines Kreises mit 18 Bogenminuten Durchmesser (Abbildung 2.10). Das „Choppfen“ ist ein gängiges Verfahren, um ein schwaches astronomisches Signal von einem Hintergrundsignal, das in der Infrarotastronomie um viele Größenordnungen stärker sein kann, zu trennen. Dabei werden jeweils abwechselnd die astronomische Quelle und ein Himmelsbereich abseits der Quelle, in dem theoretisch nur die Hintergrundstrahlung gemessen wird, beobachtet. Das astronomische Signal kann dann aus den Rohdaten durch Subtraktion der beiden Signale gewonnen werden. Besonders wichtig ist dabei allerdings eine homogene Temperaturverteilung über den gesamten Primärspiegel, weil ansonsten das gemessene Signal eine Funktion der Chopperstellung ist und eine fehlerfreie Hintergrundsubtraktion sehr erschwert wird.

Die letzten optischen Elemente des Teleskops sind ein flacher dichroitischer Strahlteiler, der für den Infrarotanteil der einfallenden Strahlung den Tertiärspiegel darstellt und ein einfacher Planspiegel, der das sichtbare Licht etwas unterhalb des Infrarotstrahls (siehe Abbildung 2.9) entlang des Nasmythtubus zu einer der teleskopinternen Nachführkameras, dem „Focal Plane Imager“ (siehe Abschnitt 2.2.6), reflektiert. Wahlweise kann der dichroitische Strahlteiler auch durch einen Spiegel ersetzt und das Teleskop durch ein instrumenteneigenes Nachführsystem gesteuert werden. Bis auf diesen dichroitischen Strahlteiler sind die Komponenten des Teleskops so ausgelegt, daß auf SOFIA astronomische Beobachtungen im Wellenlängenbereich von $0.3 \mu\text{m}$ bis $1600 \mu\text{m}$ durchgeführt werden können, ohne zusätzliche optische Teile auswechseln zu müssen.

Zur Charakterisierung von optischen Systemen, deren Auflösungsvermögen nahe an der Beugungsgrenze liegt, wird häufig die sogenannte Strehl-Zahl („Strehl ratio“) verwendet. Diese

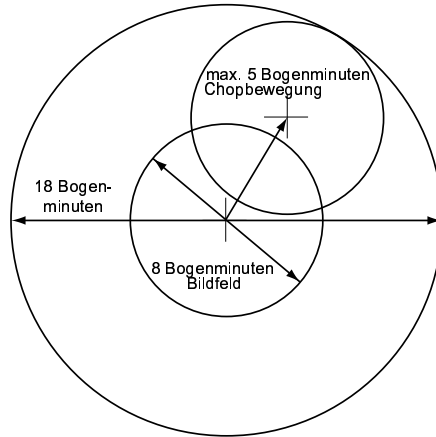


Abbildung 2.10: *Unvignettiertes Bildfeld des SOFIA Teleskops.*

Zahl vergleicht die Maximumintensität einer aberrationsfreien, beugungsbegrenzten Abbildung I_{ideal} mit der real erreichten Maximumintensität I_{real} bei der Abbildung einer Punktquelle, wobei gilt:

$$SR = \frac{I_{ideal}}{I_{real}} \leq 1 \quad (2.15)$$

Allgemein gilt ein System als beugungsbegrenzt, wenn $SR \geq 0.8$. Die berechnete Strehl-Zahl des SOFIA Teleskops für die Abbildung eines um 4 Bogenminuten außeraxialen Feldpunktes bei einer Wellenlänge von 633 nm (HeNe-Laser) beträgt 0.84, womit die optische Qualität des Teleskops ausreicht, um selbst bei sichtbaren Wellenlängen eine beugungsbegrenzte Abbildung zu erzeugen. Die wichtigsten Parameter des SOFIA Teleskops sind in Tabelle 2.1 noch einmal zusammengefaßt.

| Das SOFIA Teleskop | |
|------------------------------------|--|
| Typ | Nasmyth/Cassegrain |
| Hauptspiegeldurchmesser | 2.705 m |
| Nominelle Brennweite | 49140.9 mm |
| Öffnungsverhältnis | f/19.6 |
| Gesichtsfeld | > 8 Bogenminuten |
| Spektraler Arbeitsbereich | 0.3 μm - 1600 μm |
| Elevationsbereich | 20 - 60° |
| Optische Qualität | |
| Strehl-Zahl (4' außeraxial, 633nm) | 0.84 |
| Bildfeldkrümmung | ca. 415 mm |

Tabelle 2.1: *Die wichtigsten Parameter des SOFIA Teleskops.*

2.2.3 Die Eingangsoptik

Die Aufgabe der Eingangsoptik ist es, das in das Instrument reflektierte Strahlenbündel für die abbildenden Spektrometer aufzubereiten. Um die speziell bei langen Integrationszeiten auftretende Rotation des Bildes zu kompensieren, wird ein drehbarer K-Spiegel als Bildfelderrotator eingesetzt. Er ist so aufgebaut, daß die erste Spiegelfläche im Teleskopfokus zu liegen kommt. Der K-Spiegel besteht aus einem Prismenspiegel (E1 und E3) und einem Planspiegel (E2), die so angeordnet sind, daß bei einer Drehung der Spiegelgruppe um einen Winkel α das Bildfeld um den Winkel 2α gedreht wird. Mit dieser Drehung kann die scheinbare Rotation eines beobachteten Objektes kompensiert und ein feststehendes Bild auf den Detektoren erreicht werden.

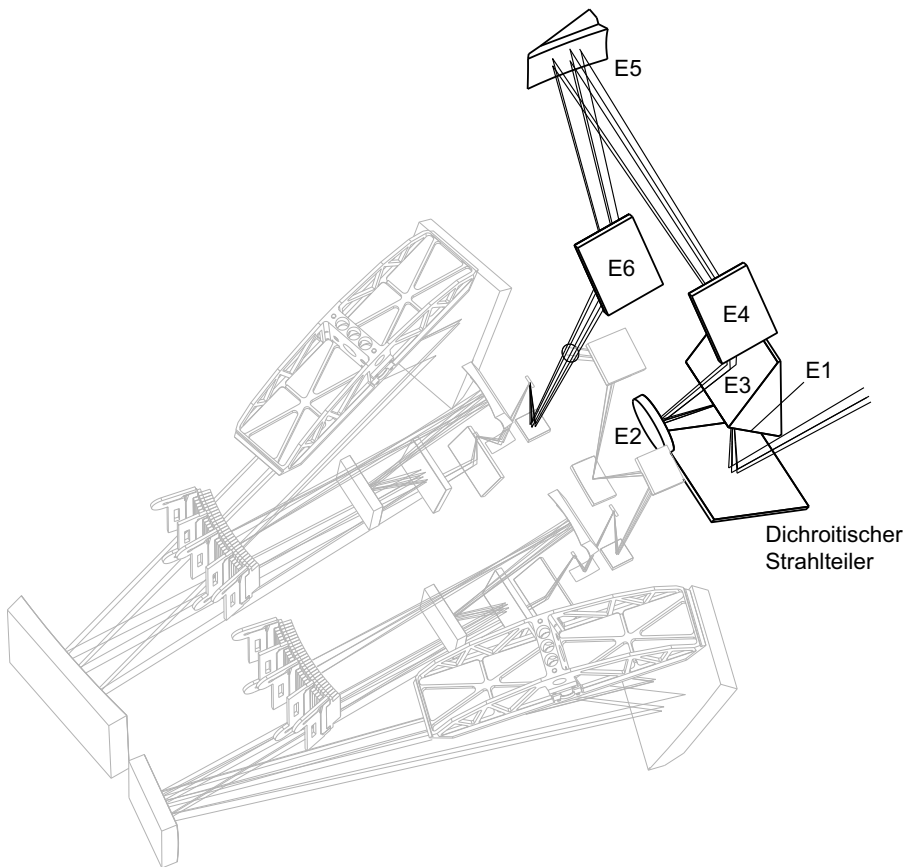


Abbildung 2.11: *Der Strahlengang in der Eingangsoptik. Wie bei allen nachfolgenden Abbildungen der einzelnen Untergruppen von FIFI LS sind die jeweils besprochenen optischen Elemente durch dicke Linien hervorgehoben. Die Beschreibung erfolgt im Text.*

Die zweite wesentliche Aufgabe der Eingangsoptik ist es, den nach dem Teleskopfokus divergierenden Strahl durch einen abbildenden Ellipsoidspiegel (E5) mit dem richtigen Abbildungsmaßstab auf den ersten Spiegelstapel der Bildfelderzerleger zu refokussieren. Eine der wesentlichen Anforderungen, die an das Instrument gestellt werden, ist die Möglichkeit zur beugungsbegrenzten Beobachtung (bezogen auf eine mittlere Wellenlänge). Für das kurzwellige Band wird dabei eine mittlere Wellenlänge von $\sim 90 \mu\text{m}$ und für das langwellige Band von $\sim 160 \mu\text{m}$ angenommen. Gemäß dem Rayleigh-Kriterium gelten zwei Punktquellen als gerade

noch aufgelöst, wenn das Hauptmaximum des Airy-Scheibchen der ersten Abbildung mit dem ersten Minimum der zweiten Abbildung zusammenfällt. Für ein Teleskop mit einem Hauptspiegeldurchmesser D folgt daraus, daß bei einer Wellenlänge λ zwei Punktquellen gerade noch aufgelöst werden können, wenn für deren Winkelabstand gilt:

$$\omega = 1.22 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (2.16)$$

Für das SOFIA Teleskop erhält man daraus ein theoretisches Auflösungsvermögen von $9''$ bei $90 \mu\text{m}$ und $16''$ bei $160 \mu\text{m}$. Das Nyquist-Sampling-Theorem (zB. Press et al., 1994) verlangt nun mindestens zwei Abtastpunkte (in unserem Fall Pixel) pro räumlichem Auflösungselement, was $4''$ pro Pixel (kurzwellige Band) und $8''$ pro Pixel (langwelliges Band) entspräche. Bedingt durch die Funktionsweise der Bildfeldzerleger sind die geometrischen Dimensionen der einzelnen Slicerspiegel durch die Pixelgröße festgelegt. In der Abbildung eines Slicerspiegels auf dem Detektor entspricht die Spiegelbreite nämlich genau einem Pixel. Werden die Pixel also tatsächlich so klein gewählt, wie es das Nyquist-Sampling-Theorem verlangt, werden die Slicerspiegel so schmal, daß sie sehr tief in das Airy-Scheibchen einschneiden und durch die damit bedingten Beugungseffekt überproportional viel Licht in der nachfolgenden Optik verloren geht (siehe dazu Kapitel 2.3). Als Kompromiß kann man die Pixelgröße um einen Faktor n größer wählen, wenn bei der Beobachtung mehrere um einen Faktor $n/2$ räumlich verschobene Bilder aufgenommen werden. Bei der Datenreduktion besteht dann die Möglichkeit, durch numerische Dekonvolution ein Bild mit der theoretischen Auflösung zu rekonstruieren. Aus Erfahrungen mit gängigen Dekonvolutionsalgorithmen wie zum Beispiel der Maximum-Entropie Methode (Frieden, 1972; Gull & Skilling, 1983; Nikola, 1997) wurde der Faktor n eher konservativ mit ~ 1.5 angesetzt. Der Abbildungsmaßstab wurde damit schließlich so gewählt, daß im langwelligeren Band $12''$ und im kurzwelligen Band $6''$ einem Detektorpixel entsprechen.

Die Eingangsoptik erzeugt ein reelles Bild des Teleskop-Sekundärspiegels genau an der Stelle, an der der Strahl durch die optische Platte in den mit flüssigem Helium gekühlten Bereich des Instrumentes (siehe Abschnitt 2.6.2) eintritt. Diese Pupille stellt die Aperturblende des Instrumentes dar, welche dafür sorgt, daß nur Lichtstrahlen, die im richtigen Öffnungsverhältnis vom Teleskop kommen, den Detektor erreichen. Damit wird verhindert, daß Umgebungsstrahlung seitlich in den Strahlengang eindringt und auf direktem Weg zu den Detektoren gelangt. Für die korrekte Funktion der Aperturblende müssen jedoch besonders hohe Anforderungen an die Qualität des Pupillenbildes gestellt werden.

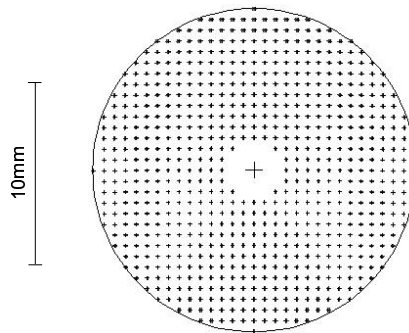


Abbildung 2.12: Die simulierte Pupille nach erfolgter Refokussierung am Ort der Aperturblende. Der geometrische Durchmesser der Pupille beträgt 17.6 mm bei einem Öffnungsverhältnis von $f/20$.

Schließlich muß der Strahlengang in der Eingangsoptik noch gefaltet werden, damit er räumlich im zur Verfügung stehenden Volumen untergebracht werden kann. Dazu befinden sich vor und nach dem abbildenden Spiegel zwei ebene Faltspiegel (E4 und E6), die gemeinsam mit E5 die sogenannte „Periskopoptik“ bilden.

2.2.4 Die Spektrometer

Das eigentliche Kernstück von FIFI LS bilden die beiden parallelen Spektrometer, die vom Prinzip her völlig gleich aufgebaut sind. Jeder Spektrometerkanal, im folgenden als „kurzwelliger“ und „langwelliger“ Kanal bezeichnet, besteht aus jeweils vier Hauptkomponenten:

- Bildfeldzerleger
- Kollimator
- Beugungsgitter
- Ausgangsoptik

Die Eingangsoptik ist so ausgelegt, daß sie direkt und ohne zusätzliche optische Komponenten ein reelles Bild der astronomischen Quelle auf dem Stapel aus fünf Slicerspiegeln (R2a - R2e) des langwelligen Bildfeldzerlegers erzeugt. Weil im kurzwelligen Spektrometer der Abbildungsmaßstab aber doppelt so groß ist wie im langwelligen Spektrometer, muß in diesem Fall das Bild der Quelle durch eine zusätzliche Vergrößerungsoptik („Relaisoptik“) entsprechend vergrößert auf die Slicerspiegel abgebildet werden. Die Relaisoptik besteht aus einem Flachspiegel (M1) und zwei abbildenden Spiegel (M2 und M3), die so angeordnet sind, daß sie die gleichen optischen Verhältnisse herstellen wie im langwelligen Spektrometer. Sie erzeugen also neben der vergrößerten Abbildung auf den Slicerspiegeln ein Bild der Pupille im selben Abstand vor den Slicerspiegeln wie im langwelligen Spektrometer. Dadurch kann der nachfolgende Bildfeldzerleger beinahe identisch aus dem langwelligen Band übernommen und die außerordentlich aufwendige Neuoptimierung seiner vielen optischen Komponenten vermieden werden.

Da die einzelnen Komponenten der beide Spektrometer zwar analog aufgebaut sind, sich jedoch im Detail entsprechend den unterschiedlichen Anforderungen in den beiden Bänder unterscheiden, werden sie in den nachfolgenden Abschnitten jeweils separat behandelt. Dazu wird ein lokales Strahlkoordinatensystem eingeführt, das sich auf die jeweiligen Beugungsgitter bezieht. In diesem Koordinatensystem weist die z-Achse entlang der Strahlrichtung, die x-Achse in die Richtung parallel zu den Gitterlinien, also entlang der Gitter**breite** und die y-Achse die Richtung normal dazu, also parallel zur Gitter**länge**.

Die Bildfeldzerleger

Aufgabe der Bildfeldzerleger ist es wie in Abschnitt 2.1.3 beschrieben, das zweidimensionale Bildfeld in fünf Abschnitte („Slices“) zu unterteilen und diese entlang eines quasi-eindimensionalen „Pseudospaltes“ anzuordnen. Diese Umordnung wird durch eine Abfolge von jeweils fünf Slicerspiegeln, Fangspiegeln und Spaltspiegeln erreicht (Abbildung 2.14). Die individuellen Slicerspiegel (R2a - R2e beziehungsweise B2a - B2e) befinden sich im Fokus des Instrumentes und sind um ihrer Querachse verdreht, wodurch das Strahlenbündel räumlich aufgefächert und das zweidimensionale Bild in fünf einzelne Streifen aufgespalten wird. Ein Anordnung von fünf Fangspiegeln (R3a - R3e beziehungsweise B3a - B3e) refokussiert die einzelnen Streifen

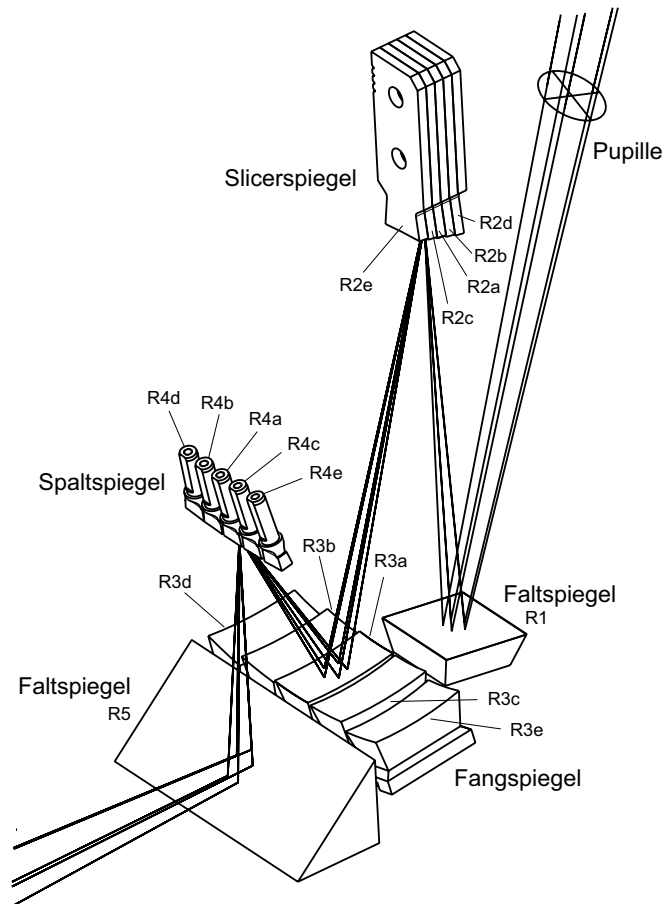


Abbildung 2.14: Der dreidimensionale Aufbau des Bildfeldzerlegers im langwelligen Kanal. Der Übersichtlichkeit halber ist nur der Strahlengang durch den zentralen Teil des Bildfeldzerlegers dargestellt. Der Aufbau des Bildfeldzerlegers im kurzwelligen Kanal entspricht bis auf leicht unterschiedliche Ablenkwinkel dem des langwelligen Bildfeldzerlegers.

lung des Bildfeldes um die Strahlrichtung entspricht. Weil die Beugungsgitter gegen den Strahl verkippt betrieben werden, erzeugen auch die Spektrometer selbst eine Verzerrung des Strahlquerschnitts, der einer wellenlängenabhängigen Spaltkrümmung entspricht. Bei der Konstruktion der Bildfeldzerleger können die zur Verfügung stehenden Freiheitsgrade nun so ausgenutzt werden, daß die von den Bildfeldzerlegern eingeführte Spaltkrümmung von den Spektrometern wieder genau aufgehoben wird. In einem solchen System wird somit der Austrittsspalt zumindest bei einer Wellenlänge ungekrümmt auf die Detektoren abgebildet. Die Bildfeldzerleger sind geometrisch so ausgelegt, daß sie im kurzwelligen Band in zweiter Beugungsordnung bei $\sim 62 \mu\text{m}$ und im langwelligen Band bei $\sim 160 \mu\text{m}$ die durch das Beugungsgitter hervorgerufene Spaltkrümmung genau aufheben (siehe auch Abbildung 2.20).

Optisch sind die Bildfeldzerleger so konstruiert, daß die Slicerspiegel ein Bild der Pupille auf den Fangspiegeln und die Fangspiegel wiederum ein Bild des Fokus auf den Spaltspiegeln erzeugen. Dadurch wird das Design des optischen Aufbaus stark erleichtert, weil eine Entkoppelung der einzelnen Spiegel erreicht wird und das System von Spiegelgruppe zu Spiegelgruppe

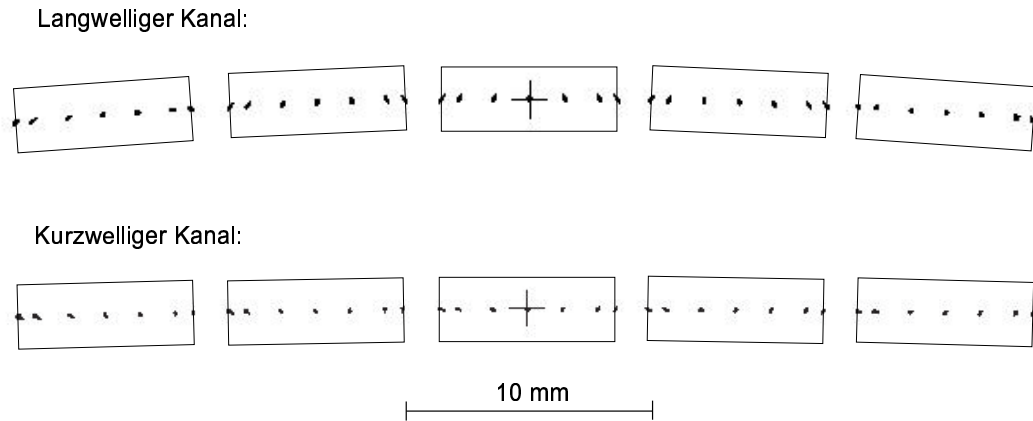


Abbildung 2.15: Das Ergebnis einer Ray-Tracing Simulation: Das Bildfeld nach dessen Umordnung entlang eines Pseudospalts für den langwelligeren Kanal (oben) und den kurzwelligen Kanal (unten).

optimiert werden kann. Da an dieser Stelle des Instrumentes vor allem die Qualität des Fokus von Interesse ist und weniger die Qualität der Pupille, die durch Beugungseffekte ohnehin noch wesentlich verschlechtert wird, können für diejenigen Spiegel, die eine Pupille erzeugen, also Slicerspiegel und Spaltspiegel, einfache Kugelspiegel verwendet werden. Für die Fangspiegel, die den Strahl auf die Spaltspiegel fokussieren, müßten dagegen strenggenommen außeraxiale Ellipsoide als Spiegeloberflächen gewählt werden. Die Simulation der Bildqualität mittels Ray-Tracing zeigt jedoch, daß wesentlich einfachere toroidale Spiegel ausreichen, um die geforderte Abbildungsqualität zu erreichen.

Die Kollimatoren

Nachdem die Bildfelderlegeroptik aus dem 2-dimensionalen Feld einen Pseudospalt erzeugt hat, wird die von den Spaltspiegeln rekombinierte Pupille mit einer Anordnung aus zwei anamorphotischen Kollimatoren auf das Beugungsgitter abgebildet. Das anamorphotische Abbildungsverhältnis wurde so gewählt, daß die Beugungsgitter bei der längsten Arbeitswellenlänge - also dem größten Kippwinkel der Gitter - voll ausgeleuchtet sind. Die beiden Gitter selbst werden annähernd in Littrow-Anordnung (siehe Abschnitt 2.1.4) betrieben. Die ideale Littrow-Anordnung, bei der das Strahlenbündel nach der Beugung am Gitter exakt in die Richtung des einlaufenden Strahls zurückfällt ist natürlich für ein reales optisches System nicht zu verwirklichen, weil dann entweder der Detektor oder der Ausblendspiegel den einlaufenden Strahl blockieren würde. Deshalb wurden die Spektrometer so aufgebaut, daß der Winkel zwischen dem ein- und dem auslaufenden Strahl ca. 1.8° beträgt. Damit ergibt sich in einer Entfernung von 1200 mm vom Gitter ein Abstand von 38 mm zwischen den Strahlen, was gerade ausreicht, um den auslaufenden, in spektraler Richtung aufgespaltenen Infrarotstrahl aus dem Spektrometer auszukoppeln.

Im langwelligeren Kanal wird der divergierende Strahl nach der Bildung des Pseudo-Eingangsspalt durch den ersten Kollimator (R6) zunächst in x-Richtung kollimiert, während er in die Richtung normal dazu mit unverändertem Öffnungsverhältnis vorläufig weiter divergiert. Erreicht wird dieses Verhalten durch eine verallgemeinerte zylindrische Spiegeloberfläche, die in x-Richtung eine außeraxiale Parabel, in y-Richtung dagegen flach ist. Kollimator B (R7) kalli-

miert den Strahl schließlich auch y -Richtung, ohne jedoch das Strahlenbündel in x -Richtung zu verändern, was wiederum durch eine toroidale Oberfläche erreicht wird, die jedoch im Gegensatz zur Oberfläche von Kollimator A in x -Richtung flach und in y -Richtung eine außeraxiale Parabel ist. Abbildung 2.16 zeigt eine gestreckte Darstellung des Kollimationsstrahlenganges im langwelligen Spektrometer inklusive Beugungsgitter. Das Spiegelpaar R6 und R7 erzeugt, wie man aus den Distanzen zwischen der rekombinierten (virtuellen) Pupille, den einzelnen Kollimatoren und dem Beugungsgitter ablesen kann, eine Abbildung der Pupille auf dem Gitter mit einem anamorphotischen Verhältnis von 1:2. Nach dem Gitter läuft der gebeugte Strahl durch das selbe Spiegelpaar wieder zurück, wobei die anamorphotische Verzerrung in den beiden Achsrichtungen automatisch wieder aufgehoben wird und ein unverzerrtes, reelles aber in seine spektralen Komponenten aufgespaltenes Bild des Eintrittsspalt es entsteht.

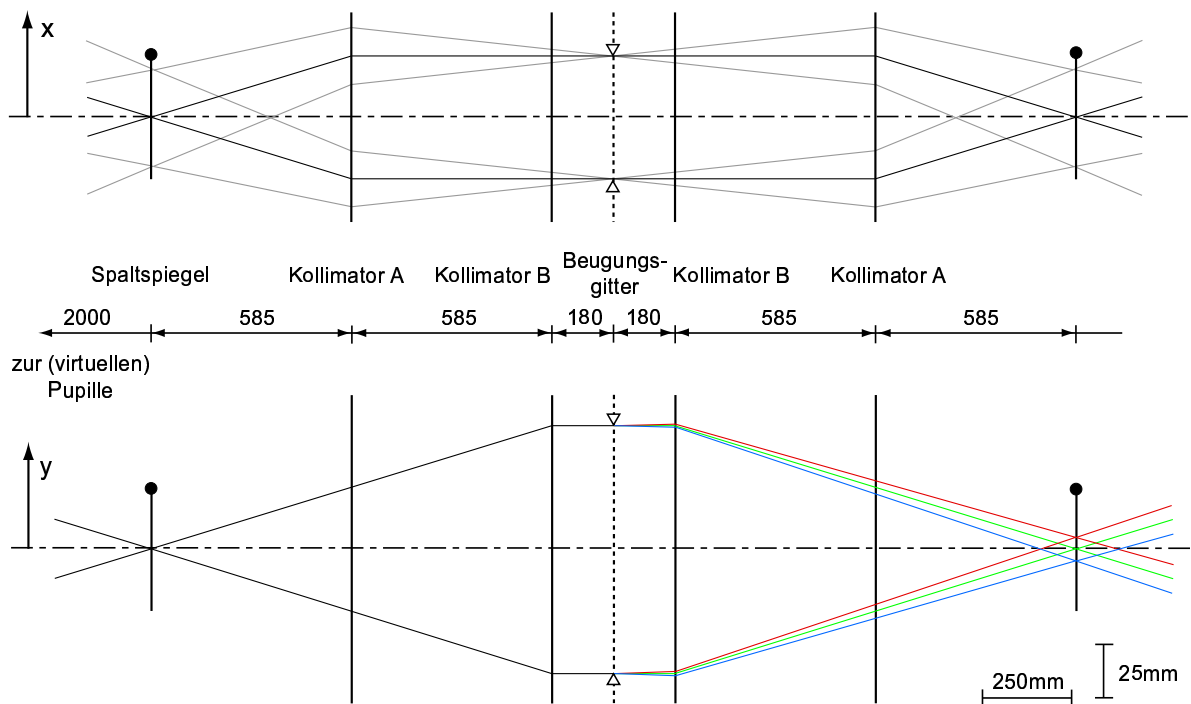


Abbildung 2.16: *Gestreckte und vereinfachte Darstellung des anamorphotischen Kollimationsstrahlenganges im langwelligen Spektrometer. Fokalebene sind mit (•) bezeichnet, Pupillenebenen mit (∇). Im Bild oben ist der Schnitt durch den Strahlengang in x -Richtung (parallel zu den Gitterlinien) dargestellt. Die Grau dargestellten Strahlen markieren die äußersten Randstrahlen des Pseudospalt es. Das unteren Bild zeigt einen Schnitt durch das Strahlbündel in y -Richtung (normal zu den Gitterlinien). Farblich angedeutet ist die spektrale Aufspaltung durch das Beugungsgitter. Weitere Erklärung im Text.*

Der anamorphotische Kollimator im kurzwelligen Band besteht wieder aus zwei Spiegeln (B6 und B7). Die Kollimationsstrecke ist zwar nach dem gleichen Prinzip aufgebaut wie im langwelligen Band, jedoch mußten die beiden Spiegelformen deutlich abgeändert werden, um mit der jetzt halb so großen Pupille das Beugungsgitter voll auszuleuchten. Der gestreckte Kollimationsstrahlengang des kurzwelligen Spektrometers ist in Abbildung 2.17 dargestellt. Die Abstände: Rekombinierte Pupille - Kollimator A - Kollimator B - Gitter bleiben weiterhin unverändert, womit sich wie im langwelligen Band ein anamorphotischen Verhältnis von 1:2

ergibt. Im Gegensatz zum langwelligen Band wird die Strahldivergenz in y -Richtung durch den ersten Kollimatorspiegel noch verstärkt, jedoch in x -Richtung unverändert beibehalten. Dieses Verhalten wird durch einen verallgemeinerten Zylinderspiegel erreicht, dessen Oberfläche in x -Richtung flach und in y -Richtung eine außeraxiale Hyperbel ist. Der zweite Spiegel kollimiert schließlich das Strahlenbündel sowohl in x - als auch in y -Richtung, wozu seine ebenfalls toroidale Oberfläche aus Parabeln mit unterschiedlichen Krümmungsradien in den beiden Achsrichtungen besteht. Nach der Beugung am Gitter läuft der Strahl genau wie im langwelligen Spektrometer wieder rückwärts durch den Kollimator und erzeugt wieder ein reelles Bild des Eingangspaltes.

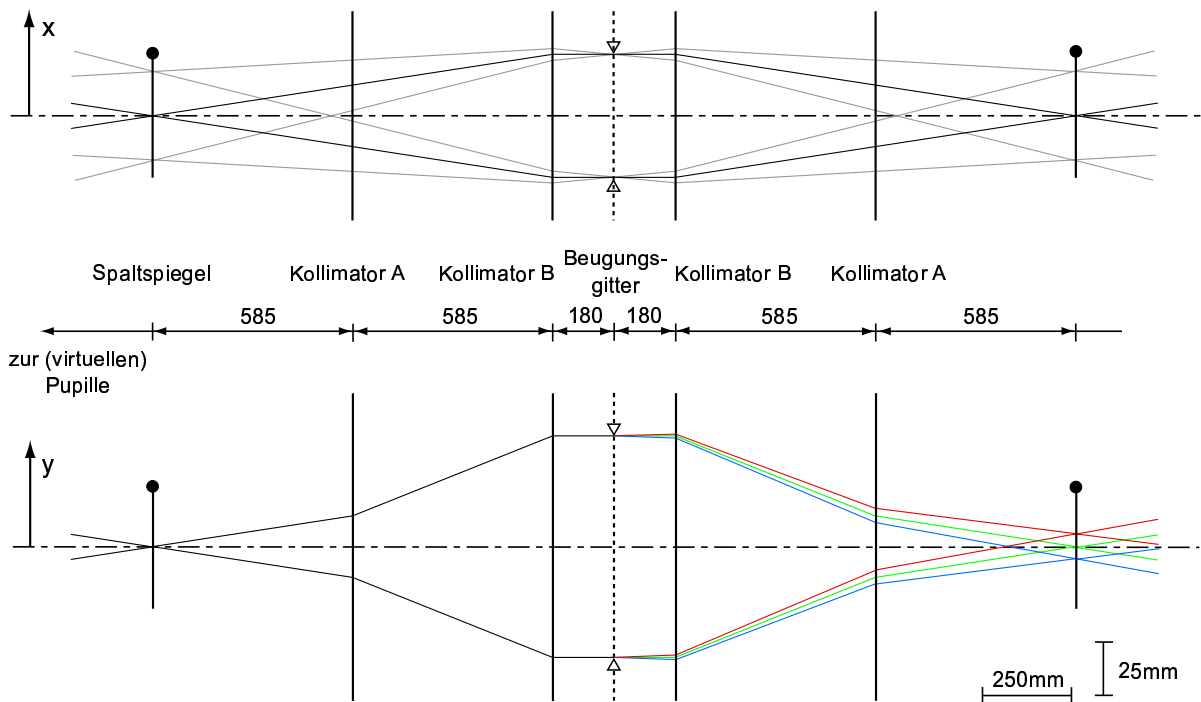


Abbildung 2.17: *Gestreckte und vereinfachte Darstellung des anamorphotischen Kollimationsstrahlenganges im kurzwelligen Spektrometer. Die Darstellung erfolgt analog zu Abbildung 2.16. Erklärung im Text.*

Die Beugungsgitter

In den beiden Spektrometerkanälen müssen natürlich unterschiedliche, dem jeweiligen Wellenlängenband entsprechend angepasste Beugungsgitter eingesetzt werden. Im langwelligen Kanal, der weniger als eine Oktave umfaßt, reicht es aus, das Beugungsgitter ausschließlich in erster Beugungsordnung zu betreiben, während das Gitter des kurzwelligen Kanals sowohl in erster als auch in zweiter Ordnung betrieben werden muß, um den geforderten Wellenlängenbereich abdecken zu können. Die Gitter bestehen wie auch die Spiegel aus Aluminium und werden von der Firma Hyperfine Inc. in Boulder, Colorado, auf Diamantfräsmaschinen gefertigt. Um die Bildung von Oxidschichten, welche die Emissivität im Ferninfrarot nachteilig beeinflussen würde, zu verhindern, wird die optische Oberfläche sofort nach der Fertigung mit einer aus Chrom und Gold bestehenden Schutzschicht bedampft. Die Abmessungen, insbesondere also auch die Gitterlänge, sind für beide Gitter identisch, was wegen der kleineren Gitterkonstante

und damit der größeren absoluten Zahl von Gitterlinien im Fall des kurzwelligen Gitters zu einem etwas höherem Auflösungsvermögen im Vergleich zum langwelligen Gitter führt (vergleiche Abschnitt 2.1.4).

Um die Effizienz der Beugungsgitter zu optimieren und an die Gegebenheiten in unserem Instrument anzupassen, wurden umfangreiche numerische Berechnungen mit dem Softwarepaket PCGrate-1E Vers. 3.0 durchgeführt, mit dem die Maxwell-Gleichungen für die periodischen Randbedingungen eines Beugungsgitters numerisch in drei Dimensionen gelöst werden können. Für den Optimierungsprozeß der Gitterparameter wurden dabei folgende Nebenbedingungen gestellt:

- Die Beugungsgitter sollen ihre maximale Effizienz bei astronomisch relevanten Wellenlängen haben, also bei Wellenlängen bei denen voraussichtlich ein großer Teil der Beobachtungen stattfinden wird. Im kurzwelligen Band kommen dabei die Emissionslinien von [O I] bei $63 \mu\text{m}$ und [O III] bei $88 \mu\text{m}$ in Frage. Im langwelligen Band ist vor allem die Feinstrukturlinie von [C II] bei $158 \mu\text{m}$ von Interesse.
- Die Effizienz soll über einen möglichst weiten Wellenlängenbereich hoch sein. Der Effizienzverlauf soll also im Maximum möglichst flach sein und an den Flanken nicht zu steil abfallen, so daß auch bei Wellenlängen außerhalb des Maximums noch mit guter Effizienz beobachtet werden kann.
- Die Gitterprofile sollen einfach zu fertigen sein. Bei einem Dreiecksgitter bedeutet das speziell, daß das Gitterprofil nicht allzu tief und der Facettenwinkel nicht allzu steil sein sollte.

Da sich diese Forderungen jedoch zum Teil widersprechen, müssen in der Praxis Kompromisse eingegangen werden. So kann zum Beispiel im Fall des kurzwelligen Bandes die Lage und die Höhe der maximalen Effizienz in den beiden Beugungsordnungen nicht unabhängig voneinander eingestellt werden - es kann nur eine Beugungsordnung auf Kosten der anderen bevorzugt werden. Als Kompromiß wurden hier die Parameter so gewählt, daß die Effizienz in beiden Ordnungen ungefähr gleich ist, wodurch allerdings in beiden Ordnungen eine geringere Effizienz in Kauf genommen werden mußte. Abbildung 2.18 zeigt die berechnete Effizienz der beiden Gitter als Funktion der Wellenlänge.

Die Blaze-Wellenlänge, also die Wellenlänge maximaler Effizienz, liegt beim kurzwelligen Gitter in erster Ordnung bei $55 \mu\text{m}$ und in zweiter Ordnung bei $90 \mu\text{m}$. Die Effizienz erreichen in beiden Ordnungen ca. 75%. Beim langwelligen Gitter liegt die Blaze-Wellenlänge bei $146 \mu\text{m}$, bei einer Maximaleffizienz von 98%. Die beiden Gitter weisen bei rund $120 \mu\text{m}$ ungefähr die gleiche Effizienz auf, so daß bei dieser Wellenlänge die Auftrennung in die beiden Spektrometerbänder sinnvoll ist.

Während die Effizienz der Beugungsgitter nur von der detaillierten Beschaffenheit der Gitterprofile abhängt und somit direkt im Rahmen der numerischen Behandlung mit PCGrate berechnet werden kann, ist die Ableitung des spektralen Auflösungsvermögen etwas aufwendiger. Die im Abschnitt 2.1.4 angegebene Gleichung für das spektrale Auflösungsvermögen (Gleichung 2.9) gilt nämlich wie erwähnt nur für den idealisierten Fall eines vollständig und homogen ausgeleuchteten, rechteckigen Beugungsgitters. In der Realität hängt das Auflösungsvermögen jedoch von der genauen Verteilung der Intensität auf den Beugungsgittern und damit im Fall von FIFI LS im besonderen Maß auch von der Arbeitswellenlänge ab. Eine bedeutende Rolle kommt dabei den im optischen System auftretenden Beugungseffekten zu, die neben den vergleichsweise einfach zu behandelnden geometrischen Effekten, die Intensitätsverteilung auf

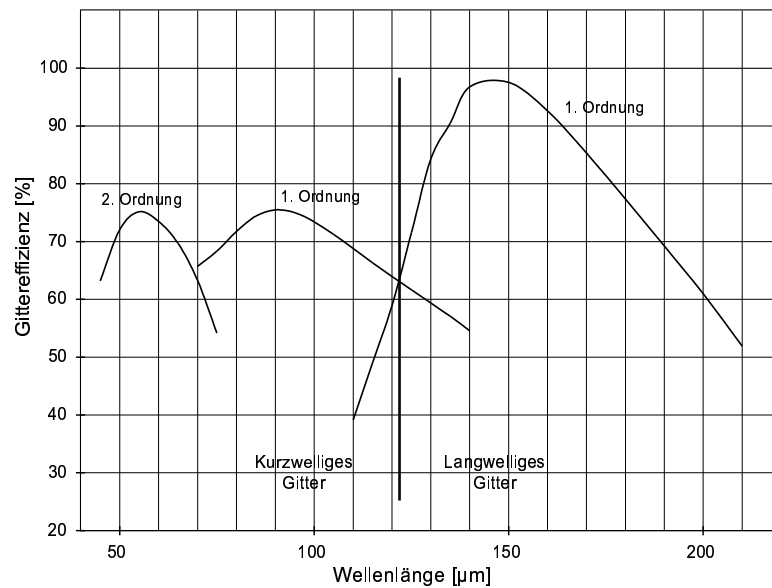


Abbildung 2.18: Berechnete Effizienz der beiden Beugungsgitter.

den Beugungsgittern wesentlich mitbestimmen, so daß relevante Aussagen über das spektrale Auflösungsvermögen nur durch eine Betrachtung des gesamten optischen Systems gewonnen werden können. Aus diesem Grund wurde die Berechnung des Auflösungsvermögens im Rahmen der Beugungsanalyse des optischen Systems durchgeführt, auf die in Abschnitt 2.3 detailliert eingegangen wird. Konkrete Zahlenwerte für das spektrale Auflösungsvermögen als Funktion der Beobachtungswellenlänge werden in Unterabschnitt 2.3.4 angegeben.

Für die Rillenform der beiden Gitter wurde letztendlich eine Dreiecksform gewählt, weil diese im Vergleich zu allen anderen Rillenformen generell die höchste Effizienz ergibt und zudem mit Diamantwerkzeugen am einfachsten herzustellen ist. Die Rillenformen sowie die wichtigsten Eigenschaften der beiden Gitter sind in Abbildung 2.19 und Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

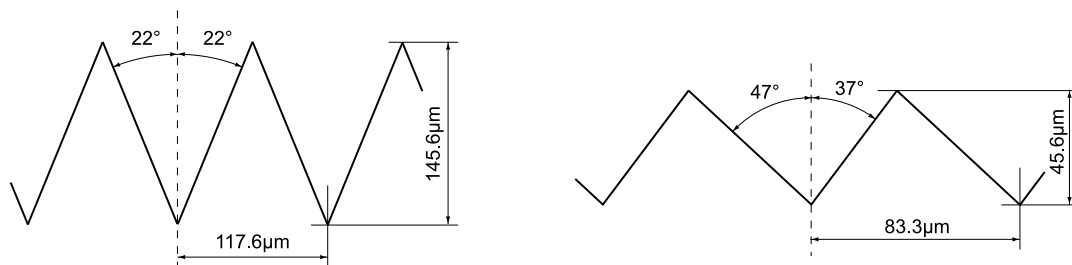


Abbildung 2.19: Das Profil des langwelligen (links) und des kurzwelligen (rechts) Beugungsgitters. Die Darstellung der Gitterprofile ist nicht maßstäblich zueinander.

Wie in Abschnitt 2.1.4 dargelegt, müssen für die Fertigung sehr enge Toleranzen eingehalten werden, um Beugungsgitter zu erhalten, die sinnvoll in einem Linienspektrometer eingesetzt werden können. Da die in einem optischen System maximal zu tolerierenden Formabweichungen generell mit der Arbeitswellenlänge skalieren, sind die geforderten Toleranzen beim kurzwelligen Gitter etwas enger als beim langwelligen Gitter. Die dem Hersteller für die Fertigung der beiden

| | langwellig | kurzwellig |
|--------------------|----------------------|--------------------|
| Rillenprofil | symmetrisch | asymmetrisch |
| Rillenzahl | 8.5 Rillen/mm | 12 Rillen/mm |
| Rillenzahl, gesamt | ca. 2720 | ca. 3840 |
| Gitterkonstante | 117.65 μm | 83.3 μm |
| Rillenkante | 44° | 84° |
| Rillentiefe | 140 μm | 42.5 μm |

Tabelle 2.2: Die wichtigsten Parameter der beiden Beugungsgitter.

Gitter vorgeschrieben Maximalabweichungen sind aus Tabelle 2.3 zu entnehmen.

| | langwellig | kurzwellig |
|-------------------------|---|-------------------------|
| Planität des Gitters | $< \pm 5 \mu\text{m}$ | $< \pm 2.5 \mu\text{m}$ |
| Rillenposition | $\pm 0.5 \mu\text{m}$ | $\pm 0.2 \mu\text{m}$ |
| Parallelität der Rillen | ± 10 Bogensekunden | |
| Wellenfrontfehler | $< \pm 0.5 \mu\text{m}$ RMS | |
| Oberflächenrauigkeit | $< \pm 0.1 \mu\text{m}$ (Ziel: $< \pm 0.05 \mu\text{m}$) | |

Tabelle 2.3: Zusammenstellung der für die Beugungsgitter geforderten Fertigungstoleranzen.

Die Ausgangsoptik

Am Ausgang der beiden Spektrometer sorgt jeweils eine anamorphotische Ausgangsoptik dafür, daß das spektral aufgespaltene Bild des Eingangsspaltens im entsprechenden Abbildungsmaßstab auf die Detektoren fokussiert und gleichzeitig die Pupille in einer genau bestimmten Entfernung (240 mm) vor den Detektoren abgebildet wird. Die Abbildung der Pupille ist von besonderer Bedeutung, weil die Detektor-Arrays so ausgelegt sind, daß sie ausschließlich Licht aus demjenigen Raumwinkelement, welches durch die Pupille definiert wird, akzeptieren. Zusammen mit einer Blende in der Pupillenebene stellt diese Konstruktion ein hocheffizientes Mittel zur Streulichtunterdrückung dar.

Die Auskopplung des Strahlbündels aus dem Spektrometer erfolgt durch einen abbildenden Spiegel, der gleichzeitig Teil der anamorphotischen Vergrößerungsoptik ist. Die Ausgangsoptik besteht in jedem Spektrometerkanal aus jeweils drei abbildenden Spiegeln (R8 - R10 und B8 - B10). Dabei wird eine hinreichend gute Abbildungsqualität auf dem Detektor erreicht, wenn für alle drei Spiegel einfache sphärisch-toroidale Spiegel verwendet werden. Der Abbildungsmaßstab in spektraler Richtung wird durch die spektrale Auflösung des Beugungsgitters bestimmt. Für das langwellige Gitter beträgt der berechnete Wert für die spektrale Auflösung 172 km/s (ausgedrückt als Dopplergeschwindigkeit) bei 160 μm . Bringt man das Nyquist-Sampling Theorem zur Anwendung, nach dem für jedes (spektrale) Auflösungselement zwei Abtastpunkte verlangt werden, erhält man einen spektralen „Abbildungsmaßstab“ von 0.046 μm pro Pixel. Da die Detektoren 16 spektrale Pixel besitzen, umfaßt eine Beobachtung im langwelligen Band somit einen Wellenlängenbereich von 0.734 μm beziehungsweise 1376 km/s. Im kurzwelligen Band ist die mittlere spektrale Auflösung mit 139 km/s bei 90 μm etwas größer als im langwelligen Band. Durch Anwendung des Nyquist-Sampling Theorems erhält man damit einen spektralen Abbildungsmaßstab von 0.023 μm pro Pixel, womit der Detektor mit seinen 16 spektralen Pixeln einen Wellenlängenbereich von 0.334 μm (1112 km/s) umfaßt.

Für die optische Qualität der Abbildung auf den Detektoren wurde in beiden Kanälen eine

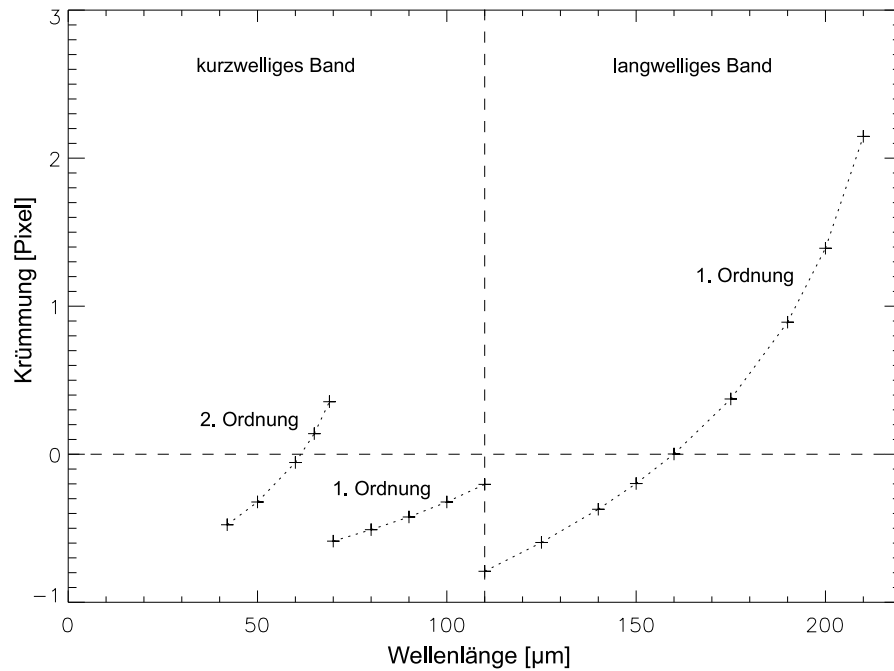


Abbildung 2.20: Die Krümmung des Spaltbildes an den Detektoren als Funktion der Arbeitswellenlänge. Die Angabe der Krümmung erfolgt in Pixelgrößen und wird als Abstand der äußersten Bildpunkte von der ungekrümmten Linie gemessen.

geometrische Abweichung von maximal 10% eines Pixels angestrebt, was in beiden Fällen einer Abweichung von etwa 0.4 mm entspricht. In Abbildung 2.21 (langwelliger Kanal), 2.22 (kurzwelliger Kanal, erste Beugungsordnung) und 2.23 (kurzwelliger Kanal, zweite Beugungsordnung) sind die Resultate einer Ray-Tracing Simulation der gesamten FIFI LS Optik dargestellt. Deutlich ist die wellenlängenabhängige Krümmung des Spaltbildes bei den extremen Wellenlängen im jeweiligen Band zu erkennen. Abbildung 2.20 zeigt diese Krümmung als Funktion der Wellenlänge für den gesamten, für FIFI LS relevanten Wellenlängenbereich.

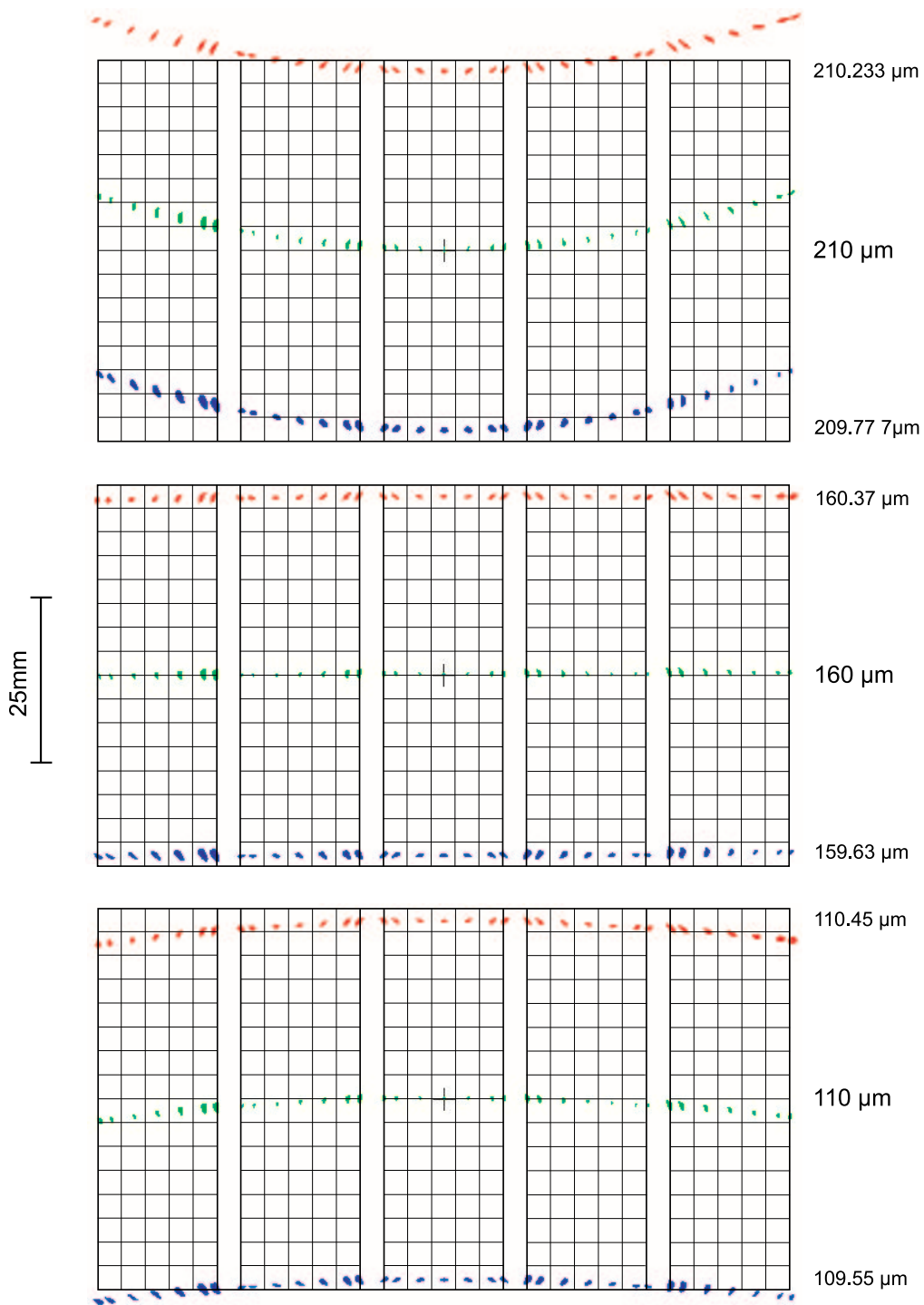


Abbildung 2.21: Punktdiagramme für die Abbildung mit dem langwelligen Kanal von FIFI LS bei verschiedenen Wellenlängen. Das obere und untere Bild zeigt die Abbildung in den jeweils extremen Wellenlängen 110 μm und 210 μm , das mittlere Bild die Abbildung bei 160 μm - derjenigen Wellenlänge, bei der der Ausgangsspalt des Spektrometers ungekrümmt auf das Detektor-Array abgebildet wird. Die Punktdiagramme zeigen nur das Ergebnis der Berechnungen mit geometrischer Optik ohne Berücksichtigung von Beugungseffekten.

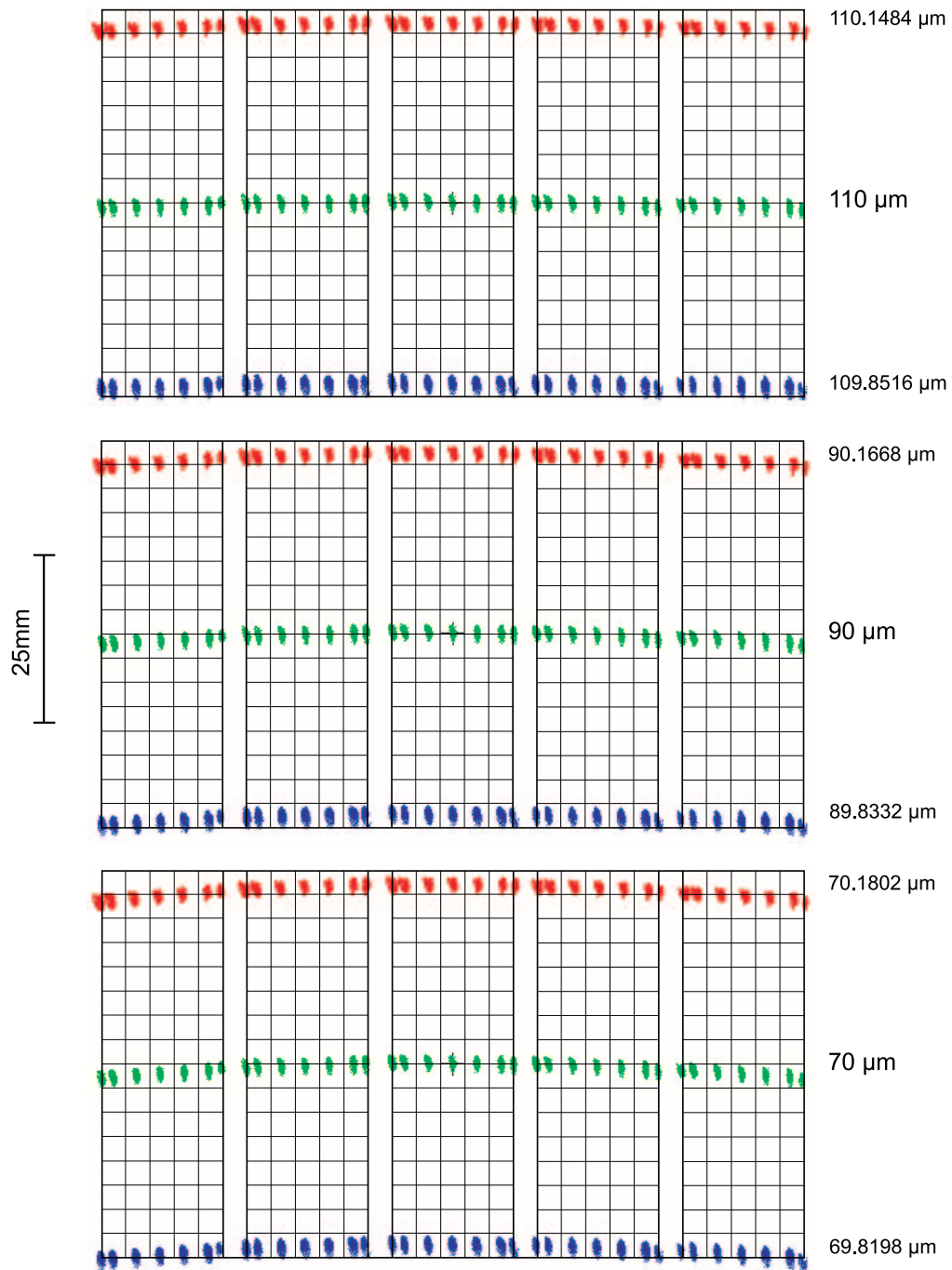


Abbildung 2.22: Punktdiagramme analog zu Abbildung 2.21 für die Abbildung mit dem kurzwelligen Kanal in erster Beugungsordnung. Die extremen Wellenlängen in diesem Band (unterstes und oberstes Bild) sind $70 \mu\text{m}$ und $110 \mu\text{m}$. In dieser Beugungsordnung ist die Krümmung des Ausgangsspaltes nur eine schwache Funktion der Wellenlänge (vergleiche Abbildung 2.20).

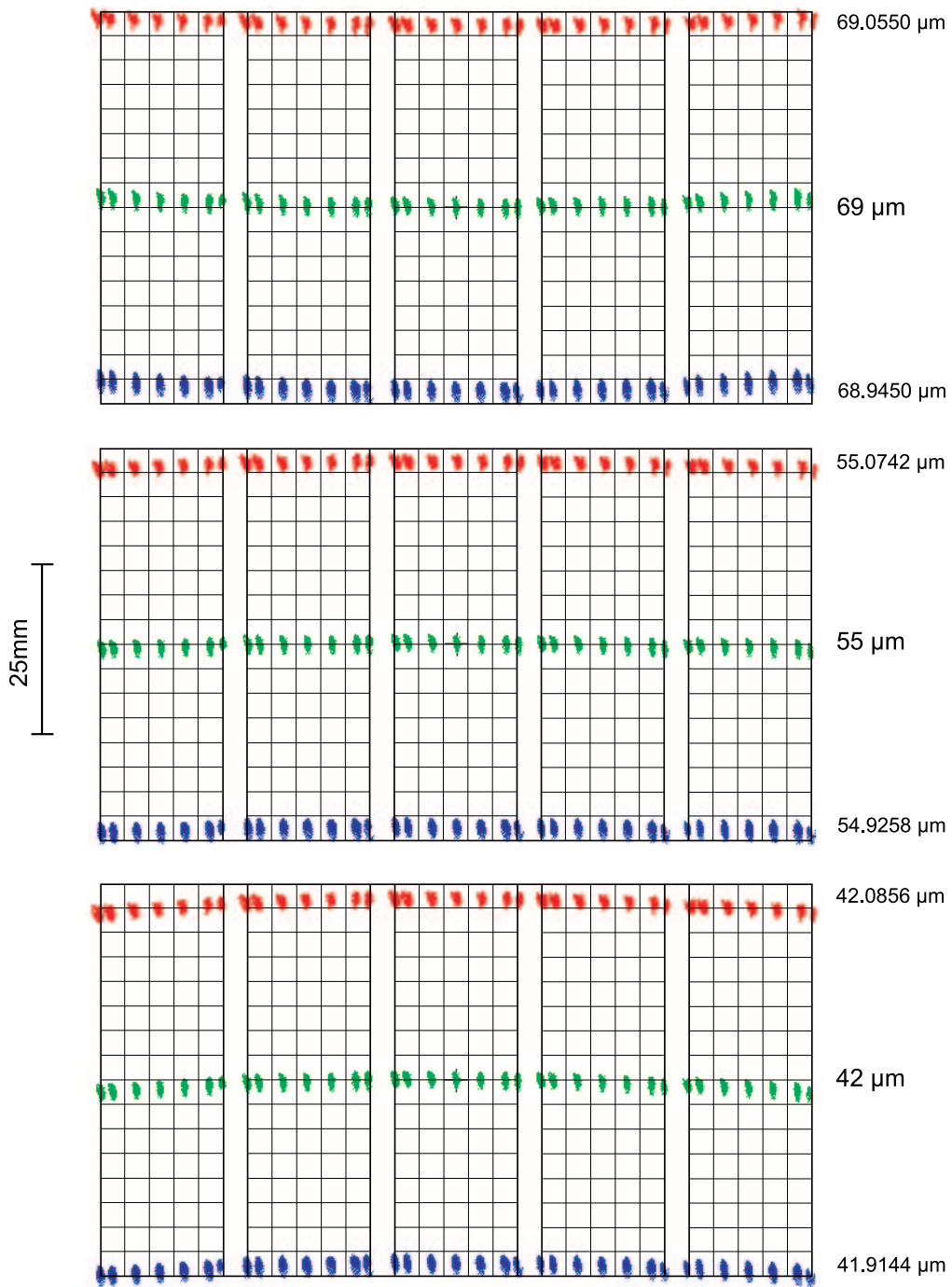


Abbildung 2.23: Punktdiagramme wie vorher für die Abbildung mit dem kurzwelligen Kanal in zweiter Beugungsordnung. Die extremen Wellenlängen sind in diesem Fall 42 μm und 69 μm . Bei etwa 62 μm wird der Ausgangspalt des Spektrometers ungekrümmt auf den Detektor abgebildet.

2.2.5 Die Kalibrationsoptik

Angesichts des außerordentlich komplexen Aufbaus der Detektoren, sind für die individuellen Pixel sowohl große Unterschiede in der Empfindlichkeit, als auch nennenswerte relative Verschiebungen der spektralen Empfindlichkeitsverteilung zu erwarten. Aus diesem Grund ist eine interne Relativ-Kalibrierung der Detektorsignale („Flatfielding“) sowie eine Möglichkeit zur Wellenlängenkalibrierung unumgänglich. Für die interne Kalibrierung steht dazu eine Kontinuumsquelle zur Verfügung, deren Strahlung über einen einschwenkbaren Spiegel in den eigentlichen Spektrometerstrahlengang eingeblendet werden kann. Die Besonderheit dieser Strahlungsquelle ist, daß sie mit einer wählbaren Frequenz von einigen Herz abwechselnd Kontinuumsstrahlung emittiert, wie sie für zwei „Graukörper“ mit bestimmter Temperatur und Emissivität charakteristisch ist. Die Betriebsparameter dieser Strahlungsquelle (Temperaturen und/oder Emissivitäten) werden sinnvollerweise so gewählt, daß die in einem betrachteten Frequenzband emittierte Leistung in etwa der im selben Frequenzband vom Teleskop und den ungekühlten optischen Komponenten des Instrumentes emittierten Leistung entspricht. Auf diese Weise kann eine Kalibration der individuellen Detektoren bei einem Strahlungsniveau erfolgen, wie es auch bei der tatsächlichen Beobachtung auftritt. Eine mögliche technische Realisierung einer solchen gehoppten Kalibrationsstrahlenquelle wird in Abschnitt 2.4.2 kurz dargestellt.

Der Kalibrationsstrahlengang ist so aufgebaut, daß die Austrittsöffnung der Strahlungsquelle auf die Pupillenebene am Eingang zu den Spektrometern (siehe Abschnitt 2.2.3) des Instrumentes abgebildet wird, womit eine gleichmäßige Beleuchtung der Pixel in der Fokalebene gewährleistet werden kann. Optisch entspricht diese Anordnung damit einer Strahlungsquelle, die sich, Verluste an den dazwischenliegenden optischen Komponenten ausgenommen, direkt am Ort des Sekundärspiegels im SOFIA-Teleskop befindet.

Im Gegensatz zur Kalibration der relativen Detektorempfindlichkeiten zueinander ist für die absolute Wellenlängenkalibration des gesamten Systems kein internes System vorgesehen. Für diesen Zweck kann eine gasgefüllte Zelle vor dem Instrument angebracht werden, durch welche die kontinuierliche Strahlung einer geeigneten Ferninfrarotquelle beobachtet wird. Anhand der vom Füllgas absorbierten, wellenlängenmäßig genau definierten Linien kann dann eine Wellenlängenkalibration durchgeführt werden. Als Gasfüllung bietet sich zum Beispiel Kohlenmonoxid an, das in den für FIFI LS interessanten Wellenlängenbereichen Rotationslinien aufweist, die bei Raumtemperatur über einen weiten spektralen Bereich thermisch angeregt sind. Da diese Art der Wellenlängenkalibration nur im Laboratorium zur Verfügung steht, muß während eines Beobachtungsfluges auf die Genauigkeit und die Reproduzierbarkeit vertraut werden, mit der der Kippwinkel der Beugungsgitter bestimmt werden kann (vergleiche Abschnitt 2.4.1).

Als Alternative dazu ist eine interne Kalibriereinheit denkbar, die in Form eines Fabry-Perot Interferometer in den Strahlengang der weiter oben beschriebenen Kalibriereinheit eingebracht werden kann. Diese Kalibrationsinterferometer könnte durch eine (eventuell) auf beiden Seiten mit einer Metallnetzstruktur bedampften Siliziumscheibe realisiert werden.

Letztendlich steht natürlich auch noch die Beobachtung genau bekannter Linien heller astronomischer Quellen zur Verfügung. Auf diese Weise kann auch während eines Beobachtungsfluges eine Wellenlängenkalibration durchgeführt werden. Diesen Weg wird man allerdings nach Möglichkeit vermeiden wollen, weil nicht darauf vertrauen werden kann, daß zu jedem Zeitpunkt und an jedem beliebigen Beobachtungsort eine geeignete Quelle zu beobachten ist und selbst bei Vorhandensein einer geeigneten astronomischen Quelle eine zusätzliche Beobachtung eine Komplizierung des Beobachtungsplans und nicht zuletzt auch eine spürbare Verringerung der Beobachtungseffizienz verbunden ist.

2.2.6 Die Nachführoptik

Vom SOFIA-Observatorium werden drei unabhängig voneinander arbeitende Nachführsysteme zur Verfügung gestellt: Der „Wide Field Imager“ mit einem sehr großen Bildfeld von 6° , der „Fine Field Imager“ mit einem kleineren Bildfeld von 70 Bogenminuten aber höherer räumlicher Auflösung und der „Focal Plane Imager“, der mit der entlang des Nasmyth-Tubus in Passagiererraum reflektierten, sichtbaren Strahlung (siehe Abschnitt 2.2.2) arbeitet. Obwohl diese Nachführsysteme im Prinzip ausreichen würden um das Teleskop mit der erforderlichen Genauigkeit auszurichten, wurden mit dem Vorläuferexperiment FIFI auf dem KAO so gute Erfahrungen mit einer instrumenteneigenen Nachführoptik gemacht, daß auch für FIFI LS ein ähnliches System vorgesehen wurde. Ein spezieller Vorteil einer fest im Instrument integrierten Sucheroptik besteht darin, daß das Gesamtsystem auf einem Teleskopsimulator zuverlässig justiert werden kann ohne eine spätere Verschiebung des Infrarot-Bildfeldes relativ zum Sucherbildfeld, also eine Verschiebung der sogenannten „Boresight“, nach der Montage am SOFIA-Teleskop befürchten zu müssen.

Zur Nachführung wird, anders als bei den teleskopeigenen Nachführkameras, der kurzwellige Anteil der vom Infrarot-Tertiärspiegel reflektierten Strahlung verwendet, so daß in diesem Fall der standardmäßig als dichroitischer Strahlteiler ausgelegte Infrarot-Tertiärspiegel (M3-1, Abbildung 2.9) durch einen vollständig reflektierenden Spiegel ersetzt werden muß, wodurch der observatoriumseigene Nachführstrahlengang vollständig deaktiviert wird. Die Auftrennung von kurzwelligem Licht (Nachführstrahlengang) und langwelligem Licht (Spektrometer) erfolgt erst im Instrument durch einen dichroitischen Strahlteiler. Dieser Strahlteiler, dessen Transmissionsbereich bis ca. $2 \mu\text{m}$ reicht, muß um alle Achsen verkipptbar ausgelegt sein, um eine korrekte Justierung der Boresight zu ermöglichen und so groß gewählt werden, daß das gesamte unvignettierte Gesichtsfeld des SOFIA Teleskops zur Nachführung verwendet werden kann.

Alle zur Nachführung benötigten optischen Komponenten befinden sich unterhalb des FIFI LS Vakuumgefäßes. Das zur Nachführung verwendete Strahlbündel wird nach seiner Abspaltung durch den dichroitischen Strahlteiler über eine Feldlinse und zwei einfache Flachspiegel mit einem handelsüblichen Kleinbildobjektiv auf die eigentliche Nachführkamera abgebildet. Als Nachführkamera wird eine restlichtverstärkende Pentamax CCD Kamera der Firma Princeton Instruments eingesetzt. Der Restlichtverstärker dieses Systems basiert auf eine GenIV Micro-Channel-Plate (MCP) mit Galliumarsenid-Photokathode, mit der bei 600 nm eine Quantenausbeute von etwa 45% erreicht wird. Da die GenIV MCPs hauptsächlich für militärische Anwendungen konzipiert wurden, liegt ihre maximale Empfindlichkeit mit 550 - 800 nm im roten bis nahinfraroten Spektralbereich. Der Ausgang des Restlichtverstärkers ist durch ein Lichtleiterfaserbündel optisch an die CCD gekoppelt. Der Vorteil dieser Kopplung im Vergleich zur direkten Abbildung des Verstärkerausganges mit einer Linsenoptik ist ein deutlich effizientere Anbindung an die CCD und damit ein wesentlich besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis.

2.2.7 Das FIFI LS Filterschema

Aufgrund der durch die hohe spektrale Auflösung der Spektrometer bedingten und im Vergleich zu einem breitbandigem Instrument relativ niedrigen Signalstärken ist es von grundlegender Bedeutung, eventuell auftretendes Streulicht, sowie außerhalb des jeweiligen Spektrometerbandes liegende Strahlung und Strahlung aus „fremden“ Beugungsordnungen (siehe Abschnitt 2.1.4, „Überlappende Beugungsordnungen“) weitestgehend zu unterdrücken. Dazu werden in FIFI LS eine Reihe von Vielschicht-Interferenzfiltern eingesetzt, deren Filtercharakteristik dem jeweiligen Einsatzzweck entsprechend gewählt wurde. Die Filter werden von der University of Wales, Cardiff gefertigt und bestehen aus einer Reihe von Polypropylenfolien, auf deren Oberfläche

durch photolithographische Prozesse jeweils eine dünne, periodische Metallstruktur aufgebracht wurde. Ein Stapel dieser individuellen Substratfolien wird schließlich durch verpressen und erhitzen im Vakuum zu einem selbsttragenden Mehrschicht-Interferenzfilter verbacken. Durch eine geeignete Wahl der Fertigungsparameter wie der Geometrie der Gitterstruktur, sowie der Dicke und des Brechungsindex des Substrates kann die Filtercharakteristik, also der transmittierte und blockierte Wellenlängenbereich individuell angepaßt werden. Die besonderen Vorteile dieses Filtertyps besteht in der hohen Transmission im Paßband bei gleichzeitiger guter Reflexion im Stopband. Außerdem weisen die Filter aufgrund ihres selbsttragenden Aufbaues eine hohe mechanische Stabilität auf, was deren Handhabung erleichtert und zudem eine zuverlässig vorhersagbare Filtercharakteristik bei tiefen Temperaturen (< 4 K) gewährleistet.

Die in FIFI LS verwendeten Interferenzfilter sind aus Tabelle 2.4 zu entnehmen und sollen im folgenden näher erläutert werden. Der Filter FL2 befindet sich nahe der Aperturblende des Instrumentes, also an jener Stelle, an der der Strahl in den mit flüssigem Helium gekühlten Bereich des Instrumentes eintritt. Der Filter wird auf 4 K gekühlt und dient hauptsächlich zur Unterdrückung des kurzwelligen Anteils der Infrarotstrahlung, der als Schwarzkörperstrahlung von allen Komponenten außerhalb des gekühlten Bereiches emittiert wird. Er ist so abgestimmt, daß Strahlung mit einer Wellenlänge von weniger als $40 \mu\text{m}$, die damit unterhalb des kurzwelligen Spektrometerbandes liegt, vollständig blockiert wird.

Weil sich durch eine Überlappung von Beugungsordnungen unterschiedliche Wellenlängen aus verschiedenen Beugungsordnungen überlagern können, muß durch einen Filter zwischen Beugungsgitter und Detektor sicher gestellt werden, daß ausschließlich Strahlung aus einer gewünschten Beugungsordnung auf den Detektor trifft. Für das kurzwelligen Band, in dem das Beugungsgitter sowohl in erster als auch in zweiter Ordnung betrieben wird, bedeutet das, daß bei einem Wechsel der Gitterordnung gleichzeitig auch der dazugehörige Filter ausgetauscht werden muß. Dazu befindet sich im kurzwelligen Band ein einfacher Filterwechsler, der die beiden Filter FBO1 (erste Ordnung) und FBO2 (zweite Ordnung) je nach Beobachtungswellenlänge in die Pupillenebene vor dem Detektor einschwenkt. Im langwelligen Band wird das Beugungsgitter nur in erster Ordnung betrieben, so daß hier der Filter FRO1 fix in der äquivalenten Pupillenebene montiert werden kann.

Die beiden mit FRAL und FBAL bezeichneten Filter befinden sich schließlich direkt vor den Lichtsammelhörnern des jeweiligen Detektors im kurzwelligen und langwelligen Spektrometerband. Ihre Aufgabe ist es, bandfremde Wellenlängen von den Detektoren fernzuhalten und damit den Strahlungshintergrund zu minimieren. Wie bei allen anderen verwendeten Filtern ist dabei der bei langen Wellenlängen ($>220 \mu\text{m}$ im langwelligen und $>120 \mu\text{m}$ im kurzwelligen Kanal) transmittierte Strahlungsanteil von untergeordneter Bedeutung, weil in diesem Spektralbereich die Empfindlichkeit der verwendeten Detektoren so weit abgesunken ist, daß eventuell auftreffende Strahlung nicht mehr detektiert werden kann.

| Bezeichnung | Position | Blockiert | Transmittiert | Größe |
|-------------|---------------|-----------------------|--------------------------------|---------------------|
| FL2 | Aperturblende | 0 - $40 \mu\text{m}$ | ~ 40 - $>210 \mu\text{m}$ | \varnothing 22 mm |
| FRO1 | Lw-Pupille | 0 - $100 \mu\text{m}$ | 100 - $>220 \mu\text{m}$ | \varnothing 15 mm |
| FBO1 | Kw-Pupille | Bandpaß | 70 - $130 \mu\text{m}$ | \varnothing 15 mm |
| FBO2 | Kw-Pupille | Bandpaß | 42 - $72 \mu\text{m}$ | \varnothing 15 mm |
| FRAL | Lw-Detektor | 0 - $100 \mu\text{m}$ | 100 - $>220 \mu\text{m}$ | 60×105 mm |
| FBAL | Kw-Detektor | 0 - $40 \mu\text{m}$ | 42 - $>130 \mu\text{m}$ | 60×105 mm |

Tabelle 2.4: *Eigenschaften der in FIFI LS verwendeter Interferenzfilter. Erklärung im Text.*

Wie bereits in den vorhergehenden Kapiteln erwähnt, werden in FIFI LS zwei dichroitische

Strahlteiler eingesetzt (siehe zum Beispiel Abbildung 2.8). Dabei dient der erste Strahlteiler im Strahlengang dazu, die vom Teleskop eintreffende Strahlung in einen Nachführstrahlengang und einen Spektrometerstrahlengang aufzuspalten. Da hier die Grenzwellenlänge bei etwa $2\ \mu\text{m}$ liegt, kann dieser dichroitische Strahlteiler aus einer geeignet beschichteten Glasplatte bestehen. Als Beschichtungstypen bieten sich dabei einfache Goldschichten, Metalloxid-Metall-Metalloxid Beschichtungen oder eine dünne Schicht eines Halbleiters zur Verfügung (Geis, 1991).

Ein zweiter, auf 4 K gekühlte Strahlteiler befindet sich am Eingang der Spektrometer und dient dazu, den ferninfraroten Anteil der Strahlung in ein kurzwelliges und ein langwelliges Band aufzutrennen. In diesem Wellenlängenbereich können wieder Vielschicht-Interferenzfilter als dichroitische Strahlteiler eingesetzt werden. Für den Einsatz als dichroitische Strahlteiler sind die oben beschriebenen freitragenden Filter jedoch wegen der mangelnden Planität und der damit verbundenen schlechten optischen Qualität des reflektierten Strahls nicht geeignet. In diesem Fall können nur Interferenzfilter verwendet werden, bei denen die Metallstrukturen nicht auf einem Substrat aufgebracht sind, sondern in Form eines freitragenden „Air-Gap“ Designs nur durch dünne Ringe auf den erforderlichen Abstand gehalten werden. Auch dieser Filtertyp wird vom gleichen Hersteller angeboten, ist aber aufgrund seines freitragenden Designs natürlich wesentlich empfindlicher gegen mechanische Belastungen und damit auch entsprechend schwieriger zu handhaben.

In Abbildung 2.24 ist ein Vergleich der Filtercharakteristik eines substratgebundenen und eines freitragenden $18\ \text{cm}^{-1}$ Vielschicht-Interferenzfilters dargestellt. Weil die Impedanz der

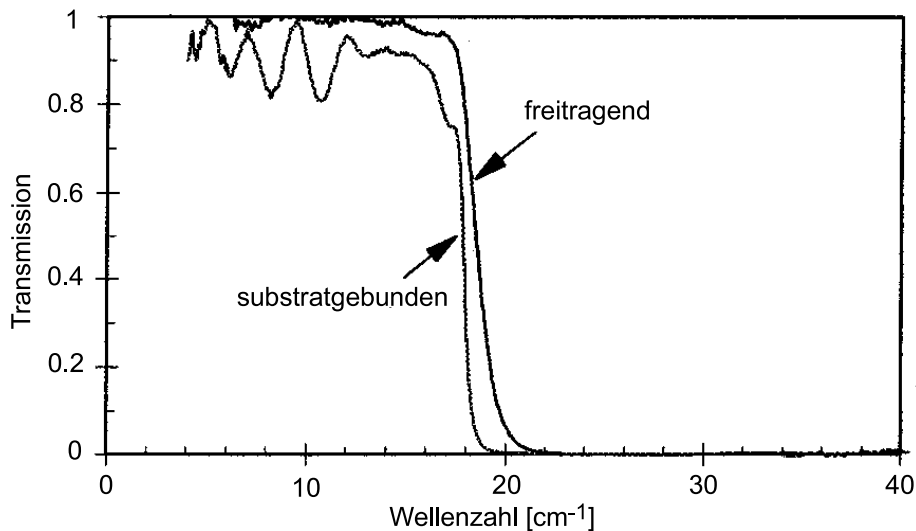


Abbildung 2.24: Vergleich der Transmissionskurve eines substratgebundenen und eines freitragenden Vielschicht-Interferenzfilters. (Lee, Ade & Haynes, 1996)

freitragenden Metallschicht über einen weiten Wellenlängenbereich an die Vakuumimpedanz angepaßt werden kann, beträgt für diesen Filtertyp die Transmission im Paßband nahezu 100%. Bei einem substratgebundenen Filter dagegen entsteht wegen der hohen Dielektrizitätskonstante des Substratmaterials immer eine wellenlängenabhängigen Fehlanpassung des Brechungsindex der zu deutlichen Schwankungen in der Transmission („Fringes“) und damit zu einer im Mittel verringerten Transmission führt. Außerdem können diese Fringe zu einer Kopplung von mechanischer Gitterbewegung an das detektierte Signal führen. Wenn nämlich die beobachtete

Spektrallinie gerade in einem Wellenlängenbereich liegt, in dem die Steigung dieser Fringes besonders steil ist, so führt auch eine klein Änderung des beobachteten Spektralbandes, wie es durch geringfügiges Verkippen der Beugungsgitter hervorgerufen wird, zu einer Modulation des Detektorsignals.

Die verwendeten Vielschicht-Interferenzfilter können nur über einen relativ geringen Wellenlängenbereich optimiert werden, so daß beim Einsatz eines einzigen, fix montierten Strahlteilers bereits deutliche Verluste in einem Ende des kurzwelligen Kanals in Kauf genommen werden müßten. Aus diesem Grund werden zwei Filter mit leicht unterschiedlicher Grenzwellenlänge eingesetzt, die je nach Arbeitswellenlänge durch einen Filterschieber in-situ ausgetauscht werden können. Die beiden austauschbaren Strahlteiler sind in Tabelle 2.5 zusammengestellt.

| Bezeichnung | Reflektiert | Transmittiert | Größe |
|--------------------|------------------------|-------------------------|--------------|
| D1 | 41 - 105 μm | 105 - 220 μm | Ø 25 mm |
| D2 | 60 - 130 μm | 130 - 220 μm | Ø 25 mm |

Tabelle 2.5: *Die beiden auswechselbaren, dichroitischen Strahlteiler in FIFI LS.*

2.3 Beugungsrechnungen

Die optischen Komponenten von FIFI LS umfassen mehrere Spiegel, die eine Dimension von nur wenige Millimeter aufweisen. Angesichts der langen Beobachtungswellenlängen, wie sie vor allem im langwelligen Band auftreten, ist eine vorsichtige Analyse dieser Komponenten hinsichtlich des Auftretens von Beugungseffekten sowie deren Auswirkungen auf die Leistungsdaten des Instrumentes unumgänglich. Dazu werden in den folgenden Abschnitten zuerst die Grundlagen der skalaren Beugungstheorie vorgestellt und danach eine detaillierte Beugungsanalyse der Bildfeldzerleger, die hinsichtlich des Auftretens von Beugungseffekten die kritischsten Teile im optischen Aufbau von FIFI LS darstellen, durchgeführt. Außerdem werden die Grundlagen einer vektoriellen Beugungstheorie dargestellt, mit deren Hilfe eine vollständige vektorielle Analyse des Bildfeldzerlegers im langwelligen Spektrometer durchgeführt werden konnte. Die theoretischen Darstellungen folgen den Formalismen, wie sie in bekannten Lehrbüchern der Optik (Born & Wolf, 1959) und der Elektrodynamik (Jackson, 1974; Stratton, 1941) üblich sind.

2.3.1 Das Beugungsproblem

Abbildung 2.25 zeigt die typische Geometrie eines einfachen Beugungsproblems: Ein unendlich ausgedehnter, ideal leitfähiger Schirm trennt den Raumbereich I, in dem sich eine oder mehrere Punktquellen P' befinden, von einem quellenfreien Raumbereich II, in dem die Intensität der gebeugten Wellen am Punkt P beobachtet wird.

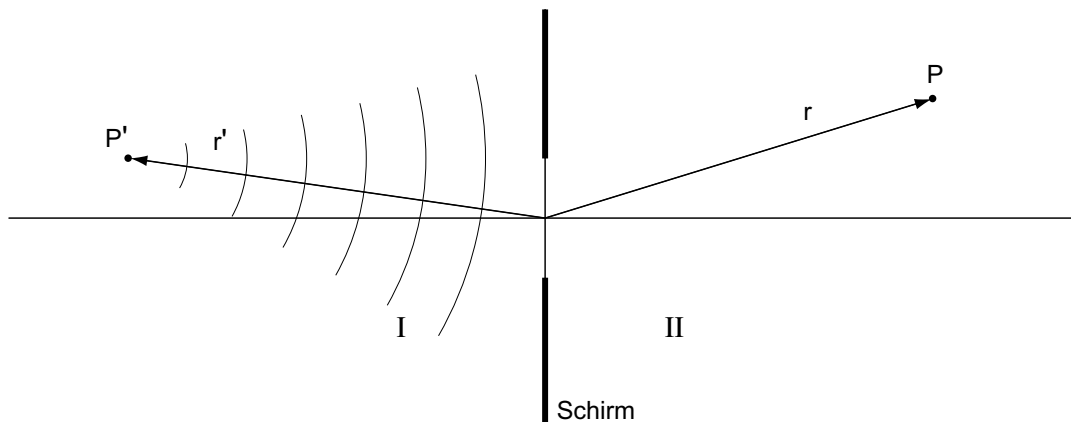


Abbildung 2.25: Die typische Geometrie eines Beugungsproblems. P' bezeichnet dabei eine Punktquelle und P denjenigen Punkt, in dem die gebeugte Welle ermittelt werden soll.

Durch Öffnungen im Schirm - in optischen Systemen als Aperturen bezeichnet - treten die von den Punktquellen ausgehenden elektromagnetischen Wellen teilweise in den Raumbereich II ein. Dabei tritt das elektromagnetische Feld in Wechselwirkung mit dem Schirm und induziert Oberflächenladungen und Oberflächenströme, durch die die Randbedingungen für das elektrische Feld und das Magnetfeld zu jedem Zeitpunkt und an jedem Punkt auf der Oberfläche des als ideal leitfähig angenommenen Schirmes erfüllt werden. Durch diese Ladungsverschiebungen entstehenden sekundären elektromagnetische Wellen, die im Raumbereich II als gebeugte und im Raumbereich I als reflektierte Wellen beobachtbar sind.

Um das Beugungsproblem zu lösen, muß der Wert für das elektromagnetische Feld im Punkt P unter Berücksichtigung der korrekten Randbedingungen an der Oberfläche des Schir-

mes ermittelt werden. Die einfachste und historisch älteste Methode, eine Näherungslösung für dieses Problem zu finden, bietet das Huygens-Fresnel Prinzip, demzufolge jeder Punkt einer Wellenfront als Quelle für sphärische Wellenfronten angesehen werden kann, die dann an einem beliebigen Punkt P entsprechend ihrer Phase und Amplitude miteinander in Interferenz treten. Für das Beugungsproblem aus Abbildung 2.25 wird also jeder Punkt in der Aperturöffnung als Quelle für sekundäre Wellenfronten betrachtet, die dann am Punkt P phasenrichtig addiert werden müssen. Diese Prinzip, das von Kirchhoff als Näherungslösung eines bestimmten Integralsatzes (Kirchhoffsches Integraltheorem) beschrieben wurde, stellt den Ausgangspunkt für eine skalare Theorie der Beugung dar, die im nachfolgenden Abschnitt vorgestellt wird.

2.3.2 Grundgleichungen der skalaren Beugungstheorie

Kirchhoffsche Beugungstheorie

Im einfachsten Fall kann ein Beugungsproblem mit einer streng monochromatischen, skalare Welle $W(\mathbf{x}, t)$ mit rein harmonischer Zeitabhängigkeit behandelt werden. Für die Amplitude einer solche Welle gilt:

$$W(\mathbf{x}, t) = \psi(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} \quad (2.17)$$

Der ortsabhängige Teil $\psi(\mathbf{x})$ der skalaren Welle soll dabei die homogene Helmholtzgleichung erfüllen:

$$(\nabla^2 + k^2) \psi(\mathbf{x}) = 0 \quad (2.18)$$

Für ein derartiges skalares Feld setzt das Kirchhoffsche Integraltheorem (Gleichung 2.19) den Wert von $\psi(\mathbf{x})$ an einem beliebigen Punkt innerhalb eines abgeschlossenen und quellenfreien Volumens V mit ψ und dessen Ableitung entlang der nach innen gerichteten Oberflächennormalen $\partial\psi/\partial n$ an allen Punkten der Oberfläche S des Volumens V in Beziehung:

$$\psi(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi} \oint_S \left[\psi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) - \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) \frac{\partial}{\partial n} \psi \right] d\sigma \quad (2.19)$$

Dabei bezeichnet $R = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ den Abstand zwischen dem Flächenelement $d\sigma$ und dem Punkt P. Gleichung 2.19 stellt eine mathematisch exakte Integralbeziehung dar, die für jedes skalare Feld gilt, das Gleichung 2.17 und 2.18 erfüllt und das innerhalb des Volumens V und an dessen Oberfläche S mindestens zweimal stetig differenzierbar ist.

Das Kirchhoffsche Integraltheorem kann nun benutzt werden, um einen Näherungsausdruck für die im Raumbereich II von Abbildung 2.25 gebeugte skalare Welle abzuleiten, vorausgesetzt daß die lineare Dimension der Apertur groß gegenüber der Wellenlänge, aber klein im Vergleich zum Abstand des Punktes P ist, in dem die Intensität der gebeugten Welle ermittelt werden soll.

Dazu wird um den Punkt P wie in Abbildung 2.26 dargestellt eine geschlossene Fläche S gelegt, die aus den folgenden Abschnitten bestehen soll: Der Aperturöffnung \mathcal{A} , der Teil \mathcal{B} der unbeleuchteten Fläche des Schirms und der Oberfläche \mathcal{C} einer Kugel mit Mittelpunkt P und Radius r_0 . Auf diese Flächen angewendet ergibt das Kirchhoffsche Integraltheorem:

$$\psi(P) = \frac{1}{4\pi} \left(\oint_{\mathcal{A}} + \oint_{\mathcal{B}} + \oint_{\mathcal{C}} \right) \left[\psi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) - \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) \frac{\partial}{\partial n} \psi \right] d\sigma, \quad (2.20)$$

Wird der Radius der Kugel r_0 nach unendlich vergrößert, so verschwindet, wie streng mathematisch gezeigt werden kann, das Integral über \mathcal{C} . Als einfaches logisches Argument für das

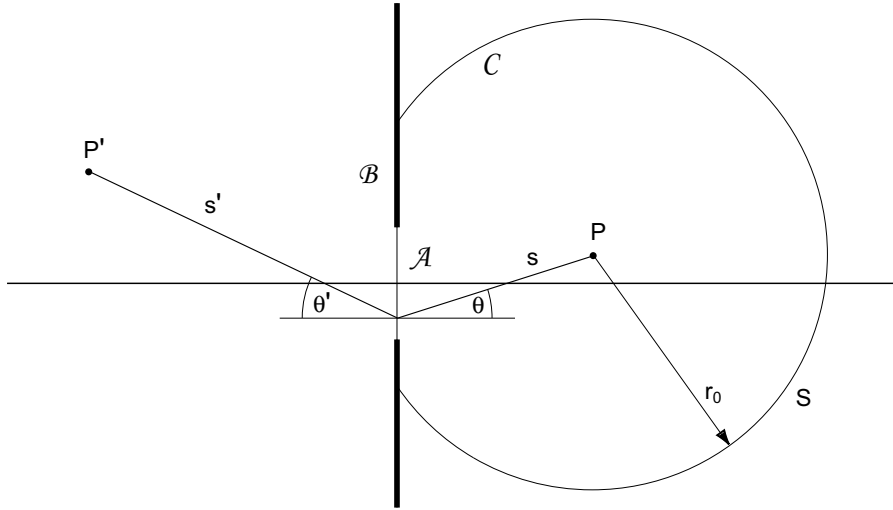


Abbildung 2.26: Integrationsbereich zur Ableitung des Kirchhoffschen Beugungsintegrals.

Verschwinden dieses Integrales kann angeführt werden, daß in einem realen physikalischen System die Quelle erst zu einem bestimmten Zeitpunkt $t = t_0$ anfängt, Wellen zu emittieren und das skalare Feld somit zu jedem beliebigen Zeitpunkt $t > t_0$ eine endliche Ausdehnung aufweist, also die unendlich ausgedehnte Kugeloberfläche noch nicht erreichen konnte.

Die in Gleichung 2.20 auftretenden Größen ψ und $\partial\psi/\partial n$ sind im allgemeinen nicht bekannt und müssen entweder durch andere Lösungsmethoden ermittelt oder durch „vernünftige“ Näherungen festgelegt werden. Die naheliegendste Näherung stellen dabei die Kirchhoffschen Randbedingungen dar, bei denen ψ und $\partial\psi/\partial n$ an der Oberfläche \mathcal{B} des Schirmes verschwinden und innerhalb der Aperturöffnung \mathcal{A} gleich den Werten ψ_0 und $\partial\psi_0/\partial n$ der ursprünglichen einfallenden Welle ist. Die Kirchhoffschen Randbedingungen können also wie folgt zusammengefaßt werden:

$$\psi = \psi_0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial\psi}{\partial n} = \frac{\partial\psi_0}{\partial n} \quad \text{für } d\sigma \text{ innerhalb } \mathcal{A} \quad (2.21)$$

$$\psi = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial\psi}{\partial n} = 0 \quad \text{für } d\sigma \text{ innerhalb } \mathcal{B} \quad (2.22)$$

Diese Randbedingungen führen in Gleichung 2.20 offensichtlich zum Verschwinden des Integrals über die Fläche \mathcal{B} . Um das Beugungsproblem zu lösen muß also unter Anwendung der Kirchhoffschen Näherung nur noch eine Integration über die Apertur durchgeführt werden, wobei der Integrand nur durch das Feld der Quellen am Ort der Apertur bestimmt wird:

$$\psi(P) = \frac{1}{4\pi} \oint_{\mathcal{A}} \left[\psi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) - \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) \frac{\partial}{\partial n} \psi \right] d\sigma, \quad (2.23)$$

Für den einfachen Fall einer einzelnen Punktquelle am Ort P' (der wie auch der Aufpunkt P im Vergleich zur Aperturgröße weit von der Apertur entfernt sein soll) und eines unendlich ausgedehnten ebenen Schirmes gilt:

$$\psi_0(s') = \frac{e^{iks'}}{s'} \quad \text{und} \quad \frac{\partial}{\partial n} \psi_0(s') = \frac{e^{iks'}}{s'} \left(ik - \frac{1}{s'} \right) \cos \theta' \quad (2.24)$$

und Gleichung 2.23 ergibt die als Fresnel-Kirchhoffsches Beugungsintegral bekannte Beziehung:

$$\psi(P) = \frac{k}{4\pi i} \int_{\mathcal{A}} \frac{e^{iks} e^{iks'}}{s s'} (\cos \theta + \cos \theta') d\sigma \quad (2.25)$$

Dieser Ausdruck stellt eine mathematische Formulierung des Huygens-Fresnel Prinzips dar, nach dem die von der Aperturfläche \mathcal{A} ausgehenden sphärischen Wellenfronten phasenrichtig im Punkt P aufsummiert werden.

Ein Nachteil der hier vorgestellten Kirchhoffschen Beugungstheorie ist, daß sie nicht selbstkonsistent ist, das heißt, daß die Lösungen von Gleichung 2.25 im allgemeinen nicht zu den geforderten Kirchhoffschen Randbedingungen führen. Der Grund für diese Inkonsistenz ist, daß sowohl ψ als auch $\partial\psi/\partial n$ für jeden Punkt innerhalb der Fläche S bereits eindeutig durch die Vorgabe von ψ **oder** aber auch von $\partial\psi/\partial n$ in allen Punkten der Fläche S bestimmt ist. Werte für ψ **und** $\partial\psi/\partial n$ können daher gar nicht wie in den Kirchhoffschen Randbedingungen unabhängig voneinander festgelegt werden. Dieser Umstand kann mit einigem mathematischen Aufwand umgangen werden, wenn die einfachen Kirchhoffschen Randbedingungen für die Bereiche \mathcal{A} und \mathcal{B} des Schirmes entweder durch Dirichlet Randbedingungen (für \mathcal{A} und \mathcal{B} wird nur ψ festgelegt) oder Neumann Randbedingungen (für \mathcal{A} und \mathcal{B} wird nur $\partial\psi/\partial n$ festgelegt) ersetzt werden. Das Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsintegral kann dann für die verschiedenen Randbedingungen mit folgender Gleichung verallgemeinert werden:

$$\psi(P) = \frac{k}{2\pi i} \int_{\mathcal{A}} \frac{e^{iks} e^{iks'}}{s s'} \mathcal{F}(\theta, \theta') d\sigma \quad (2.26)$$

Für den Faktor $\mathcal{F}(\theta, \theta')$, der die Geometrie des Beugungsproblems beschreibt gilt dann:

$$\mathcal{F}(\theta, \theta') = \begin{cases} \cos \theta & \text{Dirichlet} \\ \cos \theta' & \text{Neumann} \\ \frac{1}{2}(\cos \theta + \cos \theta') & \text{Kirchhoff} \end{cases} \quad (2.27)$$

Für den Fall, daß P und P' im Vergleich zur Aperturgröße weit vom Schirm entfernt und nahe der Hauptachse liegen ($\theta = \theta' \approx 0$), ist der Geometriefaktor $\mathcal{F} \approx 1$, und das Beugungsproblem wird nur noch durch die Exponentialfunktionen in Gleichung 2.26 beschrieben. Für einfache Beugungsprobleme stellt also Gleichung 2.25 mit Dirichlet oder Neumann Randbedingungen zwar eine mathematisch konsistente Beschreibung dar, liefert aber mit den wesentlich einfacheren Kirchhoffschen Randbedingungen in guter Näherung die gleichen Lösungen.

Fraunhofer- und Fresnelbeugung

In Gleichung 2.25 können, ohne größere Fehler, alle nur langsam über die Aperturfläche \mathcal{A} variierenden Faktoren als konstant angenommen werden und vor das Integral gezogen werden. Außerdem kann der Geometriefaktor für die Kirchhoffschen Randbedingungen durch $2 \cos \delta$ angenähert werden, wenn die lineare Dimension der Apertur klein im Vergleich zu den Abständen r und r' ist. Der Wert δ bezeichnet dann den Winkel zwischen der Verbindungslinie P - P' und der Schirminormalen. Damit erhält das Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsintegral folgende, vereinfachte Form:

$$\psi(P) = \frac{k}{2\pi i} \frac{\cos \delta}{ss'} \int_{\mathcal{A}} e^{ik(s+s')} d\sigma \quad (2.28)$$

Für die folgenden Berechnungen wird das in Abbildung 2.27 dargestellte Koordinatensystem verwendet. Die x- und y-Achsen liegen dabei in der Schirmebene, die z-Achse läuft normal zum

Schirm. Der Punkt Q innerhalb der Apertur hat in diesem Koordinatensystem die Koordinaten: $(\zeta/\eta/0)$ und die Punkte P und P' die Koordinaten $(x/y/z)$ beziehungsweise $(x'/y'/z')$.

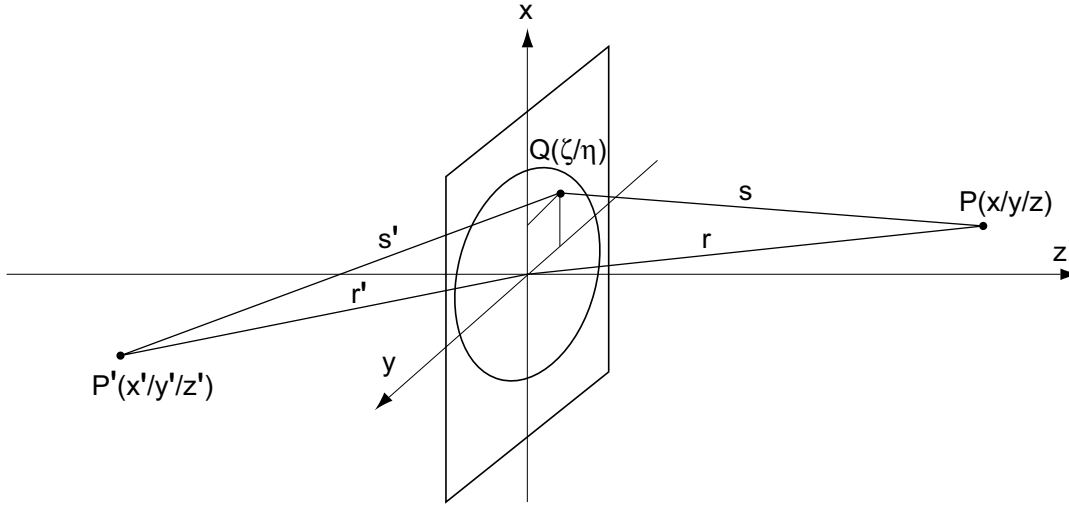


Abbildung 2.27: Definition des Koordinatensystems zur Beschreibung der Beugungsgeometrie.

In diesem Koordinatensystem gelten, wie man durch einfache geometrische Überlegungen leicht herleiten kann, die Beziehungen:

$$s^2 = r^2 - 2(x\zeta + y\eta) + \zeta^2 + \eta^2 \quad (2.29)$$

$$s'^2 = r'^2 - 2(x'\zeta + y'\eta) + \zeta^2 + \eta^2 \quad (2.30)$$

Unter der Annahme, daß ζ und η klein im Vergleich zu r und r' sind, können diese beiden Gleichungen bezüglich ζ/r , η/r , ζ/r' und η/r' in eine Reihe entwickelt werden:

$$s \approx r - \frac{x\zeta + y\eta}{r} + \frac{\zeta^2 + \eta^2}{2r} - \frac{(x\zeta + y\eta)^2}{2r^3} - \dots \quad (2.31)$$

$$s' \approx r' - \frac{x'\zeta + y'\eta}{r'} + \frac{\zeta^2 + \eta^2}{2r'} - \frac{(x'\zeta + y'\eta)^2}{2r'^3} - \dots \quad (2.32)$$

Mit diesen Näherungsausdrücken nimmt das vereinfachte Kirchhoffsche Beugungsintegral (Gleichung 2.28) folgende Form an:

$$\psi(P) = \frac{k}{2\pi i} \frac{e^{ik(r+r')}}{rr'} \cos \delta \iint_{\mathcal{A}} e^{ikf(\zeta,\eta)} d\zeta d\eta, \quad (2.33)$$

wobei für den Faktor $f(\zeta, \eta)$ gilt:

$$f(\zeta, \eta) = -\frac{x'\zeta + y'\eta}{r'} - \frac{x\zeta + y\eta}{r} + \frac{\zeta^2 + \eta^2}{2r'} + \frac{\zeta^2 + \eta^2}{2r} - \frac{(x'\zeta + y'\eta)^2}{2r'^3} - \frac{(x\zeta + y\eta)^2}{2r^3} - \dots \quad (2.34)$$

Für Beugungsprobleme bei denen in Gleichung 2.34 alle Terme vernachlässigbar sind, in denen ζ und η in quadratischer oder höherer Ordnung vorkommt, wird der Ausdruck „Fraunhofer-Beugung“ verwendet. Diese Bedingung ist offensichtlich erfüllt, wenn die quadratischen Terme klein im Vergleich zu $2\pi/k$ sind, wie es zum Beispiel für Systeme der Fall ist, in denen sowohl die Quelle, als auch der Beobachtungspunkt weit vom Schirm entfernt sind (Die Gültigkeit der Fraunhoferschen Näherung muß dabei für jedes Beugungsproblem separat untersucht werden). Beugungsgeometrien, bei denen auch die Terme höherer Ordnung berücksichtigt werden müssen, werden dagegen als „Fresnel-Beugung“ bezeichnet und sind entsprechend ihrer höheren mathematischen Komplexität generell wesentlich schwieriger zu handhaben.

Transmissionsfunktion und Fouriertransformation

Für den Faktor $f(\zeta, \eta)$ aus Gleichung 2.34 gilt im Fall von Fraunhofer-Beugung die folgende relativ einfache Beziehung:

$$f(\zeta, \eta) = - \left(\frac{x}{r} + \frac{x'}{r'} \right) \zeta - \left(\frac{y}{r} + \frac{y'}{r'} \right) \eta = -(p\zeta + q\eta) \quad (2.35)$$

$$\text{mit: } p = \left(\frac{x}{r} + \frac{x'}{r'} \right) \quad \text{und} \quad q = \left(\frac{y}{r} + \frac{y'}{r'} \right) \quad (2.36)$$

Somit nimmt das Beugungsintegral aus Gleichung 2.33 die Form einer zweidimensionalen Fouriertransformation an:

$$\psi(p, q) = \iint \Psi(\zeta, \eta) e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}(p\zeta + q\eta)} d\zeta d\eta, \quad (2.37)$$

wobei die Transmissionsfunktion Ψ dabei die Transmissionseigenschaften der Apertur beschreibt. Für eine einfache Öffnung in einem Schirm gilt:

$$\Psi(\zeta, \eta) = \begin{cases} \frac{k}{2\pi i} \frac{e^{ik(r+r')}}{rr'} \cos \delta & \text{für } (\zeta, \eta) \text{ innerhalb der Apertur} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.38)$$

Wenn also ein Beugungsproblem durch Fraunhofer-Beugung beschrieben werden kann, so entspricht das durch die Apertur verursachte Beugungsbild $\psi(p, q)$ der Fouriertransformierten der Transmissionsfunktion $\Psi(\zeta, \eta)$. Für den Zusammenhang zwischen Beugungsbild und Transmissionsfunktion gelten somit alle aus der Theorie der Fouriertransformation bekannten Eigenschaften und Symmetrien. Insbesondere folgt aus den Eigenschaften der Fouriertransformation, daß sich die von einer Apertur erzeugte Beugungsstruktur umso weiter ausdehnt, je geringer die geometrische Dimension dieser Apertur ist.

2.3.3 Beugungsanalyse des langwelligen Spektrometers

Eine genaue Analyse der Beugung an den optischen Komponenten von FIFI LS ist vor allem aufgrund der folgenden Effekte für die Konstruktion des Instrumentes von großer Bedeutung:

- Im Sinne einer beugungsbegrenzten Abbildung, die eine wichtige Anforderungen an das Instrument darstellt (Abschnitt 2.1), müssen alle optischen Elementes von FIFI LS so dimensioniert sein, daß die an ihnen auftretende Beugung zu keiner merklichen Verschlechterung der Instrumentenauflösung führt.

- Die an den einzelnen Spiegeln hervorgerufene Beugung führt zu einem Transfer von Strahlungsenergie in Raumwinkelbereiche außerhalb des mit Hilfe geometrischer Optik errechneten Strahlverlaufes. Damit tritt an den nachfolgenden optischen Komponenten ein Lichtverlust ein, der umso größer ist, je weiter diese Komponenten in das Beugungsbild einschneiden. Dabei ist allerdings auch noch zu bedenken, daß ein Lichtverlust in einem Fokus des Strahlenganges zu keiner Verschlechterung des Auflösungsvermögens, sondern nur zu einer Verringerung der Detektorbeleuchtung führt, während sich ein Lichtverlust in einer Pupille auch durch eine Verringerung des Auflösungsvermögens niederschlägt. Aus diesem Grund müssen vor allem pupillenäquivalente optische Komponenten mit einem entsprechenden Übermaß gegenüber dem geometrischen Strahlquerschnitt versehen werden, um den Lichtverlust und die damit verbundene Verschlechterung des Auflösungsvermögens gering zu halten.

Hinsichtlich des Auftretens von Beugungseffekten stellen die Bildfeldzerleger wegen der geringen Dimension vieler Einzelspiegel besonders kritische Komponenten im optischen System von FIFI LS dar. Die kleinsten Spiegel der Bildfeldzerleger sind dabei die Slicerspiegel mit 3×15 mm und die Spaltspiegel mit 4×8 mm (vergleiche Abschnitt 2.2.4), was bei einer Wellenlänge von $150 \mu\text{m}$ nur $20 \times 100 \lambda$ beziehungsweise etwa $27 \times 53 \lambda$ entspricht. Um das Größenverhältnis zwischen den Slicerspiegeln und dem vom SOFIA-Teleskop hervorgerufenen Beugungsmuster abzuschätzen, muß das Beugungsproblem für das Teleskop gelöst werden. Dabei wird der Einfachheit halber angenommen, daß die Eintrittspupille des Teleskops durch eine einfache kreisförmige Öffnung beschrieben werden kann und daß alle optischen Komponenten zwischen der Eintrittspupille des Teleskops und den Slicerspiegeln so weit überdimensioniert sind, daß sie keine merklichen Beugungseffekte hervorrufen. In dieser einfachen Näherung werden außerdem alle im Strahlengang befindlichen Haltestrukturen vernachlässigt, die im realen Teleskop ebenfalls zum Beugungsbild beitragen. Die Eintrittspupille des Teleskops bildet der Sekundärspiegel (siehe Abschnitt 2.2.2), der von einem Flächenelement des Primärspiegels mit einem Durchmesser von etwa 2.5 m beleuchtet wird.

Optisch gesehen ist das Beugungsbild einer Punktquelle im Fokus eines ideal abbildenden Elementes (Linse oder Spiegel) identisch mit dem Beugungsbild, das von einer einfachen, geometrisch der Eintrittspupille des optischen Elementes entsprechenden Öffnung hervorgerufen wird, wenn sich sowohl die Punktquelle, als auch der beobachtete Punkt im unendlichen befinden. Weil in diesem Fall die Entfernungen r und r' sehr viel größer als die geometrische Dimension der Apertur sind, können die höheren Terme in Gleichung 2.34 vernachlässigt werden. Das Problem, das Beugungsbild im Fokus des SOFIA-Teleskops zu bestimmen, reduziert sich somit darauf, das Beugungsintegral im Fall von Fraunhofer-Beugung (Gleichung 2.37) für eine einfach kreisförmige Öffnung mit dem Radius $R = 2.5$ m zu lösen.

Aufgrund der Symmetrie des Problems ist es sinnvoll, das Beugungsintegral durch die Gleichungen 2.39 und 2.40 in Polarkoordinaten zu transformieren.

$$\zeta = r \cos \vartheta, \quad \eta = r \sin \vartheta \quad (2.39)$$

$$p = \rho \cos \varphi, \quad q = \rho \sin \varphi \quad (2.40)$$

Das Beugungsintegral aus Gleichung 2.37 nimmt damit folgende Form an:

$$\psi(\rho, \vartheta) = C \int_0^{2\pi} \int_0^R e^{-ikr\rho \cos(\vartheta-\varphi)} r dr d\vartheta, \quad (2.41)$$

wobei die Konstante C der in Gleichung 2.38 definierten Transmissionsfunktion innerhalb der Apertur entspricht. Die Lösung dieses Integrales läßt sich mit Hilfe der Besselfunktion erster

Ordnung darstellen:

$$\psi(\rho) = \pi R^2 C \left(\frac{2J_1(kR\rho)}{kR\rho} \right) \quad (2.42)$$

Für die Intensität am Beobachtungspunkt gilt somit:

$$I(\rho) = |\psi(\rho)|^2 = \left(\frac{2J_1(kR\rho)}{kR\rho} \right)^2 C^2 A^2, \quad (2.43)$$

wobei $A = \pi R^2$ der Aperturfläche entspricht. Das durch Gleichung 2.43 beschriebene Beugungsbild wird nach G.B. Airy, dem als ersten die Lösung des Beugungsproblems für eine kreisförmige Apertur gelang (Airy, 1835), auch als Airy-Muster bezeichnet. Die Intensität im Zentrum des Beugungsmusters ist $I(0) = C^2 A^2$, wobei die Konstante C durch folgende Gleichung aus der durch die Aperturfläche tretenden Strahlungsenergie E bestimmt werden kann:

$$C = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{E}{A}} \quad (2.44)$$

Die erste Nullstelle von Gleichung 2.43, die sich als innerster dunkler Ring im Beugungsmuster abzeichnet, befindet sich bei $kR\rho = 1.22\pi$, woraus sich das bekannte und bereits in Abschnitt 2.2.3 verwendete Rayleigh-Kriterium für das Auflösungsvermögen eines optischen Systems ergibt:

$$\rho_{min} = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (2.45)$$

Abbildung 2.28 zeigt das aus Gleichung 2.43 berechnete Bild einer unendlich entfernten Punktquelle im Fokus des SOFIA-Teleskops zusammen mit den geometrischen Dimensionen eines Slicerspiegels. Wie aus dieser Abbildung ersichtlich ist, schneiden die Slicerspiegel bereits deutlich in das Hauptmaximum der Beugungsscheibe ein, was in weiterer Folge zu weit ausgedehnten Beugungsstrukturen senkrecht zur Längsachse der Slicerspiegel, also entlang der spektralen Richtung, führt. Etwas anders ist die Situation entlang der durch die Längsachse der Slicerspiegel definierten räumlichen Richtung: Hier reichen die Slicerspiegel bereits über das erste Nebenmaximum der Beugungsscheibe hinaus, wodurch in dieser Richtung auch deutlich geringere Beugungseffekte zu erwarten sind.

Wie sich bereits aus dieser einfachen Darstellung zeigt, muß für das gesamte optische System des Instrumentes eine sorgfältige Beugungsanalyse durchgeführt werden, um die Auswirkungen der Beugungseffekte aus die Leistungsdaten des Instrumentes abschätzen zu können und durch eine geeignete Wahl der Spiegeldimensionen die beugungsbedingten Lichtverluste möglichst gering zu halten. Diese Analyse wird aufgrund der Komplexität des Problems sinnvollerweise mit Hilfe kommerzieller Software durchgeführt, die zur Berechnung der skalaren Beugung zur Verfügung steht. Im nachfolgenden Unterabschnitt wird eine Beugungsanalyse dargestellt, die mit einem solchen Softwarepaket für die optischen Komponenten von FIFI LS durchgeführt wurden.

Skalare Analyse

Mit dem Softwarepaket GLAD steht ein leistungsfähiges Programm für die skalare Beugungsanalyse komplexer optische Systeme zur Verfügung. Dazu bestimmt das Programm numerische Lösungen des Beugungsproblems analog zu dem im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten Kirchhoffschen Formalismus. Ein großer Vorteil dieser Software ist, daß die Ausbreitung der Wellen zwischen den optischen Komponenten nicht ausschließlich durch Gaußsche Strahlenbündel beschrieben wird, sondern alternativ dazu auch durch direkte Wellenausbreitung

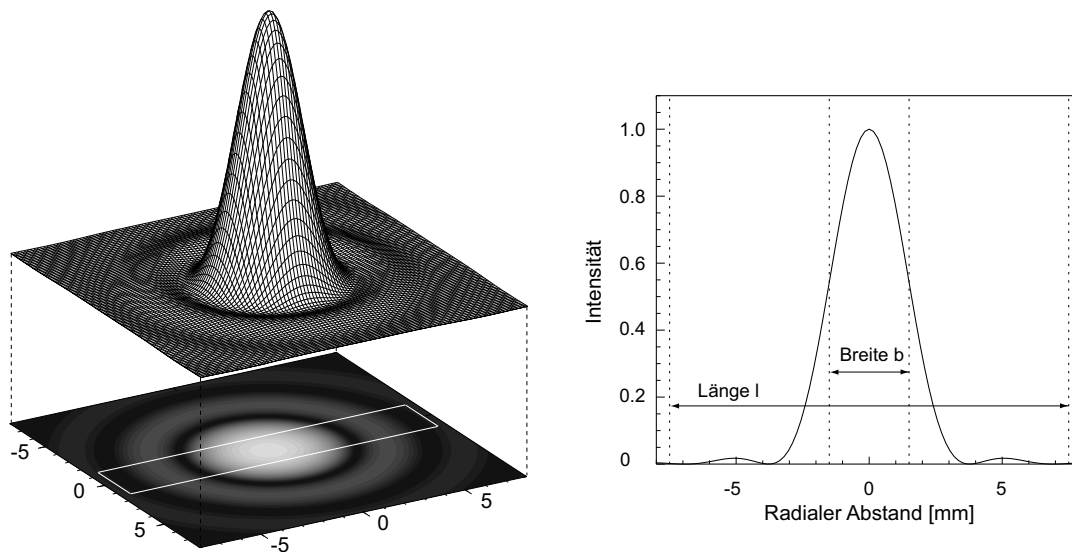


Abbildung 2.28: Das Bild einer unendlich entfernten Punktquelle im Fokus des SOFIA-Teleskops. Die Berechnung des Airy-Musters erfolgte mit Gleichung 2.43, wobei der Maximalwert der Intensität auf eins normiert wurde. Links ein dreidimensionale Darstellung des Beugungsmusters mit einer Projektion der Intensität in die Bildebene. Die Größe eines Slicerspiegels ist hier durch ein Rechteck angedeutet. Rechts davon ist die Intensität als Funktion des radialen Abstandes vom Zentrum der Airy-Scheibe dargestellt. Die senkrechten, punktierten Linien zeigen die Länge (15 mm) und Breite (3 mm) eines Slicerspiegels an.

berechnet werden kann. Detaillierte Analysen wurde für beide Spektrometerkanäle bei jeweils mehreren Wellenlängen durchgeführt, so daß ein aussagekräftiges Bild über die Auswirkungen der Beugungseffekte für den gesamten Arbeitsbereich des Instrumentes gewonnen werden konnte. Im folgenden werden einige Ergebnisse dieser Analyse dargestellt, die bei einer Wellenlänge von $160 \mu\text{m}$ durchgeführt wurden und sich dementsprechend auf den langwelligen Kanal beziehen.

Abbildung 2.29 zeigt das Beugungsbild einer unendlich weit entfernten Punktquelle am Ort eines im Teleskopfokus angebrachten Slicerspiegels. Dieses Bild entspricht dem in Abbildung 2.28 dargestellten, durch eine einfache Fouriertransformation abgeleiteten Beugungsbild.

Weil der Slicerspiegel tief in den Intensitätsverlauf einschneidet, sind starke Beugungseffekte unvermeidlich, wie auch aus dem in Abbildung 2.30 dargestellten Intensitätsverlauf am nachfolgenden Fangspiegel zu entnehmen ist. Deutlich sind die starken Seitenbänder erkennbar, die in Richtung der schmalen Seite des Slicerspiegels verlaufen. Die Intensität der Seitenbänder senkrecht dazu ist erwartungsgemäß wesentlich geringer. An dieser Stelle des optischen Systems ist es wichtig, die Spiegel so zu dimensionieren, daß ein möglichst großer Teil der Intensität im System erhalten bleibt und keine zusätzlichen Beugungseffekte eingeführt werden. Die Größe der Fangspiegel wurde deshalb so gewählt, daß der Einschnitt in das Beugungsmuster in beiden Dimensionen etwa nach dem ersten Seitenband erfolgt. Die aus dieser Bedingung entstandenen Fangspiegel sind dementsprechend so ausgerichtet, daß deren Längsseite senkrecht zur Längsseite der Slicerspiegel steht (vergleiche dazu Abbildung 2.14).

In Abbildung 2.30 ist auch das Beugungsbild am zentralen Spaltspiegel dargestellt. Wie zu erkennen ist, wurde die Dimension der Fangspiegel ausreichend groß gewählt, so daß praktisch

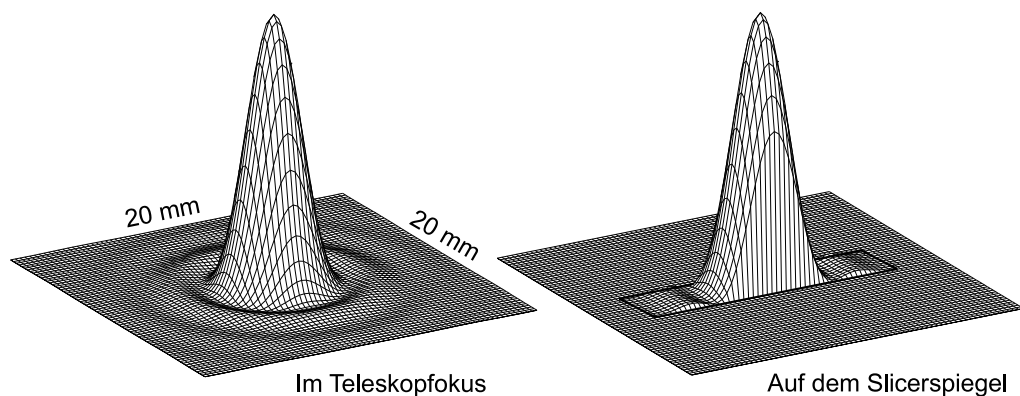


Abbildung 2.29: Der Intensitätsverlauf im Fokus des Teleskops berechnet mit dem Softwarepaket GLAD. In der rechten Bildhälfte ist derjenige Bereich dargestellt, der vom zentralen Slicerspiegel (R2a in Abbildung 2.14) aus dem Beugungsbild herausgeschnitten wird. Die Dimension der dargestellten Bereiche beträgt jeweils 20×20 mm.

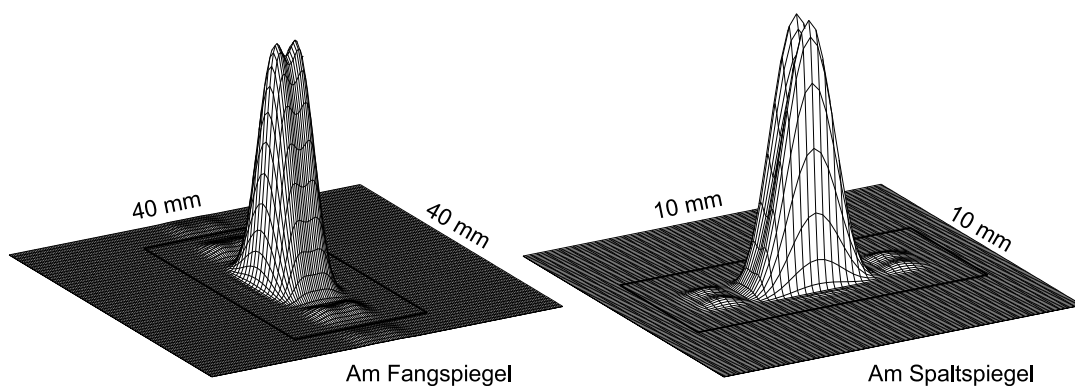


Abbildung 2.30: Beugungsbilder aus der skalaren Beugungsanalyse am Ort des zentralen Fangspiegels (R3a, linkes Bild) und des zentralen Spaltspiegels (R4a, rechtes Bild). Die Größe des dargestellten Bereiches beträgt 40×40 mm für den Fangspiegel und 10×10 mm für den Spaltspiegel. Die Umrisse der Spiegel sind jeweils als Rechteck angedeutet.

die gesamte auf den Fangspiegel auftreffende Intensität zum Spaltspiegel gelangt, ohne die Beugungsstruktur wesentlich zu verbreitern.

Von besonderer Bedeutung ist der Intensitätsverlauf auf den Beugungsgittern, weil durch dessen Ausleuchtung das spektrale Auflösungsvermögen des Instrumentes bestimmt wird (vergleiche dazu Abschnitt 2.1.4 und 2.3.4). Abbildung 2.31 zeigt den simulierten Verlauf der Intensität bei den beiden extremen Wellenlängen des langwelligen Bandes ($110 \mu\text{m}$ und $210 \mu\text{m}$), sowie der „Referenzwellenlänge“ von $160 \mu\text{m}$. Die unterschiedliche Ausleuchtung des Beugungsgitters ist in diesem Fall weniger ein Effekt der Wellenlängenabhängigkeit der Beugungsbilder, sondern entsteht vor allem durch die unterschiedlichen Anstellwinkel des Gitters. Ab einer Wellenlänge von etwa $175 \mu\text{m}$ (nicht dargestellt) wird das Beugungsgitter deutlich überbeleuchtet, was direkt zu einem zunehmenden Verlust von Intensität an den Rändern des Gitters führt. An dieser Stelle des Instrumentes muß deshalb ein Kompromiß eingegangen werden zwischen möglichst geringem Lichtverlust und, um ein hohes Auflösungsvermögen zu erzielen, möglichst

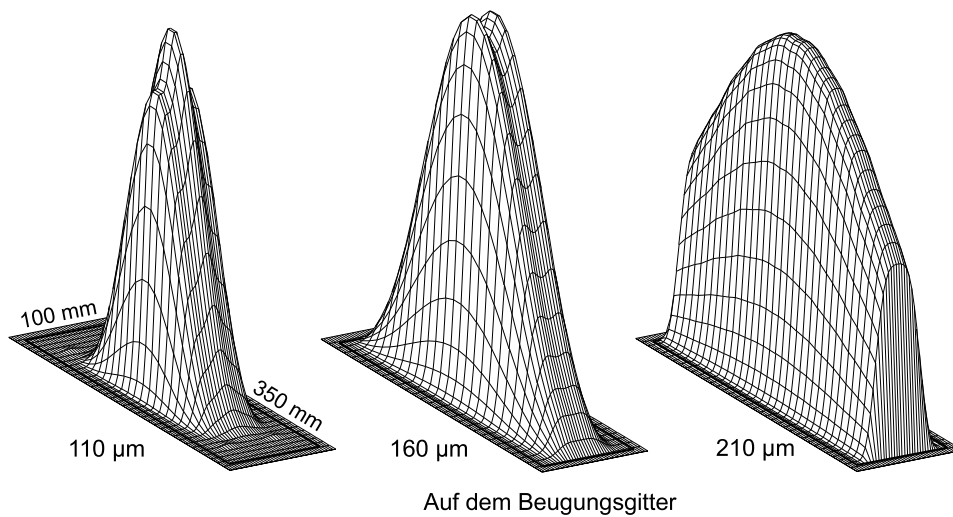


Abbildung 2.31: Der Intensitätsverlauf auf dem Beugungsgitter, berechnet für eine Wellenlänge von $110\ \mu\text{m}$ (linkes Bild), $160\ \mu\text{m}$ (Mitte) und $210\ \mu\text{m}$ (rechtes Bild). Die dargestellten Bereiche umfassen jeweils $100 \times 350\ \text{mm}$. Die Dimension des Beugungsgitters ist wieder als Rechteck eingezeichnet.

flächenfüllender Ausnutzung des Beugungsgitters. Die Beleuchtung des Gitters wurde letztendlich so gewählt, daß bei der zentralen Wellenlänge des langwelligen Kanals ($160\ \mu\text{m}$) eine fast vollständige Ausleuchtung des Gitters vorliegt und damit ein hohes spektrales Auflösungsvermögen erreicht werden konnte.

In Abbildung 2.32 ist der Intensitätsverlauf auf dem Detektor, beziehungsweise im zentralen Pixel dargestellt. Für diese Bilder wurde der Einfluß aller Aperturen, die sich im langwelligen Kanal zwischen der Eintrittspupille (Aperturblende) und dem Detektorarray befinden, berücksichtigt.

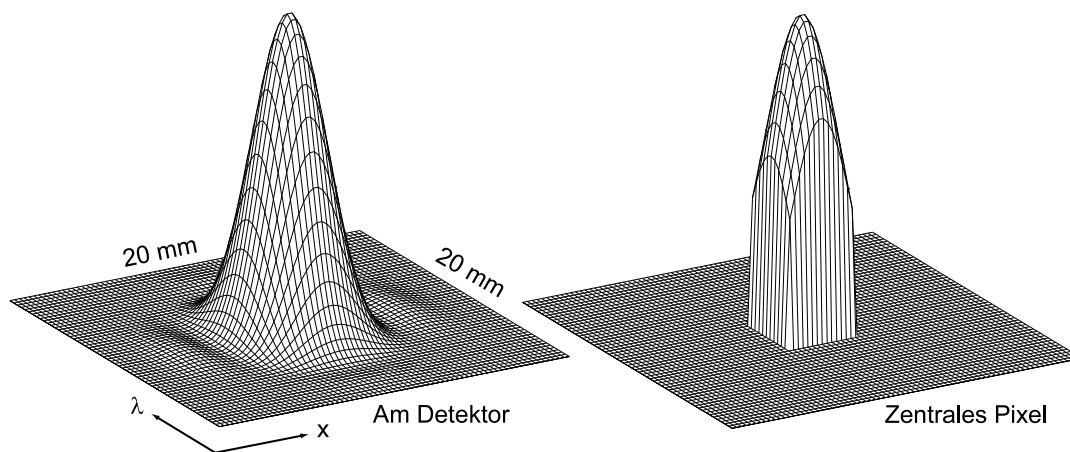


Abbildung 2.32: Der für eine Wellenlänge von $160\ \mu\text{m}$ berechnete Intensitätsverlauf auf dem Detektorarray (links) und in dessen zentralem Pixel (rechts). In beiden Fällen entspricht der dargestellte Bereich $20 \times 20\ \text{mm}$.

Ein wichtiges Ergebnis der Beugungsanalyse ist die Berechnung des Lichtverlustes an den einzelnen optischen Elementen des Instrumentes, der durch Integration der Beugungsbilder und Vergleich der Intensitäten vor und nach dem jeweiligen Element ermittelt werden kann. Abbildung 2.33 zeigt denjenigen prozentuellen Anteil der Intensität, der nach der jeweils bezeichneten optischen Komponente noch im Spektrometer erhalten bleibt. Die Normierung der Intensität auf 100% erfolgte dabei auf die nach dem zentralen Slicerspiegel (R2a) vorliegende Intensität. Diese Spiegel schneiden zwar wie aus Abbildung 2.29 ersichtlich tief in den Intensitätsverlauf ein, die abgeschnittene Intensität geht dabei allerdings nicht verloren, sondern wird von den benachbarten Slicerspiegeln in das Spektrometer und letztendlich auch auf den Detektor reflektiert. Die Analyse zeigt, das Licht vor allem an den Fangspiegeln des Bildfelderzegers

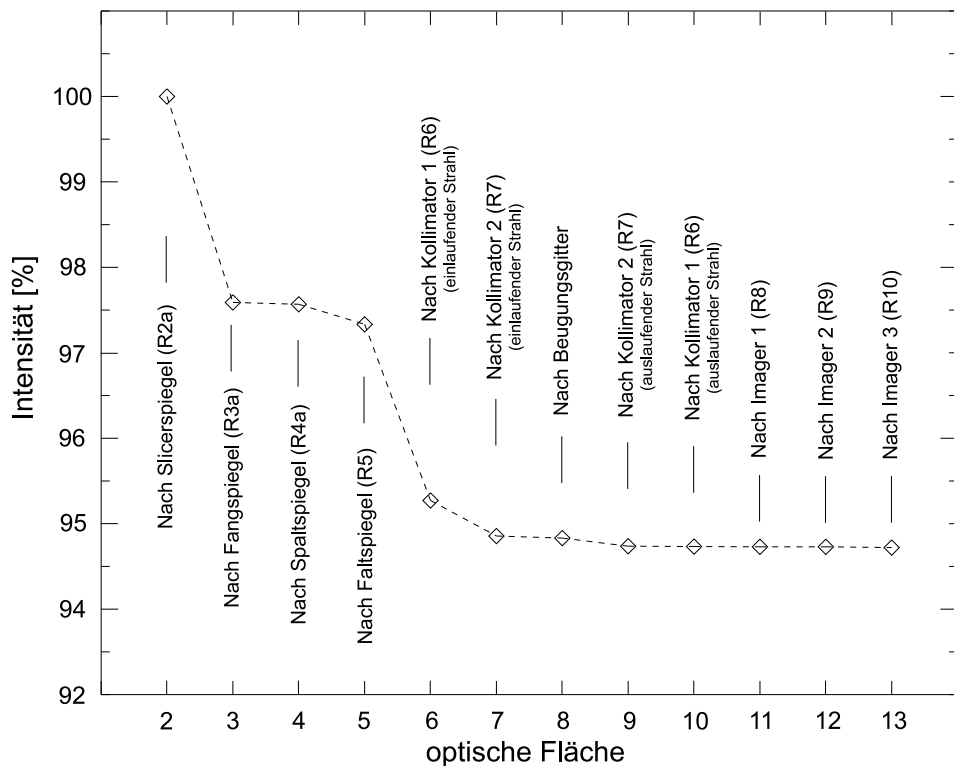


Abbildung 2.33: Der durch Beugung verursachte Lichtverlust infolge von Vignettierung an den jeweils bezeichneten optischen Komponenten des langwelligen Spektrometers. Die Berechnung erfolgte bei einer Wellenlänge von $160 \mu\text{m}$. Weitere Erklärung im Text.

verloren geht (ca. 2.4% bei $160 \mu\text{m}$), weil hier zum ersten Mal in das durch die schmalen Slicerspiegel hervorgerufene, weit ausgedehnte Beugungsmuster eingeschnitten wird. Eine weitere Komponente, an der ein nennenswerter Intensitätsverlust eintritt ist der erste Kollimatorspiegel (ca. 2.1% bei $160 \mu\text{m}$). Dieser Spiegel konnte allerdings nicht größer ausgelegt werden, weil dessen Größe bereits die durch die Dimension des FIFI LS Vakuumgefäßes beschränkten Dimensionen erreicht hat. Alle weiteren Komponenten im Strahlengang der langwelligen Spektrometers konnten erfolgreich so weit überdimensioniert werden, daß der geometrische Lichtverlust bis zum Detektorarray vernachlässigbar gering ist.

Während des grundlegenden Designs des optischen Systems konnte aus Effizienzgründen noch keine aufwendige Beugungsanalyse durchgeführt werden. Um in dieser Phase trotzdem

die benötigten Spiegeldimensionen abschätzen zu können, wurden Beugungseffekte mit dem Erfahrungswert berücksichtigt, nach dem der Strahlquerschnitt in pupillenäquivalenten Elementen vor allem aufgrund der Beugung an den Slicerspiegeln etwa doppelt so groß ist wie er aus der geometrischen Optik vorliegt, wohingegen in bildequivalenten Elementen keine nennenswerte Vergrößerung des Strahlquerschnitts erfolgt. Die Tatsache, daß durch alle Komponenten des überaus komplexen optischen Aufbau des Instrumentes immer noch fast 95% der Anfangsintensität bis zum Detektor transportiert werden konnte, zeigt den Erfolg dieser einfachen Näherung.

Vollständig vektorielle Analyse

Die im vorhergehenden Abschnitt dargestellte Beugungsanalyse des optischen Systems leidet unter einer offensichtlichen Schwäche: Ein reales elektromagnetisches Strahlungsfeld kann nicht durch ein einfaches skalares Feld beschrieben werden. Für die korrekte Darstellung ist vielmehr ein dreidimensionaler Satz von skalaren Funktionen nötig, durch den die jeweiligen lokalen Komponenten des elektrischen und magnetischen Feldvektors angegeben werden. Dementsprechend können wichtige Effekte, die in einem realen Strahlungsfeld eine Rolle spielen können, wie zum Beispiel die polarisationsabhängige Beugung, mit einer skalaren Theorie nicht untersucht werden. Erkenntnisse, die aus rein skalaren Analysen folgen, müssen deshalb zumindest für kritische Komponenten einer genaueren Untersuchung mit einer geeigneten Beugungstheorie unterzogen werden, die auch den vektoriellen Charakter des Strahlungsfeldes berücksichtigt. Dabei muß außerdem berücksichtigt werden, daß die Lösung des Beugungsproblems nicht nur die Wellengleichung erfüllen, sondern zusätzlich auch eine Lösung der Maxwellgleichungen sein muß.

Um aus der in Abschnitt 2.3.2 vorgestellten skalaren Beugungstheorie zu einer vektoriellen Beschreibung zu gelangen, wird zuerst Gleichung 2.19 etwas verallgemeinert: Die Funktion $e^{ikR}/4\pi R$ soll durch die allgemeinere Funktion $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ ersetzt werden, die folgende Gleichung erfüllen soll:

$$(\nabla^2 + k^2)G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = -\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad (2.46)$$

Der Vektor \mathbf{x} beschreibt dabei die Position des Punktes P und \mathbf{x}' die des Flächenelementes $d\sigma$. Mathematisch gesehen entspricht G damit einer Greenschen Funktion für die Helmholtzgleichung (Gleichung 2.18). Angewendet auf den Integrationsbereich von Abbildung 2.26 folgt damit für $r_0 \rightarrow \infty$ eine Gleichung für das verallgemeinerte Kirchhoffsche Beugungsintegral:

$$\psi(P) = \int_{\mathcal{A}+\mathcal{B}} \left[\psi \frac{\partial}{\partial n} G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') - G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \frac{\partial}{\partial n} \psi \right] d\sigma \quad (2.47)$$

Um letztendlich zu einer selbstkonsistenten Lösung zu gelangen, sollen nun die bereits erwähnten Neumannschen Randbedingungen eingeführt werden, bei denen auf der Integrationsfläche nur Werte für $\partial\psi/\partial n$ spezifiziert werden müssen. Anwenden der Neumannschen Greensfunktion G_N , für die gilt:

$$\frac{\partial}{\partial n} G_N(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = 0 \quad \text{für } d\sigma \text{ auf } S, \quad (2.48)$$

führt zum Verschwinden der Beiträge in Gleichung 2.47 für die Werte für ψ zu spezifizieren wären und damit zum gewünschten Ergebnis: Das verallgemeinerte Kirchhoffsche Integral mit Neumannschen Randbedingungen:

$$\psi(P) = - \int_{\mathcal{A}+\mathcal{B}} G_N(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \frac{\partial}{\partial n} \psi d\sigma \quad (2.49)$$

Für den Spezialfall eines unendlich ausgedehnten, ebenen Schirmes, der sich ohne Beschränkung der Allgemeinheit bei $z=0$ befinden soll, kann $G_N(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ mit Hilfe der Methode der Spiegelladungen (Jackson, 1974) in eine explizite Form gebracht werden:

$$G_N(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{e^{ikR}}{R} + \frac{e^{ikR'}}{R'} \right) \quad (2.50)$$

Dabei sind R und R' folgendermaßen definiert:

$$\mathbf{R} = \mathbf{x} - \mathbf{x}' \quad \text{und} \quad \mathbf{R}' = \mathbf{x} - \mathbf{x}'', \quad (2.51)$$

wobei \mathbf{x}'' die Position des um die Schirmfläche gespiegelten Bildes des Punktes P angibt. Offensichtlich gilt für jeden Punkt der Flächen \mathcal{A} und \mathcal{B} die Identität $R = R'$ und damit:

$$G_N(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{1}{2\pi} \frac{e^{ikR}}{R} \quad \text{für } d\sigma \text{ auf } \mathcal{A} \text{ oder } \mathcal{B} \quad (2.52)$$

Für die folgenden Ableitungen ist es sinnvoll, die in dem Beugungsproblem auftretenden Felder \mathbf{E} und \mathbf{B} in jeweils zwei Beiträge aufzuteilen:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^0 + \mathbf{E}^i, \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}^0 + \mathbf{B}^i \quad (2.53)$$

Dabei bezeichnen \mathbf{E}^0 und \mathbf{B}^0 die von den Quellen hervorgerufenen Felder in Abwesenheit des Schirmes und \mathbf{E}^i und \mathbf{B}^i diejenigen Felder, die durch Ladungsverschiebungen im Schirmmaterial induziert werden. Im Raumbereich, in dem sich auch die Quellen befinden ($z < 0$), entsprechen \mathbf{E}^i und \mathbf{B}^i somit den reflektierten und im Raumbereich hinter dem Schirm ($z > 0$) den gebeugten Feldern. In analoger Weise wird auch das entsprechende skalare Potential ϕ und das Vektorpotential \mathbf{A} aufgeteilt:

$$\phi = \phi^0 + \phi^i, \quad \mathbf{A} = \mathbf{A}^0 + \mathbf{A}^i \quad (2.54)$$

Weil die Komponenten des Vektorpotentials voneinander unabhängig sind und die inhomogene Helmholtzgleichung erfüllen, kann das verallgemeinerte Kirchhoffsche Integral von Gleichung 2.49 auf die einzelnen Komponenten von \mathbf{A}^i angewendet werden:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^i &= \hat{\mathbf{x}}A_x^i + \hat{\mathbf{y}}A_y^i + \hat{\mathbf{z}}A_z^i \\ &= -\hat{\mathbf{x}} \int G_N \frac{\partial}{\partial n} A_x^i d\sigma - \hat{\mathbf{y}} \int G_N \frac{\partial}{\partial n} A_y^i d\sigma - \hat{\mathbf{z}} \int G_N \frac{\partial}{\partial n} A_z^i d\sigma \end{aligned} \quad (2.55)$$

Die Vektoren $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ und $\hat{\mathbf{z}}$ stellen dabei die Einheitsvektoren in die drei Koordinatenrichtungen dar. Einsetzen der Neumannschen Greensfunktion (Gleichung 2.52) und Zusammenfassung der Integrale bringt Gleichung 2.55 in die Form:

$$\mathbf{A}^i = -\frac{1}{2\pi} \int_{\mathcal{A}+\mathcal{B}} \left[\hat{\mathbf{x}} \frac{\partial}{\partial n} A_x^i + \hat{\mathbf{y}} \frac{\partial}{\partial n} A_y^i + \hat{\mathbf{z}} \frac{\partial}{\partial n} A_z^i \right] \frac{e^{ikR}}{R} d\sigma \quad (2.56)$$

Durch Verwendung der Identität

$$\frac{\partial}{\partial n} \varphi = \mathbf{n} \cdot \nabla \varphi \quad (2.57)$$

und unter Ausnützung der Geometrie des Problems kann diese Gleichung noch wesentlich vereinfacht werden: Wird das Koordinatensystem so definiert, daß sich der Schirm in der xy -Ebene befindet, dann gilt für die Komponenten des Normalvektors \mathbf{n} : $n_x = n_y = 0$ und $n_z = 1$.

Mit diesem Koordinatensystem sind aber auch die Oberflächenströme im Schirmmaterial auf die xy-Ebene begrenzt, wodurch das Vektorpotential so konstruiert werden kann, daß seine z-Komponente verschwindet ($A_z^i = 0$). Mithilfe dieser Vereinfachungen können die Ableitungen entlang der Flächennormalen in Gleichung 2.56 durch die Komponenten des magnetischen Feldvektors \mathbf{B}^i ausgedrückt werden:

$$\mathbf{A}^i = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathcal{B}} (\mathbf{n} \times \mathbf{B}^i) \frac{e^{ikR}}{R} d\sigma \quad (2.58)$$

In Gleichung 2.58 muß nur mehr über den metallischen Teil des Schirmes integriert werden, weil in den Aperturflächen aus Gründen der Kontinuität die tangentialen Komponenten B_x^i und B_y^i des induzierten Feldes verschwinden und damit das Kreuzprodukt im Integranden Null ergibt. Das durch die Oberflächenströme im Schirmmaterial induzierte Magnetfeld kann nun direkt aus dieser Gleichung durch Bildung der Rotation abgeleitet werden:

$$\mathbf{B}^i = \nabla \times \mathbf{A}^i = \frac{1}{2\pi} \nabla \times \int_{\mathcal{B}} (\mathbf{n} \times \mathbf{B}^i) \frac{e^{ikR}}{R} d\sigma \quad (2.59)$$

Weil hier über die leitfähigen Teile des Schirmes integriert wird, ist diese Gleichung besonders zur Berechnung von Streuproblemen geeignet, die durch eine begrenzte Zahl von ideal leitfähigen Streuzentren charakterisiert sind. Soll jedoch das Strahlungsfeld hinter einem unendlich ausgedehnten Schirm mit nur wenigen Aperturöffnungen berechnet werden, ist Gleichung 2.59 eher unhandlich, zumal außerdem zuerst ein Näherungsausdruck für das Feld \mathbf{B}^i am Ort des Schirmes gefunden werden muß. In diesem Fall ist es vorteilhafter, einen Ausdruck für das elektrische Feld \mathbf{E}^i zu konstruieren. Die Ableitung eines solchen Ausdruckes kann wieder durch Anwendung des verallgemeinerten Kirchhoffschen Integrales (Gleichung 2.49) auf die Komponenten des E-Feldvektors und geschicktes Ausnützen der Symmetrie des Beugungsproblems erfolgen. Aufgrund der Symmetrie der quellenfreien Maxwellgleichungen bezüglich \mathbf{E} und \mathbf{B} folgt jedoch direkt in Analogie mit der Gleichung des induzierten B-Feldes (Gleichung 2.59) ein entsprechender Ausdruck für das induzierte E-Feld (für $z > 0$):

$$\mathbf{E}^i = \frac{1}{2\pi} \nabla \times \int_{\mathcal{A}+\mathcal{B}} (\mathbf{n} \times \mathbf{E}^i) \frac{e^{ikR}}{R} d\sigma \quad (2.60)$$

Die Integration erstreckt sich hier wieder über die gesamte Schirmfläche. Um zur weiteren Vereinfachung das Verschwinden der tangentialen Komponenten des **gesamten** elektrischen Feldes in den leitfähigen Teilen des Schirmes ausnützen zu können, werden die Felder \mathbf{E}^1 und \mathbf{B}^1 eingeführt, die folgende Symmetrieeigenschaften aufweisen sollen:

$$E_x^1, E_y^1, B_z^1 \quad \text{sind gerade Funktionen in } z \quad (2.61)$$

$$E_z^1, B_x^1, B_y^1 \quad \text{sind ungerade Funktionen in } z \quad (2.62)$$

Diese Bedingungen können so interpretiert werden, daß die Felder \mathbf{E}^1 und \mathbf{B}^1 durch Ladungen und Ströme in der Schirmebene ($z = 0$) erzeugt werden. Die im Schirmmaterial induzierten Felder \mathbf{E}^i und \mathbf{B}^i weisen dementsprechend die selben Symmetrieeigenschaften auf. Die neu eingeführten Felder werden für den Raumbereich $z > 0$ so konstruiert, daß sie die ungestörten, durch die Quelle erzeugten Felder \mathbf{E}^0 und \mathbf{B}^0 (vergleiche Gleichung 2.53) genau aufheben:

$$\mathbf{E}^1 = -\mathbf{E}^0, \quad \mathbf{B}^1 = -\mathbf{B}^0 \quad (2.63)$$

Damit führt eine Superposition dieser beiden Felder mit den Feldern \mathbf{E} und \mathbf{B} (den Gesamtfeldern) zum Verschwinden der ungestörten Felder \mathbf{E}^0 und \mathbf{B}^0 und machen die induzierten Felder \mathbf{E}^i und \mathbf{B}^i zu den Gesamtfeldern im Raumbereich $z > 0$. In Gleichung 2.60 führt diese Superposition zum Wegfallen des Integrales über die leitfähigen Teile des Schirmes, weil hier entsprechend den Randbedingungen des elektrischen Feldes die beiden tangentialen Komponenten E_x^i und E_y^i verschwinden. Für das gebeugte Feld \mathbf{E}_g im Raumbereich $z > 0$ gilt damit:

$$\mathbf{E}_g(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi} \nabla \times \int_{\mathcal{A}} (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) \frac{e^{ikR}}{R} d\sigma \quad (2.64)$$

Historisch betrachtet erfolgte die erste Ableitung dieser Gleichung nicht wie hier dargestellt aus dem Kirchhoffschen Beugungsintegral, sondern folgte aus der Erkenntnis, daß die Randbedingungen des Beugungsproblems exakt durch eine Anordnung zweier an den Rändern verbundener, ideal leitfähiger und von Ringströmen durchflossenen Platten mit infinitesimalem Abstand, von der die Aperturöffnungen ausfüllen werden, beschrieben werden kann. Die gebeugten Felder im Raumbereich $z > 0$ entsprechen dann genau den durch eine solche Anordnung induzierten Feldern (Smythe, 1947).

Weil die Integration in Gleichung 2.64 nur mehr über die Aperturflächen erfolgt, ist diese Form besonders geeignet, Beugungsprobleme, wie sie an optischen Flächen auftreten, zu beschreiben. Die Lösung dieser Gleichung ist allerdings für reale Probleme nur in den seltensten Fällen einer analytischen Lösung zugänglich, so daß für eine vektorielle Beugungsanalyse im allgemeinen auf numerischen Methoden zurückgegriffen werden muß. Dazu wurde ein C-Programm entwickelt, mit dem die numerische Integration von Gleichung 2.64 über die jeweiligen Aperturflächen der optischen Komponenten durchgeführt werden kann. Ausgehend von einer vollständig polarisierten ebenen Welle, die durch das Teleskop fokussiert wird, kann dann das Beugungsbild nach jeder Spiegelfläche schrittweise berechnet werden. Die aus einem Analyseschritt folgenden Felder bilden dann den Ausgangspunkt für den nächsten Schritt bilden. Die Wellenausbreitung zwischen den optischen Komponenten wird dabei durch Einführung eines geeigneten Phasenfaktors der Form $e^{2i\Delta/c}$ beschrieben. Das Verfahren wird für jede Spiegeloberfläche auf Konvergenz geprüft und die Integrations-schrittweite entsprechend angepaßt. Durch Berechnung der Beugungsbilder, die mit verschiedenen polarisierten Feldern entstehen, können polarisationsabhängigen Effekte untersucht werden.

Da die numerische Behandlung von Gleichung 2.64 äußerst aufwendig und dementsprechend rechenintensiv ist, wurde deren Lösung nur für das Teleskop und die kritischen Slicerspiegel durchgeführt. Die so gewonnenen Daten können dann mit der skalaren Analyse verglichen und eventuell auftretende Abweichungen abgeschätzt werden. Abbildung 2.34 zeigt den ersten Schritt der vektoriellen Analyse: Das im Fokus des Teleskops auftretende Beugungsbild. In der linken Bildhälfte ist der Verlauf der Intensität über die Fläche eines Slicerspiegels, in der rechten Bildhälfte die Intensitätsdifferenz der beiden Polarisationsrichtungen parallel und normal zum Slicerspiegel um einem Faktor 10000 überhöht dargestellt. Diese (vernachlässigbaren) Differenzen in dem an und für sich rotations-symmetrischen und damit polarisations-unabhängigen Problem entstehen durch die Anwendung numerischer Methoden und den damit unweigerlich verbundenen Rundungsfehlern. Das Ergebnis des eigentlich interessanten Analyseschrittes ist in Abbildung 2.35 dargestellt. Analog zu Abbildung 2.34 ist in der rechten Bildhälfte der Intensitätsverlauf über die Oberfläche eines Fangspiegels und in der rechten Bildhälfte die 4000fach überhöhte Differenz in den beiden Polarisationsrichtungen dargestellt. Deutlich sind die entlang der schmalen Seite der Slicerspiegel auftretenden Seitenbänder zu erkennen. Bei genauerer Betrachtung sind zudem auch die Seitenbänder erkennbar, die durch Beugung entlang der langen Seite der Slicerspiegel entstehen und die bei entsprechend kleineren räumlichen Maß-

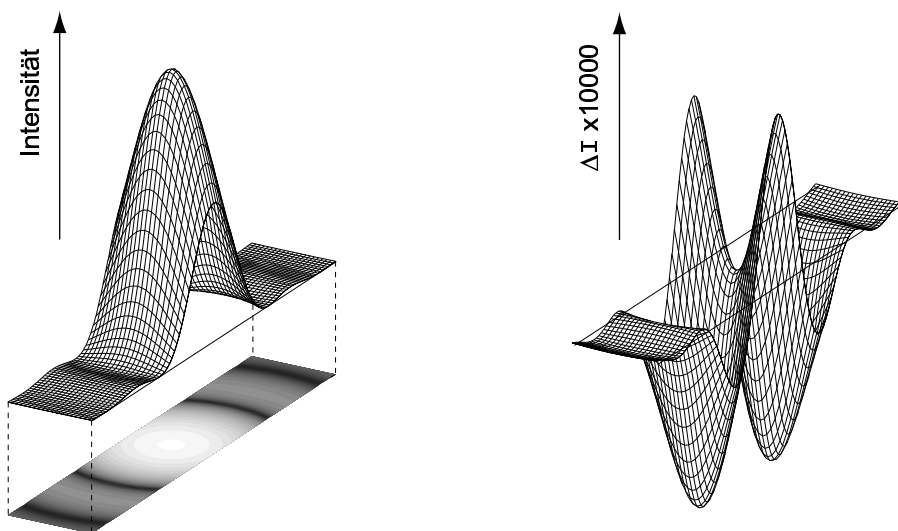


Abbildung 2.34: Der Intensitätsverlauf über die Oberfläche eines Slicerspiegels im Teleskopfokus berechnet durch numerische Integration von Gleichung 2.64. Der rechten Teil des Bildes zeigt die Differenz der beiden Polarisationsrichtungen.

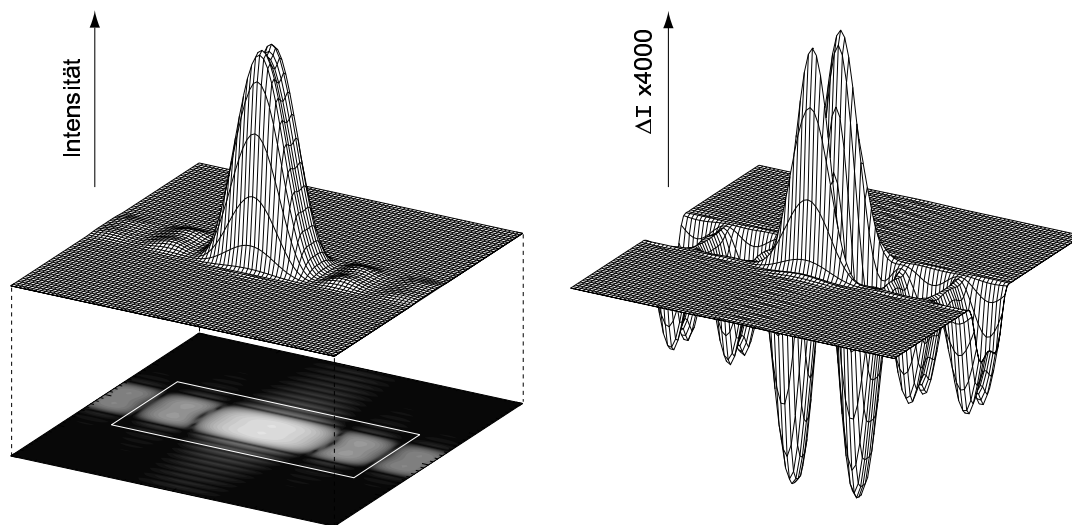


Abbildung 2.35: Der Intensitätsverlauf über die Oberfläche eines Fangspiegels. Die Dimension des Fangspiegels ist als weißes Rechteck angedeutet. Der rechten Teil des Bildes zeigt wieder die Differenz in den beiden Polarisationsrichtungen.

stab auftretenden. Das durch vektorielle Analyse berechnete Beugungsbild stimmt qualitativ hervorragend mit dem Ergebnis der skalaren Analyse überein, wobei alle in den Beugungsbildern auftretenden Strukturen bis in kleinste Details reproduziert werden. Weil außerdem die polarisationsabhängigen Effekte, wie aus der Darstellung der Intensitätsdifferenzen folgt, offensichtlich vernachlässigbar sind, konnte damit gezeigt werden, daß die wesentlich einfacheren skalaren Rechnungen zur korrekten Beugungsanalyse des optischen Systems ausreichen.

2.3.4 Das spektrale Auflösungsvermögen von FIFI LS

Die in den vorhergehenden Unterabschnitten vorgestellte skalare Beugungsanalyse kann (natürlich unter Einbeziehung der hier nicht näher behandelten Analyse der kurzwelligen Kanals) dazu verwendet werden, das spektrale Auflösungsvermögen der beiden Spektrometer als Funktion der Beobachtungswellenlänge zu berechnen. Ein möglicher Weg, zu dem gewünschten Ergebnis zu gelangen wäre zum Beispiel, die mit Hilfe der Analysesoftware auf den Beugungsgittern berechneten Amplitudenwerte der betrachteten Wellenfront am Ort des Detektors phasenrichtig aufzusummieren und daraus das Beugungsbild in spektraler Richtung abzuleiten. Die Berechnung wird jedoch erheblich erleichtert, wenn das Beugungsgitter die Bedingung $d \ll L$ erfüllt, wobei d die Gitterkonstante und L die Länge des Gitters darstellt. In der Fraunhoferschen Näherung entspricht der Intensitätsverlauf im Beugungsmaximum eines solchen Gitters mit sehr vielen Gitterlinien $N = L/d$ in guter Näherung demjenigen Beugungsbild, das von einer einfachen Apertur mit der Länge L hervorgerufen wird. Eine genaue Untersuchung dieser Näherung zeigt, daß das Beugungsbild einer einfachen Apertur schon im Fall des langwelligen Gitters ($N \sim 2720$) und damit erst recht für das kurzwellige Gitter ($N \sim 3840$) praktisch identisch mit dem Beugungsbild des Beugungsgitters ist: Für das langwellige Gitter bei $\lambda = 160 \mu\text{m}$ beträgt die Intensitätsdifferenz der beide Beugungsbilder im ersten Minimum nur etwa $4.5 \times 10^{-5} \%$. Damit können die Beugungsgitter bei der Berechnung des spektralen Auflösungsvermögens durch einfache Aperturen ersetzt werden, wobei die Aperturdimensionen entsprechend dem wellenlängenabhängigen Kippwinkel der Beugungsgitter zu variieren sind.

Für das reale System ist außerdem zu beachten, daß die Abtastung des Beugungsbildes nicht kontinuierlich erfolgt, sondern durch die Dimension der einzelnen Pixel vorgegeben ist. Die gemessene Intensität entspricht somit einer Faltung des kontinuierlichen Intensitätsverlaufes mit einem Quadrat, dessen Größe einem Pixels im Fokus des Instrumentes ($3.6 \times 3.6 \text{ mm}$) entspricht. Ein Vergleich zwischen dem kontinuierlichen Intensitätsverlauf in spektraler Richtung und dem Intensitätsverlauf unter Berücksichtigung der diskreten Abtastung durch die einzelnen Pixel ist in Abbildung 2.36 dargestellt. Wie aus der Darstellung zu entnehmen ist, führt die diskrete Abtastung zu einer geringfügigen Verbreiterung der spektrale Antwortfunktion und damit zu einer Verringerung des spektralen Auflösungsvermögens. Das Rayleigh-Kriterium, nach dem zwei eng benachbarte Spektrallinien aufgelöst werden können, wenn das Beugungsmaximum der einen Wellenlänge gerade im ersten Minimum der zweiten Wellenlänge liegt, kann wie aus Abbildung 2.36 ersichtlich nicht mehr zur Berechnung des spektralen Auflösungsvermögens herangezogen werden: Die spektrale Antwortfunktion entspricht in guter Näherung einer Gaußfunktion und weist deshalb keine Nebenmaxima oder Minima auf. Aus diesem Grund wurde das Auflösungsvermögen so definiert, daß zwei Spektrallinien noch getrennt werden können, wenn sie sich um die Wellenlänge $\Delta\lambda$ unterscheiden, die genau einer Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum, FWHM) der spektralen Antwortfunktion entspricht. Mithilfe dieser Definition kann aus dem Ergebnis der skalaren Beugungsanalyse das Auflösungsvermögen $R = \lambda/\Delta\lambda$ für jede beliebige Wellenlänge λ berechnet werden. In Abbildung 2.37 sind die Ergebnisse dieser Analyse dargestellt. Demnach reicht die Geschwindigkeitsauflösung $c \cdot (\Delta\lambda/\lambda)$ des Instrumentes von etwa 50 km/s bei $70 \mu\text{m}$ in zweiter Beugungsordnung des kurzwelligen Gitters bis rund 240 km/s bei $110 \mu\text{m}$ im langwelligen Band.

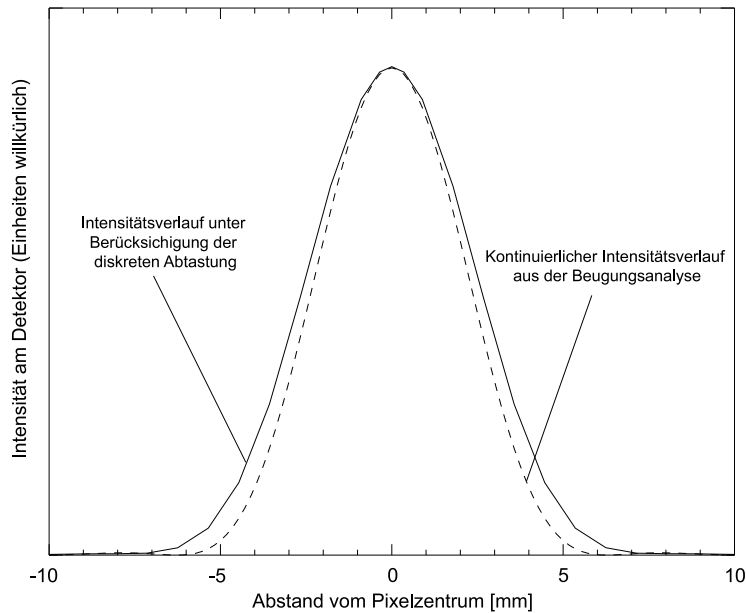


Abbildung 2.36: Der spektrale Intensitätsverlauf auf dem Detektor des langwelligen Spektrometers bei der Abbildung einer monochromatischen ($\lambda = 160 \mu\text{m}$) Punktquelle. Der Vergleich zeigt die Verbreiterung der spektrale Antwortfunktion bei Berücksichtigung der diskreten Abtastung durch die einzelnen Pixel (durchgezogene Linie) gegenüber einer kontinuierlichen Abtastung (gestrichelt).

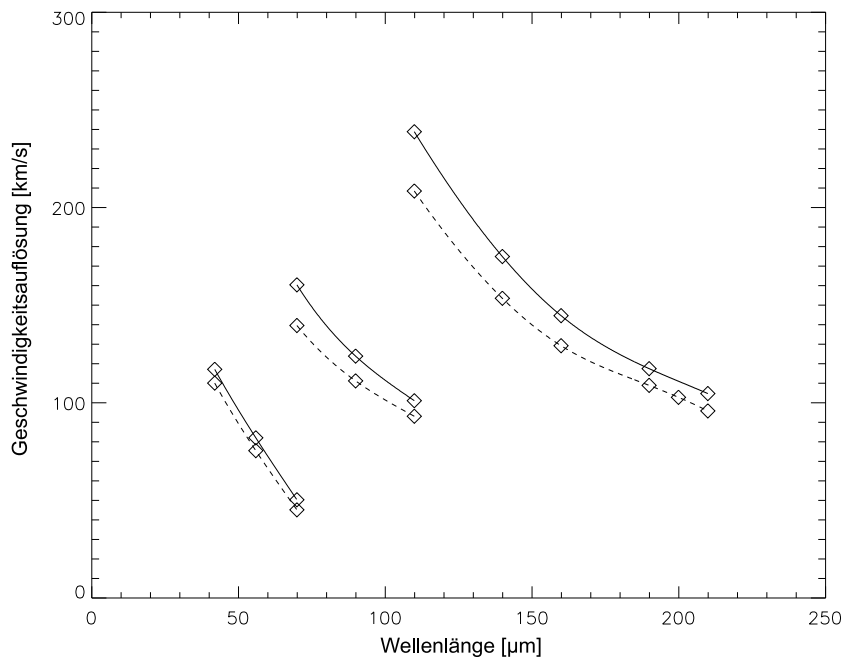


Abbildung 2.37: Das spektrale Auflösungsvermögen von FIFI LS, dargestellt als Geschwindigkeitsauflösung $c \cdot (\Delta\lambda/\lambda)$ ($c = \text{Lichtgeschwindigkeit}$). Die durchgezogenen Linien bezeichnen wieder die unter Berücksichtigung der diskreten Abtastung und die gestrichelten Linien die bei einer kontinuierlichen Abtastung berechneten Werte.

2.4 Optomechanische Komponenten

Viele der in FIFI LS verwendeten optischen Komponenten müssen Bewegungen ausführen können. Die überwiegende Mehrzahl dieser optomechanischen Systeme werden bei kryogenen Temperaturen (und im Vakuum) betrieben werden, was bei Konstruktion und Aufbau besonders zu beachten ist. Bei mechanischen Teilen die in kryogener Umgebung zuverlässig funktionieren sollen, muß besonderes Augenmerk auf reibungsarmen Lauf und geringe Leistungsaufnahme gelegt werden. Um Bewegungen zwischen Bereichen unterschiedlicher Temperatur oder unterschiedlichen Druckbedingungen zu übertragen, sind für manche Aufbauten außerdem mechanische Durchführungen unerlässlich. In den verschiedenen Einsatzbereichen sind dann Eigenschaften wie Vakuumdichtheit, reibungsarmer Lauf, niedrige Wärmeleitfähigkeit oder Lichtdichtheit gefragt. Einige handelsübliche Schrittmotoren können nach Modifikation ohne größere Probleme in Flüssig-Stickstoff gekühlten Bereichen betrieben werden. Die relativ große Leistungsaufnahme und die damit verbundene hohe Kühlmittelverdampfungsrate sowie der relativ unzuverlässige Betrieb macht jedoch einen Einsatz in flüssig Helium gekühlter Umgebung unmöglich. In diesen Umgebungen können Rotationsbewegungen zuverlässig nur mit speziell konstruierten Durchführungen eingeleitet werden. In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten optomechanischen Komponenten - allen voran der recht komplexe Gitterantrieb - im einzelnen vorgestellt und deren spezieller Aufbau entsprechend dem Einsatzbereich erläutert.

2.4.1 Der Gitterantrieb

In den beiden, jeweils in Littrow-Konfiguration aufgebauten Spektrometern von FIFI LS wird die Beobachtungswellenlänge durch Verkippen der Beugungsgitter eingestellt. Dem nominellen Wellenlängenbereich von 42 - 110 μm in erster und zweiter Beugungsordnung, beziehungsweise 110 - 210 μm , in erster Ordnung, entspricht dabei eine Gitterdrehung von etwa $\pm 20^\circ$. Diese Kippbewegung muß allerdings mit sehr hoher Präzision durchgeführt werden. Wenn auf dem Detektor nur eine Abweichung toleriert werden soll, die in spektraler Richtung 1/10 Pixel entspricht, so muß die Gitterbewegung einer Genauigkeit von etwa 4 Bogensekunden gemessen und kontrolliert werden. Eine noch wesentlich strengere Bedingung gilt jedoch für zufällige Bewegungen des Gitters. Diese führen nämlich wie in Abschnitt 2.2.7 erwähnt aufgrund der wellenlängenabhängigkeit der verwendeten Filter direkt zu einer Verschlechterung des Signal-zu-Rauschverhältnis im detektierten Signal. Eine genaue Untersuchung dieses Effektes zeigt, daß für die Gitterbewegung tatsächlich nur etwa 50×10^{-3} Bogensekunden/ \sqrt{Hz} toleriert werden können.

Als weitere Randbedingung soll die Drehung des Gitters möglichst schnell durchführbar sein, um bei einem Verstellen der Beobachtungswellenlänge nicht wertvolle Flugzeit zu verlieren. Außerdem muß der Antrieb bei der Betriebstemperatur des Gitters (4.2 K) zuverlässig funktionieren und die Leistungsabgabe so gering wie möglich sein, damit sich die Beugungsgitter nicht erwärmen oder die Haltezeit des flüssigen Heliumvorrates verkürzt wird. Die meisten diese Forderungen widersprechen einander scheinbar, wobei allerdings bei kaum einem Punkt Platz für Kompromisse vorhanden ist. Als Lösung wurde ein recht komplizierter Antrieb aufgebaut, der durch folgende Konstruktionsmerkmale alle genannten Randbedingungen erfüllt:

- Die Gitterbewegung erfolgt durch einen zweistufigen Antrieb. Ein spielfrei aufgebauter, mechanischer Grobantrieb ermöglicht die schnelle Verstellung des Gitters über den großen Schwenkbereich, während ein piezoelektrischer Feinantrieb die Bewegung mit der erforderlichen Genauigkeit zuläßt.

- Die Grobverstellung wird durch einen außerhalb des 4 K Bereiches bei 77 K montierten Schrittmotor angetrieben, wobei die erforderliche Drehbewegung kontaktlos über eine lichtdichte, magnetisch wirkende Durchführung in den 4 K Bereich übertragen wird.
- Zur wirksamen Unterdrückung höherfrequenter Drehschwingungen (über ~ 50 Hz), wird eine als mechanischer Tiefpaß wirkende, passive Wirbelstromdämpfung direkt am Gitter montiert.

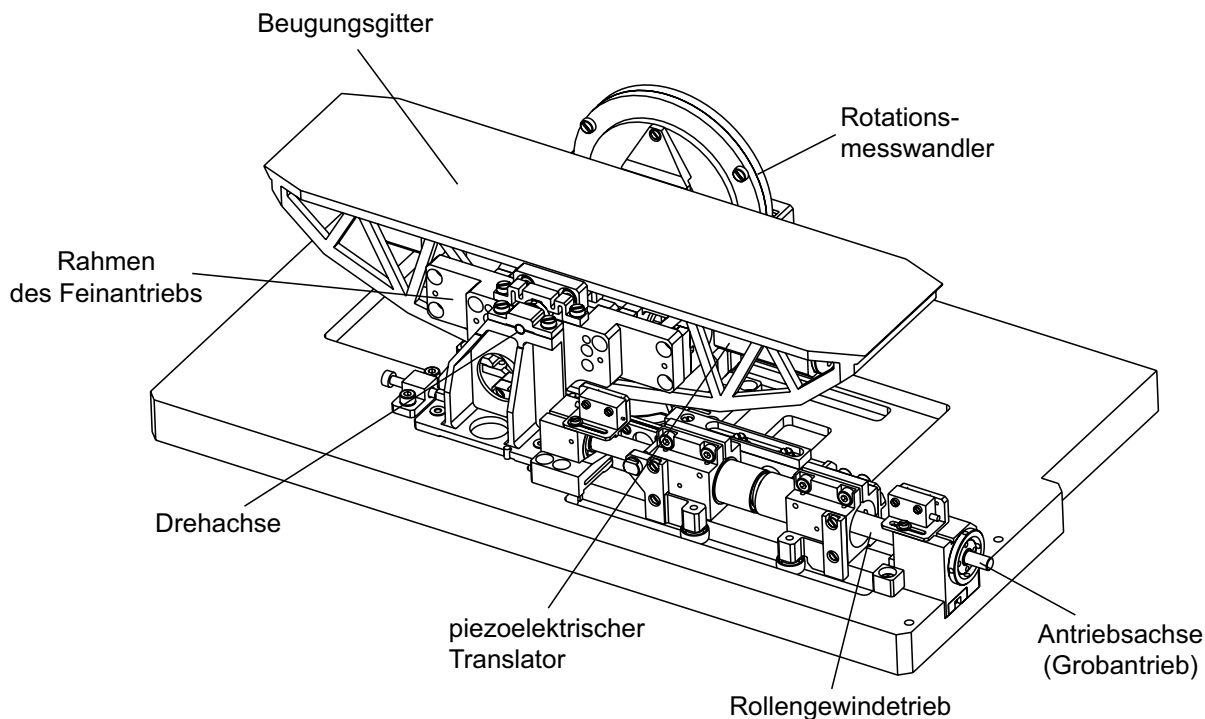


Abbildung 2.38: Der Prototyp des in FIFI LS verwendeten kryogenen Gitterantriebes.

Kernstück des Grobantriebes ist ein hochpräziser Rollengewindetrieb mit Rollenrückführung der Firma SKF mit einer Steigung von 1 mm, der bei einer Gewindelänge von 300 mm eine Steigungsgenauigkeit von $23 \mu\text{m}$ aufweist. Der Gewindetrieb wurde durch Entfetten und Beschichten mit einem Trockenschmiermittel (zum Beispiel Wolframdisulfid) für den kryogenen Betrieb umgerüstet. Bei einer Drehung des Rollengewindetriebes laufen die beiden durch eine federbelastete Konterverschraubung spielfrei gemachten Rollengewindemuttern vor beziehungsweise zurück. Diese Bewegung wird über eine Anordnung von Schubstange und Hebel auf eine geschlossene Rahmenstruktur übertragen. Diese Anordnung bildet damit ein präzises Getriebe, mit dem eine Drehung am Rollengewindetrieb mit hohem Untersetzungsverhältnis in eine Drehung des Rahmens übersetzt. Das Untersetzungsverhältnis hängt von der Steigung des Gewindetriebes und der Länge des Triebhebels ab und beträgt, wie man durch einfache geometrische Überlegungen herleiten kann, in unserem Fall (Steigung: 1 mm, Hebellänge: 55 mm) etwa 1:346, wobei sich dieses Verhältnis abhängig von der Gitterstellung geringfügig ändert.

Die Rahmenstruktur selbst ist als Halter für zwei mechanisch in Serie wirkende piezoelektrische Translatoren (Firma PI, Typ P-239.60) ausgelegt, die das Gitter wiederum über einen Hebel, der in diesem Fall Teil der Gitterstruktur ist, relativ zum Rahmen bewegen. Die Piezotranslatoren haben bei Raumtemperatur einen maximalen Verstellweg von $100 \mu\text{m}$ ($\pm 20\%$),

der sich allerdings erfahrungsgemäß bei 4 K auf ungefähr 1/4 des Raumtemperaturwertes verringert. Als positiver Nebeneffekt verschwindet dabei allerdings die bei Raumtemperatur noch deutlich auftretende Hysterese in der Piezobewegung praktisch vollständig. Die Translatoren sind auf Bewegungen mit Sub-Nanometer Auflösung ausgelegt, wodurch eine Feinbewegung des Beugungsgitters mit Sub-Bogensekunden Genauigkeit durchgeführt werden kann.

Zur hochpräzisen und zuverlässigen Bestimmung der aktuellen Gitterposition wird ein INDUCTOSYN Rotationsmeßwandler der Firma FARRAND (3.94 inch, 512 pole) eingesetzt, dessen Rotor direkt mit dem Gitter und dessen Stator ortsfest mit der Haltestruktur verbunden ist. Die Ausleseauflösung kann in der Kontrollelektronik gewählt werden, wobei eine Auflösung von bis zu 0.077 Bogensekunden erreicht wird. Um jedoch eine solche Genauigkeit tatsächlich über eine volle Drehung zu erreichen, müßte die Justage des Meßwandlers und die Zentrierung des Rotors und Stators zueinander mit einer Präzision von $\sim 0.1 \mu\text{m}$ durchgeführt werden. Für die geforderte Genauigkeit von 4 Bogensekunden über den Schwenkbereich von $\pm 20^\circ$ ist jedoch eine Justagepräzision von etwa $5 \mu\text{m}$ ausreichend.

Bei hochempfindlichen Messungen an Bord eines Flugzeuges stellt der hohe Vibrationspegel ein besonderes Problem dar. Das Vibrationsspektrum weist dabei bei mehreren, relativ engbandige Spitzen auf, die bei den Resonanzfrequenzen diverser Strukturen des Flugzeuges und des Teleskops auftreten und aus einem allgemeinen breitbandigen Untergrund herausragen. Abbildung 2.39 zeigt ein typisches (simuliertes) Vibrationsspektrum, wie es an Bord von SOFIA in vertikaler Richtung auftreten wird. Alleine das Teleskop weist im Frequenzbereich zwischen 20 - 110 Hz etwa 25 Eigenfrequenzen auf.

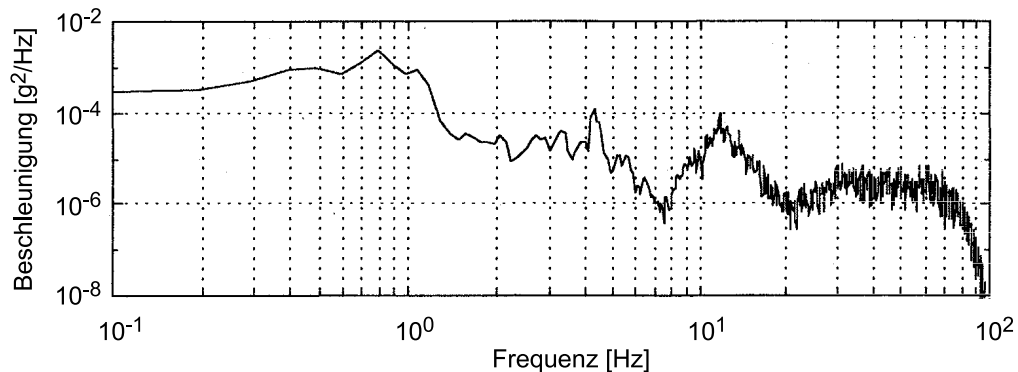


Abbildung 2.39: *Simuliertes Vibrationsspektrum in vertikaler Richtung an Bord von SOFIA.*

Um unter diesen Bedingungen störungsfreie Beobachtungen durchführen zu können, wurde der Gitterantrieb mit einer Reihe von aktiven und passiven Dämpfungssystemen versehen. Zum einen läuft der piezoelektrische Feintrieb in einer geschlossenen Regelschleife, in der wir erwarten, Abweichungen im Bogensekundenbereich bis zu einer Grenzfrequenz von etwa 10 Hz ausgleichen zu können. Um auch eine wirksame Dämpfung höherfrequenter Vibrationen sicherzustellen, werden an der Unterseite des Gitters mehrere „Paddel“ aus hochleitfähigem Material wie zum Beispiel Reinaluminium oder OFHC Kupfer montiert, die im Feld von Hochfluß-Permanentmagneten aus Neodym-Eisen-Bor laufen. Bei einer Bewegung der Gitter werden in den Paddeln Wirbelströme entsprechend der Lenzschen Regel induziert, durch die die Bewegungsenergie wirksam dissipiert wird. Die Wirksamkeit dieser Wirbelstromdämpfung nimmt für höhere Frequenzen zu, die Grenzfrequenz wird so eingestellt, daß die passive Dämpfung übernimmt, wenn die Frequenzen für die aktive Regelung zu groß werden.

Kontrollelektronik

Um auf die besonderen, zum Teil noch nicht einmal genau bekannten (weil nur simuliert vorliegenden) Gegebenheiten an Bord des SOFIA Flugzeuges eingehen zu können und dabei ein Höchstmaß an Flexibilität zu bewahren, wurde die Auslese- und Kontrollelektronik für die beiden, zur Bestimmung der Gitterposition eingesetzten INDUCTOSYN Rotationsmeßwandler selbst entwickelt. In Abbildung 2.40 ist das Prinzipschaltbild der Kontrollelektronik dargestellt. Die Schaltung ist funktionell in drei Grundeinheiten gegliedert:

- Oszillator
- Vorverstärker
- Positions - Digital Wandler

Die einstellbare Erregerspannung wird von einem kommerziell erhältlichen Oszillator der Firma Analog Devices generiert, der außerdem gleichzeitig ein Referenzsignal für die phasensensitive Messung des Positionssignals liefert. Weil die Detektion der Ortsinformation phasenabhängig zu diesem Referenzsignal durchgeführt wird, ist die korrekte Phasenlage des Referenzsignals zum Meßsignal von entscheidender Bedeutung. Aus diesem Grund ist ein verstellbarer Phasenschieber vorhanden, mit dem die von den nachfolgenden Komponenten im Detektionskreis erzeugte Phasenverschiebung kompensiert werden kann.

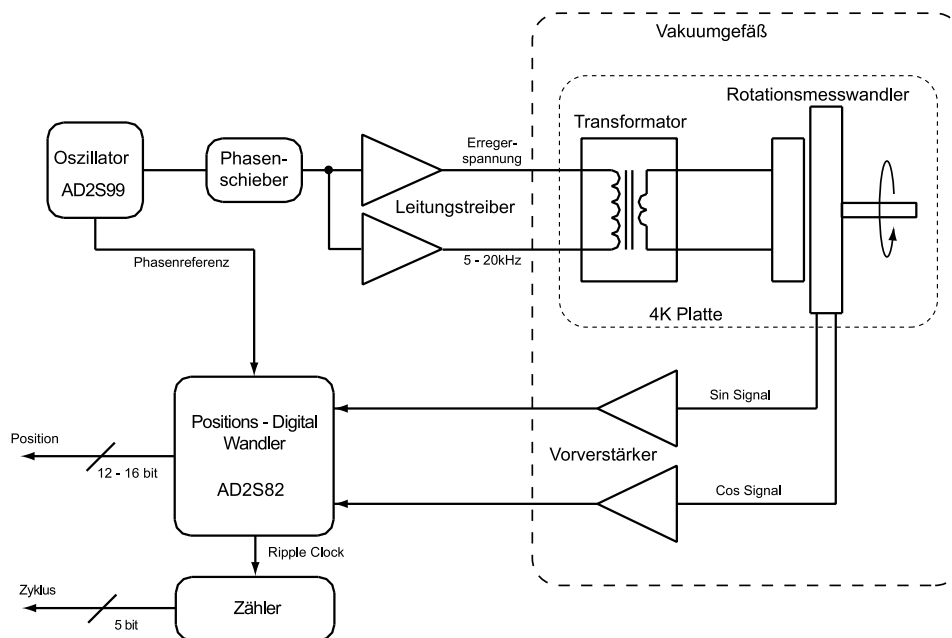


Abbildung 2.40: Blockschaltbild der Ausleseelektronik für die zur Bestimmung der Gitterposition verwendeten Rotationsmeßwandler.

Die Meßwandler benötigen einen relativ hohen Erregerstrom von etwa 0.25 - 0.5 A um ein detektierbares Signal zu liefern. Um jedoch den Wärmeeintrag auf die kalte 4 K Arbeitsfläche möglichst gering zu halten, können als Zuleitungsdrähte für die Erregerspannung nur dünne Konstantandrähte verwendet werden. Andererseits liegt der elektrische Widerstand der im Kryostaten verwendeten Konstantandrähte bei etwa 50 Ω , wodurch diese Drähte bei dem

nominellen Erregerstrom mehrere Watt dissipieren - ein für den Heliumkryostaten unakzeptabel hoher Wärmeeintrag. Weil andererseits jedoch die Kupferwindungen des Meßwandlers bei 4 K nur mehr einen Widerstand von etwa 70 mΩ aufweist, muß in diesem Fall nur eine Erregerspannung von 35 mV angelegt werden, um einen Erregerstrom von 0.5 A zu erreichen. Diese Spannung kann erzeugt werden, indem ein „Hochspannungssignal“ von 1.75 V an die Primärseite eines auf der kalten Platte montierten Transformators mit einem Wicklungsverhältnis vom 50:1 gelegt wird. Der Transformator übersetzt dann den sekundärseitigen Lastwiderstand R_2 des Meßwandlers in einen scheinbaren primärseitigen Widerstand R_1 entsprechend der Gleichung:

$$R_1 = \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^2 \cdot R_2 \quad (2.65)$$

N_1 bezeichnet dabei die primärseitige und N_2 die sekundärseitige Windungszahl. Der primärseitige Widerstand beträgt somit 175 Ω und der Primärstrom 10 mA. Dieser niedrige Strom kann problemlos über die erwähnten dünnen Drähte in das kryogene System eingeleitet werden, ohne einen erhöhten Wärmeeintrag durch Wärmeleitung oder Energiedissipation in Kauf nehmen zu müssen. Die primärseitige Erregerspannung wird dann von einem differentiellen Leistungsverstärker geliefert.

Die Meßwandler liefern zwei Ausgangssignale im mV-Bereich, in deren relativer Amplitude die Positionsinformation kodiert ist. Diese Signale werden in getrennten, rauscharmen Vorverstärkerstufen verstärkt und von einem kommerziellen Positions - Digitalwandler (Analog Devices) direkt in digitale Positionsinformation mit einer einstellbaren Auflösung von 10, 12, 14 oder 16 bit übersetzt. Die von uns verwendeten Meßwandler haben die Eigenschaft, daß die Positionsinformation nur innerhalb eines Winkels von 1.406° (ein „Zyklus“) eindeutig ist und sich danach wiederholt. Um damit die aktuelle Gitterposition im gesamten Schwenkbereich der Beugungsgitter (40°) auslesen zu können, muß der digitale Positionswert durch einen 5 bit Zähler erweitert werden, der die jeweils durchlaufenen Zyklen unter Berücksichtigung der Drehrichtung angibt. Die gesamte digitale Positionsinformation wird von einem Steuer-PC eingelesen. Über die Steuersoftware kann dann die Gitterposition entsprechend den jeweiligen Erfordernissen entweder in einer geschlossenen Regelschleife konstant gehalten (Beobachtungsfall) oder nach Unterbrechen der Regelschleife auf eine neue Wellenlänge eingestellt werden.

In Tabelle 2.6 sind die wichtigsten Leistungsmerkmale der Ausleseelektronik zusammengefaßt.

| | |
|--------------------|--|
| Erregerfrequenz | einstellbar 5 - 20 kHz |
| Positionsauflösung | 10, 12, 14 oder 16 bit/Zyklus |
| | 4.9, 1.24, 0.31 oder 0.077 Bogensekunden |
| Zykluszähler | 5 bit |

Tabelle 2.6: *Leistungsmerkmale der Kontrollelektronik für den Gitterantrieb.*

Die Drehdurchführungen

Die Grobverstellstufe des Gitterantriebes wird von einem auf der 77 K Fläche montierter, durch einfache Modifikationen für den kryogenen Einsatz umgerüsteten Schrittmotor angetrieben. Um die Wärmelast auf das Flüssig-Heliumbad zu minimieren und zudem eine „Leckstrahlung“ aus dem 77 K-Bereich zu verhindern, wurde zur Durchführung der Drehbewegung vom Motor auf den Rollengewindetrieb eine kontaktlose, magnetisch wirkende Kupplung entwickelt. Die Kupplung besteht aus zwei parallel zueinander montierten Aluminiumhaltern, an deren Umfang 20

Hochflußmagnete aus NdFeB angeordnet sind. Die Flußlinien der individuellen Magnete werden durch Weicheisenringe, die als Joch an der Rückseite der Halter angebracht sind, geschlossen. Auf diese Weise kann das Magnetfeld im Wesentlichen auf den Raum zwischen den Haltern beschränkt werden. Der mit einer Hallsonde gemessene Verlauf des axialen Magnetfeldes (parallel zur Drehachse) im Raum außerhalb der Kupplung ist aus Abbildung 2.41 ersichtlich.

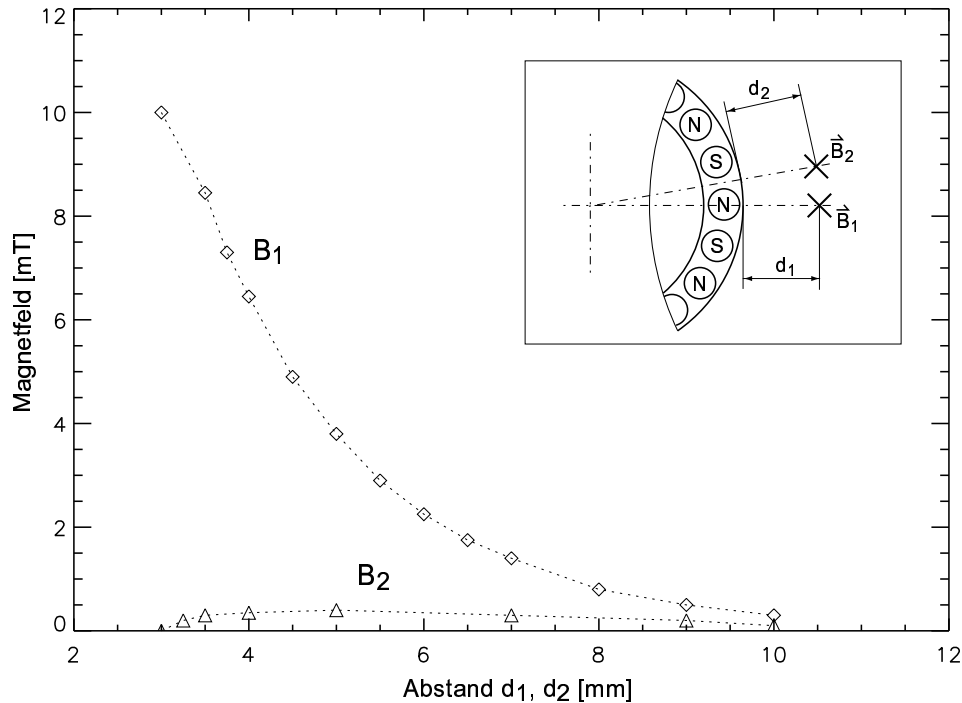


Abbildung 2.41: Der Abfall der axialen Komponente des Magnetfeldes B_1 , B_2 außerhalb der Magnetkupplung als Funktion des Abstandes vom Außenradius d_1 , d_2 , gemessen bei einem Spaltabstand von 5 mm. Es wurden die im eingelegten Bild dargestellten Fälle „neben einem Magnet“ (Index 1) und „zwischen zwei Magneten“ (Index 2) untersucht. Der Durchmesser der verwendeten Hallsonde beträgt 6 mm.

Zwischen den beiden Kupplungshälften befindet sich der Strahlungsschild des mit flüssigem Helium gekühlten Bereiches. Um die durch induzierte Wirbelströme bedingte Energiedissipation aus der Drehbewegung zu minimieren, sollte das Schildmaterial im Bereich der Kupplung aus einem möglichst dünnen Blech mit möglichst schlechter elektrischer Leitfähigkeit ausgeführt sein. Dabei kommt vor allem Edelstahl oder mehrere Schichten aus metallbedampften Mylarfolien in Betracht. Weil die endgültige Materialwahl noch durch Experimente betätigt werden soll, ist der mechanische Aufbau der Kupplung so ausgelegt, daß das Schildmaterial in diesem Bereich einfach ausgewechselt werden kann.

Da die Kopplung der Drehkräfte kontaktlos durch Magnetfelder erfolgt, stellt die beschriebene Durchführung keine starre Kupplung dar. Im unbelasteten Zustand befinden sich die Magnete durch ihre umgekehrte Polung in Potentialminima.

Bei blockierter Abtriebsseite kann die Antriebsseite durch Aufbringen eines Drehmomentes M um einen Winkel ϕ gegen das Winkelrichtmoment D verdreht werden, was für ein System mit Trägheitsmoment I bedeutet, daß in Analogie zu einem Feder - Massesystem eine Torsi-

onsschwingung mit einer Resonanzfrequenz entsprechend Gleichung 2.66 erfolgen kann.

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{D}{I}} \quad (2.66)$$

Das Winkelrichtmoment D ist dabei Abhängig von der Anzahl der verwendeten Magnete und des Abstandes zwischen den Halteplatten (Spaltbreite). Die gemessene Resonanzfrequenz und das daraus ermittelte Winkelrichtmoment als Funktion der Spaltbreite ist in Abbildung 2.42 dargestellt.

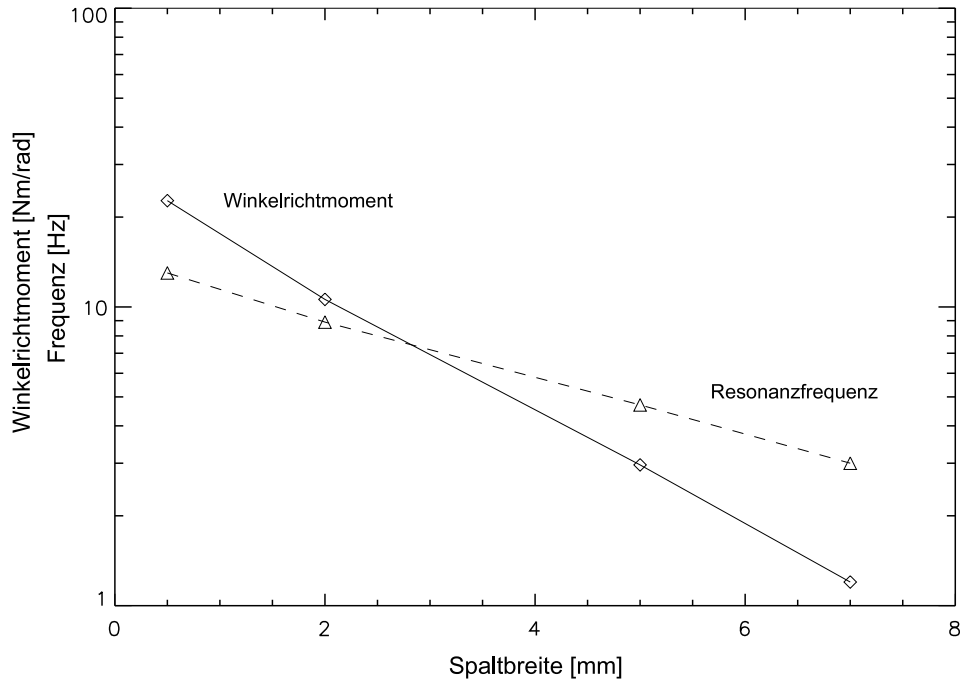


Abbildung 2.42: Der Verlauf der Resonanzfrequenz und des Winkelrichtmomentes als Funktion der Spaltbreite für eine Kupplung mit 20 Magnetpaaren.

Eine Abschätzung der in der Antriebskette zu erwartenden Resonanzen ist für den Einsatz auf einem Flugzeug besonders wichtig, weil das System nach Möglichkeit so ausgelegt werden soll, daß unvermeidliche Resonanzen in einem möglichst vibrationsarmen Bereich des Anregungsspektrums (siehe Abbildung 2.39) zu liegen kommen.

Mechanische Eigenschaften

Angesichts des reichen Vibrationsspektrums an Bord des SOFIA-Flugzeuges erscheint eine effiziente Anregung aller erdenklichen Resonanzen in der Antriebskette der Beugungsgitter wie auch in den strukturellen Teilen des Antriebes selbst als sehr wahrscheinlich. Weil aber jede Veränderung der Gitterposition einer Wellenlängenverschiebung entspricht, kann während einer Beobachtung eine Veränderung der Gitterposition nur bis zu einem gewissen Maß toleriert werden, um die korrekte Abtastung der spektralen Information mit der geforderten Auflösung nicht zu gefährden. Für FIFI LS wurde die maximal zu tolerierende Abweichung auf 4 Bogensekunden festgelegt, was einer Verschiebung der spektralen Information um etwa 1/10 Pixel entspricht.

Wie bereits in Abschnitt 2.4.1 erwähnt, verfügt der Gitterantrieb über zwei Dämpfungsmechanismen: Eine aktiv geregelte Dämpfung für die niederfrequenten Schwingungen und eine passive Wirbelstromdämpfung für den Anteil der höherfrequenten Schwingungen. Weil die Wirbelstromdämpfung für hohe Frequenzen effektiver arbeitet und eine aktive Regelung erfahrungsgemäß nur bis zu etwa 10% der niedrigsten Resonanzfrequenz des Systems funktioniert, ist es sinnvoll den Gitterantrieb mechanisch so auszulegen, daß die niederfrequenteste Systemresonanz bei einer möglichst hohen Frequenz auftritt.

Die Beugungsgitter selbst weisen durch ihre fachwerksartige Struktur einen umfangreichen Satz an Eigenschwingungen auf, deren Grundschwingungen allerdings im Bereich von mindestens einem Kiloherz und damit im einem Bereich des Vibrationsspektrums (Abbildung 2.39) liegen, in dem kaum noch eine nennenswerte Anregung erfolgt.

In der Antriebseinheit selbst muß mit dem Auftreten einer größeren Zahl potentiell niederfrequenter Resonanzen gerechnet werden. Die Wichtigsten sind dabei: Die Schwingung des Gitters relativ zur Rahmenstruktur des Feinantriebes mit der Federwirkung der Piezoelemente, die Torsionsschwingung des Gitters aufgrund einer Verwindung der Rahmenstruktur, die Schwingung des gesamten Feinantriebes durch Federwirkungen im Grobantrieb und die Schwingung des gesamten Gitteraufbaus durch die Federwirkung der magnetischen Kupplung. In einzelnen Fällen, in denen die maßgeblichen Federkonstanten bekannt sind, kann die theoretische Resonanzfrequenz durch Gleichung 2.66 abgeschätzt werden. Werte für die Federkonstanten wurden dabei für die Piezoelemente (Literaturwert) und die magnetische Kupplung (Messung) ermittelt.

Die Steifigkeit k der piezoelektrischen Elemente kann durch Gleichung 2.67 in ein Winkelrichtmoment übersetzt werden:

$$D = \frac{M}{\phi} = kL^2, \quad (2.67)$$

M bezeichnet dabei das Drehmoment, daß eine Drehung um den Winkel ϕ bewirkt, und L die Hebellänge, also den Abstand von der Rotationsachse in dem der Piezo angreift. Die Gesamtsteifigkeit der beiden in Reihe verwendeten Piezos beträgt $45 \text{ N}/\mu\text{m}$ bei einer Hebellänge von 15 mm . Mit einem Trägheitsmoment des Beugungsgitters von $4.27 \times 10^{-3} \text{ kgm}^2$ ergibt sich eine theoretische Resonanzfrequenz von etwa 245 Hz .

Das Winkelrichtmoment der magnetischen Kupplung kann aus Abbildung 2.42 entnommen werden. Durch eine Getriebestufe, wie sie der Rollengewindetrieb des Grobantriebes darstellt, wird dieses Winkelrichtmoment D entsprechend der Gleichung 2.68 in ein effektives Winkelrichtmoment D_{eff} übersetzt.

$$D_{eff} = \frac{D}{r^2} \quad (2.68)$$

Das Übersetzungsverhältnis r der Getriebestufe beträgt in unserem Fall: $r = 1/346$ (siehe Abschnitt 2.4.1). Bei einer Spaltbreite von 5 mm beträgt das Winkelrichtmoment etwa 3 Nm/rad , woraus sich ein effektives Winkelrichtmoment von $3.6 \times 10^5 \text{ Nm/rad}$ ergibt. Bei einem Trägheitsmoment von etwa $6.7 \times 10^{-3} \text{ kgm}^2$ beträgt die errechnete Resonanzfrequenz rund 1200 Hz und liegt damit im unkritischen Bereich.

Eine Messung am realen Gitterantrieb ergibt jedoch für die niedrigste Resonanzfrequenz einen Wert von etwa 60 Hz , wobei bis auf die Magnetdurchführung alle erwähnten Beiträge in etwa gleiche Anteile zu haben scheinen. Daraus kann geschlossen werden, daß die einzelnen Komponenten des Gitterantriebes noch nicht optimal ausgelegt sind, so daß bei der Kraftübertragung die jeweiligen Federkonstanten nicht ideal ausgenutzt werden.

2.4.2 Sonstige Komponenten

Neben dem Antrieb der Beugungsgitter, die zweifellos die komplexesten beweglichen Komponenten in FIFI LS darstellen, werden noch eine Vielzahl von kryogenen Antrieben eingesetzt. Je nach Einsatzzweck und Einsatztemperatur werden dabei verschiedene Antriebskonzepte zur Anwendung kommen. Eine besondere Herausforderung stellen naturgemäß diejenigen Komponenten dar, die bei einer Temperatur von 4 K arbeiten sollen, weil hier aufgrund der hohen Verlustwärme handelsüblicher Motoren kein Direktantrieb von den 4 K Arbeitsplatte aus erfolgen kann. Von dieser Schwierigkeit sind, außer den Gitterantrieben, vor allem die Antriebe betroffen, die zum Austausch des dichroitischen Strahlteilers am Spektrometereingang und zum Wechseln des Filters in der Pupille des kurzwelligen Detektors dienen (vergleiche Abschnitt 2.2.7). Während zum Austausch der Strahlteiler, ähnlich wie für den Gitterantrieben, ein Schrittmotor mit Magnetdurchführung vorgesehen ist, konnte diese Variante für den Filterwechsler im blauen Spektrometer aus Platzmangel nicht eingesetzt werden. Hierfür wurde ein spezieller Kryomotor konstruiert, der durch die Verwendung von kernlosen Luftspulen eine extrem niedrige Verlustleistung aufweist und damit direkt bei einer Temperatur von 4 K betrieben werden kann.

Die genaue Konstruktion der gehoppten Kalibrationsquelle (Abschnitt 2.2.5) ist noch nicht festgelegt. Der Antriebsmotor wird allerdings aller Wahrscheinlichkeit nach ebenfalls bei einer Temperatur von 4 K betrieben werden. Inwiefern sich der erwähnte Kryomotor für diesen Einsatz eignet wird zur Zeit geprüft.

Wesentlich einfacher gestaltet sich der Antrieb der kryogenen Komponenten, die sich auf einer Temperatur von 77 K befinden, weil hier die diversen Motoren aufgrund der im Vergleich zu flüssigem Helium fast $70\times$ höheren Verdampfungswärme von flüssigem Stickstoff direkt betrieben werden können. Dementsprechend sind für den Antrieb des K-Spiegels (Abschnitt 2.2.3) sowie für den Antrieb des Klappspiegels, mit dem die Kontinuumsstrahlung der Kalibrationsquelle in den Strahlengang der Spektrometer eingekoppelt wird, geregelte Gleichstrommotoren oder Schrittmotoren vorgesehen, die in unmittelbarer Nähe der jeweiligen Komponente direkt an der kryogenen Arbeitsplatte montiert werden.

2.5 Die Detektoren

In FIFI LS wird in jedem der beiden Wellenlängenbänder ein eigenes 16×25 Pixel großes Detektor-Array eingesetzt. Diese wurden in unserer Arbeitsgruppe basierend auf die Erfahrungen mit dem Infrarot-Experiment FIFI (Poglitsch et al., 1991) entwickelt und stellen zur Zeit die weltweit größten und leistungsfähigsten auf Photoleitern basierenden Detektor-Arrays für den Ferninfrarotbereich dar. Eine sehr ausführliche Beschreibung des Aufbaues und der Funktion der Detektoren findet sich in der Dissertation von D. Rosenthal (Rosenthal, 2001), weshalb an dieser Stelle nur eine kurze Zusammenfassung gegeben wird.

Bei dem verwendeten Detektormaterial handelt es sich um mit Gallium dotiertes Germanium. Die Akzeptorniveaus dieses extrinsischen Photoleiters liegen ca. 10 meV über dem Niveau des Valenzbandes, so daß eine Photoionisation der Störstellen bis zu einer Grenzwellenlänge von etwa $115 \mu\text{m}$ stattfinden kann. Um den Empfindlichkeitsbereich des Photoleiters zu längeren Wellenlängen auszudehnen, wird das Material mechanisch entlang der [100]-Kristallrichtung bis nahe an die Bruchgrenze gedrückt (Kazanskii, Richards & Haller, 1977). Durch die mechanische Belastung wird das Kristallgitter verzerrt und die Kristallsymmetrie gebrochen, wodurch die vierfache Entartung des Valenzbandes teilweise aufgehoben wird. Ein Teilniveau wird dabei energetisch abgesenkt, ein anderes angehoben, so daß der Abstand des Dotierniveaus zum

Valenzband effektiv auf bis zu 5 meV verringert und damit die Grenzwellenlänge auf etwa $220 \mu\text{m}$ verschoben werden kann. Um bei einer so geringen Bandlücke eine thermische Ionisation der Störstellen und den damit verbundenen Dunkelstrom zu verhindern, muß der Photoleiter allerdings auf unter 2 K gekühlt werden.

Durch den Einsatz individueller Detektor-Arrays in den beiden Spektrometer-Bändern wird eine optimale Anpassung der Detektorempfindlichkeit an den jeweiligen Wellenlängenbereich ermöglicht. Im langwelligen Band kommt ein voll gestreßtes Array zum Einsatz, dessen größte Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich zwischen etwa $70 - 220 \mu\text{m}$ liegt. Im kurzwelligen Band werden die Pixel - hauptsächlich um dem Array mechanische Stabilität zu verleihen - mit ca. 10% der Maximalkraft gedrückt. Der Empfindlichkeitsbereich des „ungedrückten“ Detektors liegt dann zwischen ungefähr $50 - 115 \mu\text{m}$.

Die beide Detektor-Arrays sind sehr ähnlich aufgebaut. Sie bestehen aus jeweils 25 einzelnen Segmenten („Spalten“) in denen je 16 Einzelpixel übereinander gestapelt sind. Durch einen Klemmechanismus an jedem Segment kann auf die 16 Pixel eines Stapels der erforderliche mechanische Druck ausgeübt werden.

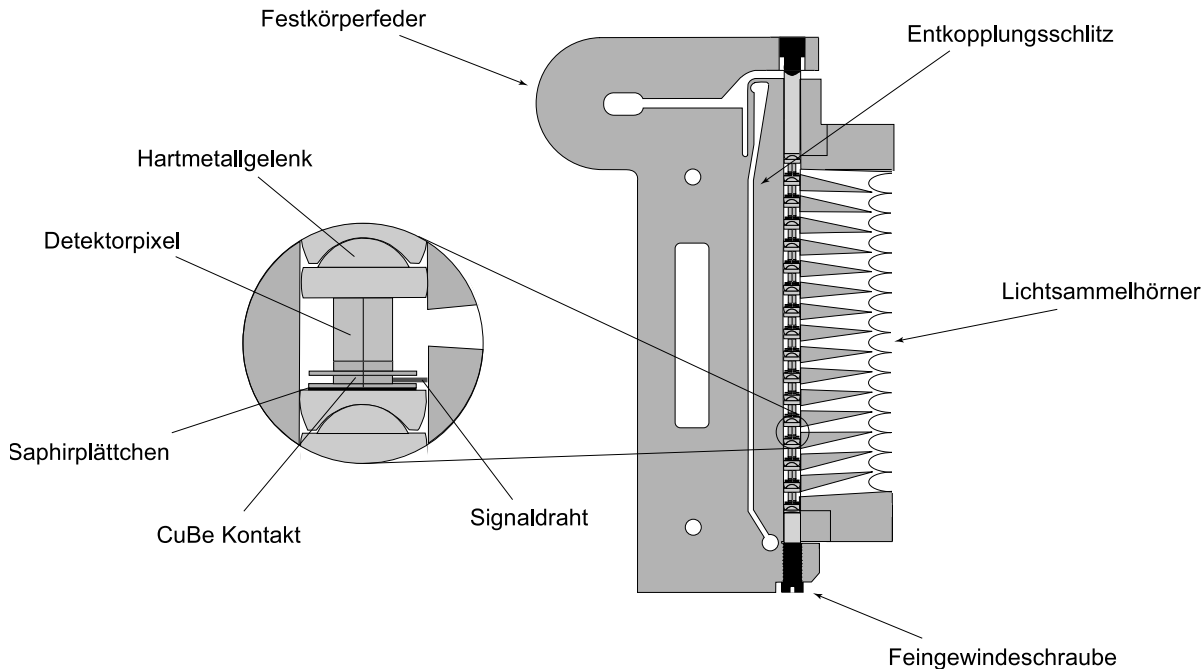


Abbildung 2.43: Mechanischer Aufbau eines Detektorsegmentes aus 1×16 Pixel. Das gesamte Detektor-Array ist aus 25 solcher Segmente zusammengesetzt.

Wegen der relativ hohen Reflektivität des Detektormaterials von ungefähr 35% und dessen gleichzeitig durch die geringe Dotierkonzentration ($n_{Ga} \approx 10^{20} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$) niedrigen Absorptionskoeffizienten wird der Detektorstapel in einen goldbedampften, zylindrischen Hohlraum gesetzt, der die nicht absorbierte Strahlung zum Detektor zurückreflektiert und durch den daraus resultierenden mehrfachen Durchgang der Strahlung durch das Pixel die Quantenausbeute des Detektors entscheidend erhöht. Um eine Reflektion der Strahlung von einem Pixel zum Nächsten und damit ein Übersprechen von spektraler Information zu vermeiden, muß allerdings beim mechanischen Aufbau des Detektorstapels besonderes Augenmerk auf die Lichtdichtheit der Komponenten zwischen den individuellen Pixeln gelegt werden.

Der Querschnitt eines Einzelpixels beträgt 1×1 mm bei einer Länge von 1.5 mm in der [100]-Kristallrichtung. Optisch ist für ein Detektorelement aber eine Fläche von 3.6×3.6 mm in der Brennebene des Detektors vorgesehen. Um eine flächenfüllende Ausnützung des in der Brennebene ankommenden Flusses zu gewährleisten, muß die Strahlung mit einer Anordnung von sogenannten Lichtsammelhörnern in die Öffnungen des integrierenden Hohlraumes konzentriert werden. Für jedes Detektorpixel ist ein individuelles Lichtsammelhorn vorgesehen, das aufgrund seiner konischen Form und seiner hochreflektierenden Goldbeschichtung die eintreffende Strahlung durch mehrfache Reflektion zum Detektor weiterleitet. Die Lichtsammelhörner sind derart ausgeführt, daß sie nur Strahlenbündel weiterleiten, die aus einer bestimmten Richtung und mit einem bestimmten Öffnungsverhältnis in den Konus eintreten. Werden die Lichtsammelhörner individuell so verkippt angeordnet, daß ihr „Gesichtsfeld“ mit einer gemeinsamen Pupille vor dem Detektor übereinstimmt, stellt diese Anordnung ein außerordentlich effizientes Mittel zur Streulichtunterdrückung dar.

Umfangreiche Analysen des Detektorstapels mit Finite-Elemente Modellen haben gezeigt, daß der Druck sehr homogen auf die Pixel aufgebracht werden muß, um eine inhomogene Empfindlichkeitsverteilung oder im schlimmsten Fall die mechanische Zerstörung der Pixel zu vermeiden. Weil allerdings der Druck entlang eines so langen Stapels durch nicht ganz parallel Pixelflächen und kleine Fehler bei der Zentrierung sehr rasch inhomogen wird, mußte eine komplizierte Anordnung von gelenkskapselähnlichen Hartmetallteilen entwickelt werden, in der jedes einzelne Pixel gelenkig gehalten wird. Im Detailausschnitt der Abbildung 2.43 ist dargestellt, wie diese Anordnung aufgebaut ist um den Druck auf ein Pixel optimal weiterzuleiten und dabei gleichzeitig geringe Toleranzen in der Pixelform ausgleicht. Die beiden Klemmflächen der Pixel sind als elektrische Kontaktflächen ausgeführt und mit Gold bedampft. Eine gemeinsame Bias-Spannung wird auf das Gehäuse angelegt und über die Hartmetallgelenke auf das eine Ende der Pixel übertragen. Das Signalende der Pixel wird über Kupfer-Beryllium Plättchen kontaktiert, die gleichzeitig die Aufgabe haben, den angelegten Druck homogen auf den Detektor weiterzuleiten. Mit einem dünnen ($50 \mu\text{m}$) Saphirscheibchen ist dieser CuBe-Kontakt gegen die Biasspannung isoliert.

Weil bei der Abkühlung des Detektors über die Länge des Stapels bereits eine so große differentielle Kontraktion auftritt, daß der mechanische Druck auf die Pixel unkontrolliert zunehmen würde, ist der aus einer hochfesten Aluminiumlegierung gefertigte Halter des Detektorstapel so als Festkörperfeder ausgelegt, daß er durch Deformation seines C-förmigen Abschnittes die thermische Kontraktionen aufnehmen kann. Um dabei allerdings den Stapel nicht zu verbiegen, muß der federnde Teil des Halters vom eigentlichen Pixelträger durch einen beinahe die ganze Länge des Halters umfassenden Schlitz entkoppelt werden. An einem Ende des Halters befindet sich eine Feingewindeschraube, über die der Druck auf den Pixelstapel aufgebracht wird.

Am rückseitigen Ende des Halters, in unmittelbarer Nähe zu den Detektorpixeln wird die sogenannte „Cold Read-Out“-Elektronik (CRE) montiert. Dabei handelt es sich um speziell von der Firma IMEC (Leuven) für das satellitenstationierte Experiment Herschel-PACS entwickelte integrierte CMOS Schaltkreise, die bei Temperaturen von weniger als 2 K arbeiten. Die Funktionsweise der CRE entspricht einem integrierenden Vorverstärker mit nachfolgender Multiplexer-Stufe. Die gesamte Information der beiden 16×25 Pixel umfassenden Detektor Arrays wird bereits bei Raumtemperatur von 16 bit-BiCMOS analog-digital Konvertern verarbeitet, von einem Digitalmultiplexer serialisiert und über Glasfaserkabel an den Datenerfassungsrechner weitergeleitet.

Tabelle 2.7 gibt noch einmal eine Zusammenstellung der wichtigsten Merkmale des Detektorsystems.

| | Kurzwelliger Detektor | Langwelliger Detektor |
|--|---|---|
| Aktives Material | Ge:Ga; ungedrückt | Ge:Ga; gedrückt |
| Dotierkonzentration | $\sim 1.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ | $\sim 1.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ |
| Wellenlängenbereich | 40 - 120 μm | 120 - 210 μm |
| Pixelzahl | 16 \times 24 | 16 \times 24 |
| Pixelgröße | 1 \times 1 \times 1.5 mm | 1 \times 1 \times 1.5 mm |
| Betriebstemperatur | $\sim 3.5 \text{ K}$ | $\sim 1.8 \text{ K}$ |
| Widerstand bei Betriebstemperatur | 100 M Ω - 1 G Ω | 10 - 100 G Ω |
| Pixelkapazität | 0.094 pF | 0.094 pF |
| Biasfeld | 100 - 200 Vm $^{-1}$ | 30 - 70 Vm $^{-1}$ |
| NEP (bei $1.2 \times 10^{-12} \text{ W}$) | * | $\sim 1.3 \times 10^{-16} \text{ WHz}^{-1/2}$ |
| Quanteneffizienz | * | ca. 30% |

Tabelle 2.7: Allgemeine Kenngrößen der beiden in FIFI LS verwendeten Detektoren. Für die mit * bezeichneten Größen liegen zur Zeit noch keine Meßwerte vor.

2.6 Kryo-Mechanisches Design

Die Ferninfrarotemissivität der goldbeschichteten Spiegel liegt im Bereich von einigen 10^{-3} und ist damit zwar sehr gering, aber dennoch keineswegs vernachlässigbar. Die von ungekühlten Spiegeloberflächen emittierte thermische Strahlung kann sogar eine Hauptquelle für Hintergrundstrahlung im gesamten Strahlengang darstellen. Um diesen unerwünschten Strahlungsuntergrund zu minimieren, ist eine Kühlung des optischen Systems auf eine Temperatur von 77 K (Eingangsoptik) und 4 K (Spektrometeroptik) unumgänglich. Darüber hinaus sollen die beiden Detektoren auf eine Temperatur zwischen etwa 2 K (langwelliger Detektor) und $\sim 3 \text{ K}$ (kurzwelliger Detektor) gehalten werden, um deren optimale Funktion mit geringem Dunkelstrom zu gewährleisten. Um diese verschiedenen Temperaturen zuverlässig über einen längeren Zeitraum aufrechterhalten zu können, wird ein aufwendiges Kryostatendesign benötigt. In den folgenden Abschnitten wird dessen Aufbau mit dem dazugehörigen Vakuumsystem, sowie dem mechanischen Support im Detail beschrieben. Außerdem wird auf die mechanische Halterung des Instrumentes am SOFIA-Instrumentenflansch eingegangen.

2.6.1 Überblick

Abbildung 2.44 zeigt den mechanischen Aufbau von FIFI LS in Form eines Längsschnittes durch den Kryostat. Das Instrument kann aufgrund der Funktion seiner einzelnen Komponenten in die folgenden funktionellen Untergruppen unterteilt werden:

- Der Koppelflansch mit Boresight-Box
- Das Vakuumgefäß
- Der Flüssig-Stickstoff Behälter
- Der Flüssig-Helium Behälter
- Der Helium II Behälter

Der Koppelflansch dient der druckfesten Ankoppelung des Instrumentes an das unter Stratosphärendruck befindliche Teleskopsystem. Seine mit zwei O-Ringen abgedichtete und normal zum Eintrittsstrahl in alle Richtungen verschiebbare Ringkonstruktion erlaubt den Aus-

gleich kleiner Toleranzen bei der Montage der Instrumentes am Teleskop. Bei dieser Konstruktion befindet sich die sogenannte Boresight-Box, die den ersten dichroitischen Strahlteiler und die vorderen Komponenten der Nachführoptik enthält, unter Stratosphärendruck. Damit stellt das Eintrittsfenster aus Polypropylen die Druckgrenze zum Kryostaten und die Linse der Nachführoptik die Druckgrenze zur Flugzeugkabine dar. Der Bereich des Koppelflansches und der Boresight-Box wird als sicherheitstechnisch besonders kritisch angesehen, weil ein Versagen einer dieser druckbeaufschlagten Komponenten eine direkte Verbindung zur Stratosphäre und damit eine zumindest teilweise Dekompression der Flugzeugkabine zur Folge haben kann. Aus diesem Grund mußte die Konstruktion und Auslegung dieser Teil mit besonderer Vorsicht vorgenommen werden.

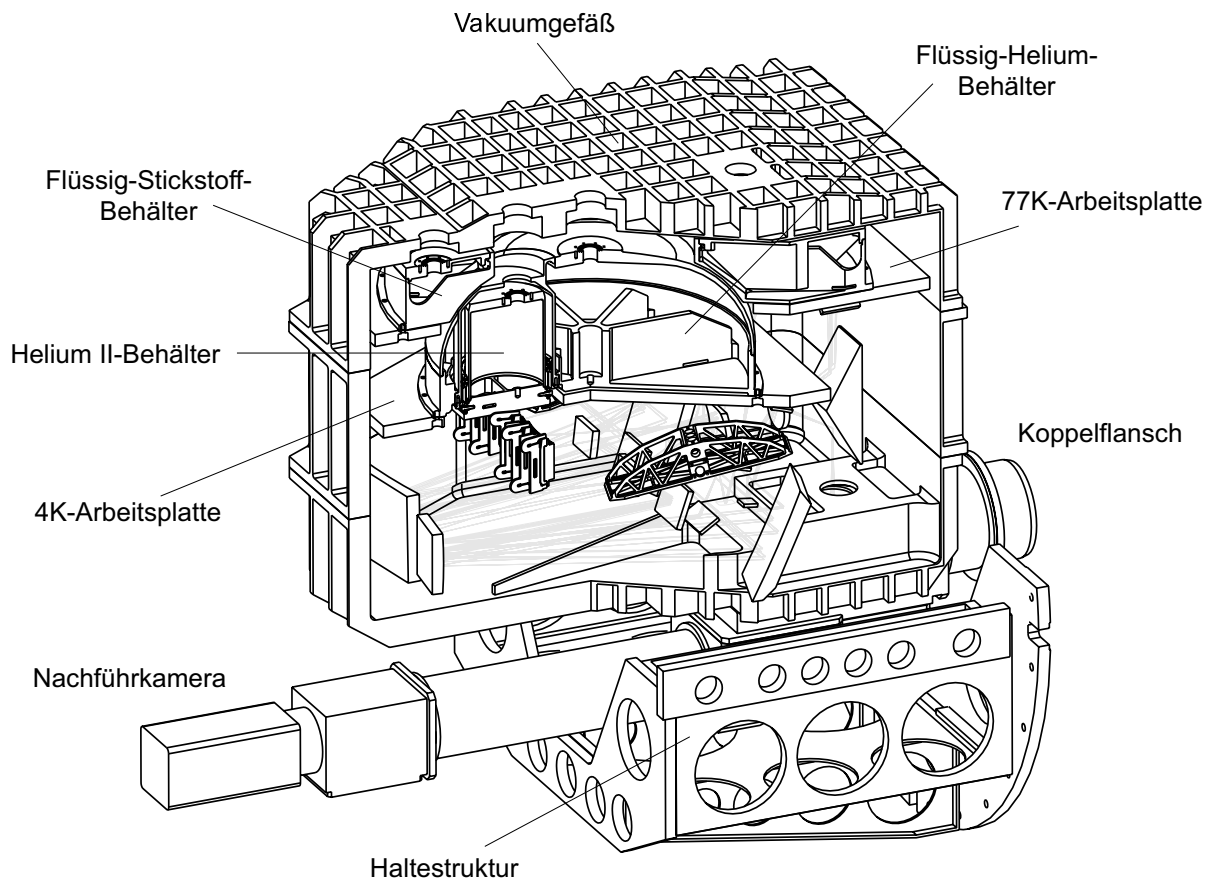


Abbildung 2.44: Der FIFI LS Kryostat im Längsschnitt. Die optischen Komponenten werden hängend auf den verschiedenen kryogenen Platten montiert. Der Lichteintritt erfolgt von rechts durch den Koppelflansch. Der Strahlverlauf ist grau unterlegt dargestellt.

Das Vakuumpfäß selbst dient primär dazu, das Isoliervakuum für den gesamten kryogenen Bereich zu halten. Darüber hinaus stellt es aber auch die eigentliche mechanische Struktur des Instrumentes dar, welche die Hauptteile des Instrumentes trägt und über die FIFI LS mit dem Teleskop verbunden wird. Auch das Vakuumpfäß stellt eine sicherheitskritische Komponente dar, weil einerseits bei einem Verlust des Isolationsvakuums das flüssige Helium sehr

rasch verdampft und einen gefährlichen Druckanstieg im Vorratsbehälter erzeugen kann und andererseits, weil das Vakuumgefäß ein Teil der Haltestruktur ist, mit der das Instrument am Teleskop befestigt wird und damit die vorgeschriebenen Belastungen mechanisch unbeschadet überstehen muß (siehe dazu Abschnitt 2.6.4).

Zur Aufnahme der erforderlichen Mengen kryogener Flüssigkeiten stehen drei Vorratsbehälter zur Verfügung. An die Konstruktion dieser Behälter müssen hinsichtlich deren Betriebssicherheit besonders hohe Anforderungen gestellt werden, weil ein Versagen einer Komponente zum Bruch des Isoliervakuum und damit bei ungeeigneter Konstruktion unter Umständen zum Versagen aller anderen Komponenten führt.

2.6.2 Das kryogene System

Das Kühlsystem von FIFI LS ist als Helium-Badkryostat ausgelegt, weil damit die erforderlichen Temperaturen vergleichsweise einfach und kostengünstig erreicht werden können. Das kryogene System besteht aus insgesamt drei konzentrisch angeordneten Kühlmittelbehältern, deren Fassungsvermögen an die jeweiligen Anforderungen angepaßt ist. Die wichtigsten Eigenschaften des kryogenen Systems sind in Tabelle 2.8 zusammengefaßt.

Die Kühlmittelbehälter

Der kleinste und zugleich innerste Behälter ist der zylindrische Helium II Dewar mit einem Fassungsvermögen von 3.12 Litern flüssiges Helium. An diesen Behälter werden die beiden Detektoren angekoppelt. Im Meßbetrieb wird der Druck im Dewar mit einer Vakuumpumpe auf etwa 10 mbar verringert, wodurch sich im Heliumbad eine Gleichgewichtstemperatur von ~ 1.9 K einstellt und das flüssige Helium in die suprafluide Phase (He II) übergeführt wird. Die zur effizienten Streulichtunterdrückung um die beiden Detektoren herum angebrachten lichtdichten Baffles werden ebenfalls an das Helium II Bad angekoppelt. Um die thermische Last auf das verhältnismäßig kleine Helium II Volumen durch die Umgebungsstrahlung so gering wie möglich zu halten, wird der Helium II Dewar vom eigentlichen Flüssig-Helium Behälter umgeben. Dieser Behälter besitzt ein Volumen von 35 Liter und ist zur Aufnahme hoher Druckspitzen bei einer eventuell auftretenden, schlagartigen Verdampfung des Heliumvorrates kuppelförmig ausgelegt. Das Volumen zur Aufnahme des flüssigen Heliums wurde relativ groß gewählt, weil damit die beiden Spektrometer inklusive der zum Betrieb notwendigen optomechanischen Komponenten (siehe Abschnitt 2.4) und damit der größte Teil der FIFI LS Optik auf eine Temperatur von etwa 4 K gekühlt werden muß. Die gesamte Spektrometeroptik wird wieder von einem thermisch an des Heliumbad angekoppelten Strahlungsschild umgeben, der ein Eindringen von Umgebungsstrahlung in den gekühlten Bereich verhindert, womit einerseits die thermische Last auf die optischen Komponenten verringert, vor allem aber der Einfall von Fremdstrahlung in den Detektionsstrahlengang verhindert wird. Der Flüssig-Helium Dewar ist wiederum aus thermischen Gründen von einem 31.5 Liter fassenden Flüssig-Stickstoff Behälter umgeben. Der flüssige Stickstoff aus diesem Behälter dient einerseits dazu, den Bereich der Eingangsoptik auf eine Temperatur von etwa 77 K zu kühlen, vor allem aber dazu, über einen stickstoffgekühlten Strahlungsschild das Auftreffen von Raumtemperaturstrahlung aus den Wänden des Vakuumgefäßes auf den Helium-Dewar zu verhindern. Wegen der enormen Oberfläche des Heliumbereiches würden ohne einen solchen Strahlungsschild etwa 50 Watt thermische Strahlungsleistung in das Heliumbad eingebracht, was bei der geringen Verdampfungswärme von flüssigem Helium (82.46 J/mol bei 4.2 K) ein Verdampfen des gesamten Heliumvorrates innerhalb von weniger als 20 Minuten zur Folge hätte.

Alle kryogenen Behälter sind wegen der guten Wärmeleitfähigkeit, aber auch aus Gründen der Gewichtsersparnis aus Aluminiumlegierungen hergestellt, wobei generell versucht wurde, die für Tieftemperaturanwendungen hervorragend geeignete Legierung Al Mg 4.5 Mn zu verwenden. Nur für die Flüssig-Stickstoffkannen mußte wegen der dort auftretenden höheren mechanischen Spannungen auf die etwas festere Legierung Al Mg Si 1 ausgewichen werden. Aluminiumlegierungen können allerdings nur durch relativ aufwendiges Schutzgas- oder Elektronenstrahlschweißen vakuumdicht verbunden werden, wobei aber mit dem Vorläuferinstrument FIFI die Erfahrung gemacht wurde, daß zuverlässig heliumdichte Verbindungen nur durch Elektronenstrahlschweißen möglich sind.

| | | | |
|--------------------|--------------------|----------------|--------------|
| Behälter: | Flüssig-Stickstoff | Flüssig-Helium | Helium II |
| Material: | Al Mg Si 1 | Al Mg 4.5 Mn | Al Mg 4.5 Mn |
| Volumen: | 31.5 Liter | 35.0 Liter | 3.12 Liter |
| Arbeitstemperatur: | ca. 75 K | ca. 4 K | ca. 1.9 K |

Tabelle 2.8: *Überblick über die wichtigsten Eigenschaften des kryogenen Systems von FIFI LS.*

Zur Befüllung besitzt jeder Heliumbehälter einen eigenen Füllstutzen. Um das Befüllung des Flüssig-Stickstofftanks zu erleichtern, sind für diesen Behälter zwei Füllstutzen vorgesehen. Weil diese Einfüllstutzen an einem Ende direkt mit dem Vakuumgefäß verbunden sind und sich damit auf Raumtemperatur befinden, muß für deren Konstruktion ein Material mit möglichst geringer Wärmeleitfähigkeit gewählt werden. Weil die kryogenen Platten und damit der untere Bereich der Kühlmittelbehälter aber durch die spezielle Form der Aufhängung (siehe nachfolgender Unterabschnitt) starr mit dem Vakuumgefäß verbunden ist, müssen die Füllstutzen außerdem in einem gewissen Bereich flexibel sein, um die thermischen Kontraktionen beim Abkühlen des Instrumentes aufnehmen zu können. Gelöst wird dieses Problem durch die Verwendung dünner Edelstahlwellbälge, die an beiden Enden mit Messingflanschen verlötet sind. Messing hat einen höheren Wärmeausdehnungskoeffizienten als Stahl, schrumpft also bei Abkühlung stärker als der Edelstahlwellbalg, so daß die Lötverbindung nur auf Druck, nicht aber auf Zug belastet wird. Andererseits ist der Wärmeausdehnungskoeffizienten von Messing aber nahezu gleich dem von Aluminium, was eine direkte Verschraubung der Flansche mit dem Aluminium der Behälter beziehungsweise des Vakuumgefäßes ermöglicht. Die vakuumdichte Verbindung erfolgt dabei durch eine Metalledichtung vom Typ HELICOFLEX, die durch ihre Elastizität die verbleibende differentielle Kontraktion zwischen Flansch und Aluminium ausgleichen kann. Um Kondenswasser von den Metalledichtungen fernzuhalten wird an den besonders kritischen Stellen ein zusätzlicher Dichtring aus Viton eingebaut.

Die Arbeitsplatten

Am Boden jedes Kühlmittelbehälters ist eine „optische Bank“ in Form einer Aluminiumplatte verschraubt. Diese etwas komplizierte Montage hat den Vorteil, daß die jeweilige optische Bank kein Teil der als sicherheitskritisch eingestuften kryogenen Behälter ist und damit bei allfälligen Umbauten der optischen Komponenten, die Veränderungen an der optischen Bank nach sich ziehen, keine Neuzertifizierung der Kryostaten durchgeführt werden muß. Bei dieser Art der Verschraubung muß allerdings schon bei der Konstruktion darauf geachtet werden, daß durch den Einsatz vieler und möglichst großer Schrauben eine hohe Kontaktkraft erzielt wird. Auch die Kontaktflächen selbst sollten durch geeignete Bearbeitungsverfahren (zB. Läppen) so glatt wie möglich gefertigt und durch bedampfen mit einem weichen Metall (vorzugsweise Reinstaluminium) vorbehandelt werden. Diese Maßnahmen sind notwendig, um den an den

Kontaktflächen auftretenden Wärmeübergang möglichst effizient zu gestalten und damit eine gute thermische Ankopplung der optischen Platten an das Dewargefäß zu gewährleisten. In diesem Fall kann die in den kryogenen Bereich eingetragene Wärmeenergie (zum Beispiel durch Reibungsverluste bei der Bewegung mechanischer Komponenten) rasch in das Wärmebad abgeleitet wird, ohne die optischen Komponenten unnötig zu erwärmen.

Die Position der Arbeitsplatten, die ja die Funktion einer optischen Bank erfüllen müssen, wird durch jeweils vier Blattfedern aus glasfaserverstärktem Polyimid definiert. Glasfaserverbundwerkstoffe weisen eine hohe Festigkeit bei geringer Wärmeleitfähigkeit auf und sind damit ideal für diesen Einsatzzweck geeignet. Die Blattfedern sind so angebracht, daß die Stickstoffplatte am Vakuumgefäß, die Heliumplatte an der Stickstoffplatte und die Helium II Platte wiederum an der Heliumplatte hängt. Durch dieses Design wird die Temperaturdifferenz an den beiden Enden der Blattfedern und damit gleichzeitig der Wärmeeintrag durch Wärmeleitung möglichst gering gehalten. Die vier Blattfedern werden jeweils in Paaren an gegenüberliegenden Seiten der Arbeitsplatte montiert, so daß die thermische Kontraktion beim Abkühlen der Platte in je einer Richtung durch Biegung eines Blattfederpaares abgefangen wird. Da aber jedes Blattfederpaar nur eine Biegung in eine einzige Richtung zuläßt, wird durch das Zusammenspiel zweier orthogonal angebrachter Blattfederpaare das Zentrum der optischen Bank auch bei thermischer Kontraktion ortsfest gehalten.

Abschätzung der Kryostat-Standzeiten

Weil während eines typischerweise acht Stunden dauernden Beobachtungsfluges keine kryogenen Flüssigkeiten nachgefüllt werden können, muß schon bei der Konstruktion des Kryostaten eine Mindeststandzeit angestrebt werden. Die Berechnung der Standzeit gestaltet sich allerdings sehr schwierig, weil der Wärmeeintrag in die kryogenen Behälter von einer großen Zahl verschiedener Faktoren abhängt und zudem viele Materialeigenschaften bei tiefen Temperaturen nur ungenau oder gar nicht bekannt sind. Um dennoch zu einer glaubhaften Abschätzung der Kryostat-Standzeit zu gelangen, wurde durch vergleichende Untersuchungen mit dem FIFI Kryostaten (Geis, 1991), der im Aufbau dem FIFI LS Kryostaten sehr ähnlich ist, versucht, die verschiedenen Ursachen für den Wärmeeintrag zu identifizieren und möglichst genaue quantitative Werte für deren Wärmeeintrag abzuleiten. Die einzelnen Beiträge können dann modelliert und auf die Helium-Behälter des FIFI LS Kryostaten übertragen werden, um eine Abschätzung für deren Standzeiten zu erhalten.

Konkret wurde dazu der FIFI Kryostat in verschiedenen Konfigurationen, in denen unterschiedliche Quellen für den Wärmeeintrag ganz oder teilweise ausgeschaltet wurden, abgekühlt und die Zeit bis zum Ende des Heliumvorrates gemessen. Bei bekannter spezifischer Verdampfungswärme von flüssigem Helium kann man daraus direkt die in den Kryostaten eingebrachte Wärmemenge berechnen. Durch Vergleich mit den in anderen Konfigurationen gewonnenen Zahlenwerte kann so für jede Quelle des Wärmeeintrages quantifiziert werden. Für Quellen, deren Beitrag in diesen Versuchen nicht einfach beseitigt werden konnte, wie zum Beispiel die auf den Dewar auftreffende Umgebungsstrahlung, oder deren Beitrag zu gering war, um in diesem Aufbau meßbar zu sein, wurde versucht Modellrechnungen durchzuführen, wobei für die relevanten Parameter zum Teil „sinnvollen“ Annahmen gemacht werden mußten. Im Verlauf dieser Untersuchungen wurde der Kryostat in insgesamt 12 unterschiedlichen Konfigurationen, unter anderem mit teilweise entfernten Blattfederaufhängungen, abgedeckten Eintrittsfenstern, entfernten Drehdurchführungen, ohne Superisolation oder mit unterschiedlich dimensionierten Füllstutzen betrieben. Weil dabei mit den notwendigen Umbauten jeweils nur ein einziger Abkühlvorgang pro Woche durchgeführt werden konnte, beanspruchte die gesamte Meßserie

dementsprechend einen Zeitraum von mehreren Monaten. Diese zeitaufwendigen Messungen wurden allerdings durch die Wichtigkeit der so gewonnenen Daten für die konkrete Auslegung des kryogenen Systems gerechtfertigt.

Der Eintrag von Wärmeenergie in das kryogene Bad erfolgt zum einen durch Wärmeleitung über die diversen zum Betrieb des Instrumentes notwendigen Einbauten wie Kabel, mechanische Durchführungen und die Halterungen der einzelnen Kannen, zum anderen durch Wärmestrahlung von den wärmeren Bereichen des Instrumentes. Außerdem muß auch der Wärmeeintrag infolge des Betriebes elektrischer Komponenten in den kryogenen Bereichen berücksichtigt werden. Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Tabelle 2.9 und Tabelle 2.10 zusammengefaßt.

| | FIFI | | FIFI LS (He) | | FIFI LS (HeII) | |
|--------------------|-------|------|--------------|--------|----------------|--------|
| | mW | % | mW | % | mW | % |
| Koaxialkabel | 5.7 | 2.4 | 47.6 | 8.4 | * | - |
| Sonstige Kabel | 0.7 | 1.3 | 0.4 | 0.1 | * | - |
| Blattfedern | 34.0 | 14.6 | 34.0 | 6.0 | * | - |
| Durchführungen | 17.0 | 7.3 | - | - | - | - |
| Umgebungsstrahlung | 37.1 | 15.9 | 160.5 | 28.2 | * | - |
| Außenstrahlung | 20.4 | 8.8 | 6.0 | 1.1 | * | - |
| Füllstutzen | 57.0 | 24.5 | 57.0 | 10.0 | 57.1 | 44.6 |
| Ausleseelektronik | - | - | - | - | 10 | 7.8 |
| Unbekannt | 61.0 | 26.1 | ≤ 264.0 | ≤ 46.3 | ≤ 61.0 | ≤ 47.6 |
| Gesamteintrag | 232.9 | 100 | 569.5 | 100 | 128.1 | 100 |

Tabelle 2.9: *Der Wärmeeintrag in die Heliumsysteme aufgeschlüsselt nach den jeweiligen Quellen. In der Spalte „FIFI“ sind die Zahlenwerte aus den Experimenten mit dem FIFI II Kryostat angegeben, die mit physikalischen Modellen auf den Helium-Behälter („FIFI LS (He)“) und den Helium II Behälter („FIFI LS (HeII)“) von FIFI LS hochgerechnet wurden. Die mit * bezeichneten Werte sind kleiner als 0.05 mW und werden als vernachlässigbar angesehen. Weitere Erklärung im Text.*

Für die Berechnung der Standzeit des Helium-Behälters von FIFI LS wurde angenommen, daß die zum Auslesen der Detektorsignale verwendeten Koaxialkabel (Leitermaterial: Stahl, Ø 0.9 mm) wie bei FIFI nicht oder nur schlecht an die Flüssig-Stickstoff Arbeitsplatte angekoppelt sind. Bei einer Verbesserung dieser Ankopplung könnte ein Großteil der eingetragenen Wärmemenge bereits in das Stickstoffbad abgegeben werden, wodurch sich die über die Koaxialkabel in das Heliumbad eingeleitete Leistung auf etwa 7 mW verringern würde. Andererseits wurde bei der Berechnung des Koaxialkabel-Beitrages für den Helium II Behälter angenommen, daß eine nahezu ideale Ankopplung an das Heliumbad erfolgt. Diese Ankopplung ist von entscheidender Wichtigkeit; ohne sie würden die Koaxialkabel etwa 45 - 50 mW an Wärmeleistung eintragen und damit die Standzeit fast halbieren.

Bei einer genaueren Untersuchung der Blattfederaufhängungen wurde festgestellt, daß die eingetragene Wärmemenge in erster Linie von den Wärmeübergängen an den Befestigungspunkten und weniger von der Wärmeleitung im Verbundwerkstoff abhängt. Da die Befestigungen der Blattfedern in FIFI LS genau wie in FIFI erfolgen wird, kann angenommen werden, daß dieser Beitrag auch quantitativ erhalten bleibt, obwohl sich die Dimensionen der Blattfedern geringfügig ändern.

Alle für den Betrieb des Instrumentes notwendigen mechanischen Durchführungen werden in Form von berührungslosen Magnetdurchführungen ausgeführt sein. Aus diesem Grund entfällt dieser Beitrag bei FIFI LS völlig.

Als Beitrag durch die Umgebungsstrahlung wird diejenige thermische Strahlung angesehen, die vom Flüssig-Stickstoff (bzw. Flüssig-Helium) Bereich emittiert und von Strahlungsschild und Behälter des Flüssig-Helium (Helium II) Bereich absorbiert werden. Um diesen Beitrag möglichst gering zu halten, müssen die kryogenen Flächen mit hochreflektierenden Oberflächen, vorzugsweise mehrlagige Superisolation, versehen werden. Die Berechnung des Wärmeübertrages durch thermische Strahlung gestaltet sich etwas kompliziert, weil die mehrfache Reflektion und Absorption der Strahlung auf der „kalten“, sowie auf der „warmen“ Oberfläche berücksichtigt werden muß. Die zugrundeliegenden Gleichungen sind aber im Kryostatenbau wohlbekannt und können in der Literatur nachgeschlagen werden (Scott, 1959). Der Nettoübertrag von Strahlungswärme von der wärmeren auf die kältere Fläche beträgt:

$$P_{str} = \sigma \varepsilon_{red} A (T_2^4 - T_1^4) \quad (2.69)$$

Die Indizes 1 und 2 beziehen sich dabei auf die kalte beziehungsweise warme Oberfläche. A bezeichnet die Fläche und σ die Stefan-Boltzmann-Konstante ($\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$). Für die reduzierte Emissivität ε_{red} gilt für ein Paar paralleler Platten:

$$\varepsilon_{red} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_2 + (1 - \varepsilon_2) \varepsilon_1} \quad (2.70)$$

Der Wärmeübertrag durch die Umgebungsstrahlung ist also proportional zur Differenz aus den vierten Potenzen der betreffenden Temperaturen, woraus direkt ersichtlich wird, warum vom Flüssig-Stickstoffbad (77 K) eine erhebliche Wärmemenge auf das Flüssig-Heliumbad (4 K) eingetragen wird, wohingegen der Strahlungsbeitrag vom Heliumbad auf den Helium II Behälter (1.9 K) vernachlässigbar ist. Außerdem skaliert der Wärmeübertrag proportional zur Oberfläche der kryogenen Bereiche, woraus sich der hohe Beitrag aus der Umgebungsstrahlung bei FIFI LS, der eine fast $4.5 \times$ größere Flüssig-Helium Fläche als FIFI aufweist, erklärt.

Zusätzlich muß noch jene thermische Strahlung berücksichtigt werden, die durch das Eintrittsfenster in den Kryostaten gelangt. In Tabelle 2.9 ist dieser Beitrag als „Außenstrahlung“ aufgeführt. Weil diese Strahlung von Körpern emittiert wird, die sich auf oder nahe Raumtemperatur befinden, ist der Beitrag durchaus nennenswert, obwohl das Eintrittsfenster in den Kryostaten nur eine relativ kleine Fläche aufweist.

Um den Wärmeeintrag zu untersuchen, den die Einfüllstutzen beigetragen, wurden mehrere Abkühlversuche durchgeführt, in denen der Wellbalg durch dünnwandige Edelstahlrohre mit unterschiedlichem Durchmesser ersetzt wurde. Die Standzeit des Heliumbehälters ändert sich dabei nicht, wenn der Wellbalg durch ein Rohr mit gleichem Durchmesser ersetzt wird. Der Wärmeeintrag durch den Füllstutzen erfolgt also offensichtlich durch dessen gesamten Querschnitt und nicht etwa nur durch Wärmeleitung in den Edelstahlwänden. Dieser Beitrag müßte durch den viel längeren Leitungsweg im Balg deutlich geringer sein als der eines glatten Rohres. Dagegen ändert sich die Standzeit, wenn der Durchmesser des Edelstahlrohres geändert wird. Unter der Annahme, daß der Wärmeeintrag mit dem Rohrquerschnitt skaliert, kann dessen Beitrag nach wenigen Versuchen quantifiziert werden.

Werden alle genannten Beiträge aufsummiert, ergibt sich eine Differenz von 61 mW zum ursprünglich gemessenen Grundwert, der keinem der untersuchten Quellen für den Wärmeeintrag zugeordnet werden kann. Um dennoch zu einer seriösen Abschätzung zu gelangen, wurde bei der Berechnung der Kryostat-Standzeiten von FIFI LS angenommen, daß dieser „unbekannte“ Beitrag mit dem jeweils größten auftretenden Faktor skaliert. Für den Flüssig-Helium Behälter ist das die Oberfläche des Helium-Bereiches (Faktor 4.5) und für den Helium II Behälter wiederum der Einfüllstutzen (Faktor 1). Die unter diesen Annahmen berechneten Standzeiten für die Helium-Systeme des FIFI LS Kryostaten sind in Tabelle 2.10 zusammengefaßt.

| | FIFI | FIFI LS (He) | FIFI LS (HeII) |
|------------------------------|-------|--------------|----------------|
| Wärmeeintrag [<i>mW</i>] | 232.9 | ≤ 569.5 | 128.1 |
| He-Volumen [<i>Liter</i>] | 7.76 | 35.0 | 3.12 |
| Standzeit [<i>Stunden</i>] | 23.5 | ≥ 34.1 | 18.7 |

Tabelle 2.10: Die Standzeiten der Heliumsysteme berechnet aus den Zahlenwerten für den Wärmeeintrag (Tabelle 2.9). Für den Helium II Behälter wurde dabei berücksichtigt, daß an dem Heliumbad gepumpt wird und dabei etwas mehr Helium verlorengelassen als bei einer freien Verdampfung.

Das Flüssig-Stickstoff System ist im Vergleich zum Flüssig-Helium System wegen der wesentlich höheren Verdampfungswärme von flüssigem Stickstoff im Vergleich zu flüssigem Helium (5600 J/mol bei 77 K für flüssigen Stickstoff, 83.45 J/mol bei 4.2 K für flüssiges Helium) deutlich unkritischer. Aus diesem Grund wurde auf die Durchführung der aufwendigen und langwierigen Standzeitexperimente mit einem Vergleichskryostaten verzichtet und die Standzeit direkt aus physikalischen Modellen abgeschätzt. Diese Berechnung gestaltet sich außerdem auch deshalb einfacher, weil für diesen Temperaturbereich noch ausreichend genaue Materialeigenschaften in der Literatur zu finden sind. Der Wärmeeintrag ist in Tabelle 2.11 wieder nach den einzelnen Quellen aufgeschlüsselt. Den bei weitem größten Beitrag liefert dabei (wegen des großen Temperaturunterschiedes) die thermische Strahlung, die von den Innenwänden des Vakuumpfäßes emittiert und von den kalten Flächen des Flüssig-Stickstoffsystems absorbiert wird. Die mit diesen Werten berechnete Standzeit des 31.5 Liter fassenden Flüssig-Stickstoff Behälters in FIFI LS beträgt etwa 30.3 Stunden.

| | Flüssig-Stickstoff | |
|--------------------|--------------------|------|
| | Watt | % |
| Koaxialkabel | 0.1 | 0.2 |
| Blattfedern | 0.36 | 0.8 |
| Umgebungsstrahlung | 44.2 | 94.7 |
| Außenstrahlung | 1.76 | 3.8 |
| Füllstutzen | 0.24 | 0.5 |
| Gesamteintrag | 46.66 | 100 |

Tabelle 2.11: Der berechnete Wärmeeintrag in den Flüssig-Stickstoff Behälter von FIFI LS aufgeschlüsselt nach den jeweiligen Quellen. Anders als in Tabelle 2.9 sind die Zahlenwerte in Watt angegeben. Erklärung im Text.

2.6.3 Das Vakuumgefäß

Das Vakuumgefäß stellt das eigentliche „Gerüst“ des Instrumentes dar: An seiner Innenseite ist das kryogene System inklusive aller optischen Komponenten montiert, während an seine Außenseite optische Subsysteme wie Nachführkamera und Boresight-Box sowie diverse elektronische Komponenten befestigt werden. Darüberhinaus dient der Vakuumbehälter direkt zur Befestigung des Instrumentes am Teleskop (Abschnitt 2.6.4). Aus diesen Gründen wird eine Reihe von Anforderungen an das Design des Vakuumbehälters gestellt:

- Weil die Optik des Instrumentes am Vakuumgefäß montiert wird, darf es sich durch den nach der Evakuierung wirkenden Luftdruck nur in geringem Maß verformen.

- Die Stabilität des Vakuumgefäßes muß groß genug sein, um den vom Betreiber des Observatoriums beziehungsweise von der amerikanischen Flugaufsichtsbehörde (Federal Aviation Administration, FAA) vorgeschriebenen Sicherheitsanforderungen bezüglich Betriebsüberdruck im Gefäß sowie den unter Ausnahmebedingungen auftretenden Beschleunigungswerten mit Sicherheitsreserven zu genügen.
- Das Systemgewicht des Instrumentes darf einen maximal zulässigen Wert von etwa 600 kg nicht überschreiten. Da das Vakuumgefäß den größten und zugleich schwersten Teil des Instrumentes darstellt, muß bei dessen Konstruktion besonderer Wert auf Gewichtersparnis gelegt werden.
- Die wichtigsten Teile des Instrumentes und dabei vor allem die Optik muß leicht zugänglich und ohne größere Umbauarbeiten erreichbar sein.

Unter diesen Gesichtspunkten stellt das Design des Vakuumbehälters naturgemäß einen Kompromiß zwischen möglichst geringem Gewicht und zugleich größtmöglicher Stabilität dar. Für die Konstruktion wurde dazu die Aluminiumlegierung 6061 im Temperzustand T651 gewählt, weil diese besonders hohe Werte für die Zugfestigkeit aufweist und damit eine gewichtsreduzierte Bauweise erlaubt. Außerdem ist die gesamte Außenseite des Vakuumbehälters mit Verrippungen ausgeführt, die unter nur geringer Massenzunahme zu einer deutlichen Erhöhung der Stabilität führen.

Zu besserer Handhabbarkeit des Instrumentes ist das eigentliche Vakuumgefäß dreiteilig ausgelegt. Die einzelnen Teile des Systems werden im zusammengebauten Zustand miteinander verschraubt und mit O-Ringen abgedichtet. Die Arbeitsplatte des Flüssig-Stickstoffbereiches und damit auch die anderen kalten Bereiche des Kryostaten (Abschnitt 2.6.2) ist am Mittelteil aufgehängt, so daß Bodenteil und Oberteil abgenommen werden können, ohne dabei die Integrität des kryogenen Systems zu verlieren.

Schließlich befinden sich am Vakuumbehälter noch Anschlußflansche für vier Turbomolekularpumpen, mit denen ein Enddruck unter 10^{-5} mbar erreicht werden soll. An die Leistungsfähigkeit der Pumpen werden vergleichsweise geringe Anforderungen gestellt, weil ja die kryogenen Bereiche mit ihren großen Oberflächen außerordentlich effiziente Kryopumpen darstellen, die das Vakuum im Instrument auch ohne zusätzliche Pumpen im tiefen UHV Bereich halten kann.

2.6.4 Halterung des Instrumentes am SOFIA Teleskop

Wie auch das Instrument selbst muß auch die Halterung des Instrumentes am SOFIA Teleskop den von den Betreibern des Observatoriums vorgegebenen Sicherheitsanforderungen genügen. Konkret bedeutet das, daß ein geeigneter Haltemechanismus entwickelt werden muß, der die im normalen Betrieb, aber auch die im Fall von Notsituationen auftretenden Belastungen standhält und auf die Struktur des Teleskops überträgt, ohne dieses zu beschädigen.

Den wichtigsten Teil der eigentlichen Halterung stellt eine lafettenartige Konstruktion aus einer hochfesten Aluminiumlegierung dar (Abbildung 2.45), die mit dem Instrumentenflansch des Teleskops verschraubt wird. Um die auftretenden Belastungen gleichmäßig auf den Teleskopflansch zu übertragen, muß die Kontaktfläche möglichst groß gehalten werden. Aus diesem Grund ist die Lafette mit einer runden, an den Durchmesser des Instrumentenflansches angepaßten Montageplatte versehen, mit der eine saubere, kraftschlüssige Verbindung über mehr als den halben Flanschdurchmesser hergestellt werden kann. Am Umfang der Montageplatte befinden sich 14 Bohrungen für M12 Schrauben und drei Langlöcher zur Aufnahme von

Kegelstiften. Diese Stifte dienen zum Abfangen der bei Belastungen parallel zum Montageflansch auftretenden Scherkräfte, während die Schrauben nur noch die Kräfte, die senkrecht zum Flansch auftreten, aufnehmen müssen. Die aus untereinander vernieteten Aluminiumplatten bestehende Lafette wurde so konstruiert, daß ein Höchstmaß an Belastbarkeit bei einem möglichst geringen Eigengewicht erreicht werden konnte. Das Instrument selbst ruht auf zwei

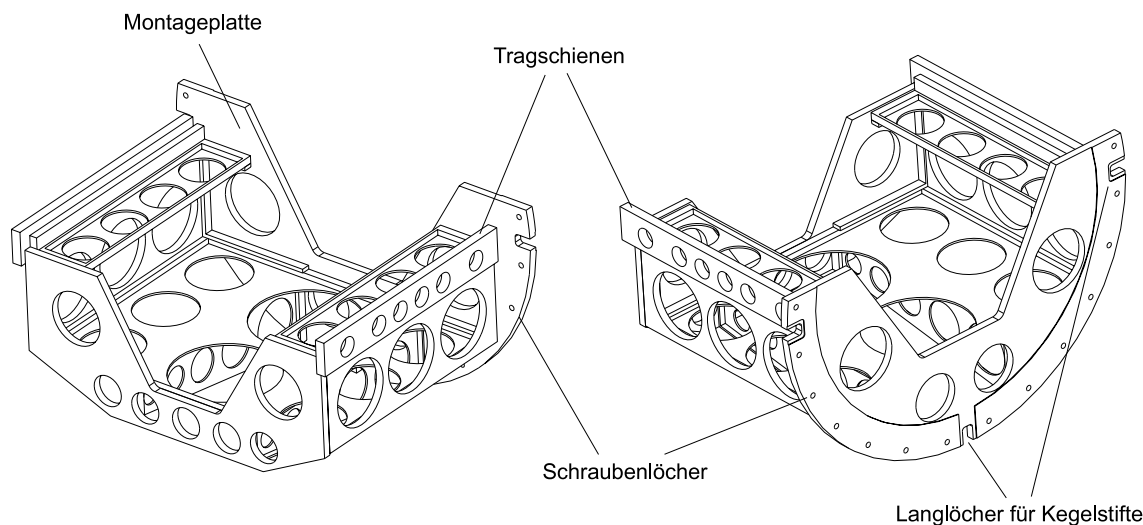


Abbildung 2.45: Zwei isometrische Ansichten der Lafettenkonstruktion, mit der FIFI LS am Instrumentenflansch des SOFIA Teleskops gehalten wird.

Tragschienen, die relativ zur Lafette vertikal verschiebbar und nach vorne und hinten verkippt ausgelegt sind. Durch diese Konstruktion wird eine Ausrichtung des Instrumentes relativ zum Strahlengang des Teleskops noch während der Montage ermöglicht. Nach erfolgter Justage kann das Instrument durch mehrere Paßstifte und Schrauben starr mit der Lafette verbunden werden. Am Vakuumgefäß befinden sich weitere zwei Punkte, an denen das Instrument direkt mit dem Instrumentenflansch verschraubt wird, sowie ein Langloch für einen Kegelstift. Insgesamt wird also FIFI LS mit 16 Schrauben und vier Kegelstiften mit dem SOFIA Teleskop verbunden. Das Besondere an der Montierung ist dabei, daß die vier Kegelstifte in den zentrisch zum Eintrittspunkt des Strahlenbündels angeordneten Langlöchern verschiebbar sind und damit eine differentielle thermische Ausdehnung sowohl des Instrumentenflansches wie auch der Montageplatte ermöglicht, dabei aber das Zentrum der Anordnung, also die Eintrittsöffnung des Instrumentes ortsfest hält.

2.7 Zusammenfassung: Charakterisierung von FIFI LS

Die Leistungsdaten eines Instrumentes bestimmen, welche astronomischen Quellen beobachtet werden können und welcher Zeitaufwand dafür vorgesehen werden muß. Für den speziellen Fall eines flugzeuggestützten Observatoriums wie SOFIA ist dabei zu beachten, daß die Flug- und damit auch die Beobachtungsplanung so erfolgen muß, daß das Flugzeug wieder auf dem Heimatflughafen landen kann. Weil damit im Lauf eines Beobachtungsfluges mehrmals die Flugrichtung und damit auch die beobachtete Quelle gewechselt werden muß, ist die Integrationszeit für jedes Objekt gewöhnlich auf wenige Stunden begrenzt. Aus diesem Grund wurde FIFI LS

so ausgelegt, daß die Empfindlichkeit und die Effizienz des Instrumentes möglichst optimiert wird.

Im folgenden soll eine kurze Zusammenfassung über die spezifischen Leistungsdaten von FIFI LS gegeben werden. In Tabelle 2.12 sind dazu noch einmal die grundlegenden Eigenschaften des Instrumentes aufgeführt. FIFI LS ist als Zweikanal-Spektrometer konstruiert, wobei

| | |
|----------------------|--|
| Instrumententyp: | abbildendes 3D-Linien-Spektrometer für SOFIA |
| Dispersive Elemente: | Beugungsgitter in Littrow-Anordnung |
| Arbeitswellenlänge: | Ferninfrarot, 42 – 210 μm |
| Detektortyp: | extrinsische Photoleiter, Ge:Ga |

Tabelle 2.12: Die grundlegenden Eigenschaften von FIFI LS.

die beiden symmetrischen Kanäle so aufgebaut sind, daß eine simultane und unabhängige Beobachtung einer Quelle in beiden Kanälen möglich ist. Die Trennung der beiden Kanäle erfolgt in der Form zweier Wellenlängenbänder: Ein kurzwelliges „blaues“ und ein langwelliges „rotes“ Band. In Tabelle 2.13 sind die Eigenschaften und Leistungsdaten dieser beiden Kanäle zusammengestellt. Die spektrale Aufspaltung der ferninfraroten Strahlung erfolgt durch je ein in

| | blaues Band | rotes Band |
|--|--|-------------------------|
| Wellenlängenbereich | 42 – 110 μm | 110 – 210 μm |
| spektrale Auflösung ($c\Delta\lambda/\lambda$) | 100 – 250 km/s | |
| spektrale Überdeckung | 1300 – 3000 km/s | |
| Gesichtsfeld | 30'' \times 30'' | 60'' \times 60'' |
| räumliche Auflösung | 6'' \times 6'' | 12'' \times 12'' |
| Detektoraufteilung | 5 \times 5 räumliche Pixel, 16 spektrale Pixel | |

Tabelle 2.13: Die beiden Wellenlängenbänder von FIFI LS.

Littrow-Anordnung verwendetes Beugungsgitter in jedem Wellenlängenband. Die Gitter werden in einen massiven Aluminiumträger gefräst und sind zum Schutz vor Korrosion mit Gold auf einer Chromschicht bedampft. Zum Einstellen der Beobachtungswellenlänge können die Beugungsgitter in einem Bereich von $\pm 20^\circ$ geschwenkt werden. Tabelle 2.14 gibt einen Überblick über die wichtigsten Parameter der in den beiden Kanälen verwendeten Beugungsgitter. In je-

| | kurzwelliges Gitter | langwelliges Gitter |
|--|---------------------|----------------------|
| physikalische Dimension ($l \times b$) | 320 \times 85 mm | 320 \times 85 mm |
| Rillenprofil | asymmetrisch | symmetrisch |
| Rillenzahl | 12 Rillen/mm | 8.5 Rillen/mm |
| Rillenzahl, gesamt | ca. 3840 | ca. 2720 |
| Gitterkonstante | 83.3 μm | 117.65 μm |
| Rillenkante | 84° | 44° |
| Rillentiefe | 42.5 μm | 140 μm |
| verwendete Beugungsordnung | 1 + 2 | 1 |

Tabelle 2.14: Die Eigenschaften der in FIFI LS verwendeten Beugungsgitter.

dem Kanal steht ein separater, dem jeweiligen Wellenlängenbereich angepaßter Detektorblock zur Verfügung. Für beide Detektoren wird Gallium dotiertes Germanium (Ge:Ga) als Photoleitermaterial eingesetzt. Auf die Pixel des langwelligen Detektors wird zur Ausdehnung des

spektralen Empfindlichkeitsbereiches mechanischer Druck ausgeübt. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften der beiden Detektoren erfolgt in Tabelle 2.15. Die abbildenden

| | kurzwelliger Detektor | langwellige Detektor |
|--------------------|------------------------------|-----------------------------|
| Detektormaterial | Ge:Ga; ungedrückt | Ge:Ga; gedrückt |
| Pixelzahl | 16×24 | 16×24 |
| Pixelgröße | $1 \times 1 \times 1.5$ mm | $1 \times 1 \times 1.5$ mm |
| Betriebstemperatur | ~ 3.5 K | ~ 1.8 K |
| Quanteneffizienz | — | ca. 30% |

Tabelle 2.15: Die beiden in FIFI LS eingesetzten Detektoren. Für den kurzwelligen Detektor liegt zur Zeit noch kein verlässlicher Wert für die Quanteneffizienz vor.

Elemente im Instrument sind ohne Ausnahme als Metallspiegel ausgeführt. Die Kollimation der Ferninfrarot-Strahlung erfolgt in beiden Wellenlängenbändern durch anamorphotische Kollimatoren, die wegen der Littrow-Anordnung der Beugungsgitter zweimal durchlaufen werden. Die Abbildung auf die Detektorblöcke erfolgt ebenfalls durch eine Anordnung von anamorphotischen Spiegeln. Das Öffnungsverhältnis des Strahlenbündels im Eintrittsspalt der Spektrometer beträgt $f/10$ im kurzwelligen und $f/20$ im langwelligen Spektrometerband. Das Öffnungsverhältnis an den Detektoren beträgt dagegen $f/48$ (kurzwellig) und $f/24$ (langwellig). Die Bildfeldzerleger als integraler Bestandteil der beiden Spektrometer sind in Form von drei Spiegelgruppen mit jeweils fünf abbildenden Einzelspiegeln aufgebaut. Die zur eigentlichen Aufspaltung des Bildfeldes verwendeten Slicerspiegel haben dabei eine Größe von 1.5×15 mm.

Der als Badkryostat ausgelegte kryogene Teil des Instrumentes umfaßt drei getrennte Kühlmittelbehälter für flüssigen Stickstoff, flüssiges Helium und suprafluides Helium II mit denen die Arbeitsplatten von FIFI LS auf Temperaturen zwischen 77 und 1.8 K gekühlt werden können. Die Eingangsoptik befindet sich dabei in dem auf 77 K gekühlten Bereich, der Hauptteil der beiden Spektrometer auf 4.2 K. Die beiden Detektoren werden dagegen auf ~ 1.8 K (langwellig) und ~ 3.5 K (kurzwellig) gekühlt. In Tabelle 2.16 sind die wichtigsten Daten für die kryogenen Teile von FIFI LS aufgeführt.

| | Flüssig-Stickstoff | Flüssig-Helium | Helium II |
|----------------------|--------------------|------------------|--------------|
| Betriebstemperatur | 77 K | ~ 4 K | ~ 1.8 K |
| Volumen: | 31.5 Liter | 35.0 Liter | 3.12 Liter |
| geschätzte Standzeit | ~ 30.3 Std. | ≥ 34.1 Std. | 18.7 Std. |

Tabelle 2.16: Die Eigenschaften der kryogenen Komponenten von FIFI LS.

Zum Zeitpunkt des Abgebens dieser Arbeit befindet sich FIFI LS in folgendem Entwicklungszustand:

- Das Design der Optik, sowie die Analyse der Beugungseffekte ist für beide Spektrometerkanäle abgeschlossen und mehrere optische Komponenten (Kollimatoren für das langwelligen Spektrometer, alle Spiegel der beiden Bildfeldzerleger und die beiden Beugungsgitter) befinden sich in Fertigung.
- Die Fertigung eines Prototypen für den Gitterantrieb ist abgeschlossen, die elektronischen Komponenten befinden sich teilweise noch in Bau.
- Mehrere Detektorsegmente konnten erfolgreich aufgebaut werden. Diese werden gerade umfangreichen Qualifikationstests unterzogen.

- Der Vakuumbehälter und die einzelnen Dewargefäße befinden sich in einer fortgeschrittenen Konstruktionsphase. Die Analysen dieser Komponenten mittels Finite-Elemente Modellen ist jedoch bereits weitgehend abgeschlossen.

Ein „Preliminary Airworthiness Design Review“ (PADR), in dem das grundlegende Designkonzept in Hinblick auf die Flugsicherheit untersucht wurde, konnte bereits im Dezember 1998 erfolgreich durchgeführt werden. Die Durchführung des wesentlich aufwendigeren „Critical Airworthiness Design Reviews“ (CADR), bei dem die detaillierte Konstruktion der sicherheitsrelevanten Teile im Instrument zur Fertigung zugelassen werden sollen, ist für den Sommer 2002 vorgesehen.

Teil II

Beobachtung des galaktischen Zentrums mit ISO

Vorbemerkung

Das galaktische Zentrum stellt einen in unserer Galaxie einzigartigen Raumbereich dar, dessen Physik im besonderen durch das Vorhandensein einer kompakten zentralen Massenkonzentration – aller Wahrscheinlichkeit nach ein supermassives schwarzes Loch – geprägt ist. Aus diesem Grund birgt das galaktische Zentrum auch eine Fülle von Strukturen, die nicht nur für sich genommen hochinteressante Objekte für die astronomische Forschung darstellen, sondern auch für das Verständnis der dynamischen und physikalischen Prozesse in Galaxienkernen allgemein von großer Bedeutung sein können.

Das Zentrum der Galaxie ist allerdings in einem weiten Wellenlängenbereich nicht einfach zu beobachten: Die hohe Staubsäulendichte entlang der in der galaktischen Scheibe verlaufenden Sichtlinie verdeckt die Quellen des galaktischen Zentrum vom sichtbaren bis in den weichen Röntgenbereich praktisch vollständig. Damit ist das galaktische Zentrum mit erdgebundenen Observatorien nur im nahen und mittleren Infrarot sowie im Sub-Millimeter und Radiobereich beobachtbar. Dementsprechend sind diese Quelle auch erst seit einem vergleichsweise kurzem Zeitraum, bedingt durch die technischen Fortschritte bei der Fertigung geeigneter Detektoren, sowie dem Bau entsprechender Trägerplattformen, mit denen Teleskope und Instrumente außerhalb der Erdatmosphäre gebracht werden konnten, für Beobachtungen zugänglich.

Mit einem Instrument der letzten Generation, dem „Short Wavelength Spectrometer“ (SWS) an Bord des „Infrared Space Observatory“ (ISO) konnte die Region des galaktischen Zentrums mit bislang unerreichter spektraler Auflösung im Wellenlängenbereich von $2.5 - 45 \mu\text{m}$ untersucht werden. SWS Beobachtungen der unmittelbarer Umgebung des galaktischen Zentrums bilden auch die Grundlage des zweiten Teils dieser Arbeit, in dem die Auswirkungen des interstellaren Staubes in der Sichtlinie zum galaktischen Zentrum auf die Infrarot-Extinktion untersucht wurde. Außerdem konnten unter Zuhilfenahme dieser neugewonnenen Erkenntnisse über die Gesetzmäßigkeit der Staubextinktion Aussagen über die physikalischen Zustände des molekularen Wasserstoffs getroffen werden, der sich in einem dichten Gasring um das dynamische Zentrum der Galaxie befindet.

Alle beobachteten astronomischen Quellen unterliegen in unterschiedlichem Maß einer wellenlängenabhängigen Extinktion, die ihre Ursache in der Wechselwirkung der beobachteten Strahlung mit den Körnern des interstellaren Staubes hat. Eine genaue Kenntnis dieses Effektes ist aus mehreren Gründen von Interesse: Zum einen kann mit einem bekanntem Extinktionsgesetz eine Korrektur der beobachteten Strahlungsintensität durchgeführt werden und damit Aussagekraft der Beobachtungsdaten bei einer quantitativen Analyse erheblich erhöht werden, zum anderen stellt die Untersuchung der wellenlängenabhängigen Extinktion eine Möglichkeit dar, Informationen über die physikalischen Eigenschaften des interstellaren Staubes zu erhalten.

Beobachtungen der HII-Region im galaktischen Zentrum stellen eine hervorragende Grundlage zum Studium der interstellaren Extinktion dar, weil durch die hohe Staubsäulendichte in der galaktischen Scheibe eine starke und damit gut zu quantifizierende Extinktion im gesamten beobachteten Wellenlängenbereich gewährleistet ist. Außerdem kann aufgrund der im

Emissionsgebiet niedrigen Staubsäulendichte eine geringe intrinsische Extinktion angenommen werden, wodurch die Interpretation der Daten wesentlich erleichtert wird. Konkret wurden zur Ableitung des Extinktionsgesetzes eine Reihe Wasserstoff-Rekombinationslinien untersucht, die aus dem Zentralbereich der HII-Region um das galaktische Zentrum emittiert werden und deren relative Intensitäten gut mit theoretischen Mitteln berechnet werden können.

In den folgenden Kapiteln werden die Grundlagen vorgestellt, mit denen die Ableitung eines zuverlässigen Extinktionsgesetzes möglich ist. Dabei wird auch ein kurzer Überblick über die ISO-Mission und im besonderen über das verwendete Instrument (SWS) gegeben. Eine ausführliche Beschreibung aller beobachteten Spektrallinien erfolgt in einem eigenen Abschnitt. Das letzte Kapitel dieser Arbeit befaßt sich mit den physikalischen Zuständen des Gases in der näheren Umgebung des galaktischen Zentrums, wobei das zuvor abgeleitete Extinktionsgesetz verwendet wird, um eine Extinktionskorrektur für die beobachteten Emissionslinien durchzuführen.

Kapitel 3

Das Infrared Space Observatory ISO

3.1 Der Satellit

Der ISO Satellit als Trägerplattform der vier Infrarotinstrumente SWS, LWS, ISO-Cam und ISO-Phot (siehe Abschnitt 3.2) wurde am 17. November 1995 mit einer Ariane 44P von Kourou gestartet. Der 5.3 m hohe, 3.6 m breite und bei seinem Start rund 2200 kg schwere Satellit ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

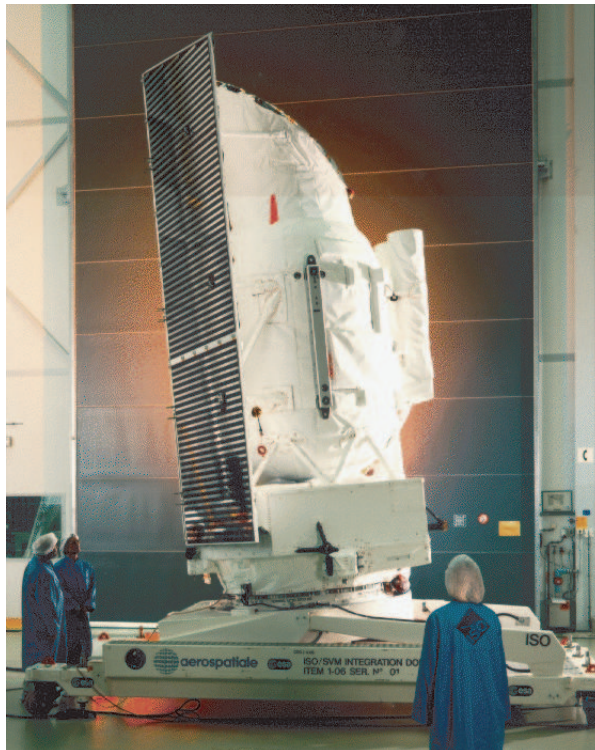


Abbildung 3.1: Der ISO Satellit nach erfolgter Integration bei einem Bodentest. (Photo: ESA)

Beim Start hatte ISO 2286 Liter suprafluides Helium an Bord, mit dem die vier Instrumente und das Teleskop auf eine Temperatur zwischen 2 und 8 K gekühlt wurden. Ursprünglich wurde eine Missionsdauer von 20 Monaten angesetzt, die mit dem Verdampfen des gesamten

Heliumvorrates endet. Durch die konservative Abschätzung des Heliumverbrauches wurde aber letztendlich die Missionsdauer um acht Monate verlängert, bevor am 8. April 1998 der Vorrat an flüssigem Helium endgültig verbraucht war und sich die Instrumente zu erwärmen begannen. Die letzte astronomische Beobachtung wurde am 10. Mai 1995 durchgeführt.

Die Bahn des Satelliten um die Erde ist extrem elliptisch mit einer Perigäumsdistanz von 1000 km und einem Apogäum von 70000 km. Die Umlaufperiode auf dem um 5° gegen die Äquatorebene geneigten Orbit beträgt 24 Stunden. Weil sich allerdings ein Teil der Bahn innerhalb des Van-Allen Gürtels der Erde befindet, in dem wegen der hohen Dichte von geladenen Teilchen der Betrieb der Instrumente nicht möglich ist, konnte pro Tag nur etwa 16 Stunden für astronomische Beobachtungen genutzt werden.

Der ISO-Satellit besteht im Wesentlichen aus vier Hauptteilen:

- **Der Flüssig-Helium-Kryostat** trägt den Vorrat von suprafluidem Helium, mit dem die Instrumente, das Teleskop und einige Strahlungsschilde entweder direkt oder durch das verdampfte Gas gekühlt werden.
- **Das 60 cm Teleskop** vom Typ Ritchey-Chretien mit einer Öffnungszahl von $f/15$. Das unvignettierte Gesichtsfeld von etwa 20 Bogenminuten wird durch einen Pyramidenspiegel auf die vier Instrumente aufgeteilt. Mit der Pointingstabilität als limitierenden Faktor, ist ab einer Wellenlänge von $10 \mu\text{m}$ eine beugungsbegrenzte Beobachtung möglich.
- **Die vier Instrumente** erlauben eine Beobachtung in einem Wellenlängenbereich von $2.5 - 240 \mu\text{m}$. Die Instrumente werden in den Abschnitten 3.2 und 3.3 näher beschrieben.
- **Das Service-Modul** enthält alle zum Betrieb des Satelliten notwendigen Einrichtungen inklusive der zur Energieversorgung benötigten Solarzellen.

Die wichtigsten Eckdaten der ISO-Mission sind in Tabelle 3.1 noch einmal zusammengefaßt.

| Missionsdaten | |
|--------------------------------------|----------------------------|
| Start | 17. November 1995 |
| Missionsende | 10. Mai 1998 |
| Zeit für astronomische Beobachtungen | ~18 Monate |
| Bahndaten | |
| Perigäum | 1000 km |
| Apogäum | 70000 km |
| Umlaufperiode | 24 Std. |
| Bahnneigung zur Äquatorebene | 5° |
| Teleskop | |
| Öffnung | 60 cm |
| Typ | Ritchey-Chretien |
| Öffnungsverhältnis | $f/15$ |
| Gesichtsfeld, gesamt | 20 Bogenminuten |
| Gesichtsfeld pro Instrument | 3 Bogenminuten |
| Optisch Beugungsbegrenzt | $\lambda > 5 \mu\text{m}$ |
| Beugungsbegrenzt, tatsächlich | $\lambda > 10 \mu\text{m}$ |

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Eckdaten der ISO-Mission.

3.2 Instrumente

Wie erwähnt standen auf dem ISO-Satelliten insgesamt vier Instrumente für Beobachtungen im Wellenlängenbereich von 2.5 - 240 μm zur Verfügung, über die im folgenden ein kurzer Überblick gegeben werden soll. Abbildung 3.2 zeigt den Arbeitsbereich der Instrumente in einer Ebene, die von Arbeitswellenlänge und spektraler Auflösung aufgespannt wird.

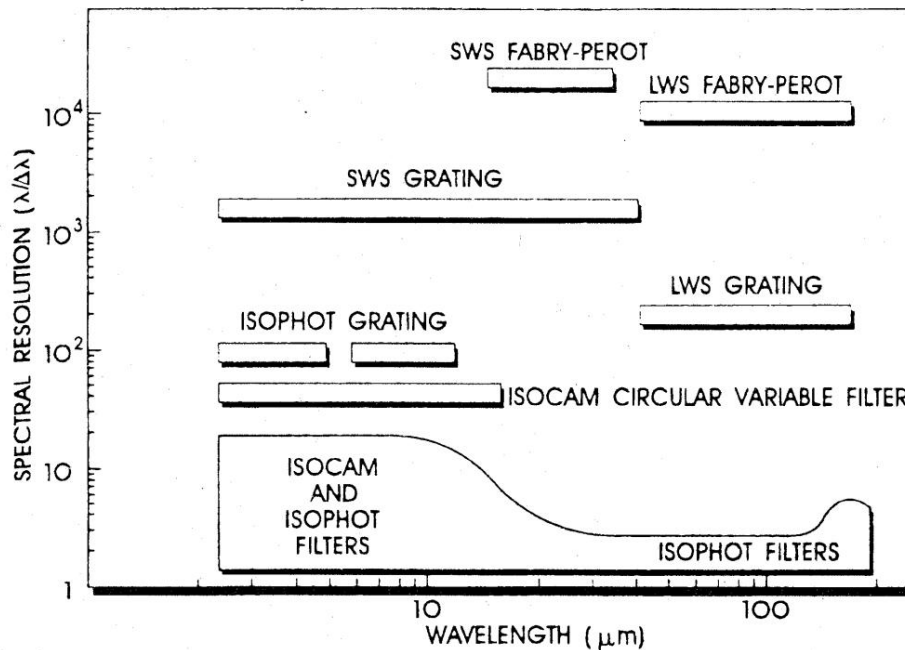


Abbildung 3.2: Der Arbeitsbereich der vier ISO-Instrumente. (Kessler et al., 1996)

- Mit der Infrarotkamera **ISOCAM** (Cesarsky et al., 1996) war es möglich, hochaufgelöste Bilder astronomischer Quellen in einem Wellenlängenbereich von 2.4 - 17 μm aufzunehmen. Das Instrument bestand aus einem kurzwelligen Teil für Beobachtungen zwischen 2.5 und 5.2 μm und einem langwelligen Teil für 4 - 17 μm , wobei die beiden Teile allerdings nicht gleichzeitig eingesetzt werden konnten. Mit einer Anordnung von vier Linsen, 13 Bandpaßfiltern und einem variablen Filter (kurzwelliger Teil) beziehungsweise 10 Bandpaßfiltern und zwei variablen Filter (langwelliger Teil) konnten astronomische Quellen mit variabler Vergrößerung und einer spektralen Auflösung bis zu $R=40$ auf die jeweils 32×32 Pixel großen Detektoren abgebildet werden.
- Das abbildende Photopolarimeter **ISOPHOT** (Lemke et al., 1996) bestand aus folgenden drei Subsystemen, die jedoch nicht zur gleichen Zeit betrieben werden konnten:
 - Ein Multiband-Photometer mit drei Einzeldetektoren für Wellenlängen zwischen 3 und 120 μm .
 - Zwei Ferninfrarotkameras für Abbildungen im Wellenlängenbereich von 50 - 240 μm .
 - Zwei Gitterspektrometer für simultane Beobachtungen zwischen 2.5 und 12 μm .

Für polarisationssensitive Messungen standen außerdem für das Photometer und die Kameras zwei Sätze aus je drei Polarisatoren zur Verfügung.

- Mit dem Gitter- und Fabry-Perot-Spektrometer **SWS** (de Graauw et al., 1996) konnten im Wellenlängenbereich von 2.4 - 45 μm Spektren mit einer Auflösung von $R = 1000 - 2000$ beziehungsweise $R = 30000$ mit dem Fabry-Perot-Spektrometer aufgezeichnet werden. Der größte Teil der in dieser Arbeit beschriebenen astronomischen Beobachtungen wurden mit diesem Instrument durchgeführt, weshalb das SWS-Spektrometer im nachfolgenden Abschnitt noch detaillierter beschrieben wird.
- Das kombinierte Gitter- und Fabry-Perot-Spektrometer **LWS** (Clegg et al., 1996) ermöglichte spektroskopische Untersuchungen in einem Wellenlängenbereich von 43 – 196.9 μm . Das Instrument konnte als reines Gitterspektrometer mit einer spektralen Auflösung zwischen $R = 150 - 200$, oder durch Einschwenken zweier Fabry-Perot-Interferometer mit einer Auflösung zwischen $R = 6800 - 9600$ betrieben werden. Abhängig von der Beobachtungswellenlänge kamen mehrere unterschiedliche Detektoren zum Einsatz: Beryllium dotiertes Germanium im kurzwelligen Band bei einer Wellenlänge von 43 – 50 μm , Gallium dotiertes Germanium (Ge:Ga) im Wellenlängenband zwischen 50 und 110 μm und gedrücktes Ge:Ga im langwelligen Band bei 110 – 190 μm .

3.3 Das SWS Spektrometer

In den folgenden Abschnitten soll einen Überblick über das „Short Wavelength Spectrometer“ SWS geben, wobei der grundlegende Aufbau und die Leistungsdaten, sowie die Beobachtungsmoden und Kalibrationsverfahren jeweils separat behandelt werden. Für eine tiefergehende Betrachtung wird an dieser Stelle auf weiterführende Publikationen verwiesen (de Graauw et al., 1996; Valentijn et al., 1996; Schaeidt et al., 1996; Leech et al., 2000).

3.3.1 Aufbau

Das SWS Spektrometer besteht aus zwei nahezu unabhängigen Gitterspektrometern, die gemeinsam den Wellenlängenbereich von 2.38 bis 45.2 μm mit einer typischen spektralen Auflösung von $R \sim 1000 - 2000$ ($\Delta v \sim 300 - 150 \text{ km/s}$) überdecken. In den Strahlengang beider Spektrometer kann jeweils ein Fabry-Perot-Interferometer eingeschwenkt werden, mit dem in den Wellenlängenbereichen 15 - 26 μm und 26 - 35 μm die spektrale Auflösung um mehr als eine Größenordnung auf $R \sim 30000$ erhöht wird. Im Beobachtungsmodus mit eingeschwenkten Fabry-Perot Interferometern sind zudem Beobachtungen bis 11.4 μm mit verringerter Auflösung beziehungsweise bis 44.5 μm mit verringerter Empfindlichkeit möglich.

In Abbildung 3.3 ist der optische Aufbau des SWS-Instrumentes dargestellt. Die vom Teleskop kommende Infrarotstrahlung wird von einem Pyramidenspiegel (nicht dargestellt) in das Spektrometer reflektiert. Nahe dem Teleskopfokus befindet sich einer von drei austauschbaren dichroitischen Strahlteilern, der den eintreffenden Strahl in einen kurzwelligen Teil (transmittierter Anteil) und einen langwelligen Teil (reflektierter Anteil) auftrennt. Hinter dem Strahlteiler stehen in beiden Spektrometerteilen jeweils drei verschiedene Eintrittsspalte zur Verfügung, die in einem Shuttermechanismus vorgewählt werden. Der Shuttermechanismus ist so gebaut, daß in beiden Spektrometern jeweils die gleiche Apertur verwendet wird. Davon abgesehen sind beide Bereiche aber voneinander unabhängig, wodurch eine simultane Beobachtung in beiden Wellenlängenbereichen möglich ist. In Tabelle 3.2 sind die insgesamt 17 Wellenlängenbänder zusammengefaßt, in die durch die Wahl des Filtermaterials, der Apertur, der Beugungsordnung des Gitters und des jeweiligen Detektormaterials der gesamte Beobachtungsbereich des Instrumentes unterteilt wird. Die Breite des Eingangsspalt es ist für alle Bänder außer für Band 4

und Band 6 identisch. In diesen beiden langwelligen Bändern muß der Eingangsspalt aufgrund von Beugungseffekten etwas breiter ausgelegt sein.

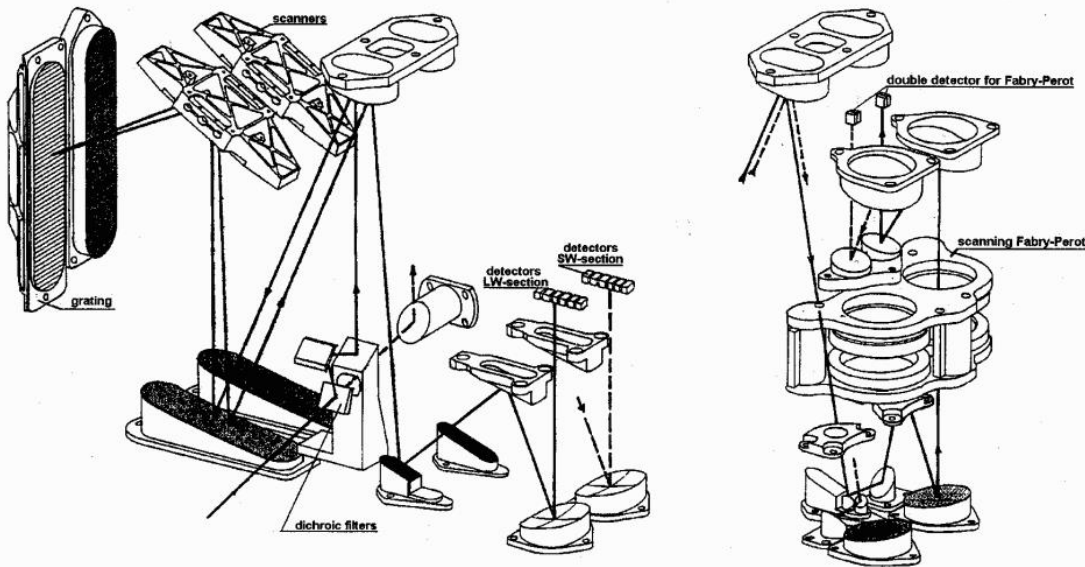


Abbildung 3.3: Vereinfachter optischer Aufbau des SWS-Instrumentes (links) sowie der alternative Strahlverlauf bei eingeschwenktem Fabry-Perot-Interferometer (rechts).

Für die spektrale Aufspaltung der einfallenden Infrarotstrahlung steht sowohl im langwelligen, wie auch im kurzwelligen Teil des Instrumentes jeweils ein Beugungsgitter zur Verfügung, wobei mit je einem, unmittelbar vor den Gittern montierten Scanspiegel der jeweilige Wellenlängenbereich eines Bandes schrittweise durchgestimmt wird. Da die Beugungsgitter in Littrow-Anordnung (siehe Abschnitt 2.1.4) betrieben werden, läuft der gebeugte Strahl beinahe entlang des einlaufenden Strahles zurück, wo er an einer geeigneten Stelle ausgekoppelt und von einer Ausgangsoptik auf den 12 Pixel umfassenden Detektorblock abgebildet wird.

Für Beobachtungen mit dem Fabry-Perot-Interferometer wird das Strahlenbündel aus dem langwelligen Teil des Instrumentes zunächst wieder kollimiert und durchläuft danach das einstellbare Fabry-Perot Filter. Eine zusätzliche Spiegeloptik bildet das Spektrum auf die beiden nur für Fabry-Perot-Beobachtungen verwendeten Detektoren ab. In Abbildung 3.3 ist dieser alternative Strahlverlauf im Fabry-Perot-Interferometer in der rechten Bildhälfte dargestellt.

Die Detektorblöcke der Gitterspektrometer sind als Stapel in der Dispersionsrichtung der Beugungsgitter (spektrale Richtung) aufgebaut. Aus Tabelle 3.2 kann auch das im jeweiligen Band verwendete Detektormaterial entnommen werden. Die nominelle Betriebstemperatur der InSb, Si:As und Si:Ga Detektoren beträgt 4 - 5 K, während die Si:Sb Detektoren des Fabry-Perot-Interferometers auf etwa 10 K geheizt und die Ge:Be Detektoren auf 2 K gekühlt werden mußten, um eine optimale Funktion zu gewährleisten. Zur Auslesung der Detektorsignale dienten integrierenden Vorverstärkern, die mit geheizten JFET-Bauteilen implementiert wurden.

| SWS-Band | Ordnung | Apertur | Detektor | Wellenlänge (μm) | Auflösung ($R = \lambda/\Delta\lambda$) |
|-------------------------------------|---------|--------------------|----------|----------------------------------|--|
| Gitterspektrometer: | | | | | |
| 1A | 4 | 14'' \times 20'' | InSb | 2.38 – 2.60 | 1870 – 2110 |
| 1B | 3 | 14'' \times 20'' | InSb | 2.60 – 3.02 | 1470 – 1750 |
| 1D | 3 | 14'' \times 20'' | InSb | 3.02 – 3.52 | 1750 – 2150 |
| 1E | 2 | 14'' \times 20'' | InSb | 3.52 – 4.05 | 1290 – 1540 |
| 2A | 2 | 14'' \times 20'' | Si:Ga | 4.05 – 5.30 | 1540 – 2130 |
| 2B | 1 | 14'' \times 20'' | Si:Ga | 5.30 – 7.00 | 930 – 1250 |
| 2C | 1 | 14'' \times 20'' | Si:Ga | 7.00 – 12.0 | 1250 – 2450 |
| 3A | 2 | 14'' \times 27'' | Si:As | 12.0 – 16.0 | 1250 – 1760 |
| 3C | 2 | 14'' \times 27'' | Si:As | 16.0 – 19.5 | 1760 – 2380 |
| 3D | 1 | 14'' \times 27'' | Si:As | 19.5 – 27.5 | 980 – 1270 |
| 3E | 1 | 20'' \times 27'' | Si:As | 27.5 – 29.5 | 1300 |
| 4 | 1 | 20'' \times 33'' | Ge:Be | 29.5 – 45.2 | 1020 – 1630 |
| Gitter + Fabry-Perot-Spektrometer : | | | | | |
| 5A | 3 | 10'' \times 39'' | Si:Sb | 11.4 – 12.2 | 20600 – 24000 |
| 5B | 2 | 10'' \times 39'' | Si:Sb | 12.2 – 16.0 | 24000 – 32000 |
| 5C | 2 | 10'' \times 39'' | Si:Sb | 16.0 – 19.0 | 32000 – 34500 |
| 5D | 1 | 10'' \times 39'' | Si:Sb | 19.0 – 26.0 | 34500 – 35500 |
| 6 | 1 | 17'' \times 40'' | Ge:Be | 26.0 – 44.5 | 29000 – 31000 |

Tabelle 3.2: Die 17 Wellenlängenbereiche des SWS-Instrumentes in die der gesamte Wellenlängenbereich des Spektrometers durch die Wahl der Eintrittsapertur, Beugungsordnung, Strahlteiler und Detektormaterial aufgeteilt wird.

3.3.2 Beobachtungsarten

Das SWS Spektrometer kann wie beschrieben grundsätzlich auf zwei Arten verwendet werden: Als reines Gitterspektrometer mit mittlerer spektraler Auflösung, oder als Gitterspektrometer kombiniert mit einem Fabry-Perot-Filter bei hoher spektraler Auflösung. Bei einem Betrieb als reines Gitterspektrometer wird das Spektrum auf ein Array von 12 Einzeldetektoren abgebildet, wobei der gleichzeitig erfaßte Spektralbereich etwa acht spektralen Auflösungselementen der Beugungsgitter entspricht. Während der Beobachtung wird der gesamte Spektralbereich in kleinen Schritten durchgestimmt, um eine vollständige Abtastung der spektralen Information mit einem hohen Maß an Redundanz zu erreichen. Im kombinierten Betrieb mit einem Fabry-Perot-Interferometer wird die Beobachtungswellenlänge durch den Abstand der Interferometerplatten eingestellt, und in Schritten die etwa 1/4 eines Auflösungselementes entsprechen durchgestimmt. Das Beugungsgitter wird in dieser Betriebsart auf die entsprechende Wellenlänge eingestellt und dient zur Unterdrückung unerwünschter Ordnungen des Fabry-Perot-Interferometers.

Der Vorteil des reinen Gitterspektrometers besteht zum einen in der Möglichkeit einen großen spektralen Bereich vollständig abzutasten, zum anderen in einer vergleichsweise hohen Transmission und der damit verbundenen größeren Empfindlichkeit bei der Beobachtung breiter spektraler Bänder. Der Vorteil beim kombinierten Betrieb mit dem Fabry-Perot-Interferometer ist klarerweise dessen hohes spektrales Auflösungsvermögen, das die Auflösung eng benachbarter Liniengruppen, sowie das Studium der jeweiligen Linienprofile selbst ermöglicht. Der Einsatz des Fabry-Perots ist jedoch nur in einem sehr kleinen Spektralbereich, der typischerweise nur

jeweils eine einzige Linie oder eng benachbarte Liniengruppe umfaßt, möglich.

Für den Routinebetrieb des Spektrometers steht nur ein genau definierter Satz von Beobachtungsarten zur Verfügung, die in den sogenannten „Astronomical Observation Templates“ (AOT) definiert sind. Die zur Auswahl stehenden AOTs und deren grundlegenden Eigenschaften in Bezug auf spektrale Auflösung und überdeckten Wellenlängenbereich sind in Abbildung 3.4 zusammengefaßt.

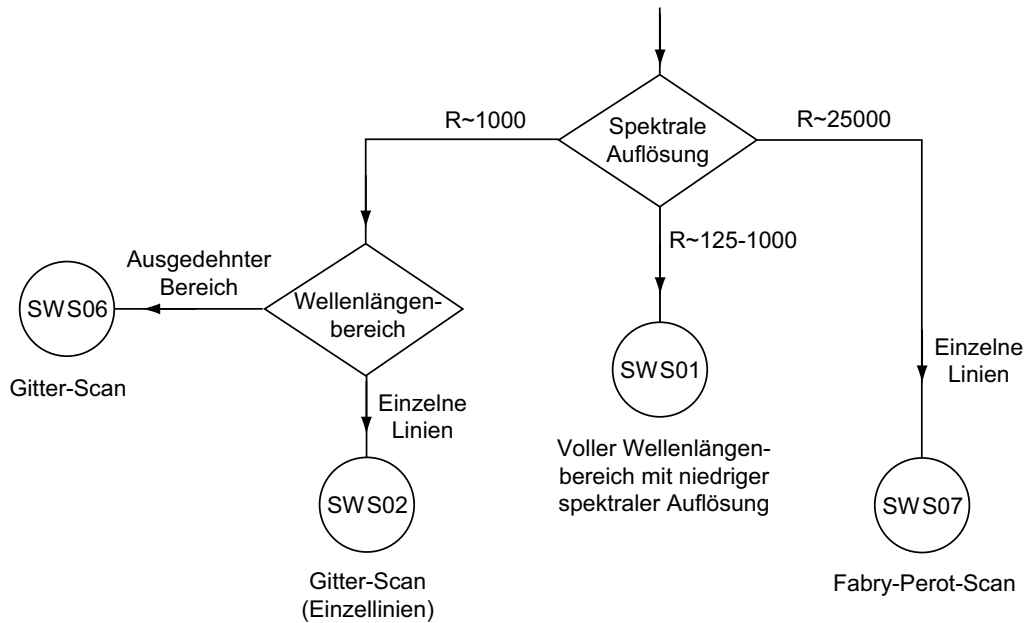


Abbildung 3.4: Die bei SWS zur Verfügung stehenden Beobachtungsarten, charakterisiert durch die spektrale Auflösung und den überdeckten Wellenlängenbereich.

Die einzelnen AOTs sollen im folgenden etwas eingehender beschreiben werden:

AOT SWS01: Im Fall einer AOT1 Beobachtung wird der gesamte Spektralbereich des Instrumentes ($2.38 - 45.2 \mu m$) für jede der drei Aperturen in zwei langen Scans mit den Beugungsgittern abgetastet. Ein Scan läuft dabei von kurzen zu langen Wellenlängen („up-scan“), der zweite umgekehrt („down-scan“), was letztendlich dazu dient, Memory-Effekte in den Detektoren zu erkennen und bei der Datenreduktion entsprechend zu behandeln. Da der AOT1 Modus darauf optimiert ist, in kurzer Zeit einen weiten Wellenlängenbereich abzufahren, ist die spektrale Abtastrate größer als die nominelle Auflösung der Gitterspektrometer. Um Probleme, die bei einer zu groben Abtastung entstehen zu vermeiden, werden die Spektren während der Integration künstlich „verwischt“.

AOT SWS02: Im AOT2 Modus wird das Instrument wie auch im AOT1 Modus als reines Gitterspektrometer betrieben. Die AOT2 Betriebsart ist jedoch darauf optimiert, qualitativ hochwertige und zuverlässige Abtastungen einzelner Linie zu gewährleisten. Von allen Beobachtungsmoden erzeugt der AOT2 Modus die am feinsten aufgelösten Spektren und weist außerdem die größte Empfindlichkeit auf, weil ein Scan beliebig oft wiederholt werden darf. Der abgetastete Wellenlängenbereich ist fest vorgegeben und ergibt sich aus der Länge des Detektorblocks zu etwa acht Auflösungselementen. Auch im AOT2 Modus wird das Spektrum in Form von up und down Scans aufgenommen.

AOT SWS06: Der AOT6 Modus stellt den flexibelsten Beobachtungsmodus von allen dar. Hier können Spektren in einem beliebigen Wellenlängenbereich innerhalb eines SWS-Bandes (siehe Tabelle 3.2) aufgenommen werden. Die Abtastrate der Beugungsgitter wird vom Beobachter gewählt und entspricht im schnellsten Modus in etwa einem Auflösungselement pro Abtastschritt. Anders als bei den übrigen Beobachtungsmoden wird eine eventuell auftretende Detektordrift weniger durch regelmäßige Dunkelstrommessungen als durch häufige Messung bei einer benutzerdefinierten Referenzwellenlänge überwacht.

AOT SWS07: Im AOT7 Modus kann ein kleiner Spektralbereich mit dem Fabry-Perot-Spektrometer abgetastet werden. Dabei wird wegen der im Antrieb auftretenden Hystereseeffekte die Scanrichtung beibehalten und von längeren zu kürzeren Wellenlängen gescannt. Um die unerwünschten Ordnungen des Fabry-Perot Interferometers zu unterdrücken, wird das Beugungsgitter ständig auf die Beobachtungswellenlänge abgestimmt. Beobachtungen im AOT7 Modus liefern Spektren mit der größten spektralen Auflösung, haben aber den Nachteil, daß die Empfindlichkeit des Instrumentes wegen der zusätzlichen optischen Komponenten verringert wird.

3.3.3 Kalibration

Die Wellenlängenkalibration des Instrumentes wurde sowohl mit internen Kalibrationsquellen als auch durch Beobachtung gut bekannter astronomischer Referenzquellen durchgeführt (Valentijn et al., 1996). Als interner Wellenlängenstandard für das Gitterspektrometer dient eine warme Quelle in Kombination mit einem Fabry-Perot-Filter mit festem Plattenabstand. Die endgültige Kalibration fand jedoch erst nach Inbetriebnahme des Satelliten durch Vermessung mehrerer wohlbekannter Emissionslinien nahegelegener planetarischer Nebel statt. Auch für das Fabry-Perot-Spektrometer wurde ein festes Fabry-Perot-Filter zur internen Wellenlängenkalibration verwendet. In diesem Fall ist man allerdings anders als bei den Gitterspektrometern wegen des Fehlens astronomischer Referenzquellen mit hinreichend genau bekannten Eigenschaften hauptsächlich auf die Kalibration durch diese internen Wellenlängenstandards angewiesen. Die wenigen Emissionslinien, deren Wellenlänge sowie die Radialgeschwindigkeit der Quelle mit der nötigen Genauigkeit bekannt waren, wurden nur zur Überprüfung der internen Kalibration verwendet. Bei der Wellenlängenkalibration konnte letztendlich eine Genauigkeit von $\lambda/5000 - \lambda/12000$ für den kurzwelliger Abschnitt des Gitterspektrometers und $\lambda/8000 - \lambda/16000$ für den langwelliger Abschnitt erreicht werden, was jeweils etwa 10 – 20% eines Auflösungselementes entspricht. Für das Fabry-Perot-Spektrometer wird die Genauigkeit der Wellenlängenkalibration mit $\lambda/10^5$ angegeben.

| SWS-Band | rel. Genauigkeit |
|----------|------------------|
| 1A – 1E | 5% |
| 2A / 2B | 7% |
| 2C – 3C | 11% |
| 3D | 12% |
| 3E | 20% |
| 4 | 30% |

Tabelle 3.3: Die bei der photometrischen Kalibration des Gitterspektrometers in den einzelnen Bändern erreichten relativen Genauigkeiten.

Die photometrische Kalibration wurde anhand von Beobachtungen einer Gruppe von Referenzsternen durchgeführt (Schaeidt et al., 1996). Für jedes der 17 Wellenlängenbänder wurde dazu eine Wellenlänge ausgewählt, für die die spektrale Empfindlichkeit der Detektoren maximal ist und das Spektrum der beobachteten Sterne möglichst glatt verläuft. Zur Flußkalibration wurde um diese Bezugswellenlängen herum ein Standard-AOT6-Scan, beziehungsweise im Fall des Fabry-Perot-Interferometers ein optimierter AOT7-Scan, durchgeführt. Eine zentrale Größe für diese Art der Kalibration ist dabei die spektrale Energieverteilung (spectral energy distribution, SED) der jeweiligen Referenzsterne, die aus Modellatmosphären und Vergleichsbeobachtungen abgeleitet wurden. Die bei der photometrischen Kalibration erreichte Genauigkeit ist in Tabelle 3.3 zusammengefaßt. Bei Messungen mit dem Fabry-Perot-Interferometer entspricht die Genauigkeit der Flußkalibration in etwa dem Wert, der bei der entsprechenden Wellenlänge für das Gitterspektrometer angegeben ist plus 20%.

Kapitel 4

Die Morphologie des galaktischen Zentrums

Das Zentrum unserer Galaxie ist der bei weitem am nächsten liegende Galaxienkern. Mit einer Entfernung von 8.0 kpc (McNamara et al., 2000; Carney et al., 1995; Reid, 1993)) liegt das galaktische Zentrum rund 100 mal näher als die nächste externe und etwa 1000 mal näher als die nächste aktive Galaxie. Diese relative Nähe erlaubt Beobachtungen mit hoher räumlicher Auflösung und ermöglicht damit detaillierte Untersuchungen der strukturellen und physikalischen Bedingungen, die im Kern der Galaxie herrschen.

Der Zentralbereich der Galaxie stellt eines der aktivsten Sternentstehungsgebiete unserer Galaxie dar und zeigt zugleich qualitative Ähnlichkeiten mit einem schwach aktiven galaktischen Kern (active galactic nucleus, AGN) (Pedlar et al., 1989). Damit ist diese Region auch deshalb von besonderer Bedeutung, weil sie als mögliches Modell für das Verständnis von Galaxienkernen hilfreich sein kann. Nicht zuletzt deshalb stellt das galaktische Zentrum eine der am besten studierten Regionen innerhalb unserer Galaxie dar.

Beobachtungen der Zentralregion unserer Galaxie werden in weiten Bereichen des elektromagnetischen Spektrums durch die starke Konzentration von Staub in der galaktischen Scheibe erheblich erschwert. Besonders Wellenlängen im sichtbaren und ultravioletten Teil des Spektrums sind so stark von interstellarer Extinktion beeinflusst (die interstellare Extinktion im sichtbaren Licht beträgt ~ 30 mag), daß Beobachtungen des galaktischen Zentrums in diesen Wellenlängenbereichen unmöglich sind. Da die Extinktion durch interstellaren Staub aber stark mit der Wellenlänge abnimmt (siehe Abschnitt 7), wird die galaktische Scheibe im Infraroten wieder durchsichtig und damit das Zentrum der Galaxie einer direkten Beobachtung zugänglich. Die Abnahme der interstellaren Extinktion ist deshalb auch der Grund, warum sich der Infrarot- und im besonderen der Radiobereich, in dem die Staubextinktion vollständig vernachlässigbar ist, besonders gut zum Studium stark durch Staub verhüllter Objekte wie dem galaktischen Zentrum eignen. Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über den Zentralbereich unserer Galaxie wobei die wichtigsten und interessantesten Strukturen kurz erläutert werden.

4.1 Die innere galaktische Region

Infrarot- und Radiobeobachtungen der galaktischen Ebene enthüllen einen auffälligen Anstieg der Linienemission von molekularem CO, aber auch von atomarem Kohlenstoff innerhalb eines Bereiches von etwa 200 pc um das Zentrum der Galaxie. In einem etwas kleineren Bereich ist

dieser Anstieg auch bei der Radio- und Infrarot-Kontinuumsemission zu beobachten. Dieser Strahlungsanstieg spiegelt den Übergang zu einer kompakten, größtenteils aus molekularem Gas aufgebauten Region wieder, die durch hohe Gasdichten ($n \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$), relative hohe Temperaturen (30 – 200 K) und hohe magnetische Feldstärken gekennzeichnet ist (Moris & Serabyn, 1996). Tatsächlich emittiert dieser als „zentrale molekulare Zone“ (central molecular zone, CMZ) bezeichneten Raumbereich etwa 5 – 10% der insgesamt von der Galaxie produzierten Infrarot- und Lyman-Kontinuumsleuchtkraft und enthält rund 10% deren molekularer Gasmasse (Hauser et al., 1984; Scoville & Good, 1989; Bennet et al., 1994). Die Verteilung wie auch die Kinematik des Gases ist dabei mit einer gleichförmigen und axialsymmetrischen Rotationsbewegung um das Zentrum der Galaxie konsistent. Hinsichtlich der kinematischen Eigenschaften können in der zentralen molekularen Zone zwei Hauptkomponenten unterschieden werden: Ein quasi-kontinuierlicher Ring mit einem Radius von etwa 180 pc, charakterisiert durch hohe Gasgeschwindigkeiten ($\sim 130 - 200 \text{ km/s}$), sowie eine Reihe von dichten und massereichen molekularen Wolken die sich mit einer vergleichsweise niedrigen Gasgeschwindigkeit ($\leq 100 \text{ km/s}$) innerhalb der erwähnten Ringstruktur befinden. Der überwiegende Teil der in der zentrale molekulare Zone angesammelten Gasmasse entfällt auf diese zweite Komponente, die neben den bekannten HII-Regionen Sagittarius A - Sagittarius E eine größere Zahl von ausgedehnten, filamentartigen Gaswolken umfaßt. Diese innere Komponente beinhaltet auch die massereichste molekulare Wolke der Galaxie: Sgr B2. Sie alleine enthält etwa 5% der gesamten Gasmasse unserer Galaxie.

4.2 Der Sagittarius A Komplex

Der Sagittarius A (Sgr A) Komplex (Ekers et al., 1983; Yusef-Zadeh & Morris, 1987; Pedlar et al., 1989) umfaßt den im Infrarot und Radio besonders hellen Bereich von etwa 4 Bogenminuten (10 pc) um das Zentrum der Galaxie. Radioaufnahmen dieser Region enthüllen mehrere klar unterscheidbare Strukturen (Abbildung 4.1).

Der schalenartig aufgebaute Bereich von Sgr A Ost zeigt eine überwiegend nichtthermische Emissionsstruktur und stellt aller Wahrscheinlichkeit nach den Überrest eines Supernovaereignisses in unmittelbarer Umgebung zum galaktischen Zentrum dar (Jones, 1974). Sgr A Ost zeigt eine ausgeprägte elliptische Form mit einer Hauptachse von etwa 10.5 pc und einem Achsverhältnis von ~ 1.3 . Das Zentrum der elliptischen Struktur erscheint in Projektion etwa 2.5 pc gegen das dynamische Zentrum der Galaxie verschoben.

Die zum überwiegenden Teil aus ionisiertem Gas bestehende thermische Radioquelle Sgr A West (Ekers et al., 1975; Sandqvist, 1974) hat eine Ausdehnung von etwa 45 Bogensekunden. Sie weist eine auffällige Spiralstruktur auf und ist direkt mit dem dynamischen Zentrum der Galaxie assoziiert (Oort, 1985). Der Bereich von Sgr A West ist von einem Torus aus überwiegend neutralem und molekularem Gas umgeben, dessen Emission bis in einem Abstand von mindestens 7 pc vom Zentrum der Galaxie nachgewiesen werden kann. Sgr A West und dieser molekulare Ring werden in Abschnitt 4.2.1 und 4.2.2 detaillierter behandelt.

Nahe dem Zentrum der Spiralstruktur von Sgr A West befindet sich die äußerst kompakte, nichtthermische Radioquelle Sgr A* (Lo et al., 1985). Detaillierte Studien der Gasdynamik in der unmittelbaren Umgebung von Sgr A* (Lacy et al., 1979, 1980) legen den Schluß nahe, daß dieses Objekt das dynamische Zentrum der Galaxie darstellt. Aus Messungen der Eigenbewegung von Sternen des zentralen Sternhaufens konnte eine Massenkonzentration von etwa $2.5 \times 10^6 M_{\odot}$ innerhalb eines Radius von $\leq 0.015 \text{ pc}$ um Sgr A* abgeleitet werden (Eckart & Genzel, 1997; Ghez et al., 1998). Sgr A* könnte damit sehr wahrscheinlich ein supermassives schwarzes Loch (supermassive black hole, SMBH) sein.

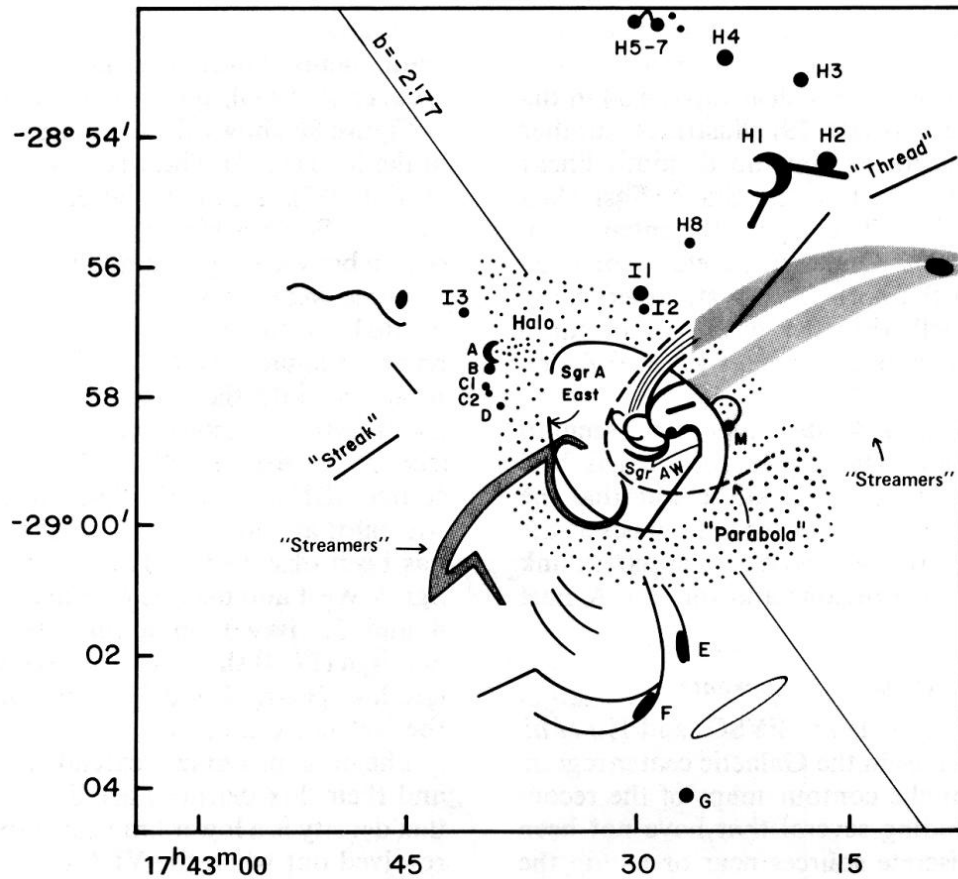


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der wichtigsten Strukturen die in Radioaufnahmen von Sgr A identifiziert werden können. (Yusef-Zadeh & Morris, 1987)

Der gesamte Bereich von Sgr A Ost und Sgr A West wird (in Projektion) von einem ausgedehnten, im Durchmesser etwa sechs Bogenminuten umfassenden Halo umgeben, der eine nichtthermische Emissionsstruktur, jedoch mit nachweisbarem thermischen Untergrund aufweist (Pauls et al., 1976). Außerdem beinhaltet der Sgr A Komplex mehrere diskrete wie auch ausgedehnte Strukturen (Yusef-Zadeh & Morris, 1987; Ho et al., 1985), wie die Gaskondensationen A - D oder die langgezogenen, strahlenartigen („streak“) Strukturen, die in Abbildung 4.1 aufgeführt sind.

Aus dem Studium der Absorptionsstruktur optisch dicker molekularer und atomarer Linien kann die dreidimensionale Geometrie der Region abgeschätzt werden. Es ist dabei relativ klar, daß Sgr A Ost von der Erde aus gesehen hinter dem Sgr A West-Sgr A* Komplex liegt (Güsten & Downes, 1980; Pedlar et al., 1989), wobei allerdings starke Hinweise auf eine enge Wechselwirkung der beiden Strukturen den Schluß nahelegen, daß sich Sgr A Ost und Sgr A West noch in unmittelbarer Nachbarschaft befinden müssen. Die Halostruktur dagegen befindet sich wahrscheinlich zur Gänze oder zumindest teilweise vor Sgr A West und Sgr A* (Pedlar et al., 1989). Zwei mögliche Konfigurationen, die die Struktur der Radioemission des Sgr A Komplexes erklären können sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

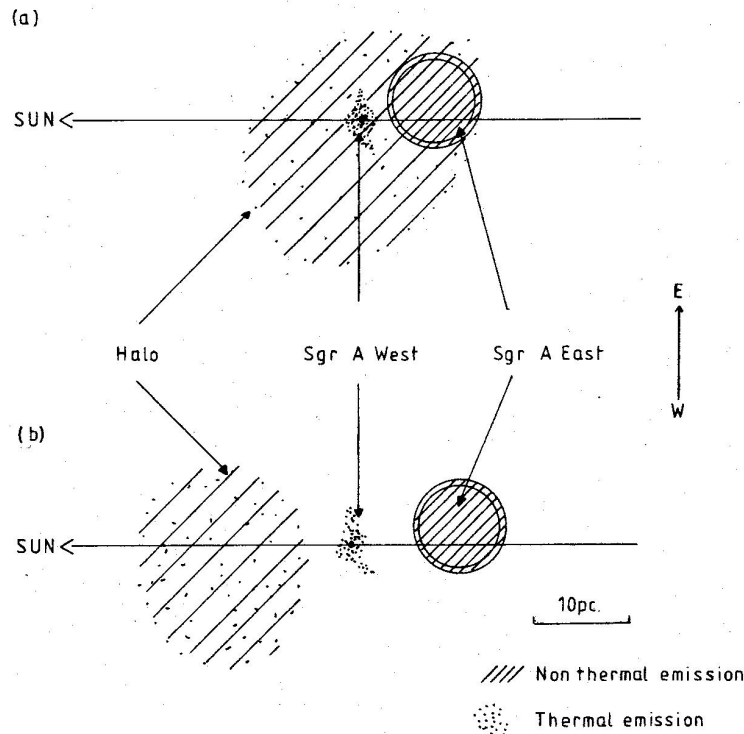


Abbildung 4.2: Zwei mögliche Modelle für die dreidimensionale Struktur der Hauptkomponenten von Sgr A. In Möglichkeit a) wird angenommen, daß Sgr A West innerhalb des Halos liegt, wobei die Halostruktur eine Sekundärererscheinung der Supernovaexplosion sein könnte, aus der Sgr A Ost entstanden ist (Yusef-Zadeh & Morris, 1987). Möglichkeit b) dagegen erklärt den Halo als eigene, räumlich von Sgr A West getrennte Komponente, die dann als sehr weit entwickelter Supernovaüberrest interpretiert werden kann. (Pedlar et al., 1989)

4.2.1 Sagittarius A West

Die thermische Radioquelle Sgr A West ist eine hochkomplexe Struktur, in der das vorwiegend ionisierte Gas in Form von ausgedehnten Filamenten vorliegt. Die spiralartige Struktur dieser Filamente tritt in Beobachtungen des Radiokontinuums (Ekers et al., 1983; Pedlar et al., 1989), aber auch in verschiedenen Radio-Rekombinationslinien und atomaren Feinstrukturlinien deutlich hervor (Serabyn & Lacy, 1985). Die Bezeichnung der einzelnen Gasfilamente ist dabei aus Abbildung 4.3 zu entnehmen. Die Gesamtmasse des ionisierten Gases in den Filamenten beträgt etwa $60 M_{\odot}$ (Lo & Claussen, 1983; Ekers et al., 1983) bei einer typischen Gasdichte im Bereich von $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Lacy et al., 1980). Das Gas zwischen den Filamenten weist dagegen mit $\leq 10^2 \text{ cm}^{-3}$ eine um etwa zwei Größenordnung geringere Dichte auf (Watson et al., 1980). Messungen der Radialgeschwindigkeiten deuten auf Gasgeschwindigkeiten von bis zu 300 km/s hin, die in den zentralen $10''$ mit steigender Entfernung zum galaktischen Zentrum hin stark abnimmt. Die Gasgeschwindigkeit vieler Bereiche von Sgr A West stimmt gut mit mit der Annahme überein, daß sich das Gas auf exzentrischen Bahnen im Gravitationsfeld einer zentralen Masse von etwa $3 - 4 \times 10^6 M_{\odot}$ bewegt (Serabyn & Lacy, 1985).

Der Ursprung der Gasfilamente ist noch nicht endgültig geklärt. Individuelle in Richtung des galaktischen Zentrums fallende und dabei durch Gravitationskräfte gestreckte Gaswol-

ken werden jedoch als wahrscheinlichster Mechanismus zur Entstehung der Spiralstruktur von Sgr A West angenommen. Die Rate, mit der Gas ins Innere strömt, wird dabei mit $3 - 5 \times 10^{-2} M_{\odot}$ angegeben (Jackson et al., 1993).

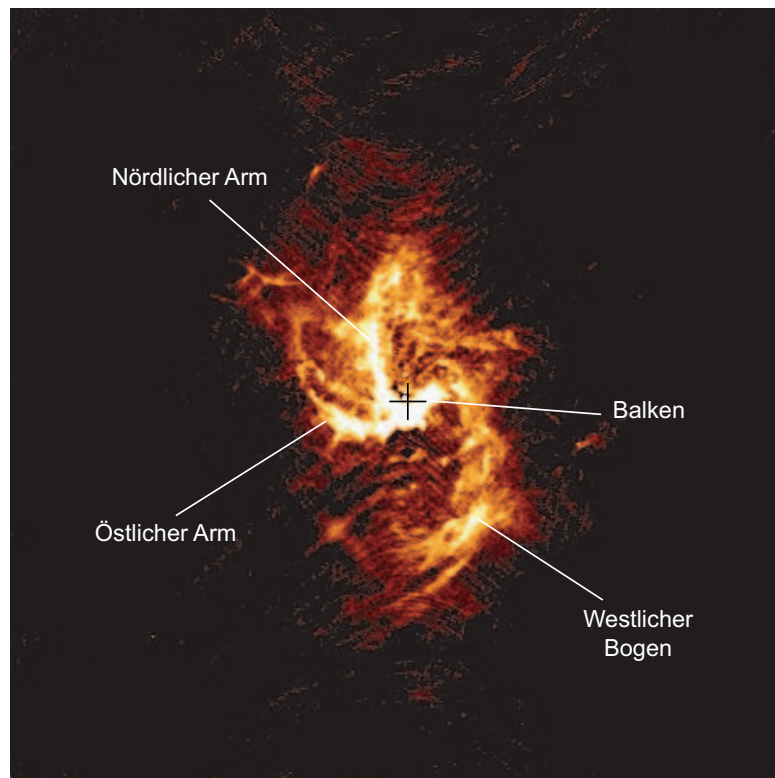


Abbildung 4.3: Radiokontinuumsbild von Sgr A West bei einer Wellenlänge von 3.6 cm. Die Position von Sgr A* ist durch ein Kreuz markiert. (Roberts & Goss, 1993)

Die Ionisation und Anregung des Gases in Sgr A West wird vollständig durch das UV-Strahlungsfeld einer Gruppe von massereichen blauen Überriesen beziehungsweise Wolf-Rayet-Sterne nahe des galaktischen Zentrums dominiert. Diese Sterne gehören einer Nach-Hauptreihenpopulation an die aller wahrscheinlich nach in eine Phase stark erhöhter Sternentstehung („Starburst“) vor etwa $3 \times 10^6 - 7 \times 10^6$ Jahren gebildet wurde (Najarro et al., 1997; Krabbe et al., 1995). Die Anregung des Gases durch interstellare Schocks scheint dagegen nur untergeordneter Rolle zu spielen (Shields & Ferland, 1994).

Mit Hilfe eines Modells, in dem die ionisierenden Quellen innerhalb von ~ 0.5 pc um das galaktische Zentrum lokalisiert sind, kann auch die Emissionsstruktur weiter Bereiches von Sgr A West einfach und elegant dadurch erklärt werden, daß die von den Quellen emittierte Strahlung von lokalen, dichten Gaswolken teilweise absorbiert werden. In den Randbereichen von Sgr A West würde dann der Fluß von Photonen im Lyman-Kontinuum nicht mehr ausreichen, um das Gas zu ionisieren. Unabhängig von der Quellenverteilung ist ein Gesamtfluß von etwa 4×10^{50} Lyman-Kontinuumsphotonen pro Sekunde nötig, um den Ionisationszustand des Gases innerhalb der zentralen 3 pc aufrechtzuerhalten (Serabyn & Lacy, 1985).

Aus Beobachtungen im fernen Infrarot folgt, daß die Staubdichte im interstellaren Medium von Sgr A West mit kleiner werdendem Abstand zum galaktischen Zentrum stark abnimmt (Gatley et al., 1977). Eine genauere Untersuchung zeigt, daß die Staubdichte in den zentralen

1.5 pc sogar so gering ist, daß ein UV-Photon nur mit einer Wahrscheinlichkeit von $\sim 10\%$ beim Durchqueren dieser Region absorbiert wird (Becklin, Gatley & Werner, 1982). Lyman-Kontinuums-Photonen können diese Region somit beinahe ungehindert durchqueren und das Gas in einem weiten Raumbereiche ionisieren. Die relative Staubarmut des Mediums innerhalb von 1.5 pc kann in einem Photoionisations-Modell durch die Zerstörung der Staubkörner im starken lokalen Strahlungsfeld erklärt werden.

4.2.2 Der molekulare Ring

Hochauflösende Beobachtungen des galaktischen Zentrums zeigen einen auffälligen Anstieg der Ferninfrarot-Emission in Form zweier lappenartiger Strukturen, die in einem Abstand von 2 pc symmetrisch um das Zentrum der Galaxie angeordnet sind (Harvey, Campbell & Hoffmann, 1976; Becklin, Gatley & Werner, 1982). Untersuchungen der FIR-Linienemission (Lester et al., 1981; Genzel et al., 1984, 1985) sowie der HI 21 cm und CO 2.6 mm Emission (Liszt et al., 1983; Liszt, Burton & van der Hulst, 1985) erklärten diese Strukturen als Teil eines nahezu vollständigen Ringes aus Staub und molekularem Gas, der einen zentralen Bereich mit überwiegend ionisiertem Gas umgibt. Durch hochaufgelöste Abbildungen der molekularen Linienemission (Güsten et al., 1987; Jackson et al., 1993; Marshall, Lasenby & Harris, 1995), wie sie vor allem durch Beobachtungen mit modernen sub-mm Interferometern möglich wurden, konnten immer detailliertere Untersuchungen dieser Region durchgeführt werden. Abbildung 4.4 zeigt den Ring in der 1-0 Emissionslinie des HCN Moleküls (88 GHz), die auf einer Konturlinienkarte der 6 cm Kontinuumsemission überlagert wurde. Das molekulare Material erscheint in dieser Abbildung bei einem Radius von 1.5 - 2 pc scharf abgegrenzt gegen einen zentralen Hohlraum, der die gesamte Region von Sgr A West umfaßt und aus sehr dünnem ionisiertem Gas besteht. Die HCN Emission kann bis etwa 5 pc und Linien mit niedrigerer Anregungsenergie bis >7 pc vom Zentrum der Galaxie nachgewiesen werden (Güsten et al., 1987), was den Schluß nahelegt, daß der molekulare Ring den inneren Teil einer weit ausgedehnten, dünnen Scheibe aus neutralem Gas darstellt. Die Dicke der Gasscheibe wird vornehmlich durch die turbulente Komponente der Gasbewegung bestimmt und beträgt an dessen inneren Rand etwa 0.4 pc.

In Karten der HCN Emission tritt die charakteristische Struktur des molekularen Ringes deutlich hervor: Das Gas ist nicht gleichmäßig entlang des Ringes verteilt, sondern bildet einzelne, dichte Wolken („Klumpen“) mit einem Durchmesser von typischerweise 0.2 - 0.4 pc. Praktisch das gesamte Material ($\sim 10^4 M_{\odot}$) des molekularen Ringes befindet sich in diesen Wolken, die etwa 10% des Ringvolumens füllen. Die Staubtemperatur in den Molekülwolken beträgt etwa 50 - 90 K, die Temperatur des Gases selbst liegt zwischen 100 und 500 K für CO, HCN und OI/CII und zwischen 1000 und 2000 K für molekularen Wasserstoff (Abschnitt 8). Die hohe Leuchtkraft des Ringes in den Ferninfrarot- und sub-mm Linien, die etwa 1% der bolometrischen Leuchtkraft von Sgr A* entspricht, folgt direkt aus der hohen Gastemperatur und Gasdichte ($n \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ für H_2). Die Tatsache, daß diese Emission nicht ausschließlich aus dem inneren Rand des Ringes stammt, sondern aus einem Bereich der typischerweise 1 - 3 pc tief ins Innere des Ringes reicht (Genzel et al., 1985; Lugten et al., 1986; Harris et al., 1985), kann durch die erwähnte stark fragmentierte, klumpige Struktur erklärt werden, die ein tiefes Eindringen der UV Strahlung in den Ring und damit ein effizientes Aufheizen des Gases ermöglicht. Alternativ kann die Emissionsstruktur allerdings auch durch eine mehr oder weniger gleichmäßige Verteilung von UV-Quellen innerhalb des Ringmaterials erklärt werden. Zudem könnten auch Schockanregungen, die in Gebieten mit hohem turbulenten Bewegungsanteil als Folge von Kollisionen der individuellen Molekülwolken auftreten, einen bedeutenden Beitrag zur Heizung des Ringmaterials beitragen (Harris et al., 1985).

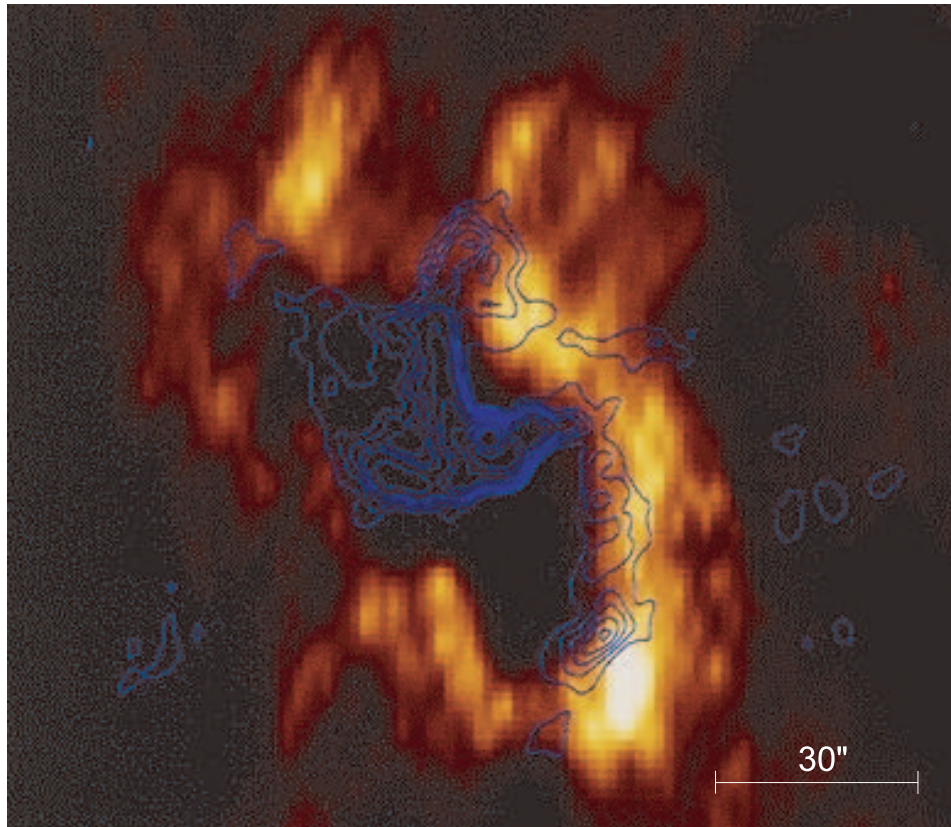


Abbildung 4.4: Der molekulare Ring des galaktischen Zentrums. Dargestellt ist die über alle detektierten Radialgeschwindigkeiten integrierte HCN 1-0 Linienemission zusammen mit einer Konturlinienkarte des 6 cm Radiokontinuumsfluß. (Güsten et al., 1987; Lo & Claussen, 1983)

Die Inklination des molekularen Ringes beträgt etwa $60^\circ - 75^\circ$ relativ zur Sichtlinie, die scheinbare Hauptachse ist bezüglich der Nordrichtung um um $\sim 25^\circ$ in Richtung Ost gedreht. Die vornehmliche Bewegungskomponente des Ringmaterials ist eine Rotation um das dynamische Zentrum der Galaxie mit Geschwindigkeiten von etwa 110 km/s, wobei Untersuchungen der HCN Emission (Güsten et al., 1987) zeigen, daß die Rotationsgeschwindigkeit im Bereich zwischen 2 und 4 pc nahezu konstant ist. In vielen Bereichen des molekularen Ringes weicht jedoch das Bewegungsmuster stark von der allgemeinen Rotationsbewegung ab. Zum einen kann lokal eine Verbreiterung der beobachteten Linien nachgewiesen werden, die auf eine turbulente Bewegung von bis zu 30 km/s schließen läßt, zum anderen zeigen einige Wolken als ganzes eine deutliche Abweichung von der allgemeinen Rotationsbewegung. Das prominentestes Beispiel hierfür ist die nach ihrer Radialgeschwindigkeit benannte +70 km/s Wolke, die auch in Abbildung 4.4 als auffallend heller Bereich im nordwestlichen Teil des molekularen Ringes zu erkennen ist.

Es gibt starke Hinweise dafür, daß das Ringmaterial dynamisch mit dem Gas des zentralen Hohlraumes, beziehungsweise Sagittarius A West gekoppelt ist: Der „westliche Bogen“ von Sgr A West kann als innerster, im Strahlungsfeld eines oder mehrerer zentraler Objekte ionisierter Rand des molekularen Ringes erklärt werden, während der „nördliche“ und der „östliche“ Arm, sowie der „Balken“ möglicherweise Ströme von ionisiertem Gas darstellen, die vom Ring in das Zentralgebiet fallen (Lo & Claussen, 1983; Quinn & Sussman, 1985; Serabyn et al.,

1988).

Daneben deuten außerdem mehrere in HCN 3-2 Emission beobachtbare Gasbänder (Marshall, Lasenby & Harris, 1995) auf eine mögliche, jedoch unsichere Verbindung des Ringmaterials mit ausgedehnten Molekülwolken in der Umgebung des Sagittarius A Komplexes hin. Diese Molekülwolken könnten damit ein Gasreservoir darstellen, aus dem der Verlust von Material das aus dem molekularen Ring in den Zentralbereich fällt, zumindest temporär ausgeglichen wird.

Kapitel 5

SWS Beobachtungen

5.1 Beobachtete Quellen

Für diese Arbeit wurden drei Raumbereiche in der unmittelbaren Umgebung des galaktischen Zentrums mit dem Short Wavelength Spectrometer (SWS) an Bord des ISO-Satelliten untersucht. Abbildung 5.1 zeigt die Positionen der ISO-Aperturen sowie deren Orientierung auf einer Überlagerung aus einer 5 GHz Radiokontinuumskarte (Lo & Claussen, 1983) und einer HCN (1-0) Radiokarte (Güsten et al., 1987) des galaktischen Zentrums. In der Radiokontinuumskarte tritt dabei die Struktur von Sagittarius A West deutlich hervor, wohingegen die Karte der HCN Emission vor allem das kühle molekulare Material des molekularen Ringes darstellt. Die Aperturen des SWS-Instrumentes sind auf die beiden auffällig hellen Bereiche des molekularen Ringes „Südwest“ und „Nordost“ (siehe Abschnitt 4.2.2), sowie auf den Zentralbereich der Radioquelle Sagittarius A West (Abschnitt 4.2.1) beziehungsweise Sgr A* zentriert.

An der Position Sgr A* wurden insgesamt drei Beobachtungen am 21. und 27. Februar 1997 im AOT SWS06 Modus durchgeführt. Die Wellenlängenbereiche der Teilscans wurde dabei so gewählt, daß durch diese drei Beobachtungen praktisch der gesamte Wellenlängenbereich zwischen $2.4 \mu\text{m}$ und $45 \mu\text{m}$ mit einer vergleichsweise hohen spektralen Auflösung überdeckt wird. Auch an der Position „Molekularer Ring - Nordost“ wurden drei Beobachtungen durchgeführt: ein voller Scan des Wellenlängenbereiches von $2.4 \mu\text{m}$ bis $45 \mu\text{m}$ im AOT SWS01 Modus am 19. Februar 1996, sowie zwei Beobachtungen im AOT SWS02 Modus am 19. Februar 1996 und am 27. März 1997, bei denen jeweils nur ein kleiner Wellenlängenbereich ($\sim 0.01\lambda$) um ausgewählte Spektrallinien abgetastet wurde. Für die Beobachtung im SWS01 Modus wurde die kleinste zur Verfügung stehende Scangeschwindigkeit des Beugungsgitters gewählt, um Daten mit einer größtmöglichen spektralen Auflösung zu erhalten. Ähnliche Daten wurden auch von der Position „Molekularer Ring - Südwest“ gesammelt: eine Beobachtung im AOT SWS01 Modus bei der kleinsten Scangeschwindigkeit des Beugungsgitters am 19. Februar 1996, sowie zwei Beobachtungen im AOT SWS02 Modus am 20. Februar und am 3. Oktober 1996. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Eckdaten dieser Beobachtungen ist in Tabelle 5.1 zu finden, die gewonnenen Spektren und Liniendaten werden in Abschnitt 5.3 vorgestellt.

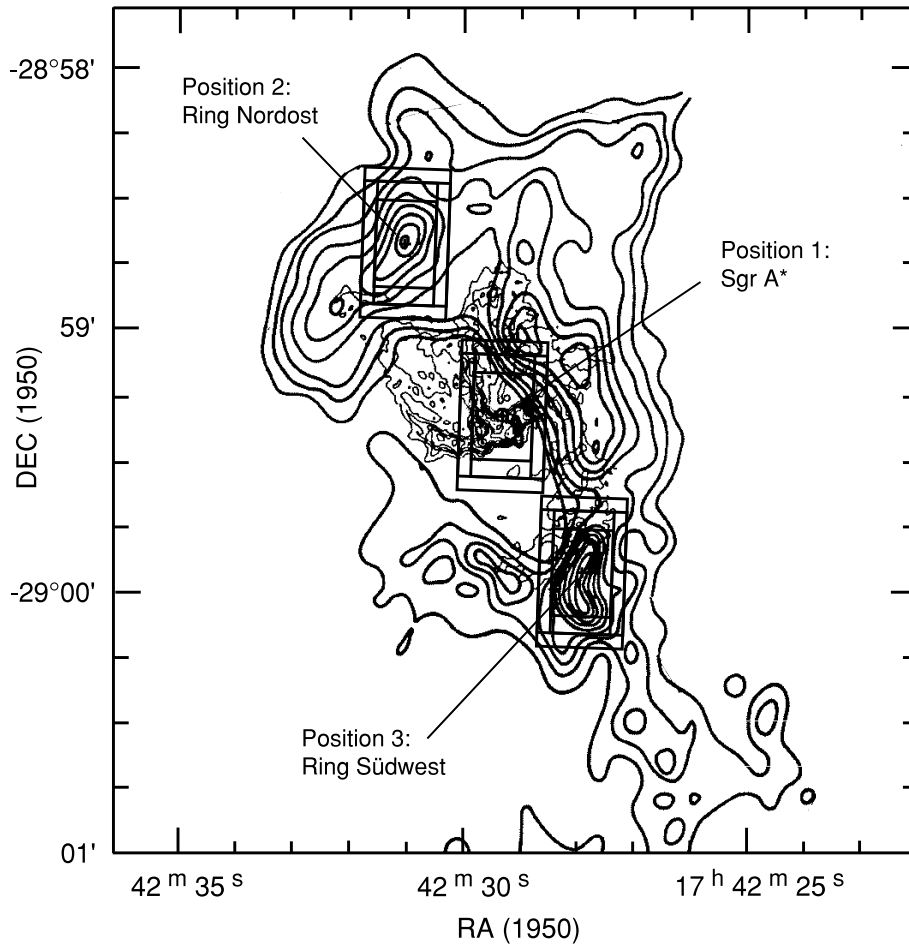


Abbildung 5.1: Zusammengesetzte Radiokarte des galaktischen Zentrums. Auf einer 5 GHz Kontinuumskarte und einer Karte der HCN (1-0) Emission sind die Aperturen der verschiedenen SWS-Beobachtungen dargestellt. (Güsten et al., 1987; Lo & Claussen, 1983)

5.2 Datenreduktion

Jeder bei einer Beobachtung anfallende Datenstrom wird durch ein automatisches Datenanalyseprogramm (OLP, Off-Line Processing) aufbereitet, wobei drei grundsätzliche Datentypen erzeugt werden:

- **ERD - Edited Raw Data**

Dieser Datentyp entsteht durch einfache Reformatierung der direkt vom Satelliten eintreffenden Rohdaten. Ein ERD-File besteht damit aus den Signalen, die in 24 Ausleseschritten pro Sekunde und Detektor gewonnen werden.

| AOT | ID Nummer | Datum | Beobachtungszeit [Sekunden] | Koordinaten | |
|---|-----------|---------|--------------------------------|--|-----------------|
| | | | | RA | Dec |
| Quelle: Sgr A* | | | | | |
| SWS06 | 46301201 | 21.2.97 | 6716 | 17 ^h 45 ^m 40.00 ^s | -29° 00' 28.6'' |
| SWS06 | 46301102 | 21.2.97 | 13114 | | |
| SWS06 | 46901903 | 27.2.97 | 8486 | | |
| Quelle: Molekularer Ring - Nordost | | | | | |
| SWS01 | 09500203 | 19.2.96 | 3612 | 17 ^h 45 ^m 41.80 ^s | -28° 59' 50.5'' |
| SWS02 | 09401504 | 19.2.96 | 3612 | | |
| SWS02 | 49702001 | 27.3.97 | 7146 | | |
| Quelle: Molekularer Ring - Südwest | | | | | |
| SWS01 | 09401905 | 19.2.96 | 6528 | 17 ^h 45 ^m 38.60 ^s | -29° 01' 05.7'' |
| SWS02 | 09500706 | 20.2.96 | 3612 | | |
| SWS02 | 32200621 | 3.10.96 | 1802 | 17 ^h 45 ^m 38.88 ^s | -29° 01' 04.7'' |

Tabelle 5.1: Die wichtigsten Eckdaten der ISO-SWS Beobachtungen am galaktischen Zentrum.

- **SPD - Standard Processed Data**

Bei der Ableitung des SPD Datentyps werden alle durch das Instrument verursachten Effekte entfernt, die in einer Zeitskala von weniger als einem Reset-Intervall auftreten. Den Rohdaten werden in diesem Schritt lineare Rampen angenähert und Wellenlängenwerte zugewiesen. Ein SPD-File hat damit die Form: mV/sec als Funktion der Wellenlänge (in μm).

- **AAR - Auto Analysis Result**

Bei diesem Datentyp werden die Instrumenteneffekte entfernt, die mit einer Zeitskala von größer als einem Reset-Intervall auftreten. Außerdem werden die Integrationsrampen in eine kalibrierte Flußdichte (Einheit: Jansky) konvertiert. Damit hat ein AAR-File die wissenschaftlich nutzbare Form: Flußdichte [Jy] als Funktion der Wellenlänge [μm].

Die Ableitung der einzelnen Datentypen findet jeweils in mehreren Schritten statt. Ausgehend vom ERD Datentyp werden zunächst die Störsignale eliminiert, die durch das Anlegen der Reset-Pulse entstehen, das elektronische Übersprechen zwischen benachbarten Detektoren entfernt und plötzliche Sprünge im Datenstrom, wie sie zum Beispiel durch das Auftreffen kosmischer Strahlung entstehen können, detektiert und im Datensatz markiert. Danach werden die Integrationsrampen durch lineare Funktionen genähert, deren Steigung (ausgedrückt in $\mu\text{V/s}$) direkt proportional zum Fluß der beobachteten Quelle ist. Außerdem wird jedem Detektor eine Wellenlänge zugewiesen, die aus der zeitabhängigen Stellung des Scanspiegels folgt. Das Ergebnis dieser Prozeduren ist ein SPD-File, der zur weiteren Bearbeitung zur Verfügung steht.

Ausgehend von einem SPD-File wird als nächster Schritt bei der Bearbeitung der SWS Daten der jeweils vor und nach einem Einzelscan gemessene Dunkelstrom gemittelt und von den Daten subtrahiert. Danach wird eine Relativkalibration der einzelnen Detektoren zueinander durchgeführt („Flatfielding“), um individuellen Unterschiede in den Detektorempfindlichkeiten zu eliminieren. In einer anschließenden photometrischen Überprüfung wird das Signal einer bekannten, internen Infrarotquelle untersucht, wodurch kurzzeitige Schwankungen der Detektorempfindlichkeiten erkannt werden können. Schließlich werden die, bei der Ableitung des SPD-Files ermittelten Steigungen der Integrationsrampen durch eine Flußkalibration in eine

Flußdichte übersetzt und die spektralen Daten hinsichtlich der Satelliten- und der Erdbewegung korrigiert und damit in das heliozentrische System konvertiert.

Normalerweise werden nach der Extraktion des AAR-Files noch mehrere Schritte in der Datenreduktion folgen, um etwa eine Filterung der Daten mit der entsprechenden Systemauflösung durchzuführen oder die in manchen Bändern durch den internen Aufbau des Instrumentes bedingten Interferenzstrukturen zu beseitigen.

Obwohl es möglich ist, die gesamte Datenreduktion bis zum wissenschaftlich nutzbaren AAR automatisch durch das OLP durchzuführen, kann es an vielen Stellen sinnvoll sein, eine schrittweise und manuelle Datenreduktion durchzuführen. Auf diese Weise können die Zwischenergebnisse ständig überprüft und eventuell auftretende Probleme frühzeitig behoben werden. Die im nächsten Abschnitt vorgestellten Daten wurden ausgehend von den SPD-Files mit den interaktiven Routinen der OSIA (Observers SWS Interactiv Analysis) Software durchgeführt.

5.3 Liniendaten

In den folgenden Abschnitten werden, getrennt nach den beobachteten Positionen, die aus den Beobachtungen des galaktischen Zentrums (siehe Abschnitt 5.1) gewonnenen spektralen Daten vorgestellt. Zuerst wird dabei jeweils das Gesamtspektrum aus den AOT01 Beobachtungen (AOT06 im Fall von Sgr A*) abgebildet, weil dadurch der beste Überblick über den allgemeinen spektralen Verlauf des Kontinuums, sowie über die zahlreich vorhandenen breiten Absorptions- und Emissionsstrukturen gegeben werden kann. Die stärkeren Linien sind in dieser Darstellung bereits deutlich erkennbar. Danach folgt eine detailliertere Darstellung derjenigen Abschnitte in den Spektren, in denen auch tatsächlich Linien detektiert wurden. In einer dritten Abbildung werden dann die im AOT02 Modus erfaßten Linien dargestellt. Diese Abbildungen enthalten auch diejenigen Linien aus den AOT01 Spektren, die weder in der Gesamtansicht, noch in der detaillierten Darstellung erkennbar sind. Im Fall von Sgr A*, wo keine AOT02 Beobachtungen durchgeführt wurden, sind an dieser Stelle alle detektierten Linien der AOT06 Beobachtung in einem kleinen Wellenlängenbereich ($\sim 0.01\lambda$) um die jeweilige Linie dargestellt.

In jedem Abschnitt findet sich eine Auflistung aller in den Beobachtungen detektierten Linien gruppiert in: Wasserstoff-Rekombinationslinien, Linien des molekularen Wasserstoffs und atomaren Feinstrukturlinien. Für jede Linie sind dabei die beobachtete Intensität und das aus dem RMS-Wert des Kontinuums in einem Wellenlängenbereich von etwa $3 \times 10^{-3} \lambda$ bis $4 \times 10^{-2} \lambda$ um die jeweilige Linie berechneten Signal-zu-Rauschverhältnis angegeben. Eine Linie wird dabei als sicher detektiert angenommen, wenn das Signal-zu-Rauschverhältnis größer als drei ist. Bei der Berechnung der Linienintensität wurde der Linienfluß unter der Annahme einer homogenen Oberflächenhelligkeit der Linienemission auf das Raumwinkelelement der verwendeten Apertur normiert. Vor allem bei der Beobachtung von Sgr A*, kann diese Annahme aufgrund der relativ großen ISO-Aperturen (Abschnitt 3.3) und der detaillierten Strukturierung dieser Quelle (Abschnitt 4.2.1) zu Fehlern in der berechneten Intensität führen (siehe auch Abschnitt 7.3).

Neben den Werten für die Linienintensität und das Signal-zu-Rauschverhältnis enthalten die Tabellen außerdem die Vakuumwellenlängen (ohne Berücksichtigung einer Dopplerverschiebung) und je nach Linientyp Zahlenwerte für verschiedene wichtige Eigenschaften wie Ionisationsenergie, kritische Dichte, Einstein-Koeffizienten usw. . . (siehe dazu die jeweiligen Fußnoten).

5.3.1 Sagittarius A*

Das Spektrum von Sgr A* (Abbildungen 5.2, 5.3 sowie 5.4 und 5.5) wird im Wellenlängenbereich von unter $10\ \mu\text{m}$ von einer Vielzahl starker Wasserstoff-Rekombinationslinien aus Übergängen auf die Niveaus 4, 5, 6 und 7 dominiert. Die Intensitäten der aus dem Zentralgebiet der HII-Region von Sgr A West stammenden Rekombinationslinien sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Neben den Rekombinationslinien wurde auch eine große Zahl an Rotations- und Rotations-Vibrationslinien des molekularen Wasserstoffs detektiert. Die Energien des oberen Zustandes der reinen Rotationslinien umspannen den Bereich von 1015 K für die 0-0 S(1) Linie bis 17438 K für die 0-0 S(13) Linie und damit mehr als eine volle Dekade. Eine Aufstellung der identifizierten molekularen Wasserstofflinien findet sich in Tabelle 5.3. Über den gesamten Spektralbereich verteilt konnte außerdem eine große Zahl diverser atomarer Feinstrukturlinien, darunter eine Vielzahl von Fe II und Fe III Linien, nachgewiesen werden (Tabelle 5.4).

Besonders auffällig in Abbildung 5.2 sind die tiefen und breiten Absorptionsstrukturen von Wassereis bei $3.4\ \mu\text{m}$, diverser Silikate bei $9.7\ \mu\text{m}$ und $18\ \mu\text{m}$, sowie von CO_2 -Eis bei $4.25\ \mu\text{m}$ (C=O Streckschwingung) und $15.2\ \mu\text{m}$. Als besonders komplexe Absorptionsstruktur stellt sich das Gebiet zwischen 4.5 und $4.9\ \mu\text{m}$ heraus, das aus einer Überlagerung der Rotations-Vibrationsbänder von gasförmigen CO einer warmen ($T_{rot} \sim 150\ \text{K}$) und einer kalten Komponente ($T_{rot} = 6 - 12\ \text{K}$), CO-Eis und einem breiten Absorptionsband, das von Molekülen des Typs „XCN“ besteht (Monetti, Cernicharo & Pardo, 2001). Charakteristisch für XCN-Moleküle ist dabei, daß sie Kohlenstoff und Stickstoff in einer Dreifachbindung sowie ein oder mehrere zusätzliche Elemente (X) enthalten. Die wichtigsten Verbindungen dieses Molekültyps sind: Nitrile ($\text{X}-\text{C}\equiv\text{N}$), Isonitrile ($\text{X}-\text{N}\equiv\text{C}$) und Cyanate ($\text{X}-\text{O}-\text{C}\equiv\text{N}$). Absorptionslinien der Isotope ^{12}CO , ^{13}CO und C^{18}O können in diesem Wellenlängenbereich nachgewiesen werden. Eine Absorptionslinie des OH Moleküls ist außerdem bei einer Wellenlänge von $34.6\ \mu\text{m}$ detektierbar.

Im Spektrum von Sgr A* fehlen die in den Spektren des molekularen Ringes (Abschnitt 5.3.2) prominenten Emissionsstrukturen von polyzyklischen aromatischen Kohlenwasserstoffen (polycyclic aromatic hydrocarbons, PAH) völlig. Dieser Umstand erklärt sich wahrscheinlich daraus, daß die PAH Moleküle im intensiven Strahlungsfeld der zentralen Quelle zerstört werden, während sie im dichten Gas und Staub des molekularen Ringes vor hochenergetischer UV Strahlung und damit vor der Dissoziation geschützt sind.

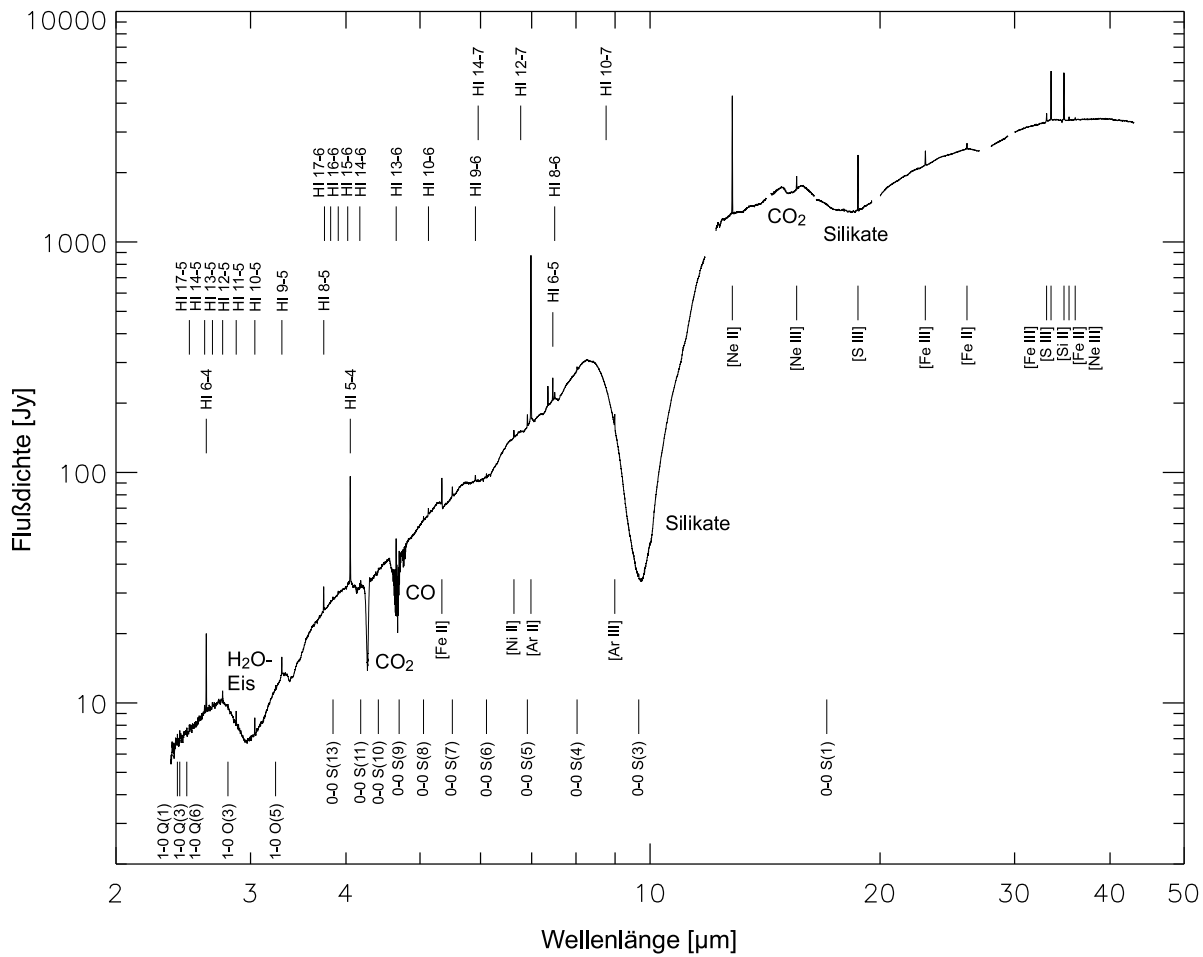


Abbildung 5.2: Vollständiges Spektrum der Position Sgr A* im Wellenlängenbereich von 2.4 bis 45 μm , aufgenommen im SWS06 Modus. Der Kontinuumsfluß ist abhängig von der verwendeten Apertur und wurde in dieser Abbildung so angepaßt, daß ein kontinuierliche erscheinendes Spektrum entsteht. In dieser Abbildung wurden die stärksten detektierten Linien und Absorptionsstrukturen markiert und entsprechend bezeichnet.

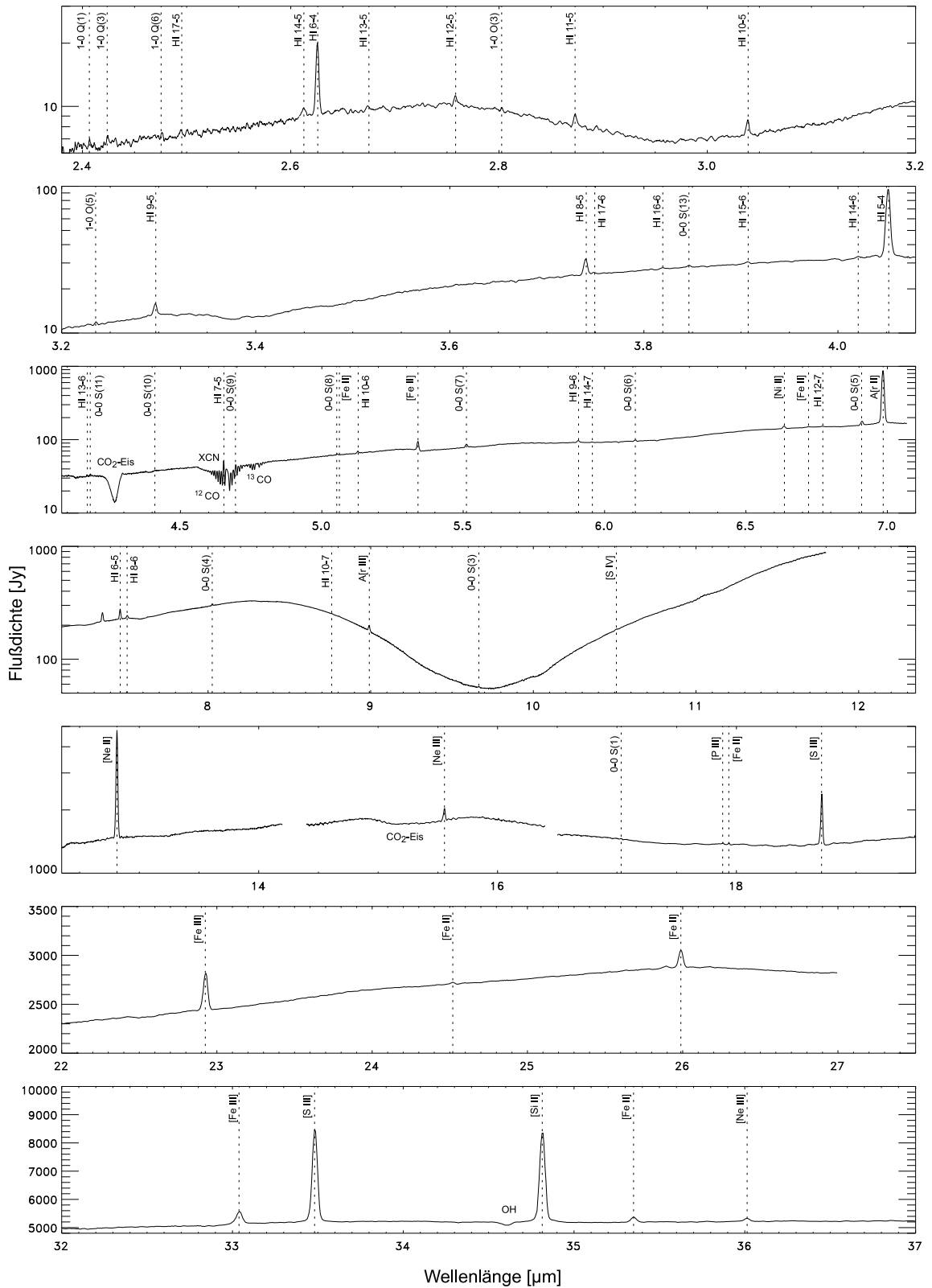


Abbildung 5.3: Das Spektrum von Sagittarius A* aus Abbildung 5.2 in einer detaillierteren Darstellung.

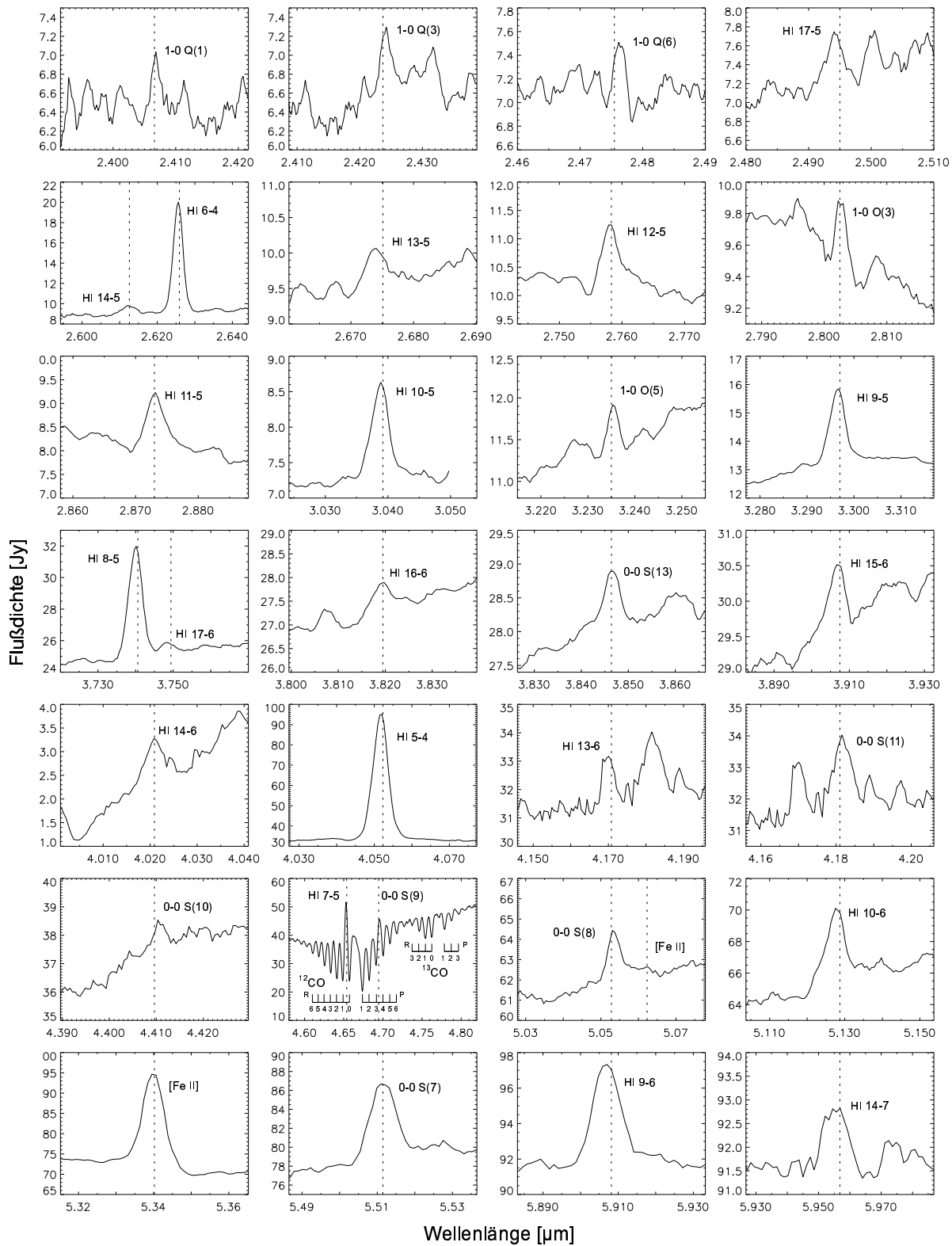


Abbildung 5.4: Die im SWS06 Spektrum von Sgr A* (Abbildung 5.2) detektierten Spektrallinien mit $\lambda < 6 \mu\text{m}$.

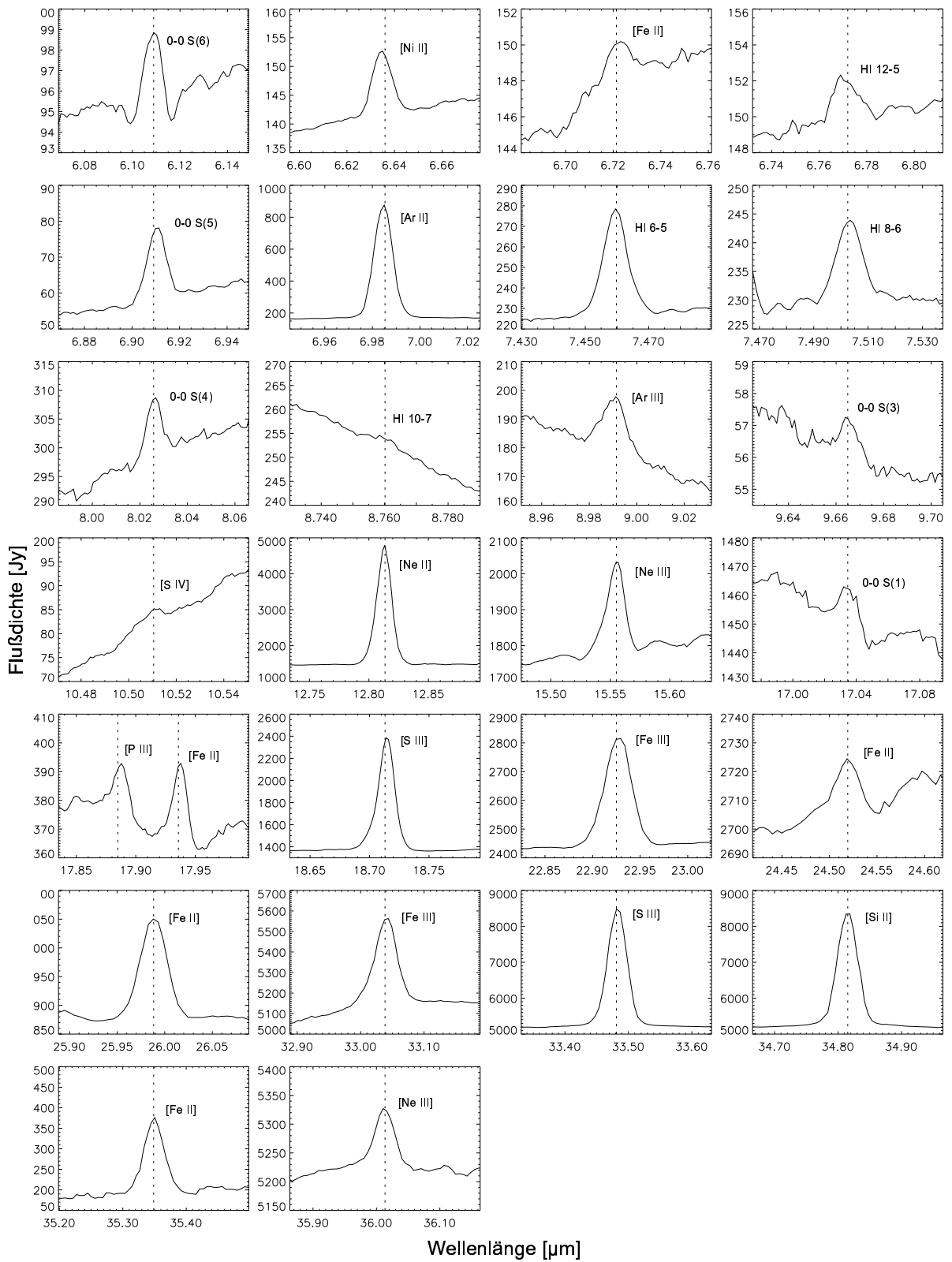


Abbildung 5.5: Die im SWS06 Spektrum von Sgr A* detektierten Spektrallinien mit $\lambda > 6 \mu\text{m}$.

| | λ [μm] | α_{mn} ^a [$\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$] | AOT SWS | I_{obs} [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$] | S/N ^b |
|---------------------|--------------------------------|---|------------|--|------------------|
| HI 17-5 | 2.4953 | 3.033×10^{-16} | 06 | 1.14×10^{-4} | 3.9 |
| HI 14-5 | 2.6126 | 5.726×10^{-16} | 06 | 2.08×10^{-4} | 7.1 |
| HI 6-4 | 2.6259 | 1.396×10^{-14} | 06 | 2.27×10^{-3} | 82.3 |
| HI 13-5 | 2.6751 | 7.358×10^{-16} | 06 | 8.55×10^{-5} | 3.7 |
| HI 12-5 | 2.7583 | 9.713×10^{-16} | 06 | 2.44×10^{-4} | 5.5 |
| HI 11-5 | 2.8730 | 1.326×10^{-15} | 06 | 1.86×10^{-4} | 7.3 |
| HI 10-5 | 3.0392 | 1.891×10^{-15} | 06 | 1.98×10^{-4} | 10.1 |
| | | | 06 | 2.34×10^{-4} | 25.2 |
| HI 9-5 | 3.2970 | 2.869×10^{-15} | 06 | 4.98×10^{-4} | 22.2 |
| HI 8-5 | 3.7406 | 4.760×10^{-15} | 06 | 1.03×10^{-3} | 36.4 |
| HI 17-6 | 3.7494 | 2.971×10^{-16} | 06 | 9.70×10^{-5} | 3.4 |
| HI 16-6 | 3.8195 | 3.641×10^{-16} | 06 | 9.81×10^{-5} | 4.5 |
| HI 15-6 | 3.9075 | 4.538×10^{-16} | 06 | 1.25×10^{-4} | 5.4 |
| HI 14-6 | 4.0209 | 5.774×10^{-16} | 06 | 1.02×10^{-4} | 4.8 |
| HI 5-4 ^c | 4.0523 | 3.960×10^{-14} | 06 | 8.93×10^{-3} | 85.7 |
| | | | 06 | 8.87×10^{-3} | 97.6 |
| HI 13-6 | 4.1708 | 7.532×10^{-16} | 06 | 1.74×10^{-4} | 4.1 |
| HI 10-6 | 5.1287 | 2.111×10^{-15} | 06 | 4.51×10^{-4} | 10.8 |
| HI 9-6 | 5.9082 | 3.405×10^{-15} | 06 | 7.65×10^{-4} | 9.5 |
| HI 14-7 | 5.9568 | 5.927×10^{-16} | 06 | 1.32×10^{-4} | 3.1 |
| HI 12-7 | 6.7720 | 1.090×10^{-15} | 06 | 2.90×10^{-4} | 4.4 |
| HI 6-5 | 7.4598 | 2.389×10^{-15} | 06 | 4.02×10^{-3} | 71.2 |
| HI 8-6 | 7.5025 | 6.300×10^{-15} | 06 | 1.27×10^{-3} | 28.8 |
| HI 10-7 | 8.7601 | 2.502×10^{-15} | 06 | 9.84×10^{-5} | 3.4 |

^a Berechnet für $n_e = 1000 \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = 6000 \text{ K}$ (Brocklehurst, 1971; Storey & Hummer, 1995).

^b Berechnet aus dem RMS-Rauschen in einem Bereich von $\sim 500 \text{ km/s}$ um die Linien.

^c Fällt mit der 2-1 O(7) des molekularen Wasserstoffs zusammen. Die Intensität der 2-1 S(7) Linie wird als vernachlässigbar angenommen.

Tabelle 5.2: Die aus den Beobachtung der Position Sgr A* berechneten Daten für die detektierten Rekombinationslinien des atomaren Wasserstoffs.

| | λ [μm] | E_u/k ^a [K] | A ^b [s^{-1}] | AOT SWS | I_{obs} [$erg\ s^{-1}\ cm^{-2}\ sr^{-1}$] | S/N ^c |
|-----------|--------------------------|-----------------------------|----------------------------------|------------|--|------------------|
| 1-0 Q(1) | 2.4066 | 6149.2 | 4.29×10^{-7} | 06 | 6.07×10^{-5} | 3.1 |
| 1-0 Q(3) | 2.4237 | 6950.6 | 2.78×10^{-7} | 06 | 9.60×10^{-5} | 3.1 |
| 1-0 Q(6) | 2.4755 | 9285.7 | 12.4×10^{-7} | 06 | 4.12×10^{-5} | 3.8 |
| 1-0 O(3) | 2.8025 | 6149.2 | 4.22×10^{-7} | 06 | 3.31×10^{-5} | 4.3 |
| 1-0 O(5) | 3.2350 | 6950.6 | 2.09×10^{-7} | 06 | 2.92×10^{-5} | 4.9 |
| 0-0 S(13) | 3.8464 | 17437.7 | 1.62×10^{-6} | 06 | 1.13×10^{-4} | 7.5 |
| 0-0 S(11) | 4.1810 | 13702.7 | 9.63×10^{-7} | 06 | 2.66×10^{-4} | 6.0 |
| 0-0 S(10) | 4.4096 | 11940.2 | 7.03×10^{-7} | 06 | 6.15×10^{-5} | 5.1 |
| 0-0 S(8) | 5.0528 | 8677.1 | 3.24×10^{-7} | 06 | 2.44×10^{-4} | 5.8 |
| 0-0 S(7) | 5.5115 | 7196.6 | 2.00×10^{-7} | 06 | 1.17×10^{-3} | 20.1 |
| 0-0 S(6) | 6.1089 | 5829.8 | 1.18×10^{-7} | 06 | 1.99×10^{-4} | 10.5 |
| 0-0 S(5) | 6.9091 | 4586.7 | 5.88×10^{-8} | 06 | 1.66×10^{-3} | 29.1 |
| 0-0 S(4) | 8.0258 | 3474.6 | 2.64×10^{-8} | 06 | 5.75×10^{-4} | 12.7 |
| 0-0 S(3) | 9.6649 | 2503.4 | 9.84×10^{-9} | 06 | 4.00×10^{-5} | 4.1 |
| 0-0 S(1) | 17.0346 | 1015.0 | 4.76×10^{-10} | 06 | 1.59×10^{-4} | 3.2 |

^a Energien des angeregten Zustandes aus Rosenthal, Bertoldi & Drapatz (2000) und privater Kommunikation.

^b Einsteinkoeffizienten aus Turner, Kirby-Docken & Dalgarno (1977); Wolniewicz, Simbotim & Dalgarno (1998).

^c Berechnet aus dem RMS-Rauschen in einem Bereich von ~ 500 km/s um die Linien.

Tabelle 5.3: Die Liniendaten für die in Position Sgr A* beobachteten Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs.

| Linie | λ [μm] | I_e ^a [eV] | I_i ^b [eV] | n_{krit} ^c [cm^{-3}] | AOT SWS | I_{obs} [$\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$] | S/N ^d |
|----------------------|--------------------------------|----------------------------|----------------------------|---|------------|--|------------------|
| [Fe II] | 5.0623 | 7.90 | 16.19 | | 06 | 2.32×10^{-4} | 5.4 |
| [Fe II] | 5.3402 | 7.90 | 16.19 | | 06 | 2.74×10^{-3} | 24.7 |
| [Ni II] ^e | 6.6360 | 7.64 | 18.17 | 1.73×10^7 | 06 | 1.11×10^{-3} | 22.6 |
| [Fe II] ^f | 6.7213 | 7.90 | 16.19 | | 06 | 2.95×10^{-4} | 7.1 |
| [Ar II] | 6.9853 | 15.76 | 27.63 | 4.17×10^5 | 06 | 6.47×10^{-2} | 290.0 |
| [Ar III] | 8.9914 | 27.63 | 40.74 | 3.18×10^5 | 06 | 1.17×10^{-3} | 12.7 |
| [S IV] ^g | 10.5105 | 34.79 | 47.22 | 5.39×10^4 | 06 | 9.92×10^{-5} | 3.4 |
| [Ne II] | 12.8135 | 21.56 | 40.96 | 6.54×10^5 | 06 | 1.08×10^{-1} | 217.0 |
| [Ne III] | 15.5551 | 40.96 | 63.45 | 2.70×10^5 | 06 | 6.47×10^{-3} | 23.6 |
| [P III] | 17.885 | 19.77 | 30.20 | 3.91×10^4 | 06 | 6.43×10^{-4} | 3.1 |
| [Fe II] | 17.9359 | 7.90 | 16.19 | | 06 | 4.44×10^{-4} | 3.5 |
| [S III] | 18.713 | 23.34 | 34.79 | 2.06×10^5 | 06 | 1.73×10^{-2} | 121.0 |
| [Fe III] | 22.925 | 16.19 | 30.65 | 1.12×10^5 | 06 | 7.89×10^{-3} | 29.9 |
| [Fe II] | 24.5192 | 7.90 | 16.19 | | 06 | 2.45×10^{-4} | 4.0 |
| [Fe II] | 25.9883 | 7.90 | 16.19 | 3.59×10^4 | 06 | 2.99×10^{-3} | 33.2 |
| [Fe III] | 33.0384 | 16.19 | 30.65 | 6.30×10^4 | 06 | 3.48×10^{-3} | 47.3 |
| | | | | | 06 | 3.63×10^{-3} | 25.7 |
| [S III] | 33.481 | 23.34 | 34.79 | 6.34×10^3 | 06 | 2.32×10^{-2} | 254.0 |
| | | | | | 06 | 2.21×10^{-2} | 269.0 |
| [Si II] | 34.8152 | 8.15 | 16.35 | 1.80×10^3 ^h | 06 | 2.10×10^{-2} | 356.0 |
| | | | | | 06 | 2.15×10^{-2} | 398.0 |
| [Fe II] | 35.3486 | 7.90 | 16.19 | 2.01×10^4 | 06 | 1.29×10^{-3} | 21.0 |
| | | | | | 06 | 1.09×10^{-3} | 21.4 |
| [Ne III] | 36.0135 | 40.96 | 63.45 | 5.52×10^4 | 06 | 6.92×10^{-4} | 9.3 |
| | | | | | 06 | 7.41×10^{-4} | 11.9 |

^a Energie zur Erzeugung des Ions.

^b Ionisationsenergie zur nächsthöheren Ionisationsstufe.

^c Für Kollisionen mit Elektronen bei T=10000 K.

^d Berechnet aus dem RMS-Rauschen in einem Bereich von ~ 500 km/s um die Linien.

^e Fällt mit der HI 23-6 Rekombinationslinie des atomaren Wasserstoffs zusammen.

^f Fällt mit der HI 22-8 Rekombinationslinie zusammen.

^g Fällt mit der HI 12-8 Rekombinationslinie zusammen.

^h Für Kollisionen mit Elektronen bei T=20000 K.

Tabelle 5.4: Die Feinstrukturlinien aus der Beobachtung von Sgr A*.

5.3.2 Molekularer Ring

Anders als im Spektrum von Sgr A* können in den Daten der beiden beobachteten Positionen im molekularen Ring nur sehr wenige Wasserstoff-Rekombinationslinien nachgewiesen werden. Für die Position „molekularer Ring - Nordost“ sind die identifizierten HI-Rekombinationslinien in Tabelle 5.5 und für die Position „molekularer Ring - Südwest“ in Tabelle 5.8 zusammengefaßt. Auffällig in den Spektren der Ringpositionen ist dabei die relativ zu den Messungen der Position Sgr A* wesentlich geringere Intensität der Rekombinationslinien. Im Vergleich zur Beobachtung von Sgr A* ist die Intensität der Br α (HI 5-4) Linie in der Ringposition Nordost etwa zwanzigmal geringer. Dieses ungefähre Verhältnis ist auch für die anderen beobachteten Wasserstoff-Rekombinationslinien gültig. Interessant ist außerdem der Umstand, daß die Intensität der Rekombinationslinien in der Ringposition Südwest immerhin noch um einen Faktor drei größer ist als in der Ringposition Nordost. Der Grund für die deutlich höhere Intensität in der Südwest-Position gegenüber der ansonsten vergleichbaren Nordost-Position liegt darin, daß die ISO-Apertur bei der Beobachtung der Südwest-Position, wie aus Abbildung 5.1 ersichtlich, einen nennenswerten Teil des überwiegend aus atomaren und ionisiertem Gas bestehenden „Westlichen Bogens“ (siehe Abschnitt 4.2.1) von Sgr A West beinhaltet.

Die Spektren der untersuchten Positionen im molekularen Ring werden im Gegensatz zu der Sgr A* Position in einem weiten Wellenlängenbereich von den Rotations und Rotations-Vibrationslinien des molekularen Wasserstoffs dominiert. Die Rotationslinien umfassen dabei einen Energiebereich (oberer Zustand) von 1015 K für die 0-0 S(1) Linie bis 21409 K für die 0-0 S(15) Linie im Fall der Position Nordost, beziehungsweise 22516 K für die 1-1 S(13) Linie bei der Position Südwest. Die identifizierten Linien des molekularen Wasserstoffs sind in den Tabellen 5.6 (Ring Nordost) und 5.9 (Ring Südwest) aufgelistet. Verglichen mit der Messung an Sgr A* ist die beobachtete Intensität der molekularen Wasserstofflinien in den beiden Ringpositionen etwa 2 - 2.5 mal größer.

Ähnlich wie im Fall von Sgr A* wurde auch in den Ringpositionen eine große Zahl von atomaren Feinstrukturlinien detektiert. In den Tabellen 5.7 und 5.10 sind die beobachteten Intensitäten der Feinstrukturlinien für die Positionen „Nordost“ und „Südwest“ zusammengefaßt.

In den Spektren der beiden Ringpositionen tritt im Gegensatz zur Beobachtung von Sgr A* eine große Zahl breiter Emissionsstrukturen, die den diversen Biege- und Streckmoden polyzyklischer aromatischer Kohlenwasserstoffmoleküle (PAH) zuzurechnen sind, deutlich hervor. Besonders starke Emissionen sind bei um die Wellenlängen 3.3 μm , 6.2 μm , 7.7 μm , 11.3 μm und 12.7 μm zu beobachten, wobei die beiden letztgenannten Emissionsstrukturen auf C-H Biegeschwingungen senkrecht zur Molekülebene und die restlichen beobachteten Strukturen auf C-H beziehungsweise C-C Streckschwingungen zurückzuführen sind (Sloan et al., 1999; Verstraete et al., 2001).

Auch viele der bereits in Sgr A* detektierbaren Absorptionsstrukturen finden sich in den Spektren des molekularen Ringes wieder. Deutlich nachweisbar sind dabei die breiten Absorptionsstrukturen von Wassereis bei 3 μm und der interstellaren Silikate bei 9.7 μm und 18 μm . Auch das relativ schmale Absorptionsband von CO₂ bei 4.25 μm und die OH-Absorptionslinie bei 34.6 μm können in den Spektren beider Ringpositionen detektiert werden.

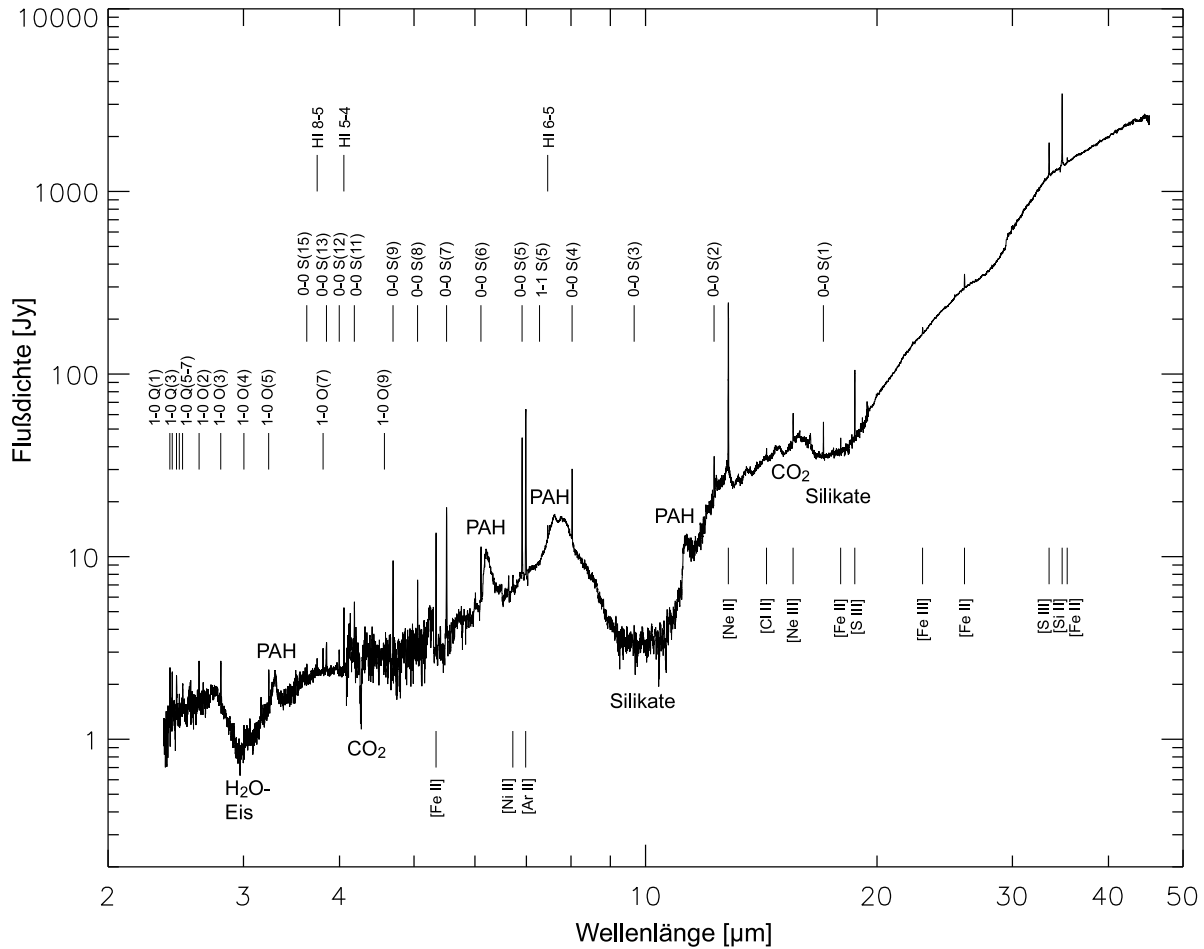


Abbildung 5.6: Das gesamte Spektrum der Position „Molekularer Ring - Nordost“ im Wellenlängenbereich von 2.4 bis 45 μm, aufgenommen im SWS01 Modus. Der Kontinuumsfluß wurde wie in Abbildung 5.2 so angepaßt, daß ein kontinuierliches Spektrum entsteht.

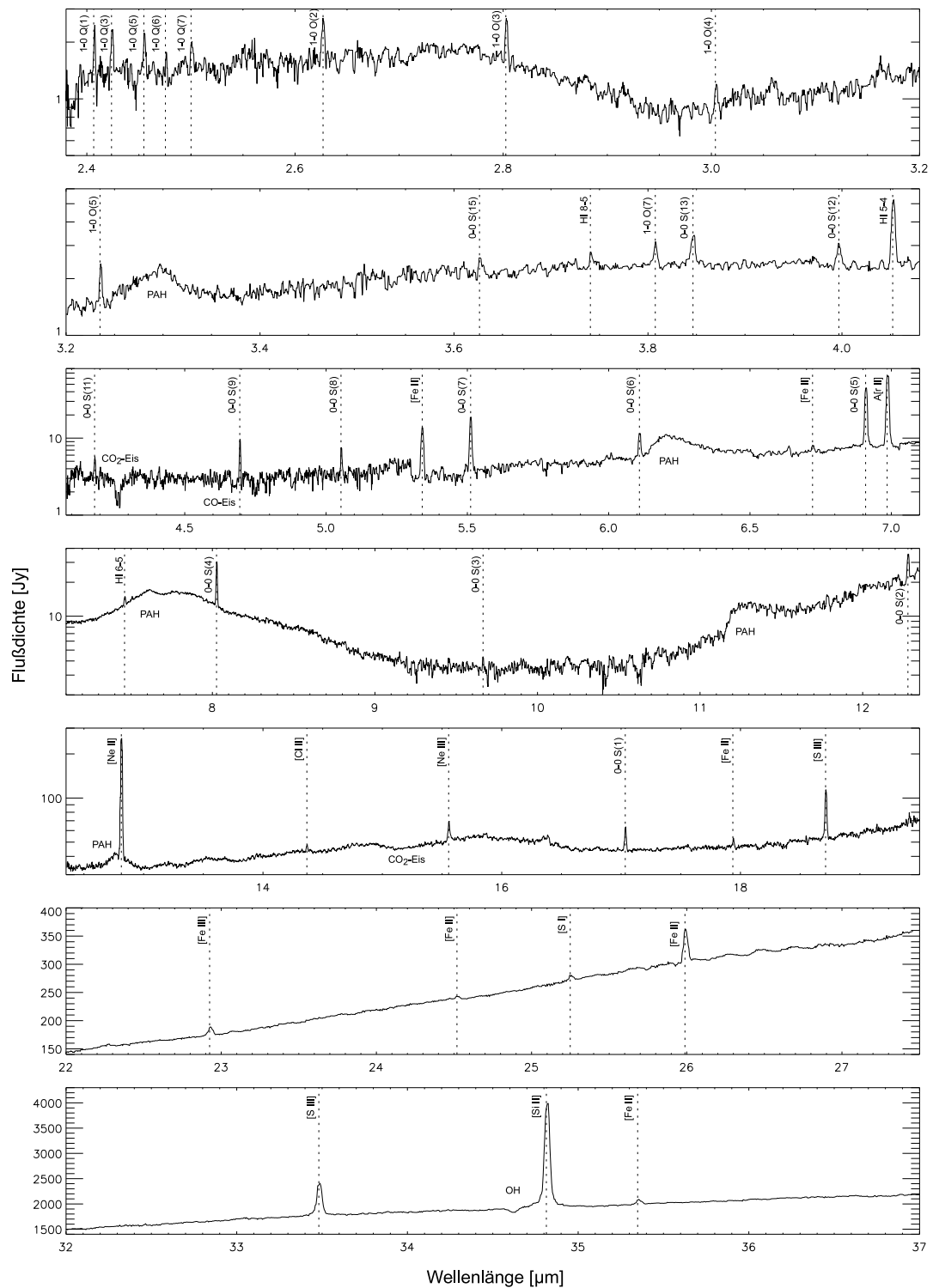


Abbildung 5.7: Detaillierte Darstellung des Spektrums aus Abbildung 5.6.

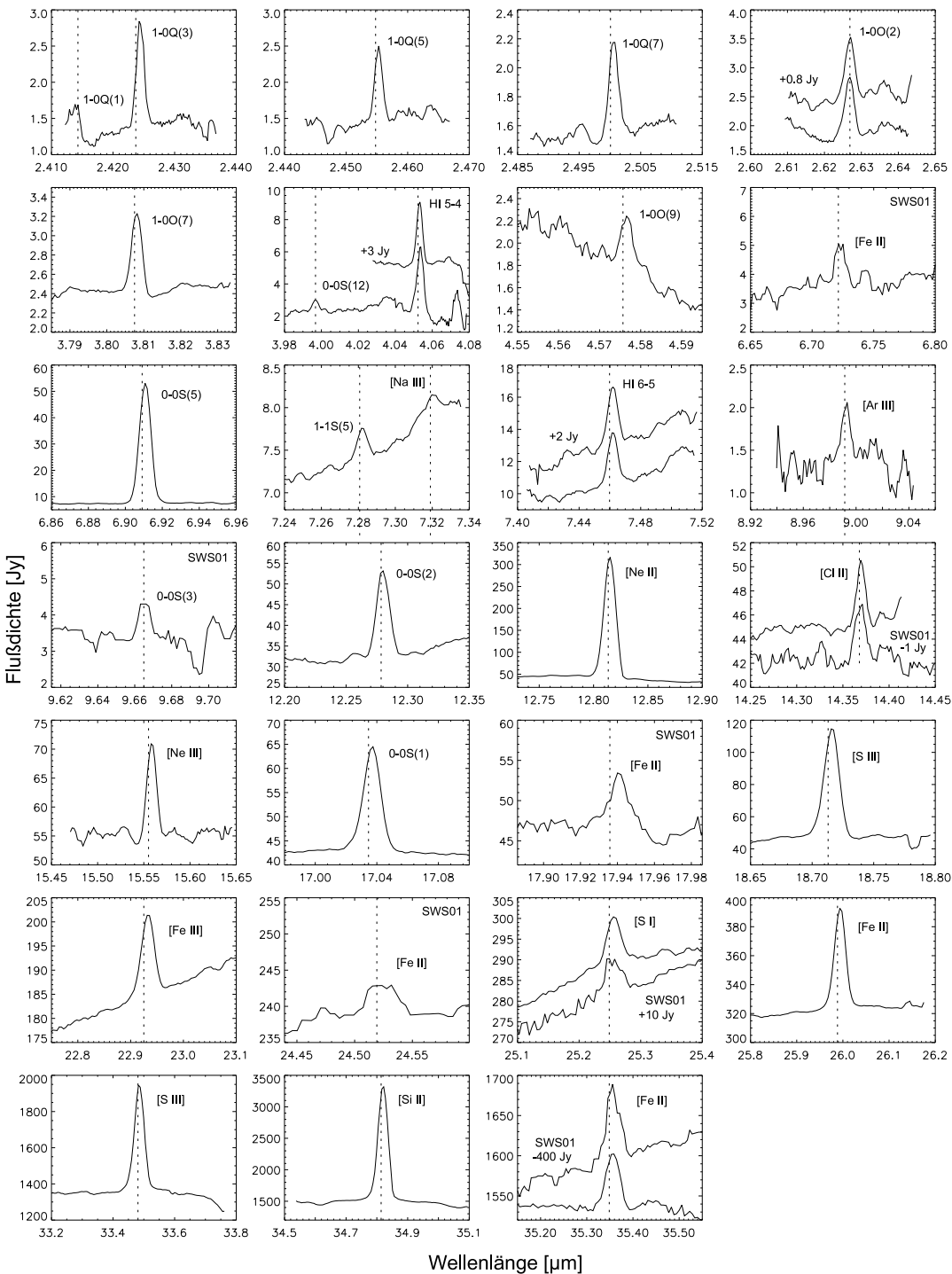


Abbildung 5.8: Die aus den AOT02 Beobachtungen der Ringposition Nordost gewonnenen Spektren. Diejenigen Linien aus der AOT01 Beobachtung, die in Abbildung 5.7 nicht erkennbar sind, wurden ebenfalls in diese Abbildung aufgenommen (mit der Bezeichnung AOT01) und wenn möglich über die AOT02 Beobachtungen gelegt.

| | λ [μm] | α_{mn} ^a [$cm^3 s^{-1}$] | AOT SWS | I_{obs} [$erg s^{-1} cm^{-2} sr^{-1}$] | S/N ^b |
|---------------------|--------------------------|---|------------|---|------------------|
| HI 8-5 | 3.7406 | 4.76×10^{-15} | 01 | 5.31×10^{-5} | 4.2 |
| HI 5-4 ^c | 4.0523 | 3.960×10^{-14} | 02 | 3.45×10^{-4} | 28.7 |
| | | | 02 | 5.18×10^{-4} | 24.6 |
| | | | 02 | 4.23×10^{-4} | 47.9 |
| HI 6-5 | 7.4598 | 2.389×10^{-15} | 01 | 1.80×10^{-4} | 11.2 |
| | | | 02 | 2.22×10^{-4} | 14.6 |
| | | | 02 | 2.16×10^{-4} | 11.0 |

^a Berechnet für $n_e = 1000 \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = 6000 \text{ K}$ (Brocklehurst, 1971; Storey & Hummer, 1995).

^b Berechnet aus dem RMS-Rauschen in einem Bereich von $\sim 500 \text{ km/s}$ um die Linien.

^c Fällt mit der 2-1 O(7) des molekularen Wasserstoffs zusammen.

Tabelle 5.5: Zusammenstellung der bei der Beobachtung der Position „Molekularer Ring - Nordost“ detektierten Wasserstoff-Rekombinationslinien.

| | λ [μm] | E_u/k ^a [K] | A ^b [s^{-1}] | AOT SWS | I_{obs} [$\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$] | S/N ^c |
|-----------|--------------------------------|-----------------------------|---|------------|--|------------------|
| 1-0 Q(1) | 2.4066 | 6149.2 | 4.29×10^{-7} | 01 | 1.37×10^{-4} | 5.2 |
| 1-0 Q(3) | 2.4237 | 6950.6 | 2.78×10^{-7} | 01 | 1.69×10^{-4} | 6.6 |
| | | | | 02 | 1.79×10^{-4} | 47.3 |
| 1-0 Q(5) | 2.4548 | 8364.9 | 2.55×10^{-7} | 01 | 1.49×10^{-4} | 5.4 |
| | | | | 02 | 1.14×10^{-4} | 19.2 |
| 1-0 Q(6) | 2.4755 | 9285.7 | 2.45×10^{-7} | 01 | 4.57×10^{-5} | 4.9 |
| 1-0 Q(7) | 2.5001 | 10340.3 | 2.34×10^{-7} | 01 | 9.29×10^{-5} | 3.4 |
| | | | | 02 | 7.91×10^{-5} | 16.3 |
| 1-0 O(2) | 2.6269 | 5986.8 | 8.54×10^{-7} | 01 | 1.94×10^{-4} | 6.3 |
| | | | | 02 | 2.41×10^{-4} | 26.9 |
| 1-0 O(3) | 2.8025 | 6149.2 | 4.23×10^{-7} | 01 | 1.56×10^{-4} | 13.0 |
| 1-0 O(4) | 3.0039 | 6471.5 | 2.90×10^{-7} | 01 | 3.50×10^{-5} | 3.4 |
| 1-0 O(5) | 3.2350 | 6950.6 | 2.09×10^{-7} | 01 | 9.05×10^{-5} | 9.0 |
| 0-0 S(15) | 3.6263 | 21408.6 | 2.41×10^{-6} | 01 | 4.39×10^{-5} | 3.0 |
| 1-0 O(7) | 3.8075 | 8364.9 | 1.06×10^{-7} | 01 | 9.96×10^{-5} | 11.1 |
| | | | | 02 | 8.00×10^{-5} | 23.9 |
| 0-0 S(13) | 3.8464 | 17437.7 | 1.62×10^{-6} | 01 | 1.68×10^{-4} | 12.6 |
| 0-0 S(12) | 3.9968 | 15538.5 | 1.27×10^{-6} | 01 | 8.87×10^{-5} | 7.5 |
| | | | | 02 | 7.50×10^{-5} | 9.6 |
| 0-0 S(11) | 4.1810 | 13702.7 | 9.64×10^{-7} | 01 | 3.54×10^{-4} | 6.5 |
| 1-0 O(9) | 4.5757 | 10340.7 | 4.97×10^{-8} | 02 | 3.47×10^{-5} | 6.9 |
| 0-0 S(9) | 4.6947 | 10261.2 | 4.90×10^{-7} | 01 | 6.44×10^{-4} | 13.6 |
| 0-0 S(8) | 5.0528 | 8677.1 | 3.24×10^{-7} | 01 | 3.93×10^{-4} | 7.0 |
| 0-0 S(7) | 5.5115 | 7196.6 | 2.00×10^{-7} | 01 | 1.33×10^{-3} | 31.7 |
| 0-0 S(6) | 6.1089 | 5829.8 | 1.18×10^{-7} | 01 | 6.78×10^{-4} | 18.0 |
| 0-0 S(5) | 6.9091 | 4586.7 | 5.88×10^{-8} | 01 | 3.52×10^{-3} | 128.0 |
| | | | | 02 | 3.35×10^{-3} | 268.2 |
| 1-1 S(5) | 7.2807 | 10340.3 | 5.44×10^{-8} | 02 | 2.17×10^{-5} | 8.06 |
| 0-0 S(4) | 8.0258 | 3474.6 | 2.64×10^{-8} | 01 | 1.10×10^{-3} | 5.1 |
| 0-0 S(3) | 9.6649 | 2503.4 | 9.84×10^{-9} | 01 | 3.33×10^{-5} | 3.1 |
| 0-0 S(2) | 12.2785 | 1682.0 | 2.76×10^{-9} | 01 | 3.61×10^{-4} | 9.1 |
| | | | | 02 | 6.37×10^{-4} | 55.1 |
| 0-0 S(1) | 17.0346 | 1015.0 | 4.76×10^{-10} | 01 | 3.35×10^{-4} | 22.1 |
| | | | | 02 | 3.65×10^{-4} | 79.5 |

^a Energien des angeregten Zustandes aus Rosenthal, Bertoldi & Drapatz (2000) und privater Kommunikation.

^b Einsteinkoeffizienten aus Turner, Kirby-Docken & Dalgarno (1977); Wolniewicz, Simbotim & Dalgarno (1998).

^c Berechnet aus dem RMS-Rauschen in einem Bereich von ~ 500 km/s um die Linien.

Tabelle 5.6: Die molekularen Wasserstoff-Linien aus der Position „Ring-Nordost“.

| Linie | λ [μm] | I_e^a [eV] | I_i^b [eV] | n_{krit}^c [cm^{-3}] | AOT SWS | I_{obs} [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$] | S/N ^d |
|----------------------|--------------------------------|-----------------|-----------------|--------------------------------------|------------|--|------------------|
| [Fe II] | 5.3402 | 7.90 | 16.19 | | 01 | 1.66×10^{-3} | 23.0 |
| [Fe II] ^e | 6.7213 | 7.90 | 16.19 | | 01 | 1.57×10^{-4} | 5.2 |
| [Ar II] | 6.9853 | 15.76 | 27.63 | 4.17×10^5 | 01 | 5.81×10^{-3} | 295.0 |
| [Ar III] | 8.9914 | 27.63 | 40.74 | 3.18×10^5 | 02 | 2.54×10^{-5} | 3.2 |
| [Ne II] | 12.8135 | 21.56 | 40.96 | 6.54×10^5 | 01 | 7.82×10^{-3} | 88.6 |
| | | | | | 02 | 7.64×10^{-3} | 111.0 |
| [Cl II] | 14.3678 | 12.97 | 23.81 | 1.21×10^5 | 01 | 1.09×10^{-4} | 5.2 |
| | | | | | 02 | 8.44×10^{-5} | 13.8 |
| [Ne III] | 15.5551 | 40.96 | 63.45 | 2.70×10^5 | 01 | 4.46×10^{-4} | 17.6 |
| | | | | | 02 | 2.55×10^{-4} | 20.7 |
| [Fe II] | 17.9359 | 7.90 | 16.19 | | 01 | 9.61×10^{-5} | 5.7 |
| [S III] | 18.713 | 23.34 | 34.79 | 2.06×10^4 | 01 | 1.01×10^{-3} | 39.8 |
| | | | | | 02 | 9.63×10^{-4} | 76.1 |
| [Fe III] | 22.925 | 16.19 | 30.65 | 1.12×10^5 | 01 | 2.19×10^{-4} | 7.9 |
| | | | | | 02 | 3.19×10^{-4} | 43.8 |
| [Fe II] | 24.5192 | 7.90 | 16.19 | | 01 | 4.53×10^{-5} | 1.6 |
| [S I] | 25.249 | 0.00 | 10.36 | | 01 | 1.43×10^{-4} | 6.2 |
| | | | | | 02 | 1.74×10^{-4} | 18.2 |
| [Fe II] | 25.9883 | 7.90 | 16.19 | 3.59×10^4 | 01 | 9.90×10^{-4} | 19.5 |
| | | | | | 02 | 1.09×10^{-3} | 56.8 |
| [S III] | 33.481 | 23.34 | 34.79 | 6.34×10^3 | 01 | 4.40×10^{-3} | 32.4 |
| | | | | | 02 | 4.26×10^{-3} | 59.9 |
| [Si II] | 34.814 | 8.15 | 16.35 | 1.80×10^3 ^f | 01 | 1.40×10^{-2} | 193.0 |
| | | | | | 02 | 1.23×10^{-2} | 52.8 |
| [Fe II] | 35.3486 | 7.90 | 16.19 | 2.01×10^4 | 01 | 4.95×10^{-4} | 12.5 |
| | | | | | 02 | 3.64×10^{-4} | 13.6 |

^a Energie zur Erzeugung des Ions.

^b Ionisationsenergie zur nächsthöheren Ionisationsstufe.

^c Für Kollisionen mit Elektronen bei T=10000 K.

^d Berechnet aus dem RMS-Rauschen in einem Bereich von ~ 500 km/s um die Linien.

^e Fällt mit der HI 22-8 Rekombinationslinie zusammen.

^f Für Kollisionen mit Elektronen bei T=20000 K.

Tabelle 5.7: Die Feinstrukturlinien der Position „Ring-Nordost“.

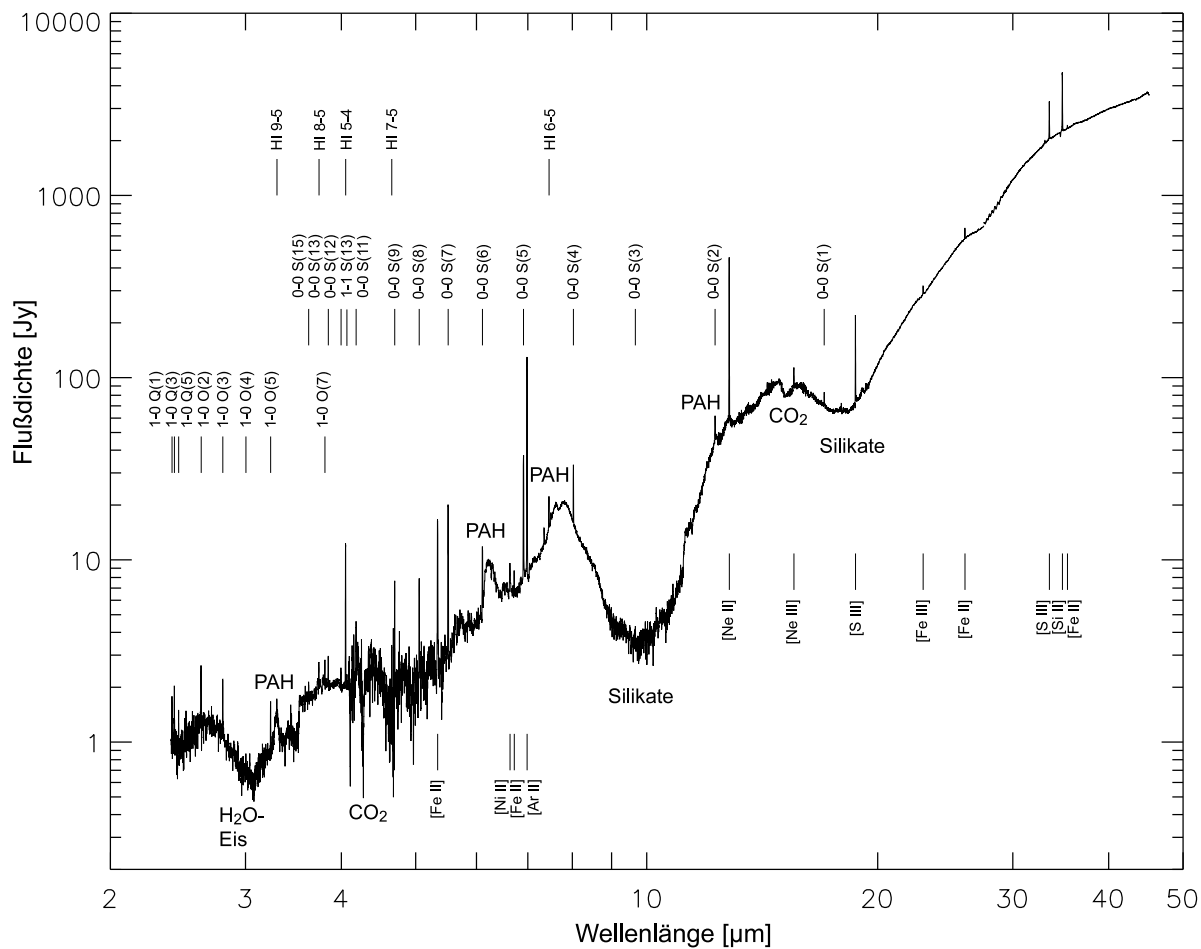


Abbildung 5.9: *Gesamtes Spektrum der Position „Molekularer Ring - Südwest“ im Wellenlängenbereich von 2.4 bis 45 μm, aufgenommen im SWS01 Modus. Wieder wurde der Kontinuumsfluß angepaßt um eine kontinuierliche Darstellung zu erreichen.*

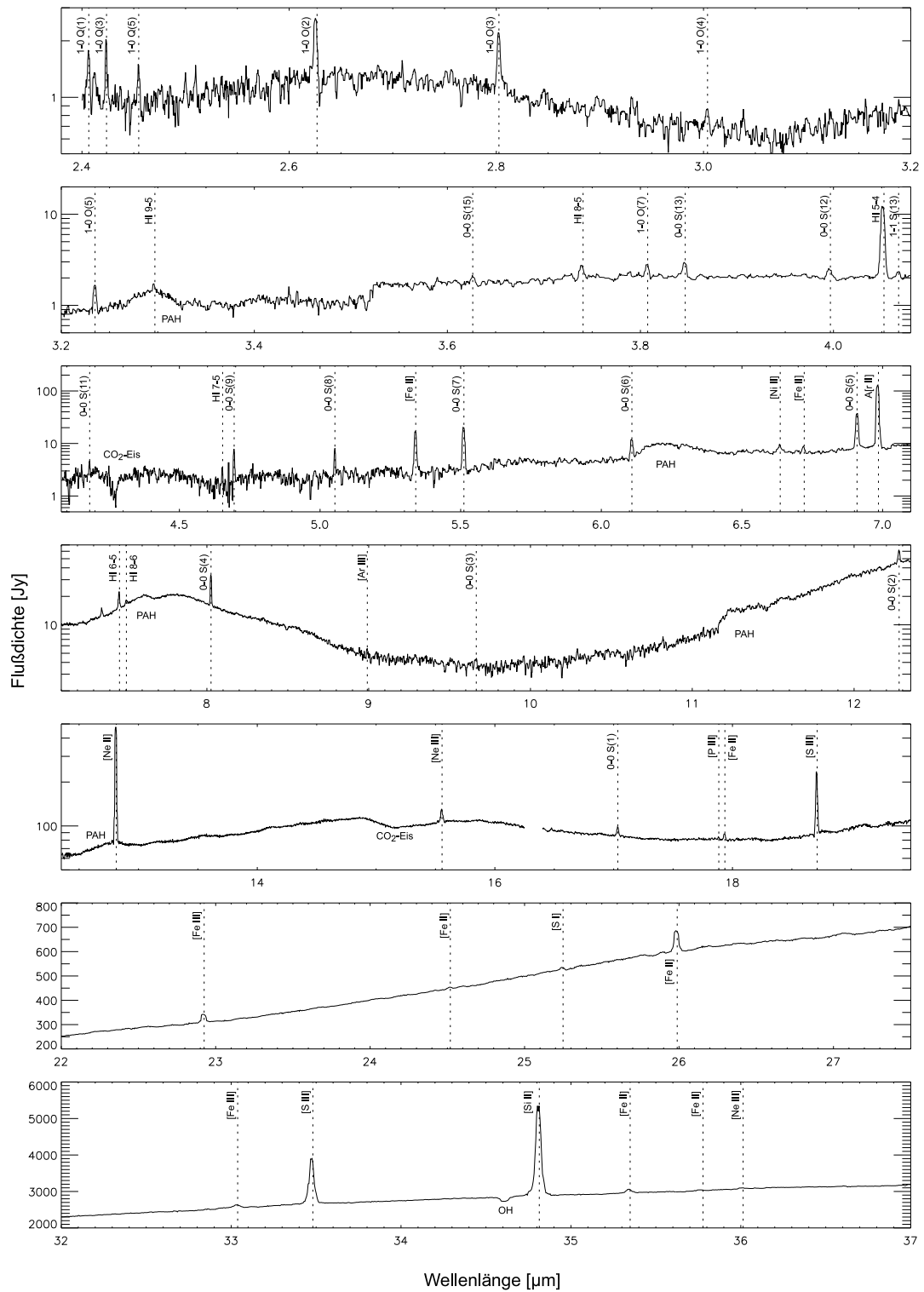


Abbildung 5.10: Das Spektrum aus Abbildung 5.9 im Detail.

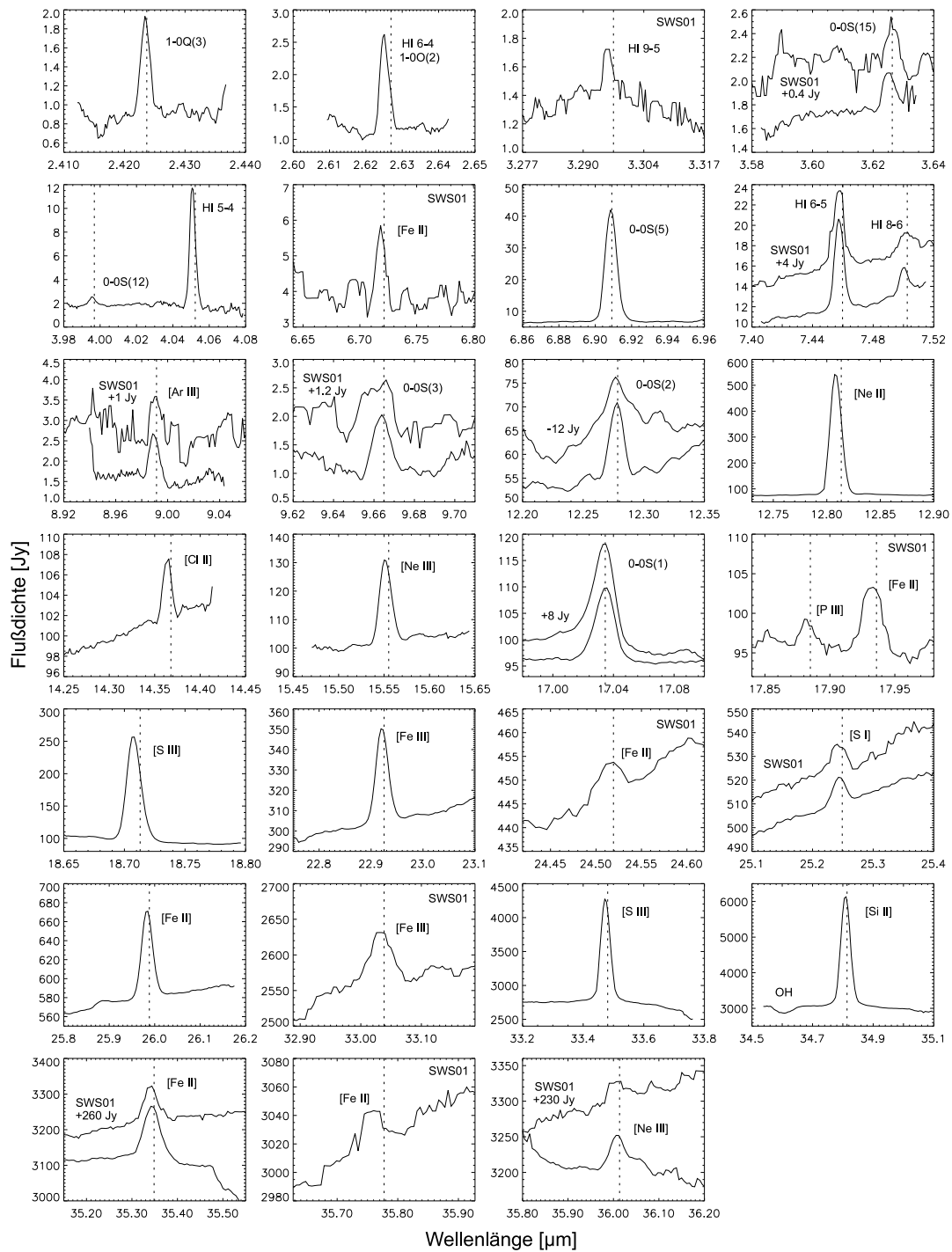


Abbildung 5.11: Die Spektrallinien aus der Beobachtung der Ringposition Südwest im AOT02 Modus. Analog zu Abbildung 5.8 wurden mehrere Linien aus der AOT01 Beobachtung mit der Bezeichnung „AOT01“ in die Abbildung mit aufgenommen.

| | λ [μm] | α_{mn} ^a [$cm^3 s^{-1}$] | AOT SWS | I_{obs} [$erg s^{-1} cm^{-2} sr^{-1}$] | S/N ^b |
|---------------------|--------------------------|---|------------|---|------------------|
| HI 9-5 | 3.2970 | 2.869×10^{-15} | 01 | 3.84×10^{-5} | 5.5 |
| HI 8-5 | 3.7406 | 4.760×10^{-15} | 01 | 1.12×10^{-4} | 7.3 |
| HI 5-4 ^c | 4.0523 | 3.960×10^{-14} | 01 | 1.26×10^{-3} | 188.0 |
| | | | 02 | 1.11×10^{-3} | 50.4 |
| HI 7-5 | 4.6538 | 9.17×10^{-15} | 01 | 2.10×10^{-4} | 4.8 |
| HI 6-5 | 7.4598 | 2.389×10^{-15} | 01 | 6.02×10^{-4} | 33.9 |
| | | | 02 | 5.48×10^{-4} | 57.9 |
| HI 8-6 | 7.5025 | 6.254×10^{-15} | 01 | 1.69×10^{-4} | 8.8 |
| | | | 02 | 1.32×10^{-4} | 15.4 |

^a Berechnet für $n_e = 1000 \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = 6000 \text{ K}$ (Brocklehurst, 1971; Storey & Hummer, 1995).

^b Berechnet aus dem RMS-Rauschen in einem Bereich von $\sim 500 \text{ km/s}$ um die Linien.

^c Fällt mit der 2-1 O(7) des molekularen Wasserstoffs zusammen.

Tabelle 5.8: Die Rekombinationslinien des atomaren Wasserstoffs aus der Position „Ring-Südwest“.

| | λ [μm] | E_u/k ^a [K] | A ^b [s^{-1}] | AOT SWS | I_{obs} [$\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$] | S/N ^c |
|-----------|--------------------------------|-----------------------------|---|------------|---|------------------|
| 1-0 Q(1) | 2.4066 | 6149.2 | 4.29×10^{-7} | 01 | 1.14×10^{-4} | 3.3 |
| 1-0 Q(3) | 2.4237 | 6950.6 | 2.78×10^{-7} | 01 | 1.26×10^{-4} | 7.1 |
| | | | | 02 | 1.36×10^{-4} | 18.2 |
| 1-0 Q(5) | 2.4548 | 8364.9 | 2.55×10^{-7} | 01 | 9.50×10^{-5} | 4.8 |
| 1-0 O(2) | 2.6269 | 5986.8 | 8.54×10^{-7} | 01 | 3.51×10^{-4} | 10.5 |
| 1-0 O(3) | 2.8025 | 6149.2 | 4.23×10^{-7} | 01 | 2.56×10^{-4} | 11.9 |
| 1-0 O(4) | 3.0039 | 6471.5 | 2.90×10^{-7} | 01 | 2.95×10^{-5} | 3.5 |
| 1-0 O(5) | 3.2350 | 6950.6 | 2.09×10^{-7} | 01 | 1.10×10^{-4} | 13.3 |
| 0-0 S(15) | 3.6263 | 21408.6 | 2.41×10^{-6} | 01 | 4.09×10^{-5} | 3.2 |
| | | | | 02 | 3.97×10^{-5} | 8.7 |
| 1-0 O(7) | 3.8075 | 8364.9 | 1.06×10^{-7} | 01 | 8.51×10^{-5} | 6.4 |
| 0-0 S(13) | 3.8464 | 17437.7 | 1.62×10^{-6} | 01 | 1.28×10^{-4} | 12.7 |
| 0-0 S(12) | 3.9968 | 15538.5 | 1.27×10^{-6} | 01 | 8.23×10^{-5} | 7.3 |
| | | | | 02 | 9.55×10^{-5} | 13.1 |
| 1-1 S(13) | 4.0675 | 22516.4 | 1.38×10^{-6} | 01 | 3.50×10^{-5} | 5.2 |
| 0-0 S(11) | 4.1810 | 13702.7 | 9.63×10^{-7} | 01 | 2.36×10^{-4} | 5.3 |
| 0-0 S(9) | 4.6947 | 10261.2 | 4.90×10^{-7} | 01 | 6.38×10^{-4} | 11.7 |
| 0-0 S(8) | 5.0528 | 8677.1 | 3.24×10^{-7} | 01 | 5.14×10^{-4} | 9.8 |
| 0-0 S(7) | 5.5115 | 7196.6 | 2.00×10^{-7} | 01 | 2.37×10^{-3} | 30.6 |
| 0-0 S(6) | 6.1089 | 5829.8 | 1.18×10^{-7} | 01 | 6.49×10^{-4} | 14.7 |
| 0-0 S(5) | 6.9091 | 4586.7 | 5.88×10^{-8} | 01 | 2.94×10^{-3} | 88.7 |
| | | | | 02 | 2.66×10^{-3} | 20.7 |
| 0-0 S(4) | 8.0258 | 3474.6 | 2.64×10^{-8} | 01 | 1.08×10^{-3} | 67.8 |
| 0-0 S(3) | 9.6649 | 2503.4 | 9.84×10^{-9} | 01 | 5.45×10^{-5} | 2.5 |
| | | | | 02 | 5.03×10^{-5} | 10.9 |
| 0-0 S(2) | 12.2785 | 1682.0 | 2.76×10^{-9} | 01 | 5.29×10^{-4} | 11.7 |
| | | | | 02 | 4.91×10^{-4} | 17.6 |
| | | | | 02 | 5.69×10^{-4} | 5.2 |
| 0-0 S(1) | 17.0346 | 1015.0 | 4.76×10^{-10} | 01 | 2.84×10^{-4} | 19.1 |
| | | | | 02 | 2.60×10^{-4} | 57.8 |
| | | | | 02 | 4.06×10^{-4} | 24.3 |

^a Energien des angeregten Zustandes aus Rosenthal, Bertoldi & Drapatz (2000) und privater Kommunikation.

^b Einsteinkoeffizienten aus Turner, Kirby-Docken & Dalgarno (1977); Wolniewicz, Simbotim & Dalgarno (1998).

^c Berechnet aus dem RMS-Rauschen in einem Bereich von ~ 500 km/s um die Linien.

Tabelle 5.9: Die molekularen Wasserstoff-Linien aus der Position „Ring-Südwest“.

| Linie | λ [μm] | I_e^a [eV] | I_i^b [eV] | n_{krit}^c [cm^{-3}] | AOT SWS | I_{obs} [$\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$] | S/N ^d |
|----------------------|--------------------------------|-----------------|-----------------|--------------------------------------|------------|--|------------------|
| [Fe II] | 5.3402 | 7.90 | 16.19 | | 01 | 1.99×10^{-3} | 25.0 |
| [Ni II] ^e | 6.636 | 7.64 | 18.17 | 1.73×10^7 | 01 | 2.85×10^{-4} | 7.8 |
| [Fe II] ^f | 6.7213 | 7.90 | 16.19 | | 01 | 1.70×10^{-4} | 6.6 |
| [Ar II] | 6.9853 | 15.76 | 27.63 | 4.17×10^5 | 01 | 1.20×10^{-2} | 320.0 |
| [Ar III] | 8.9914 | 27.63 | 40.74 | 3.18×10^5 | 02 | 5.97×10^{-5} | 9.4 |
| [Ne II] | 12.8135 | 21.56 | 40.96 | 6.54×10^5 | 01 | 1.36×10^{-2} | 135.0 |
| | | | | | 02 | 1.26×10^{-2} | 221.0 |
| [Cl II] | 14.3678 | 12.97 | 23.81 | 1.21×10^5 | 01 | 1.30×10^{-4} | 4.1 |
| | | | | | 02 | 1.00×10^{-4} | 29.3 |
| [Ne III] | 15.5551 | 40.96 | 63.45 | 2.70×10^5 | 01 | 7.40×10^{-4} | 21.5 |
| | | | | | 02 | 6.35×10^{-4} | 34.7 |
| [P III] | 17.885 | 19.77 | 30.20 | 3.91×10^4 | 01 | 4.51×10^{-5} | 4.1 |
| [Fe II] | 17.9359 | 7.90 | 16.19 | | 01 | 8.95×10^{-5} | 5.4 |
| [S III] | 18.713 | 23.34 | 34.79 | 2.06×10^4 | 01 | 2.37×10^{-3} | 106.0 |
| | | | | | 02 | 2.20×10^{-3} | 159.0 |
| [Fe III] | 22.925 | 16.19 | 30.65 | 1.12×10^5 | 01 | 6.93×10^{-4} | 10.4 |
| | | | | | 02 | 8.56×10^{-4} | 42.9 |
| [Fe II] | 24.5192 | 7.90 | 16.19 | | 01 | 9.77×10^{-5} | 3.0 |
| [S I] | 25.249 | 0.00 | 10.36 | | 01 | 1.17×10^{-4} | 4.9 |
| | | | | | 02 | 1.18×10^{-4} | 29.6 |
| [Fe II] | 25.9883 | 7.90 | 16.19 | 3.59×10^4 | 01 | 1.37×10^{-3} | 47.8 |
| | | | | | 02 | 1.43×10^{-3} | 198.0 |
| [Fe III] | 33.0384 | 16.19 | 30.65 | 6.30×10^4 | 01 | 6.81×10^{-4} | 8.3 |
| [S III] | 33.481 | 23.34 | 34.79 | 6.34×10^3 | 01 | 8.48×10^{-3} | 141.0 |
| | | | | | 02 | 1.10×10^{-2} | 80.4 |
| [Si II] | 34.814 | 8.15 | 16.35 | 1.80×10^3 ^g | 01 | 1.66×10^{-2} | 313.0 |
| | | | | | 02 | 1.97×10^{-2} | 121.0 |
| [Fe II] | 35.3486 | 7.90 | 16.19 | 2.01×10^4 | 01 | 6.85×10^{-4} | 12.2 |
| | | | | | 02 | 1.12×10^{-3} | 22.2 |
| [Fe II] | 35.7774 | 7.90 | 16.19 | | 01 | 6.74×10^{-5} | 3.2 |
| [Ne III] | 36.0135 | 40.96 | 63.45 | | 01 | 1.68×10^{-4} | 4.3 |
| | | | | | 02 | 1.46×10^{-4} | 3.7 |

^a Energie zur Erzeugung des Ions.

^b Ionisationsenergie zur nächsthöheren Ionisationsstufe.

^c Für Kollisionen mit Elektronen bei T=10000 K.

^d Berechnet aus dem RMS-Rauschen in einem Bereich von ~ 500 km/s um die Linien.

^e Fällt mit der HI 23-6 Rekombinationslinie zusammen.

^f Fällt mit der HI 22-8 Rekombinationslinie zusammen.

^g Für Kollisionen mit Elektronen bei T=20000 K.

Tabelle 5.10: Die Feinstrukturlinien der Position „Ring - Südwest“.

Kapitel 6

Die Rekombinationslinien des atomaren Wasserstoffs

6.1 Grundlagen

Entsprechend dem Bohrschen Atommodell (Bohr, 1913) kann das Elektron eines Wasserstoffatoms nur Zustände einnehmen, in denen der Bahndrehimpuls der Quantisierungsbedingung

$$L = n \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (6.1)$$

genügt. Die Hauptquantenzahl n kann dabei nur ganzzahlige Werte mit $n \geq 1$ annehmen. Bezogen auf ein ruhendes Elektron in unendlichem Abstand zum Atomkern gilt für die Gesamtenergie im Zustand n :

$$E_n = -hRc \cdot \frac{1}{n^2} \quad (6.2)$$

R bezeichnet dabei die Rydbergkonstante, die aus der Elektronenmasse m_e und der Protonenmasse M_H berechnet werden kann:

$$R = 109737.31 \cdot \frac{1}{1 + \frac{m_e}{M_H}} \text{ cm}^{-1} \quad (6.3)$$

Gleichung 6.3 gilt auch für anderer neutraler Atome als Wasserstoff, wenn die Protonenmasse M_H durch die Kernmasse M ersetzt wird, allerdings nur für hochangeregte Zustände, für die die Ladungsverteilung des Kernes mit den restlichen Hüllenelektronen im wesentlichen der einer Punktladung entspricht. Bei einem Übergang vom Zustand n zum Zustand m wird die Energiedifferenz ΔE in Form von elektromagnetischer Strahlung mit der Frequenz ν abgegeben:

$$\nu = Rc \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (6.4)$$

Für $n \gg 1$ und $\Delta n = n - m \ll n$, wie es für Linien im Radiobereich typisch ist, gilt:

$$\nu = Rc \cdot \frac{2\Delta n}{n^3} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\Delta n}{n} + \dots \right) \quad (6.5)$$

Wird diese Reihe nach dem ersten Glied abgebrochen erhält man als Näherungsformel für Wasserstoff-Rekombinationslinien im Radiobereich:

$$\nu \simeq 6.58\Delta n \cdot \left(\frac{100}{n} \right)^3 \text{ GHz} \quad (6.6)$$

Bei der Bezeichnung von Wasserstoff-Rekombinationslinien haben sich mehrere Nomenklaturen eingebürgert: Die Übergänge auf die Niveaus 1 - 5 werden meist sogenannten Serien (Lyman, Balmer, Paschen, Brackett und Pfund) mit der Angabe des Δn in Form von griechischen Buchstaben zugeordnet. Ebenso gebräuchlich und nicht auf neutralen Wasserstoff beschränkt ist die Angabe des emittierenden Atomes mit dessen Ionisierungszustandes und des oberen und unteren Niveaus, des strahlenden Überganges. In dieser Nomenklatur entspricht die Br γ -Linie der Bezeichnung: „HI 7-4“. Radiorekombinationslinien werden gewöhnlich durch das Atom, den unteren Zustand und dem Δn wieder in Form von griechischen Buchstaben angegeben. Die Angabe „H110 α “ bezeichnet dann die Wasserstoff-Rekombinationslinie aus dem Übergang von Niveau n=111 nach m=110.

6.2 Berechnung der Linienintensitäten

6.2.1 Strahlungstransport

Elektromagnetische Strahlung die sich in einem Raumbereich ausbreitet, tritt mit den Atomen und Molekülen des interstellaren Mediums in Wechselwirkung, wodurch sich deren Intensität durch Absorption, sowie spontane und stimulierte Emission verändern kann. Die beobachtete Intensität der von einer astronomischen Quelle emittierten Linie hängt damit nicht nur von den physikalischen Bedingungen in der Quelle selbst, sondern auch von der detaillierten Beschaffenheit des interstellaren Mediums entlang des Sehstrahles ab. Die korrekte Interpretation der bei einer Beobachtung gewonnenen Linienintensitäten und eventuell auch Linienformen setzt somit ein grundlegendes Verständnis des „Strahlungstransportes“ im interstellaren Medium voraus, dessen Grundlagen im folgenden kurz umrissen wird. Für eine tiefergehende Behandlung siehe (Spitzer, 1978; Scheffler & Elsaesser, 1982).

Die Intensität der Strahlung I_ν mit einer Frequenz ν soll so definiert sein, daß $I_\nu d\nu d\omega dA dt$ derjenigen Strahlungsenergie entspricht, die pro Zeitintervall dt durch die Fläche dA (senkrecht zum Sehstrahl) in einem Frequenzintervall $d\nu$ um ν und in einem Raumwinkelelement $d\Omega$ um den Sehstrahl eintrifft. Die Änderung der Intensität entlang des Wegelementes ds kann dann durch die einfache Bilanzgleichung

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu \quad (6.7)$$

beschrieben werden. Dabei bezeichnet ε_ν den Emissionskoeffizienten, der so definiert wird, daß $\varepsilon_\nu dV d\nu d\omega dt$ diejenige Energie angibt, die im Volumenelement dV und den entsprechenden Frequenz-, Raumwinkel- und Zeitintervallen emittiert wird. Analog wird der Absorptionskoeffizient κ_ν eingeführt, so daß $\kappa_\nu I_\nu dV d\nu d\omega dt$ der Energie entspricht, die aus einem Strahl mit der Intensität I_ν absorbiert wird.

Durch Einführen der optischen Tiefe τ_ν , die vom Beobachter in Richtung der Quelle gerechnet wird, und der Quellfunktion S_ν entsprechend den Gleichungen:

$$d\tau_\nu = -\kappa_\nu ds \quad (6.8)$$

und

$$S_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} \quad (6.9)$$

kann die Bilanzgleichung (Gleichung 6.7) in die gebräuchliche Form

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu \quad (6.10)$$

gebracht werden. Unter der Annahme einer räumlich konstanten Quellfunktion kann diese Gleichung formal integriert werden und liefert einen Ausdruck für die beobachtete Intensität:

$$I_\nu = S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu^*}) + I_\nu(0)e^{-\tau_\nu^*} \quad (6.11)$$

Die Integrationskonstante $I_\nu(0)$ bezeichnet dabei die Intensität der Hintergrundstrahlung und τ_ν^* die über das gesamte betrachtete Gebiet integrierte optische Tiefe:

$$\tau_\nu^* = \int_0^L \kappa_\nu ds \quad (6.12)$$

Für die Grenzfälle hoher oder geringer optischer Tiefe ergeben sich für dieser Gleichung folgende Vereinfachungen: Für ein optisch dünnes Gebiet ($\tau_\nu^* \ll 1$):

$$I_\nu = \tau_\nu^*[S_\nu - I_\nu(0)] + I_\nu(0) \quad (6.13)$$

und für ein optisch dickes Gebiet ($\tau_\nu^* \gg 1$):

$$I_\nu = S_\nu \quad (6.14)$$

Im optisch dicken Fall entspricht die beobachtete Intensität also der eines Schwarzkörpers mit einer bestimmten Temperatur T_{ex} .

6.2.2 Übergangswahrscheinlichkeiten

Um Intensität einer beobachteten Linie richtig interpretieren zu können, muß die Quellfunktion und damit die beiden Koeffizienten ε_ν und κ_ν berechnet werden. Der Emissionskoeffizient ε_ν , der den Einfluß spontaner Emissionsprozesse beschreibt, kann als Funktion der Einsteinschen Übergangswahrscheinlichkeit A_{nm} , der wiederum die Wahrscheinlichkeit für einen spontanen Übergang $n \rightarrow m$ pro Zeiteinheit und pro Atom oder Molekül im Zustand n angibt, ausgedrückt werden:

$$\varepsilon_\nu = \frac{h\nu_{nm}}{4\pi} \phi_L(\nu) \cdot A_{nm}n_n \quad (6.15)$$

Dabei ist ν_{nm} die Frequenz der Linie, $\phi_L(\nu)$ eine normierte Funktion, welche die Linienform beschreibt und n_n die Anzahldichte der betrachteten Atome oder Moleküle im Zustand n . In analoger Weise kann der Absorptionskoeffizient κ_ν , der den Einfluß der strahlungsinduzierten Übergänge $m \rightarrow n$ (Absorption) und $n \rightarrow m$ (stimulierte Emission) beschreibt, durch die Übergangswahrscheinlichkeiten B_{mn} und B_{nm} für den entsprechenden Übergang angegeben werden, wobei die stimulierte Emission als negative Absorption behandelt werden kann:

$$\kappa_\nu = \frac{h\nu_{nm}}{c} \phi_L(\nu) \cdot (n_m B_{mn} - n_n B_{nm}) \quad (6.16)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeiten sind dabei so definiert, daß $B_{mn} \cdot U(\nu)$ beziehungsweise $B_{nm} \cdot U(\nu)$ die Wahrscheinlichkeit für den entsprechenden, durch die Strahlung mit der Energiedichte $U(\nu)$ stimulierten Übergang pro Zeiteinheit und pro Atom (Molekül) im Zustand m bzw. n angibt. Allgemein gilt für die Übergangswahrscheinlichkeiten:

$$g_m B_{mn} = g_n B_{nm} = \frac{c^3}{8\pi h\nu_{nm}^3} g_n A_{nm}, \quad (6.17)$$

wobei g_n und g_m das statistische Gewicht der Zustände n und m , also die Anzahl der Möglichkeiten mit der das entsprechende Niveau besetzt werden kann angibt. Für ein Niveau n des Wasserstoffatoms gilt dabei der einfache Ausdruck:

$$g_n = 2n^2 \quad (6.18)$$

Mit Gleichung 6.17 kann Gleichung 6.16 in die Form

$$\kappa_\nu = \frac{h\nu_{nm}}{c} \phi_L(\nu) B_{mn} n_m \left(1 - \frac{g_m n_n}{g_n n_m}\right) \quad (6.19)$$

gebracht werden.

Die Koeffizienten B_{nm} und B_{mn} und damit über Gleichung 6.17 auch A_{nm} , können direkt aus einem detaillierten quantenmechanischen Modell für die Wechselwirkung des elektromagnetischen Feldes mit den gebundenen Elektronen berechnet werden (zB: Haken, 1981). Es ist dabei gebräuchlich, A_{nm} durch die abwärtsführende Oszillatorstärke f_{nm} auszudrücken:

$$A_{nm} = \frac{g_m}{g_n} \frac{8\pi^2 e^2 \nu_{nm}^2}{m_e c^3} f_{nm} \quad (6.20)$$

Der Zusammenhang zwischen aufwärts- und abwärtsführender Oszillatorstärke ist wieder durch das Verhältnis der statistischen Gewichte bestimmt:

$$f_{mn} = -\frac{g_n}{g_m} f_{nm} \quad (6.21)$$

Die Oszillatorstärken folgen dabei für jedes beliebige Niveau n der Summationsregel:

$$\sum_{\Delta n=1}^{\infty} f_{n+\Delta n, n} + \sum_1^{n-1} f_{n, n-\Delta n} = 1 \quad (6.22)$$

Für den Übergang $n \rightarrow m$ zwischen zwei gebundenen Zuständen des Wasserstoffatoms läßt sich folgender geschlossener Ausdruck für die (abwärtsführende) Oszillatorstärke angeben (Menzel & Pekeris, 1935):

$$f_{nm} = \frac{2^6}{3} \frac{1}{g_m} \left(\frac{[(n-m)/(n+m)]^{2(n+m)} \Delta(n, m)}{n^2 m^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)^3 (n-m)} \right) \quad (6.23)$$

mit

$$\Delta(n, m) = \left[F\left(1-n, -m, 1, -\frac{4nm}{(n-m)^2}\right) \right]^2 - \left[F\left(1-m, -n, 1, -\frac{4nm}{(n-m)^2}\right) \right]^2 \quad (6.24)$$

und der hypergeometrischen Funktion $F(\alpha, \beta, \gamma, \chi)$:

$$F(\alpha, \beta, \gamma, \chi) = 1 + \frac{\alpha\beta}{1!\gamma} \chi + \frac{\alpha(\alpha+1)\beta(\beta+1)}{2!\gamma(\gamma+1)} \chi^2 + \dots \quad (6.25)$$

Ein wesentlicher Nachteil bei der praktischen Anwendung dieser Gleichungen ist allerdings, daß für steigendes m immer mehr Terme der hypergeometrischen Funktion zu berücksichtigen sind und die Gleichung damit sehr schnell unhandlich wird. Für $n \gg 1$ und $\Delta n = n - m \ll n$,

speziell also für Radiorekombinationslinien, läßt sich jedoch Gleichung 6.23 zu einer wesentlich einfacheren, „asymptotischen“ Form vereinfachen (Menzel, 1969):

$$f_{nm} \sim f_a \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta n}{m} + \frac{A(\Delta n)}{m^2} \right] \quad (6.26)$$

mit:

$$f_a = m \cdot \frac{4}{3(\Delta n)^2} J_{\Delta n}(\Delta n) J'_{\Delta n}(\Delta n) \equiv m \cdot M(\Delta n). \quad (6.27)$$

Die Funktionen $J_{\Delta n}(\Delta n)$ und $J'_{\Delta n}(\Delta n)$ bezeichnen dabei die Besselfunktion mit gleicher Ordnung und Argument und deren Ableitung nach Δn . Die daraus berechneten Werte für $M(\Delta n)$ sind für den Bereich $1 \leq \Delta n \leq 25$ in (Menzel, 1969) aufgelistet und werden hier bis $n = 6$ in Tabelle 6.1 wiedergegeben. Daneben enthält diese Tabelle außerdem noch die Werte für die empirische Funktion $A(\Delta n)$ für den selben Bereich von Δn .

| Δn | $M(\Delta n)$ | $A(\Delta n)$ |
|------------|--------------------------|---------------|
| 1 | 1.90775×10^{-1} | -0.187727 |
| 2 | 2.63321×10^{-2} | -0.373920 |
| 3 | 8.10562×10^{-3} | -0.521866 |
| 4 | 3.49168×10^{-3} | -0.882709 |
| 5 | 1.81185×10^{-3} | -1.072768 |
| 6 | 1.05847×10^{-3} | -1.498751 |

Tabelle 6.1: Wertetabelle für die in Gleichung 6.26 und 6.27 auftretenden Funktionen $M(\Delta n)$ und $A(\Delta n)$ (Menzel, 1969).

Die aus Gleichung 6.20 mit Gleichung 6.23 berechneten A-Koeffizienten sind in Abbildung 6.1 für die Übergänge auf die drei tiefsten Niveaus als Funktion von Δn dargestellt. Aus der Abbildung wird ersichtlich, daß Übergänge generell am effizientesten auf den Grundzustand stattfinden und die Übergangswahrscheinlichkeit mit steigendem Δn dramatisch abnimmt.

6.2.3 Die Besetzung der Niveaus

Die Berechnung der Emissions- und Absorptionskoeffizienten setzt die Kenntnis der Anzahldichten n_n und n_m der betrachteten Atome, die sich im Zustand n beziehungsweise m befinden, voraus. Die Besetzung eines bestimmten Niveaus unterliegt dabei einem statistischen Gleichgewicht, das durch die Raten bestimmt wird, mit der Übergänge in beziehungsweise aus dem betrachteten Niveau erfolgen. Wenn R_{nm} und R_{mn} die Übergangsraten pro Volumeneinheit für die Strahlungsübergänge $n \rightarrow m$ beziehungsweise $m \rightarrow n$ und Q_{nm} und Q_{mn} die entsprechenden Raten für stoßinduzierte Übergänge darstellt, so gilt für die zeitliche Änderung der Besetzungszahl des Niveaus n in einem System, in dem nur gebundene Zustände betrachtet werden, die Bilanzgleichung:

$$\frac{dn_n}{dt} = n_n \sum_m (R_{nm} + Q_{nm}) - \sum_m n_m (R_{mn} + Q_{mn}) = 0 \quad (6.28)$$

Die erste Summe beschreibt dabei die Abgänge aus dem Niveau n und die zweite Summe die Zugänge aus allen anderen Niveaus. Ausgedrückt in Form der Übergangswahrscheinlichkeiten $A_{nm} = A_{mn}$, B_{nm} und B_{mn} , sowie der Koeffizienten der Stoßrate C_{nm} und C_{mn} , die die Wahrscheinlichkeit für einen stoßinduzierten Übergang $n \rightarrow m$ bzw. $m \rightarrow n$ pro Atom, Volumen-

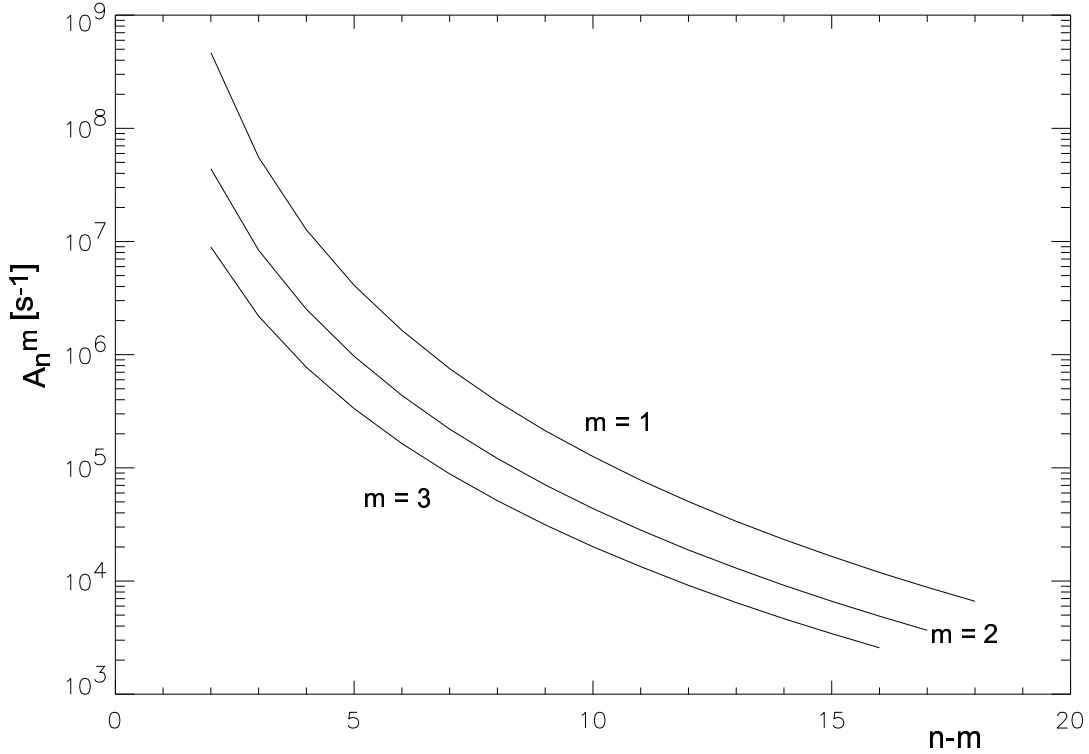


Abbildung 6.1: Die A-Koeffizienten für die Übergänge auf die drei tiefsten Niveaus des Wasserstoffatoms als Funktion von Δn .

und Zeiteinheit angeben, nimmt Gleichung 6.28 folgende Form an:

$$\begin{aligned}
 n_n \sum_m B_{nm} \frac{4\pi}{c} I_\nu + n_n \sum_{m < n} A_{nm} + n_n n' \sum_m C_{nm} \\
 = \sum_m n_m B_{mn} \frac{4\pi}{c} I_\nu + \sum_{m > n} n_m A_{mn} + n' \sum_m n_m C_{mn}
 \end{aligned} \quad (6.29)$$

Dabei wurde angenommen, daß Stöße nur mit einer einzigen Teilchenart, die mit einer Anzahl-dichte von n' vorliegt, erfolgt und die strahlungsinduzierten Übergänge durch ein Strahlungsfeld mit einer Intensität I_ν ausgelöst werden.

In einem System, in dem Stoßprozesse dominieren, in dem also im Vergleich zur Wahrscheinlichkeit für stoßinduzierte Übergänge alle anderen Übergangswahrscheinlichkeiten vernachlässigbar sind, wird die Besetzung der einzelnen Niveaus entsprechend der statistischen Thermodynamik durch die Boltzmannverteilung beschrieben:

$$\frac{n_n^*}{n_m^*} = \frac{g_n}{g_m} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (6.30)$$

wobei ΔE die Energiedifferenz $E_n - E_m$ zwischen den beiden betrachteten Niveaus bezeichnet. In diesem Fall befindet sich das System im lokalen thermischen Gleichgewicht und die Besetzung der Niveaus ist durch eine Temperatur, die der physikalischen Temperatur des Gases entspricht, charakterisiert. Wenn jedoch strahlungsinduzierte Prozesse nicht zu vernachlässigen sind, muß die Ratengleichung (Gleichung 6.29) für alle relevanten Niveaus gleichzeitig mit der

Strahlungstransportgleichung (Gleichung 6.7) gelöst werden. Diese Rechnungen können dann im Allgemeinen nur mehr mit numerischen Methoden durchgeführt werden. Das Ergebnis solcher Rechnungen wird meist in Form von b-Koeffizienten angegeben, die als Verhältnis der berechneten Besetzung zur Besetzung entsprechend dem lokalen thermischen Gleichgewicht definiert sind:

$$b_n \equiv \frac{n_n}{n_n^*} \quad (6.31)$$

Für das Besetzungsverhältnis zweier beliebiger Niveaus gilt dann:

$$\frac{n_n}{n_m} = \frac{b_n}{b_m} \frac{g_n}{g_m} e^{-\frac{h\nu_{nm}}{kT}} \quad (6.32)$$

Abbildung 6.2 zeigt die Abhängigkeit der b-Koeffizienten von der Hauptquantenzahl n und der Elektronendichte n_e bei einer Elektronentemperatur von 10000 K. Für kleine Hauptquantenzahlen sind die A-Koeffizienten für strahlende Übergänge im Allgemeinen so groß (vergleiche Abbildung 6.1), daß Stoßprozesse bei der Bevölkerung der Niveaus keine Rolle spielen. In diesem Fall sind die b-Faktoren selbst bei hohen Elektronendichten nur eine Funktion der Elektronentemperatur. Bei großen Hauptquantenzahlen wird jedoch der Stoßwirkungsquerschnitt so groß, daß stoßinduzierte Übergänge die Strahlungsübergänge dominieren. In diesem Fall werden die Niveaus bereits für moderate Elektronendichten entsprechend der Boltzmann-Verteilung besetzt, und die b-Koeffizienten nähern sich entsprechend dem Wert $b_n = 1$. Mit steigender Elektronendichte weicht die Besetzung, wie aus der Abbildung ersichtlich, bei immer niedrigeren Hauptquantenzahlen vom gestrichelt dargestellten Verlauf ab, der die Besetzung der Niveaus beschreibt, wenn ausschließlich Strahlungsprozesse zu berücksichtigen sind.

Weil unter den für das interstellare Medium relevanten astrophysikalischen Bedingungen strahlende Übergänge auf niedrigere Niveaus im Fall des Wasserstoffatoms sehr viel schneller ablaufen als Prozesse, die zur Anregung oder Ionisation führen, befindet sich der überwiegende Teil des neutralen Wasserstoffs generell im Grundzustand. Dementsprechend wird ein solches Gasgebiet bereits bei moderaten Wasserstoff-Säulendichten optisch dick für Lyman-Photonen, bleibt jedoch für andere Rekombinationslinien optisch dünn, was dazu führt, daß jedes Lyman-Photon durch wiederholte Absorption und Reemission letztendlich in genau ein Lyman α -Photon, ein Balmer-Photon und eventuell in ein oder mehrere Photonen mit noch niedrigerer Energie umgewandelt wird. Diese als „Case B“ (Baker & Menzel, 1938) bezeichneten Emissionsbedingungen, führen zu einer Verschiebung der Besetzungszahlen im Vergleich zu „Case A“, bei dem das gesamte Emissionsgebiet als optisch dünn für alle Rekombinationslinien angenommen wird. Ein Vergleich der b-Koeffizienten für Emissionsbedingungen wie sie unter Case A und Case B herrschen ist in Abbildung 6.3 dargestellt.

Wegen der Verschiebung von Strahlungsenergie von den Lyman UV-Photonen hin zu niederenergetischen Photonen erscheint die Intensität der optischen, und infraroten Rekombinationslinien unter der Bedingung von Case B immer größer als in Case A. Aus diesem Grund müssen bei einem Vergleich von Linienintensitäten immer die im jeweiligen Fall herrschenden Emissionsbedingungen überprüft werden, wobei sich jedoch herausstellt, daß die Linienemission entsprechend Case B für die Mehrzahl der galaktischen Nebel eine hervorragende Näherung darstellt.

Im Allgemeinen müssen bei der Berechnung von Niveaubesetzungen im interstellaren Medium auch noch Ionisationsprozesse berücksichtigt werden. Die Gleichgewichtsdichten zwischen Elektronen n_e , Ionen n_p und Atome im Zustand n wird dabei durch die Saha-Gleichung beschrieben, die im Fall des Wasserstoffatoms für $n = 1$ lautet (Scheffler & Elsasser, 1982):

$$\frac{n_p n_e}{n_1} = \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_\infty}{k T_e}} \quad (6.33)$$

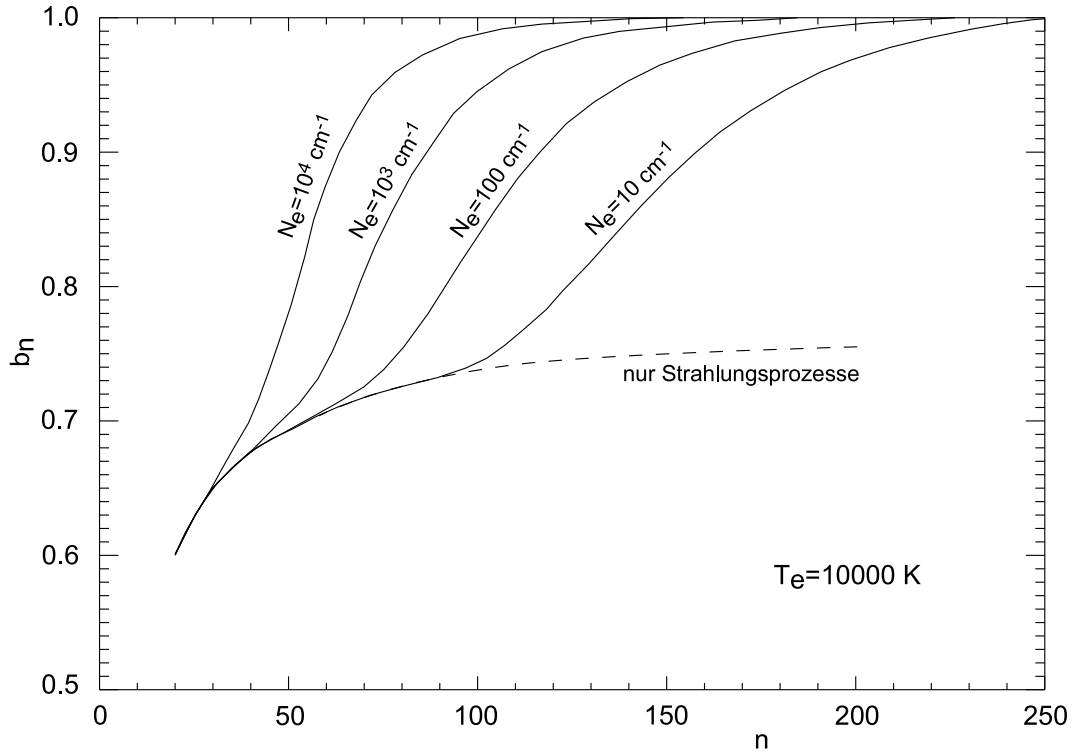


Abbildung 6.2: Die b -Koeffizienten als Funktion der Hauptquantenzahl und der Elektronendichte für eine Elektronentemperatur von 10000 K. Die gestrichelte Kurve beschreibt die Niveaubesetzung für den unteren Grenzfall, in dem nur Strahlungsprozesse von Bedeutung sind. (Sejnowski & Hjellming, 1969)

T_e stellt dabei die Elektronentemperatur und E_∞ die Ionisationsenergie des Wasserstoffatoms (13.6 eV; 2.18×10^{-18} J; 2.18×10^{-11} erg) dar. Aus der Saha-Gleichung kann nun mit Hilfe der Gleichung 6.32 die Besetzung des n -ten Niveaus als Funktion der Elektronentemperatur, sowie der Elektronen- und Protonendichte berechnet werden:

$$n_n = b_n n^2 \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k T_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_\infty - E_n}{k T_e}} n_p n_e \quad (6.34)$$

In der Schreibweise der b -Koeffizienten kann nun auch die Quellfunktion durch die Gleichung

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\frac{b_m}{b_n} e^{h\nu_{nm}/kT} - 1 \right]^{-1} \quad (6.35)$$

ausgedrückt werden, die für $h\nu_{nm} \ll 1$ und unter der Annahme thermischer Besetzung der Energieniveaus entsprechend der Boltzmannstatistik in

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} = \frac{2\nu_{nm}^2 k T}{c^2} \frac{b_n}{b_m} \quad (6.36)$$

übergeht, was für den Fall einer optischen dicken Schicht dem Rayleigh-Jeans Gesetz entspricht.

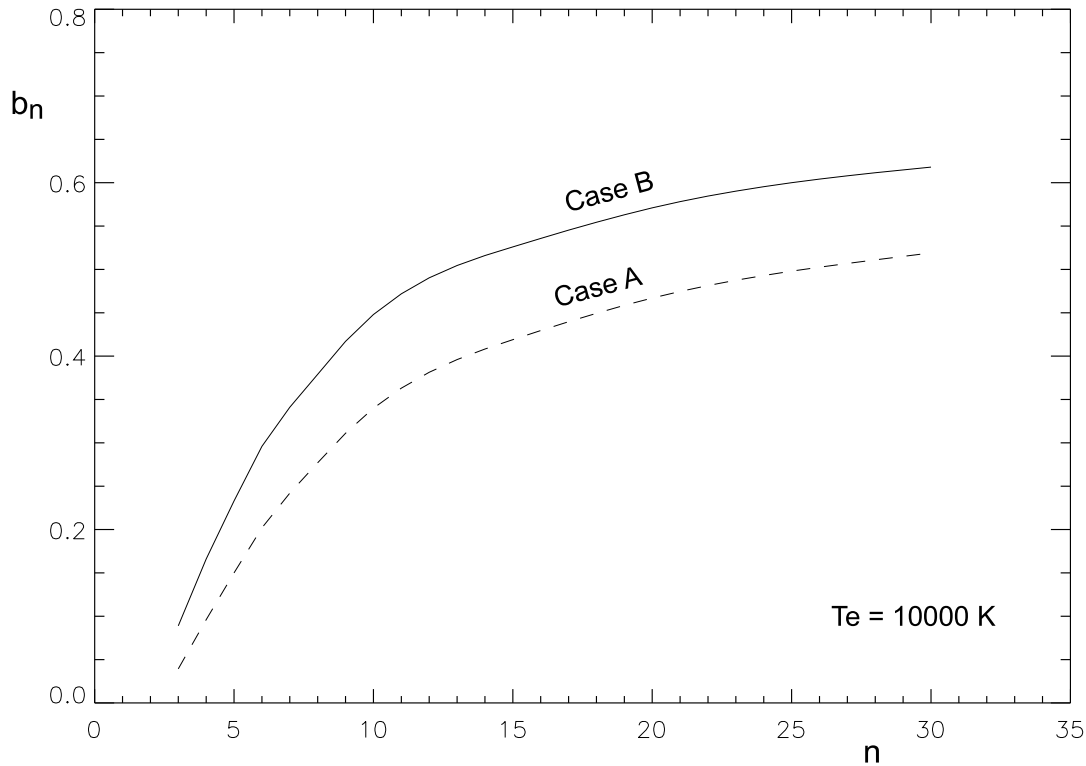


Abbildung 6.3: Verlauf der b -Koeffizienten für die beiden Emissionsbedingungen Case A und Case B bei einer Elektronentemperatur von 10000 K. (Baker & Menzel, 1938)

6.2.4 Linienintensität

Um einen geschlossenen Ausdruck für die Intensität einer Rekombinationslinie zu finden, muß die Strahlungstransportgleichung (Gleichung 6.7) mit den entsprechenden Werten für den Emissions- sowie den Absorptionskoeffizienten integriert werden. Für den Spezialfall, in dem stimulierte Prozesse im Vergleich zur spontanen Emission vernachlässigbar sind, läßt sich die Linienintensität relativ einfach durch Integration des Emissionskoeffizienten entlang der Sichtlinie im emittierenden Raumbereich berechnen. Diese Annahme ist im Besonderen für den Fall optischer Rekombinationslinien in einer optisch dünne Schicht erfüllt. Für andere Linien, im besonderen für Rekombinationslinien im Radiobereich, die bei Übergängen aus hochangeregten Niveaus entstehen, muß die Gültigkeit dieser Vereinfachung jedoch im jeweiligen Fall überprüft werden.

Um zu einem Ausdruck für die in einem bestimmten Volumenelement, pro Zeitintervall emittierte Energie zu gelangen ist es gebräuchlich, durch

$$\alpha_{nm} = \frac{b_n g_n A_{nm} e^{-\frac{E_n^2}{kT}}}{f_e} \quad (6.37)$$

einen effektiven Rekombinationskoeffizienten einzuführen, der so definiert ist, daß $\alpha_{nm} n_e n_p$ die Gesamtzahl der emittierten Photonen pro Zeit- und Volumeneinheit ergibt. Für die Elektronenzustandssumme f_e gilt dabei:

$$f_e = 2 \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (6.38)$$

Aus quantenmechanischen Berechnungen resultierende Werte für α_{nm} (beziehungsweise die daraus abgeleiteten relativen Linienintensitäten) sind für weite Bereiche von n und m , sowie bis zur Ordnungszahl 8 (Sauerstoff) für eine Vielzahl von Elektronendichten und -temperaturen in der Literatur (Hummer & Storey, 1987; Storey & Hummer, 1988, 1995; Verner & Ferland, 1996) tabelliert.

Natürlich sind auch die effektiven Rekombinationskoeffizienten wieder eine Funktion der Elektronendichte, Elektronentemperatur und der jeweiligen Emissionsbedingungen (Case A - Case B). Abbildung 6.4 zeigt den Verlauf der Rekombinationskoeffizienten für Übergänge mit $\Delta n = 1$ (α -Linien) mit den verschiedenen Variablen als Parameter. Die durchgezogenen Linien im Hauptbild beschreiben den Verlauf von $\alpha_{n,n-1}$ mit verschiedenen Elektronentemperaturen als Parameter, wohingegen die gestrichelten Linien die mit Gleichungen 6.26, 6.20 und 6.37 berechneten Werte für die Rekombinationskoeffizienten, ebenfalls mit den entsprechenden Elektronentemperaturen als Parameter, darstellen. Dieser Vergleich zeigt, daß für die α -Übergänge Gleichung 6.26 ab einer Hauptquantenzahl von 30 - 40 hervorragend mit den Literaturwerten übereinstimmt. Der kleine Bildausschnitt zeigt den Verlauf der $\alpha_{n,n-1}$ mit verschiedenen Elektronendichten als Parameter, woraus ersichtlich ist, daß die effektiven Rekombinationskoeffizienten nur eine schwache Funktion der Elektronendichte ist und wesentlich stärker mit der Elektronentemperatur variiert. Wenn nicht anders angegeben wurden die $\alpha_{n,n-1}$ aus (Storey & Hummer, 1995) und (Brocklehurst, 1971) berechnet.

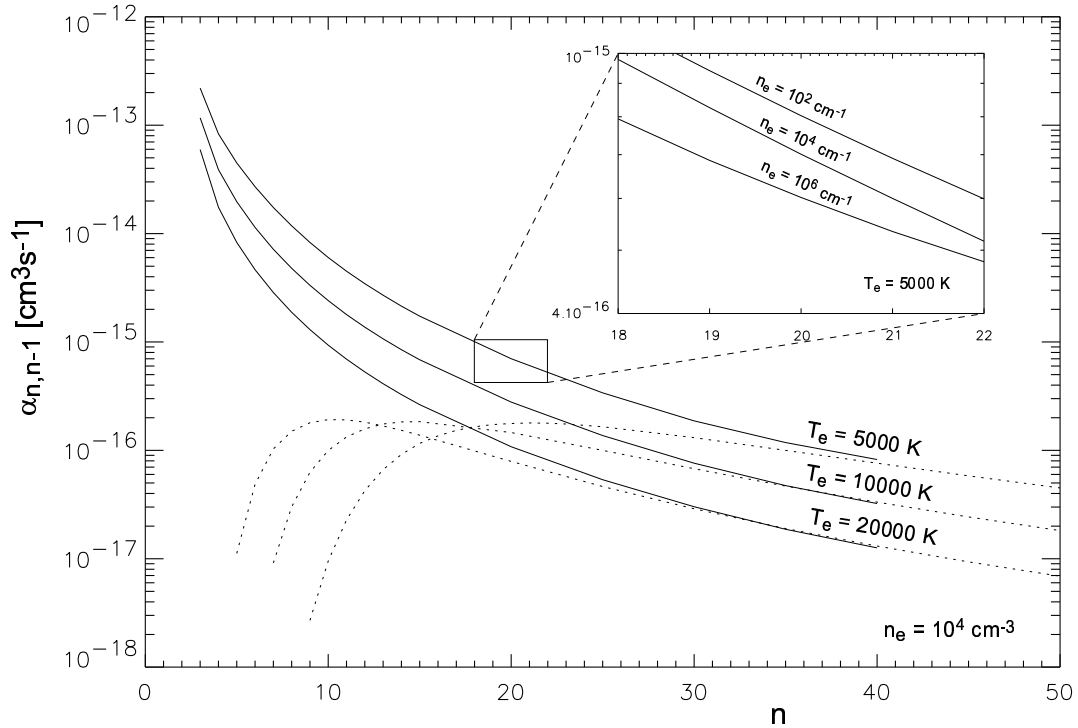


Abbildung 6.4: Die effektiven Rekombinationskoeffizienten für die Übergänge mit $\Delta n = 1$ (α -Linien) als Funktion der Hauptquantenzahl n in Case B. Erklärung im Text.

Mit Gleichung 6.37 kann der über die gesamte Linienbreite integrierte Emissionskoeffizient und damit definitionsgemäß die in den gesamten Raumbereich emittierte Energie pro dV und

dt, direkt berechnet werden:

$$4\pi \int \varepsilon_\nu d\nu = h\nu\alpha_{nm}n_en_p \quad (6.39)$$

Für den Eingangs erwähnten einfachen Fall in dem Selbstabsorption vernachlässigt werden darf, ergibt sich für die Linienintensität aus Gleichung 6.39 und 6.37:

$$\int I_\nu d\nu = \frac{h\nu\alpha_{nm}n_p}{4\pi n_e} \times 3.089 \times 10^{18} E_m, \quad (6.40)$$

wobei das sogenannte Emissionsmaß E_m über:

$$E_m = \int_0^L n_e^2 ds \quad (6.41)$$

definiert ist. Als Einheit für das Emissionsmaß wird meist pc cm^{-6} verwendet, woraus sich das Auftreten des Faktors 3.089×10^{18} in Gleichung 6.40 erklärt, der für die Umrechnung von Parsec in Zentimeter benötigt wird. Soll für das Emissionsmaß eine andere Einheit verwendet werden, so muß dieser Faktor entsprechend angepaßt werden.

Kapitel 7

Extinktion im interstellaren Medium

7.1 Interstellarer Staub

Interstellarer Staub stellt zwar anteilmäßig nur einen kleinen Teil des interstellaren Mediums (interstellar medium, ISM) dar, ist jedoch davon ungeachtet für viele im ISM stattfindende Prozesse von zentraler Bedeutung. Eine besonders wichtige Rolle spielt dabei die unter dem Ausdruck „interstellare Extinktion“ zusammengefaßte, charakteristische Wechselwirkung des interstellaren Staubes mit Photonen.

In den nachfolgenden Unterabschnitten sollen deshalb die wichtigsten Eigenschaften des interstellaren Staubes, sowie einige der möglichen Theorien zu dessen Entstehung und Evolution näher beschrieben. Außerdem wird die Bedeutung des Staubes für die physikalischen und chemischen Prozesse im interstellaren Medium überblicksmäßig erläutert werden.

7.1.1 Eigenschaften

Das Vorhandensein von interstellarem Staub konnte erstmals in den Dreißigerjahren des vorherigen Jahrhunderts durch Beobachtung der Extinktion weit entfernter offener Sternhaufen (Trumpler, 1930) nachgewiesen werden. Obwohl interstellarer Staub prozentuell nur einen recht geringen Anteil an der Gesamtmasse der Galaxie hat, spielt er doch aufgrund seiner intensiven Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung, der effizienten Abstrahlung von Wärmeenergie und nicht zuletzt als Katalysator bei der Bildung komplexer chemischer Verbindungen für viele Aspekte der modernen Astrophysik eine wichtige Rolle (siehe dazu Abschnitt 7.1.3).

Unter interstellarem Staub werden im Allgemeinen mikroskopische Körner aus Silikaten und kohlenstoffhaltigen Verbindungen wie Graphit oder Siliziumkarbid verstanden, die mit einem Durchmesser zwischen einigen zehn Å und einigen μm als Festkörper im interstellaren Raum verteilt vorkommen. An der unteren Grenze stehen dabei polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe (PAH) und fullerenartige Kohlenstoffverbindungen, die zwar strenggenommen Einzelmoleküle darstellen, aber aufgrund ihrer Größe und Komplexität bereits Eigenschaften zeigen (zB.: breite Absorptionsbänder anstatt Linien oder eine vergleichsweise geringe Erwärmung bei der Absorption einzelner Photonen), wie sie eigentlich für Staubkörner charakteristisch sind.

Um genauere Details über die Struktur und die chemische Zusammensetzung des interstellaren Staubes abzuleiten, ist man auf die Beobachtung derjenigen Strahlung angewiesen, die von Staubpartikeln emittiert wird oder die mit dem Staub in Wechselwirkung tritt. Dabei stößt man allerdings rasch auf das grundsätzliche Problem, daß eine Analyse von Beobachtungen nur Informationen über bestimmte funktionelle Gruppen der Moleküle, aus denen ein Staubkorn aufgebaut ist, geben, nicht jedoch über die globalen Eigenschaften des Staubes. Dadurch

werden Aussagen über die genaue Zusammensetzung und Struktur des interstellaren Staubes erheblich erschwert und in vielen Fällen sogar strenggenommen unmöglich, so daß man zur Beurteilung von Staubmodellen vielfach nur auf Plausibilitätsargumente zurückgreifen kann. Nicht zuletzt daraus erklärt sich auch die Vielzahl an Modellen die zur Erklärung der Natur des interstellaren Staubes vorgeschlagen wurden. Die bekanntesten Modelle reichen dabei von einfachen Mischungen aus Silikat- und Graphitkörnern (Mathis, Rumpl & Nordsieck, 1977; Draine & Lee, 1984) über zusammengesetzte Graphit/Silikat Körner (Mathis & Whiffen, 1989) zum Teil mit fraktalem Aufbau (Wright, 1987), bis zu Modelle in denen Silikatkerne mit organischen Mantelmaterial (Greenberg, 1989) oder amorphen Kohlenstoff (Duley, Jones & Williams, 1989) umgeben sind. Sogar interstellare Organismen wurden zur Erklärung der beobachteten Extinktion herangezogen (Hoyle et al., 1982; Jabir et al., 1986; Wallis et al., 1989).

Ungeachtet dieser Probleme zeigt sich, daß der Verlauf der interstellaren Extinktion (siehe Abschnitt 7.2) im Spektralbereich von $0.1 \mu\text{m}$ bis $1 \mu\text{m}$ durch eine Mischung von Graphit- und Silikatkörnern mit einer Größenverteilung nach Gleichung 7.1 hervorragend beschrieben werden kann (Mathis, Rumpl & Nordsieck, 1977).

$$dN(r) \propto r^{-3.5} dr \quad \text{für} \quad 100\text{\AA} \leq r \leq 3000\text{\AA} \quad (7.1)$$

Bemerkenswert ist dabei, daß der in Gleichung 7.1 auftretende Exponent 3.5 für weite Raumbereiche zu gelten scheint, was unter Umständen ein Hinweis auf einen allgemeingültigen stochastischen Prozesses bei der Staubentstehung gedeutet sein kann. Interessant ist außerdem, daß der Gültigkeitsbereich des mit dieser speziellen Kornmischung abgeleiteten Extinktionsgesetzes recht einfach bis in den Ferninfrarotbereich ausgedehnt werden kann (Draine & Lee, 1984).

7.1.2 Entstehung und Evolution

Mit der trivial anmutenden Aussage, daß Staub überall dort entsteht, wo die Vorläuferelemente oder Verbindungen in ausreichender Menge vorhanden sind und die thermodynamischen Bedingungen für Staubentstehung erfüllt werden, können die möglichen Quellen der Staubentstehung bereits erheblich eingeengt werden. Als primäre Orte der Staubentstehung kommen damit vor allem die Photosphären von kohlenstoff- oder sauerstoffreichen Sternen des asymptotischen Riesenastes in Frage. Diese sehr weit entwickelten Sterntypen stellen aller Wahrscheinlichkeit nach sogar die hauptsächliche Quelle des interstellaren Staubes dar (Mathis, 1990), weil die für dieses Entwicklungsstadium typische konvektive Hülle ein sehr effektives Mittel für den Transport diverser Fusionsprodukte in die Sternphotosphäre und damit zum eigentlichen Ort der Staubkondensation ist.

Auch Supernovae können wegen deren hohen Anteil an schweren Elementen eine wichtige Quelle der Staubbildung sein, obwohl durch die relative Seltenheit dieser Ereignisse nur eine geringe supernoveabedingte Staubentstehungsrate zu erwarten ist. Daß bei Supernovaereignissen überhaupt eine nennenswerte Menge Staub entsteht, konnte erstmals direkt durch ISOCAM-Beobachtungen der Infrarotemission des Supernovaüberrestes Cas A nachgewiesen werden (Lagage et al., 1996).

Weitere Quellen für die Bildung von interstellarem Staub umfassen unter anderem Zwergsterne (Leinert et al., 2000), Nova und Binärsysteme mit Wolf-Rayet Sternen (Marchenko, Moffat & Grosdidier, 1999). Diese Objekte spielen aber allesamt entweder wegen ihrer Seltenheit, oder wegen ihrer geringen Effizienz als Quellen für den interstellaren Staub eine praktisch vernachlässigbare Rolle.

Dem derzeitigen Wissenstand entsprechend entsteht interstellarer Staub zuerst in Form von Riesenmolekülen, die dann unter geeigneten Bedingungen durch Adsorption und Aglo-

meration zuerst in Mikro-Cluster und schließlich in makroskopische Staubpartikel übergeführt werden (Tsuji et al., 1996). Insgesamt wird von den mutmaßlichen Hauptquellen etwa $0.01 - 0.08 M_{\odot}$ Staub pro Jahr in das interstellare Medium der gesamten Galaxie eingebracht (Gehrz, 1989).

Ob und in welcher Form es überhaupt zu Staubentstehung kommt, ist durch vier grundlegende Zeitkonstanten, die wiederum durch die im Staubentstehungsgebiet vorherrschenden physikalischen Bedingungen bestimmt sind, charakterisiert (Sedlmayr, 1989):

1. Die mittlere Zeit für den Einfang eines Moleküls durch einen bereits bestehenden Staubcluster: t_c
2. Die Zeit die ein adsorbiertes Molekül durchschnittlich an ein und der selben Stelle im Cluster verbringt: t_h
3. Die Zeit, die ein adsorbiertes Molekül im Mittel benötigt um einen freien Gitterplatz zu finden: t_n
4. Die mittlere Zeit, die ein Molekül im Cluster verbringt, bevor es wieder aus dem Verband verdampft: t_{ev}

Als grundsätzliche Voraussetzung, für die Entstehung von Staub muß auf jeden Fall die Bedingung: $t_c < t_{ev}$ erfüllt sein, weil nur dann die Rate, mit der Staubkörner wachsen, über die Verdampfungsrate überwiegt. Ist diese Ungleichung für ein betrachtetes Gebiet erfüllt, kann es zur Staubbildung kommen, wobei durch einen Vergleich der verschiedenen Zeitkonstanten nun abgeschätzt werden kann, in welcher Form die neugebildeten Staubkörner vorliegen:

$t_n < t_c$: Jedes eingefangene Molekül kann in einer Reihe von Ortswechseln an der Oberfläche des Clusters den energetisch tiefsten, freien Gitterplatz finden, bevor neue Moleküle adsorbiert werden. Für diesen Fall ist die Bildung monokristalliner Staubkörner zu erwarten.

$t_n \geq t_c$ und $t_h < t_c$: Ein adsorbiertes Molekül ist zwar noch beweglich genug, um mehrere Ortswechsel durchzuführen, kann aber zumeist nicht mehr den energetisch günstigsten Gitterplatz finden, bevor weitere Moleküle an dem Cluster kondensieren. In diesem Fall wird eine Struktur entstehen, in der noch gewisse Nahordnungen herrschen, ein über viele Gitterkonstanten herrschender Ordnungszustand wird aber nicht mehr erreicht. In diesem Zusammenhang entsprechen die so gebildeten Strukturen unregelmäßigen, polykristallinen Staubkörnern.

$t_h > t_c$: Die Beweglichkeit der neu eingefangenen Moleküle reicht nicht mehr aus, um nennenswerte Umformungen des Gefüges zu ermöglichen, bevor wieder Moleküle angelagert werden. Unter diesen Bedingungen kann die Bildung amorpher Staubkörner erwartet werden.

Der genaue Verlauf der Staubbildung ist allerdings noch weitgehend unerforscht und entsprechend spekulativ. Ein wesentliches Problem ist dabei neben den nur ungenau bekannten physikalischen Bedingungen in den Staubentstehungsarten vor allem die komplexe Chemie, die in solchen heterogenen Multikomponentensystemen vorherrscht. Unter Umständen müssen dabei nicht nur diejenigen Moleküle betrachtet werden, die primär durch Kondensation am Staubentstehungsprozeß teilnehmen, sondern auch Verbindungen, die durch ihre UV-Absorption und Infrarotemission einen bedeutenden Einfluß auf die physikalisch-thermische Struktur des

Systems ausüben (Stencel, 1987). Gängige Modelle entstammen hauptsächlich Laborexperimenten (zB.: Bildung von Rußpartikeln in Flammenexperimenten (Gail & Sedlmayr, 1987) oder Abscheidung von Graphit aus der Gasphase (Blanco, 1996)), in denen jedoch die in Sternphotosphären herrschenden Bedingungen nur unvollständig nachgebildet werden können und die sich somit nur zum Studium einiger spezieller Aspekte des Staubentstehungsprozesses eignen.

Interstellarer Staub wird vor allem bei Sternentstehungsprozessen zerstört. Der typische Zeitraum zwischen der Entstehung des interstellaren Staubes und dessen Zerstörung bei der Bildung neuer Sterne kann aus dem Verhältnis der Sternentstehungsrate und der Gasdichte im interstellaren Medium abgeschätzt werden und beträgt im lokalen Medium etwa 3×10^9 Jahre (Mathis, 1990). Zum Anderen findet man etwa 30% des (lokalen) interstellaren Mediums in Form von Molekülwolken, von denen jede eine mittlere Lebensdauer in der Größenordnung von 10^8 Jahren aufweist, was der typischen Verweilzeit des Gases zwischen zwei Spiralarmen der Galaxie entspricht. Jedes interstellare Staubkorn wird demnach während seiner Lebenszeit mehrere Male in Molekülwolken aufgenommen, wo es aufgrund der vorherrschenden Temperatur, Dichte, chemische Umgebung und der gegebenenfalls hohen Strahlungsintensität beträchtlichen Änderungen seiner physikalischen und chemischen Struktur ausgesetzt ist. Im allgemeinen führt diese Staubevolution von den ursprünglich in Sternatmosphären entstandenen, vergleichsweise kleinen Molekülen zu größeren, kompakteren aber auch komplexeren Strukturen.

7.1.3 Bedeutung im interstellaren Medium

Die durch die Anwesenheit von Staub im ISM hervorgerufenen Effekte können grob in zwei Klassen unterteilt werden: Zum einen tritt der Staub in Wechselwirkung mit Photonen, was (neben einer etwaigen Veränderung der Staubkörner) eine Veränderung der Eigenschaften des Strahlungsfeldes bewirkt, zum anderen kann der Staub jedoch auch mit den diversen anderen Komponenten des interstellaren Mediums wechselwirken, wobei die physikalischen und chemischen Eigenschaften des ISM selbst einer Veränderung unterliegen. Zur ersten Klasse von Effekten zählt die in Abschnitt 7.2 ausführlich erläuterte interstellare Extinktion, die selektive Polarisierung eines Strahlungsfeldes, sowie die Absorption und Reemission elektromagnetischer Strahlung. In die zweite Klasse von Effekten fällt vor allem die Katalyse chemischer Reaktionen an den Oberflächen der interstellaren Staubkörner, denen damit eine wichtige Rolle bei der Bildung komplexer Moleküle im ISM zukommt, sowie die Erwärmung des interstellaren Gases durch die Emission von Photoelektronen (photoelectric heating). Einige der erwähnten Effekte sollen im folgenden etwas näher erläutert werden.

Polarisation

Durchquert elektromagnetische Strahlung einen Raumbereich, in dem längliche und teilweise räumlich ausgerichtete Staubkörner existieren, wird durch eine selektive Absorption derjenigen Strahlung, deren elektrischer Feldvektor eine Komponente parallel zu der längeren Achse der Staubkörner aufweist, eine lineare Polarisierung des Strahlungsfeldes hervorgerufen. Eine zirkulare Polarisierung des Strahlungsfeldes kann noch zusätzlich durch eine differentielle Phasenverschiebung zwischen Wellen, deren Feldvektor normal beziehungsweise parallel zur Achse der Staubkörner liegen, entstehen. Weil nur interstellare Magnetfelder im Stande sind, über weite Raumbereiche hinweg eine nennenswerte Ausrichtung von Staubkörnern zu bewirken, kann aus polarisationsselektiven Beobachtungen die Stärke und Richtung großräumige interstellarer Magnetfelder abgeleitet werden.

Absorption und Reemission elektromagnetischer Strahlung

Staubkörner im interstellaren Medium werden durch Absorption von Photonen des ultravioletten und sichtbaren Spektralbereiches erwärmt. Die aufgeheizten Staubkörner emittieren wiederum entsprechend des Planckschen Strahlungsgesetzes kontinuierliche Strahlung, deren Wellenlänge abhängig von der Korntemperatur zwischen wenigen μm und einigen $100 \mu\text{m}$ und für sehr kalte Körner sogar im sub-mm Bereich liegt.

Für die bei den erwähnten Absorptionsprozessen maximal erreichte Korntemperatur sind neben den Eigenschaften des Strahlungsfeldes (Photonenenergie, Photonenstrom) die optischen Eigenschaften des Staubes (Reflektivität beziehungsweise Emissivität) und die Wärmekapazität der absorbierenden Staubkörner ausschlaggebend. Große Staubkörner (im Bereich $\geq 10 \mu\text{m}$) mit entsprechend großer Wärmekapazität werden auch durch die Absorption mehrerer Photonen nur geringfügig erwärmt. Bei solchen Körnern kann sich eine Gleichgewichtstemperatur einstellen, wenn die insgesamt bei kleinen Wellenlängen absorbierte Photonenenergie der im Infrarotbereich emittierten Energie entspricht. Die Gleichgewichtstemperatur solch großer Körner liegt typischerweise bei einigen 10 K, die somit Strahlung im Ferninfrarot-Bereich emittieren. Im Gegensatz dazu reicht bei sehr kleinen Staubkörnern (im Bereich $5 - 50 \text{ \AA}$) schon die Energie eines einzigen absorbierten UV-Photons aus, um das Korn auf mehrere hundert Kelvin zu erwärmen. Staubkörner mit dieser Temperatur emittieren Strahlung mit sehr viel kürzeren Wellenlängen, die typischerweise im mittleren und nahen Infrarot liegt.

Katalyse chemischer Reaktionen

Bei den im interstellaren Medium vorherrschenden niedrigen Gasdichten und Temperaturen sind direkte, von Diffusionsprozessen abhängigen chemische Reaktionen der Form $A + B \rightarrow AB$ viel zu unergiebig, um die Säulendichte der im ISM beobachtbaren Moleküle zu erklären. Interstellare Staubkörner können als Katalysator bei der Bildung dieser zum Teil relativ komplexen Moleküle eine wesentliche Rolle spielen, indem sie die Molekülbildung sowohl aktiv, durch Herabsetzung der Aktivierungsenergie der betreffenden chemischen Reaktion, aber auch passiv, durch die Einschränkung der möglichen Freiheitsgrade der an der zweidimensionalen Oberfläche eines Kornes gebundenen Reaktanten, begünstigen. Die entsprechende Reaktion könnte dann in der Form $A + B:Korn \rightarrow AB:Korn \rightarrow AB + Korn$ ablaufen. Voraussetzung für eine effiziente Bildung freier Moleküle im ISM ist dabei allerdings ein wirkungsvoller Mechanismus, der die neugebildeten Moleküle wieder von der Oberfläche der Staubkörner ablöst.

Photoelektrische Erwärmung des ISM

Trifft ein UV-Photon ein Staubkorn, werden durch den photoelektrischen Effekt Elektronen aus dem Staubkorn ausgelöst. Diese Photoelektronen können wiederum einen Teil ihrer kinetischen Energie durch Stöße an die Gaskomponente des ISM übertragen und damit effektiv eine Erwärmung des interstellaren Mediums bewirken. Welcher Prozentsatz der absorbierten Photonenenergie in kinetische Energie des Photoelektrons konvertiert wird, hängt in hohem Maß vom Ladungszustand des betreffenden Staubkornes ab, weil das emittierte Photoelektron das Coulombpotential des Kornes überwinden muß und dabei den entsprechenden Teil seiner kinetischen Energie verliert. Der Ladungszustand eines Staubkornes wird dabei hauptsächlich von zwei konkurrierenden Prozessen bestimmt: Der photoelektrische Effekt selbst bewirkt einerseits, daß die sich Staubkörner zunehmend positiv aufladen, andererseits wird aber durch Rekombination mit freien Elektronen die Ladung des Kornes wieder ausgeglichen. Die Effizienz, mit der Photonenenergie in Elektronenenergie und weiter in Wärmeenergie umgewandelt

wird, sinkt somit mit zunehmender Energiedichte der UV-Strahlung, weil dann der Gleichgewichtsladungszustand der Körner zu höherer positiver Ladung verschoben wird, nimmt aber mit steigender Elektronendichte zu, weil dann die höhere Rekombinationsrate eine hohe positive Aufladung der Körner verhindert. Der photoelektrische Effekt macht den breitbandig absorbierenden interstellaren Staub zu eine der wichtigsten Komponenten, durch die die Temperaturstruktur und der Wärmehaushalt des ISM bestimmt wird.

7.2 Grundlagen der interstellaren Extinktion

Durchquert die Strahlung einer astronomischen Quelle das interstellare Medium, so nimmt deren Intensität sowohl durch Streuung als auch durch Absorption ab. Die beobachtbare Auswirkung aus diesen beiden Effekten, also die Verringerung der Intensität der betrachteten Quelle, wird unter dem Ausdruck „interstellare Extinktion“ zusammengefaßt. Da die Effizienz der Streuprozesse im hohen Maß vom Verhältnis aus einer typischen Dimension der Staubkörner (Durchmesser oder Umfang) und der Wellenlänge der beobachteten Strahlung abhängt, ist auch die bei einer bestimmten Wellenlänge beobachtete Extinktion A_λ eine Funktion der Wellenlänge. Der genaue Verlauf der Extinktion als Funktion der Wellenlänge $A_\lambda(\lambda)$ wird dabei als Extinktionsgesetz bezeichnet.

7.2.1 Grundgleichungen

Zur Beschreibung der interstellaren Staubextinktion müssen wieder die Strahlungstransportgleichungen (Abschnitt 6.2.1) herangezogen werden. Für den einfachen Fall, in dem die Eigenemission der Staubkörner sowie Streuung von Strahlung in das beobachtete Raumwinkelement vernachlässigt werden darf, kann die beobachtete Intensität I_{obs} als Funktion der intrinsischen Intensität I_0 direkt aus Gleichung 6.11 abgeleitet werden:

$$I_{obs} = I_0 \cdot e^{-\tau_\lambda} \quad (7.2)$$

Die optische Tiefe τ_λ bei der Wellenlänge λ bezieht sich dabei nicht nur auf Absorptionsprozesse, sondern auch auf Streuprozesse. Dementsprechend wird der durch Gleichung 6.8 berechnete Absorptionskoeffizient κ_λ in diesem Zusammenhang auch als Extinktionskoeffizient bezeichnet. Es ist außerdem gebräuchlich, Gleichung 7.2 über den Zusammenhang $\tau_\lambda = 0.4 \cdot \ln(10) A_\lambda$ durch die Extinktion A_λ auszudrücken, die damit die Form

$$I_{obs} = I_0 \cdot 10^{-0.4 A_\lambda} \quad (7.3)$$

annimmt. Die Gleichungen 7.2 und 7.3 gelten strenggenommen nur unter der Voraussetzung, daß das emittierende und das absorbierende Medium räumlich streng voneinander getrennt vorliegt. In diesem als „Screen-Case“ bezeichneten Fall durchquert jedes Photon auf dem Weg zum Beobachter die gleiche Säulendichte an absorbierendem Material unabhängig davon, wo genau in der Quelle es emittiert wurde. Dieses Modell ist anwendbar wenn die Staubsäulendichte in der astronomischen Quelle sehr klein im Vergleich zur Säulendichte im Extinktionsgebiet zwischen der Quelle und dem Beobachter ist und damit die intrinsisch in der Quelle stattfindende Extinktion vernachlässigt werden kann. Liegt jedoch das emittierende und das absorbierende Medium räumlich vermischt vor, muß bei der Berechnung der beobachteten Intensität berücksichtigt werden, daß die weiter vom Beobachter entfernt emittierte Strahlung eine größere Staubsäulendichte durchqueren muß als Strahlung, die näher beim Beobachter emittiert wurde,

und einer dementsprechend stärkeren Extinktion unterliegt. In diesem als „Mixed-Case“ bezeichneten Fall gilt für die beobachtete Intensität I_{obs}^{mix} als Funktion der intrinsischen Intensität I_0 (Thronson et al., 1990):

$$I_{obs}^{mix} = I_0 \cdot \frac{1 - e^{-\tau_\lambda}}{\tau_\lambda} \quad (7.4)$$

In einem einfachen Modell können die interstellaren Staubkörner durch kleine dielektrische Kugeln mit Radius r und einer homogenen Dielektrizitätskonstante ϵ beschrieben werden. Der in den Strahlungstransportgleichungen zu berücksichtigende Extinktionskoeffizient kann dann durch einen Extinktionswirkungsquerschnitt σ_e ausgedrückt werden:

$$\kappa_\lambda = n_d^r \sigma_e = n_d^r s_d Q_e \quad (7.5)$$

n_d^r bezeichnet dabei die Anzahldichte der Staubkörner mit Radius r , s_d den geometrischen Querschnitt der Staubkörner und Q_e die „Extinktionseffizienz“, die das Verhältnis aus Extinktionswirkungsquerschnitt und geometrischem Querschnitt angibt:

$$Q_e = \frac{\sigma_e}{s_d} \quad (7.6)$$

In analoger Weise kann der Wirkungsquerschnitt für Streuprozesse σ_s und Absorptionsprozesse σ_a zu einer Streueffizienz Q_s und einer Absorptionseffizienz Q_a normiert werden:

$$Q_s = \frac{\sigma_s}{s_d} \quad \text{und} \quad Q_a = \frac{\sigma_a}{s_d} \quad (7.7)$$

Offensichtlich gilt $Q_e = Q_s + Q_a$. Die in den voranstehenden Gleichungen auftretenden Wirkungsquerschnitte σ_e und σ_s sind als Gesamtwirkungsquerschnitte, also die über alle Raumwinkelelemente integrierten differentiellen Wirkungsquerschnitte, zu verstehen.

Für die weitere Betrachtung wird die dimensionslose Größe x eingeführt, die das Verhältnis aus Kornumfang und Wellenlänge angibt:

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (7.8)$$

Für den Spezialfall, daß die Korngröße viel kleiner als die Lichtwellenlänge ist ($r \ll \lambda$), was aufgrund der Korngrößenverteilung des interstellaren Staubes (Gleichung 7.1) bis weit in den UV-Bereich hinein angenommen werden darf, gilt dann (Spitzer, 1978):

$$Q_s = \frac{8}{3} x^4 \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \quad (7.9)$$

und

$$Q_a = -4 x \operatorname{Im} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right), \quad (7.10)$$

wobei die Bezeichnung Im bedeutet, daß der Imaginärteil des Quotienten verwendet werden soll. Aus Gleichungen 7.9 und 7.10 ist ersichtlich, daß sowohl die Streueffizienz als auch die Absorptionseffizienz, und damit letztendlich auch die optische Tiefe τ_λ beziehungsweise die Extinktion A_λ mit zunehmender Wellenlänge abnehmen.

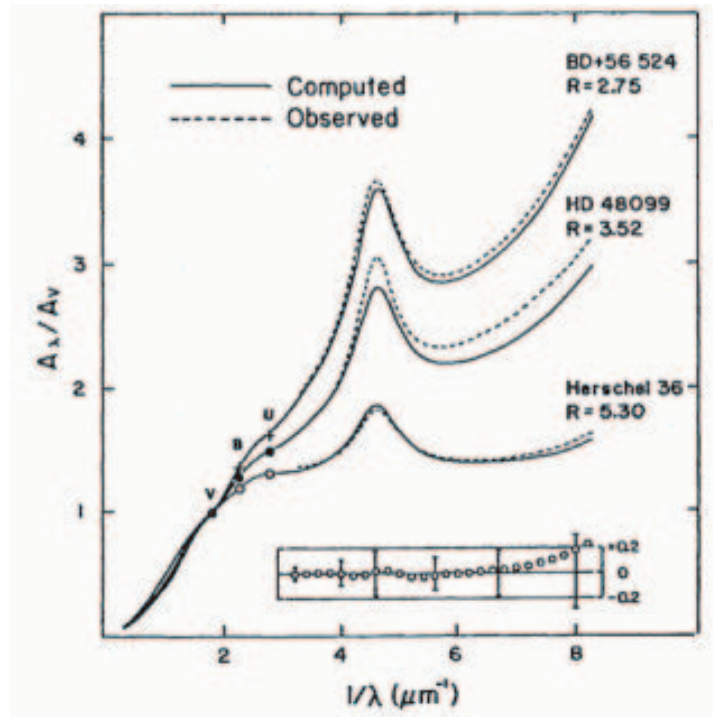


Abbildung 7.1: Das Extinktionsgesetz für drei unterschiedliche Quellen im ultravioletten bis nahinfraroten Spektralbereich. Für das breite Absorptionsmaximum bei 2160\AA sind hauptsächlich kleinste interstellare Graphitpartikel, die aufgrund ihrer geringen Größe von vielen Autoren bereits als PAH-Moleküle bezeichnet werden, verantwortlich. Aus: Mathis (1990).

7.2.2 Beobachtete Gesetzmäßigkeiten

Aufgrund der inhomogenen Verteilung des Staubes im interstellaren Medium ist anzunehmen, daß für jede beobachtete Quelle generell ein eigenes Extinktionsgesetz gilt. Abbildung 7.1 zeigt das Extinktionsgesetz für drei unterschiedliche Quellen im Wellenlängenbereich zwischen etwa 1200\AA und $2\text{ }\mu\text{m}$. Die Darstellung erfolgt wie in diesem Spektralbereich üblich durch die auf den Extinktionswert im sichtbaren (A_V) normierten Extinktion A_λ als Funktion des Reziprokwertes der Wellenlänge. Wie aus Abbildung 7.1 ersichtlich ist, zeigt das Extinktionsgesetz vor allem im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich eine ausgeprägte Abhängigkeit von den detaillierten Eigenschaften des ISM entlang der unterschiedlichen Sichtlinien zu den jeweiligen astronomischen Quellen. Im infraroten Spektralbereich dagegen scheint das beobachtete Extinktionsgesetz weitestgehend unabhängig von der jeweiligen Sichtlinie zu sein. Aus diesem Grund erscheint es auch sinnvoll, die beobachtete Extinktion nicht auf den (ohnehin willkürlichen) Extinktionswert im Sichtbaren (A_V), sondern eher auf einen Extinktionswert im Infraroten wie zum Beispiel im K-Band (A_K) bei einer Wellenlänge von $2.12\text{ }\mu\text{m}$ zu normieren, um damit zu einer sichtlinienunabhängigen Darstellung zu gelangen. In Abbildung 7.2 ist das aus unabhängigen Beobachtungen verschiedener Quellen ermittelte Extinktionsgesetz zwischen $0.4\text{ }\mu\text{m}$ und $20\text{ }\mu\text{m}$ dargestellt. Die Extinktion wurde hier auf den Infrarot-Farbexzeß $E(J-K)$ normiert. Im Wellenlängenbereich zwischen 0.7 bis $7\text{ }\mu\text{m}$ ist das Extinktionsgesetz praktisch unabhängig von der jeweiligen Sichtlinie und kann durch ein einfaches Potenzgesetz beschrieben

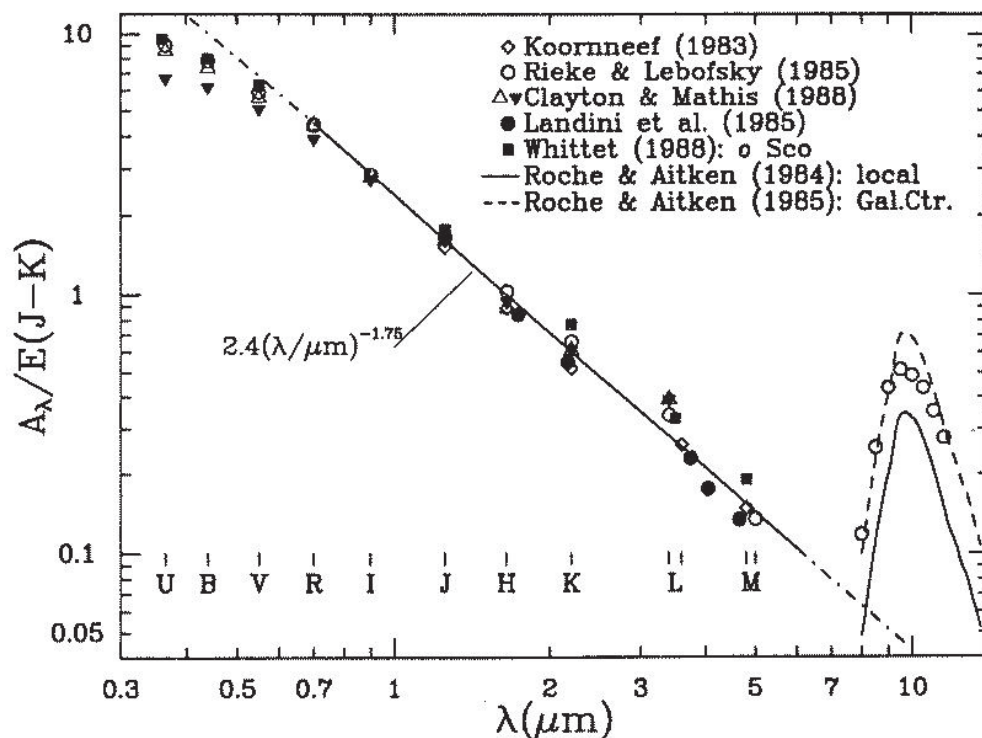


Abbildung 7.2: Die auf den Infrarot-Farbezweß $E(J-K)$ normierte interstellare Extinktion für den nahen und mittleren Infrarotbereich. Die Symbole stellen die aus den Beobachtungen unterschiedlicher Quellen abgeleiteten Extinktionswerte dar. Aus: Draine (1989).

werden (Draine, 1989):

$$A_\lambda/E(J-K) = 2.4 \cdot \lambda^{-1.75} \quad \text{für } 0.7 \leq \lambda \leq 7 \mu\text{m} \quad (7.11)$$

Tatsächlich sind aber in dem angesprochenen Wellenlängenbereich mehrere Abweichungen von diesem Potenzgesetz beobachtbar. Die prominenteste Struktur, die nicht durch das einfache Potenzgesetz beschrieben wird, ist ein Anstieg der Extinktion bei einer Wellenlänge von $3.1 \mu\text{m}$. Die erhöhte Absorption in diesem Bereich ist dabei auf Wassereis zurückzuführen, das aller Wahrscheinlichkeit nach in Form von Eismänteln um die interstellaren Staubkörner herum vorliegt.

Das interstellare Extinktionsgesetz ist im Spektralbereich zwischen 8 und $30 \mu\text{m}$ völlig von breiten Absorptionsbändern bei $9.7 \mu\text{m}$ und $18 \mu\text{m}$ dominiert. Diese Absorptionsstrukturen stammen von amorphen Silikaten, die einen wichtigen Bestandteil des interstellaren Staubes in vielen Regionen des interstellaren Mediums darstellen.

Für den Wellenlängenbereich über $30 \mu\text{m}$ ist die Extinktion für die meisten astronomischen Quellen zu gering, um direkten Messungen zugänglich zu sein. In diesem Wellenlängenbereich können aber Modelle für die thermische Emission des interstellaren Staubes herangezogen werden, um die intrinsische Emission einer astronomischen Quelle abzuschätzen. Durch Vergleich diesen Modellrechnungen mit der gemessenen Emission kann dann die interstellare Extinktion im Ferninfrarotbereich abgeleitet werden. Die Ergebnisse dieser Modellrechnungen hängen allerdings empfindlich von der nur ungenau bekannten Staubtemperatur ab und führen deshalb

nur zu recht ungenauen Abschätzungen der Extinktion. In Abbildung 7.3 sind die von verschiedenen Autoren errechneten Extinktionsgesetze in Form des Absorptionswirkungsquerschnittes pro Wasserstoffatom für Wellenlängen von 30 bis 1000 μm dargestellt. Bei dieser Form der Darstellung ist zu beachten, daß die Extinktion generell nicht unabhängig von der beobachteten Sichtlinie ist, sondern im Besonderen vom Verhältnis des interstellaren Staubes zum Gas („gas to dust ratio“) im Extinktionsgebiet abhängt.

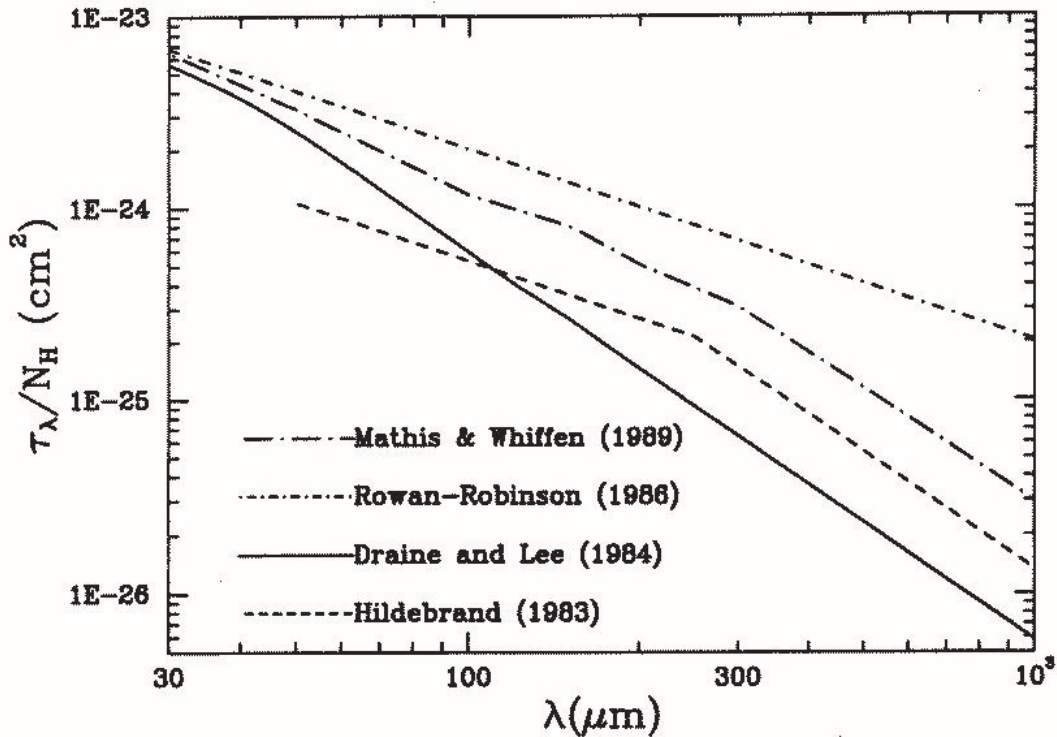


Abbildung 7.3: Das Extinktionsgesetz für das lokale ISM im Ferninfrarot- und Sub-mm-Bereich, ausgedrückt durch den Absorptionswirkungsquerschnitt pro Wasserstoffatom als Funktion der Wellenlänge. Aus: Draine (1989).

7.3 Das Extinktionsgesetz zum galaktischen Zentrum

Beobachtungen der ausgedehnten HII-Region um Sgr A* sind im besonderen Maße zur Bestimmung des Extinktionsgesetzes im Infrarotbereich geeignet. Aufgrund der Lage der Sonne nahe der galaktischen Scheibe verläuft die Sichtlinie zum galaktischen Zentrum durch Regionen mit großer Staubsäulendichte, die zu einer Extinktion im sichtbaren Spektralbereich von ~ 31 mag (Rieke, Rieke & Paul, 1989) führen. Untersuchungen der Verteilung von diskreten CO-Emissionsstrukturen innerhalb der galaktischen Ebene zeigen sogar, daß der bei weitem größte Teil des molekularen CO-Gases und damit bei bekanntem Gas-zu-Staubverhältnis auch des interstellaren Staubes in Form eines Ringes mit einem Durchmesser von 4 - 8 kpc um das Zentrum der Galaxie vorliegt (Sanders, Scoville & Solomon, 1985). Charakteristisch für diesen Ring ist dabei ein scharfer Abfall der CO-Emissivität am inneren Rand, wohingegen die Emissivität am äußeren Rand des Ringes vergleichsweise flach ausläuft. Im Vergleich dazu

ist die Säulendichte des interstellaren Staubes in der HII-Region um Sgr A* und, damit verbunden, die intrinsisch in der Quelle selbst stattfindende Extinktion vernachlässigbar gering. Beobachtungen der Ferninfrarotemission belegen eine dramatische Abnahme des interstellaren Staubes in Sgr A West mit abnehmendem Radius zum galaktischen Zentrum (Gatley et al., 1977). Aus einem Vergleich der geschätzten UV-Leuchtkraft, die innerhalb der zentralen 1.5 pc zur Erwärmung der Staubkörner zur Verfügung steht, und der tatsächlich absorbierten und im infraroten Spektralbereich reemittierten Leuchtkraft kann die Extinktion innerhalb der HII-Region von Sgr A West berechnet werden. Innerhalb der zentralen 1.5 pc ergibt eine solche Abschätzung einen Wert von weniger als 0.2 mag für die visuelle Extinktion (Becklin, Gatley & Werner, 1982). Die geringe Extinktion innerhalb der HII-Region zusammen mit der hohen Vordergrundextinktion von 31 mag machen diese Quelle zu einem beinahe idealen Laboratorium um „Screen-Case“-Extinktion (Gleichung 7.2) zu studieren. Die hohe Vordergrundextinktion ist nicht zuletzt auch deshalb hilfreich, weil in diesem Fall die Extinktion auch noch im mittleren Infrarotbereich leicht zu beobachten ist.

Zudem existiert für die Region des galaktischen Zentrums eine Fülle von ergänzenden Beobachtungen und Untersuchungen, aus denen die physikalischen Verhältnisse im Emissionsgebiet sehr genau bekannt sind - ein Umstand, der bei der Interpretation der beobachteten Daten hilfreich ist und die Qualität der Schlußfolgerungen erheblich verbessert.

7.3.1 Methodik

Wie in Abschnitt 5.3.1 beschrieben, ist die mit ISO-SWS beobachtete Region um Sgr A* besonders reich an Wasserstoff-Rekombinationslinien. Um aus den beobachteten Intensitäten die Extinktion bei der entsprechenden Wellenlänge zu berechnen, muß für jede Linie die intrinsische Intensität am Ort der Quelle bestimmt werden. Betrachtet man zwei Linien aus den Übergängen $n \rightarrow m$ und $n' \rightarrow m'$ stammen, so kann unter der Annahme, daß die beiden Linien und aus dem selben Raumgebiet unter den gleichen physikalischen Bedingungen emittiert und durch den selben Mechanismus angeregt werden, das Verhältnis der intrinsischen Linienintensitäten aus Gleichung 6.40 bestimmt werden. Es entspricht dann einfach dem Verhältnis der effektiven Rekombinationskoeffizienten:

$$\frac{I_0^{nm}}{I_0^{n'm'}} = \frac{\nu_{nm}}{\nu_{n'm'}} \cdot \frac{\alpha_{nm}}{\alpha_{n'm'}} \quad (7.12)$$

Die intrinsischen Intensitäten der beobachteten Rekombinationslinien können damit auf sehr einfache Weise relativ zur Intensität einer einzigen Linie berechnet werden. Das Verhältnis der beobachteten Intensitäten kann aus Gleichung 7.3 ebenfalls direkt abgeleitet werden:

$$\frac{I_{obs}^{nm}}{I_{obs}^{n'm'}} = \frac{I_0^{nm}}{I_0^{n'm'}} \cdot 10^{-0.4[A_\lambda(\lambda_{nm}) - A_\lambda(\lambda_{n'm'})]} = \frac{\nu_{nm}}{\nu_{n'm'}} \cdot \frac{\alpha_{nm}}{\alpha_{n'm'}} \cdot 10^{-0.4 \cdot \Delta A_\lambda} \quad (7.13)$$

Aus dem beobachteten Verhältnis zweier Rekombinationslinien kann also die, manchmal auch als „selektive Extinktion“ bezeichnete, relative Differenz der Extinktionswerte zwischen den beiden Wellenlängen λ_{nm} und $\lambda_{n'm'}$ bestimmt werden. Um daraus den Absolutwert der Extinktion bei einer Wellenlänge zu bestimmen, muß der absolute Extinktionswert einer der beiden Wellenlängen bekannt sein. Diese Normierung kann zum Beispiel anhand bekannter Literaturwerten für die Extinktion (bei einer bestimmten Wellenlänge) zum galaktischen Zentrum durchgeführt werden (Lutz et al., 1996). Nachteil dieser Art der Normierung ist allerdings, daß alle Annahmen und eventuellen Unsicherheiten, die bereits in der ursprünglichen Ableitung dieses Literaturwertes enthalten sind, mit in die Normierung übernommen werden. Außerdem

muß der Verlauf der Extinktion als Funktion der Wellenlänge durch ein Modell bis zu derjenigen Wellenlänge erweitert werden, bei der die Normierung stattfinden soll. Eine elegantere Methode besteht darin, eine Rekombinationslinie zur Normierung heranzuziehen, deren Wellenlänge so groß ist, daß deren Extinktion als vernachlässigbar gering angenommen werden kann.

7.3.2 Normierung

Bei Sub-mm und Radiowellenlängen ist die Wechselwirkung der beobachteten Strahlung mit der Staubkomponente des interstellaren Mediums so gering, daß die interstellare Extinktion bereits in sehr guter Näherung vernachlässigbar ist und dementsprechend für Linien in diesem Spektralbereich $A_\lambda \approx 0$ angesetzt werden darf.

Vergleichsbeobachtung

Zur konkreten Normierung der aus den ISO-Beobachtungen gewonnenen HI-Liniendaten wurde eine mit dem VLA (Very Large Array)-Radiointerferometer durchgeführte Beobachtung der H110 α Linienemission des galaktischen Zentrums (Yusef-Zadeh, Zhao & Goss, 1995) herangezogen. In Tabelle 7.1 findet sich eine Zusammenfassung der wesentlichen Eckdaten dieser Beobachtung.

| | |
|------------------------------|---|
| Beobachtete Linie | H110 α |
| Ruhefrequenz | 4.874157 GHz |
| Wellenlänge | 6.15 cm |
| Instrument | Very Large Array |
| Beobachtungsdatum | 8. Juli 1988 |
| Beobachtete Position | RA(1950): 17 ^h 42 ^m 25 ^s DEC(1950): -28°57'30'' |
| Antennenkonfiguration | D |
| Räumliche Auflösung | 11'' \times 21'' |
| Gesamte Bandweite | 12.5 MHz |
| Anzahl der spektralen Kanäle | 64 |

Tabelle 7.1: Die wichtigsten Eckdaten der Beobachtung der H110 α -Rekombinationslinie in Richtung des galaktischen Zentrums.

Die Beobachtung wurde auch deshalb gewählt, weil sie in der sogenannten „D-Konfiguration“ des VLA durchgeführt wurde, in der die Einzelantennen den geringstmöglichen Abstand zueinander aufweisen. Aus dieser Beobachtungskonfiguration folgen dementsprechend Daten mit einer relativ geringen räumliche Auflösung, die in etwa den Aperturen des ISO-SWS Instrumentes entspricht. Dieser Umstand ist deshalb von Bedeutung, weil bei interferometrischen Beobachtungen Strukturen, deren räumliche Ausdehnung viel größer als das Auflösungsvermögen des Instrumentes ist, nicht detektiert werden können. Durch die Wahl einer Beobachtung mit geringer räumlicher Auflösung wird verhindert, daß dieser Effekt zu nennenswerten Fehlern bei der Bestimmung der H110 α -Intensität führt.

Abbildung 7.4 zeigt die Konturlinienkarte der H110 α -Emission aus der Veröffentlichung von Yusef-Zadeh, Zhao & Goss (1995). In dieser Abbildung sind nur die Kanäle 19 bis 28 dargestellt, die einer Radialgeschwindigkeit bezüglich LSR (local standard of rest) von 48 bis 144 km/s entsprechen. Bei der Berechnung der gesamten Intensität muß deshalb darauf geachtet werden, daß die Beiträge aller Geschwindigkeitskomponenten berücksichtigt werden. In Abbildung 7.5 ist

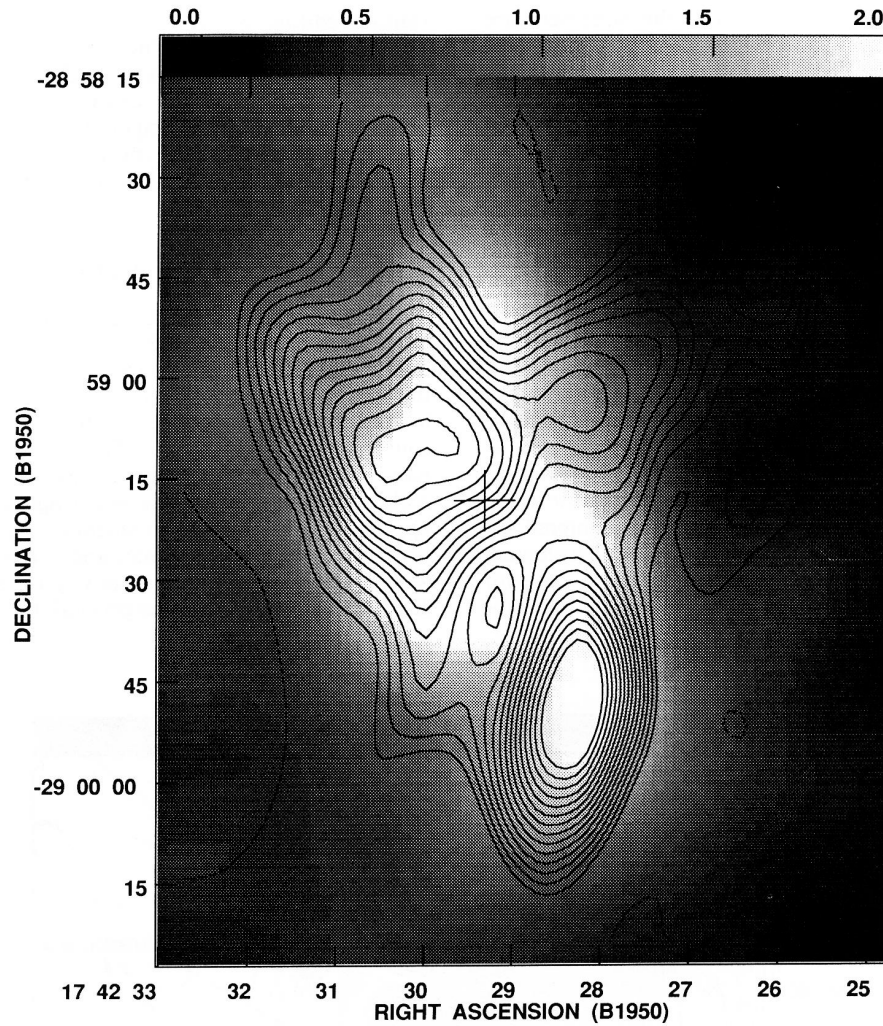


Abbildung 7.4: Konturlinienkarte der $H110\alpha$ -Linienemission im Bereich des galaktischen Zentrums überlagert mit einem Bild des Radiokontinuums (Graustufen). In dieser Karte sind nur die Kanäle mit $48 < V_{LSR} < 144 \text{ km/s}$ dargestellt. Die Konturlinien entsprechen den Werten: $(-4, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 25, 35, 50, 70, 95, 125, 160, 200) \times 192 \text{ km s}^{-1} \text{ mJy beam}^{-1}$. Das Kreuz bezeichnet die Position von Sgr A*. Aus: Yusef-Zadeh, Zhao & Goss (1995).

das an einer Position nordöstlich von Sgr A* gemessenen Profil der $H110\alpha$ -Linie dargestellt. Der Anteil an blauverschobenem Gas ist vor allem für diese Position und für den entsprechenden Raumbereich südwestlich von Sgr A* von Bedeutung. Für die Ableitung der Linienintensität um Sgr A* wurde er nicht berücksichtigt. Das gemessene Linienprofil kann durch eine Gaußfunktion $G^{\mu,\sigma}(v)$ mit $\mu = 71.5 \text{ km/s}$ und $\sigma = 46 \text{ km/s}$ sehr gut genähert werden. Mit dieser Näherungsfunktion kann ein Korrekturfaktor errechnet werden, um die Beiträge derjenigen Gaskomponenten, deren Radialgeschwindigkeit außerhalb des in Abbildung 7.4 dargestellten Bereiches liegt, zu berücksichtigen. Der Korrekturfaktor entspricht dem Verhältnis der Integrale über das genäherte Linienprofil innerhalb und außerhalb des Geschwindigkeitsbereiches aus

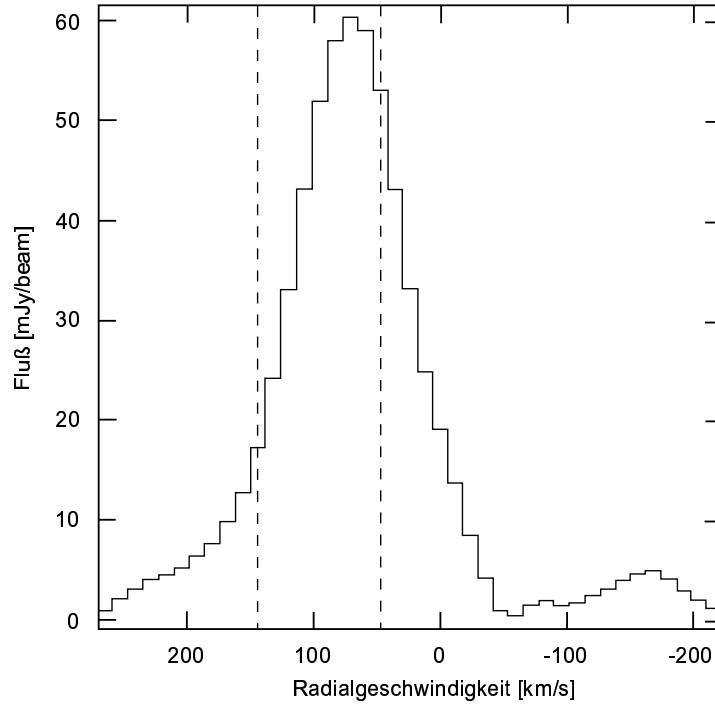


Abbildung 7.5: Das Linienprofil der H110 α -Linie, ermittelt für die Position: RA 17^h42^m30^s.03, DEC -28°59'. Die beiden senkrechten Linien markieren den in Abbildung 7.4 dargestellten Geschwindigkeitsbereich. Aus: Yusef-Zadeh, Zhao & Goss (1995).

Abbildung 7.4:

$$F_{korr} = F_{gem} \cdot \frac{\int_{-\infty}^{\infty} G^{\mu,\sigma}(v) dv}{\int_{48 \text{ km/s}}^{144 \text{ km/s}} G^{\mu,\sigma}(v) dv} = F_{gem} \cdot 1.57 \quad (7.14)$$

Dabei bezeichnet F_{gem} den direkt aus Abbildung 7.4 bestimmten und F_{korr} den zur Berücksichtigung aller Geschwindigkeitskomponenten korrigierten Wert. Damit kann nun die Intensität der H110 α -Linie für die Raumbereiche im galaktischen Zentrum berechnet werden, die den unterschiedlichen ISO-SWS Aperturen aus der Beobachtung von Sgr A* entsprechen (vergleiche Abschnitt 5.1). Die relevanten Ergebnisse sind in Tabelle 7.2 zusammengestellt.

Optische Tiefe

Um sicherzustellen, daß die Emission aus einem für dieser Wellenlänge optisch dünnen Gebiet stammt, kann mit Hilfe von Gleichung 6.19 der Absorptionskoeffizient und daraus mit Gleichung 6.12 die über das Emissionsgebiet integrierte optische Tiefe abgeschätzt werden. Die dazu benötigten Anzahldichten der Wasserstoffatome im Anregungszustand $n=111$ und $m=110$ wurden aus Gleichung 6.34 hergeleitet ($n_{111} = 7.01 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-3}$, $n_{110} = 6.89 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-3}$ bei $T_e = 6000 \text{ K}$ und $N_e = 800 \text{ cm}^{-3}$). Der aufwärts führende B-Koeffizient B_{mn} kann einfach aus den Gleichungen 6.26, 6.20 und 6.17 abgeleitet werden ($B_{110,111} = 5.24 \times 10^{26} \text{ cm}^3 \text{ erg}^{-1} \text{ s}^{-2}$). Aus diesen Werten und unter der Annahme eines homogenen Emissionsgebietes mit einem Durchmesser entlang der Sichtlinie von etwa 2 pc errechnet sich die optische Tiefe

| SWS-Band | F_{gem} km/s Jy | F_{korr} km/s Jy | Linienintensität erg s ⁻¹ cm ⁻² sr ⁻¹ |
|----------|----------------------|-----------------------|---|
| 1, 2 | 19.47 | 30.57 | 7.56×10^{-10} |
| 3A - D | 25.49 | 40.02 | 7.33×10^{-10} |
| 3E | 36.65 | 57.45 | 7.38×10^{-10} |
| 4 | 44.32 | 69.58 | 7.30×10^{-10} |

Tabelle 7.2: Die Linienflüsse und Intensitäten der H110 α -Linie von Sgr A West. Die Werte wurden durch Integration der Linienemission aus Abbildung 7.4 über diejenigen Raumbereiche gewonnen, die auch den jeweiligen ISO-SWS Aperturen bei der Beobachtung von Sgr A* entsprechen.

zu $\tau^* \sim 0.01$. Dieser Wert für die optische Tiefe stimmt mit den Literaturwerten (Davidson et al., 1992) überein und zeigt, daß das Emissionsgebiet für die H110 α -Linie als optisch dünn angenommen werden kann.

Abweichungen von der thermischen Niveaubesetzung

Bei der Bestimmung der Linienintensität wurde angenommen, daß strahlungsinduzierte Prozesse nicht nennenswert zur Intensität beitragen und damit die einzelnen Niveaus des atomaren Wasserstoffs entsprechend der Boltzmannverteilung (Gleichung 6.30) besetzt sind. In diesem Fall befindet sich das Gas in sogenannten lokalen thermischen Gleichgewicht (local thermal equilibrium, LTE), und die Niveaubesetzungen sind wie die relativen Linienintensitäten durch eine Anregungstemperatur T_{ex} bestimmt. Befindet sich das beobachtete Gas jedoch vor einem starken Kontinuumshintergrund, können stimulierte Prozesse unter gewissen Umständen durchaus von Bedeutung werden. Weil sich in diesem Fall das Gas durch den Einfluß der strahlungsinduzierte Prozesse nicht mehr im lokalen thermischen Gleichgewicht befindet, werden die beobachtbaren Auswirkungen auch unter der Bezeichnung „non-LTE-Effekte“ zusammengefaßt.

Der Einfluß der non-LTE-Effekte nimmt im allgemeinen mit abnehmender Beobachtungsfrequenz zu und ist darüberhinaus abhängig von der lokalen Elektronendichte und dem Emissionsmaß. Weil mit steigendem Emissionsmaß die Intensität der Hintergrundstrahlung und damit auch die Rate der strahlungsinduzierten Prozesse zunimmt, im Gegensatz dazu jedoch eine hohe Elektronendichte durch stoßinduzierte Prozesse für die Erhaltung des lokalen thermischen Gleichgewichtes sorgt, sind starke non-LTE-Effekte vor allem bei Emissionsgebieten mit niedriger Elektronendichte und gleichzeitig hohem Emissionsmaß zu erwarten. Shaver (1980) konnte zeigen, daß diese Voraussetzungen für Frequenzen von einem GHz und höher nur für sehr wenige, unter Umständen sogar für gar keine galaktischen HII-Regionen erfüllt sind und sich das in diesem Frequenzbereich emittierende Gas dementsprechend praktisch immer in der Nähe des lokalen thermischen Gleichgewichtes befindet. Abbildung 7.6 zeigt Ergebnisse dieser Untersuchung für H α -Linien nahe 5 GHz (H110 α : 4.87 GHz) und nahe 1 GHz, wobei für mehrere galaktische HII-Regionen (Shaver & Goss, 1970; Schraml & Mezger, 1969) die RMS-Elektronendichte als Funktion des Emissionsmaß dargestellt ist. Die in den Abbildungen dargestellte Kurvenschar zeigt zudem den jeweiligen Verstärkungsfaktor, der den Einfluß der non-LTE-Effekte durch das Verhältnis aus der beobachteten Linienintensität und der Intensität im lokalen thermischen Gleichgewicht beschreibt. Mit einem Emissionsmaß von 4×10^6 pc cm⁻⁶ und einer Elektronendichte von etwa 4×10^3 cm⁻³ (Ekers et al., 1983) liegt die HII-Region von Sgr A West in der rechten oberen Ecke des 5 GHz Bildes von Abbildung 7.6 wobei ein Verstärkungsfaktor von

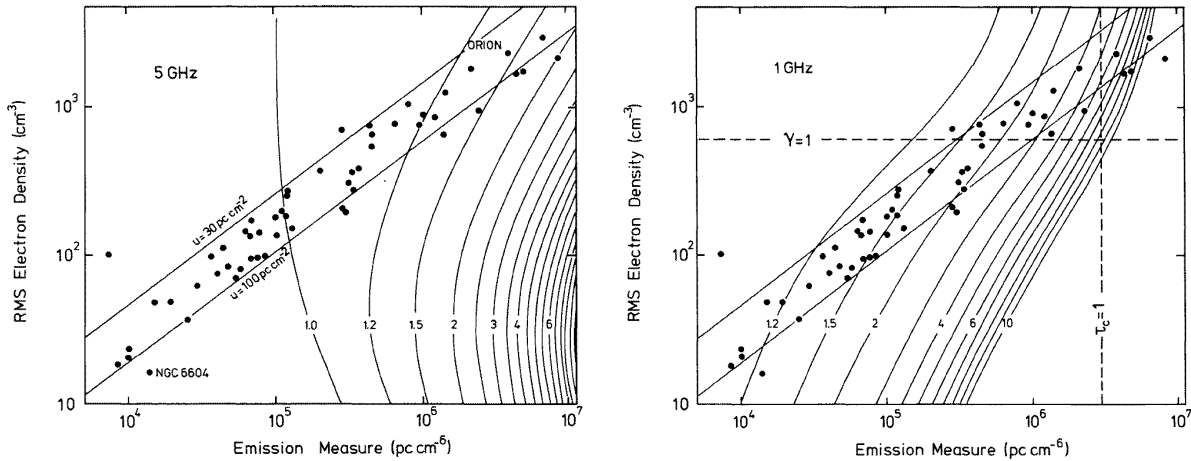


Abbildung 7.6: Der Einfluß von non-LTE-Effekten für die Emission von $H\alpha$ -Rekombinationslinien nahe 5 GHz (links) und 1 GHz (rechts). Erklärung im Text. Aus: Shaver (1980).

etwa 1.2 zu erwarten ist. Wird dann noch berücksichtigt, daß für die Auswirkungen der stimulierten Prozesse die lokale und generell höhere Elektronendichte und nicht deren RMS-Wert ausschlaggebend ist, wird der zu erwartende Verstärkungsfaktor unter Umständen noch weiter reduziert.

Im Vergleich dazu würde man wie aus Abbildung 7.6 ersichtlich, für $H\alpha$ -Rekombinationslinien bei 1 GHz bereits deutliche non-LTE-Effekte erwarten. Diese Abschätzungen sind auch mit den Beobachtungen konsistent: Studien von HI-Rekombinationslinien mit niedrigen Emissionsfrequenzen zeigen, daß non-LTE-Effekte in Richtung des galaktischen Zentrums ab einer Frequenz von etwa 1.4 GHz nachweisbar sind und mit abnehmender Frequenz rasch an Bedeutung gewinnen (Mezger & Pauls, 1979; Pedlar et al., 1978). Bei einer Frequenz von 242.347 MHz ($H300\alpha$) sind strahlungsinduzierte Prozesse bereits für mindestens 98% der in Richtung des galaktischen Zentrums nachweisbaren Linienintensität verantwortlich.

Der Umstand, daß non-LTE-Effekte bei 1.4 GHz gerade erst nachweisbar werden und nicht wie in Abbildung 7.6 (rechts) für die Parameter von Sgr A West ablesbar bereits rund 80% der Linienintensität ausmachen zeigt, daß die dargestellten Kurvenscharen die zu erwartenden non-LTE-Effekte eher überschätzen. Mit dieser Erkenntnis kann auch der erwähnte Verstärkungsfaktor von 1.2 bei 5 GHz als konservative Abschätzung angesehen werden. Sehr wahrscheinlich spielen non-LTE-Effekte bei dieser Frequenz und damit auch für die $H110\alpha$ -Linie sogar eine völlig vernachlässigbare Rolle. Diesen Schluß scheint auch der Großteil der Untersuchungen der Linienemission von Sgr A West in diesem Frequenzbereich nahezu legen (Pauls, Mezger & Churchwell, 1974; Bregman & Schwarz, 1982; Roberts et al., 1991; Roberts & Goss, 1993).

Aperturereffekte

Wie bereits in Abschnitt 5.3 angesprochen, können die vergleichsweise großen Aperturen des SWS-Instrumentes zu einer Fehleinschätzung der gemessenen Linienintensität führen. Speziell für Quellen mit einer ausgeprägten Struktur führt die (gewöhnlich unbekannt) Verteilung der Oberflächenhelligkeiten für verschieden große Aperturen unter Umständen zu unterschiedlichen Ergebnissen für die Linienintensität. Folglich können die berechneten Intensität unterschied-

licher Linien nicht ohne weiteres miteinander verglichen werden, wenn sie mit verschiedenen Aperturen beobachtet wurden.

Um das Ausmaß solcher Aperturereffekte abzuschätzen, kann aus einer hochaufgelösten Karte des Emissionsgebietes die tatsächliche Intensität in Abhängigkeit von der Aperturfläche ermittelt werden. Aus einer solchen Berechnung folgt dann ein Korrekturfaktor, mit dem die in der jeweiligen Apertur gemessenen Intensitäten korrigiert werden können. Da jedoch für keine der in dieser Arbeit verwendeten Rekombinationslinien eine hochaufgelöste Abbildung vorliegt, müßte für eine solchen Abschätzung auf alternative Messungen zurückgegriffen werden. Eine Karte der Kontinuumsmission kann zur Ableitung allfälliger Korrekturen herangezogen werden, wenn die Emission der Wasserstoff-Rekombinationslinien aus etwa dem selben Raumbereich erfolgt, in der auch die Radio-Kontinuumsstrahlung entsteht. Die Gültigkeit dieser Annahme muß jedoch für jede Beobachtung genau überprüft werden. Wie jedoch aus Abbildung 7.4 ersichtlich ist, stammt die Radio-Kontinuumsstrahlung in der Umgebung des galaktischen Zentrums nicht unbedingt aus dem selben Raumbereichen wie die Rekombinationslinien, so daß hier die Verwendung einer Kontinuumskarte zur Abschätzung von Aperturereffekten nur mit größter Vorsicht durchgeführt werden kann. Weil jedoch alle HI-Rekombinationslinien, die in Ableitung des Extinktionsgesetzes eingehen, mit ein und der selben SWS-Apertur ($14'' \times 20''$) beobachtet wurden und außerdem zur Ableitung der Extinktion nur relative Intensitäten bekannt sein müssen, spielen in diesem Fall etwaige Aperturereffekte ohnehin keine Rolle, so daß auf eine solche Untersuchung verzichtet werden kann.

Der effektive Rekombinationskoeffizient

Um die in den vorhergehenden Unterabschnitten abgeleitete Intensität der $H110\alpha$ -Linie mit den Rekombinationslinien aus den ISO-SWS Beobachtungen in Bezug setzen zu können, muß der effektive Rekombinationskoeffizient für diese Linie bekannt sein. Dieser kann direkt aus der Definition (Gleichung 6.37) unter Verwendung der Gleichung für die Elektronen-Zustandssumme (Gleichung 6.38) abgeleitet werden. Der dazu notwendige Einstein-Koeffizient wird dabei aus Gleichung 6.20 berechnet, wobei die Näherungsgleichung für die abwärtsführende Oszillatorstärke (Gleichung 6.26) Verwendung findet. Die mit diesen Gleichungen für die $H110\alpha$ -Linie berechneten Größen sind in Tabelle 7.3 zusammengefaßt. Für die Elektronentemperatur wurde dabei der Wert $T_e = 6000$ K verwendet. In Abbildung 7.7 ist der effektive Re-

| | |
|---|---|
| Oszillatorstärke, f_{nm} | 21.2711 |
| Einstein-Koeffizient, A_{nm} | 0.36797 s^{-1} |
| Effektiver Rekombinationskoeffizient, α_{nm} | $4.043 \times 10^{-18} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ |

Tabelle 7.3: Die wichtigsten Konstanten für die $H110\alpha$ -Linie, berechnet mit dem in Kapitel 6 vorgestellten Formalismus. Die Werte gelten für eine Elektronentemperatur von 6000 K.

kombinationskoeffizient für die $H110\alpha$ -Linie als Funktion der Elektronentemperatur dargestellt. Weil der effektive Rekombinationskoeffizient wie aus Abbildung 6.4 ersichtlich hauptsächlich eine Funktion der Elektronentemperatur ist und nur in geringem Maß von der Elektronendichte abhängt, wurde zur Ableitung von α_{nm} auf eine genaue Beschreibung der Abhängigkeit von der Elektronendichte verzichtet.

7.3.3 Das Extinktionsgesetz

Mit der in Abschnitt 7.3.2 vorgestellten Referenzmessung im Radiobereich ist es möglich, für jede mit ISO-SWS beobachtete Rekombinationslinie den Absolutwert der Extinktion bei der

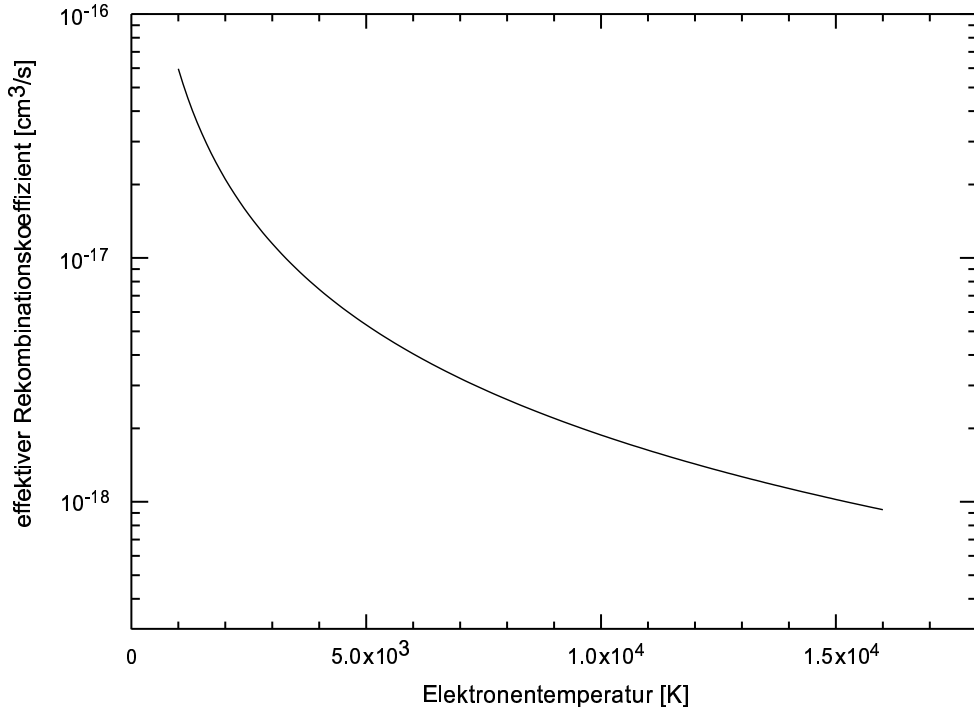


Abbildung 7.7: Der Verlauf des effektiven Rekombinationskoeffizienten für die H110 α -Linie als Funktion der Elektronentemperatur zwischen $T_e = 1000$ und 16000 K.

entsprechenden Wellenlänge λ zu bestimmen. Dabei gilt nach Gleichung 7.13:

$$A_\lambda(\lambda) = -2.5 \cdot \log \left(\frac{\nu_{110\alpha}}{\nu_{nm}} \cdot \frac{\alpha_{110\alpha}}{\alpha_{nm}} \cdot \frac{I_{obs}^{mm}}{I_{obs}^{110\alpha}} \right) \quad (7.15)$$

Das mit Hilfe dieser Gleichung aus den beobachteten Rekombinationslinien des atomaren Wasserstoffs abgeleitete Extinktionsgesetz ist in Abbildung 7.8 zusammen mit dem in Abschnitt 7.2.2 beschriebenen Extinktionsgesetz von Draine und Lee (Draine & Lee, 1984) dargestellt. Der damit berechnete Wert für die Extinktion im K-Band bei einer Wellenlänge von $2.12 \mu\text{m}$ beträgt $A_K \sim 3.88$ mag, was nur geringfügig über dem Literaturwert von $A_K = 3.47$ mag (Rieke, Rieke & Paul, 1989) liegt. Dabei ist allerdings zu bemerken, daß dieser Wert nur sehr schlecht durch die beobachteten Rekombinationslinien bestimmt ist und deshalb davon abhängt, von welchem Punkt aus die Extrapolation zur K-Bandwellenlänge erfolgt. Durch die große Zahl von Wasserstoff-Rekombinationslinien zwischen 2.5 und $8.8 \mu\text{m}$ kann das interstellare Extinktionsgesetz jedoch in diesem Wellenlängenbereich sehr gut beschrieben werden, wobei im Vergleich zum Extinktionsgesetz von Draine und Lee mehrere deutliche Abweichungen hervortreten. In einem breiten Wellenlängenband bei etwa $3 \mu\text{m}$ ist die Absorptionsstruktur von Wassereis eindeutig nachweisbar. Diese Struktur ist schon seit längerem bekannt und macht sich durch eine entsprechend erhöhte Extinktion bemerkbar, die nicht dem $\lambda^{-1.75}$ -Potenzgesetz (Gleichung 7.11) folgt. In Abbildung 7.9 ist die Wassereisstruktur für sich alleine dargestellt, wobei versucht wurde, die Meßpunkte durch eine Gaußfunktion zu nähern. Die Parameter dieser Näherung sind in Tabelle 7.4 angegeben. Der auffälligste Unterschied liegt jedoch im Bereich zwischen diesem Wassereis- und der Silikatabsorptionsstruktur im Wellenlängenbereich zwischen 4 und $7 \mu\text{m}$. Hier folgt die Extinktionskurve einem viel flacheren Potenzgesetz mit

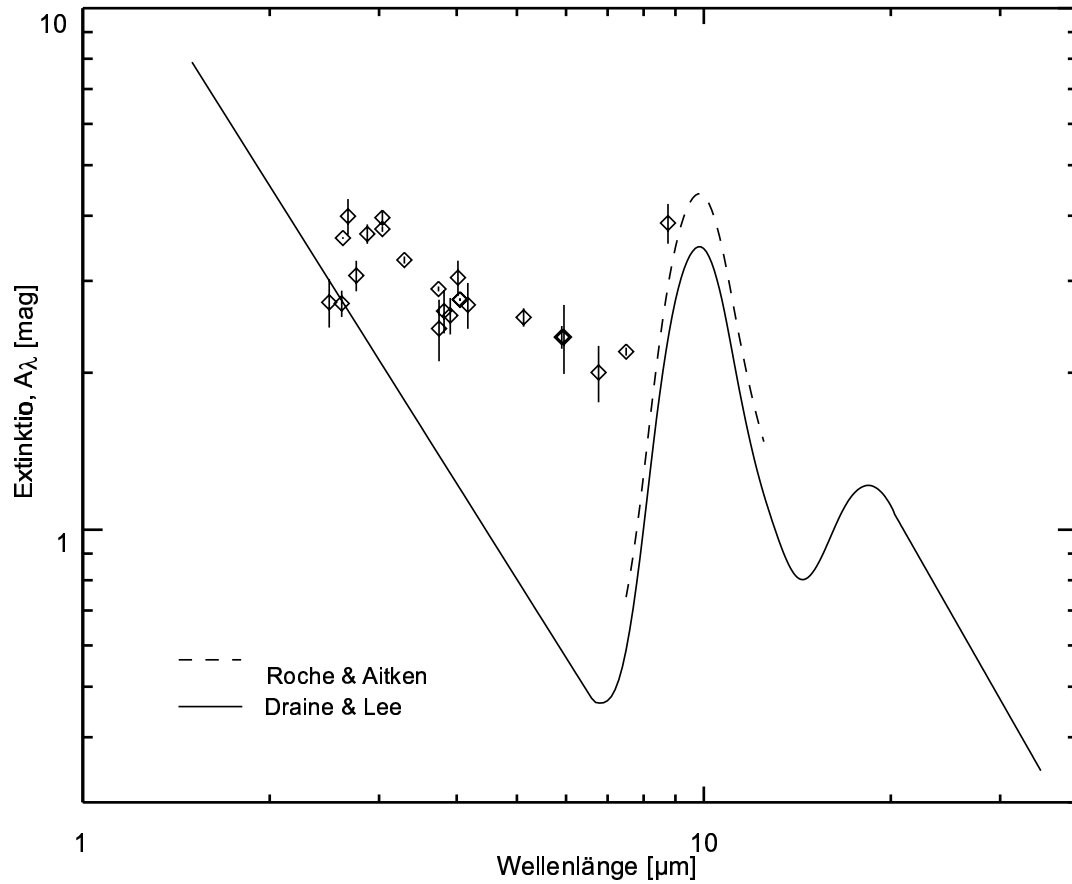


Abbildung 7.8: Das Extinktionsgesetz für die Sichtlinie zum galaktischen Zentrum, abgeleitet aus den mit ISO-SWS beobachteten HI-Rekombinationslinien. Zum Vergleich sind das Extinktionsgesetz von Draine und Lee (Draine & Lee, 1984), sowie den von Roche und Aitken (Roche & Aitken, 1984) abgeleiteten Verlauf der Silikat-Absorptionsstruktur dargestellt.

einem Exponenten von nur -0.39 (siehe auch Tabelle 7.4). Als Folge davon ist die Extinktion in diesem Spektralbereich weitaus größer, als es das Modell von Draine und Lee vorhersagen würde.

| Wellenlängenbereich | Genäherte Funktion | Parameter |
|-------------------------|--|-------------------------|
| 2.5 - 3.7 μm | Gaußfunktion | $\mu=2.98, \sigma=0.52$ |
| 3.7 - 7.6 μm | $A_\lambda(\lambda) = K \cdot \lambda^{-\gamma}$ | $K=4.65, \gamma = 0.39$ |
| 7.6 - 10 μm | Gaußfunktion | $\mu=9.8, \sigma=1.19$ |

Tabelle 7.4: Beschreibung der Wellenlängenabhängigkeit des Extinktionsgesetzes.

„Mixed-Case“ Extinktion

Bei der Berechnung der Extinktion (Abbildung 7.8) wurde vorausgesetzt, daß das emittierende und absorbierende Medium räumlich getrennt sind und somit der in Abschnitt 7.2.1 als „Screen-Case“ beschriebene Fall vorliegt. Alternativ dazu wurde ein Extinktionsgesetz unter

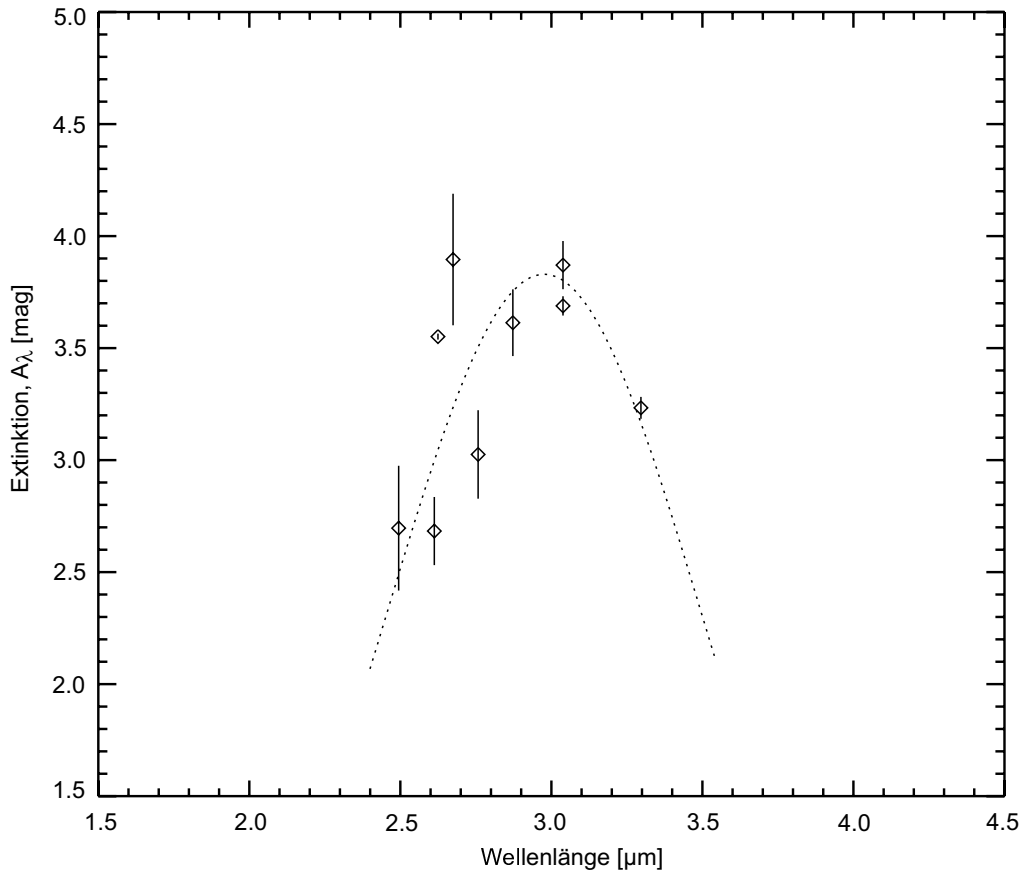


Abbildung 7.9: Die durch Wassereis hervorgerufene Absorptionsstruktur bei etwa $3 \mu\text{m}$.

der Annahme hergeleitet, daß Emission und Absorption im selben Raumbereich stattfinden. Die Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion, die in diesem Fall („Mixed-Case“) durch Gleichung 7.4 beschrieben wird, ist in Abbildung 7.10 zusammen mit dem entsprechend skalierten Extinktionsgesetz von Draine und Lee dargestellt. Der Wert der K-Band Extinktion beträgt bei diesem Verlauf allerdings 38 mag und liegt damit um mehr als eine Größenordnung über dem Literaturwert von 3.47 mag (Rieke, Rieke & Paul, 1989). Um abschätzen zu können, ob eine derart hohe Extinktion überhaupt mit den physikalischen Bedingungen in der Umgebung des galaktischen Zentrums vereinbar ist, wurde aus der bekannten optischen Tiefe von ~ 0.01 bei $90 \mu\text{m}$ (Davidson et al., 1992) unter Zuhilfenahme der Extinktionskurven aus Abbildung 7.3 ein Extinktionswert bei $30 \mu\text{m}$ abgeleitet und mit den Vorhersagen der Mixed-Case-Extinktion verglichen. Wird das in Abbildung 7.3 von „Rowan-Robinson“ angegebene Gesetz zur Ableitung verwendet, ergibt sich für die Extinktion bei $30 \mu\text{m}$ ein Wert von etwa 0.07 mag und bei Verwendung der als „Draine und Lee“ deutlich unter dem aus Abbildung 7.10 ersichtlichen Wert von ~ 3 mag bei $30 \mu\text{m}$, woraus direkt ersichtlich ist, daß der im galaktischen Zentrum nachgewiesene Staub bei weitem nicht ausreicht um die beobachtete Extinktion durch die Gleichungen des Mixed-Case beschreiben zu können.

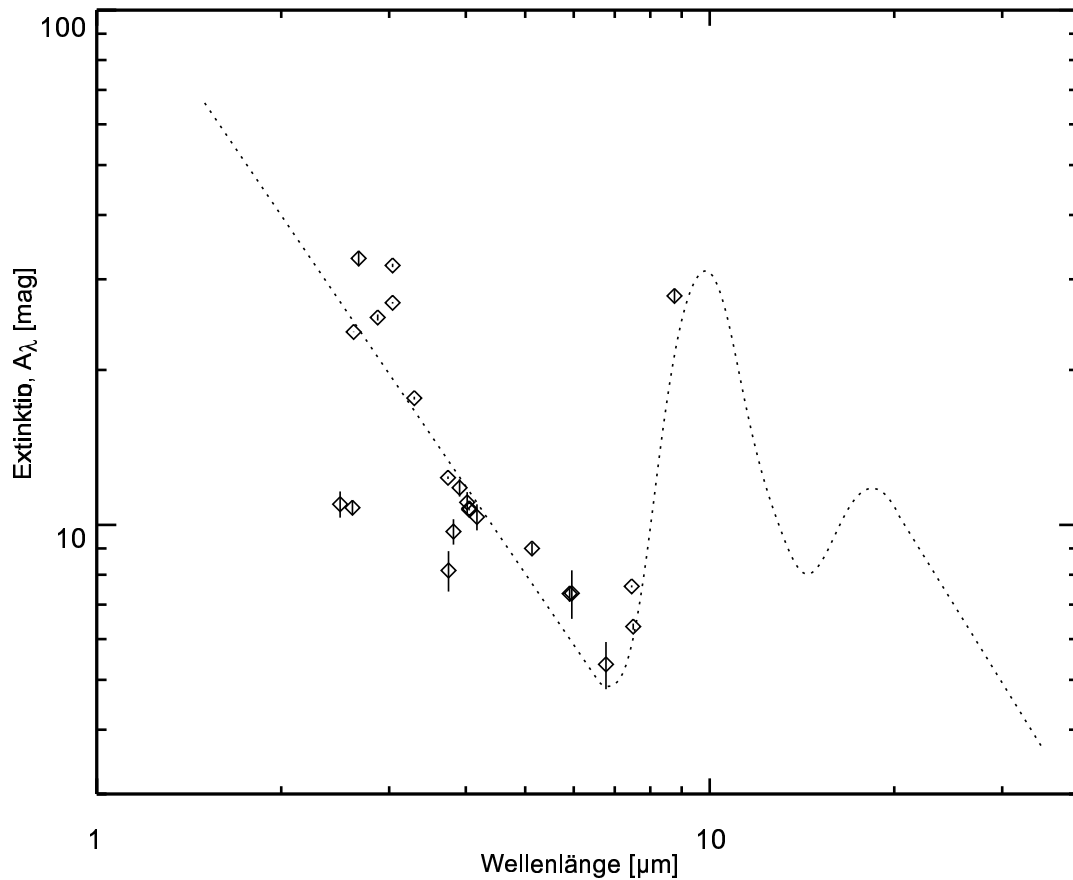


Abbildung 7.10: Das Extinktionsgesetz im Fall von „Mixed-Case“ Extinktion. Die im Vergleich dazu dargestellte Extinktionskurve von Draine und Lee (Draine & Lee, 1984) wurde entsprechend skaliert.

Vergleich: Der molekulare Ring

Auch für die beiden beobachteten Positionen im molekularen Ring (siehe Abschnitt 5.1) kann analog zu der in diesem Abschnitt beschriebenen Methode ein Extinktionsgesetz hergeleitet werden. Dabei ist allerdings zu bedenken, daß aufgrund der hohen Staubdichte im molekularen Ring nicht von so klaren Emissionsverhältnissen ausgegangen werden kann, wie sie bei Sgr A* vorliegen.

Wieder wurde der Radiofluß der H110 α -Rekombinationslinie anhand der in Abbildung 7.4 dargestellten Beobachtung für die Raumbereiche bestimmt, die den Aperturen der jeweiligen ISO-SWS Beobachtung entsprechen. Wie aus Abbildung 7.11 ersichtlich, ist es für diese Positionen wichtig, auch den bei der Bestimmung des H110 α -Flußes um Sgr A* vernachlässigten Anteil des blauverschobenen Gases zu berücksichtigen. Die unter Einbeziehung des blauverschobenen Gases gewonnenen Werte für die H110 α -Intensität der beiden Ringpositionen sind in Tabelle 7.5 zusammengestellt. Weil in allen Beobachtungen des molekularen Ringes ausschließlich HI-Rekombinationslinien im SWS Band 2 detektiert werden konnten, beschränkt sich dementsprechend auch die Ableitung der H110 α Intensität auf diesen Raumbereich.

Analog zu der in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Methode wurde auch die an den Positionen im molekularen Ring nachgewiesenen Wasserstoff-Rekombinationslinien (Ta-

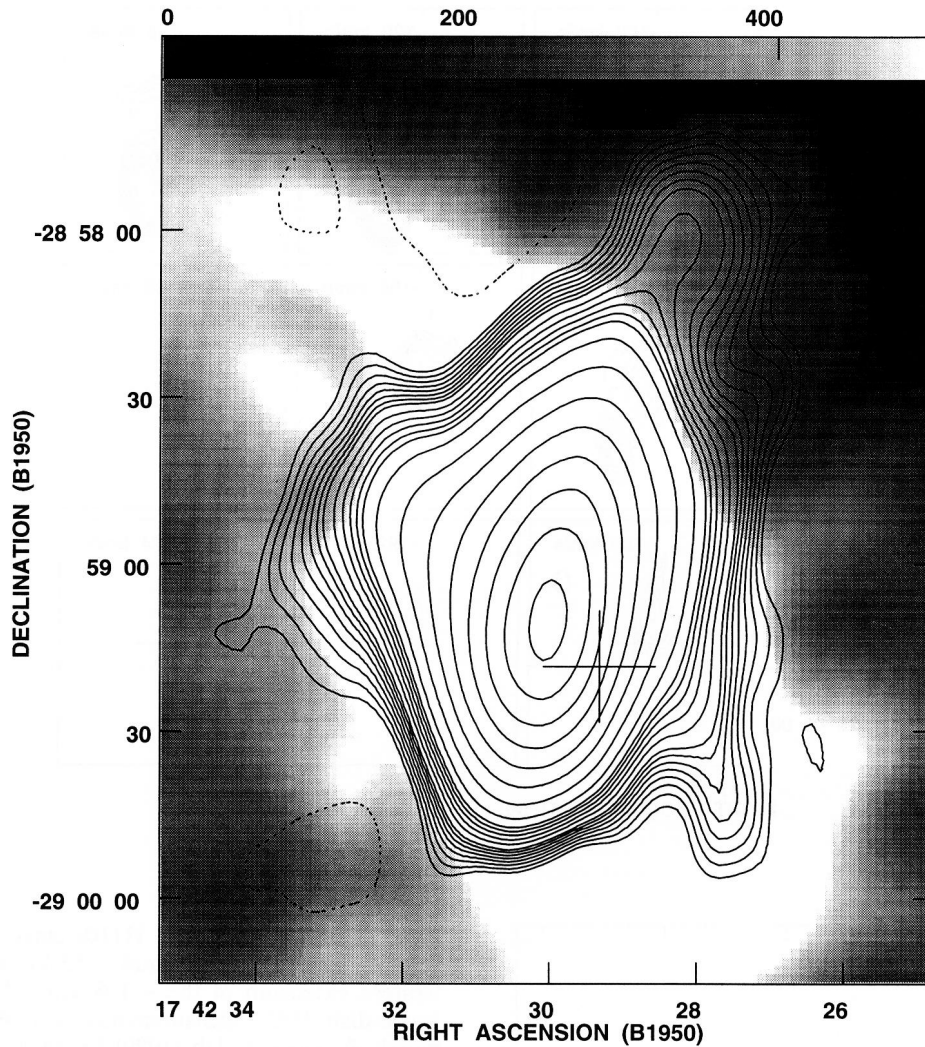


Abbildung 7.11: Der Anteil der $H110\alpha$ -Emission aus der Umgebung des galaktischen Zentrums mit einer Radialgeschwindigkeit zwischen $-204 < V_{LSR} < -120$ km/s. Aus: Yusef-Zadeh, Zhao & Goss (1995).

belln 5.5 und 5.5) zur Ableitung eines Extinktionsgesetz herangezogen. Die Normierung auf Absolutwerte erfolgte wieder über die $H110\alpha$ -Linienintensitäten. Das auf diese Weise berechnete Extinktionsgesetz für die Sichtlinien zu den beiden Ringpositionen ist in Abbildung 7.12 dargestellt.

| Ringposition | $H110\alpha$ -Intensität |
|--------------|--------------------------|
| Nordost | 2.73×10^{-10} |
| Südwest | 7.99×10^{-11} |

Tabelle 7.5: Die Intensität der $H110\alpha$ -Rekombinationslinie berechnet für die Raumwinkelbereiche die den ISO-SWS Beobachtungen des molekularen Ringes entsprechen. Die beobachteten Positionen können aus Tabelle 5.1 entnommen werden.

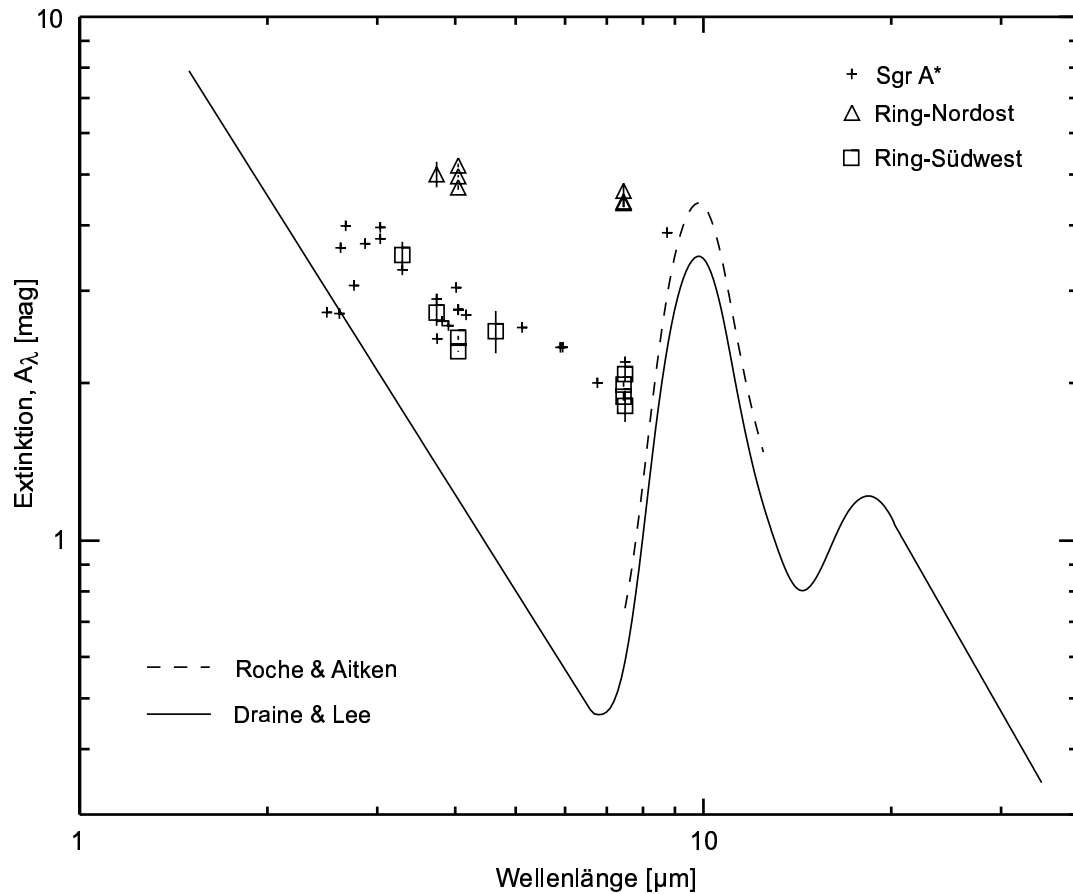


Abbildung 7.12: Das Extinktionsgesetz für die Sichtlinien zu den Positionen „Nordost“ und „Südwest“ des molekularen Ringes um das galaktische Zentrum. Zusätzlich ist das anhand der Beobachtungen von Sgr A* abgeleitete Extinktionsgesetz dargestellt (Symbole ohne Fehlerbalken).

Aus Abbildung 7.12 ist ersichtlich, daß die Extinktion speziell für die Ringposition „Südwest“ praktisch perfekt mit dem für das Gebiet um Sgr A* abgeleiteten Extinktionsgesetz übereinstimmt, was auch als exzellente Übereinstimmung mit der obigen Annahme eines Vordergrund-„screen“ interpretiert werden kann.

Diese Übereinstimmung umfaßt dabei nicht nur den Absolutwert der Extinktion, sondern vor allem auch den Verlauf der Extinktion mit der Wellenlänge. Für die Position „Nordost“ im molekularen Ring dagegen ist die abgeleitete Extinktion etwa um einen Faktor 1.8 größer. Die Abhängigkeit der Extinktion von der Wellenlänge entspricht jedoch auch hier demjenigen Extinktionsgesetz, das auch für die beiden anderen Positionen abgeleitet wurde. Leider reicht allerdings die Zahl der detektierten Linien nicht aus, um einen seriösen Wert für die Extinktion im K-Band anzugeben.

Wie bereit erwähnt liegt im molekularen Ring aufgrund der hohen Staumdichte strenggenommen keine räumliche Trennung von Emissions- und Absorptionsgebiet mehr vor, so daß der Extinktionsmechanismus für die Sichtlinien zum Ring wesentlich schwerer abzuschätzen ist, als es für das Raumgebiet um Sgr A* der Fall ist. Dennoch können die für den molekularen Ring gewonnenen Ergebnisse zumindest als Hinweis dafür gewertet werden, daß für die gesamte be-

trachtete Region um das galaktische Zentrum das gleichen Extinktionsgesetz gilt, wobei jedoch der Absolutwert der Extinktion von Sichtlinie zu Sichtlinie variieren kann.

Kapitel 8

Die physikalischen Bedingungen im molekularen Ring

Mit dem im vorhergehenden Kapitel abgeleiteten, für die Sichtlinien im Bereich des galaktischen Zentrums gültigen Extinktionsgesetz, können die bei den ISO-SWS Beobachtung des molekularen Ringes (Abschnitt 5.3.2) gewonnenen Liniendaten auf die Effekte der interstellaren Extinktion korrigiert werden. In diesem Kapitel wird erläutert, wie mit Hilfe dieser „extinktionskorrigierten“ Daten Informationen über die physikalischen Verhältnisse im molekularen Ring des galaktischen Zentrums abgeleitet werden können.

8.1 Analyse der H₂-Linien

Die mit ISO-SWS beobachteten Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs geben Aufschluß über wichtige Eigenschaften des lokalen Gases wie dessen Temperaturstruktur, die H₂ Säulendichte oder unter Umständen auch über die Mechanismen, die zur Anregung der Linien führt. In den folgenden Unterabschnitten werden deshalb einige grundlegende Eigenschaften des Wasserstoffmoleküls sowie eine wichtige Methode zur Darstellung molekularer Liniendaten erläutert. Außerdem werden die wichtigsten Ergebnisse dargestellt, die bei der detaillierten Untersuchung der H₂-Linien entstanden.

8.1.1 Molekularer Wasserstoff im interstellaren Medium

Molekularer Wasserstoff ist das bei weitem häufigste Molekül des interstellaren Mediums. Große Massen von molekularem Wasserstoff finden sich vor allem in den dichten Regionen ausgedehnter Molekülwolken, wo das Molekül von dissoziativen Einflüssen wie hohem UV-Photonenfluß oder den Auswirkungen von dissoziativen Schocks weitgehend geschützt ist. Von besonderer Bedeutung ist der molekulare Wasserstoff auch für die Temperaturstruktur des interstellaren Mediums, weil die Linienemission von molekularem Wasserstoff aufgrund dessen hoher Häufigkeit einen der wichtigsten Prozesse zur Kühlung des ISM darstellt. Die von molekularem Wasserstoff abgestrahlte Energie spielt im Besonderen auch bei der Bildung von Sternen eine wesentliche Rolle: Die in der Kontraktionsphase der Sternentstehung freigesetzte Gravitationsenergie würde nämlich ohne die Kühlung durch die H₂ Linienemission das Gas so weit erhitzt werden, daß der Kontraktionsprozeß unter Umständen zum Erliegen kommt.

Obwohl das Vorhandensein großer Mengen molekularen Wasserstoffs im interstellaren Medium schon lange theoretisch vorhergesagt wurde (Eddington, 1937; Strömberg, 1939), konnte das Molekül erst mehrere Jahrzehnte später durch direkte Beobachtung im ISM nachgewiesen

werden (Carruthers, 1970). Der Grund für diese zeitliche Differenz liegt auch darin, daß die Linien des molekularen Wasserstoffs zum überwiegenden Teil in Spektralbereichen liegen, die von der Erde aus nicht beobachtet werden können. Eine Ausnahme stellen dabei nur die Linien in den atmosphärischen Fenstern des nahen Infrarots dar. Erst mit dem Short Wavelength Spectrometer auf ISO wurde eine lückenlose Beobachtung der molekularen Wasserstofflinien im Spektralbereich zwischen 2.5 und 45 μm möglich.

8.1.2 Grundlagen: H₂-Linienemission

Energiezustände

Weil die Masse der Atomkerne fast 2000 mal größer ist als die Elektronenmasse, kann die Bewegung der Kerne in guter Näherung unabhängig von der Bewegung der Elektronen betrachtet werden. In diesem als Born-Oppenheimer Näherung bezeichneten Formalismus zerfällt die Gesamtwellenfunktion des Moleküls formal in zwei unabhängige Wellenfunktionen. Für die Energie eines bestimmten Zustandes gilt dann einfach:

$$E = E_{el} + E_{vib} + E_{rot} \quad (8.1)$$

Dabei bezeichnet E_{el} den energetischen Zustand der Elektronen, E_{vib} die Vibrationsenergie und E_{rot} die Rotationsenergie des Moleküls. Die Vibrationszustände können für ein zweiatomiges Molekül in erster Näherung als harmonische Oszillationen angesehen werden, wobei für die Energie E_{vib} der bekannte Ausdruck gilt:

$$E_{vib} = \left(\nu + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega \quad (8.2)$$

Die Vibrationsquantenzahl ν kann dabei die ganzzahligen Werte $\nu = 0, 1, 2, \dots$ annehmen. Für die Energie der Rotationszustände gilt dagegen für den Spezialfall eines starren zweiatomigen (oder auch eines linearen mehratomigen) Moleküls der Ausdruck:

$$E_{rot} = J(J + 1)Bh \quad (8.3)$$

Die Rotationskonstante B ist dabei über das Trägheitsmoment I_b wie folgt definiert:

$$B = \frac{h}{8\pi^2 I_b} \quad (8.4)$$

Die Rotationsquantenzahl J nimmt wie auch ν die Werte $J = 0, 1, 2, \dots$ an. Für das Wasserstoffmolekül ergibt sich damit das in Abbildung 8.1 für die niedrigsten Werte für ν und J dargestellte Termenschema. Weil das homonukleare H₂ Molekül kein permanentes elektrisches Dipolmoment besitzt, können strahlende Übergänge nur in Form von vergleichsweise schwachen Quadrupolübergängen stattfinden. Übergänge zwischen den einzelnen Energieniveaus sind dabei nur für $\Delta J = 0, \pm 2$ möglich. Die Übergänge zwischen den Vibrationsniveaus unterliegen dabei aufgrund anharmonischer Beiträge keinen speziellen Auswahlregeln, wobei jedoch Übergänge mit kleinerem $\Delta\nu$ wahrscheinlicher sind. Das Spektrum des H₂ Moleküls spaltet entsprechend dieser Auswahlregeln in einen S-Zweig ($\Delta J = -2$), einen O-Zweig ($\Delta J = +2$) und einen Q-Zweig ($\Delta J = 0$) auf. Die Bezeichnung eines Überganges erfolgt durch Angabe der oberen und unteren Vibrationsquantenzahl und dem entsprechenden Zweig, wobei das untere Rotationsniveau in Klammern angeführt wird. Die Angabe 1-0 S(1) bezeichnet also einen Übergang vom Vibrationsniveau $\nu = 1$ auf $\nu = 0$ und gleichzeitig vom Rotationsniveau $J = 3$ auf $J = 1$.

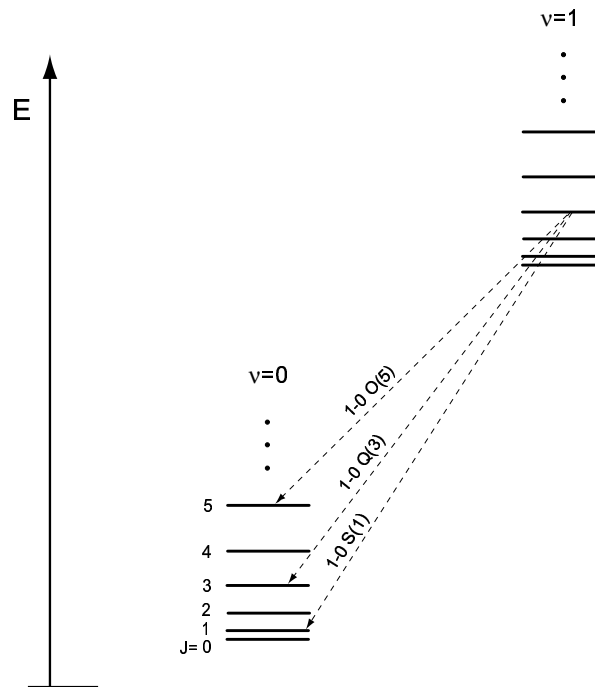


Abbildung 8.1: Rotations- und Vibrationsniveaus des molekularen Wasserstoffs für einige der niedrigsten Quantenzahlen.

Spinstatistik

Die beiden Kerne des Wasserstoffatoms stellen ein System aus identischen Fermionen dar. Entsprechend dem Pauli-Verbot muß damit die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch bezüglich der Vertauschung der beiden Kerne sein. Wie gezeigt werden kann, besitzen Zustände mit geradem J ($J = 0, 2, 4, \dots$) symmetrische und Zustände mit ungeradem J ($J = 1, 3, 5, \dots$) antisymmetrische Ortswellenfunktionen. Um die Antisymmetrie der Gesamtwellenfunktion zu erhalten muß dementsprechend die Spinwellenfunktion der Zustände mit geradem J antisymmetrisch und die der Zustände mit ungeradem J symmetrisch sein. Eine antisymmetrische Spinwellenfunktion, die anschaulich einer Antiparallelstellung der beteiligten Kernspins entspricht, koppelt zum Gesamtspin 0 mit dem statistischen Gewicht $2S + 1 = 1$, wohingegen symmetrische Spinwellenfunktionen mit parallelen Spins zum Gesamtspin 1 mit statistischem Gewicht $2S + 1 = 3$ koppeln. Strahlende Übergänge zwischen Zuständen mit symmetrischer und antisymmetrischer Spinwellenfunktion sind streng verboten, wodurch das Spektrum des molekularen Wasserstoffs wie eine Überlagerung der Spektren zweier völlig getrennter Spezies erscheint. Aus diesem Grund hat sich auch die Bezeichnung „Para- H_2 “ für die Zustände mit antisymmetrischer Spinwellenfunktion und „Ortho- H_2 “ für die Zustände mit symmetrischer Spinwellenfunktion eingebürgert.

8.1.3 Anregungsdiagramme

Aus der intrinsischen Linienintensität I_0 kann mit dem in Abschnitt 6 unter der Annahme optisch dünner Emission auf relativ einfache Weise die Säulendichte des angeregten Zustandes berechnet werden. Unter Vernachlässigung des Absorptionstermes in Gleichung 6.7 gilt für die

im strahlenden Übergang zwischen den beiden Niveaus u und ℓ beobachtete Intensität:

$$I_0 = \int_{Linie} \int_0^L \varepsilon_\nu ds d\nu, \quad (8.5)$$

wobei L die Gesamtausdehnung des Emissionsgebietes entlang der Sichtlinie bezeichnet. Anwendung des Ausdrucks für den Emissionskoeffizienten ε_ν aus Gleichung 6.15 ergibt:

$$I_0 = \frac{h\nu_{u\ell} A_{u\ell}}{4\pi} \int_{Linie} \phi_L(\nu) d\nu \int_0^L n_u ds \quad (8.6)$$

Weil $\phi_L(\nu)$ definitionsgemäß eine normierte Funktion darstellt, die bei der angegebenen Integration eins ergibt und das zweite Integral gleich der Säulendichte des angeregten („oberen“) Zustandes N_u ist, gilt demnach:

$$N_u = \frac{4\pi}{h\nu_{u\ell} A_{u\ell}} I_0 \quad (8.7)$$

Um die Säulendichte mit der tatsächlich beobachteten Intensität I_{obs} in Beziehung zu setzen muß der Einfluß der interstellaren Extinktion berücksichtigt werden. Verwendung von Gleichung 7.3 führt direkt zum gewünschten Ergebnis:

$$N_u = \frac{4\pi I_{obs}}{h\nu_{u\ell} A_{u\ell}} 10^{0.4 A_\lambda} \quad (8.8)$$

Für den Fall, daß sich das Gas im Emissionsgebiet im thermischen Gleichgewicht befindet, werden die einzelnen Zustände entsprechend der Boltzmannstatistik (Gleichung 6.30) besetzt. In Form einer Säulendichte ausgedrückt gilt dementsprechend für die Besetzung des oberen Zustandes u :

$$N_u = \frac{N}{Z} g_u e^{-h\nu_{u\ell}/kT} \quad (8.9)$$

Der Faktor N stellt dabei die Gesamtzahl der Zustände $N = \sum_j N_j$ und Z die Zustandssumme $Z = \sum_j g_j e^{-E_j/kT}$ dar. Das statistische Gewicht g_u setzt sich aus dem statistischen Gewicht für die Rotationszustände g_J und dem statistischen Gewicht des jeweiligen Gesamtspins g_s zusammen:

$$g_u = g_J + g_s \quad (8.10)$$

Das statistische Gewicht des Gesamtspins ist dabei eins für Para H_2 und drei für Ortho H_2 . Für das statistische Gewicht der Rotationszustände gilt entsprechend der Theorie des Drehimpulses: $g_J = 2J+1$.

Für eine graphische Analyse können nun die logarithmischen Werte des Quotienten aus der Säulendichte N_u und dem statistischen Gewicht g_u gegen die zugehörige Anregungsenergie E_u aufgetragen werden. Für den Fall thermisch besetzter Niveaus ergibt sich daraus wie aus Gleichung 8.9 ersichtlich eine Gerade mit der Steigung $-1/T$, wobei T der kinetischen Gastemperatur entspricht. Diese als Anregungs- oder Rotationsdiagramm bezeichnete Darstellung stellt ein leistungsfähiges Instrument zur Untersuchung des thermodynamischen Zustandes sowie der Temperaturstruktur des beobachteten Emissionsgebietes dar. Eine detaillierte Untersuchung dieses Diagramms kann außerdem Rückschlüsse auf den Anregungsmechanismus der Linienstrahlung zulassen.

8.1.4 Ergebnisse und Interpretation

Die aus den Beobachtungen des molekularen Ringes gewonnenen H_2 -Liniendaten (Tabellen 5.6 und 5.9) wurden mit dem in Abschnitt 7.3 hergeleiteten Extinktionsgesetz bezüglich der Auswirkungen der interstellaren Extinktion korrigiert und in Form von Anregungsdiagrammen dargestellt. Abbildung 8.2 zeigt das resultierende Anregungsdiagramm für die Ringposition Nordost und Abbildung 8.3 analog dazu das Anregungsdiagramm für die die Ringposition Südwest.

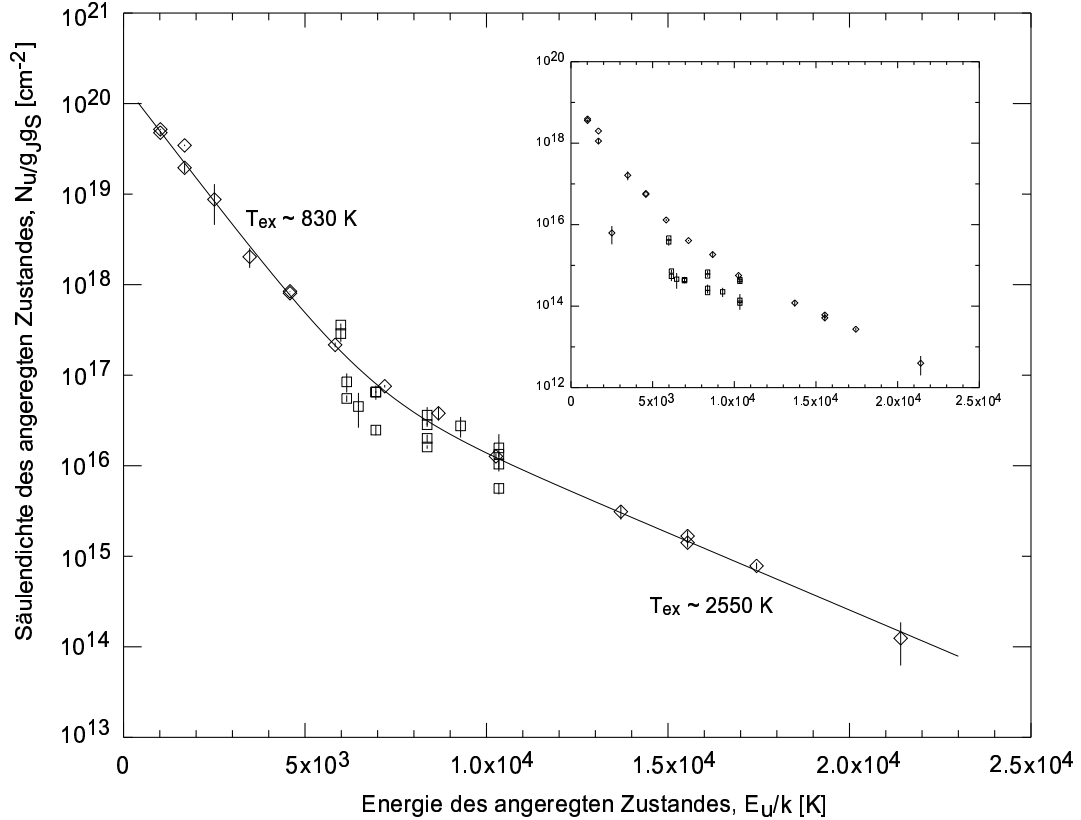


Abbildung 8.2: Das Anregungsdiagramm für die in der Position Nordost des molekularen Ringes emittierte H_2 -Linienstrahlung. Die rautenförmigen Symbole bezeichnen Übergänge mit der Vibrationsquantenzahl $\nu=0$ als oberen Zustand, die Quadrate Übergänge mit $\nu=1$. Das eingelegte Bild zeigt das aus den nicht extinktionskorrigierten Linienintensitäten berechnete Anregungsdiagramm.

Wie aus dem Vergleich zwischen den Kurven vor und nach der Extinktionskorrektur zu entnehmen ist, konnte in beiden Fällen durch Anwenden der Extinktionskorrektur ein wesentlich glatterer Verlauf der Meßpunkte in den Anregungsdiagrammen erreicht werden. Besonders auffällig ist der Erfolg der Korrektur für die ausgesprochen stark von der Silikatabsorption bei $\sim 10 \mu m$ beeinflusste 0-0 S(3) Linie ($E_u/K = 2503$ K). Die Tatsache, daß praktische alle beobachteten Linien in ein gemeinsames, glattes Modell eingebracht werden konnten, bestätigt auf unabhängige Weise die Richtigkeit des aus den Wasserstoff-Rekombinationslinien abgeleiteten Extinktionsgesetzes.

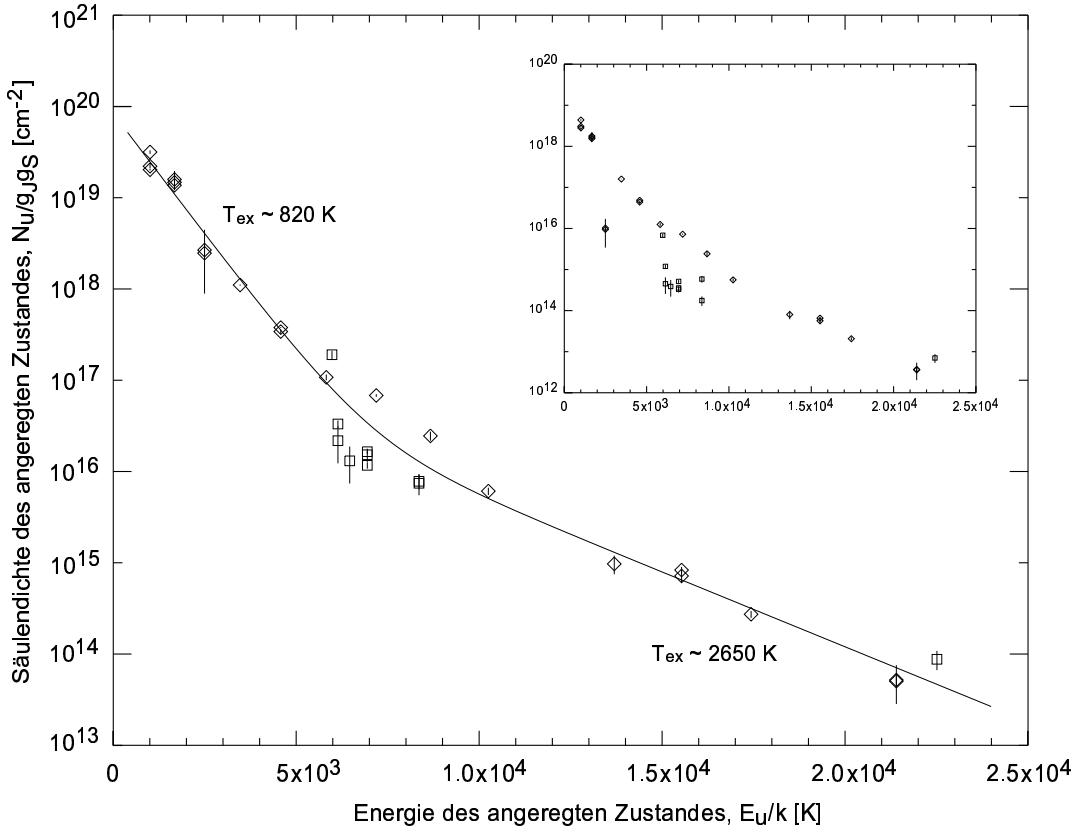


Abbildung 8.3: Das Anregungsdiagramm für die in der Position Südwest des molekularen Ringes emittierte H_2 -Linienstrahlung. Wie in Abbildung 8.2 bezeichnen die rautenförmigen Symbole Übergänge mit der Vibrationsquantenzahl $\nu=0$ als oberen Zustand, die Quadrate Übergänge mit $\nu=1$. Das eingelegte Bild zeigt wieder die nicht extinktionskorrigierten Daten.

Anregungstemperaturen

Der Verlauf der in den Abbildungen 8.2 und 8.3 dargestellten Meßpunkte kann mit guter Genauigkeit durch ein Modell mit zwei unterschiedlichen Anregungstemperaturen angenähert werden. Die in den Abbildungen dargestellte beste Näherung wird dabei jeweils für eine dichte Komponente mit einer Anregungstemperatur von etwa 800 K und eine heiße aber relativ dünne Komponente mit einer Anregungstemperatur von etwa 2500 K erreicht. Die Näherung kann also in folgender Form geschrieben werden:

$$\frac{1}{g_J g_S} N_u(E_u/k) = A_1 e^{-(E_u/k)/T_1} + A_2 e^{-(E_u/k)/T_2} \quad (8.11)$$

Die Parameter dieser Näherungsfunktion können für die beiden beobachteten Positionen aus Tabelle 8.1 entnommen werden.

Die Ähnlichkeit der Temperaturstruktur in beiden beobachteten Ringpositionen zeigt, daß sowohl die Anregungsmechanismen, als auch der Mechanismus der zur Erwärmung des molekularen Wasserstoffs führt, in beiden Bereichen sehr ähnlich sein müssen. Die Beobachtung der beiden deutlich unterschiedlichen Temperaturen kann dahingehend interpretiert werden, daß das molekulare Gas zum überwiegenden Teil in Form dichter Klumpen vorliegt, die in eine

| | | Position: Nordost | Position: Südwest |
|------------------|----------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| Warme Komponente | A ₁ | $1.65 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ | $8.50 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ |
| | T ₁ | 830 K | 820 K |
| Heiße Komponente | A ₂ | $6.50 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ | $2.30 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ |
| | T ₂ | 2550 K | 2650 K |

Tabelle 8.1: Die Parameter für die Näherungsfunktion aus Gleichung 8.11.

Matrix aus heißem Gas eingebettet sind. Die beinahe identische Temperaturstruktur beider Quellen ist ein starker Hinweis dafür, daß das gesamte Material des molekularen Ringes einem gemeinsamen Anregungsmechanismus unterliegt. Diese Annahme läßt eine gemeinsame Anregung aus einer zentralen Quelle wahrscheinlicher erscheinen, als die Anregung aus mehreren, im molekularen Ring verteilten Quellen.

H₂ Säulendichten

Unter Verwendung des im vorhergehenden Unterabschnittes dargestellten Modells für die Temperaturstruktur des molekularen Wasserstoffs kann die Säulendichte jedes beliebigen angeregten Zustandes berechnet werden. Aus einer Addition der Säulendichten aller möglichen Zustände, also auch der generell nicht sichtbaren $J = 0$ und $J = 1$ Niveaus, folgt somit eine Abschätzung für die Gesamtsäulendichte des warmen Wasserstoffs. Dieser warmen und deshalb auch sichtbaren Komponente ist im allgemeinen ein kalte Komponente überlagert. Da sich der molekulare Wasserstoff dieser kalten Komponente zum überwiegenden Teil im Zustand $J = 0$ und $J = 1$ befindet, ist diese jedoch keiner direkten Beobachtung zugänglich. Natürlich kann die Addition der H₂ Säulendichte auch einzeln für jeder Temperaturkomponente erfolgen, wodurch abgeschätzt werden kann, wie groß der Anteil des Gases bei der jeweiligen Temperatur an der Gesamtsäulendichte ist. Die mit Hilfe des 2-Temperaturmodells berechneten Säulendichten sind in Tabelle 8.2 aufgelistet. Die Gesamtsäulendichten beinhaltet dabei jeweils auch die Niveaus $J = 0$ und $J = 1$. Offensichtlich liegt der überwiegende Teil des molekularen Wasserstoffes in

| | Position Nordost | Position Südwest |
|---|---|---|
| N _{ges} | $3.418 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ | $1.734 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ |
| N _{warm} Anteil an N _{ges} | $3.372 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ 98.7% | $1.716 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ 99.0% |
| N _{heiß} Anteil an N _{ges} | $4.583 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ 1.3% | $1.706 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ 1.0% |

Tabelle 8.2: Die H₂ Säulendichten im 2-Temperaturmodell.

der warmen Komponente bei etwa 800 K vor. Dagegen entfällt nur etwa 1% der Säulendichte auf die heiße ($T \sim 2500$ K) Komponente. Die H₂ Säulendichte in der Ringposition Südwest ist etwa um einen Faktor zwei geringer als in der Position Nordost.

Anregungsmechanismen

Von den möglichen Mechanismen, die unter interstellaren Bedingungen die Vibrations- und Rotationsniveaus des H₂-Molekül besetzen können, sind die Anregung durch UV-Photonen in sogenannten Photodissoziationsregionen (PDR, oft auch als Photonen-dominierte Region bezeichnet) und die Anregung durch interstellare Schocks die bei weitem wichtigsten. Die spezifi-

sehen Eigenschaften dieser beiden Anregungsmechanismen sollen im folgenden überblicksmäßig zusammengefaßt werden, wobei jeweils speziell auf die Anregung der H₂-Emissionslinien eingegangen wird.

- **Photodissoziationsregion** (Black & van Dishoeck, 1987; Sternberg & Dalgarno, 1989; Draine Bertoldi, 1996): Als Photodissoziationsregion bezeichnet man einen Raumbereich, in dem sowohl der Wärmehaushalt wie auch die Chemie des interstellaren Gases durch Fern-UV-Photonen (FUV-Photonen) im Energiebereich zwischen $6 \text{ eV} \leq h\nu \leq 13.6 \text{ eV}$ dominiert werden. Solche Bereiche bilden sich im besonderen im Übergangsgebiet zwischen HII-Regionen und den angrenzenden Molekülwolken. Dementsprechend können PDRs vor allem in der Umgebung massiver und heißer Sterne beobachtet werden. Weil in der HII-Region Photonen mit einer Energie größer als 13.6 eV aus dem Strahlungsfeld herausgefiltert werden, dringen ausschließlich die erwähnten FUV-Photonen in die mit der „Ionisationsfront“ – einem scharfen Übergang zwischen HII- und HI-Region – beginnende PDR ein. Die typische Ausdehnung einer PDR wird durch die Eindringtiefe der UV-Photonen in das interstellare Gas und damit durch die optische Dicke des absorbierenden Staubes bestimmt. Erreicht die visuelle Extinktion (A_V) einen Wert von etwa 1-2 mag, so findet ein ebenso scharfer Übergang zwischen der HI-Region und demjenigen Bereich der Wolke statt, in dem Wasserstoff vorwiegend in molekularer Form vorliegt („Dissoziationsfront“). Die in die PDR eindringenden FUV-Photonen ionisieren außerdem auch diverse andere Elemente (z.B. Kohlenstoff, Schwefel, Eisen und Silizium), deren Ionisationspotential unter 13.6 eV liegt. Ob ein Element in einer bestimmten Tiefe innerhalb der PDR als Ion, neutrales Atom oder als Molekül vorliegt, hängt wie schon im Fall des Wasserstoffs von der optische Dicke des absorbierenden Staubes bei der zur Ionisation benötigten Wellenlänge ab. So findet der Übergang von C⁺ zu C und weiter zu CO bei $A_V \sim 2 - 4$ und der Übergang von Si⁺ zu Si etwas tiefer in der Wolke bei $A_V \sim 3 - 5$ statt. Tief im Inneren der Molekülwolke bei $A_V \sim 5 - 10$, bildet schließlich atomarer Sauerstoff, der noch nicht in Form von CO gebunden ist, O₂ und H₂O.

Da strahlende Übergänge zwischen den einzelnen Rotations- und Vibrationsniveaus des molekularen Wasserstoffs aufgrund des fehlenden elektrischen Dipolmomentes nur durch Quadrupolstrahlung erfolgt, können diese Niveaus im allgemeinen nicht durch direkte Strahlungsanregung bevölkert werden. Die Besetzung dieser Niveaus erfolgt in einer PDR hauptsächlich durch Absorption von FUV-Photonen und dadurch bedingter elektronischer Anregung des H₂-Moleküls, das unter Emission eines UV-Photons der Lyman- oder Werner-Serie rasch wieder in den elektronischen Grundzustand übergeht. Dieser Übergang erfolgt mit hoher Wahrscheinlichkeit in ein angeregtes Vibrationsniveau des Moleküls, wobei die darauffolgenden Quadrupolübergänge in den Grundzustand zur floureszenten Emission der Rotations- und Rotations-Vibrationslinien im nahen und mittleren Infrarot führen. Daneben kann außerdem in PDRs mit hohen Gasdichten die direkte Stoßanregung einen nennenswerten Beitrag zur Bevölkering der Rotations- und Vibrationsniveaus liefern und die Anregung durch UV-Photonen sogar übertreffen. In jedem Fall erfolgt die Emission der H₂-Linien im nahen und mittleren Infrarot vor allem aus dem Übergangsbereich zwischen überwiegend atomaren zu molekularem Wasserstoff.

- **Schocks** (Hollenbach, Chernoff & McKee, 1989; Draine, 1991): Interstellare Schocks entstehen, wenn sich Masseströme mit einer Geschwindigkeit größer als die lokale Schallgeschwindigkeit durch das ISM bewegen. Die wichtigste Quellen solcher überschallschnellen Ströme sind vor allem Gasjets, wie sie in den frühen Phasen der Sternentstehung auftreten, stellare Winde und Supernovae. Durchquert eine Stoßfront das ISM, wird ein Großteil

der kinetischen Energie in thermische Energie umgewandelt, die in direkter Folge zur Erhitzung des interstellaren Gases führt.

Läuft eine schnelle Druckstörung ($v_s > 50$ km/s) durch eine kühle, ruhige Gaswolke (die typische Schallgeschwindigkeit in solchen Wolken beträgt etwa 1 km/s), in der nur ein geringes oder gar kein Magnetfeld vorhanden ist, so führt die Ausbildung einer Stoßfront zu einer sprunghaften Änderung der Temperatur, Dichte und Gasgeschwindigkeit. Dieser Schocktyp wird dementsprechend auch als „jump“-Schock (J-Schock) bezeichnet. Unmittelbar hinter einer solchen Stoßfront ist die Gastemperatur abhängig von der Schockgeschwindigkeit so hoch, daß Moleküle dissoziiert und das atomare Gas ionisiert werden. Der Großteil der bei einem J-Schock emittierten Strahlungsenergie stammt aus der Region hinter der eigentlichen Stoßfront, der Beitrag der Stoßfront selbst ist dagegen vernachlässigbar gering. Ist das Gas nach dem Durchlauf der Druckstörung auf einige 100 K abgekühlt, setzt die Bildung von Molekülen ein, wobei die maßgeblichen chemischen Prozesse aufgrund der immer noch hohen Gastemperatur vergleichsweise rasch und effizient ablaufen können. In diesem Bereich werden auch die Rotations- und Vibrationsniveaus des molekularen Wasserstoffs durch inelastische Stöße bevölkert.

Ein etwas komplexerer Schocktyp tritt auf, wenn eine Druckstörung mit vergleichsweise geringer Geschwindigkeit ($v_s < 40$ km/s) bei Vorherrschen eines moderaten oder hohen Magnetfeldes eine Gaswolke mit nur geringem Ionisierungsgrad ($x_e \leq 10^{-6}$) durchläuft. Die für diese Bedingungen relevante Alvéngeschwindigkeit nimmt für den ionisierten und den neutralen Anteil des Mediums jeweils unterschiedliche Werte an und kann unter interstellaren Bedingungen im ionisierten Medium viel größer sein als im neutralen. Abhängig von der Stärke des Magnetfeldes und der Schockgeschwindigkeit können sich in einem solchen Fall gedämpfte Wellen im ionisierten Medium ausbilden. In diesem Fall erfolgt die Änderung der Zustandsgrößen (Temperatur, Dichte und Geschwindigkeit) des ionisierten Mediums kontinuierlich. Bei hinreichend großen Magnetfeldern führt der Impulsübertrag vom ionisierten auf das neutrale Gas vor dem eigentlichen Eintreffen der Druckstörung schließlich dazu, daß sich die Zustandsgrößen auch im neutralen Medium kontinuierlich verändern. Dieser wichtige Schocktyp wird entsprechend als „continuous“-Schock (C-Schock) bezeichnet. In einem C-Schock wird das Gas typischerweise nur auf wenige 10^3 K erwärmt, wodurch die Gasmoleküle im Gegensatz zu einem J-Schock im allgemeinen nicht dissoziiert werden.

Die grundlegend verschiedenen Anregungsmechanismen, durch die im Fall einer PDR oder eines interstellaren Schocks die Rotations- und Vibrationsniveaus des molekularen Wasserstoffs besetzt werden, führen direkt zu einer jeweils charakteristischen Verteilung der Zustände in den Anregungsdiagrammen. Abbildung 8.4 zeigt typische Anregungsdiagramme aus einem PDR-Modell (Sternberg & Dalgarno, 1989) sowie aus einem Modell für einen nicht-dissoziativen Schock (Burton, Hollenbach & Tielens, 1990). Weil die Bevölkering der Niveaus bei nicht-dissoziativen Schocks zum überwiegenden Teil durch Stöße erfolgt, die das Gas gleichzeitig thermalisieren, sind die Zustände im zugehörigen Anregungsdiagramm entlang einer kontinuierlichen Linie angeordnet, wie es für ein Gas im (lokalen) thermischen Gleichgewicht typisch ist. Im Gegensatz dazu erfolgt die Besetzung der Zustände bei einer PDR durch UV-Absorption und anschließende Fluoreszenzemission. Der nichtthermische Charakter dieser Prozesse spiegelt sich in einer sägezahnartigen Verteilung der Zustände im Anregungsdiagramm wieder, wobei eine starke Abhängigkeit der Besetzung von der Vibrationsquantenzahlen zu beobachten ist. Bemerkenswert ist dabei, daß bei der im Modell angenommenen Gasdichte ($n=10^6$ cm $^{-3}$) die Zustände mit den niedrigsten Vibrationsquantenzahlen ($\nu = 0, 1$) aufgrund deren geringer kri-

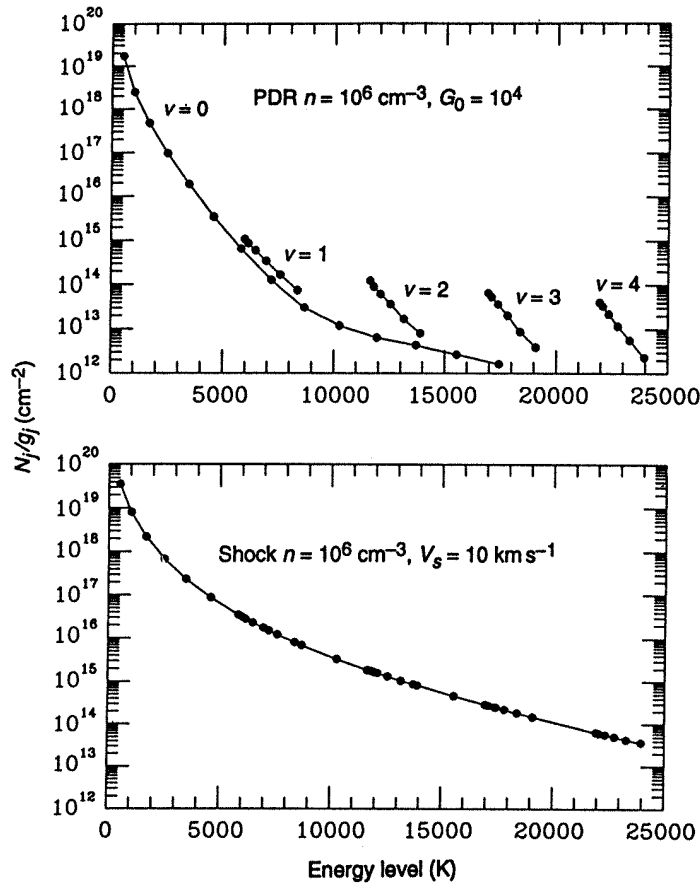


Abbildung 8.4: *Typische Anregungsdiagramme für den Fall der Anregung in einer Photodissoziationsregion (oben) sowie durch einen interstellaren Schock (unten). Aus: Burton (1992)*

tischen Dichten bereits durch Stöße thermalisiert werden und dementsprechend entlang einer kontinuierlichen Linie angeordnet erscheinen.

Die in den Abbildungen 8.2 und 8.3 dargestellten Anregungsdiagramme für den in den Ringpositionen „Nordost“ beziehungsweise „Südwest“ (vergleiche Abschnitt 5.1) beobachteten molekularen Wasserstoff zeigen keinerlei wie auch immer geartete Hinweise auf eine fluoreszenzartige Anregung des Gases: Alle beobachteten Zustände sind entlang einer kontinuierlichen Linie verteilt, wobei keine Abhängigkeit von den Vibrationsquantenzahl erkennbar ist. Allerdings konnten ausschließlich Übergänge von Niveaus mit Vibrationsquantenzahlen $\nu = 0$ und $\nu = 1$ nachgewiesen werden, die auch bei moderaten Gasdichten bereits thermalisiert sein können. Aus diesem Umstand muß geschlossen werden, daß diese Analyse der für die beiden Positionen im molekularen Ring gewonnenen Daten keine eindeutige Aussage über den Anregungsmechanismus der molekularen Wasserstoffs zuläßt.

Vergleich mit Sgr A West

Auch die in der Position „Sgr A*“ identifizierten und Tabelle 5.3 aufgeführten Wasserstoff-Rekombinationslinien wurden nach Durchführung einer Extinktionskorrektur in einem Anregungsdiagramm dargestellt (Abbildung 8.5). Die berechneten Säulendichten können wieder

durch ein Zweitemperatur-Modell angenähert werden, wobei die Parameter des Modells aus Tabelle 8.3 zu entnehmen sind.

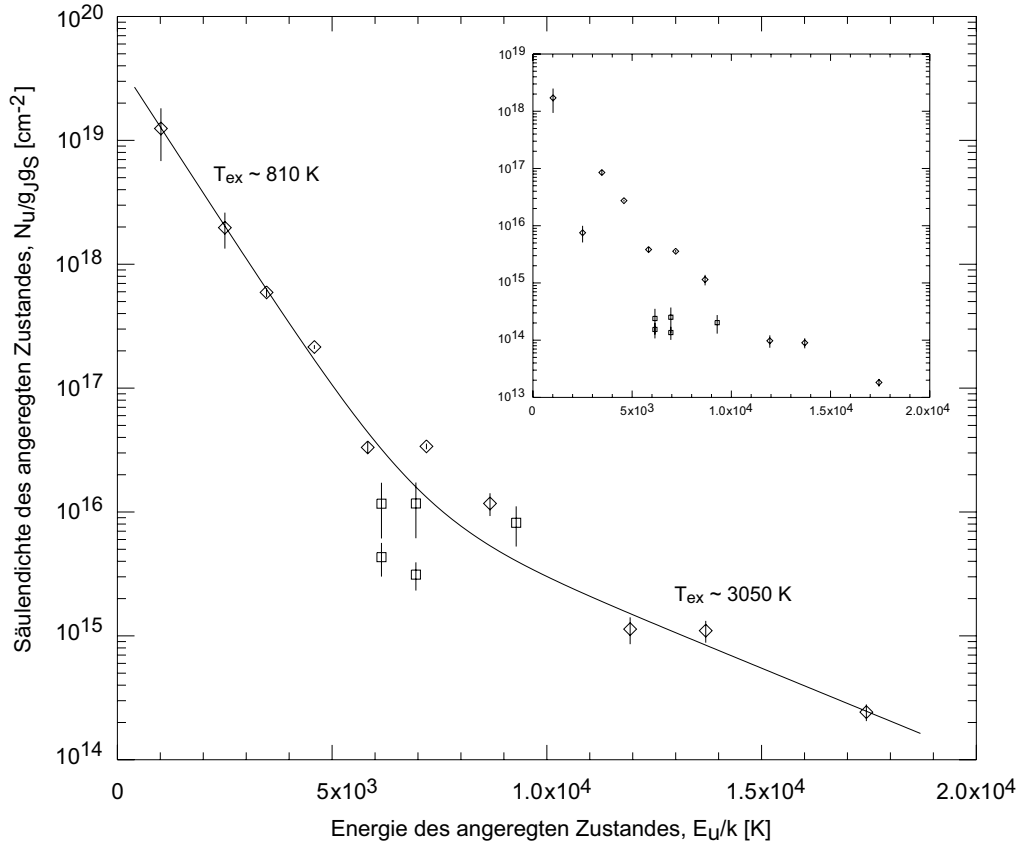


Abbildung 8.5: Das Anregungsdiagramm für die in der Position Sgr A* emittierte H_2 -Linienstrahlung. Die raute-förmigen Symbole bezeichnen die Übergänge von $\nu=0$, die Quadrate Übergänge von $\nu=1$. Das eingelegte Bild zeigt wieder die nicht extinktionskorrigierten Daten.

| | | Position: Sgr A* |
|------------------|-------|--------------------------------------|
| Warme Komponente | A_1 | $4.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ |
| | T_1 | 810 K |
| Heiße Komponente | A_2 | $7.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ |
| | T_2 | 3050 K |

Tabelle 8.3: Die Parameter der Näherungsfunktion äquivalent zu Gleichung 8.11 für die Position Sgr A*.

Die für das H_2 -Gas in Sgr A West berechneten Anregungstemperaturen sind den Werten, die für die Ringpositionen berechnet wurden, sehr ähnlich. Wieder kann durch Aufsummieren über alle Übergänge eine Gesamtsäulendichte des warmen molekularen Wasserstoffs berechnet werden. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Tabelle 8.4 zusammengefasst. Die Beiträge der beiden Temperaturkomponenten zur Gesamtsäulendichte sind wieder getrennt aufgeführt.

Weil das Gas im Bereich von Sgr A West hauptsächlich in ionisierter Form vorliegt, ist die beobachtete H_2 -Säulendichte wie erwartet deutlich geringer als in den Ringpositionen. Die

| | Position: Sgr A* |
|-----------------------------------|---|
| N_{ges} | $8.846 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ |
| N_{warm} Anteil an N_{ges} | $8.778 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ 99.2% |
| $N_{heiß}$ Anteil an N_{ges} | $6.742 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ 0.8% |

Tabelle 8.4: Die H_2 Säulendichten im 2-Temperaturmodell für Sgr A West.

Gesamtsäulendichte des molekularen Wasserstoffs ist dabei in der Ringposition Nordost beinahe viermal und in der Ringposition Südwest immer noch zweimal größer als im Fall von Sgr A West.

8.2 Berechnung der Elektronendichte

Viele der im interstellaren Medium häufigen Elemente und deren Ionen besitzen metastabile Niveaus, von denen aus elektrische Dipolübergänge in den Grundzustand quantenmechanisch verboten sind. Diese Zustände werden in relevantem Ausmaß vor allem durch Stoßanregung bevölkert. Strahlend Übergänge in den Grundzustand können dann nur durch Emission von quantenmechanisch erlaubter magnetischer Dipolstrahlung erfolgen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten magnetischer Dipolübergänge sind jedoch typischerweise etwa vier Größenordnungen kleiner als die elektrischer Dipolübergänge und die angeregten Zustände damit entsprechend langlebig. Strahlende Übergänge aus metastabilen Niveaus können somit nur unter Bedingungen beobachtet werden, wie sie in ausgedehnten interstellaren Gaswolken herrschen. Für diese Emissionslinien hat sich auch die Bezeichnung „verbotene“ Linien eingebürgert.

Die Besetzung des angeregten Zustandes und damit auch die beobachtbare Linienintensität hängt für verbotene Linien vor allem von der Stoßrate mit Elektronen ab. Im optisch dünnen Fall kann aus theoretischen Modellen die in Form von verbotenen Linien emittierte Intensität als Funktion der für die Emission relevanten Parameter (Stoßquerschnitt, Elektronendichte und Einstein-Koeffizient) berechnet werden. Dabei zeigt sich, daß das Verhältnis der Intensitäten für ein Linienpaar eines Elementes mit einem gemeinsamen unteren Zustand hauptsächlich nur von der lokalen Elektronendichte, aber kaum von der Elektronentemperatur abhängt. Eine Messung der Intensitätsverhältnisse zweier geeigneter Linien und der Vergleich mit theoretischen Vorhersagen stellt damit ein leistungsfähiges Werkzeug zur Bestimmung der lokalen Elektronendichte in einem Emissionsgebiet dar.

Für die mit ISO-SWS beobachteten Raumbereiche im molekularen Ring eignen sich vor allem die Linienpaare von [SIII] bei 18.7 und 33.5 μm und [NIII] bei 15.6 und 36.0 μm zur Abschätzung der Elektronendichte, weil diese mit gutem Signal-zu-Rauschverhältnis detektiert werden konnten und außerdem theoretische Vorhersagen über die Intensitätsverhältnisse als Funktion der Elektronentemperatur vorliegen (Rubin, 1989). In Abbildung 8.6 sind diese theoretischen Vorhersagen für die beiden Linienpaare dargestellt. Die Angabe erfolgt dabei in Form der Emissivitätsverhältnisse (die bei Emission aus dem identischen Raumgebiet gleich dem Verhältnis der Intensitäten ist) als Funktion der Elektronendichte. Beide Linienverhältnisse sind für Änderungen der Elektronendichte im Bereich von 10^3 bis etwa $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ empfindlich; der Wert für die Elektronentemperatur ist dabei wie erwähnt von untergeordneter Bedeutung.

Weil die Linienpaare jeweils bei Wellenlängen liegen, die deutlich unterschiedlicher Extinktion unterliegen, ist eine Extinktionskorrektur für eine korrekte Bestimmung der intrinsischen

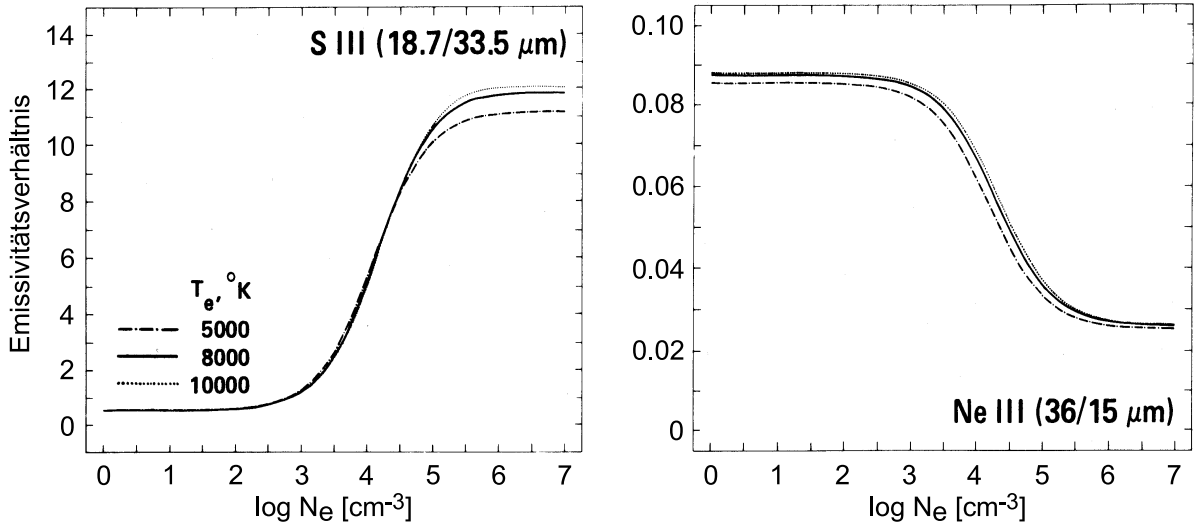


Abbildung 8.6: Die Verhältnisse der Linienintensitäten für die Linienpaare [SIII] 18.7/43.5 μm (linkes Bild) und [NeIII] 36.0/15.6 μm (rechtes Bild) als Funktion der lokalen Elektronendichte. Verschiedene Werte für die Elektronentemperatur sind als Parameter angegeben. Aus: Rubin (1989).

Intensitätsverhältnisse von entscheidender Bedeutung. Aus den Tabellen 8.5 und 8.6 sind für die erwähnten [SIII] und [NeIII] Linienpaare die beobachteten Intensitäten I_{obs} (siehe auch Tabellen 5.7 und 5.10), die extinktionskorrigierten Intensitäten I_{korr} , die Verhältnisse der jeweiligen Intensitäten nach der Extinktionskorrektur und die daraus berechnete Elektronendichte zu entnehmen. Für die Ringposition Nordost steht dabei nur das Verhältnis der [SIII]-Linien zur Verfügung, weil die [NeIII]-Linie bei 36 μm nicht detektiert werden konnte. Weil für die Bereiche des molekularen Rings mehrere Beobachtungen zur Verfügung stehen (siehe Abschnitt 5.1), liegt für einige Emissionslinien mehr als ein Intensitätswert vor. In diesen Fällen wurde für die Intensität der mit dem Signal-zu-Rauschverhältnis gewichtete Mittelwert angegeben.

| Position: Nordost | | | | | |
|-------------------|--------------------------------|--|---|---------------------------------|------------------------------|
| Linie | λ [μm] | I_{obs} [$\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$] | I_{korr} [$\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$] | | |
| [SIII] | 18.713 33.481 | 9.791×10^{-4} 4.309×10^{-3} | 1.542×10^{-2} 1.10×10^{-2} | $\frac{I(18.7)}{I(33.5)} = 1.4$ | $N_e = 1260 \text{ cm}^{-3}$ |

Tabelle 8.5: Die unter Zuhilfenahme von Abbildung 8.6 aus den extinktionskorrigierten Intensitäten der [SIII]-Linien bei 18.7 μm und 33.4 μm berechnete Elektronendichte für die Ringposition Nordost.

Auch aus dieser Abschätzung zeigt sich, wie ähnlich die beiden Emissionsgebiete sind. Die höhere Elektronendichte der Position Nordost ist mit der ebenfalls höheren H_2 Säulendichte konsistent. Die Elektronendichte ist wie auch die H_2 Säulendichte in der Ringposition Nordost etwa doppelt so groß wie in der Position Südwest.

Die im südwestlichen Teil des molekularen Rings vorherrschende Elektronendichte liegt leider in einem Bereich, in dem das Intensitätsverhältnis der [NeIII] ist praktisch unabhängig von der Elektronendichte ist. Aus diesem Grund konnte auch in dieser Position das [NeIII]-

| Position: Südwest | | | | | |
|-------------------|--------------------------------|--|---|-----------------------------------|-----------------------------|
| Linie | λ [μm] | I_{obs} [$\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$] | I_{korr} [$\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$] | | |
| [SIII] | 18.713 33.481 | 2.268×10^{-3} 9.395×10^{-3} | 1.891×10^{-2} 1.932×10^{-2} | $\frac{I(18.7)}{I(33.5)} = 0.98$ | $N_e = 570 \text{ cm}^{-3}$ |
| [NeIII] | 15.555 36.014 | 6.752×10^{-4} 1.578×10^{-4} | 3.469×10^{-3} 2.952×10^{-4} | $\frac{I(36.0)}{I(15.5)} = 0.085$ | — |

Tabelle 8.6: Die aus den Linienverhältnissen der extinktionskorrigierten Intensitäten der [SIII]-Linien bei 18.7 μm und 33.4 μm berechnete Elektronendichte für die Ringposition Südwest. Das Intensitätsverhältnis der [NeIII]-Linien eignet sich nicht um eine Elektronendichte abzuleiten (siehe Erklärung im Text).

Verhältnis nicht zur Ableitung der Elektronendichte herangezogen werden. Das berechnete Linienverhältnis von 0.085 ist zumindest aber mit einer Elektronendichte von 570 cm^{-3} konsistent.

Literaturverzeichnis

- Airy, G.B. 1835, Trans. Camb. Phil. Soc., 5, 283
- Aumann, H.H., Gillespie, C.M., Jr., & Low, F.J. 1969, ApJ, 157, L69
- Baker, J.D., & Menzel, D.H. 1938, ApJ, 88, 52
- Becklin, E.E., Gatley, I., & Werner, M.W. 1982, ApJ, 258, 153
- Bennet, C.L., Fixsen, D.J., Hinshaw, G., Mather, J.C., Moseley, S.H., Wright, E.L., Eplee, R.E., Gales, J., Hewagama, T., Isaacman, R.B., Shafer, R.A., & Turpie, K. 1994, ApJ, 434, 587
- Black, J.H., & van Dishoeck, E.F. 1987, ApJ, 322, 412
- Blanco, A., Fonti, S., Muci, A.M., & Orofino, V. 1996, ApJ, 472, 419
- Bohr, N. 1913, Phil Mag, 26, 1
- Born, M., & Wolf, E. 1959, *Principles of Optics*, Pergamon Press, London
- Bregman, J.D., & Schwarz, U.J. 1982, A&A, 112, L6
- Brocklehurst, M. 1971, MNRAS, 153, 471
- Burton, M.G. 1992, Aust. J. Phys., 45, 463
- Burton, M.G., Hollenbach, D. & Tielens, A.G.G.M. 1990, ApJ, 365, 620
- Carney, B.W., Fulbright, J.P., Terndrup, D.M., Suntzeff, N.B., & Walker, A.R. 1995, ApJ, 110, 1674
- Carruthers, G. 1970, ApJ, 161, L81
- Cesarsky, C., Abergel, A., Agnèsè, P., et al. 1996, A&A, 315, L32
- Clegg, P.E., Ade, P.A.R., Armand, C., Baluteau, J.-P., Barlow, M.J., Buckley, M.A., Berges, J.-C., Burgdorf, M. et al. 1996, A&A, 315, L38
- Cram, L.E., Green, A.J., & Bock, C.J. 1998, Publ. Astron. Soc. Aust., 15, 64
- Davidson, J.A., Werner, M.W., Wu, X., Lester, D.F., Harvey, P.M., Joy, M., & Morris, M. 1992, ApJ, 387, 189
- de Graauw, Th., Haser, L. N., Beintema, D. A., Roelfsema, P. R., van Agthoven, H., Barl, L., Bauer, O. H., Bekenkamp, H. E. G. et al. 1996, A&A, 315, L49

- DePoy, D.L. 1992, ApJ, 298, 512
- Draine, B.T., & Lee, H.M. 1984, ApJ, 285, 89
- Draine, B.T. 1989, ESA SP-290, 93
- Draine, B.T. 1991, I.A.U.-Symp., 149, 185
- Draine, B.T., & Bertoldi, F. 1996, ApJ, 468, 269
- Duley, W.W., Jones, A.P., & Williams, D.A. 1989, MNRAS, 236, 709
- Eckart, A., & Genzel, R. 1997, MNRAS, 284, 576
- Eddington, A.S. 1937, Observatory, 60, 599
- Ekers, R.D., Goss, W.M., Schwarz, U.J., Downes, D., & Rogstad, D.H. 1975, A&A, 43, 159
- Ekers, R.D., van Gorkom, J.H., Schwarz, U.J., & Goss, W.M. 1983, A&A, 122, 143
- Fink, U., Larson, H.P., Kuiper, G.P., & Poppen, R.F. 1972, Icarus, 17, 617
- Frieden, B.R. 1972, J. opt. Soc. Am., 62, 511
- Gail, H.P., & Sedlmayr, E. 1987, Nato ASI Series C, Physical Process in Interstellar Clouds, ed. G.E. Morfill, M. Scholer, (Dordrecht: Reidel), 275
- Gatley, I., Becklin, E.E., Werner, M.W., & Wynn-Williams, C.G. 1977, ApJ, 216, 277
- Gatley, I., Jones, T.J., Hyland, A.R., Beattie, D.H., & Lee, T.J. 1984, MNRAS, 210, 565
- Gatley, I., Jones, T.J., Hyland, A.R., Wade, R., Geballe, T.R., & Krisciunas, K. 1986, MNRAS, 222, 299
- Geis, N. 1991, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Genzel, R., Watson, D.M., Townes, C.H., Dinerstein, H.L., Hollenbach, D., Lester, D.F., Werner, M., & Storey, J.W.V. 1984, ApJ, 276, 551
- Genzel, Watson, D.M., Crawford, M.K., & Townes, C.H. 1985, ApJ, 297, 766
- Genzel, R., & Townes, C.H., 1987, Ann. Rev. Astron. Astrophys, 25, 377
- Genzel, R. 1989, in IAU Symp, 136, The center of the Galaxy, ed. E. Morris (Dordrecht: Kluwer), 89
- Gehrz, R.D. 1989, *Interstellar Dust*, ed. L.J. Allamandola & A.G.G.M. Tielens (Kluwer, Dordrecht), 445
- Ghez, A., Klein, B.L., Morris, M., & Becklin, E.E. 1998, ApJ, 509, 678
- Greenberg, J.M. 1982, *Submillimeter Wave Astronomy*, ed. J.E. Beckman & J.P. Phillips, (Cambridge University Press, Cambridge), 261
- Greenberg, J.M. 1989, *Highlights of Astronomy*, ed. D. McNally, (Dordrecht: Kluwer), 8
- Gull, S.F., & Skilling, J. 1983, IAU/URSI Symposium on Indirect Imaging, Sydney, Australia

- Güsten, R., Genzel, R., Wright, M.C., Jaffe, D.T., Stutzki, J., & Harris, A.I. 1987, ApJ, 318, 124
- Güsten, R., & Downes, D. 1980, A&A, 87, 6
- Haken, H. 1981, *Light*, Volume 1, North-Holland Publishing Company, Amsterdam
- Harris, A.I., Jaffe, D.T., Silber, M., & Genzel, R. 1985, ApJL, 294, L93
- Harvey, P.M., Campbell, M.F., & Hoffmann, W.F. 1976, ApJ, 205, L69
- Hauser, M.G., Silverberg, R.F., Stier, M.T., Kelsall, T., Gezari, D.Y., Dwek, E., Walser, D., Mather, J.C., & Cheung, L.H. 1984, ApJ, 285, 74
- Herter, T., Gull, G.E., Megeath, S.T., Rowlands, N., & Houck, J.R. 1989, ApJ, 434, 696
- Ho, P.T.H., Jackson, J.M., Barret, A.H., & Armstrong, J.T. 1985, ApJ, 288, 575
- Hollenbach, D.J., Chernoff, D.F. & McKey, C.F. 1989, ESA SP-290, 245
- Hoyle, F., Wickramasinghe, N.C., Al-Mufti, S., Olavesen, A.H., & Wickramasinghe, D.T. 1982, Ap&SS, 83, 405
- Hummer, D.G., & Storey, P.J. 1987, MNRAS, 224, 801
- Jabir, N.L., Jabbar, S.R., Salih, S.A.H., & Majeed, Q.S. 1986, Ap&SS, 123, 351
- Jackson, J.D. 1974, *Classical Elektrodynamics*, John Willey & Sons, New York
- Jackson, J.M., Geis, N., Genzel, R., Harris, A.I., Madden, S., Poglitsch, A., Stacey, G.J., & Townes, C.H. 1993, ApJ, 402, 173
- Jones, T.W. 1974, A&A, 30, 37
- Kazanskii, A.G., Richards, P.L., & Haller, E.E. 1977, App. Phys. Lett., 31, 496
- Kessler, M.F., et al. 1996, A&A, 315, L27
- Krabbe, A., Genzel, R., Eckart, A., Najarro, F., Lutz, D., et al. 1995, ApJL, 447, L95
- Kuiper, G., & Forbes, F. 1967, Comm. LPL, No. 5, 6, 177
- Lagage, P.O., Claret, A., Ballet, J., Boulanger, F., Cesarsky, C.J., Cesarsky, D., Fransson, C., & Pollock, A. 1996, A&A, 315, L273
- Lacy, J.H., Townes, C.H., Geballe, T.R., & Hollenbach, D.J. 1980, ApJ, 241, 132
- Lacy, J.H., Baas, F., Townes, C.H., & Geballe, T.R. 1979, ApJ, 227, L17
- Lee, C., Ade, P.A.R., & Haynes, C.V. 1996, ESA SP-388, 81
- Leinert, C., Allard, F., Richichi, A., & Hauschildt, H. 2000, A&A, 353, 691
- Leech, K. for de Graauw, Th., van den Ancker, M., Bauer, O. H., Beintema, D. A., Boxhoorn, D., Drapatz, S., Feuchtgruber, H., Haser, L. et al. 2000, ISO Handbook, Vol. VI
- Lemke, D., et al. 1996, A&A, 315, L64

- Lester, D.F., Werner, M.W., Storey, J.W.V., Watson, D.M., & Townes, C.H. 1981, ApJ, 249, L109
- Li, A., & Greenberg, A.M. 1997, A&A, 323, 566
- Liszt, H.S., Burton, W.B., & van der Hulst, J.M. 1985, A&A, 142, 237
- Liszt, H.S., van der Hulst, J.M., Burton, W.B., & Ondrechen, M.P. 1983, A&A, 126, 341
- Lo, K.Y., & Claussen, M. 1983, Nature, 306, 647
- Lo, K.Y., Backer, D.C., Ekers, R.D., Kellermann, K.I., Reid, M.J., & Moran, J.M. 1985, Nature, 315, 124
- Low, F.J., & Aumann, H.H. 1970, ApJ, 162, L79
- Lugten, J.B., Genzel, R., Crawford, M.K., & Townes, C.H. 1986, ApJ, 306, 691
- Lutz, D., Feuchtgruber, H., Genzel, R., Kunze, D. et al. 1996, A&A, 315, L269
- Marchenko, S.V., Moffat, A.I. & Grosdidier, Y. 1999, ApJ, 522, 433
- Marshall, J., Lasenby, A.N., & Harris, A.I. 1995, MNRAS, 277, 594
- Mathis, J.S., Rumpl, W., & Nordsieck, K.H. 1977, ApJ, 217, 425
- Mathis, J.S. & Whiffen, G. 1989, ApJ, 341, 808
- Mathis, J.S. 1990, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 28, 37
- McNamara, D.H., Madsen, J.B., Barnes, J., & Ericksen, B.F. 2000, Pub. Astron. Soc. Pac., 112, 202
- Menzel, D.H., & Pekeris, C.L. 1935, MNRAS, 96, 77
- Menzel, D.H. 1969, ApJS, 18, 221
- Mezger, P.G., & Pauls, T. 1979, IAUS, 84, 357
- Monetti, A., Cernicharo, J. & Pardo, J.R. 2001, ApJL, 549, 203
- Morris, M., & Serabyn, E., 1996, Ann. Rev. Astron. Astrophys, 25, 377
- Najarro, F., Krabbe, A., Genzel, R., Lutz, D., Kudritzki, R.P., & Hillier, D.J. 1997, A& A, 325, 700
- Nikola, T. 1997, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Oort, J.H. 1977, Ann. Rev. Astr. Astrophys., 15, 295
- Oort, J.H., 1985, in *The Milky Way Galaxy*, ed. van Woerden, H., Allen, R.J., & Burton, W.B. (Dordrecht: Reidel)
- Pauls, T., Metzger, P.G., Chuchwell, E. 1974, A&A, 34, 327
- Pauls, T., Downes, D., Metzger, P.G., Chuchwell, E. 1976, A&A, 46, 407

- Pedlar, A., Davies, R.D., Hart, L., & Shaver, P.A. 1978, MNRAS, 182, 473
- Pedlar, A., Anantharamaiah, K.R., Ekers, R.D., Goss, W.M., van Gorkom, J.H., Schwarz, U.J., & Zhao, J.-H. 1989, ApJ, 342, 769
- Poglitsch, A., Beeman, J.W., Geis, N., Genzel, R., Haggerty, M., Haller, E.E., Jackson, J., Rumitz, M., Stacey, A.J., & Townes, C.H. 1991, ASP Conference Series, vol. 16, 451
- Poglitsch, A., Waelkens, C., & Geis, N. 1999, Proceedings of SPIE, Infrared Spaceborne Remote Sensing VII, Denver, Colorado
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T. & Flannery, B.P. 1994, *Numerical Recipes in Fortran*, Cambridge University Press, Cambridge, 494
- Quinn, P.J., & Sussman, G.J. 1985, ApJ, 288, 377
- Reid, M., 1993, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 31, 345
- Rieke, G.H., Rieke, M.J., & Paul, A.E. 1989, ApJ, 336, 752
- Roberts, D.A., Goss, W.M., van Gorkom, J.H., & Leathy, J.P. 1991, ApJL, 366, L15
- Roberts, D.A., & Goss, W.M. 1993, ApJS, 86, 133
- Roche, P.F., & Aitken, D.K. 1984, MNRAS, 208, 481
- Rodríguez-Fernández, N.J., Martín-Pintado, J., de Vicente, P., Fuente, A., Hüttemeister, S., Wilson, T.L., & Kunze, D. 2000, A&A, 356, 695
- Rosenthal, D., Bertoldi, F., & Drapatz, S. 2000, A&A, 356, 705
- Rosenthal, D. 2001, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Rubin, R.H. 1989, ApJS, 69, 897
- Sanders, D.B., Scoville, N.Z. & Solomon, P.M. 1985, ApJ, 289, 373
- Sandqvist, Aa. 1974, A&A, 33, 413
- Schaeidt, S.G., Morris, P.W., Salama, A., Vandenbussche, B., Beintema, D.A., Boxhoorn, D.R., Feuchtgruber, H., Heras, A.M. et al. 1996, A&A, 315, L55
- Scheffler, H. & Elsässer, H. 1982, *Bau und Physik der Galaxis*, Bibliografisches Institut AG, Zürich
- Schraml, J., & Mezger, P.G. 1969, ApJ, 156, 269
- Scott, R.B. 1959, *Cryogenic Engineering*, D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton
- Scoville, N.Z. & Good, J.C. 1989, ApJ, 339, 149
- Sedlmayr, E. 1989, *Interstellar Dust*, ed. L.J. Allamandola & A.G.G.M. Tielens (Kluwer, Dordrecht), 467
- Sejnowski, T.J., & Hjellming, R.M. 1969, ApJ, 156, 915
- Serabyn, E., Lacy, J.H., Tones, C.H., & Bharat, R. 1988, ApJ, 326, 171

- Serabyn, E., & Lacy, J.H. 1985, ApJ, 293, 445
- Shaver, P.A. 1980, A&A, 90, 34
- Shaver, P.A., & Goss, W.M. 1970, Australian J. Phys. Astrophys. Suppl., 14, 77
- Shields, J.C., & Ferland, G.J. 1994, ApJ, 430, 236
- Sloan, G.C., Hayward, T.L., Allamandola, L.J., Bregman, D., DeVito, B., & Hudgins, D.M. 1999, ApJ, 513, L65
- Smythe, W.R. 1947, Phys. Rev., 72, 1066
- Spitzer, L. 1982, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, John Wiley & Sons, New York
- Stencel, R.E. 1987, IAUS, 122, 529
- Sternberg, A. & Dalgarno, A. 1989, ApJ, 338, 197
- Storey, P.J., & Hummer, D.G. 1995, MNRAS, 272, 41
- Storey, P.J., & Hummer, D.G. 1988, MNRAS, 231, 1139
- Stratton, J.A. 1982, *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill, New York
- Strömgren 1939, ApJ, 89, 526
- Thronson, H.A., Majewski, S., Descartes, L., & Hereld, M. 1990, ApJ, 364, 456
- Trumpler, R.J. 1930, PASP, 42, 214
- Tsuji, T., Ohnaka, K., Aoki, W., & Nakajima, T. 1996, A&A, 308, L29
- Turner, J., Kirby-Docken, K., & Dalgarno, A. 1977, ApJS, 35, 281
- Verstraete, L., Pech, C., Moutou, C., Sellgren, K., Wright, C.M., Giard, M., Léger, A., Timmermann, R., & Drapatz, S. 2001, A&A, 372, 981
- Wallis, M.K., Wickramasinghe, N.C., Hoyle, F., & Rabilizirov, R. 1989, MNRAS, 238, 1165
- Watson, D.M., Storey, J.W.V., Townes, C.H., & Haller, E.E. 1980, ApJ, 241, L43
- Wolniewicz, L., Simbotim, I., & Dalgarno, A. 1998, ApJS, 115, 293
- Wright, E.L. 1987, ApJ, 320, 818
- Yusef-Zadeh, F., & Morris, M. 1987, ApJ, 320, 545
- Yusef-Zadeh, F., Zhao, J.H., & Goss, W.M. 1995, ApJ, 442, 646
- Yusef-Zadeh, F., Choate, D., & Cotton, W. 1999, ApJ, 518,L33
- Valentijn, E.A., Feuchtgruber, H., Kester, D.J.M., et al. 1996, A&A, 315, L60
- van der Hulst, H.C. 1949, Rech. Astr. Obs. Utrecht, 11, part 2
- Verner, D.A., & Ferland, G.J. 1996, ApJS, 103, 467
- Weitzel, L., Krabbe, A., Kroker, H., Thatte, N., Tacconi-Garman, L.E., Cameron, M. & Genzel, R. 1996, ApJS, 119, 531

Danksagung

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

Dankbar bin ich im besonderen auch Albrecht Poglitsch für seine ungemein kompetente Betreuung, bei der er auch unter Termindruck jederzeit sowohl ein offenes Ohr wie auch Lösungen für meine Probleme bereithielt. Bewundernswert ist außerdem seine Fähigkeit, trotz der enormen Verantwortung die aufgrund der „Doppelbelastung“ als PI von FIFI LS und PACS auf ihm lastet, immer eine entspannte und produktive Arbeitsatmosphäre aufrechtzuerhalten. Dank gebührt ihm außerdem für die an und für sich undankbare Aufgabe des Korrekturlesen der vorliegenden Arbeit, die er aufmerksam und kritisch durchführte.

Einen wesentlichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit hat auch Leslie Looney, der nicht nur einen kompetenten Partner bei der Planung und Konstruktion von FIFI LS darstellt, sondern auch den astrophysikalischen Teil meiner Arbeit tatkräftig unterstützte, wobei selbst die dümmsten meiner dummen Fragen mit großer Geduld beantwortet wurden.

Dank geht auch an die übrigen 100-Mikronesiern: Norbert Geis, Dirk Rosenthal, Fabio Fumi und Rainer Hönle, ohne deren Unterstützung das Gelingen dieser Arbeit höchst zweifelhaft erscheint, auf jeden Fall jedoch viel weniger Spaß gemacht hätte. Besondere Erwähnung soll hier Alexander Urban finden, der auch als „Ehemaliger“ den Kontakt zu uns nie abreißen ließ und der durch seine DVD-Abende wertvolle Beiträge zum hervorragenden Klima innerhalb unserer Gruppe leistet.

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

Zu besonderem Dank bin ich auch gegenüber unserem Konstrukteur Heinz Dohnalek verpflichtet, der alle unsere noch so ungewöhnlichen Ideen vorbehaltlos auf Durchführbarkeit prüfte und aufgrund seines geradezu unheimlichen Erfahrungsschatzes verblüffend oft in erfolgversprechende Konstruktionen verwandelte.

Stellvertretend für die vielen Mitgliedern der mechanischen Werkstatt, die bereits viele Komponenten von FIFI LS und diverser Versuchsaufbauten in hervorragender Qualität gefertigt haben (und hoffentlich noch viele weitere fertigen werden) sei an dieser Stelle Günter Pfaller, Stephan Czempiel und Peter Feldmeier gedankt.

Eine besondere Freude ist es auf diesem Weg meine Dankbarkeit gegenüber Martin, Heidi, Peter, Tanja, Clemens, Peter, Susanne, Werner und Claudia auszudrücken, deren langjährige Freundschaft mir über manchen Tiefpunkt hinweghalf.

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

Lebenslauf

Geburtsdatum: 15. Dezember 1969
Geburtsort: Steyr
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: Österreich

Schulbildung

| | | |
|-------------|---------------------|--------------|
| 1976 – 1980 | Volksschule | Steyr-Gleink |
| 1980 – 1988 | Bundesrealgymnasium | Steyr |
| Mai 1988 | Matura | |

Hochschulbildung

| | | |
|-----------------------|---|----------|
| 1988 – 1996 | Studium der technischen Physik an der Johannes Kepler Universität | Linz |
| 1995 – 1996 | Diplomarbeit am Institut für Atomphysik: <i>„Aufbau eines Gastargets zur Messung des Energieverlustes langsamer Protonen in Metalldämpfen“</i> | |
| Februar 1997 | Sponsion zum Diplomingenieur | |
| Jan. 1997 – Aug. 1997 | Wehrdienst | |
| 1998 – 2002 | Anfertigung der Dissertation am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik | Garching |