

# Untersuchung der physikalischen und chemischen Struktur der zirkumstellaren Umgebung junger stellarer Objekte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades  
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomisch-Technikwissenschaftlichen Fakultät  
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Diplom-Physiker Katharina Schreyer  
geboren am 3. März 1967 in Dresden

## **Gutachter**

1. Prof. Dr. Th Henning (Jena)
2. Prof. Dr. E. van Dishoeck (Leiden, NL)
3. Prof. Dr. R. Chini (Bochum)

**Tag des Rigorosums:** 14.7.97

**Tag der öffentlichen Verteidigung:** 26.8.97

*''Wenn demnach ein Punkt in einem sehr großen Raume befindlich ist,  
wo die Anziehung der daselbst befindlichen Elemente stärker  
als allenthalben um sich wirkt,  
so wird der in dem ganzen Umfange ausgebreitete Grundstoff elementarischer Partikeln  
sich zu diesem hinsenken.  
Die erste Wirkung dieser allgemeinen Senkung ist die Bildung  
eines Körpers in diesem Mittelpunkte der Attraction,  
welcher sozusagen von einem unendlich kleinen  
Keime in schnellen Graden fortwächst.''*



*''Radebeuler Sterngucker''* Bronzeplastik vor dem Planetarium  
der Volkssternwarte *''Adolph Diesterweg''* in Radebeul

*''Es werden Millionen und ganze Gebirge von Millionen Jahrhunderten verfließen,  
binnen welchen immer neue Welten und Weltordnungen  
nacheinander ... sich bilden und zur Vollkommenheit gelangen werden.''*

*Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels*  
von Immanuel Kant (1755)



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Überblick</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Untersuchung der chemischen Häufigkeit des Kohlenmonosulfidmoleküles in der Umgebung junger stellarer Objekte</b>	<b>3</b>
2.1	Einleitung . . . . .	3
2.2	Auswahl der Objekte . . . . .	4
2.3	Das Sternentstehungsgebiet um NGC 2264 IRS1 . . . . .	4
2.3.1	Einleitung . . . . .	4
2.3.2	Beobachtungen . . . . .	5
2.3.2.1	Beobachtungen im nahen Infrarot . . . . .	5
2.3.2.2	Moleküllinienbeobachtungen . . . . .	6
2.3.3	Karten . . . . .	8
2.3.3.1	Karten im nahen Infrarot . . . . .	8
2.3.3.2	Photometrie . . . . .	9
2.3.3.3	Karten im mittleren und fernen Infrarot . . . . .	11
2.3.4	Ergebnisse der Linienbeobachtungen . . . . .	13
2.3.4.1	Karten der Moleküllinien . . . . .	13
2.3.4.2	Moleküllinienausflüsse . . . . .	15
2.3.4.3	Geschwindigkeitsstruktur . . . . .	19
2.3.4.4	Weitere Molekülspezies . . . . .	20
2.3.5	Datenanalyse und Diskussion . . . . .	20
2.3.5.1	Temperatur . . . . .	21
2.3.5.2	Dichte . . . . .	23
2.3.5.3	Säulendichte und CS-Häufigkeit . . . . .	26
2.3.5.4	Massebestimmung . . . . .	27
2.3.6	Modellierung des Wolkenaufbaus mit Hilfe des Strahlungstransports . . . . .	28
2.3.6.1	Parameter . . . . .	29
2.3.6.2	Ergebnisse . . . . .	30
2.3.7	Chemie . . . . .	31
2.3.7.1	Säulendichten der verschiedenen Molekülarten . . . . .	31
2.3.7.2	Häufigkeiten der verschiedenen Moleküle . . . . .	33
2.3.8	Zusammenfassung und Schlußfolgerungen . . . . .	36
2.4	Das Sternentstehungsgebiet um AFGL 490 . . . . .	37
2.4.1	Einleitung . . . . .	37
2.4.2	Linienbeobachtungen . . . . .	39
2.4.3	IRAS-Karten . . . . .	40
2.4.4	Ergebnisse der Linienmessungen . . . . .	42
2.4.4.1	Karten der Linienemission . . . . .	42
2.4.4.2	Moleküllinienausflüsse . . . . .	44
2.4.4.3	Geschwindigkeitsstruktur . . . . .	46
2.4.4.4	Weitere Molekülarten . . . . .	46
2.4.5	Datenanalyse . . . . .	46
2.4.5.1	Temperatur . . . . .	47
2.4.5.2	Optische Tiefen der Linienemission . . . . .	48
2.4.5.3	Dichte . . . . .	49
2.4.5.4	Säulendichten und CS-Häufigkeit . . . . .	50
2.4.5.5	Massebestimmung . . . . .	51

2.4.6	Modellierung des Wolkenaufbaus mit Hilfe des Strahlungstransports . . . . .	52
2.3.6.1	Parameter . . . . .	53
2.3.6.2	Ergebnisse . . . . .	54
2.4.7	Zusammenfassung der Ergebnisse für AFGL 490 . . . . .	55
2.5	Schlußfolgerungen und Zusammenfassung der Untersuchung der CS-Häufigkeiten . . . . .	56
<b>3</b>	<b>Untersuchung des massereichen Sternentstehungsgebiets</b>	
	<b>Orion-KL</b>	<b>59</b>
3.1	Einleitung und Überblick . . . . .	59
3.2	Beobachtungen . . . . .	63
3.2.1	Beobachtungen mit dem IRAM-Interferometer auf dem Plateau de Bure . . . . .	63
3.2.2	Abschätzung der Flußverluste in den interferometrischen Linienmessungen . . . . .	67
3.2.3	Beobachtungen mit dem IRAM-30m-Teleskop . . . . .	67
3.3	Ergebnisse . . . . .	67
3.3.1	CH <sub>3</sub> CN . . . . .	67
3.3.2	C <sup>34</sup> S . . . . .	70
3.3.3	SO . . . . .	73
3.3.4	Kontinuum . . . . .	73
3.4	Analyse und Diskussion . . . . .	75
3.4.1	Morphologie von OMC 1 in CH <sub>3</sub> CN und C <sup>34</sup> S . . . . .	75
3.4.2	Gasklumpen in Orion-KL — Eine statistische Analyse . . . . .	76
3.4.3	Abschätzung der Virialmassen und der volumengemittelten Dichten . . . . .	78
3.4.4	Temperatur, Dichte und Säulendichten . . . . .	79
3.4.4.1	Temperaturbestimmung mit Hilfe von CH <sub>3</sub> CN . . . . .	79
3.4.4.2	Bestimmung der Dichten und H <sub>2</sub> -Säulendichten mit Hilfe von C <sup>34</sup> S . . . . .	85
3.4.5	Kinematik . . . . .	87
3.4.5.1	Rotation oder Einzelklumpen um hot core ? . . . . .	87
3.4.5.2	Gasflußaktivitäten in Orion-KL . . . . .	90
3.4.5.3	Die Quelle ‘ n ’ . . . . .	93
3.4.6	Kontinuum . . . . .	93
3.5	Zusammenfassung und Schlußfolgerungen . . . . .	95
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>97</b>
<b>5</b>	<b>Literatur</b>	<b>98</b>
	<b>Anhang</b>	<b>I</b>
<b>A</b>	<b>Physikalische und astronomische Größenangaben sowie spezielle Abkürzungen</b>	<b>I</b>
<b>B</b>	<b>Feinstruktur- und Hyperfeinstrukturübergänge von CH<sub>3</sub>CN <math>J = 5 \rightarrow 4</math></b>	<b>II</b>
<b>C</b>	<b>Kanalkarten für Orion-KL</b>	<b>III</b>
C.1	CH <sub>3</sub> CN . . . . .	III
C.2	C <sup>34</sup> S . . . . .	X
C.3	Kontinuum . . . . .	XV
<b>D</b>	<b>Ergebnisse der “Gaußklumpen-Analyse” in Orion-KL</b>	<b>XVI</b>
D.1	CH <sub>3</sub> CN . . . . .	XVI
D.2	C <sup>34</sup> S . . . . .	XXII



# 1 Einleitung und Überblick

Die Geburtsorte der Sterne in unserem Milchstraßensystem sind nach unserem heutigen Wissen interstellare Wolken aus Gas und Staub. Das Gas-zu-Staub-Massenverhältnis in diesen Wolken wird im allgemeinen mit ca. 100 : 1 angegeben und scheint über die ganze Milchstraße, außer im galaktischen Zentrum, nahezu konstant zu sein. Eine großräumige Untersuchung der Materieverteilung zeigte (z.B. Oort & Mitarb. 1958), daß sich Gas und Staub verstärkt entlang der Spiralarme der Galaxis anordnen. Bereits diese Verteilung gibt die intensive Wechselwirkung zwischen interstellarer Materie, Sternentstehung, Sternentwicklung und Sterntod wieder. Gebiete besonders hoher Dichtekonzentrationen der interstellaren Materie — die interstellaren Molekülwolken — sind nach dem heutigen Bild die Geburtsorte der Sterne.

In diesen interstellaren Wolken wurden bis heute über 80 verschiedene Moleküle nachgewiesen, wobei vom terrestrischen Standpunkt aus auch instabile Ionen und Radikale zu finden sind. Der größte Teil dieser Verbindungen zeigt Übergänge im Zentimeter-, Millimeter- und Submillimeterwellenbereich, deren Ausgangsniveaus aufgrund hinreichend hoher Dichte des umgebenden molekularen Wasserstoffs durch Stöße angeregt werden.

Junge Sterne, die in diesen Wolken entstehen und noch tief eingebettet sind, heizen durch ihre Strahlung infolge der Wechselwirkung der Photonen mit Gas- und Staubpartikeln ihr umgebendes Wolkenmaterial auf. Dadurch ergeben sich gegenüber der kalten und unbeeinflussten interstellaren Materie neue Aspekte für chemische und physikalische Prozesse in der unmittelbaren Umgebung junger Sterne. Gerade die Gasphasenreaktionen sowie die Reaktionen auf Stauboberflächen spielen bei der kosmischen Synthese zahlreicher Molekülspezies eine wesentliche Rolle. Energiereiche molekulare Ausflüsse, die sich offenbar senkrecht zu den Akkretionsscheiben entstehender Sterne erstrecken, sowie starke Heizmechanismen lassen die Möglichkeit zu, daß nicht nur exotherme sondern auch endotherme Reaktionen stattfinden. Die heutige Vorstellung über die kosmischen Staubteilchen besagt, daß sie aus einem Kern aus Silikaten oder/und Kohlenstoff mit einem äußeren Eismantel aus angelagerten und durch Oberflächenreaktionen entstandenen Molekülen bestehen. Durch Heizprozesse der Teilchen erfolgt in der unmittelbaren Umgebung junger stellarer Objekte ein Verdampfen der Mantelbestandteile bis hin zur Zerstörung des gesamten Staubteilchens. Somit ergeben sich Veränderungen der chemischen Bestandteile in der Gasphase sowie zusätzliche Gasphasenreaktionen.

Gegenwärtig befinden sich systematische Studien zur Chemie in Gebieten mit Sternbildung in den Anfängen. Erste grundlegende Untersuchungen und Diskussionen zu diesem Themengebiet wurden u.a. von Blake & Mitarb. (1987), von Turner (1989) und von van Dishoeck & Mitarb. (1993) durchgeführt. Neue astronomische Beobachtungstechniken für den Millimeter- und Submillimeterbereich erlauben zunehmend räumlich höher aufgelöste Untersuchungen der näheren Umgebung junger stellarer Objekte.

Im Rahmen eines größeren Abschnitts dieser Dissertation sollen Fragestellungen der chemischen Häufigkeit verschiedener Elemente, der chemischen Gradientenbildung in der Umgebung junger Sterne sowie deren Ursachen untersucht werden. Mit der Untersuchung chemischer Häufigkeiten ist natürlich auch eine genauere Kenntnis der physikalischen Bedingungen – wie Temperatur und Dichte – in der unmittelbaren Umgebung dieser jungen Sterne nötig. Deshalb werden die entsprechenden physikalischen Parameter aus den durchgeführten Beobachtungen abgeleitet.

In Kap. 2 wird die Veränderung der Häufigkeit des Schwefelkohlenstoffmoleküls (CS-Molekül) in der Gasphase in der unmittelbaren Umgebung sehr junger stellarer Objekte untersucht. Das CS-Molekül wurde ausgewählt, da es aufgrund des großen Dipolmoments zum Nachweis sehr dichter interstellarer Gebiete gut geeignet ist und bei Temperaturen unter 90 K ausfriert. Um einen Vergleich zu den "wahren" Wasserstoffdichten in der unmittelbaren Umgebung des jungen Sterns zu erhalten, erfolgte zusätzlich die Beobachtung des Moleküls  $C^{18}O$ . Dieses Molekül friert erst bei Temperaturen unter 20K aus. Da außerdem bekannt ist, daß massearme und massereiche Sterne ihre Umgebung unterschiedlich

stark beeinflussen, müssen massereichere und masseärmere Objekte untersucht werden. Diese Arbeit konzentriert sich aber auf massereiche Objekte.

Um Häufigkeitsverteilungen in der Umgebung dieser jungen Sterne zu ermitteln, erfolgte die Auswahl von möglichst isolierten Objekten, die nicht Mitglieder von größeren Sternentstehungsgebieten sind, da dort im allgemeinen eine starke Durchmischung des umgebenden Materials stattfindet. Die Auswahl geeigneter massereicher Kandidaten erwies sich als schwierig, da massereichere Sterne oftmals in Begleitung weiterer massearmer oder/und massereicher Sterne entstehen. Um eine bestmögliche räumliche Auflösung zu erhalten, sollten die Kandidaten außerdem nicht weiter als 1 kpc entfernt sein. Als entsprechende Objekte wurden NGC 2264 IRS1 und AFGL 490 untersucht.

Zur Ableitung und Interpretation der CS-Häufigkeit um beide Objekte wurden verschiedene physikalische Wolkengasparameter, wie Temperatur, Dichte und Wasserstoffsäulendichten, anhand der erfolgten Linienmessungen mit Hilfe von Strahlungstransportrechnungen bestimmt. Da für das massereichere Objekt NGC 2264 IRS1 auf Grund guter Witterungsbedingungen sehr umfangreiche Messungen durchgeführt werden konnten, wird in dieser Arbeit diesem Objekt auch besondere Aufmerksamkeit gewidmet und eine ausführliche Studie zu den physikalischen und chemischen Bedingungen in diesem Sternentstehungsgebiet dargestellt.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Auswertung und Interpretation von Moleküllinien-daten in dem Sternentstehungsgebiet Orion-KL. Der Kleinmann-Low-Infrarotnebel (KL) in der großen Orionmolekülwolke ist das bis jetzt am besten untersuchteste Sternentstehungsgebiet mit massereichen jungen Sternen in unserer Galaxis mit "nur" einer Entfernung von 450 pc. Somit lassen sich viele Phänomene, die mit der Sternentstehung verbunden sind, detaillierter studieren. Seit mehreren Jahren wird dieses Gebiet in den unterschiedlichsten Wellenlängenbereichen untersucht. Die Arbeiten konzentrieren sich u.a. auf die zentrale Frage, welchen Ursprung die sehr hohe Leuchtkraft einer Infrarotquelle in diesem Sternentstehungsgebiet hat.

In Kap. 3 werden die Ergebnisse interferometrischer Messungen mit dem Plateau-de-Bure-Interferometer in den Molekülübergängen  $\text{CH}_3\text{CN } J = 5 \rightarrow 4$ ,  $K = 0, 1, 2, 3$  und 4 sowie  $\text{C}^{34}\text{S } J = 2 \rightarrow 1$  im Zentralgebiet von Orion-KL dargestellt und diskutiert. Außerdem werden räumlich und spektral hochaufgelöste Spektren des inneren Wolkengebiets von Orion-KL, das in früheren VLA Ammoniakmessungen von Migenes & Mitarb. (1989) als *hot core* (heißer Wolkenkern) bezeichnet wurde, analysiert. In den interferometrischen  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Linienmessungen wurde ein starker Flußverlust festgestellt, was auf ein Fehlen komplexer Amplituden bei niedrigen räumlichen Frequenzen hindeutet. Um diesen Flußverlust zu kompensieren, wurde ein zusätzliches Spektrenraaster mit dem IRAM-30m-Teleskop gemessen und in die Interferometerdaten eingebunden. Da mit dem Plateau-de-Bure-Interferometer eine gleichzeitige Mitregistrierung der frequenzzugehörigen Kontinuumsstrahlung erfolgte, kann ein Vergleich der Positionierung der Gas- und Staubstrahlung vorgenommen werden. Korrelationen und Unterschiede werden aufgezeigt und diskutiert. Weiterhin werden  $\text{H}_2$ -Säulendichten, Gas- und Staubmassen abgeschätzt. Da in  $\text{CH}_3\text{CN}$  fünf Feinstrukturlinien des Übergangs  $J = 5 \rightarrow 4$  in einem Frequenzband gemessen wurden, können die Linienintensitäten nützliche Informationen über Gastemperatur, Dichten und optische Tiefe der Moleküllinien geben. Zusätzlich ließ sich eine sehr starke  $\text{SO } J = 3_2 \rightarrow 2_1$  -Linie aus einem Kontinuumskanal extrahieren. Für diese Linie wurde eine gesamtintegrierte Linienintensitätskarte erstellt.

Die in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen und Einheiten, die nur in der Astronomie üblich sind, werden im Anhang, Abschnitt A aufgeführt.

## 2 Untersuchung der chemischen Häufigkeit des Kohlenmonosulfidmoleküles in der Umgebung junger stellarer Objekte

### 2.1 Einleitung

Bei der Entstehung von Sternen bilden sich um sie dichte Hüllen oder Scheiben, wobei Scheiben in späteren Entwicklungsstadien Ausgangspunkt für eine Planetenbildung sein können. In diesen sehr dichten Wolkenteilen kann die Temperatur so niedrige Werte erreichen ( $T < 50\text{K}$ ), daß Moleküle aus der Gasphase auf den Staubteilchen ausfrieren und dort Eismäntel bilden (u.a. Turner 1989; van Dishoeck & Mitarb. 1993). Somit ist es möglich, daß die Häufigkeit vieler Moleküle in diesen Gebieten erniedrigt ist. Andererseits kann eine Temperaturerhöhung sowie Stoßfronten in der Umgebung sehr massereicher, heißer Sterne zu einer Anreicherung von Molekülen in der Gasphase führen, da die Eismäntel sublimieren bzw. eine Zerstörung der Staubteilchen stattfindet (Wright & Mitarb. 1983, Bachiller & Gomez-Gonzales 1992).

Zur Untersuchung dieser Häufigkeitsänderung wurde das CS-Molekül ausgesucht, da es aufgrund des großen Dipolmoments zum Nachweis sehr dichter interstellarer Gebiete gut geeignet ist und bei Temperaturen unter 90 K ausfriert. Die Ausgangsniveaus der höheren Übergänge  $5 \rightarrow 4$  und  $7 \rightarrow 6$  von CS werden erst bei kritischen Dichten von  $10^7$  Wasserstoffmoleküle/ $\text{cm}^{-3}$  angeregt. Bei außergewöhnlich guten atmosphärischen Bedingungen läßt sich auch CS  $10 \rightarrow 9$  beobachten. Dieser Übergang weist sogar Gebiete mit Dichten  $> 10^8 \text{ cm}^{-3}$  nach.

Da das CS-Molekül in der Radioastronomie “sehr beliebt” ist, um dichte Wolkenkerne nachzuweisen, besteht die interessante Frage, in wieweit die Häufigkeit dieses Moleküls gegenüber der “normalen”<sup>1</sup> Häufigkeit aufgrund der Sternentstehung verändert wurde. Hinweise für eine erniedrigte CS-Häufigkeit in dichten Scheibengebieten fanden Blake & Mitarb. (1992) um den massearmen jungen Stern HL Tauri. Wiesemeyer & Mitarb. (1997) interpretieren einen deutlichen Unterschied in der Lage der  $\text{C}^{34}\text{S}$ - und Kontinuumemission in NGC 2024 durch Ausfrieren der Moleküle auf Stauboberflächen. Das bedeutet, daß eine starke Wechselwirkung zwischen den Molekülen und den Staubkornoberflächen besteht. Transformation der Moleküle mittels chemischer Reaktionen sowie das Ausfrieren der Moleküle aus der Gasphase sind hier denkbare Prozesse.

Um einen Vergleich zu den “wahren” Wasserstoffdichten am Ort des jungen Sterns zu erhalten, wurden zusätzlich Beobachtungen des Isotops  $\text{C}^{18}\text{O}$  durchgeführt. Dieses Molekül friert erst bei Temperaturen unter 20 K aus. Kartierungen von mehreren Übergängen von CS und mindestens einem Übergang von  $\text{C}^{18}\text{O}$  sollten eine Unterscheidung zwischen chemischen und physikalischen Gradienten in den Gebieten der CS-Emission erbringen.

Es ist darauf hinzuweisen, daß die Beobachtungen mit einem einzelnen Teleskop durchgeführt wurden und nicht mit einem Interferometer. Demzufolge ist es nicht möglich, die kleinen, scheibenähnlichen Strukturen um die jungen Sterne räumlich aufzulösen, sondern es werden nur die dichteren Wolkenteile jeweils gemittelt über die Teleskopkeulengröße herausgefiltert.

Eine entsprechende Studie für massereichere und masseärmere junge stellare Objekte ist in Zusammenarbeit mit einer Wissenschaftlergruppe der Leidener Universität (Niederlande) am James-Clerk-Maxwell-Teleskop (JCMT) auf Hawaii durchgeführt worden. Während dreier Beobachtungsaufenthalte an diesem Teleskop konnten umfangreiche Meßdaten gesammelt werden. Da das Beobachtungsprogramm auf Grund sehr erfolgreicher Messungen am JCMT für zwei Objekte ein umfangreiches Datenmaterial erbrachte, werden im Rahmen dieser Arbeit die Ergebnisse für diese beiden Objekte getrennt in den nächsten Abschnitten dargestellt und diskutiert.

---

<sup>1</sup>Als “normal” wird üblicherweise die Häufigkeit bezeichnet, die in ruhigen, kalten interstellaren Wolken ohne Sternentstehung gemessen wurde.

## 2.2 Auswahl der Objekte

Für eine solche Studie ist es notwendig, junge stellare Objekte auszusuchen, die sich möglichst isoliert in einem dichten Wolkenkern befinden. Isoliert bedeutet hier, daß die ausgewählten Kandidaten nicht Mitglieder dichter Sternhaufen sind, da in diesen Haufen eine starke Durchmischung des umgebenden Materials aufgrund der Sternentstehungsprozesse stattfindet. Außerdem sollte die Entfernung der Kandidaten nicht zu groß sein ( $<1$  kpc), um eine bestmögliche räumliche Auflösung der Messungen zu erzielen. Die ausgewählten Targets sollten weiterhin möglichst nur im Infraroten zu sehen sein und kein optisches Gegenstück besitzen, da das ein Indiz dafür ist, daß die Objekte noch tief im Wolkenkern bzw. einer zirkumstellaren Scheibe/Hülle eingebettet sind. Zusätzlich sollte bereits aus der Literatur zu diesen Objekten bekannt sein, daß sich diese in dichten Wolkenkernen befinden und daß Ausflußaktivitäten vorhanden sind.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Ergebnisse für die beiden massereicheren Objekte NGC 2264 IRS1 und AFGL 490 dargestellt und diskutiert werden<sup>2</sup>.

## 2.3 Das Sternentstehungsgebiet um NGC 2264 IRS1

### 2.3.1 Einleitung

Auf Grund bisheriger Untersuchungen (Allen 1972, Schwartz & Mitarb. 1985, Greene & Mitarb. 1990) war die Quelle IRS1 als ein im infraroten Wellenlängenbereich recht helles und relativ isoliertes, junges stellares Objekt im Sternentstehungsgebiet NGC 2264 bekannt. Die Molekülwolke NGC 2264 mit einer Entfernung von 800 pc gehört zu einem größeren Ring von Sternentstehungsgebieten, dem “Mon OB1 Stellar Loop” (Schwartz, 1987). Verschiedene frühere Untersuchungen dieses Gebiets haben gezeigt, daß IRS1 in einem dichten Molekülwolkenkern eingebettet ist (Schwartz & Mitarb. 1985, Krügel & Mitarb. 1987, Phillips & Mitarb. 1988). Greene & Mitarb. (1990) führten Beobachtungen bei einer Wellenlänge von  $2 \mu\text{m}$  durch und fanden nur eine einzige Infrarotquelle in einem Gebiet von einer Bogenminute um IRS1 bei der Position

$$\text{RA}(1950) = 06^{\text{h}} 38^{\text{m}} 24.9^{\text{s}} \text{ und } \text{Dec}(1950) = 09^{\circ} 32' 29''$$

(Allen 1972, Allen & Mitarb. 1977). Harvey & Mitarb. (1977) bestimmten in dem Wellenlängenbereich 2 bis  $200 \mu\text{m}$  die Leuchtkraft dieses jungen Sterns zu  $\approx 3500 L_{\odot}$ . Diese Leuchtkraft liegt zwischen denen von bekannten, sehr massereichen jungen Sternen wie denen im Orion und der von massearmen Objekten wie z.B. im Taurus. Der Spektraltyp von IRS1 wurde von Schwartz & Mitarb. (1985) zu B 3 bestimmt. Somit ist dieses Objekt ein Stern mittlerer Masse (3 bis  $5 M_{\odot}$ ). Abb. 1 zeigt eine optische Aufnahme des Himmelsgebiets um NGC 2264 IRS1 aus dem *Digitalisierten Palomar Sky Survey*. IRS1 selbst liegt an der Position eines diffusen Nebels nördlich des Konusnebels.

Schwartz & Mitarb. (1985) kartierten das Gebiet um NGC 2264 IRS1 in den Moleküllinienübergängen CO  $J = 1 \rightarrow 0$ , CS  $J = 3 \rightarrow 2$  und NH<sub>3</sub>  $J, K = (1,1) \& (2,2)$  mit Auflösungen zwischen  $50''$  und  $1'.2$ . Auf Grund ihrer Ergebnisse kamen die Autoren zu dem Schluß, daß sich IRS1 in einem Wolkenklumpen gebildet hat, der sich innerhalb eines rotierenden Wolkenrings befindet. Das IRS1-Objekt heizt seine unmittelbare Umgebung auf und ionisiert ein kleines H II-Gebiet. Weiterhin zeigen die CO  $J = 7 \rightarrow 6$ -Messungen von Krügel & Mitarb. (1989), daß sehr dichtes Gas an der Position von IRS1 existieren muß, da ein entsprechend hoher Linienübergang angeregt wird (Energieniveau von  $J = 6$  liegt bei  $116.16$  K), obwohl nur Gastemperaturen zwischen 20 und 30 K abgeleitet wurden. Außerdem deutet die Kombination von  $1.3\text{mm}$ -Beobachtungen von Chini & Mitarb. (1986) und  $3.3\text{mm}$ -Messungen von Schwartz (1980) einen steilen Temperaturgradienten des Staubs in Richtung zu den äußeren Wolkenschichten an. Walker & Mitarb. (1990) bzw. Schwartz (1980) bestimmten den Anteil der Frei-Frei-Emission bei diesen

<sup>2</sup>Beide massereichere Kandidaten sind wahrscheinlich B-Sterne, so daß sie im eigentlichen Sinne mehr zur Gruppe der Sterne mittlerer Masse gehören.

Wellenlängen als verschwindend kleine Größe (bei 1.3 mm:  $S_\nu \leq 0.0007$  Jy und bei 2.9 mm:  $S_\nu \leq 0.00074$  Jy).

In der Literatur zu NGC 2264 IRS1 bestehen recht kontroverse Ansichten über die Existenz eines Molekülausflusses. Bally & Lada (1983) fanden einen Ausfluß mit großen Geschwindigkeiten, der von IRS1 produziert werden soll. Im Gegensatz zu Schwartz & Mitarb. (1985) und Bally & Lada (1983) fanden Krügel & Mitarb. (1987) keinen Hinweis auf eine großräumige Wolkenrotationsbewegung sowie keine Anzeichen für blau- oder rotverschobene Linienemission. Sie interpretierten ihre Messungen in der Weise, daß sich mindestens drei verschiedene, kleinere dichte Wolkenklumpen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in dem großräumigeren Wolkenverband um IRS1 befinden. Phillips & Mampaso (1991) untersuchten dieses Gebiet abermals in einer CO-Linie und fanden klare Hinweise auf Linienflügel. Ihre Kartierung der Linienflügel ließ die Vermutung zu, daß mehrere, deutlich getrennte Emissionsgebiete mit blauverschobener Emission existieren, während sich die rotverschobene Emission nur in einem engbegrenzten Gebiet nahe IRS1 nachweisen läßt.

Weiterhin fanden Haschick & Mitarb. (1990) starke Methanolmaseremission an der Position RA(1950) =  $06^{\text{h}} 38^{\text{m}} 24.9^{\text{s}}$  und Dec(1950) =  $09^\circ 32' 28''$  und Henning & Mitarb. (1992) beschreiben den Nachweis eines H<sub>2</sub>O-Masers auf der Position der IRAS-Quelle 06384+0932 (RA(1950) =  $06^{\text{h}} 38^{\text{m}} 26.2^{\text{s}}$  und Dec(1950) =  $09^\circ 32' 25''$ ). Diese Position ist nahezu identisch mit IRS1.

In dieser Arbeit werden die Beobachtungen von Moleküllinien in dem Wolkenkern um NGC 2264 IRS1 dargestellt. Dieses Gebiet wurde in CS  $J = 7 \rightarrow 6$ ,  $5 \rightarrow 4$ ,  $3 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 1$ , C<sup>18</sup>O  $J = 2 \rightarrow 1$  und einigen Methanolinien  $J = 5_K \rightarrow 4_K$  kartiert. Mit Hilfe dieser Messungen können Informationen über die Dichteverteilung sowie das Geschwindigkeitsfeld erhalten werden. Zusätzlich wurden an verschiedenen Positionen des Wolkenkerns Messungen des Formaldehyd-Moleküls durchgeführt, die hilfreich bei der Abschätzung der Temperatur sind. Die hier diskutierten Messungen wurden mit einer bedeutend kleineren Teleskopkeule durchgeführt als frühere Beobachtungen, die in der Literatur zu finden sind.

Ein weiteres Ziel dieser Studie an NGC 2264 IRS1 ist es, einen Überblick über die Chemie dieses Objekts zu erhalten, da die chemische Zusammensetzung der Wolkenkerne empfindlich vom Entwicklungszustand des jungen Sterns abhängt (Dishoek & Mitarb. 1993). So wurden außer der Kartierung des Wolkenkerns weitere Linienübergänge u.a. in SiO, SO, SO<sub>2</sub> und CH<sub>3</sub>CN auf der Position der IRS1-Quelle gemessen, die für diagnostische Zwecke interessant sind. Mit Hilfe dieser Linienübergänge lassen sich die Häufigkeiten dieser Moleküle bestimmen. Gerade dazu existieren bis jetzt keine systematischen Untersuchungen für Sterne mittlerer Masse. Außerdem liefert diese Studie interessante Vergleichsdaten zu kürzlich durchgeführten Untersuchungen von noch massereicheren Objekten in dem Sternentstehungsgebiet W3 (Wink & Mitarb. 1994, Helmich & Mitarb. 1994), AFGL 2591 (Carr & Mitarb. 1995) und NGC 2024 (Mauersberger & Mitarb. 1992, Wiesemeyer & Mitarb. 1997) sowie zu Wolkenkernen mit massearmer Sternentstehung wie bei den Objekten IRAS 16293–2422 (Mundy & Mitarb. 1992, Blake & Mitarb. 1994, van Dishoek & Mitarb. 1995) und NGC 1333/IRAS 4 (Blake & Mitarb. 1995).

Ergänzende Untersuchungen über die Häufigkeiten der Ionen und des Elektronenanteils im Wolkengas für NGC 2264 IRS1 sind bei de Boisanger & Mitarb. (1996) zu finden. Auf diese Messungen wird in der Arbeit Bezug genommen, da sie in "Teamarbeit" am gleichem Teleskop erhalten wurden.

## 2.3.2 Beobachtungen

### 2.3.2.1 Beobachtungen im nahen Infrarot

Die  $J$ -,  $H$ - und  $K$ -Band-Bilder wurden im Januar 1995 mit der *MAGIC(Black)*-Kamera (Herbst & Mitarb. 1993, Herbst & Rayner 1994) am 2.2m-Teleskop auf dem Calar Alto in Spanien von M. Löwe aufgenommen. Der Strahlungsdetektor war ein *NICMOS3-Array* mit  $256 \times 256$  Pixeln. Das Gesichtsfeld dieser Kamera betrug 163.8 Quadratbogensekunden. Somit beträgt die resultierende Bildauflösung  $0.64''$  pro Pixel. Um die Infrarotbilder zu produzieren, wurden 3 Filter benutzt:  $J$  (1.13–1.37  $\mu\text{m}$ ),  $H$  (1.50–1.80  $\mu\text{m}$ ) und  $K$  (2.00–2.40  $\mu\text{m}$ ). Das  $H$ - und das  $K$ -Bild wurden jeweils aus 4 einzelnen Bildern zu

einem Mosaik zusammengesetzt. Das  $J$ -Mosaik besteht nur aus 2 Einzelbildern. Wiederum ist jedes der Einzelbilder eine Mittelung über einzelne Kameraaufnahmen mit je einer Integrationszeit von 10 Sekunden für  $J$ , 0.2 Sekunden für  $H$  und 0.1 Sekunden für  $K$ . Sechs einzelne Kameraaufnahmen wurden für  $J$  angefertigt sowie 127 Aufnahmen für  $H$  und  $K$ . Die unterschiedliche Belichtungszeit ist durch die Sättigungseigenschaften des Pixel-Arrays gegeben. Für  $K$  ist die kürzeste Belichtungszeit verwendet worden, da IRS1 in  $K$  wesentlich heller als in  $H$  und  $J$  ist. Die Gesamtbelichtungszeiten ergeben sich so zu 3 Minuten in  $J$ , 2.7 Minuten in  $H$  und 50.8 Sekunden in  $K$ .

Um eine Photometrie durchführen zu können, wurden zusätzlich zwei Standardsterne HD 40335 und HD 44612 in allen drei Filterwellenlängen beobachtet. Diese Sterne wurden der Liste von Elias & Mitarb. (1982) entnommen. Hier wurde eine Belichtungszeit von je 0.15 Sekunden für 125 Einzelaufnahmen gewählt, die anschließend zu einem Bild gemittelt wurden. Für jeden Standardstern sind in dieser Weise je vier Bilder in  $J$ ,  $H$  und  $K$  erstellt worden, die letztendlich zu einem einzigen Mosaikbild zusammengesetzt wurden.

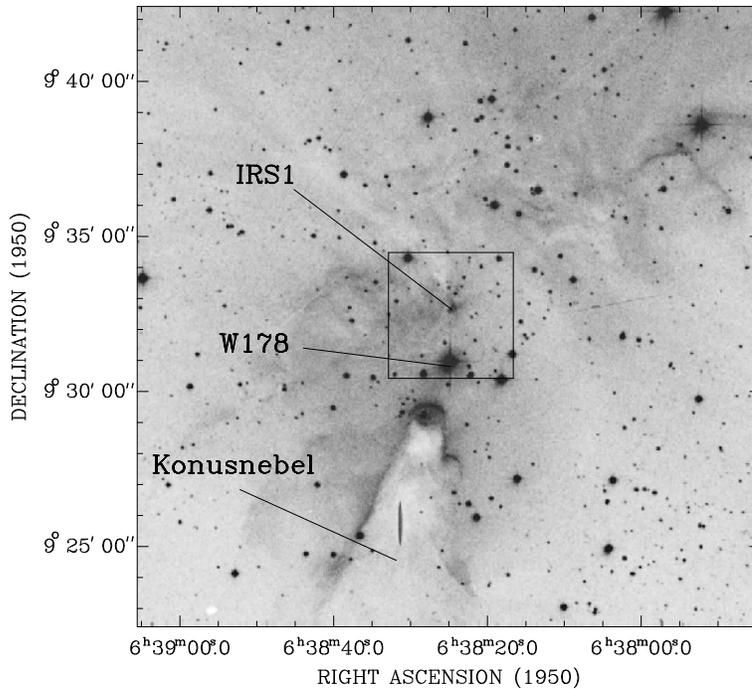


Abbildung 1: Optisches Bild des Gebiets um NGC 2264 IRS1 aus dem *Digitalisierten Palomar Sky Survey*. Das schwarze Viereck in der Bildmitte zeigt den Gebietsausschnitt der Infrarotaufnahmen in Abb. 2. Der markante Nebel im unteren Bildteil ist der Konusnebel.

### 2.3.2.2 Moleküllinienbeobachtungen

#### a) mit James Clerk Maxwell Teleskop:

Das Gebiet um NGC 2264 IRS1 wurde in CS  $J = 5 \rightarrow 4$ , CS  $J = 7 \rightarrow 6$ ,  $C^{18}O J = 2 \rightarrow 1$ , CO  $J = 3 \rightarrow 2$  und einigen Linienübergängen  $J = 5_K \rightarrow 4_K$  von Methanol mit dem *James Clerk Maxwell Telescope* (JCMT) auf dem Mauna Kea auf Hawaii im Februar 1994 kartiert. Außerdem wurden auf der Position von IRS1 verschiedene weitere Linienübergänge gemessen, die in der Tabelle 1 zusammengefasst sind.

Für die Messungen wurden die Empfänger A2 (216–280 GHz), B3i (300–380 GHz), und C2 (450–500 GHz) sowie ein digitales Autokorrelationsspektrometer (DAS) genutzt. Die verwendete Bandbreite des Spektrometers betrug 500 MHz für  $C^{18}O J = 2 \rightarrow 1$  und 250 MHz für die CS-Linienübergänge. Die Zentrierung der Bandpässe erfolgte bei der jeweiligen dopplerverschobenen Linienfrequenz, die einer Geschwindigkeit von  $v_{\text{lsr}} = +8.3 \text{ km s}^{-1}$  bezogen auf das *lokale Ruhesystem* entspricht. Entsprechend der Zahl der verwendeten Kanäle ergibt sich eine Geschwindigkeitsauflösung der Spektren von  $\Delta v_{\text{res}} = 0.14 \text{ km s}^{-1}$  für  $C^{18}O$  und von  $\Delta v_{\text{res}} = 0.2 \text{ km s}^{-1}$  für die CS-Linien. Da die verwendete Empfängertechnik

ein gleichzeitiges Messen in einem oberen und einem unteren Seitenband zuließ, konnten die Linien CS  $J = 7 \rightarrow 6$  bei 342.883 GHz und  $^{12}\text{CO } J = 3 \rightarrow 2$  bei 329.330 GHz zeitsparend in einem einzigen Meßgang kartiert werden. In analoger Weise wurde CS  $J = 5 \rightarrow 4$  mit den weiteren Methanolinien bei 241.9 GHz zusammen gemessen. Außerdem konnte nach CS  $J = 10 \rightarrow 9$  bei 489.751 GHz und dem Isotop  $\text{C}^{34}\text{S } J = 10 \rightarrow 9$  bei 481.916 GHz gleichzeitig gesucht werden.

Die Halbwertsbreite der Teleskophauptkeule betrug  $12''$  für 492 GHz,  $15''$  für 345 GHz und  $21''$  für den 220 GHz-Bereich. Als Teleskophauptkeuleneffizienzen  $\eta_{\text{mb}}$  wurden entsprechend für diese Frequenzen 0.35, 0.45 und 0.53 benutzt. Diese Werte wurden durch Planetenmessungen sowie Messungen von Standardobjekten bestimmt. Die Linienintensitäten wurden mit der *Chopper-Wheel*-Methode (Kutner & Ulich 1981) in Einheiten der Antennentemperatur ( $T_{\text{A}}^*$ ) kalibriert. Die Darstellung der Spektren erfolgt in Einheiten der Strahlungstemperatur, gemittelt über die Teleskophauptkeule:  $T_{\text{mb}} = T_{\text{A}}^*/\eta_{\text{mb}}$ . Die Positionierungsgenauigkeit des Teleskops wurde alle zwei bis drei Stunden mit Hilfe der starken Radiokontinuumsquelle OMC 1<sup>3</sup> überprüft. Die Abweichungen waren kleiner als  $5''$ .

Die Kartierungsbeobachtungen wurden im *Position-Switch-Mode* durchgeführt. Als OFF-Position wurde eine Position  $20'$  östlich von NGC 2264 IRS1 für die  $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 \rightarrow 1$  Linien gewählt sowie  $10'$  östlich für die CS-Linien. Die unterschiedlich gewählten OFF-Positionen resultieren aus den allgemein bekannten unterschiedlichen Häufigkeiten der Moleküle und der daraus zu schlussfolgernden Wolkenausdehnung in einer bestimmten Linie. Die Kartierung in CS  $J = 7 \rightarrow 6$  erfolgte an Positionen, die eine halbe Teleskopkeule ( $7.5''$ ) weit entfernt waren, während alle 220GHz-Kartierungen an Positionen im Abstand von  $15''$  erfolgten. Für alle drei Kartierungsmessungen wurde eine Gesamtintegrationszeit von 4 Minuten verwendet. Daraus folgt ein  $1\sigma$ -Rauschenwert von 0.8 K pro Kanal bei 220–240 GHz, 0.3 K pro Kanal bei 330–345 GHz und 1.22 K bei 480–500 GHz. Alle weiteren Moleküllinienübergänge wurden im *Position-Switch-Mode* mit einer OFF-Position  $10'$  östlich von IRS1 bzw. im *Beam-Switch-Mode* mit  $3'$  in Azimut gemessen.

b) mit dem IRAM-30m-Teleskop:

Um umfangreichere Informationen über die Anregung des CS-Moleküls in diesem Himmelsgebiet zu erhalten, wurden zusätzliche Beobachtungen der unteren Linienübergänge mit dem 30m-Teleskop des *Institut de Radio Astronomie Millimétrique* (IRAM) auf dem Pico Veleta in Spanien im Mai und Oktober 1995 durchgeführt. Die Kartierung des Gebiets um IRS1 erfolgte in den Linien CS  $J = 2 \rightarrow 1$  und CS  $J = 3 \rightarrow 2$  im Keulenabstand von  $7.5''$  im inneren Bereich und in  $15''$  Schritten im äußeren Kartenteil. Zusätzlich wurde noch einmal  $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 \rightarrow 1$  gemessen, hier aber mit einer bedeutend besseren räumlichen Auflösung. Die Keulenhilfsbreite betrug  $25''$  bei 95.981 GHz,  $17''$  bei 146.969 GHz und  $11''$  bei 219.560 GHz. Die verwendeten Hauptkeuleneffizienzen sind hier entsprechend 0.72, 0.55 und 0.41 (*IRAM Newsletter, Nr. 18, 1994*) für die drei Frequenzbereiche. Für die Linienmessungen stand ein 3mm-SIS-Empfänger bei 86.2 GHz, ein 2mm-Empfänger bei 147 GHz und ein 1.3mm-Heterodynempfänger bei 230 GHz zur Verfügung. Als Spektrometer kam ein Autokorrelator zur Anwendung, der in 3 separate Bänder — mit einer Auflösung von 40 kHz für die CS-Linien und 80 kHz für  $\text{C}^{18}\text{O}$  — aufgeteilt wurde.

Außerdem wurden ebenfalls die *Chopper-Wheel*-Methode zur Kalibration sowie die *Position-Switch*-Meßmethode an diesem Teleskop genutzt. Für die unteren CS-Übergänge erfüllte eine OFF-Position  $30'$  östlich von IRS1 die gewünschten Anforderungen. Eine Überprüfung der Positionierungsgenauigkeit erfolgte alle 1.5 Stunden in Abhängigkeit von den Wetterbedingungen und der Elevation. Im Mai 1995 war die Positionierungsgenauigkeit besser als  $3''$ . Dagegen erschwerten ungünstige Wetterbedingungen die Überprüfung der Positionierungsgenauigkeit im Oktober 1995. Der Fehler sollte aber kleiner als  $10''$  sein. Aus diesem Grund wurden im Oktober 1995 nur auf der  $[0,0]$ -Position und wenigen ausgewählten

<sup>3</sup>Für die verwendeten JCMT-Teleskopkeulen lassen sich die Radiokontinuumsquellen I(IRc2) und n nicht trennen (siehe Kapitel 3). Als Positionierungskoordinaten werden  $\text{RA}(1950) = 05^{\text{h}} 32^{\text{m}} 46.9^{\text{s}}$  und  $\text{Dec}(1950) = -5^{\circ} 24' 25.8''$  genutzt, die etwa der Mitte der "herzförmigen" Wolkenklumpenverteilung des Molekülwolkenkerns OMC 1 = *Orion Molecular Cloud 1* entsprechen.

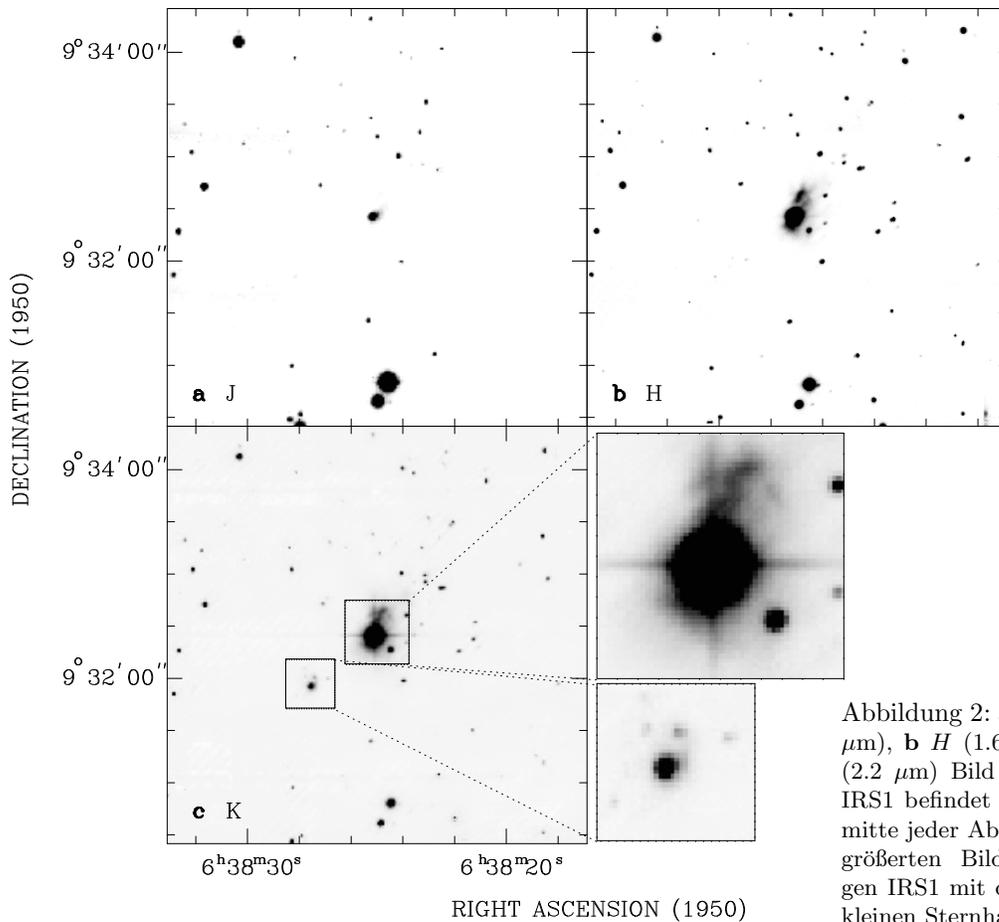
Positionen um IRS1 weitere Linienübergänge der Moleküle  $\text{H}_2\text{CO}$ ,  $\text{SiO}$  und  $\text{CH}_3\text{CN}$  gemessen.

### 2.3.3 Karten

#### 2.3.3.1 Karten im nahen Infrarot

Abb. 2 zeigt die Infrarotbilder in den  $J$ -,  $H$ - und  $K$ -Bändern, bei denen die Himmelshintergrundhelligkeit abgezogen wurde. Das Bild in  $J$  wurde nicht komplett mit allen 4 einzelnen Mosaikbildern aufgenommen. Deshalb fehlt der rechte Bildrandstreifen. Das  $H$ - und  $K$ -Bild umfassen einen Himmelsausschnitt von  $2 \times 2$  Quadratbogenminuten. Das Viereck in der Mitte des optischen Bildes (Abb. 1) dient der besseren Orientierung und stellt den Bereich dar, der von den Infrarotbildern erfasst wird. IRS1 befindet sich jeweils in der Bildmitte der Abb. 2a-c. Der helle optische Stern W 178 befindet sich nahe der unteren Bildkante.

Ein wesentliches Ergebnis dieser Aufnahmen ist, daß IRS1 eine jetartige Verlängerung in nördliche Richtung zeigt. Dieser Jet ist nahezu bei allen drei Wellenlängen zu sehen. In  $J$  ist er sehr schwach und nur im  $2\sigma$ -Rauschen des Bildes zu finden. Interessant ist, daß dieser Jet eine spiralförmige Struktur aufzuweisen scheint (vergrößerter Bildausschnitt in Abb. 2), da besonders in der  $K$ -Aufnahme die "Knicke" des Jets deutlich hervortreten.



Ein weiteres interessantes Ergebnis ist, daß ein kleiner Sternhaufen auf der südöstlichen Seite von IRS1 fast ausschließlich nur in  $K$  zu sehen ist, aber sonst in keiner weiteren Aufnahme klar hervortritt. Das bedeutet, daß dieser kleine Sternhaufen möglicherweise noch jünger als IRS1 ist und noch viel tiefer in Staub eingehüllt sein muß als IRS1. IRS1 selbst scheint ebenfalls von weiteren, massearmen Sternen umgeben zu sein, die ebenfalls nur in  $H$  und  $K$  zu sehen sind.

### 2.3.3.2 Photometrie

Um zu untersuchen, ob die Sterne, die in den  $J$ -,  $H$ - und  $K$ -Aufnahmen zu sehen sind, junge Sterne sind, die noch in dichten Staubhüllen sitzen, oder nur verrötete Hauptreihensterne sind, wurde ein Zwei-Farben-Diagramm erstellt. Das Ergebnis zeigt Abb. 3a. Für die Quellenbestimmung sowie die Photometrie wurde das Munich Image Data Analysis System (MIDAS) sowie die Routine DAOPHOT II verwendet. Die Photometrie wurde an den 4 Einzelbildern in  $H$  und  $K$  sowie an den 2 Bildern in  $J$  durchgeführt. Für alle Sterne, die von der DAOPHOT-Routine mit Hilfe einer Punktquellenfunktion gefunden wurden, konnten die Helligkeiten bestimmt werden. In den Überlappungsbereichen der Einzelbilder erfolgte ein Vergleich der ermittelten Helligkeitswerte. Die statistischen photometrischen Fehler liegen bei  $\leq 0.2$  mag für  $J$ ,  $\leq 0.15$  mag für  $H$  und  $\leq 0.08$  mag für  $K$ . Eine photometrische Kalibration wurde mit Hilfe der hellen Standardsterne HD 40335 und HD 44612 durchgeführt. Da für diese Sterne die absoluten Helligkeitsgrößen in  $J$ ,  $H$ , und  $K$  bei Elias & Mitarb. 1982 angegeben sind, kann mit Hilfe dieser Werte die photometrische Skala für die NGC 2264-Beobachtungen festgelegt werden. Für einige sehr helle Sterne, u.a. auch für IRS1, war es nicht möglich, eine Photometrie durchzuführen, da sie von der DAOPHOT-Routine nicht als Sterne erkannt wurden. Die Intensitäten dieser Sterne liegen bereits im Sättigungsbereich der MAGIC-Kamera.

In Abb. 3a ist  $(J-K)$  über  $(H-K)$  für alle Sterne, für die Helligkeiten in allen drei Filterwellenlängen bestimmt werden konnte, aufgetragen. Da in  $J$  nur ca. die Hälfte der Himmelsfläche als in  $H$  und  $K$  aufgenommen wurde und außerdem hinzukommt, daß die meisten Sterne in  $K$  und die wenigsten in  $J$  zu sehen sind, bleiben von insgesamt ca. 120 Sternen in  $K$  nur noch 28 Sterne mit bestimmten  $J$ -,  $H$ - und  $K$ -Helligkeiten übrig. Außerdem fehlen gerade die interessantesten Kandidaten des kleinen Sternhaufens in dem Zwei-Farben-Diagramm, da für die meisten Mitglieder nur  $K$ - und noch für einige  $H$ -Helligkeiten bestimmbar waren. Nur für einen einzigen Stern des Haufens, in Abb. 3a mit einem Viereck gekennzeichnet, war es möglich, alle drei Helligkeiten zu bestimmen. Dieser Stern befindet sich aber am Rande der Sterngruppe, die in  $K$  zu sehen ist. Eine Photometrie bei längeren Wellenlängen wäre für diesen Sternhaufen noch interessanter, da diese Objekte gute Kandidaten für eine sehr frühe stellare Entwicklungsstufe sind.

Um das Ergebnis in Abb. 3a besser einordnen zu können, sind außerdem in das Zwei-Farben-Diagramm die Lage der Hauptreihensterne ohne Vordergrundextinktion nach Bessel & Brett (1988) sowie die Verrötungsvektoren für einen B8- und einen M0-Stern eingezeichnet. Dabei wird ein Standardverhältnis der intrinsischen Verrötungen von  $E(J-H)/E(H-K) = 1.6$  (Mathis 1990) angenommen. Die Kreuze (+) bezeichnen die Veränderung der Lage der Hauptreihensterne mit zusätzlicher visueller Extinktion mit  $A_V = 5, 10, 15, 20, 25$  und  $30$  mag, wenn die Beziehungen zwischen  $A_V$  und  $E(H-K)$  von Bessel & Brett (1988) verwendet werden.

Ein Vergleich des hier gezeigten Zwei-Farben-Diagramms mit dem Ergebnis der Untersuchung eines ausgedehnten Himmelsabschnitts ( $20' \times 40'$ ) des jungen Sternhaufens in NGC 2264 in  $J$ ,  $H$  und  $K$  von Lada & Mitarb. (1993) sowie mit den Ergebnissen der Modellierung des Farbexzesses von jungen Sternen mit zirkumstellaren Staubscheiben von Lada & Adams (1992) zeigt, daß die meisten Sterne in der unmittelbaren Umgebung von IRS1 (mit einem Kreuz ( $\times$ ) in Abb. 3a markiert) vergleichbare Infrarotfarben aufweisen, wie T Tauri-Sterne und Herbig-Ae/Be-Sterne (vergleiche dazu Abb. 3b-c). Deshalb läßt sich schlußfolgern, daß die Sterne in Abb. 3a, welche auf der rechten Seite des Rötungsbands für normale stellare Photosphären liegen, junge stellare Objekte darstellen, die von dichter zirkumstellarer Materie umgeben sind.

Für alle weiteren Sterne, welche sich weiter weg von IRS1 (in der Projektion) befinden, ist die Situation nicht mehr so eindeutig. Bereits Lada & Mitarb. (1993) diskutierten den Effekt, daß man nicht eindeutig zwischen Sternen mit zirkumstellaren Scheiben und einem Spektraltyp zwischen K0 und M5 — und — durch die interstellare Extinktion verröteten Hauptreihensternen der Spektralklassen zwischen A0 und K0, unterscheiden kann, weil beide Gruppen in dem gleichen Gebiet des Zwei-Farben-

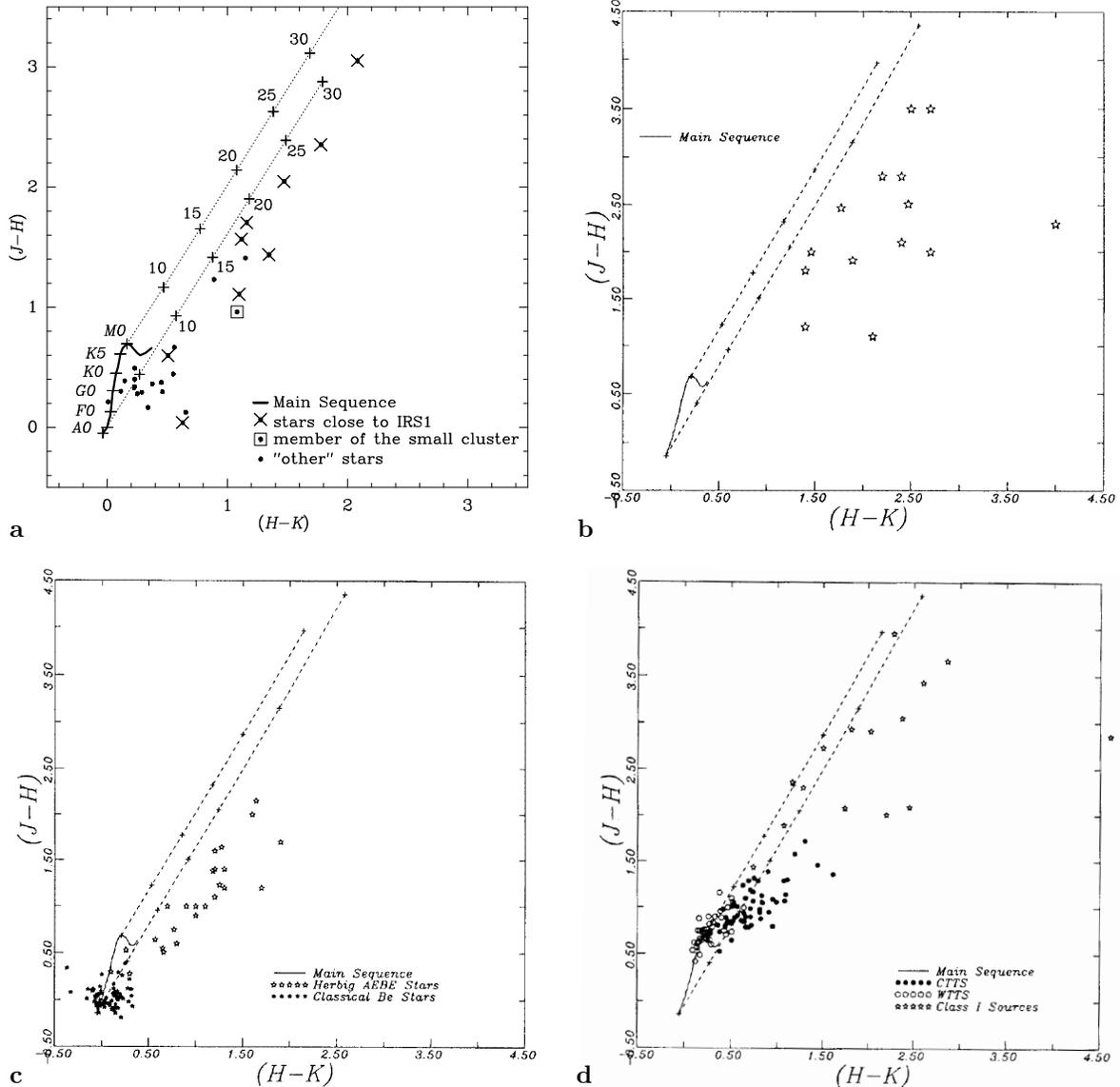


Abbildung 3: **a-d**. Zwei-Farben-Diagramme. Die durchgezogene, dicke Kurve links unten in jeder Abbildung zeigt die Lage der Hauptreihensterne ohne Vordergrundextinktion (Bessel & Brett, 1988). Die zwei gestrichelten Linien stellen den Verrötungsvektor dar. Dabei bezeichnen die Kreuze (+), wie ein Hauptreihenstern bei 5, 10, 15, 20, 25 und 30 mag der visuellen Extinktion im Diagramm seine Lage verändern würde. **a** Das Zwei-Farben-Diagramm für Sterne um NGC 2264 IRS1, das mit Hilfe der  $J$ -,  $H$ - und  $K$ -Aufnahmen erstellt wurde. Alle Sterne, die sich unmittelbar um IRS1 auf den Aufnahmen gruppieren, sind mit einem Kreuz ( $\times$ ) gekennzeichnet. Das einzige Mitglied des kleinen Sternhaufens, für das Helligkeiten in allen drei Farbbändern ermittelt werden konnte, ist mit einem Viereck markiert. Die Lage aller weiteren Sterne im Zwei-Farben-Diagramm wurden mit Punkten ( $\bullet$ ) versehen. **b** Zwei-Farben-Diagramm für leuchtkräftige, sehr junge stellare Modellobjekte (entnommen aus Lada & Adams, 1992). **c** Zwei-Farben-Diagramm für Modellobjekte (entnommen aus Lada & Adams, 1992), die Herbig-Ae/Be-Sternen und klassischen Be-Sternen entsprechen. **d** Zwei-Farben-Diagramm (entnommen aus Lada & Adams, 1992) für massearme junge stellare Objekte. *Class I Sources* sind sehr junge Objekte nach einer Definition bei Lada (1988). *CTTS* sind klassische T Tauri-Sterne und *WTTS* sind T Tauri-Sterne mit schwachen Emissionslinien im Spektrum.

Diagramms zu finden sind. Da nicht ausschließbar ist, daß einige der photometrierten Sterne verrötete Feldsterne sind, kann angenommen werden, daß unter den Sternen, die sich in dem entsprechenden Diagrammbereich rechts unter der nicht verröteten Hauptreihe befinden, Mitglieder aus beiden Gruppen zu finden sind. Andererseits ist die Lage einer ganzen Anzahl von “weiteren” Sternen im Diagramm, die rechts neben dem Verrötungsband liegen, gut mit Hilfe einfacher Scheibenmodelle, wie sie bei Lada & Mitarb. (1993) und Lada & Adams (1992) gezeigt und diskutiert werden, erklärbar. Eine ausführlichere Diskussion der Strahlung von Scheiben ist bei Menshchikov & Henning (1997) zu finden.

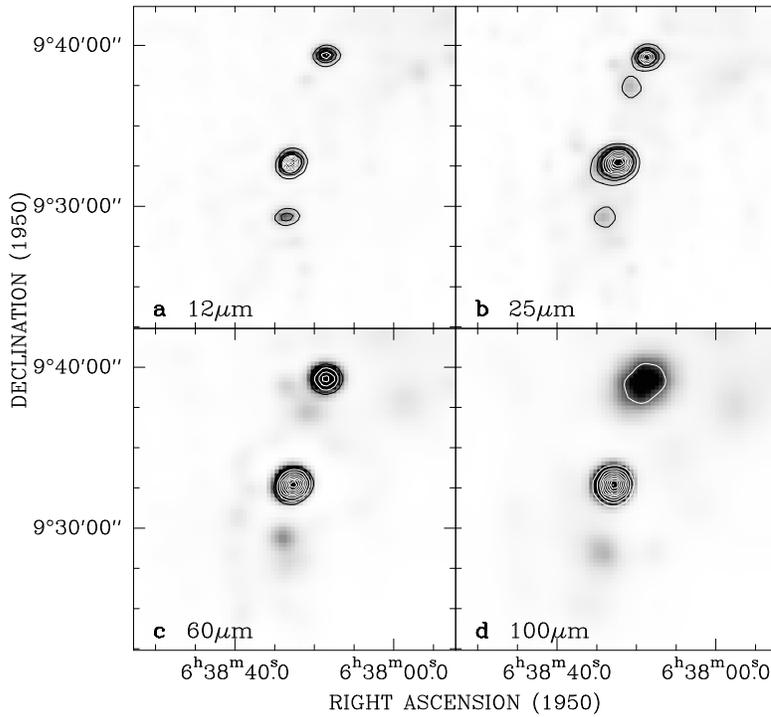


Abbildung 4: **a-d**. Infrarotbilder bei 12, 25, 60 und 100  $\mu\text{m}$ , die mit Hilfe der Maximum-Entropie-Methode (Groningen IRAS Software Telescope, Assendorp & Mitarb. 1995) erhalten wurden. IRS1 sitzt jeweils in der Bildmitte. Die Konturlinien geben 10 bis 90% der maximalen Bildintensität an: **a** 12 $\mu\text{m}$ -Band: Max. = 203.5 MJy sr<sup>-1</sup>, **b** 25 $\mu\text{m}$ -Band: Max. = 270.3 MJy sr<sup>-1</sup>, **c** 60 $\mu\text{m}$ -Band: Max. = 3445.2 MJy sr<sup>-1</sup>, **d** 100 $\mu\text{m}$ -Band: Max. = 7545.9 MJy sr<sup>-1</sup>.

### 2.3.3.3 Karten im mittleren und fernen Infrarot

Mit Hilfe der Maximum-Entropie-Methode (Groningen IRAS Software Telescope, Assendorp & Mitarb. 1995<sup>4</sup>) wurden aus den Infrarotrohdaten des IRAS-Satelliten hochaufgelöste Bilder in den vier Wellenlängen 12, 25, 60 und 100  $\mu\text{m}$  hergestellt. Diese Bilder umfassen ungefähr den gleichen Himmelsausschnitt wie die optische Aufnahme in Abb. 1 zeigt. Ziel war es hier, die großräumige Umgebung um IRS1 zu untersuchen sowie nach Feinstrukturen in der Umgebung von IRS1 bei längeren Wellenlängen zu suchen. Abb. 4 zeigt die Ergebnisse in den vier Wellenlängen. IRS1 befindet sich jeweils in der Bildmitte. Die erhaltenen Bilder lösen die Strukturen der warmen Staubhüllen von IRS1 und dem kleinen Sternhaufen räumlich nicht auf. Die Bilder zeigen nur ein Flußmaximum in der Nähe von IRS1. Dieses Maximum befindet sich an der Stelle der IRAS-Punktquelle 06384+0932, die mit IRS1 identisch ist. Die nördlichere Infrarotquelle auf den vier HIRAS-Bildern zeigt die Position von NGC 2264 IRS2 (IRAS 06382+0939) — wahrscheinlich ebenfalls ein junger Stern, nur nicht so massereich wie IRS1. Diese Quelle ist eingebettet in einen nördlicheren Molekülwolkenteil von NGC 2264 (Schwartz & Mitarb. 1985, Castelaz & Grasdalen 1988, Mendoza & Mitarb. 1990) mit etwas niedrigerer Dichte (gemittelt über eine 40"-große Teleskophauptkeule). Die südlichere Infrarotquelle auf den Bildern korrespondiert mit der “nördlichsten” Spitze des Konusnebels, der gut in Abb. 1 zu sehen ist.

<sup>4</sup>Um die IRAS-Daten zu erhalten, wurde der *IRAS data base server* der *Space Research Organisation of the Netherlands (SRON)* and the *Dutch Expertise Centre for Astronomical Data Processing* funded by the *Netherlands Organisation for Scientific Research (NWO)* genutzt. Dieses *IRAS data base server* Projekt ist ebenfalls durch die *Air Force Office of Scientific Research*, grants *AFOSR 86-0140* und *AFOSR 89-0320*, gefördert worden.

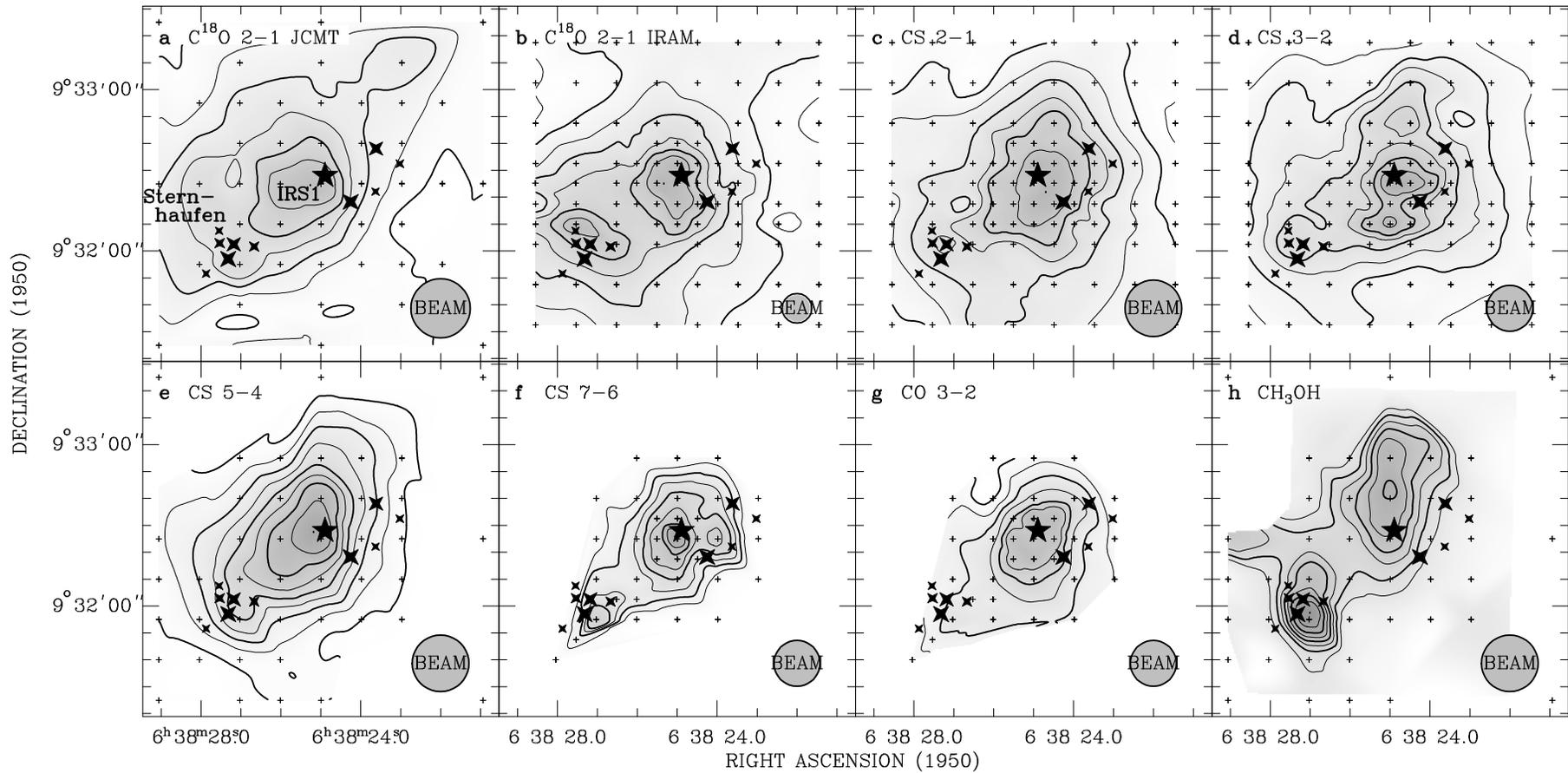


Abbildung 5: a-h. Karten der integrierten Emission folgender Linienübergänge: a  $C^{18}O$   $2\rightarrow 1$  im Geschwindigkeitsbereich:  $+4.5$  bis  $+11$   $\text{km s}^{-1}$  gemessen mit dem JCMT (max. integrierte Intensität =  $24.0$   $\text{K km s}^{-1}$ ); b  $C^{18}O$   $2\rightarrow 1$  im Geschwindigkeitsbereich:  $+5$  bis  $+11$   $\text{km s}^{-1}$  gemessen mit IRAM (max. integrierte Intensität =  $31.3$   $\text{K km s}^{-1}$ ); c  $CS$   $2\rightarrow 1$  im Geschwindigkeitsbereich:  $+5$  bis  $+11$   $\text{km s}^{-1}$  (max. integrierte Intensität  $46.8$   $\text{K km s}^{-1}$ ); d  $CS$   $3\rightarrow 2$  im Geschwindigkeitsbereich:  $+5$  bis  $+11$   $\text{km s}^{-1}$  (max. integrierte Intensität =  $48.8$   $\text{K km s}^{-1}$ ); e  $CS$   $5\rightarrow 4$  im Geschwindigkeitsbereich:  $+3$  bis  $+14$   $\text{km s}^{-1}$  (max. integrierte Intensität =  $29.0$   $\text{K km s}^{-1}$ ); f  $CS$   $7\rightarrow 6$  im Geschwindigkeitsbereich:  $+5$  bis  $+11.5$   $\text{km s}^{-1}$  (max. integrierte Intensität =  $20.8$   $\text{K km s}^{-1}$ ); g  $CO$   $3\rightarrow 2$  im Geschwindigkeitsbereich:  $+5$  bis  $+25$   $\text{km s}^{-1}$  (max. integrierte Intensität =  $305.6$   $\text{K km s}^{-1}$ ); h  $CH_3OH$   $J = 5_2 \rightarrow 4_2$  E1 und  $J = 5_{-2} \rightarrow 4_{-2}$  E2 (max. integrierte Intensität =  $2.8$   $\text{K km s}^{-1}$ ), eng benachbarte Linien – nicht trennbar. Die Konturen sind 30 bis 90% der jeweiligen max. integrierte Intensität in Schritten von 10%. Die kleinen Kreuze kennzeichnen die Meßpunkte. Die Positionen der eingebetteten, jungen Sterne, die in  $K$  gefunden wurden, sind durch 4-zackige Sterne markiert. IRS1 ist durch einen 5-zackigen Stern in den Bildmitten gekennzeichnet. Die jeweilige Halbwertsbreite der Teleskophauptkeule ist mit einer *BEAM*-Kreisfläche dargestellt.

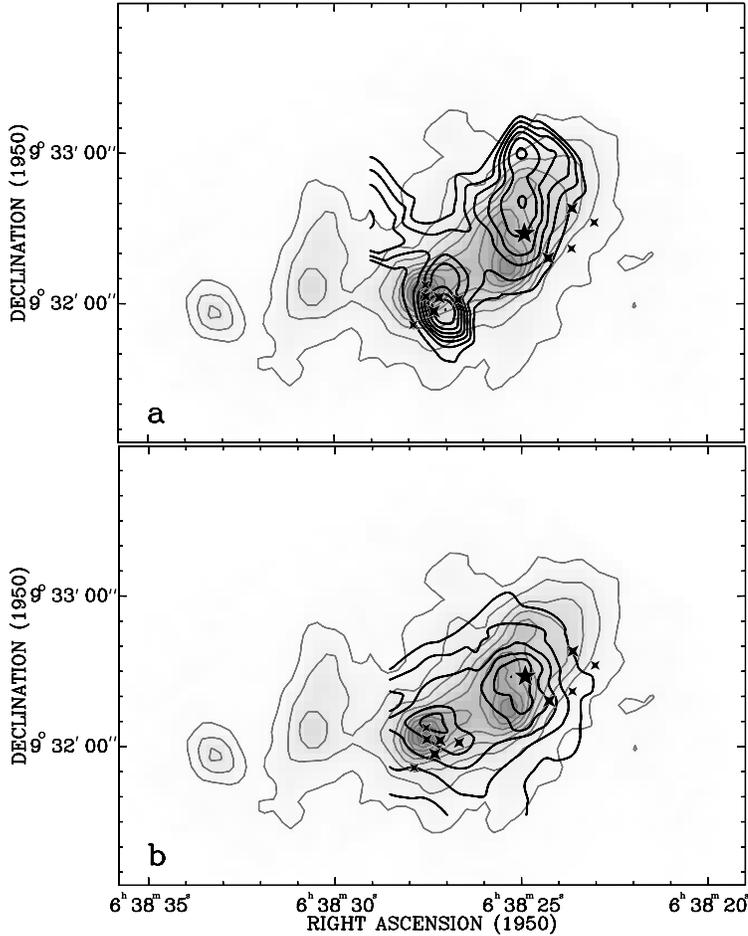


Abbildung 6: Überlagerung der  $1300\mu\text{m}$ -Kontinuumskarte von Ward-Thompson & Mitarb. (1997) (Graustufenbild mit gestrichelten Konturlinien) mit **a** der Konturlinienkarte der Methanolinie (Abb. 5h) und **b** der Konturlinienkarte der  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Linie (Abb. 5b). Die Konturlinien zeigen jeweils 10 bis 90% des Intensitätsmaximums. Die Positionen der Sterne im  $K$ -Bild sind durch schwarze Sterne markiert.

### 2.3.4 Ergebnisse der Linienbeobachtungen

#### 2.3.4.1 Karten der Moleküllinien

Abb. 5a–h zeigen die Ergebnisse der Linienkartierungen, in denen jeweils die gesamtintegrierte Linienintensität über den Himmelskoordinaten dargestellt ist. Alle Karten sind für den gleichen Himmelsausschnitt angegeben, da so ein besserer Vergleich der kartierten Himmelsfläche in den verschiedenen Linienübergängen möglich ist. Auf diese Weise wird deutlich, daß die Linien von höher angeregten Niveaus in einem kleineren Gebiet um IRS1 gemessen wurden. Die zentrale Kartenposition  $[0,0]$  entspricht den Koordinaten

$$\text{RA}(1950) = 06^{\text{h}} 38^{\text{m}} 25^{\text{s}}, \text{Dec}(1950) = 09^{\circ} 32' 25''.$$

Die kleinen Kreuze in den Karten markieren die Meßpunkte. Die äußeren Kartenbereiche wurden nicht vollständig mit Meßpunkten überdeckt, da nur eine begrenzte Meßzeit zur Verfügung stand. Deshalb wurde im wesentlichen der innere Wolkenteil  $40'' \times 40''$  um IRS1 mit Meßpunkten vollständig (halber Teleskopkeulenabstand) abgerastert. In allen Karten liegt das Emissionsmaximum an der Stelle von IRS1.

Abb. 5a und b zeigen die Konturlinienkarten der gesamtintegrierten Linienintensität für die  $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 \rightarrow 1$ -Messungen, einmal für das JCMT und einmal für das IRAM-Teleskop. In beiden Karten liegt IRS1 in einen langgestreckten Wolkenklumpen eingebettet. Außerdem scheint ein recht steiler Abfall der  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Emission in südwestliche Richtung von IRS1 vorzuliegen. Ähnliche  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Kartierungsergebnisse zeigen die Arbeiten von Phillips & Mitarb. (1988) und Phillips & Mampaso (1991). Die unteren CS-Übergänge  $J = 2 \rightarrow 1$  und  $J = 3 \rightarrow 2$  (Abb. 5c und d) sowie  $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 \rightarrow 1$  von IRAM zeigen deutlich einen zweiten Wolkenklumpen an der Position des kleinen Sternhaufens auf der südöstlichen Seite von IRS1.

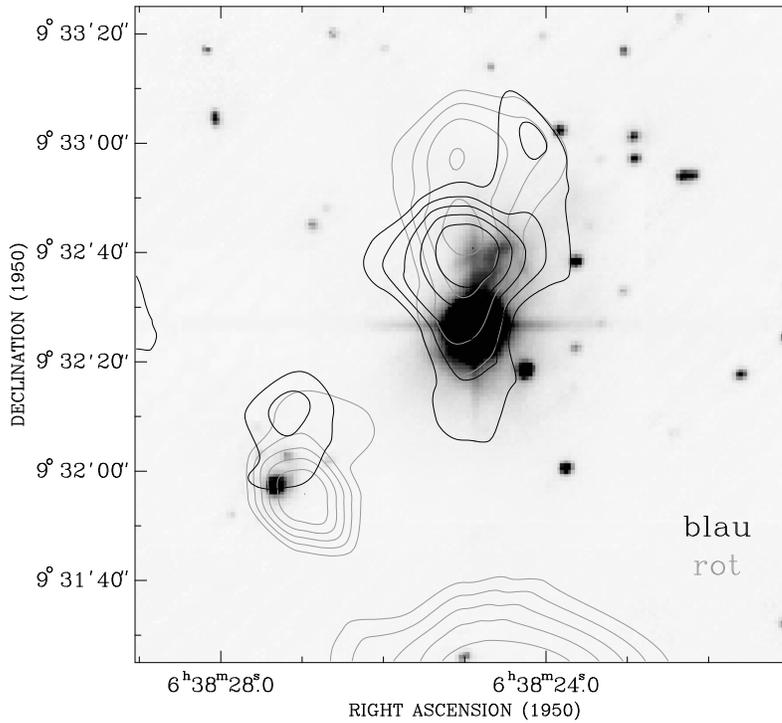


Abbildung 7: Überlagerung der Konturlinienkarten der rot- und blauverschobenen CS  $J = 5 \rightarrow 4$  -Linienemission mit der  $K$ -Aufnahme. Die Konturen entsprechen 50 bis 90% des jeweiligen integrierten Emissionsmaximums (rot:  $11.3 < v_{\text{lsr}} < 16.6$   $\text{km s}^{-1}$ ; Maximumwert =  $3.06$   $\text{K km s}^{-1}$ , blau:  $-0.51 < v_{\text{lsr}} < 5.2$   $\text{km s}^{-1}$ ; Maximumwert =  $3.13$   $\text{K km s}^{-1}$ ) in 10%-Schritten.

Die CS  $J = 5 \rightarrow 4$  -Karte (Abb. 5e) zeigt ebenfalls eine langgestrecktere Wolkenstruktur, wie sie in den  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Karten bereits angedeutet ist. Dieses Ergebnis stimmt gut mit den CS-Messungen von Schwartz & Mitarb. (1985) überein. Das Kartierungsergebnis der CS  $J = 7 \rightarrow 6$  -Linie ist in Abb. 5f dargestellt. Diese Linie wurde nur in der unmittelbaren Umgebung von IRS1 kartiert und zeigt deutlich, daß IRS1 in einem sehr kompakten Wolkenkern eingebettet ist. Die Existenz des zweiten Intensitätsmaximums westlich von IRS1 wurde durch wiederholte Messungen überprüft. Um die Dichte auch an der Position des kleinen Sternhaufens zu bestimmen, wurde zusätzlich an einigen weiteren Positionen in diese Richtung CS  $J = 7 \rightarrow 6$  gemessen (siehe Abb. 5f). Aus Zeitgründen konnte dieses Gebiet nicht vollständig mit Meßpunkten überdeckt werden.

Die CO  $J = 3 \rightarrow 2$  -Karte ist der Vollständigkeit wegen in Abb. 5g mit dargestellt worden. Die Intensitätsverteilung der gesamtintegrierten Emission sollte aber mit Vorsicht betrachtet werden, da die Spektrallinien tiefe Absorption aufweisen und somit die integrierte Intensität an verschiedenen Meßpunkten unterschiedlich verkleinern, so daß die Intensitätsverteilung kein wahres Abbild der Wolkenstruktur ergibt.

Besonders interessant ist dagegen das Kartierungsergebnis der Methanollinien. In Abb. 5h ist nur das Ergebnis der überlagerten  $\text{CH}_3\text{OH}$ -Linien  $J = 5_{2 \rightarrow 4_2}$  E1 und  $J = 5_{-2 \rightarrow 4_{-2}}$  E2 dargestellt, das nahezu identisch mit dem der  $\text{CH}_3\text{OH}$   $J = 5_{1 \rightarrow 4_1}$  E1 -Linie ist. Abb. 5h zeigt eine deutlich andere Wolkenstruktur als die restlichen kartierten Moleküllinien. In Methanol werden ganz klar zwei getrennte, dichte Wolkenklumpen abgebildet. Diese Klumpen befinden sich an den jeweiligen Positionen von IRS1 und dem kleinen Sternhaufen. Ebenfalls fällt deutlich die Verschiebung des "IRS1"-Klumpens von der eigentlichen Quellenposition in nördliche Richtung auf. Möglicherweise werden hier nur die dichtesten Teile der Molekülausflüsse nachgewiesen (siehe Abschnitt 2.3.4.2).

Eine Bestätigung für den in den Gaslinien gefundenen zweiten Wolkenklumpen sind die bis jetzt noch nicht veröffentlichten Kontinuumskarten von Ward-Thompson & Mitarb. (1996). Abb. 6 zeigt eine Überlagerung der  $1300\mu\text{m}$ -Kontinuumskarte, die mir freundlicherweise von Dr. R. Zylka vom MPIfR in Bonn überlassen wurde, mit a) der Konturlinienkarte der Methanollinie und b) der Konturlinienkarte der  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Linie. Dabei wird deutlich, daß die Methanolklumpen nicht exakt auf der Position der Staub-

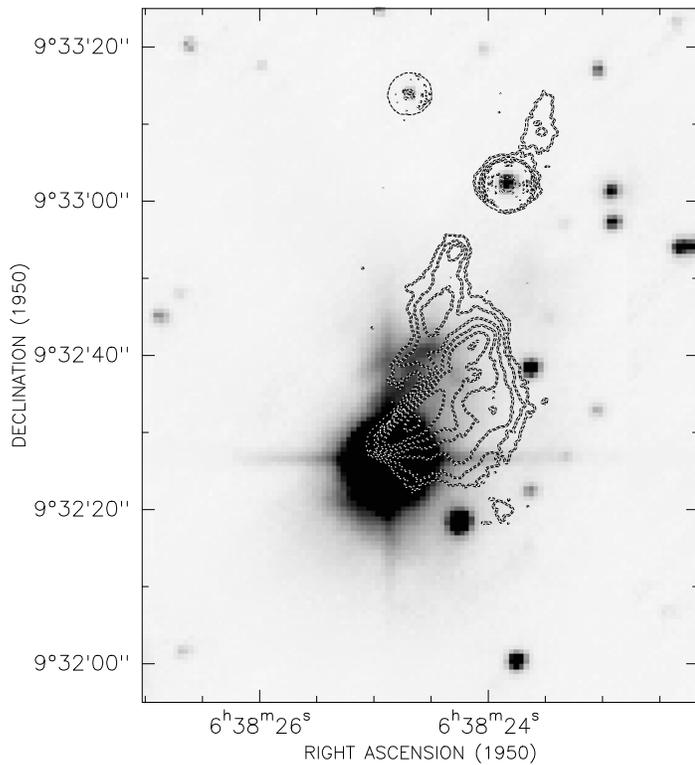


Abbildung 8: Überlagerung des  $K$ -Bildes (Graustufenbild) mit der  $R$ -Band-Aufnahme von Scarrott & Warren-Smith (1989, weiß-schwarz-gestrichelte Konturlinien).

klumpen zu finden sind. Dagegen passen die Positionen der  $C^{18}O$ -Klumpen und der des Staubs gut zueinander.

#### 2.3.4.2 Moleküllinienausflüsse

Die gemessenen Spektren wurden auf Linienflügel hin untersucht. Die CS  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $J = 2 \rightarrow 1$  sowie die CO  $J = 3 \rightarrow 2$  -Spektren besitzen deutliche Linienflügel. Besonders interessant ist, daß die CS  $J = 5 \rightarrow 4$  -Linie ebenfalls deutlich von einem Gaußprofil abweichende Linienflügel aufweist. Prinzipiell zeigen alle Kanalkarten der Linienflügel das gleiche Ergebnis, das dem von Phillips & Mitarb. (1988) und Phillips & Mampaso (1991) ähnlich ist. Da die CS  $J = 5 \rightarrow 4$  -Linie aber nur für die innersten, dichten Teile der Molekülflüsse "empfindlich" ist, ist hier eine gute räumliche Auflösung der rot- und blauverschobenen Emissionsanteile möglich. Diese sind in Abb. 7 überlagert mit dem  $K$ -Bild dargestellt. Ein wichtiges Ergebnis ist hierbei, daß innerhalb des kartierten Himmelsgebiets zwei separate, bipolare Molekülausflußsysteme gefunden wurden. Dabei wird ein Ausfluß von IRS1 produziert, während ein zweiter bei dem kleinen Sternhaufen zentriert ist.

Auf Grund der Lage der rot- und blauverschobenen Emissionsgebiete in der Himmelsebene scheint die Orientierung des bipolaren Ausflusses von IRS1 entlang unseres Sichtstrahls zu sein. Das würde bedeuten, daß wir bei IRS1 nahezu auf den Pol schauen. Andererseits erscheint der Ursprung der "Ausflußkeulen" etwas mehr in nördliche Richtung verschoben – in der gleichen Weise wie der "IRS1-Methanolklumpen". Möglicherweise gibt es einen Wind aus südlicher Richtung, der von einer südlicheren Quelle (W 178 oder vom "Kopf" des Konusnebels) erzeugt wird und auf die südliche Seite der Molekülwolke drückt (wie in  $C^{18}O$  zu sehen). Dieser Wind könnte dann auch für eine Deformation der linearen Flußstruktur verantwortlich sein. Die Richtung des Infrarotjets würde somit gut in dieses Bild passen. Das würde andererseits auch bedeuten, daß unser Sichtwinkel zur Jetrichtung sehr klein ist. Ein möglicherweise entgegengesetzter Jet scheint so durch IRS1 selbst oder durch den sichtbaren Jet verdeckt zu sein. Andererseits wäre aber der verschobene Ausflußursprung auch durch eine zweite, noch tiefer eingebettete Quelle nördlich von IRS1 zu erklären. Für dieses Argument sprechen aber keine weiteren

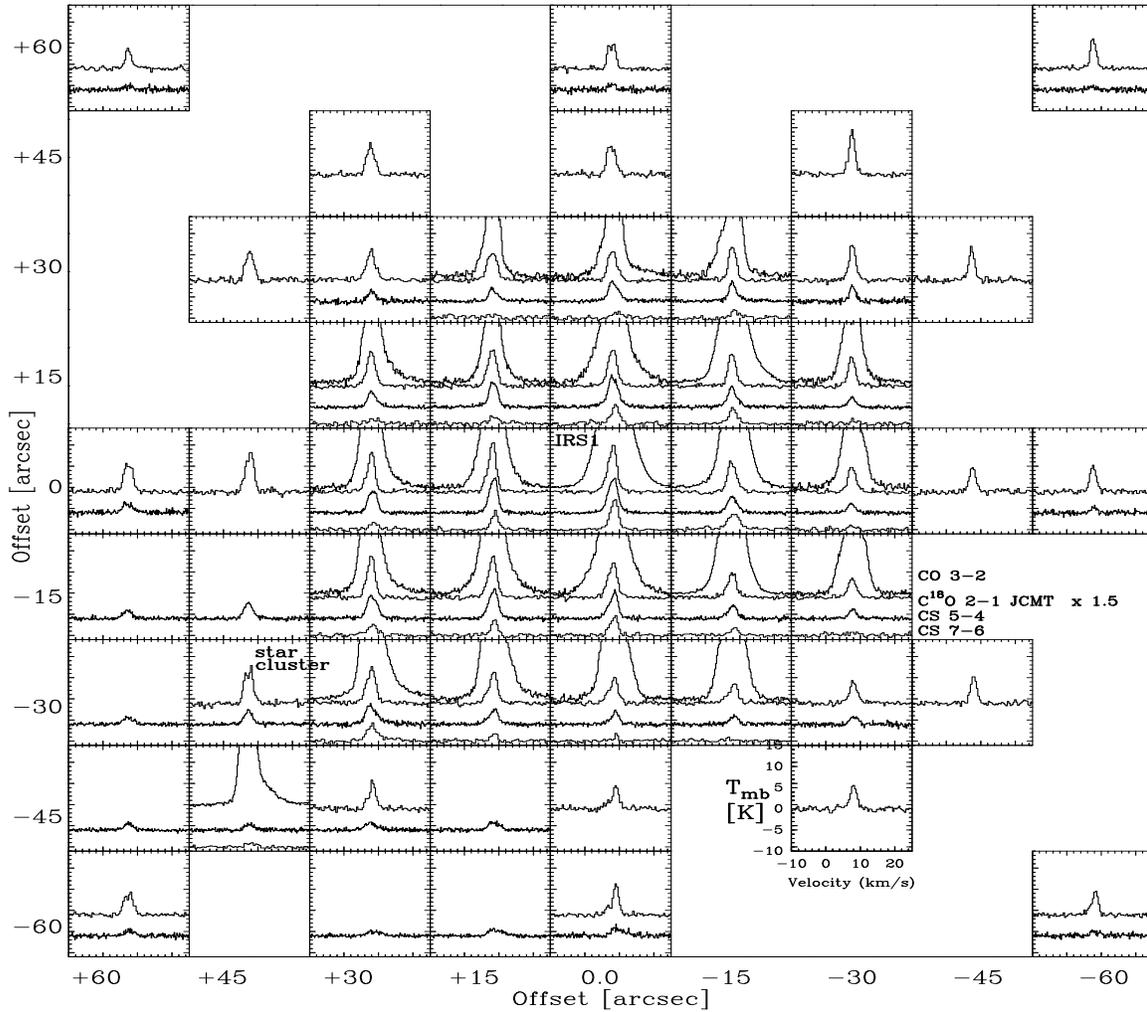


Abbildung 9: Verschiedene Spektren auf ausgewählten Positionen um IRS1, die mit dem JCMT gemessen wurden: von oben nach unten: CO  $J = 3 \rightarrow 2$ ,  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$ , CS  $J = 5 \rightarrow 4$  und CS  $J = 7 \rightarrow 6$ . Für die Darstellung wurde  $C^{18}O$  mit dem Faktor 1.5 multipliziert.

Beobachtungshinweise.

Der zweite Molekülausfluß auf der südöstlichen Seite von IRS1 scheint mit einem deutlich größeren Winkel zu unserer Sichtlinie eine andere Orientierung im Raum zu besitzen als der von IRS1. Da die Meßzeit begrenzt war, konnte der Ausfluß nicht vollständig kartiert werden. Somit lassen sich keine detaillierteren Aussagen über die Gesamtausdehnung machen. Der Ursprung des zweiten bipolaren Flusses ist der kleine Sternhaufen, möglicherweise das in  $K$  hellste Mitglied. Zusätzlich deutet die Karte auf eine klumpige Natur der Flüsse hin.

In der Literatur gab es bis jetzt kontroverse Diskussionen über die Ausflußaktivität in dem Gebiet um IRS1. Bally & Lada (1983) fanden Gas mit großen Geschwindigkeiten in Richtung auf IRS1. Schwartz & Mitarb. (1985) zeigten eine Karte mit rotverschobener Linienemission um IRS1. Im Gegensatz dazu berichteten wiederum Krügel & Mitarb. (1987), daß sie keine Anzeichen für Gas mit großen Fluchtgeschwindigkeiten um IRS1 gefunden haben. In späteren Veröffentlichungen, wie u.a. bei Phillips & Mitarb. (1988; in CO  $J = 3 \rightarrow 2$ , Keulengröße  $55''$ ) und Phillips & Mampaso (1991; in CO  $J = 2 \rightarrow 1$ , Keulengröße  $30''$ ), werden dagegen wieder Ausflüsse um IRS1 erwähnt. Phillips & Mampaso (1991) diskutierten einen bipolaren Ausfluß um IRS1 und Hinweise für weitere diskrete Molekülflüsse in diesem Gebiet. Da nur IRS1 als potentieller Ausflußproduzent in diesem Gebiet bekannt war, interpretierten sie diese weiteren Flüsse als separate Wolkenklumpen mit höheren Geschwindigkeiten, die sich durch das

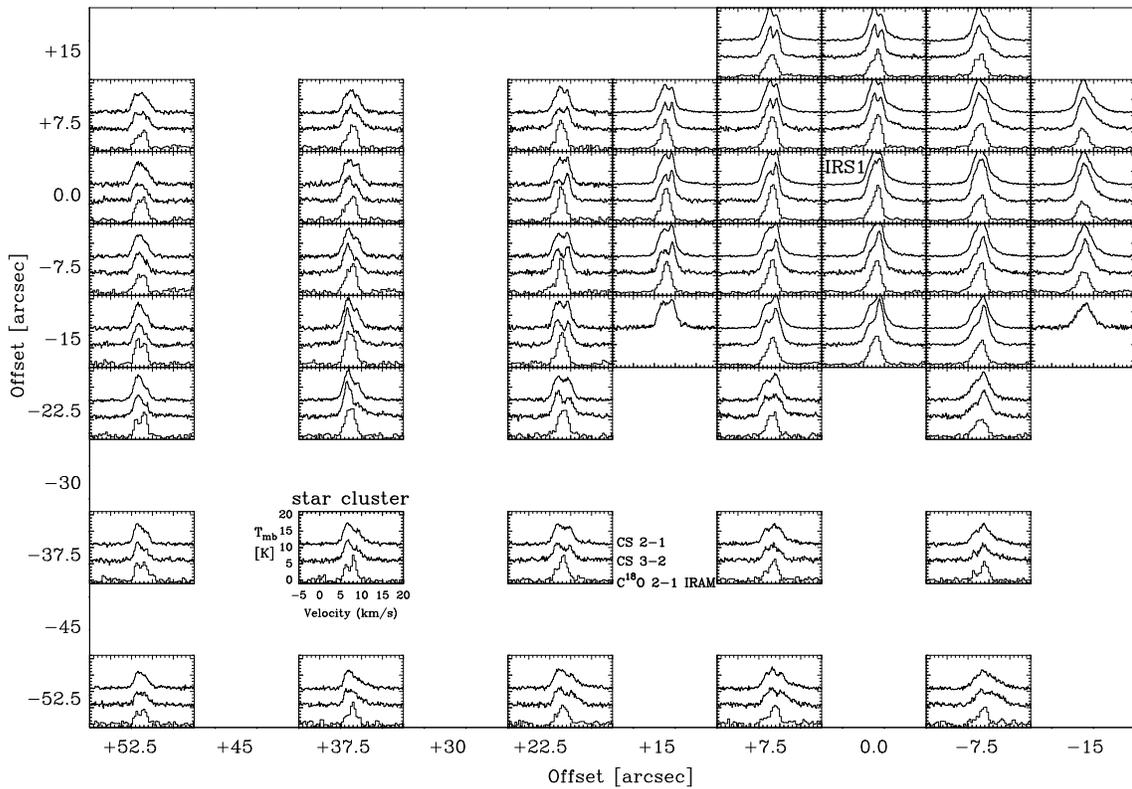


Abbildung 10: Von oben nach unten: CS  $J = 2 \rightarrow 1$ , CS  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$ -Spektren, die mit dem IRAM-30m-Teleskop gemessen wurden, für ausgewählte Positionen um IRS1

umgebende Wolkenmedium mit kleiner Dichte bewegen. Die hier gezeigte Ausflußkarte würde somit den großen rotverschobenen Wolkenklumpen von Phillips & Mampaso in zwei separate Flüsse trennen. Die blauverschobenen Emissionsbereiche in Abb. 7 sind andererseits dem Ergebnis von Phillips & Mampaso (1991) sehr ähnlich.

Die auf Grund der Orientierung der “Ausflußkeulen” ermittelte Lage der Polachse von IRS1 im Raum, wurde bereits von Chini & Mitarb. (1986) auf der Basis der Modellierung der Kontinuumsflußverteilung vermutet. Diese Lage würde erklären, warum IRS1 im Infraroten so hell und dennoch in Staub mit einer Extinktion von einigen hundert Größenklassen eingebettet ist (siehe Chini & Mitarb. 1986). Eine vergleichbare Situation scheint bei einigen weiteren hellen Quellen wie AFGL 2591 IRS1 und W 3 IRS5 gegeben zu sein.

Weiterhin ist interessant, das  $K$ -Bild mit den Aufnahmen in  $I$  und  $R$  sowie den Polarisationskarten in  $R$  von Scarrott & Warren-Smith (1989) zu vergleichen. Die Autoren fanden einen Nebelfleck an der Position von IRS1. Sie vermuteten, daß dieser Nebel nicht nur ein einfacher Reflexionsnebel ist, der von IRS1 angeleuchtet wird, sondern daß dieser Nebel der erste sichtbare Teil einer Art “Aushöhlung” der Wolke ist, die von einem Molekülausfluß gebildet wird. Wenn das  $K$ -Bild mit der  $R$ - bzw  $I$ -Aufnahme von Scarrott & Warren-Smith (1989) überlagert wird (Abb. 8), dann erhält der Jet im  $K$ -Bild eine Fortsetzung im optischen Wellenlängenbereich. Das bedeutet, daß der Jet die dunkle Vordergrundwolke, die den größten Teil der “Ausflußhöhle” verdeckt, durchbohrt. Ein möglicher entgegengesetzter Jet wird dann von der Dunkelwolke verdeckt.

Tabelle 1: Parameter der beobachteten Linienübergänge an der Position von NGC 2264 IRS1: In den folgenden Spalten ist enthalten: (1) das beobachtete Molekül, (2) der Linienübergang, (3) die Frequenz, (4) die Linienintensität in  $T_{\text{mb}}$ , (5) die  $1\sigma$ -Rauschgröße in [K] (rms), (6) die Linienhalbwertsbreite  $\Delta v$ , (7) die integrierte Linienintensität:  $\int T_{\text{mb}} dv$  in  $[\text{K}\cdot\text{km}\cdot\text{s}^{-1}]$  und (8) das benutzte Teleskop/Datum.

Mol.	Über- gang	$\nu$ (MHz)	$T_{\text{mb}}$ [K]	rms [K]	$\Delta v$ [km·s <sup>-1</sup> ]	$\int T_{\text{mb}} dv$ [K·km·s <sup>-1</sup> ]	Teleskop/Datum
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
CS	10 → 9	489751.0	≤2.44	1.22	–	–	JCMT/Feb94
	7 → 6	342883.3	7.21* <sup>1</sup>	0.29	2.7	20.6	JCMT/Feb94
	5 → 4	244935.6	8.48	0.21	3.3	30.0	JCMT/Feb94
	3 → 2	146969.0	14.4	0.35	3.8	43.8	IRAM/May95
	2 → 1	97981.0	11.6	0.11	4.1	42.2	IRAM/May95
<sup>13</sup> CS	5 → 4	231221.0	0.32	0.04	1.7	0.59	JCMT/Apr94
C <sup>34</sup> S	10 → 9	481916.1	≤2.44	1.22	–	–	JCMT/Feb94
	7 → 6	337396.6	≤0.84	0.42	–	–	JCMT/Feb94
	7 → 6	337396.6	0.48* <sup>2</sup>	0.13	2.3	2.18	JCMT/Dec95
	5 → 4	241016.2	0.53	0.14	2.5	1.42	JCMT/Feb94
	3 → 2	144617.1	1.58	0.11	3.2	5.42	IRAM/Oct95
CO	4 → 3	461040.8	52.3	3.80	10.1	586	JCMT/Feb94
	3 → 2	345330.5	23.5	0.25	14.1	353	JCMT/Feb94
C <sup>18</sup> O	2 → 1	219560.3	6.74	0.24	3.0	21.1	JCMT/Feb94
	2 → 1	219560.3	11.5	0.50	2.7	33.3	IRAM/May95
C <sup>17</sup> O	3 → 2	337061.1	2.00	0.14	2.6	5.57	JCMT/Dec95
CH <sub>3</sub> OH	7 <sub>1</sub> → 6 <sub>1</sub> E2	338615.0	0.26	0.12	7.5	2.08	JCMT/Dec95
	7 <sub>6</sub> → 6 <sub>6</sub> E1 & 7 <sub>0</sub> → 6 <sub>0</sub> A <sup>+</sup>	338404.5 338408.6	} 1.83	0.12	4.9	9.57	JCMT/Dec95
	7 <sub>-1</sub> → 6 <sub>-1</sub> E2	338344.6					
	7 <sub>3</sub> → 6 <sub>3</sub> A <sup>+</sup> & 7 <sub>3</sub> → 6 <sub>3</sub> A <sup>-</sup>	338540.7 338543.7	} 0.36	0.12	3.1	1.19	JCMT/Dec95
	7 <sub>2</sub> → 6 <sub>2</sub> E1 & 7 <sub>-2</sub> → 6 <sub>-2</sub> E2	338721.6 338722.9					
	7 <sub>1</sub> → 6 <sub>1</sub> A <sup>-</sup>	341415.5	0.51	0.12	3.5	1.88	JCMT/Dec95
	5 <sub>2</sub> → 4 <sub>2</sub> E1 & 5 <sub>-2</sub> → 4 <sub>-2</sub> E2	241904.4 241904.1	} 0.73	0.21	2.5	2.27	JCMT/Feb94
	5 <sub>2</sub> → 4 <sub>2</sub> E1 & 5 <sub>-2</sub> → 4 <sub>-2</sub> E2	241904.4 241904.1					
	5 <sub>2</sub> → 4 <sub>2</sub> A <sup>+</sup>	241887.7	0.12	0.06	2.7	0.35	JCMT/Oct95
	5 <sub>1</sub> → 4 <sub>1</sub> E1	241879.1	1.69	0.06	3.2	1.69	JCMT/Oct95
	5 <sub>0</sub> → 4 <sub>0</sub> A <sup>+</sup>	241791.4	3.06	0.06	3.7	12.0	JCMT/Oct95
	5 <sub>-1</sub> → 4 <sub>-1</sub> E2	241767.2	2.56	0.06	3.7	10.0	JCMT/Oct95
	5 <sub>0</sub> → 4 <sub>0</sub> E1	241700.2	0.94	0.06	3.0	3.02	JCMT/Oct95
	5 <sub>1</sub> → 4 <sub>1</sub> E1	241879.1	0.47	0.21	2.7	1.36	JCMT/Feb94
	4 <sub>2</sub> → 3 <sub>1</sub> E1	218440.0	1.12	0.06	3.1	3.79	JCMT/Oct95
	4 <sub>2</sub> → 3 <sub>1</sub> E1	218440.0	1.13	0.34	3.2	3.80	IRAM/Oct95
	2 <sub>1</sub> → 1 <sub>0</sub> E1	261805.7	0.36	0.09	4.2	1.63	JCMT/Oct95
CH <sub>3</sub> CN	5 → 4 K=0	91987.0	0.32	0.11	1.8	0.62	IRAM/Oct95
	5 → 4 K=1	91985.3	0.23	0.11	2.3	0.57	IRAM/Oct95
	5 → 4 K=2	91980.0	0.19	0.11	2.3	0.47	IRAM/Oct95
	5 → 4 K=3	91971.1	≤0.22	0.11	–	–	IRAM/Oct95
	5 → 4 K=4	91958.7	≤0.22	0.11	–	–	IRAM/Oct95
H <sub>2</sub> CO	7 <sub>1,7</sub> → 6 <sub>1,6</sub>	491968.4	2.83	1.51	2.3	7.9	JCMT/Feb94
	3 <sub>0,3</sub> → 2 <sub>0,2</sub>	218222.2	5.04	0.06	3.4	19.0	JCMT/Oct95
	3 <sub>0,3</sub> → 2 <sub>0,2</sub>	218222.2	6.91	0.34	3.3	24.0	IRAM/Oct95

\*<sup>1</sup> gemittelte Werte für die [0,0]-Position von verschiedenen Messungen von 1994 und 1995

\*<sup>2</sup> C<sup>34</sup>S 7–6 ist überlagert mit CN aus dem zweiten Seitenband

Tabelle 1: Fortsetzung

Mol.	Über- gang	$\nu$ (MHz)	$T_{\text{mb}}$ [K]	rms [K]	$\Delta v$ [km·s <sup>-1</sup> ]	$\int T_{\text{mb}} dv$ [K·km·s <sup>-1</sup> ]	Teleskop/Datum
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
H <sub>2</sub> CO	7 <sub>1,7</sub> → 6 <sub>1,6</sub>	491968.4	2.83	1.51	2.3	7.9	JCMT/Feb94
	3 <sub>0,3</sub> → 2 <sub>0,2</sub>	218222.2	5.04	0.06	3.4	19.0	JCMT/Oct95
	3 <sub>0,3</sub> → 2 <sub>0,2</sub>	218222.2	6.91	0.34	3.3	24.0	IRAM/Oct95
	3 <sub>2,2</sub> → 2 <sub>2,1</sub>	218475.6	1.35	0.06	3.3	4.76	JCMT/Oct95
	3 <sub>2,2</sub> → 2 <sub>2,1</sub>	218475.6	1.17	0.34	3.1	3.88	IRAM/Oct95
	2 <sub>1,1</sub> → 1 <sub>1,0</sub>	150498.3	6.22	0.15	4.5	30.2	IRAM/Oct95
HDO	1 <sub>1,1</sub> → 0 <sub>0,0</sub>	464927.5	≤1.94	0.97	–	–	JCMT/Feb94
H <sup>13</sup> CN	3 → 2	259011.8	1.11	0.07	2.7	3.16	JCMT/Oct95
HC <sub>3</sub> N	24 → 23	218324.8	0.38	0.06	2.4	1.00	JCMT/Oct95
C <sub>2</sub> H	3 <sub>3,4</sub> → 2 <sub>2,5</sub> , 3	262002.3	2.93	0.05	1.9	5.92	JCMT/Oct95
	3 <sub>3,3</sub> → 2 <sub>2,2</sub> , 2	262006.5	2.95	0.05	2.9	9.25	JCMT/Oct95
	3 <sub>3,3</sub> → 2 <sub>2,3</sub> , 3	262208.6	0.38	0.05	2.6	1.07	JCMT/Oct95
	3 <sub>3,3</sub> → 2 <sub>2,2</sub> , 2	262065.0	2.59	0.05	1.9	5.42	JCMT/Oct95
	3 <sub>3,2</sub> → 2 <sub>2,1</sub> , 1	262067.5	1.98	0.05	2.8	6.04	JCMT/Oct95
	3 <sub>3,2</sub> → 2 <sub>2,2</sub> , 2	262078.9	0.42	0.05	2.5	1.13	JCMT/Oct95
	3 <sub>3,1</sub> → 2 <sub>2,3</sub> , 3	340008.1	0.49	0.13	2.3	1.20	JCMT/Dec95
	3 <sub>3,1</sub> → 2 <sub>2,2</sub> , 2	340019.6	0.48	0.13	2.3	2.18	JCMT/Dec95* <sup>3</sup>
CN	3 <sub>3,1</sub> → 2 <sub>2,3</sub> , 3	340031.5	2.50	0.13	2.2	5.97	JCMT/Dec95
	3 <sub>3,1</sub> → 2 <sub>2,2</sub> , 2	340035.4	2.10	0.13	2.8	6.32	JCMT/Dec95
	3 <sub>3,2</sub> → 2 <sub>2,5</sub> , 3	340248.6	4.58	0.13	3.0	14.7	JCMT/Dec95
	3 <sub>3,2</sub> → 2 <sub>2,4</sub> , 2	340261.8	0.57	0.13	1.2	0.76	JCMT/Dec95
	3 <sub>3,2</sub> → 2 <sub>2,3</sub> , 2	340265.0	0.63	0.13	2.6	5.57	JCMT/Dec95
	3 <sub>3,1</sub> → 2 <sub>2,2</sub> , 2	492160.7	20.6	1.51	4.5	98.9	JCMT/Feb94
	[C I]	<sup>3</sup> P <sub>1</sub> → <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	492160.7	20.6	1.51	4.5	98.9
SO	7 <sub>6</sub> → 6 <sub>5</sub>	261843.7	1.30	0.09	3.7	5.18	JCMT/Oct95
SO <sub>2</sub>	11 <sub>3,9</sub> → 11 <sub>2,10</sub>	262256.9	0.22	0.08	1.8	0.44	JCMT/Oct95
	5 <sub>2,4</sub> → 4 <sub>1,3</sub>	241615.7	0.16	0.06	1.9	0.32	JCMT/Oct95
SiO	6 → 5	260518.0	0.12	0.06	11.3	1.40	JCMT/Oct95* <sup>3</sup>
	5 → 4	217104.9	0.14	0.06	1.1	0.17	JCMT/Oct95
	5 → 4	217104.9	0.63	0.30	5.7	3.83	IRAM/Oct95* <sup>3</sup>
DCO <sup>+</sup>	3 → 2	216112.6	0.42	0.11	3.2	1.4	JCMT/Feb94
HCS <sup>+</sup>	6 → 5	256027.8	0.26	0.09	2.4	0.69	JCMT/Feb94
	8 → 7	341350.8	0.14	0.12	2.7	0.43	JCMT/Dec95
HCO <sup>+</sup>	4 → 3	356732.3	13.6	0.56	4.1	59.3	JCMT/Feb94
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup>	4 → 3	346993.4	0.96	0.23	2.5	2.1	JCMT/Feb94
	3 → 2	260255.5	1.34	0.15	2.8	4.00	JCMT/Feb94
	3 → 2	260255.5	1.61	0.14	2.5	4.44	JCMT/Oct95
	1 → 0	86752.3	2.17	0.10	2.6	5.90	IRAM/Oct95
N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	5 → 4	465824.8	4.11	0.75	2.5	10.9	JCMT/Feb94
N <sub>2</sub> D <sup>+</sup>	3 → 2	231321.7	0.11	0.04	1.5	0.17	JCMT/Apr94

\*<sup>3</sup> Nur Berücksichtigung der schmalen Linienkomponente

### 2.3.4.3 Geschwindigkeitsstruktur

Abb. 9 zeigt mehrere Spektren (von oben nach unten) in CO  $J = 3 \rightarrow 2$ , C<sup>18</sup>O  $J = 2 \rightarrow 1$ , CS  $J = 5 \rightarrow 4$  und CS  $J = 7 \rightarrow 6$ , wie sie auf den verschiedenen Positionen im Abstand von 15'' um IRS1 gemessen wurden. Bei den CO-Spektren wird nur der untere Teil auf Grund der starken Absorption und Selbstabsorption dargestellt. Die Absorptionsanteile sind hier durch eine nicht weit genug entfernte OFF-Position bei der Differenzbildung des OFF- und ON-Spektrums entstanden. Die OFF-Position war hinsichtlich der

begrenzten Meßzeit gewählt worden, um die Teleskopfahrzeit zu verringern. Außerdem galt den CS  $J = 7 \rightarrow 6$  -Linien im gleichen Spektrum die eigentliche Aufmerksamkeit. Die  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$  -Spektren wurden mit einem Faktor 1.5 multipliziert, um eine übersichtliche Trennung der Spektren in Abb. 9 zu erreichen. Abb. 10 stellt eine Auswahl von Spektren dar, die mit dem IRAM-30m-Teleskop in CS  $J = 2 \rightarrow 1$ ,  $3 \rightarrow 2$  und  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$  gemessen wurden.

Prinzipiell zeigen die abgebildeten Spektren die gleichen Linienprofile wie die Messungen von verschiedenen CO-Isotopen von Krügel & Mitarb. (1987) mit dem IRAM-30m-Teleskop, wobei deren Frequenzauflösung vergleichbar ist. Die meisten Spektren in den Abb. 9 und 10 mit kleinen optischen Tiefen (hauptsächlich CS  $J = 7 \rightarrow 6$ ,  $5 \rightarrow 4$  und  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$ ; siehe Abschnitt 2.3.5.2 für eine Diskussion über die optische Tiefe) sind nicht mit einer einzigen Gaußkurve reproduzierbar. Krügel & Mitarb. (1987, 1989) schlußfolgern, daß IRS1 in einem Komplex von mehreren kleinen, dichten Einzelwolken eingebettet ist, die sich wiederum in einer größeren Gesamtwolke mit kleinerer Dichte befinden. Besonders das Gebiet um den kleinen Sternhaufen scheint zwei deutlich getrennte Geschwindigkeitskomponenten in  $C^{18}O$  zu zeigen. Diese Komponenten, ebenfalls in Methanol zu sehen sowie bereits in  $DCO^+$  bei Guélin & Mitarb. (1982) erwähnt, befinden sich bei *lsr*-Geschwindigkeiten von ca. 6.3 und 8.2  $\text{km s}^{-1}$  (Gaußkurvenanpassung an das  $C^{18}O$ -Spektrum auf der Position  $[+37.5'', -37.5'']$ , Abb. 10).

In den unteren CS-Übergängen ist es auf Grund von relativ tiefer Selbstabsorption nicht möglich, die zwei Geschwindigkeitskomponenten an der Position des kleinen Sternhaufens zu unterscheiden. Diese Spektren lassen vermuten, daß ein Großteil der Emission der Wolkenkomponente bei  $v_{\text{lsr}} = 8.2 \text{ km s}^{-1}$  absorbiert ist. Das Anpassen einer Gaußkurve mit einer Maske ist hier nicht möglich. Um zu testen, ob sich der kleine Sternhaufen in dem Wolkenteil mit der zweiten Geschwindigkeitskomponente mit  $v_{\text{lsr}} = 6.3 \text{ km s}^{-1}$  befindet, wurde die Geschwindigkeitsstruktur der optischen dünnen  $C^{18}O$ -Linienemission in verschiedenen Geschwindigkeitsbereichen untersucht. Abb. 11 zeigt Kanalkarten in  $C^{18}O$ , wobei deutlich wird, daß tatsächlich der kleine Sternhaufen mit einer Gaswolke, die eine leicht unterschiedlicher Geschwindigkeit ( $v$ -Bereich: 5.0 — 7.0  $\text{km s}^{-1}$ ) zu IRS1 ( $v$ -Bereich: 8.0 — 10.0  $\text{km s}^{-1}$ ) besitzt, assoziiert ist. In analoger Weise wurden die CS-Linien untersucht. Obwohl diese Linien breiter sind als  $C^{18}O$ , zeigen sie das gleiche Ergebnis.

#### 2.3.4.4 Weitere Molekülspezies

Zusätzlich zu CO und CS wurde nach verschiedenen weiteren Molekülspezies auf der Position von IRS1 gesucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. Einige von diesen Linien, vorallem der Ionen, die im zweiten Tabellenteil der Vollständigkeit wegen aufgelistet sind, wurden ausführlicher bei de Boisanger & Mitarb. (1996) diskutiert. Die meisten dieser Linien lassen sich durch Gaußprofile darstellen. Deutliche Ausnahmen sind die SiO  $J = 6 \rightarrow 5$  -Linie und die  $C^{34}S$   $J = 3 \rightarrow 2$  -Linie. Beide Linien zeigen eine breite Geschwindigkeitskomponente, der eine zweite, sehr schmale, Linienkomponente überlagert ist. Abb. 12 zeigt einige Beispiele gemessener Spektren.

### 2.3.5 Datenanalyse und Diskussion

Um die physikalischen Parameter — wie den Dichte- und Temperaturverlauf — zu bestimmen, wurden Strahlungstransportrechnungen in Moleküllinien zur Modellierung der beobachteten Spektren durchgeführt. Zwei verschiedene Programme kamen hierbei zur Anwendung.

Die erste Methode ist detailliert bei Jansen & Mitarb. (1994) beschrieben. Mit dem Programm kann eine homogene, interstellare Wolke ohne spezielle Annahmen zur Wolkenstruktur und zum Geschwindigkeitsfeld behandelt werden. Es liefert als Ergebnis Linienintensitäten und integrierte Flächenwerte eines Gaußprofils. Üblicherweise sind für den Vergleich zwischen Beobachtung und Modell die Linienintensitäten benutzt worden, da auf Grund vergleichbarer Halbwertsbreiten der beobachteten Linien das Produkt  $1.06 T_{\text{mb}} \Delta v$  ca. der jeweils beobachteten integrierten Liniengaußfläche entspricht.

Das zweite verwendete Modell simuliert eine kugelsymmetrische Wolke mit einer beliebigen Anzahl von Schalen, die um einen Kern mit konstanten Parametern angeordnet sind. Dieses Modell wurde von Ossenkopf (1997) entwickelt. Die Ergebnisse werden in Abschnitt 2.3.6 dargestellt und diskutiert.

Da NGC 2264 IRS1 in einer dichten Wolke liegt, wurde in allen Modellen nur molekularer Wasserstoff als Kollisionspartner berücksichtigt. Die Anregungen der Moleküle durch Stöße mit atomarem Wasserstoff, Helium und freien Elektronen sind in den benutzten Programmen vernachlässigt worden, da die Häufigkeiten dieser Stoßpartner im Inneren der Wolke zu niedrig sind. Andererseits erfolgte aber eine Einbeziehung der kosmischen Hintergrundstrahlung, die durch die Strahlung eines schwarzen Körpers mit der Temperatur  $T_{\text{bg}} = 2.735$  K beschrieben werden kann.

### 2.3.5.1 Temperatur

Als erstes soll die Temperaturbestimmung an der Position von IRS1 betrachtet werden. Die optisch dicken Linien des  $^{12}\text{CO}$ -Moleküls liefern eine erste, grobe Temperaturabschätzung und geben somit eine untere Grenze für die kinetische Temperatur an. Die kalibrierte Strahlungstemperatur, gemittelt über die Teleskophauptkeule,  $T_{\text{mb}}$  und die Anregungstemperatur  $T_{\text{ex}}$  stehen miteinander in Beziehung durch

$$T_{\text{mb}} = \eta_c \frac{c^2}{2k\nu^2} [B_\nu(T_{\text{ex}}) - B_\nu(T_{\text{bg}})](1 - e^{-\tau}), \quad (1)$$

wobei  $B_\nu(T)$  die Planckfunktion,  $k$  die Boltzmann'sche Konstante,  $\nu$  die Frequenz und  $\eta_c$  der Faktor ist, der die Ausfüllung der astronomischen Quelle in der Teleskophauptkeule beschreibt.  $T_{\text{bg}}$  ist die Temperatur der Hintergrundstrahlung. Wenn die Linien optisch dick sind ( $\tau \gg 1$ ), ist  $T_{\text{mb}}$  in der Größenordnung von  $T_{\text{ex}}$ . Die Anregungstemperatur ist dann ein unterer Grenzwert für die kinetische Temperatur des Gases (Jansen & Mitarb. 1994).

Um die maximale Linienintensität  $T_{\text{mb}}$  für die  $^{12}\text{CO}$ -Linien zu bestimmen, wurden Masken zur Überbrückung der zentralen Linienabsorption verwendet. An das restliche Linienprofil wurde eine Gaußkurve angepaßt. Auf diese Weise läßt sich für CO  $J = 3 \rightarrow 2$  eine Anregungstemperatur von  $T_{\text{ex}} \approx 40(\pm 5)$  K und für CO  $J = 4 \rightarrow 3$  von  $T_{\text{ex}} \approx 64(\pm 8)$  K bestimmen. Mit Hilfe detaillierterer Strahlungstransportrechnungen ist es nicht möglich, das gemessene Verhältnis der Linienintensitäten von CO  $4 \rightarrow 3/3 \rightarrow 2$  mit einer einzigen Temperatur zu simulieren. Die Rechnungen deuten darauf hin, daß die optische Tiefe  $\tau \gg 5$  für CO  $J = 3 \rightarrow 2$  ist.

Eine weitere Möglichkeit, die Temperatur zu bestimmen, besteht in der Anpassung der Linienverhältnisse des  $\text{H}_2\text{CO}$ -Moleküls, die mittels Strahlungstransportrechnungen bestimmt wurden. De Boisanger & Mitarb. (1996) benutzten die Übergänge  $J = 3_{0,3} \rightarrow 2_{0,2}$  und  $J = 3_{2,2} \rightarrow 2_{2,1}$ , die mit dem *Caltech Submillimeter Observatory* (CSO) gemessen wurden, und bestimmten eine kinetische Temperatur von  $55(+10/-5)$  K gemittelt über eine Hauptkeule von  $30''$  Durchmesser. Später wiederholte Messungen am JCMT lieferten etwas höhere Temperaturen von  $80(+5/-10)$  K in einer  $20''$  großen Hauptkeule. Die Temperaturwerte stimmen recht gut mit den Ergebnissen überein, die von CO  $J = 4 \rightarrow 3$  abgeleitet wurden. Außerdem bestimmten bereits Krügel & Mitarb. (1987) mit Hilfe von  $\text{NH}_3$  (4,4) (Hauptkeule =  $40''$ ) eine Temperatur von 60 K für Gas, das sich sehr nahe bei IRS1 befinden muß.

Eine dritte Möglichkeit, die Temperatur zu bestimmen, liefert das  $\text{CH}_3\text{OH}$ -Molekül. Wenn angenommen wird, daß die Linienemission dieses Moleküls optisch dünn ist und die Besetzungszahlen der Energieniveaus sich in einem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befinden, dann kann die Anregung des Methanolmoleküls mittels einer einzigen Rotationstemperatur  $T_{\text{rot}}$  charakterisiert werden. In diesem Fall ist das Verhältnis zwischen der integrierten Linienintensität, der Säulendichte und der Temperatur durch

$$\frac{N_u}{g_u} = \frac{3kc}{8\pi^3\mu^2\nu^2S} \int_{\nu_1}^{\nu_2} T_{\text{mb}} d\nu = \frac{N_{\text{tot}}}{Q(T_{\text{rot}})} e^{-E_u/kT_{\text{rot}}} \quad (2)$$

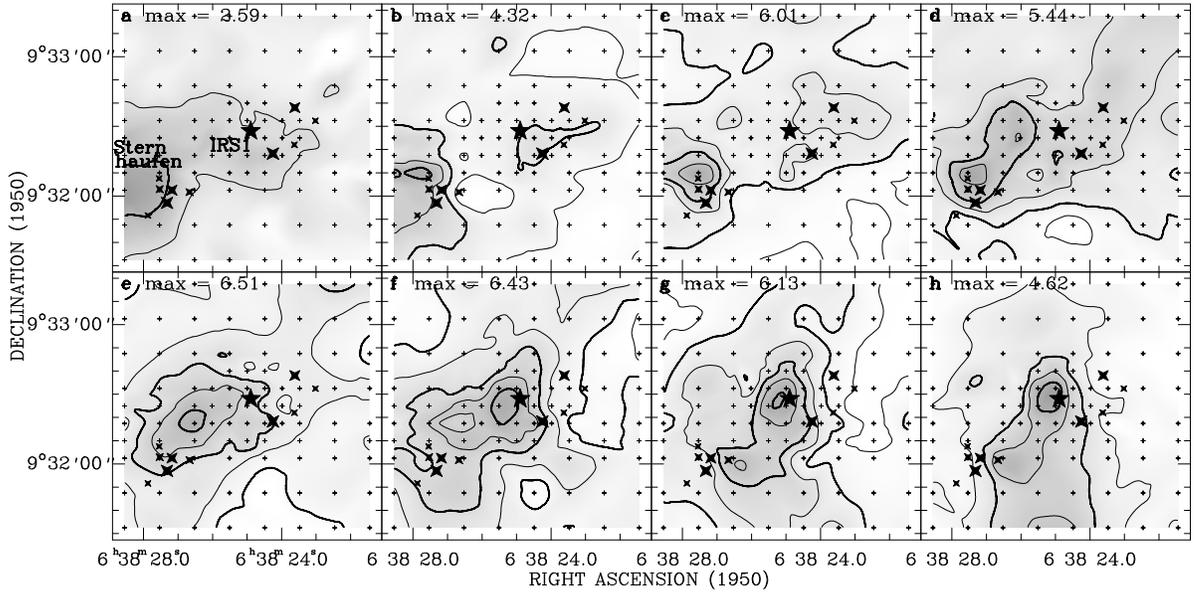


Abbildung 11: Kanalkarten in  $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 \rightarrow 1$  (IRAM). Die Konturlinien markieren 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0 und 6.0  $\text{K km s}^{-1}$ . In den einzelnen Karten sind die folgenden  $v$ -Bereiche aufgetragen: **a**  $5.5 < v_{\text{lsr}} < 6.0 \text{ km s}^{-1}$ ; **b**  $6.0 < v_{\text{lsr}} < 6.5 \text{ km s}^{-1}$ ; **c**  $6.5 < v_{\text{lsr}} < 7.0 \text{ km s}^{-1}$ ; **d**  $7.0 < v_{\text{lsr}} < 7.5 \text{ km s}^{-1}$ ; **e**  $7.5 < v_{\text{lsr}} < 8.0 \text{ km s}^{-1}$ ; **f**  $8.0 < v_{\text{lsr}} < 8.5 \text{ km s}^{-1}$ ; **g**  $8.5 < v_{\text{lsr}} < 9.0 \text{ km s}^{-1}$ ; **h**  $9.0 < v_{\text{lsr}} < 9.5 \text{ km s}^{-1}$ . Die Konturen sind 30 bis 90% der jeweiligen max. integrierte Intensität in Schritten von 10%. Die kleinen Kreuze kennzeichnen die Meßpunkte. Die Positionen der eingebetteten, jungen Sterne, die in  $K$  gefunden wurden, sind durch 4-zackige schwarze Sterne markiert. IRS1 ist durch einen 5-zackigen Stern in den Bildmitten gekennzeichnet.

gegeben, wobei  $\mu$  das permanente Dipolmoment und  $S$  die intrinsische Linienstärke sind.  $N_u$  kennzeichnet die Säulendichte und  $g_u$  ist das statistische Gewicht des oberen Energieniveaus. Die Gesamtsäulendichte ist durch  $N_{\text{tot}}$  gegeben und  $Q(T_{\text{rot}})$  stellt die Zustandssumme der Rotationstemperatur  $T_{\text{rot}}$  dar.  $E_u$  ist die Energie des oberen Niveaus.

Um ein Rotationsdiagramm zu erstellen, wurde der *JPL spectral line catalog* (Poynter & Pickett 1984, Groesbeck 1994) genutzt. Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate wurde eine Gerade in die Datenpunkte gelegt, deren Anstieg einer Rotationstemperatur von  $T_{\text{rot}} = 27 \pm 3 \text{ K}$  entspricht (Abb. 13). Die recht große Streuung der Datenpunkte zeigt an, daß die Besetzung der Energieniveaus nicht im Gleichgewicht ist. Somit gibt die Rotationstemperatur nur eine untere Grenze der kinetische Temperatur an.

Obwohl die  $\text{CO } J = 3 \rightarrow 2$  -Linie eine deutlich kleinere Temperatur  $T_{\text{ex}}$  an der  $[0,0]$ -Position lieferte als die  $\text{CO } J = 4 \rightarrow 3$  -Linie und somit nicht das wärmste Gas nachweist, können aus der  $\text{CO } J = 3 \rightarrow 2$  -Karte weitere Informationen über die allgemeine Temperaturverteilung im untersuchten Gebiet gewonnen werden. Die Linienintensitäten von  $\text{CO } J = 3 \rightarrow 2$  an den restlichen Kartenpositionen lassen vermuten, daß keine großen Temperaturveränderungen in diesem Gebiet vorhanden sind. Die typischen Linientemperaturen  $T_{\text{mb}}$  liegen im Bereich zwischen 20 und 30 K, was Anregungstemperaturen zwischen 25 und 40 K entspricht. Eine Ausnahme bildet die Richtung zu dem kleinen Sternhaufen. An der Position des Sternhaufens läßt sich von der  $\text{CO } J = 3 \rightarrow 2$  -Linienanpassung eine Anregungstemperatur von 65 K ableiten. Diese Bestimmung ist aber mit Vorsicht zu betrachten, da nahezu die gesamte obere Linienhälfte absorbiert ist. Um die Temperatur genauer zu bestimmen, wurden mit dem IRAM-30m-Teleskop weitere  $\text{H}_2\text{CO}-218\text{GHz}$ -Linien an der Position des kleinen Sternhaufens gemessen. Die Anpassung der theoretisch zu erwartenden Linienverhältnisse liefert hier eine Temperatur zwischen 70 und 100 K, wenn optisch dünne Linien angenommen werden. Die Anpassung der Linienintensitäten bestätigt, daß diese Annahme tatsächlich gerechtfertigt ist.

Interessant ist außerdem, daß die  $\text{CO}$ - und  $\text{H}_2\text{CO}$ -Linien an der Kartenposition  $[+15'', -15'']$  darauf

hindeuten, daß eine Art “Brücke” aus wärmerem Gas zwischen IRS1 und dem kleinen Sternhaufen existiert ( $T_{\text{ex}} = 60\text{--}70$  K). Eine weitere Messung des 218GHz- $\text{H}_2\text{CO}$ -Linienpaars  $15''$  nördlich von IRS1 deutet auf die Existenz eines größeren Gebiets der Ausdehnung  $1' \times 1'$  hin, das eine Gastemperatur von  $\sim 50$  K besitzt.

Die Temperaturverteilung, die aus den verschiedenen Messungen folgt, stimmt gut mit früheren Ergebnissen aus der Literatur überein, die aber mit deutlich schlechterer räumlicher Auflösung erhalten wurden. Außerdem zeigt eine CO-Linienintensitätskarte von Phillips & Mitarb. (1988) eine Temperaturerhöhung an der Position des kleinen Sternhaufens. Weitere Beobachtungen von Krügel & Mitarb. (1987), Phillips & Mitarb. (1988), Phillips & Mampaso (1991) und Schreyer & Mitarb. (1996) ergaben Temperaturen von 25 K in Teleskopkeulen mit  $\geq 40''$  Durchmesser. Da diese Temperaturbestimmungen mit größeren Teleskophauptkeulen erfolgten, wird in diesen Messungen vor allem Gas der ausgedehnten, umgebenden Wolkenhülle, die niedrigere Temperaturen aufweist. In dieser Hinsicht stimmen die Temperaturen von CO  $J = 3 \rightarrow 2$  gut mit den Werten aus der Literatur überein, wenn die Ergebnisse der einzelnen Datenpunkte gemittelt werden.

Auf Grund aller Temperaturbestimmungen kann geschlußfolgert werden, daß sich NGC 2264 IRS1 in einem Wolkenklumpen mit der Temperatur von  $\sim 55$  K befindet. Dieser Klumpen ist von kühlerem, ausgedehnterem Gas mit einer Temperatur zwischen 20 und 30 K umgeben. Gas, das sich sehr dicht an IRS1 befindet, scheint eine noch höhere Temperatur als 55 K zu besitzen. Außerdem ist der kleine Sternhaufen in einem zweiten, warmen Klumpen mit  $T_{\text{kin}} \geq 70$  K eingebettet.

### 2.3.5.2 Dichte

Um die Dichte zu bestimmen, wurden die beobachteten Linienverhältnisse mit Strahlungstransportrechnungen analysiert. Als erstes soll wiederum die Dichtebestimmung auf der  $[0,0]$ -Position betrachtet werden.

Die Analyse des CS- $7 \rightarrow 6/5 \rightarrow 4$ -Linienverhältnisses ergibt eine Dichte von  $3.2(\pm 1.5) 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , wenn eine Temperatur von 55 K zugrunde gelegt wird. Rechnungen mit einer Temperatur von 80 K ergeben nur wenig kleinere Dichten von  $2.1 10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Dieser Dichtewert liegt aber innerhalb des Fehlers, der durch die Unsicherheit in der Kalibration bedingt ist. Dichtebestimmungen mit Hilfe anderer Moleküle und Ionen, wie  $\text{H}_2\text{CO}$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+$  und  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , liefern für eine Temperatur von 55 K etwas kleinere Dichten (siehe de Boisanger & Mitarb. 1996). Aus allen Dichtebestimmungen wird eine Dichte von  $\sim 2(\pm 1) 10^6 \text{ cm}^{-3}$  für die IRS1-Position abgeleitet, gemittelt über die Hauptkeule. Zukünftige Dichtebestimmungen mit sehr viel kleineren Teleskopkeulen könnten auch größere Dichtewerte ergeben. Der beobachtete obere Grenzwert des Liniensignals in CS  $J = 10 \rightarrow 9$  ( $\leq 2.44 = 2\sigma$ ) ist jedoch in Übereinstimmung mit der abgeleiteten Dichte und deutet darauf hin, daß kein signifikanter Gasanteil mit höheren Dichten in der  $12''$  großen JCMT-Hauptkeule erfaßt wurde.

Um die optische Tiefe  $\tau$  der CS-Linienzentren an der  $[0,0]$ -Position zu prüfen, wurden zusätzlich zu den Hauptisotopenübergängen die folgenden Linien des  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Isotops gemessen:  $J = 10 \rightarrow 9$ ,  $7 \rightarrow 6$ ,  $5 \rightarrow 4$  und  $3 \rightarrow 2$ . Wenn ein Standardisotopenverhältnis von  $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = 22.5$  angenommen wird, so folgt, daß die Linien CS  $J = 7 \rightarrow 6$  und  $J = 5 \rightarrow 4$  mit einem  $\tau \approx 0.35$  nicht mehr als vollständig optisch dünn angesehen werden können. Strahlungstransportrechnungen ergeben ähnliche Werte für die optische Tiefe der CS-Linien an der  $[0,0]$ -Position. Das deutet darauf hin, daß Wolkengas mit ähnlichen physikalischen Parametern die Teleskopkeule nahezu vollständig ausfüllt (Quellenfüllungsfaktor  $\eta_c \approx 1$ ). An den äußeren Kartenpositionen variiert die optische Tiefe von  $\tau = 0.08$  bis  $0.02$  für CS  $J = 7 \rightarrow 6$  und zwischen  $\tau = 0.1$  und  $0.4$  für CS  $J = 5 \rightarrow 4$  (Tabelle 2). An der Position des kleinen Sternhaufens ist die optische Tiefe  $\sim 0.5$  für beide CS-Übergänge.

Um eine Dichteverteilung zu erhalten, wurden die Linienverhältnisse CS  $7 \rightarrow 6/5 \rightarrow 4$  an weiteren Kartierungspunkten mit Hilfe von Strahlungstransportrechnungen modelliert. Ausgewählt wurden alle

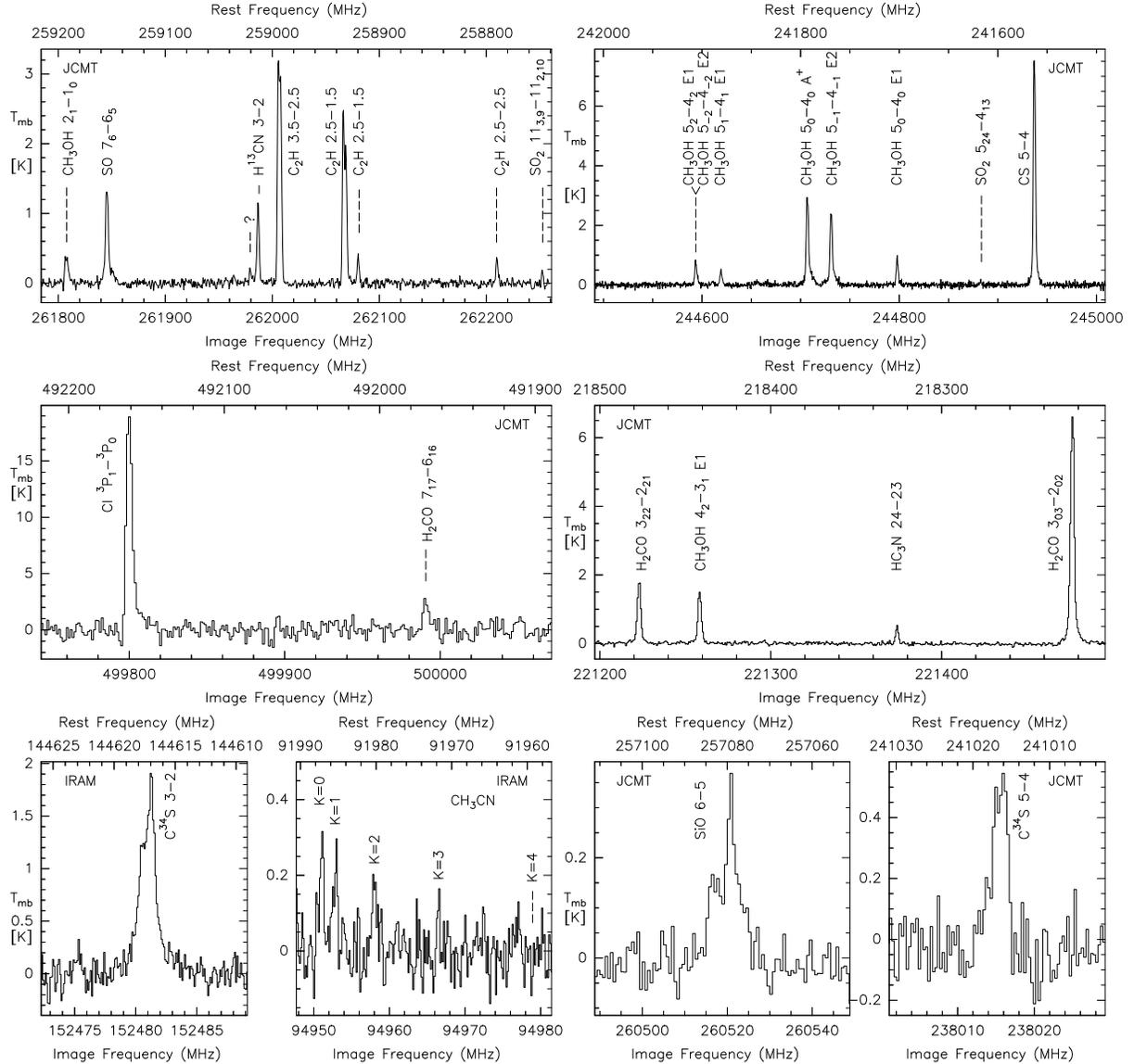


Abbildung 12: Einige Spektrenbeispiele.

Punkte, an denen in beiden Übergängen  $J = 7 \rightarrow 6$  und  $J = 5 \rightarrow 4$  Linienmessungen erfolgt sind. Die Punkte ergeben ein Raster mit einem Abstand von  $15''$ . Da die CS  $J = 7 \rightarrow 6$  -Karte mit einer kleineren Hauptkeule gemessen wurde als CS  $J = 5 \rightarrow 4$ , wurde die CS  $J = 7 \rightarrow 6$  -Karte auf die gleiche Hauptkeulengröße von  $21''$  von CS  $J = 5 \rightarrow 4$  verschmiert. Auf Grund der oben dargestellten Temperaturabschätzungen wurde für eine erste Anpassung der Linienverhältnisse eine einheitliche Temperatur von 55 K für alle Kartenpunkte angenommen. Die Temperaturverteilung ist bei der Analyse eine wichtige Größe, da das CS  $J = 7$  -Energieniveau 65 K über dem Grundzustand liegt. Die Punkt für Punkt berechnete Dichteverteilung ist in Tabelle 2 gegeben und in Abb. 14 in der Himmelsebene dargestellt. Eine Fehlerabschätzung erfolgte auf der Basis einer 20%-igen Kalibrationsunsicherheit. Die Kalibrationsunsicherheit ist relativ groß gewählt und ergibt somit auch recht große Fehlerwerte.

Abb. 14 unterscheidet sich etwas von der gesamtintegrierten Linienemission in CS  $J = 7 \rightarrow 6$  (Abb. 5f), da eine Dichteerhöhung auf der (süd-)westlichen Seite von IRS1, verursacht durch ein sehr niedriges Linienverhältnis an dieser Position, gefunden wird. Obwohl diese Erhöhung innerhalb der Kalibrationsunsicherheiten liegt, wurde bei einer wiederholten Messung an dieser Position das gleiche Ergebnis erhalten. Die CS  $J = 7 \rightarrow 6$  -Karte läßt die Existenz eines kleinen, dichten Klumpens an dieser Position

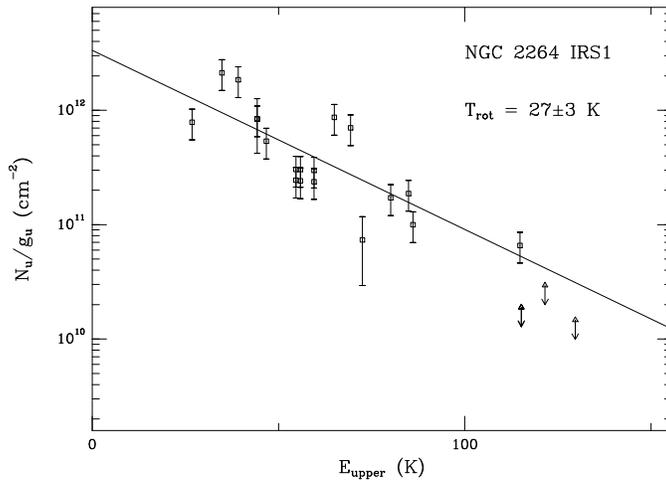


Abbildung 13: Rotationsdiagramm für Methanol an der Position NGC 2264 IRS1. Die Quadrate sind Meßwerte  $\geq 3\sigma$ , während die Dreiecke obere Grenzen der Messungen angeben.

vermuten. Außerdem zeigt das  $K$ -Bild weitere “eingebettete”, massearme Sterne auf der westlichen Seite von IRS1. Um zu testen, ob diese Struktur durch eine kleine Positionierungsungenauigkeit zwischen der CS  $J = 7 \rightarrow 6$  und CS  $J = 5 \rightarrow 4$ -Karte zu erklären ist, wurde die verschmierte CS  $J = 7 \rightarrow 6$ -Karte um  $3''$  und  $5''$  bezüglich der zweiten Karte verschoben. Die neu errechneten Dichteverteilungen zeigen aber ein ähnliches Ergebnis.

Außerdem wurde die Dichteverteilung für einen radialen Temperaturverlauf  $T(r) \sim r^{-1}$  innerhalb der Wolke berechnet. Hierbei ist  $r$  der Abstand von der  $[0,0]$ -Kartenposition. Im Zentrum der Wolke wurde wiederum eine Temperatur von 55K angenommen, während in einem Abstand von  $r = 30''$  die Temperatur auf 30 K abfiel. Diese Temperaturverteilung führt zu teilweise höheren Dichtewerten ( $\geq 10^8$   $\text{cm}^{-3}$ ) in den äußeren Wolkengebieten als im Zentrum. Da das den üblicherweise bekannten Dichteverläufen widerspricht, deutet dieses Ergebnis auf eine relativ konstante Temperatur in dem betrachteten Wolkengebiet von  $1' \times 1'$  um IRS1 hin. Diese Schlußfolgerung wird durch die Temperaturbestimmungen mittels des Formaldehydmoleküls gestützt.

Weiterhin wurde die Dichte an der Position des kleinen Sternhaufens mit Hilfe des Linienverhältnisses CS  $7 \rightarrow 6/5 \rightarrow 4$  bestimmt. An der Kartenposition  $[+30'', -30'']$  wird eine Dichte von  $6({}_{-1}^{+4}) 10^6$   $\text{cm}^{-3}$  ermittelt, wenn eine Temperatur von 55 K angenommen wird (Abb. 14). Die Berechnung der Linienverhältnisse mit  $T_{\text{kin}} = 80$  K ergibt eine etwas kleinere Dichte von  $4 10^6$   $\text{cm}^{-3}$ . Somit scheint die Dichte an der Position des kleinen Sternhaufens größer zu sein als an der Position von IRS1.

Außer der Berechnung der Linienverhältnisse von CS  $7 \rightarrow 6/5 \rightarrow 4$  wurde auch versucht, die Verhältnisse der unteren CS-Übergänge zu modellieren. Dazu wurden die CS  $J = 5 \rightarrow 4$  und die CS  $J = 3 \rightarrow 2$ -Linien auf den Hauptkeulendurchmesser ( $= 25''$ ) von CS  $J = 2 \rightarrow 1$  “verschmiert”. Die Bestimmung der Linienintensitäten (Gaußkurvenanpassung mit Masken) der unteren CS-Linien ist schwierig, da sie starke Selbstabsorptionsanteile aufweisen, besonders in dem Gebiet des kleinen Sternhaufens (Abb. 10). Außerdem war es nicht möglich, die zwei getrennten Geschwindigkeitskomponenten, die in  $\text{C}^{18}\text{O}$  gefunden wurden, in CS einzeln zu betrachten, da die Geschwindigkeitsdifferenz zu klein ist, um einzelne Gaußprofile anzupassen. Die ebenfalls Punkt für Punkt durchgeführte Dichtebestimmung ergibt für das gesamte betrachtete Gebiet eine niedrigere Dichte als sie von dem  $7 \rightarrow 6/5 \rightarrow 4$ -Verhältnis abgeleitet wurde. Die Rechnungen ergeben nahezu den gleichen Wert von  $3(\pm 2) 10^5$   $\text{cm}^{-3}$  für alle Punkte, mit Ausnahme der zentralen Position, wo die Dichte bei  $7(\pm 3) 10^5$   $\text{cm}^{-3}$  liegt. Diese niedrigen Dichten und die relativ hohen optischen Tiefen der unteren CS-Übergänge (CS  $J = 3 \rightarrow 2$ :  $\tau \geq 1$ ) zeigen, daß diese Strahlung von einer äußeren Hülle der Wolke und nicht vom inneren, dichten Wolkenkern stammt.

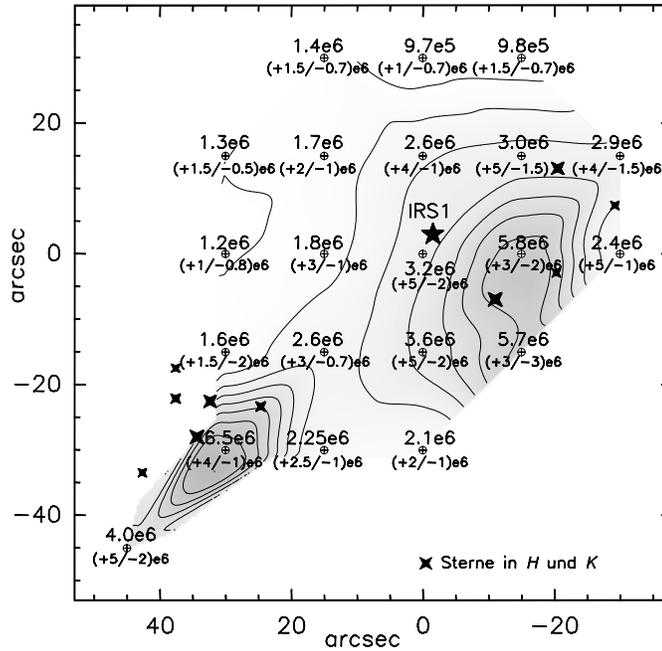


Abbildung 14: Dichteverteilung um IRS1, wie sie bei der punktweisen Berechnung der Linienverhältnisse erhalten wurden. Das Zeichen  $\oplus$  kennzeichnet die Positionen, wo CS  $J = 7 \rightarrow 6$  und CS  $J = 5 \rightarrow 4$  gemessen wurden.

### 2.3.5.3 Säulendichte und CS-Häufigkeit

Im Strahlungstransportprogramm werden die  $H_2$ -Dichte und die CS-Säulendichte als freie Parameter benutzt, um die Linienverhältnisse, bezogen auf die gleiche Teleskopkeulengröße, anzupassen. Wenn eine gemittelte zentrale Dichte von  $2({}_{-1}^{+2}) 10^6 \text{ cm}^{-3}$  an der  $[0,0]$ -Position und eine Temperatur von 55 K angenommen werden, dann ergibt sich eine Säulendichte von  $N(\text{CS}) = 9(\pm 1.0) 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  für CS, um die gemessenen Linienintensitäten zu modellieren. Für alle anderen Kartenpositionen sind die Ergebnisse der Linienanpassung in Tabelle 2 zusammengefasst. Diese sind ebenfalls für eine Temperatur von 55 K ermittelt worden. Die Fehlerabschätzungen folgen aus der Annahme einer 20%-igen Kalibrationsunsicherheit der Linienintensitäten und sind in Klammern gegeben.

Um die Gesamtsäulendichte von  $H_2$  zu bestimmen, wurden die JCMT- $C^{18}O$ -Spektren genutzt, da diese Linien mit der gleichen Hauptkeulengröße wie für CS  $J = 5 \rightarrow 4$  gemessen wurden. Mit Hilfe der oben bestimmten physikalischen Parameter, wie Temperatur und Dichte, wurden die  $C^{18}O$ -Intensitäten berechnet. Die  $C^{18}O J = 2 \rightarrow 1$ -Linien sind in den meisten Fällen optisch dünn, außer an der Position des kleinen Sternhaufens. Dort lassen sich die optischen Tiefen auf Grund der selbstabsorbierten Linienstrahlung nicht eindeutig abschätzen. Die Strahlungstransportrechnungen ergeben optische Tiefen zwischen  $\tau = 0.01$  und 0.16. Um die Säulendichte von  $H_2$  zu bestimmen, wurden die Häufigkeitsverhältnisse von  $\text{CO}/C^{18}O = 500$  und  $\text{CO}/H_2 = 1.7 \cdot 10^{-4}$  verwendet. Die Wahl von  $\text{CO}/H_2$  wird von de Boisanger & Mitarb. (1996) näher diskutiert und ist in guter Übereinstimmung mit dem oberen Grenzwert, der von Lacy & Mitarb. (1994) auf Grund von Linienabsorptionsmessungen im Infraroten für dieses Objekt bestimmt worden ist. Für eine gemittelte, zentrale Dichte von  $2({}_{-1}^{+2}) 10^6 \text{ cm}^{-3}$  ergibt sich eine molekulare Wasserstoffsäulendichte von  $N(H_2) = 6.8 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  und eine daraus resultierende CS-Häufigkeit von  $X(\text{CS}) = N(\text{CS})/N(H_2) = 1.3 \cdot 10^{-9}$ . Zusätzliche Messungen der  $C^{17}O J = 3 \rightarrow 2$ -Linie mit dem CSO (siehe de Boisanger & Mitarb. 1996) und der Verwendung des gleichen  $\text{CO}/H_2$ -Verhältnisses sowie des Verhältnisses  $\text{CO}/C^{17}O = 2600$  liefern eine Säulendichte von  $N(H_2) = 8.3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  und eine CS-Häufigkeit von  $X(\text{CS}) = 1.1 \cdot 10^{-9}$ . Beobachtungen der gleichen  $C^{17}O$ -Linie mit dem JCMT liefern eine etwas niedrigere  $H_2$ -Säulendichte von  $4.7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ .

Die Änderung der  $H_2$ -Säulendichte innerhalb des betrachteten Gebiets lässt sich aus den  $C^{18}O$ -Messungen an den Kartenpositionen ableiten. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 zusammengefasst. Ein typischer Wert an den äußeren Kartenpositionen ist  $N(H_2) = 3(\pm 1) 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Für die meisten Positionen wurden die  $C^{18}O$ -Linien mit einer einzelnen Gaußkurve angepaßt. Nur an der Position des kleinen

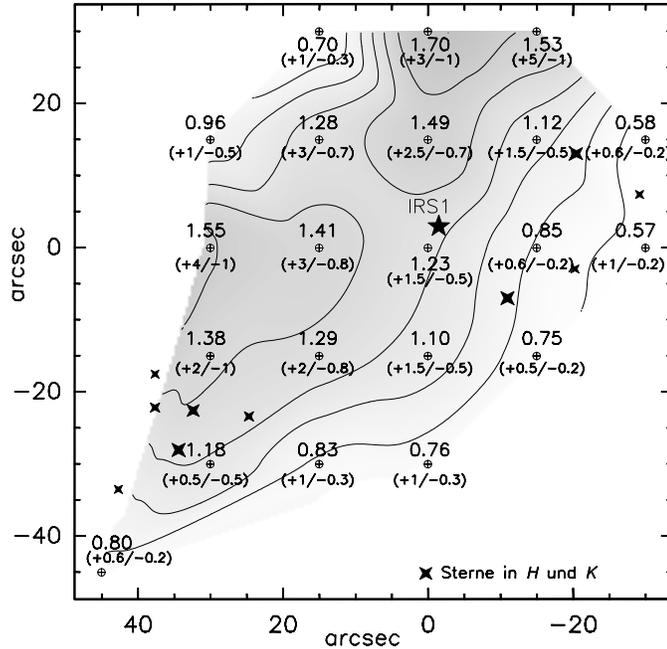


Abbildung 15: Die relative Häufigkeitsverteilung des CS-Moleküls (hinsichtlich  $H_2$ ) um die Position von IRS1. Die Größen stellen über die Teleskopkeule ( $21''$ ) gemittelte Werte dar. Diese sind in Einheiten von  $\times 10^{-9}$  dargestellt.

Sternhaufens können eindeutig zwei Geschwindigkeitskomponenten getrennt betrachtet werden. Diese befinden sich bei (a)  $v_{\text{lsr}} = 6.3 \text{ km s}^{-1}$  und (b)  $v_{\text{lsr}} = 8.2 \text{ km s}^{-1}$  und sind entsprechend in Tabelle 2 einzeln aufgeführt.

Weiterhin wurde die relative CS-Häufigkeit  $X(\text{CS}) = N(\text{CS})/N(\text{H}_2)$  an allen Kartenpositionen bestimmt, für die es hauptkeulengemittelte Werte von  $N(\text{CS})$  und  $N(\text{H}_2)$  gibt. Die berechneten CS-Häufigkeiten sind in Tabelle 2 angegeben. Abb. 15 gibt eine Übersicht über die Häufigkeitsverteilung in der Himmelsebene. Auch hier basieren die Fehler auf den Folgefehlern der Säulendichten. Die Bestimmung der CS-Häufigkeit an der Position des kleinen Sternhaufens ist komplizierter. Im Gegensatz zu  $\text{C}^{18}\text{O}$  zeigt das CS-Spektrum nur eine breite Spektrallinie. Somit kann hier nur ein einziger Wert für die Dichte an der Position  $[+45'', -45'']$  bestimmt werden. Um eine Abschätzung der CS-Häufigkeit an dieser Position zu erhalten, wurde die gleiche Dichte für beide  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Linienkomponenten angenommen.

Abb. 15 zeigt, daß in dem kartierten Gebiet auf der Größenordnung der Teleskophauptkeule keine nennenswerte Häufigkeitsänderung des CS-Moleküls stattfindet. Kleine Variationen liegen innerhalb der Fehlergrenzen. Das Ergebnis deutet auf einen ziemlich konstanten Wert von  $X(\text{CS}) = 1^{(+4}_{-0.7)} 10^{-9}$  in der gesamten Wolke (dem kartierten Gebiet) hin. Dieses Ergebnis ist mit der Tatsache in Übereinstimmung, daß das gesamte betrachtete Wolkengebiet eine nahezu konstante und "warme" Temperatur von 55 K besitzt. Ein auffälliger Häufigkeitsgradient sollte deshalb nicht zu erwarten sein. Die bestimmte CS-Häufigkeit ist in der Größenordnung, wie sie auch für andere Sternentstehungsgebiete gefunden worden ist (vgl. Abschnitt 2.3.7).

#### 2.3.5.4 Massebestimmung

Um die Gasmasse der Wolke um IRS1 mit Hilfe der obigen  $\text{H}_2$ -Säulendichten abzuschätzen, wurde eine mittlere  $\text{H}_2$ -Säulendichte bestimmt. Wird ein Wolkenradius von  $R = 30''$  angenommen, der dem kartierten Gebiet in CS  $J = 7 \rightarrow 6$  entspricht, dann ergibt sich eine Wolkenmasse von  $40 M_{\odot}$  innerhalb dieses Gebiets. Um die  $\text{H}_2$ -Säulendichte auch an den äußeren  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Kartenpositionen, wo keine Dichtebestimmung stattfand, zu erhalten, wurde die Formel von Frerking & Mitarb. (1982)

$$N(\text{H}_2) [\text{cm}^{-2}] = 3 \times 10^{21} \int_{v_1}^{v_2} T_{\text{mb}}[\text{K}] \Delta v [\text{kms}^{-1}] \quad (3)$$

genutzt. Die Gesamtmasse innerhalb des in  $\text{C}^{18}\text{O}$  kartierten Gebiets ( $2' \times 2'$ ) beträgt somit ca.  $175 M_{\odot}$ .

Tabelle 2: Ergebnisse der Strahlungstransportrechnungen für das CS 7→6/5→4-Linienverhältnis für eine konstante Temperatur von 55 K an allen Kartenpositionen. Die Fehler sind in Klammern gegeben. In den Tabellenspalten sind enthalten: (1) die Kartenpositionen in Bogensekunden, (2) die Dichte, gemittelt über die Hauptkeule, (3) die Säulendichte, gemittelt über die Hauptkeule, (4) die optische Tiefe von CS  $J = 7 \rightarrow 6$ , (5) die optische Tiefe von CS  $J = 5 \rightarrow 4$ , (6) die optische Tiefe von  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$ , (7) die  $H_2$ -Säulendichte, gemittelt über die Teleskopkeule und (8) die CS-Häufigkeit.

Karten- Position	$n$ $\times 10^6$ [cm <sup>-3</sup> ]	$N(\text{CS})$ $\times 10^{13}$ [cm <sup>-2</sup> ]	$\tau_{\text{CS}7 \rightarrow 6}$	$\tau_{\text{CS}5 \rightarrow 4}$	$\tau_{C^{18}O}$	$N(\text{H}_2)$ $\times 10^{22}$ [cm <sup>-2</sup> ]	$X(\text{CS})$ $\times 10^{-9}$
$x$ $y$	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
+45 -45 (a)	4.0(+5.0/-2.0)	1.2(+0.4/-0.2)	0.49	0.48	0.09	1.5(±0.3)	0.8(+0.6/-0.3)
(b)					0.14	2.4(±0.4)	0.5(+4.0/-2.0)
+30 +15	1.3(+1.5/-0.5)	4.1(+2.0/-1.5)	0.14	0.30	0.11	2.3(±0.8)	1.0(+1.0/-0.5)
+30 0	1.2(+1.0/-0.8)	7.2(+5.0/-4.0)	0.22	0.56	0.13	4.6(±1.0)	1.5(+4.0/-1.0)
+30 -15	1.6(+1.5/-1.2)	7.2(+5.0/-3.0)	0.23	0.48	0.14	5.1(±1.0)	1.4(+2.0/-1.0)
+30 -30	6.5(+4.0/-1.0)	6.0(+0.5/-1.0)	0.17	0.14	0.12	5.3(±1.0)	1.2(±0.5)
+15 +30	1.4(+1.5/-0.7)	2.9(+2.0/-1.0)	0.10	0.21	0.09	4.2(+0.5/-0.8)	0.7(+1.0/-0.3)
+15 +15	1.7(+2.0/-1.0)	6.4(+5.0/-2.0)	0.25	0.41	0.12	5.0(±1.0)	1.3(+3.0/-0.7)
+15 0	1.8(+3.0/-1.0)	8.6(+5.0/-3.0)	0.38	0.56	0.17	6.1(+1.2/-1.4)	1.4(+3.0/-0.8)
+15 -15	2.6(+3.0/-0.7)	7.1(+5.0/-2.0)	0.30	0.39	0.14	5.4(±1.0)	1.3(+2.0/-0.8)
+15 -30	2.2(+2.5/-1.0)	3.4(+2.5/-1.0)	0.13	0.18	0.10	4.1(±0.8)	0.8(+1.0/-0.3)
0 +30	0.97(+1.0/-0.7)	6.9(+5.0/-2.0)	0.18	0.48	0.10	4.0(+0.8/-1.1)	1.7(+3.0/-1.0)
0 +15	2.6(+4.0/-1.0)	7.7(+5.0/-2.0)	0.29	0.35	0.12	5.1(±1.0)	1.5(+2.5/-0.7)
0 0	3.2(+5.0/-2.0)	8.4(±2.0)	0.34	0.35	0.16	6.8(+0.8/-1.2)	1.2(+1.5/-0.5)
0 -15	3.6(+5.0/-2.0)	5.7(+3.0/-1.0)	0.25	0.25	0.12	5.2(±1.0)	1.1(+1.5/-0.5)
0 -30	2.1(+2.0/-1.0)	2.9(+2.0/-1.0)	0.13	0.19	0.09	3.7(±0.7)	0.8(+1.0/-0.3)
-15 +30	0.98(+1.5/-0.7)	6.0(+5.0/-3.0)	0.18	0.17	0.12	3.9(±0.9)	1.5(+5.0/-1.0)
-15 +15	3.0(+5.0/-1.5)	2.3(+2.5/-1.0)	0.19	0.21	0.11	3.9(±0.8)	1.1(+1.5/-0.5)
-15 0	7.7(+3.0/-2.0)	3.6(±0.2)	0.12	0.10	0.10	2.3(±0.8)	0.8(+0.6/-0.2)
-15 -15	5.7(±3.0)	2.6(+0.7/-0.2)	0.10	0.09	0.08	3.5(±0.7)	0.8(+0.5/-0.2)
-30 +15	2.9(+4.0/-1.5)	1.8(+1.0/-0.5)	0.08	0.09	0.10	3.1(±0.6)	0.6(+0.6/-0.2)
-30 0	2.4(+2.5/-1.0)	1.7(+2.5/-0.5)	0.08	0.10	0.08	3.0(+0.1/-1.0)	0.6(+1.0/-0.2)

Außerdem läßt sich die Virialmasse dieser Wolke mit

$$M_{\text{vir}} = \frac{5}{\sqrt{8 \ln 2}} \frac{R (\Delta v)^2}{\alpha_{\text{vir}} G} = 104 \frac{2R[\text{pc}] (\Delta v[\text{km s}^{-1}])^2}{\alpha_{\text{vir}}} [\text{M}_{\odot}], \quad (4)$$

abschätzen. Hierbei ist  $\alpha_{\text{vir}}$  durch  $\alpha_{\text{vir}} = (1 - p/3)/(1 - 2p/5)$  definiert und  $p = 2$  gibt den Dichteabfall vom Zentrum nach außen an.  $G$  ist die Gravitationskonstante und  $R$  ist der Radius der Wolke. Von der Kartierung in  $\text{NH}_3$  (1,1) von Krügel & Mitarb. (1987) läßt sich ein Wolkenradius von  $R = 0.6$  pc (= 155") für ein Gebiet, das Dichten  $\geq 1 \cdot 10^4$  cm<sup>-3</sup> einschließt, ableiten.

Die mittlere Linienbreite aller  $C^{18}O$ - und CS  $J = 7 \rightarrow 6$  -Linien ist  $\Delta v = 2.9$  km s<sup>-1</sup>. Die Verwendung dieses Werts ergibt eine Virialmasse von  $M_{\text{vir}} = 630 \text{ M}_{\odot}$  für diese Wolke. Für die genannten Wolkenradien stimmen die erhaltenen Massenwerte gut mit den Ergebnissen von Krügel & Mitarb. (1987) überein.

### 2.3.6 Modellierung des Wolkenaufbaus mit Hilfe des Strahlungstransports

In Kap. 2.3.5 wurde eine grobe Dichtebestimmung mit Hilfe einer punktwisen Berechnung der CS-Linienverhältnisse durchgeführt. CS-Beobachtungen bei anderen jungen stellaren Objekten wie z.B. bei S 140 IRS1 (Zhou & Mitarb. 1994) und AFGL 2591 (Carr & Mitarb. 1995) zeigen, daß der Dichteabfall gut mit einem Potenzgesetz beschrieben werden kann. Um zu überprüfen, ob die radiale Dichtestruktur

Tabelle 3: Parameter der kugelsymmetrischen Modellwolke, die aus einem Kern und 4 weiteren Schalen besteht. Der jeweils äußere Radius vom Kern und den Schalen wird durch  $r_o$  angegeben.  $T_i$  und  $n_i$  sind Temperatur und Dichte an den inneren Schalenrändern. Innerhalb jeder Schale ist der Temperaturverlauf mit  $T = T_i(r/r_i)^{p_i}$  definiert sowie der Dichteverlauf mit  $n = n_i(r/r_i)^{q_i}$ . Die Ausdehnung des Kerns und der Wolkenschalen in Bogensekunden ist auf eine Entfernung von 800 pc bezogen.

	$r_o$			$T_i$ [K]	$p_i$	$n_i$ [cm <sup>-3</sup> ]	$q_i$
	[pc]	[AE]	["]				
Wolkenkern	0.010	2063	2.6	55	0	1.0 10 <sup>7</sup>	0
Schale 1	0.023	4744	5.9	55	0	1.0 10 <sup>7</sup>	-2.0
Schale 2	0.070	14439	18.0	55	0	1.9 10 <sup>6</sup>	-1.7
Schale 3	0.200	41253	51.6	55	0	2.8 10 <sup>5</sup>	-0.5
Schale 4	0.600	123760	154.7	55	-1.4	1.7 10 <sup>5</sup>	-2.0

von NGC 2264 IRS1 auch einem solchem Gesetz folgt, wurde mit Hilfe eines Linienstrahlungstransportprogrammes, das von Ossenkopf (1997) entwickelt worden ist, die physikalische Struktur der Wolke modelliert. Dieses eindimensionale Modell ist eine Weiterentwicklung eines mikroturbulenten Strahlungstransportprogrammes von Krügel & Chini (1994) und erlaubt die Berechnung von Linienprofilen für lineare Moleküle in kugelsymmetrischen Wolken. ‘Mikroturbulent’ bedeutet hierbei, daß die Weglänge, auf der die Turbulenz einen merklichen Einfluß auf die Verbreiterung der lokalen Linienbreite hat, klein gegenüber der Weglänge ist, bei der das Wolkenmaterial optisch dick wird. Die Modellwolke kann aus einem Kern und einer beliebigen Anzahl von Schalen bestehen. Dabei sind die Parameter wie u.a. Temperatur, Dichte, Molekülhäufigkeiten oder Linienbreite des Wolkenkerns konstant. Innerhalb der Schalen lassen sich Verläufe der Form  $A(r) = A_o r^{-p}$  für unterschiedliche Größen wählen. Das Programm löst selbstkonsistent das Strahlungstransportproblem für alle Energieniveaubesetzungen und Energiedichten an allen radialen Stützstellen. Die Zahl der benutzten Stützstellen wird vom Programm auf Grund der Modellkonfiguration selbst ermittelt. Somit können die Linienprofile an beliebigen radialen Kartenpositionen berechnet werden, die außerdem mit einer Teleskopkeule endlicher Ausdehnung ‘theoretisch’ beobachtet werden. Die Ergebnisse dieser Simulation werden im folgenden mit den gemessenen C<sup>18</sup>O- und CS-Spektren verglichen.

### 2.3.6.1 Parameter

Für die Modellwolke erfolgte eine starke Vereinfachung der tatsächlichen Wolkenstruktur um IRS1. Die beste Übereinstimmung zwischen Modell und gemessener Spektrenverteilung liefert ein Wolkenmodell, das aus einem Kern und vier Schalen besteht, um das unterschiedliche Verhalten von Dichte und Temperatur innerhalb der Wolke zu simulieren. Der Temperatur- bzw. Dichteverlauf in jeder Schale ist durch  $T = T_i(r/r_i)^{p_i}$  bzw.  $n = n_i(r/r_i)^{q_i}$  gegeben, wobei  $T_i$  die Temperatur und  $n_i$  die Dichte am inneren Rand der  $i$ -ten Schale sind. Die Exponenten  $p_i$  und  $q_i$  spezifizieren die Gradienten des radialen Verlaufs. Tabelle 3 enthält die Parameter, für die eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Messung gefunden wurden. Um die große Zahl der freien Modellparameter einzuschränken, wurde ein konstanter Häufigkeitswert für C<sup>18</sup>O und CS für alle Wolkenschalen sowie für den Kern angenommen:  $X(\text{CS}) = 7 \cdot 10^{-10}$  und  $X(\text{C}^{18}\text{O}) = 2.9 \cdot 10^{-8}$ . Tests ergaben, daß Änderungen der Häufigkeit innerhalb der üblicherweise bekannten Grenzwerte in den Schalen weitaus kleinere Veränderungen in den berechneten Linienspektren bewirken als dies durch kleine Temperatur- oder Dichteänderungen der Fall ist. Weiterhin wurde eine konstante Linienverbreiterung durch Turbulenz von  $\Delta v_{\text{turb}} = 2.3 \text{ km s}^{-1}$  für alle Linien und für die gesamte Wolke angenommen. Dieser Wert wurde aus der Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Spektren gewonnen. Abb. 16 zeigt eine Übersicht der ‘besten’ Modellwolke. Um einen Vergleich zwischen der flächenhaften Ausdehnung der Modellwolke und der in CS  $J = 2 \rightarrow 1$  kartierten Fläche zu erhalten, sind die Wolkenschalen als Kreise und die Meßpunkte als kleine Kreuze

abgebildet. Der verwendete radiale Temperatur- und Dichteverlauf sind so dargestellt, daß die Werte jeweils vom Zentrum nach außen hin abfallen. Die Werte für die Schalenränder sind durch Punkte gekennzeichnet. Für die Darstellung erfolgte eine lineare Interpolation zwischen den Grenzwerten. Im Programm werden aber zwischen 100 und 140 radiale Stützstellen benutzt, um den Strahlungstransport durch die Gesamtwolke zu simulieren.

Der Dichtewert von  $n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$  am äußeren Wolkenrand sowie die Gesamtausdehnung der Modellwolke wurde wieder an die ausgedehntere Ammoniakkartierung von Krügel & Mitarb. (1987) angelehnt. Da die Temperatur am äußeren Wolkenrand zwischen 10 und 15 K liegen sollte, ist es notwendig, in der äußeren Wolkenschale einen ungewöhnlich steilen Temperaturabfall mit  $p = -1.4$  zu benutzen.

Bei der Anpassung des Wolkenmodells an die gemessenen Spektren fällt auf, daß die optisch dünneren Linienprofile (hauptsächlich die  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Linien) an den unterschiedlichen radialen Positionen sehr empfindlich den Gesamtdichteverlauf in der Wolke festlegen. Diese Linien zeigen aber wenig Veränderungen hinsichtlich der Wahl verschiedener Temperaturgradienten. Somit bleibt auf Grund des durch  $\text{C}^{18}\text{O}$  festgelegten Dichteverlaufs nur noch die Temperatur als freier Parameter übrig, um die CS-Linien an die gemessenen Spektren anzupassen. Die besten Anpassungsergebnisse fordern ein relativ großes inneres Wolkengebiet mit einer Temperatur  $\geq 35 \text{ K}$ . Somit wird hier das Ergebnis, das bereits bei der punktweisen Berechnung der Linienverhältnisse im Abschnitt 2.3.5.1 gefunden wurde, bestätigt.

### 2.3.6.2 Ergebnisse

Für einen Vergleich der berechneten Linienprofile mit den Messungen wurde das gemessene zweidimensionale Spektrenraster auf ein eindimensionales Spektrenfeld reduziert, indem alle Spektren mit dem gleichen absoluten radialen Abstand zum Kartenzentrum  $[0,0]$  gemittelt wurden. Für diese Prozedur wurden alle Spektren mit dem radialen Abstand 7.5, 15, 22.5, 30, 37.5, 45, 52.5 und 60 Bogensekunden genutzt. Auf diese Weise läßt sich das Gebiet des kleinen Sternhaufens ausschließen, da hier nur der Aufbau einer kugelförmigen Wolke um IRS1 untersucht werden soll. Abb. 17 zeigt den Vergleich zwischen den gemittelten Beobachtungsergebnissen und den am besten angepaßten Modelllinienprofilen für verschiedene Kartenpositionen. Die beste Übereinstimmung konnte bei den  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Linien und den unteren CS-Übergängen an den äußeren Positionen erreicht werden. Eine gleichzeitige Anpassung der CS  $J = 3 \rightarrow 2$ -Linien an den inneren Positionen und der CS  $J = 5 \rightarrow 4$ -Linien an den äußeren erwies sich als bedeutend schwieriger. Die CS  $J = 3 \rightarrow 2$ -Profile an den inneren Positionen zeigen immer zu kleine Intensitäten, während die äußeren CS  $J = 5 \rightarrow 4$ -Linienintensitäten immer zu groß sind. Um die zentralen Dichten zu überprüfen, wurden außerdem die Linienanpassungen mit den Spektren von CS  $J = 10 \rightarrow 9$  und  $\text{C}^{34}\text{S}$  verglichen (siehe Abb. 17).

Um die Empfindlichkeit der Ergebnisse bezüglich der Veränderung der Eingangsparameter zu ermitteln, sind insgesamt etwa 100 Testrechnungen durchgeführt worden. Dabei wurden die Auswirkungen auf die berechneten Spektren bei Verwendung einer unterschiedlichen Anzahl von Wolkenschalen und deren Ausdehnung sowie die Änderung der Kernparameter und der Gradienten untersucht. Die Anzahl von 4 Wolkenschalen um einen sehr kleinen Kern scheint die Mindestanzahl zu sein, die den unterschiedlichen Dichte- und Temperaturverlauf noch gut beschreiben kann. Prinzipiell ließe sich der Wolkenaufbau auch mit einer noch feineren Gliederung der Schalenstruktur beschreiben. Da das Programm aber die Zahl und die Lage der radialen Stützpunkte für den Strahlungstransport selbst adaptiv dem Gesamtaufbau der Wolke anpaßt und die Zahl der Stützstellen im allgemeinen sehr viel größer ist als die Schalenanzahl, ist natürlich nur eine solch "grobe" Gliederung der Schalenstruktur notwendig, wie aus tatsächlichen Änderungen in den berechneten Spektren zu bemerken ist. Andererseits liefert das Verwenden von weniger als 4 Wolkenschalen eine zu tiefe Absorption in den Linienspektren, die nicht beobachtet wurde. Das deutet daraufhin, daß weniger als 4 Schalen den großräumigen Dichteverlauf nicht strukturiert genug wiedergeben. Die Tests zeigten weiterhin, daß Veränderungen der Gradienten in der Größenordnung von  $\Delta p$  &  $\Delta q \pm 0.2$  bereits deutlich sichtbare Spektrenveränderungen hervorbrachten. Bei einer Änderung

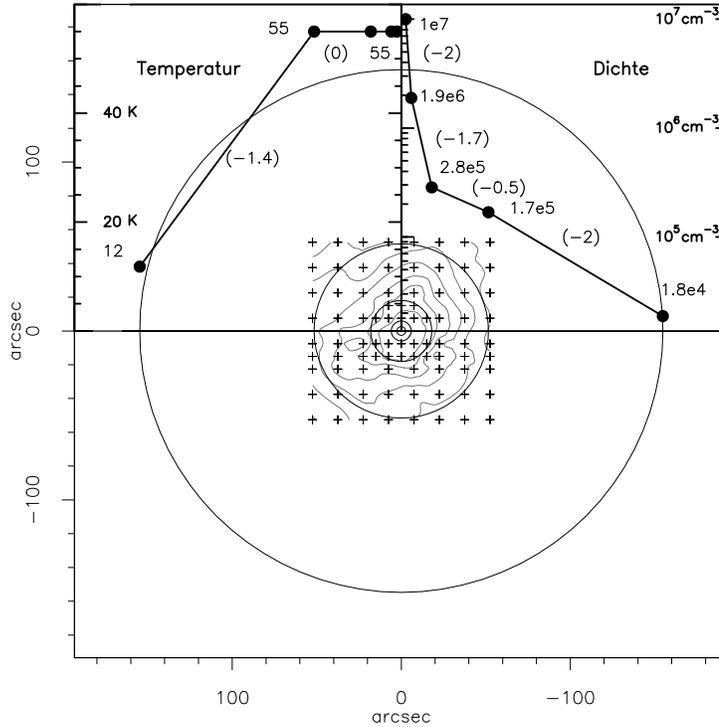


Abbildung 16: Überblick über die Temperatur- und Dichteverläufe eines gut passenden Wolkenmodells. Die Kreise kennzeichnen die Größe der Wolkenchalen und des Kerns. Die CS  $J = 2 \rightarrow 1$  -IRAM-Karte wurde überlagert. Die kleinen Kreuze markieren die Meßpunkte. Die Werte an den Punkten geben Temperatur und Dichte an den Schalenrändern an. Die Größen in den Klammern stellen die verwendeten Exponenten für den radialen Verlauf dar.

der Ausdehnung der Wolkenchalen sind bereits Profilveränderungen bei  $\pm 0.1$  pc zu bemerken. In diesen Größenordnungen sollten deshalb die Fehler in der Anpassung der Modellwolke an die Messungen liegen.

Prinzipiell ist denkbar, daß eine gute Modellanpassung mit anderen Wolkenkonfigurationen gefunden werden könnte, wie z.B. einer konstanten Dichte- oder Temperaturverteilung in der gesamten Wolke, dafür aber mit einer speziell modellierten Häufigkeitsverteilung. Sicher ist aber bei einer solchen Konfiguration, daß ein konstanter  $T$ - oder  $n$ -Gradient physikalisch nicht sinnvoll ist und die Molekülhäufigkeiten die bekannten kosmischen Grenzwerte um Größenordnungen über- bzw. unterschreiten. Inwieweit aber eine Mischform aus z.B. einem veränderten Dichtegradienten und einer dazu angepaßten Häufigkeitsänderung, die in den bekannten kosmisch nachgewiesenen Grenzen variiert, tatsächlich vorliegt, kann mit Hilfe dieses Programms nicht eindeutig gesagt werden.

Das wesentliche Ergebnis dieser Modellrechnung ist aber, daß die Dichte mit einem Exponent von  $p \sim -2$  in einem inneren Wolkengebiet von nur 0.07 pc ( $18''$ ) abfällt. Dieser kleine interstellare Wolkenkern ist mit Material umgeben, das einen flacheren Dichtegradienten von nur  $p \sim -0.5$  aufweist. Um am äußeren "Modellwolkenrand" die Dichte auf einen Wert nahe  $1 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$  abfallen zu lassen, wurde um das Gebiet mit flacherem Dichteabfall eine Wolkeschale mit wiederum einem steileren Dichtegradienten ( $p = -2$ ) angeordnet. Die Modellierung der CS-Linienprofile zeigt, daß ein relativ großes Gebiet von mindestens 0.2 pc ( $50''$ ) eine recht hohe Temperatur von  $T_{\text{kin}} \sim 50$  K aufweist. Der steile Dichteanfall im Inneren der Wolke scheint in Widerspruch zu den Ergebnissen im Abschnitt 2.3.5.2 zu stehen, wo Material mit einer Dichte von  $n \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$  über ein Gebiet von ungefähr  $1' \times 1'$  gefunden wurde. Jedoch zeigt der Vergleich mit den CS  $J = 5 \rightarrow 4$  und  $J = 7 \rightarrow 6$  -Linienprofilen an den unterschiedlichen Kartenpositionen, daß offensichtlich dichteres Material vom Wolkenzentrum mit der endlich ausgedehnten Teleskopkeule bzw. den Teleskopnebenkeulen auch noch an entfernteren Kartenpositionen mitgemessen wird.

## 2.3.7 Chemie

### 2.3.7.1 Säulendichten der verschiedenen Molekülarten

Um einen Überblick über die Chemie dieses Gebiets zu bekommen, wurden auf Grund der verschiedenen Linienmessungen an der Position von IRS1, die in Tabelle 1 gegeben sind, die Molekülhäufigkeiten berechnet. Für die meisten Moleküle wurden die Säulendichten ebenfalls mit Strahlungstransportrech-

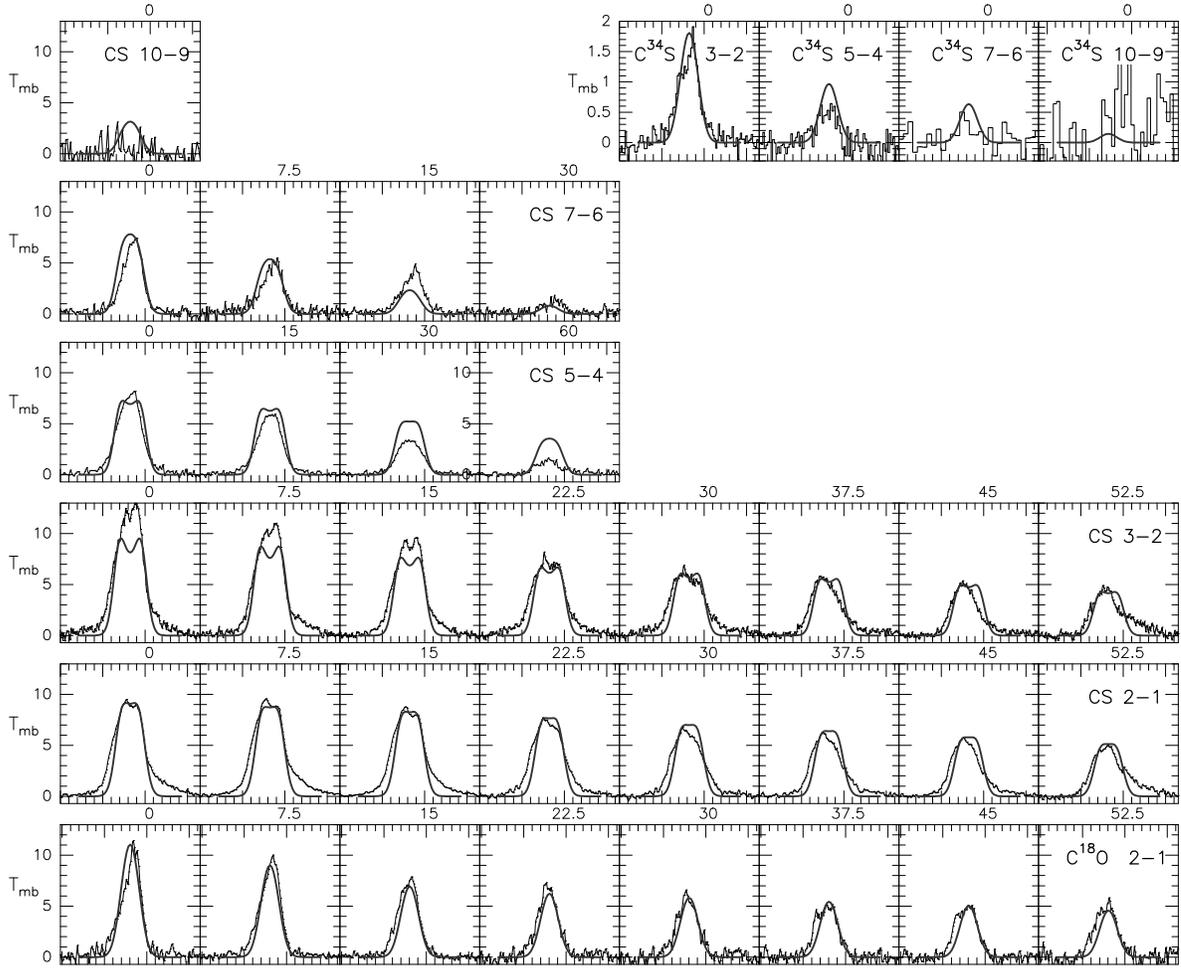


Abbildung 17: Überlagerung der berechneten Linienprofile (dicke Linien) mit den gemittelten gemessenen Spektren (dünne Linien) an den jeweiligen radialen Kartenpositionen. Über jedem Spektrum ist der radiale Positionsabstand zu  $[0,0]$  in Bogensekunden gegeben. Von oben nach unten ist dargestellt: CS  $J = 10 \rightarrow 9$  und verschiedene  $C^{34}S$ -Übergänge bei  $[0,0]$ , die CS  $J = 7 \rightarrow 6$ , CS  $J = 5 \rightarrow 4$ , CS  $J = 3 \rightarrow 2$ , CS  $J = 2 \rightarrow 1$  und die  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$ -Übergänge für verschiedene radiale Kartenpositionen.

nungen, in der gleichen Weise wie in Kap. 2.3.5. bzw. bei Helmich & van Dishoeck (1997) für das Sternentstehungsgebiet W 3 beschrieben, bestimmt. Die gemittelte Dichte von  $n = 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  und eine Temperatur von  $T = 55 \text{ K}$  wurden genutzt, um die Linienintensitäten der unterschiedlichen Molekülarten und Übergänge anzupassen.

Zur Vollständigkeit sind in Tabelle 4 die Säulendichten für die Ionen aufgelistet, wie sie bereits bei de Boisanger & Mitarb. (1996) veröffentlicht wurden.

Die Analyse des  $H_2CO$ -Moleküls erfolgte mit den JCMT-Daten. Die meisten beobachteten  $H_2CO$ -Linien gehören zur Para-Spezies und ergeben eine Säulendichte von  $N(p\text{-}H_2CO) = 5.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Mit der Annahme eines Ortho/Para-Verhältnisses von 3 ergibt sich somit eine Gesamtsäulendichte von  $N(H_2CO) = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

Für das  $CH_3CN$ -Molekül standen nur die Messungen des niederenergetischen  $J = 5_K \rightarrow 4_K$ -Bands, die mit dem IRAM-30m-Teleskop erhalten wurden, zur Verfügung (Abb. 12). Obwohl die Linien sehr schwach sind, ist es möglich, eine separate Analyse der Ortho- und Para-Spezies durchzuführen. Für diese beiden Spezies wurden Säulendichten von  $2.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  und  $3.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  gefunden. Damit ist das Ortho-Para-Verhältnis nahe dem Verhältnis, das für hohe Temperaturen gefunden wird (Wilner & Mitarb. 1994, weitere Referenzen dort). Jedoch wurde für  $CH_3CN$  häufig eine sehr kompakte räumliche Verteilung mit Linien hoher optischer Tiefe gefunden (z.B. von Wink & Mitarb. 1994 für W 3( $H_2O$ )).

In dieser Hinsicht wären interferometrische Messungen für NGC 2264 IRS1 nötig, um zu prüfen, ob das auch hier der Fall ist.

Für CH<sub>3</sub>OH wurde ein Rotationsdiagramm erstellt, da hier die Stoßratenkoeffizienten nicht verfügbar waren (siehe Abschnitt 2.3.5.1, Abb. 13). Somit ergibt sich für dieses Molekül eine Rotationstemperatur von  $T_{\text{rot}} = 27 \pm 3$  K und eine Säulendichte von  $N(\text{CH}_3\text{OH}) = 6.0 \pm 1.6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

Die in der Tab. 4 aufgeführte Säulendichte für HCN wurde von den Beobachtungen des optisch dünnen H<sup>13</sup>CN-Moleküls erhalten, wobei ein Isotopenverhältnis von  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 60$  angenommen wurde. Für das ungesättigte HC<sub>3</sub>N-Molekül ist nur ein einziger Übergang gemessen worden. Die hier abgeleitete Säulendichte von  $N(\text{HC}_3\text{N}) = 1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  in einer 21"-großen Teleskopkeule erscheint eher etwas zu hoch.

Bei den Schwefeloxiden wurde nur das SO-Molekül eindeutig nachgewiesen. SO<sub>2</sub> wurde nur in zwei Spektren gefunden, wobei ein Liniennachweis nur sehr unsicher ist (Abb. 12). Mit der Annahme einer Rotationstemperatur von  $T_{\text{rot}} = 20$  K — ähnlich wie für CH<sub>3</sub>OH — kann eine Säulendichte von  $N(\text{SO}_2) = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  abgeleitet werden. Jedoch sollte diese Größe als obere Grenze verstanden werden.

Im Vergleich zu anderen Moleküllinien zeigt die SiO  $J = 6 \rightarrow 5$  -Linie ein sehr ungewöhnliches Profil mit zwei unterschiedlichen Geschwindigkeitskomponenten: eine sehr schmale Linie mit einer Halbwertsbreite von  $\Delta v < 1 \text{ km s}^{-1}$ , die "auf" einer breiten Linienkomponente sitzt (Abb. 12). Für die Säulendichtebestimmung wurde aber nur die breite Linienkomponente genutzt.

Die berechneten Säulendichten für die verschiedenen Molekulararten sind in Tab. 4 gelistet und gelten als über die JCMT-Hauptkeule (15 — 20") gemittelte Werte.

### 2.3.7.2 Häufigkeiten der verschiedenen Moleküle

Um die Häufigkeiten  $X = N(\text{Molekül})/N(\text{H}_2)$  der verschiedenen Moleküle zu bestimmen, wurde als Referenz die molekulare Wasserstoffsäulendichte von  $N(\text{H}_2) = 6.8 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  verwendet, die im Abschnitt 2.3.5.3 von C<sup>18</sup>O abgeleitet worden ist. Die Ergebnisse sind in Tab. 4 zusammengefaßt. Außerdem sind zum Vergleich der Häufigkeiten, die für NGC 2264 IRS1 ermittelt wurden, die Häufigkeiten der noch massereichen Sternentstehungsgebiete W 3 IRS4 und IRS5 (Helmich & van Dishoeck 1997, Blake & Mitarb. 1994) sowie des jungen, massearmen Objekts IRAS 16293–2422 (van Dishoeck & Mitarb. 1995) angegeben. Diese Angaben sind zu einem Vergleich deshalb gut geeignet, da nahezu alle Messungen für die Häufigkeiten der unterschiedlichen Objekte mit dem gleichen Teleskop (JCMT) durchgeführt wurden sowie die gleichen Auswertungsmethoden zur Anwendung kamen. Der wesentliche Unterschied liegt im verwendeten CO/H<sub>2</sub>-Häufigkeitsverhältnis, welches für W 3 nahezu dreimal höher ist als in IRAS 16293–2422. Der Wert für NGC 2264 IRS1 liegt mit  $1.7 \cdot 10^{-4}$  in der Mitte zwischen beiden Verhältnissen (siehe CO-Häufigkeiten in Tabelle 4). In allen drei Sternentstehungsgebieten sind die molekularen Wasserstoffsäulendichten durch Infrarotabsorptionsmessungen unabhängig von radioastronomischen Messungen bestimmt worden, so daß die unterschiedlichen CO/H<sub>2</sub>-Umwandlungsfaktoren realistisch sein sollten.

Innerhalb der Unsicherheiten, die durch die Messungen am Teleskop sowie durch die Datenanalyse bedingt sind, lassen sich einige Schlußfolgerungen über die Chemie in NGC 2264 IRS1 ziehen.

- (1) Die Häufigkeiten einfacher Molekülspezies wie CS und HCO<sup>+</sup> sind in nahezu allen drei unterschiedlichen Sternentstehungsgebieten gleich.
- (2) Die Häufigkeiten der organischen Moleküle H<sub>2</sub>CO und CH<sub>3</sub>OH scheinen in NGC 2264 IRS1 etwas erhöht zu sein, speziell in Vergleich mit W 3 IRS5. Dagegen fehlen schwefelhaltige Moleküle, wie SO und SO<sub>2</sub>, in NGC 2264 fast völlig.
- (3) Der auffallendste Aspekt in der Chemie von NGC 2264 IRS1 ist jedoch die Stickstoffchemie. Hier wurde eine ungewöhnlich große Häufigkeit von N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> und damit auch von N<sub>2</sub> (siehe auch van Dishoeck & Mitarb. 1992, de Boisanger & Mitarb. 1996) gefunden. Ebenfalls weist das HC<sub>3</sub>N-Molekül eine sehr große Häufigkeit auf. Andererseits zeigen die Häufigkeiten von HCN, CN und NH<sub>3</sub> vergleichbare Werte wie in anderen Sternentstehungsgebieten.

Tabelle 4: Säulendichten und relative Häufigkeiten<sup>a</sup> der verschiedenen Moleküle für eine Dichte von  $n = 2 \cdot 10^6$   $\text{cm}^{-3}$  und eine Temperatur von  $T_{\text{kin}} = 55$  K.

Molekül	$N[\text{cm}^{-2}]$		$X = N/N(\text{H}_2)$		
	NGC 2264 IRS1	NGC 2264 IRS1	W 3 IRS4 <sup>b</sup>	W 3 IRS5 <sup>b</sup>	IRAS 16293– 2422 <sup>c</sup>
H <sub>2</sub>	6.8 10 <sup>22</sup>	1.0	1.0	1.0	1.0
CO	1.1 10 <sup>19</sup>	1.7(–4)	2.8(–4)	2.8(–4)	1.0(–4)
CS	9.0 10 <sup>13</sup>	1.3(–9)	5.8(–9)	1.5(–9)	1.1(–9)
C	1.8 10 <sup>18</sup>	2.6(–5)		3.2(–5)	1.5(–6)
CN	1.1 10 <sup>14</sup>	1.6(–9)	4.8(–9)	1.4(–9)	1.0(–10)
HCN	2.2 10 <sup>14</sup>	3.2(–9)	1.2(–8)	4.0(–9)	1.9(–9)
HC <sub>3</sub> N	1.6 10 <sup>13</sup>	2.4(–10)	<2.6(–10)	<7.6(–11)	2.5(–11)
NH <sub>3</sub>	8.0 10 <sup>14d</sup>	1.2(–8)	...	...	1.0(–8)
C <sub>2</sub> H	2.0 10 <sup>14</sup>	4.6(–9)	2.8(–9)	9.2(–10)	2.5(–10)
H <sub>2</sub> CO	2.0 10 <sup>14</sup>	9.0(–10)	1.1(–9)	6.2(–10)	7.0(–10)
CH <sub>3</sub> OH	6.0 10 <sup>14</sup>	8.8(–9)	6.0(–9)	1.2(–9)	4.4(–9)
CH <sub>3</sub> CN	5.6 10 <sup>12</sup>	8.2(–11)	<1.7(–10)	<7.2(–11)	1.5(–10)
SO	6.2 10 <sup>13</sup>	9.2(–10)	2.0(–9)	3.8(–8)	3.9(–9)
SO <sub>2</sub>	1.4 10 <sup>13</sup>	2.0(–10)	2.2(–9)	4.0(–8)	1.5(–9)
SiO	3.2 10 <sup>12</sup>	4.7(–11)	3.2(–10)	4.0(–11)	1.0(–10)
HCO <sup>+</sup>	1.5 10 <sup>14</sup>	2.2(–9)	5.4(–9)	1.5(–9)	1.8(–9)
DCO <sup>+</sup>	7.4 10 <sup>11</sup>	1.1(–11)	...	7.4(–12)	1.5(–11)
HCS <sup>+</sup>	1.8 10 <sup>12</sup>	2.6(–11)	<2.8(–10)	4.8(–12)	2.0(–11)
N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	2.5 10 <sup>13</sup>	3.6(–10)	...	< 1.3(–12)	...
HDO	<7.1 10 <sup>13</sup>	<1.0(–9)	<2.3(–11)	<3(–11)	1.0(–8)

<sup>a</sup> bezogen auf  $N(\text{H}_2) = 6.8 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ <sup>b</sup> von Helmich & van Dishoeck (1997)<sup>c</sup> von Blake & Mitarb. (1994) und van Dishoeck & Mitarb. (1995)<sup>d</sup> von Schreyer & Mitarb. (1996) und Krügel & Mitarb. (1987) unter Verwendung von NH<sub>3</sub>(1,1), (2,2); die (4,4)–Linie ergibt eine um einen Faktor von niedrigere Säulendichte

Im Gesamtbild der chemischen Prozesse, wie es u.a. bei van Dishoeck & Blake (1995) beschrieben ist, wird die erhöhte Gasphasenhäufigkeit von H<sub>2</sub>CO und CH<sub>3</sub>OH der Sublimation von Staubkorneismänteln zugeschrieben, wenn die jungen Sterne beginnen, ihre Umgebung aufzuheizen. Diese Aufheizung führt zu der sogenannten *hot core*–Phase (heißer Wolkenkern), in der sich komplexere Moleküle relativ leicht bilden können (Charnley & Mitarb. 1992, Caselli u. Mitarb. 1993). Obwohl von Tielens & Mitarb. (1991) das Vorhandensein von geringeren Mengen von H<sub>2</sub>O– und CO–Eis in der Sichtlinie zu NGC 2264 IRS1 nachgewiesen wurde, ist es durchaus realistisch, daß die Temperaturen in der Nachbarschaft junger Sterne hoch genug sind, so daß eine Verdunstung von flüchtigen Molekülverbindungen vorkommen muß. Die Rückführung der Moleküle in die Gasphase kann zusätzlich durch Stoßfronten im Wolkengas unterstützt werden. So ist in der CH<sub>3</sub>OH–Karte in Abb. 5h deutlich zu erkennen, daß dieses Molekül mit dem Ausfluß in Abb. 7 assoziiert ist. Ein solcher Zusammenhang ist auch bei anderen Objekten gefunden worden (siehe u.a. Sandell & Mitarb. 1994, Bachiller & Mitarb. 1995, Bachiller 1997).

Außerdem wurden oft schwefelhaltige Molekülverbindungen wie SO und SO<sub>2</sub> in Verbindung mit Molekülausflüssen nachgewiesen (u.a. van Dishoeck & Mitarb. 1993). Während in W 3 IRS5 die Häufigkeiten dieser Molekülspezies vermutlich gerade auf Grund des Ausflusses erheblich erhöht sind, zeigen andererseits junge stellare Objekte wie z.B. Orion–S scheinbar kein SO<sub>2</sub>. Das Fehlen dieser Molekülverbindungen wird ebenfalls mit dem Vorhandensein einer starken Ausflußaktivität in Verbindung gebracht (Groesbeck 1994). Somit scheint die Produktion von SO<sub>2</sub> eine bestimmte Zeitskala zu besitzen, die aber bis jetzt nicht voll verstanden wird. Das Fehlen der schwefelhaltigen Verbindungen kann auf zwei verschiedene

Weisen interpretiert werden. Entweder das Objekt ist sehr jung, wie Orion-S, oder der Ausfluß ist nicht hinreichend energetisch, um ein größeres Volumen der Umgebung des Sterns nachhaltig zu beeinflussen und die Bedingungen für die Produktion von  $\text{SO}_2$  zu schaffen. Auf Grund des bereits gut entwickelten H II-Gebiets in NGC 2264 scheint die letztere Erklärung wahrscheinlicher. Andererseits scheinen die Molekülspezies CS und  $\text{HCO}^+$  gut zur Untersuchung der Struktur dichter Molekülwolkenkerne geeignet, da sie vergleichbare Häufigkeiten in den verschiedenen Sternentstehungsgebieten besitzen.

Die große Häufigkeit von  $\text{N}_2\text{H}^+$  scheint eine lokale Besonderheit zu sein. Auf Grund einer hohen Ionisationsrate wird aus  $\text{H}_2$   $\text{H}_3^+$  gebildet, welches wiederum durch Reaktion mit  $\text{N}_2$   $\text{N}_2\text{H}^+$  bildet (siehe de Boisanger & Mitarb. 1996). Demzufolge liegt nahezu der gesamte Stickstoff in Form von  $\text{N}_2$  vor. Da aber  $\text{N}_2$  eine sehr lange Zeit benötigt, um sich in der Gasphase zu bilden, würde daraus folgen, daß sich NGC 2264 IRS1 bereits in einer späteren Entwicklungsstufe befindet als W 3 IRS5.

Die Radikale  $\text{C}_2\text{H}$  und CN scheinen eher charakteristisch für photonendominierte Gebiete (Fuente & Mitarb. 1995, Jansen & Mitarb. 1995). Die Tatsache, daß NGC 2264 ein H II-Gebiet besitzt, zeigt, daß das Objekt bereits hinreichend viele ultraviolette Photonen produziert, die HCN und  $\text{C}_2\text{H}_2$  photodissoziieren.

Außerdem wurden die Ergebnisse für NGC 2264 IRS1 mit anderen chemischen Studien, besonders mit anderen jungen Sternen mittlerer Masse wie IRAS 05338-0624 und dem nordwestlichen Serpens-Gebiet (McMullin & Mitarb. 1994a,b) verglichen. Die hier durchgeführte Studie unterscheidet sich von den letztgenannten in zwei wesentlichen Punkten: (a) McMullin & Mitarb. beobachten auch niedriger angeregte Linienübergänge bei 3 mm in einer größeren Teleskopkeule ( $\sim 60''$ ) zusätzlich zu Linien im 230GHz-“Wellenlängenfenster”. Demzufolge weisen diese Messungen das ausgedehntere, kältere Gas mit niedrigeren Dichten nach. (b) McMullin & Mitarb. benutzen die Staubkontinuumsemission um die gesamte Wasserstoffsäulendichte zu bestimmen und nicht die optisch dünne CO-Emission. Ein Ergebnis ist, daß ihre abgeleitete CO-Häufigkeit um einen Faktor von 3 bis 5 niedriger ist als die hier verwendete Größe. Deshalb schlußfolgern diese Autoren, daß ein beträchtlicher Teil der Gasmoleküle im inneren Wolkenkern ausgefroren ist.

In dieser Arbeit wurde für NGC2264 IRS1 kein Hinweis für ein Ausfrieren von Gasmolekülen auf Stauboberflächen gefunden, da das CO/ $\text{H}_2$ -Verhältnis direkt aus Infrarotabsorptionsmessungen zu  $\geq 1.7 \cdot 10^{-4}$  von Lacy & Mitarb. (1994) bestimmt wurde. Ebenfalls gibt es eine gute Übereinstimmung zwischen der CO-Säulendichte, die in dieser Arbeit aus den Emissionsliniendaten abgeleitet wurde, und der, die in der “punktförmigen” Teleskophauptkeule in der infraroten Absorption bei Lacy & Mitarb. zu sehen war. Im Hinblick auf die Ergebnisse von McMullin & Mitarb. würde das bedeuten, daß sich NGC 2264 IRS1 in einem späteren Entwicklungsstadium befindet als die Objekte, die von McMullin & Mitarb. untersucht worden.

Zusammenfassend kann hier festgehalten werden, daß NGC 2264 IRS1 ein junges stellares Objekt ist, das seinen umgebenden Wolkenkern aufheizt und diesen durch seinen Molekülausfluß stark beeinflusst, so daß es zu einer intensiven Durchmischung des Wolkenmaterials kommt. Obwohl einige Moleküle, besonders  $\text{CH}_3\text{OH}$ , offensichtlich wieder zurück an die Gasphase abgegeben werden, zeigt dieses Objekt nicht die typischen komplexen Spektrencharakteristiken von *hot core*-Gebieten wie Orion KL und W 3( $\text{H}_2\text{O}$ ). Das Fehlen der schwefelhaltigen Verbindungen und die große  $\text{N}_2$ -Häufigkeit lassen vermuten, daß sich NGC 2264 IRS1 in einem späteren Entwicklungszustand als W 3 IRS5 befindet, aber jünger zu sein scheint als IRS4. Hierzu wären weiterführende interferometrische Messungen nötig, um die Verteilung der verschiedenen Moleküle mit größerer räumlicher Auflösung zu untersuchen. Außerdem scheint der Entwicklungszustand eines Objekts in bestimmten Grenzen einen größeren Einfluß auf die Chemie zu haben als dessen Leuchtkraft.

### 2.3.8 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Die Infrarotbilder in  $J$ ,  $H$  und  $K$  haben gezeigt, daß in dem Sternentstehungsgebiet NGC 2264 (IRS1) nicht nur ein einzelner Stern mittlerer Masse entsteht, sondern das dieses junge Objekt offensichtlich von einer Anzahl junger, aber massearmer stellarer Objekte umgeben ist. Ein weiterer, tief in Gas und Staub eingebetteter Sternhaufen, der noch jünger als IRS1 zu sein scheint, befindet sich auf der südöstlichen Seite von IRS1 und ist nur in der  $K$ -Aufnahme zu sehen. IRS1 selbst zeigt in  $K$  besonders deutlich eine jetähnliche Struktur in nördliche Richtung. Eine Überlagerung des  $K$ -Bilds mit der  $R$ -Aufnahme von Scarrott & Warren-Smith (1989) zeigt eine Verlängerung des Jets im optischen Wellenlängenbereich. Demnach durchbohrt der Jet die im Vordergrund befindliche Dunkelwolke. Dieses Bild paßt gut mit den früheren Annahmen zusammen, daß wir bei IRS1 nahezu auf den Pol schauen.

Die Ergebnisse der Linienkartierungen zeigen, daß sich IRS1 und der kleine Sternhaufen in dichten Molekülwolkenkernen befinden. Kanalkarten der Linien lassen vermuten, daß die Wolkenklumpen etwas unterschiedliche zentrale Geschwindigkeiten haben:  $v_{\text{lsr}} = 6.2 \text{ km s}^{-1}$  (Sternhaufen) und  $v_{\text{lsr}} = 8.2 \text{ km s}^{-1}$  (IRS1). Kartierungen der Linienflügel zeigen zwei getrennte bipolare Molekülausflüsse. Ein Ausfluß steht mit IRS1 in Verbindung und der zweite scheint vom hellsten Mitglied des kleinen Sternhaufens produziert zu werden.

Die Temperatur und Dichte der beiden Wolkenkerne wurde mit Hilfe von Strahlungstransportrechnungen bestimmt. NGC 2264 IRS1 befindet sich in einem Wolkenklumpen mit einer relativ konstanten Temperatur von  $\sim 55 \text{ K}$ . Die Modellierung der Linienverhältnisse von CS zeigen, daß innerhalb eines Gebiets von  $1' \times 1'$  keine signifikanten Temperaturveränderungen vorliegen. Andererseits lassen die jüngsten JCMT-Messungen von  $\text{H}_2\text{CO}$  vermuten, daß das Gas, das sich sehr dicht an IRS1 befindet, noch wärmer ist. Der Gasklumpen, in dem der kleine Sternhaufen sitzt, scheint generell wärmer zu sein. Die hauptkeulengemittelte Temperatur wurde zu  $\geq 70 \text{ K}$  bestimmt. Diese zwei warmen Gebiete sind umgeben von ausgedehnterem Material mit einer Temperatur von 20 bis 30 K. Die Dichteabschätzung ergab  $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  für Gas um IRS1 und  $\geq 4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  für den Wolkenkern des kleinen Sternhaufens.

Weiterhin wurde versucht, die Linienprofile der kartierten Übergänge mit vereinfachten Annahmen zur Wolkenstruktur mit Hilfe eines Strahlungstransportprogramms in mikroturbulenter Näherung zu simulieren. Das Wolkenmodell wurde bei IRS1 zentriert. Die Modellrechnungen ergeben eine zentrale Dichte zwischen  $2 \cdot 10^6$  und  $1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . IRS1 scheint demnach in einem kleinen dichten Wolkenkern mit starkem Dichteabfall nach außen hin eingebettet zu sein. Um den dichten Kern befindet sich Materie mit einem kleineren Dichtegradienten. Das Modell unterstützt die Vermutung, daß ein größeres Gebiet ( $1' \times 1'$ ) um IRS1 eine relativ konstante "warme" Temperatur von  $\sim 55 \text{ K}$  besitzt.

Die Untersuchung der CS-Häufigkeit in dem Sternentstehungsgebiet NGC 2264 IRS1 ergibt einen relativ konstanten (hauptkeulengemittelten) Wert von  $X = N(\text{CS})/N(\text{H}_2) = 1 \cdot 10^{-9}$  in dem untersuchten Gebiet. Somit konnte kein Ausfrieren von CS-Molekülen aus der Gasphase auf der Größenordnung der Teleskophauptkeule  $\sim 15''$  in einem Gebiet von  $1'$  um IRS1 nachgewiesen werden. Andererseits lassen sich erhebliche Häufigkeitsveränderungen auf kleineren Skalen als dem Hauptkeulendurchmesser nicht ausschließen, was sich aber nur durch interferometrische Messungen überprüfen läßt.

Weiterhin wurden hauptkeulengemittelte Häufigkeiten für verschiedene Molekülararten an der IRS1-Position bestimmt. Vergleiche mit W 3 IRS5 und IRS4 zeigen, daß in NGC 2264 IRS1 die Häufigkeiten der organischen Moleküle  $\text{H}_2\text{CO}$  und  $\text{CH}_3\text{OH}$  etwas erhöht sind, während die der schwefelhaltigen Verbindungen etwas niedriger sind. Außerdem ist NGC 2264 IRS1 einzigartig in seiner Stickstoffchemie vergleichsweise zu anderen Sternentstehungsgebieten, da hier sehr hohe Häufigkeitswerte von  $\text{N}_2\text{H}^+$  und  $\text{N}_2$  gefunden wurden. Es kann geschlußfolgert werden, daß sich NGC 2264 IRS1 in einem etwas späteren Entwicklungszustand junger Sterne befindet, als die von McMullin & Mitarb. untersuchten Objekte IRAS 05338-0624 und S68.

## 2.4 Das Sternentstehungsgebiet um AFGL 490

### 2.4.1 Einleitung

AFGL 490 ist ein gut untersuchter Vertreter der Klasse massereicher junger stellarer Objekte, welche tief in Molekül- und Staubwolken eingebettet sind (Harvey & Mitarb. 1979, Lada & Harvey 1981, Henning & Mitarb. 1990, Chini & Mitarb. 1991 Mundy & Adelman 1988). Joyce & Mitarb. (1977) fanden an der Position RA(1950) =  $03^{\text{h}} 23^{\text{m}} 38.8^{\text{s}}$  und Dec(1950) =  $58^{\circ} 36' 39''$  eine starke Infrarotquelle. Diese Position wurde mittels späterer Infrarotaufnahmen im *I*-Band von Campell & Mitarb. (1988) zu RA(1950) =  $03^{\text{h}} 23^{\text{m}} 38.996^{\text{s}}$  und Dec(1950) =  $58^{\circ} 36' 34.79'' (\pm 0.3'')$  verbessert. Abb. 18 zeigt ein Gebiet von  $20' \times 20'$  um AFGL 490 im Optischen aus dem *Digitalisierten Palomar Sky Survey*. Während sich in der optischen Aufnahme an der Position von AFGL 490 ein kleiner diffuser Nebel befindet, ist in der *K*-Band-Aufnahme von Hodapp (1994, Abb. 19) ein leuchtkräftiges Objekt zu sehen, das von einigen massearmen (jungen) Sternen, die ebenfalls nur auf der *K*-Band-Aufnahme zu sehen sind, umgeben ist. Im Gegensatz zu NGC 2264 IRS1 zeigt AFGL 490 keine jet-artige Struktur. Dagegen lassen sich hier Reflexionen des gestreuten Lichts am umgebenden Wolkenmaterial finden (siehe Abb. 19).

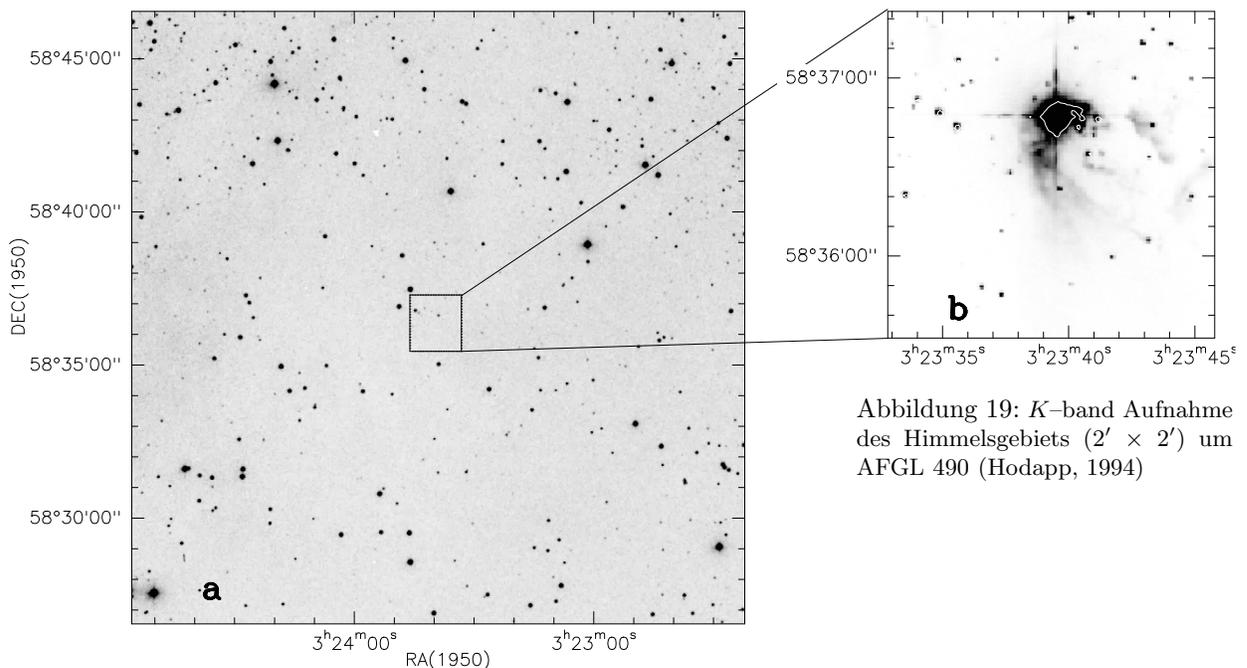


Abbildung 18: Optisches Bild des Gebiets AFGL 490 aus dem *Digitalisierten Palomar Sky Survey*. Der Himmelsausschnitt umfaßt  $20 \times 20$  Quadratbogenminuten.

Abbildung 19: *K*-band Aufnahme des Himmelsgebiets ( $2' \times 2'$ ) um AFGL 490 (Hodapp, 1994)

Harvey & Mitarb. (1979) bestimmten die Gesamtleuchtkraft von AFGL 490 zu  $1.4 \cdot 10^3 L_{\odot}$  für eine kinematische Entfernung von 900 pc. Andererseits weisen Snell & Mitarb. (1984) darauf hin, daß diese Entfernung sehr unsicher ist und geben  $(1.0 \pm 0.5)$  kpc dafür an.

Die Flußverteilung von AFGL 490 ist vom optischen Wellenlängenbereich bis in den Radiobereich gut bekannt und umfassend in der Literatur beschrieben worden. Henning & Mitarb. (1990) und Chini & Mitarb. (1991) bestimmten die Leuchtkraft im Wellenlängenbereich  $5\text{--}1000 \mu\text{m}$  bzw.  $1\text{--}2700 \mu\text{m}$  mit einer Entfernung von 900 pc zu  $2200 L_{\odot}$ . Somit besitzt der eingebettete junge Stern einen Spektraltyp von B2 bis B3. Rieke & Lebofsky (1985) schätzten die visuelle Extinktion zu  $A_v = 17\text{--}50$  mag ab. Insgesamt deuten die Beobachtungen im Infrarot- und Radiobereich auf eine punktförmige, leuchtkräftige Quelle hin, deren Eigenschaften typisch für BN-ähnliche Objekte sind (Simon & Mitarb. 1981a, Scoville & Mitarb. 1983, Henning & Mitarb. 1990). Diese Objektgruppe umfaßt sehr junge Sterne, die in eine dichte Staubhülle eingebettet sind. So zeigt AFGL 490, ähnlich wie das BN-Objekt, sehr starke Br $\alpha$ - (Simon

& Mitarb. 1979) und Br $\gamma$ -Linien (Thompson & Tokunaga 1979, Simon & Mitarb. 1981b) sowie andererseits nur einen sehr schwachen Kontinuumsfluß bei Wellenlängen  $\lambda \geq 1$  cm (Simon & Mitarb. 1981a:  $S_\nu(6\text{cm}) = \leq 1$  mJy, Simon & Mitarb. 1983:  $S_\nu(1.3\text{cm}) = 3.2 \pm 0.4$  mJy). Simon & Mitarb. (1983) untersuchten ihre untersuchten Objekte aufgrund ihrer Messungen in ultrakompakte H II-Gebiete (optisch dünne thermische Bremsstrahlung, interne Dichtegradienten, Hinweise auf Expansion und Stoßfronten) und Objekte die durch durch einen starken Wind “nur” die unmittelbare Umgebung des Sterns ionisieren (optisch dicke Radio- und Infrarotlinienstrahlung). Die Autoren zählen AFGL 490 zu der letzteren Objektgruppe und bestimmten eine maximale Ausdehnung der Kontinuums- bzw. Infrarotquelle von  $\leq 100$  AE sowie  $\leq 200$  AE und ermittelten eine Massenverlustrate von ca.  $10^{-6} M_\odot/\text{Jahr}$ .

Moleküllinienuntersuchungen von verschiedenen Autoren (Kawabe & Mitarb. 1984: CS  $J = 1 \rightarrow 0$  [Auflösung 30"], Hasegawa & Mitchell 1995: HCO<sup>+</sup>  $J = 4 \rightarrow 3, 3 \rightarrow 2$  [14", 21"], Snell & Mitarb. 1984: CO  $J = 2 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 0$  [23", 48"], Plume & Mitarb. 1992: CS  $J = 7 \rightarrow 6, 5 \rightarrow 4$  [15", 20"], Mitchell & Mitarb. 1995: CO  $J = 6 \rightarrow 5$ , CO, <sup>13</sup>CO  $J = 3 \rightarrow 2$  [7", 15"]) zeigen, daß dieses junge Objekt in einem dichten Wolkenkern eingebettet ist. Außerdem produziert AFGL 490 einen bipolaren Molekülausfluß (Lada & Harvey 1981, Snell & Mitarb. 1984, Kawabe & Mitarb. 1984, Mitchell & Mitarb. 1991, 1995), der nur wenig kollimiert ist und dessen Achse in nordost-südwestliche Richtung verläuft. Einige dieser Studien, die mit Keulengrößen  $\geq 10''$  durchgeführt wurden, deuten darauf hin, daß die gedachte Verbindungslinie zwischen der blau- und rotverschobenen Emission, die den Ausflußsprung kreuzen sollte, 20'' gegenüber der Position von AFGL 490 verschoben ist.

Mitchell & Mitarb. (1995) führten eine umfangreiche CO-Studie für das Gebiet um AFGL 490 durch. Auf Grund ihrer Ergebnisse schließen sie, daß sich mehrere dichte Wolkenklumpen innerhalb des Ausflusses mit Geschwindigkeiten von einigen  $\text{km s}^{-1}$  bis  $40 \text{ km s}^{-1}$  bewegen, die Massen von 0.01 bis  $0.5 M_\odot$  besitzen. Sie vermuten, daß diese Klumpen durch den Aufprall eines starken interstellaren Winds, der vom Zentralobjekt ausgeht und auf das umgebende Wolkengas trifft, entstehen und Hüllenfragmente darstellen. Die Temperatur dieser Klumpen soll zwischen 10 und 30 K liegen, aber aufgrund ihrer CO  $J = 7 \rightarrow 6$  -Messungen scheinen kleinere Gasanteile auch bis 100 K erwärmt zu sein. Weiterhin zeigen die infraroten Absorptionmessungen von Mitchell & Mitarb. (1995), daß innerhalb der Sichtlinie zwei Temperaturkomponenten liegen, eine mit  $T = 24$  K und eine zweite mit  $T = 107$  K. Diese zweite Komponente würde damit auf die Existenz eines Gebiets mit warmen Gas (*hot-core*) hinweisen.

Verschiedene Beobachtungen wurden als Hinweis auf die Existenz einer zirkumstellaren Scheibe um AFGL 490 interpretiert. Hochauflösende Beobachtungen in <sup>13</sup>CO  $J = 1 \rightarrow 0$  [Auflösung 7.5"] und im Kontinuum bei  $\lambda = 2.7\text{mm}$  [2.1"] von Mundy & Adelman (1988) zeigen eine ausgedehnte Wolkenstruktur senkrecht zur Achse des Molekülausflusses, die im Kontinuum eine Ausdehnung von ca.  $2600 \times 1500$  AE besitzt (in <sup>13</sup>CO:  $45000 \times 15000$  AE) und in deren Zentrum AFGL 490 sitzt. Weitere Untersuchungen vom Optischen bis zum nahen Infrarot (Campbell & Mitarb. 1988, Persson & Mitarb. 1988, Yamashita & Mitarb. 1989, Minchin & Mitarb. 1991, Hoare & Mitarb. 1996) weisen außerdem auf eine innere,  $\sim 1000$  AE große Staubscheibe hin. Nakamura & Mitarb. (1991) vermuten, basierend auf hochauflösenden CS  $J = 2 \rightarrow 1$  Beobachtungen [4"], eine großräumige Gaseinfallsbewegung um AFGL 490.

In der Literatur bestehen jedoch Diskrepanzen in der Angabe des Inklinationswinkels der Scheibenstruktur. Während Campbell & Mitarb. (1988) annehmen, daß optische Aufnahmen gestreutes Licht von AFGL 490 zeigen, schlägt Hodapp (1990) ein Modell vor, in dem die Aufnahmen direktes Licht von der Quelle zeigen. Die CO-Interferometermessungen von Mundy & Adelman (1988) deuten auf eine Kantenlage der Scheibenstruktur zu unserer Sichtlinie hin. Andererseits weisen Mitchell & Mitarb. (1995) darauf hin, daß die “Kürze” der räumlichen Ausdehnung zwischen blau- und rotverschobener Emission eher für eine Ausflußrichtung mit einem kleinen Winkel zu unserer Sichtlinie spricht. Nakamura & Mitarb. (1991) paßten an ihre CS-Interferometermessungen Akkretionsscheibenmodelle an, die Inklinationswinkel zwischen  $i = 48^\circ - 60^\circ$  vermuten lassen. Hinweise auf einen Winkel in diesem Bereich geben außerdem die Polarisationsmessungen im nahen Infrarot von Minchin & Mitarb. (1991).

Weiterhin wurden an der Position der Infrarotpunktquelle (IRAS 03236+5836), die von dem IRAS-

Tabelle 5: Teleskopparameter für die Beobachtungen von AFGL 490: In den folgenden Spalten ist enthalten: (1) das Molekül, (2) der Linienübergang, (3) die Frequenz, (4) die Geschwindigkeitsauflösung, (5) das verwendete Teleskop/das Beobachtungsdatum, (6) die Hauptkeuleneffizienz  $\eta_{mb}$ , (7) die Halbwertsbreite  $\Theta_{mb}$  der Teleskophauptkeule, (8) die Integrationszeit pro ON-Position in Sekunden und (9) die Entfernung der Referenzposition von der Quellenposition in westliche Richtung in Bogensekunden.

Molekül (1)	Linien- übergänge (2)	$\nu$ [MHz] (3)	$\Delta v_{res}$ [km s <sup>-1</sup> ] (4)	Teleskop/ Datum (5)	$\eta_{mb}$ (6)	$\Theta_{mb}$ [ " ] (7)	$t_{int}$ [min:s] (8)	Referenz- position (9)
H <sub>2</sub> CO [C I]	7 <sub>1,7</sub> →6 <sub>1,6</sub> 3P <sub>1</sub> →3P <sub>0</sub>	491968.4 492160.7	} 0.19	JCMT/Jun94	0.35	12	30:00	600''
CO	4→3	461040.8						
CS	10→9	489751.0	} 0.19	JCMT/Jun94	0.35	12	40:00	600''
C <sup>34</sup> S	10→9	481916.1						
CO	3→2	329330.5	} 0.14	JCMT/Jun94	0.45	15	5:20*1	600''
CS	7→6	342883.3						
C <sup>34</sup> S	5→4	241016.2	0.19	JCMT/Feb94	0.53	21	30:00	600''
C <sup>18</sup> O	2→1	219560.3	0.21	JCMT/Jun94	0.53	21	5:00	600''
C <sup>18</sup> O	2→1	219560.3	0.11	IRAM/Sept95	0.41	11	12:00*2	1800''
CS	3→2	146969.0	0.08	IRAM/Sept95	0.55	17	12:00*2	1800''
CS	2→1	97981.0	0.12	IRAM/Sept95	0.72	25	12:00*2	1800''

\*1 Integrationszeit auf der [0,0]-Position. Die Integrationszeiten auf den restlichen Kartenpositionen variieren zwischen 5:20 min und 8:00 min.

\*2 Integrationszeit auf der [0,0]-Position. Die Integrationszeiten auf den restlichen Kartenpositionen betragen 4:00 min.

Satelliten gefunden wurde, von Cesaroni & Mitarb. (1988) und Henning & Mitarb. (1992) H<sub>2</sub>O-Maseremission registriert.

Ziel dieser Studie ist es, ein möglichst mit NGC 2264 IRS1 vergleichbares Objekt zu untersuchen. So soll auch für dieses Objekt auf Grund abgeleiteter physikalischer Parameter die Verteilung der CS-Häufigkeit ermittelt werden.

#### 2.4.2 Linienbeobachtungen

Mit dem JCMT wurde in mehreren Messungen das Zentrum der Molekülwolke von AFGL 490 in den gleichen Moleküllinienübergängen wie für NGC 2264 IRS1 — CS  $J = 7 \rightarrow 6$ ,  $J = 5 \rightarrow 4$  und C<sup>18</sup>O  $J = 2 \rightarrow 1$  — im Zeitraum zwischen Februar 1994 bis Oktober 1995 kartiert. Ergänzende Beobachtungen in den unteren CS-Linienübergängen  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $J = 2 \rightarrow 1$  sowie in C<sup>18</sup>O  $J = 2 \rightarrow 1$  fanden mit dem IRAM-30m-Teleskop im September 1995 statt. Obwohl die Teleskopparameter identisch zum Abschnitt 2.3.2.2 sind, gibt die Tabelle 5 der Vollständigkeit wegen eine Zusammenfassung über die gemessenen Linienübergänge, die Frequenzen, die Hauptkeuleneffizienzen und die Halbwertsbreiten der Teleskopkeulen. Dabei sind die Linien so zusammengestellt, wie sie u.a. als Linienpaare im oberen und unteren Seitenband zusammen gemessen wurden.

Die Zentrierung der Bandpässe für die Spektren erfolgte bei  $v_{lsr} = -13.4$  km s<sup>-1</sup>. Einige wenige weitere Moleküllinienübergänge wurden zusätzlich auf der Position von AFGL 490 gemessen. Hier wurden wetterbedingt verschiedene Änderungen bei der "Lage" der Linien in den unteren und oberen Seitenbändern gegenüber den Messungen bei NGC 2264 IRS1 vorgegenommen. So mußte die CS  $J = 5 \rightarrow 4$  -Linie in das untere Seitenband gelegt werden. Ein gleichzeitiges Mitkartieren der Methanolinien

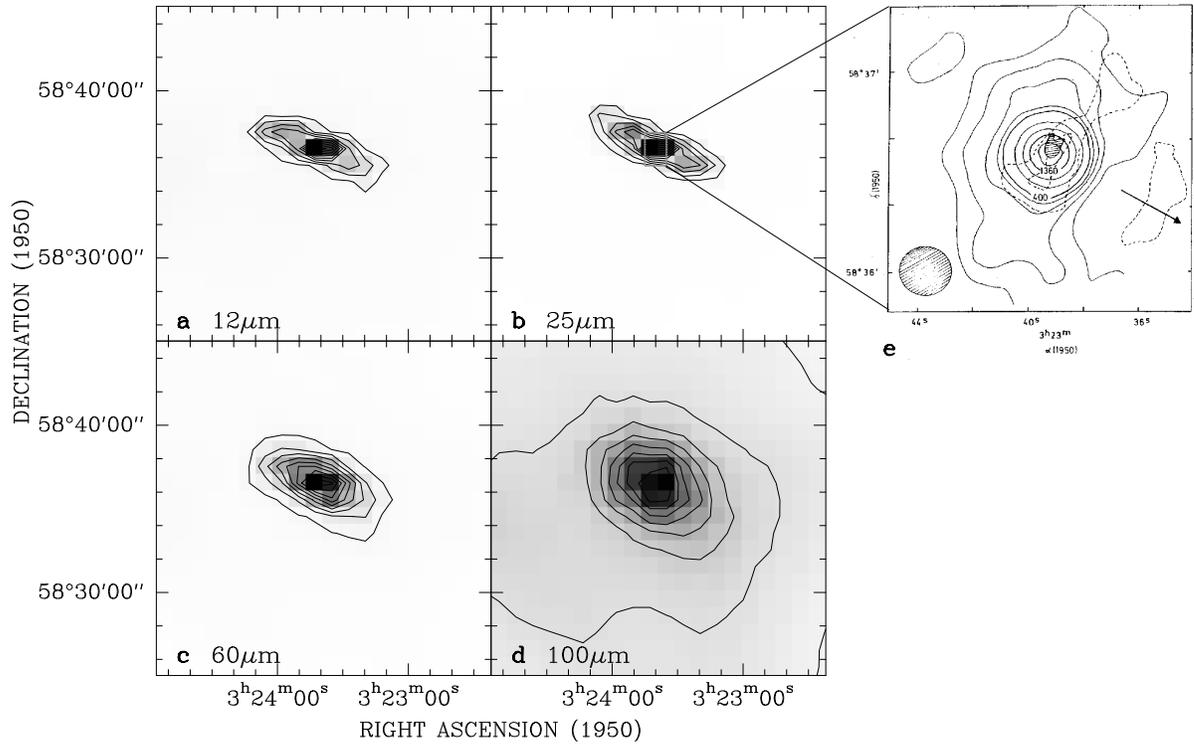


Abbildung 20: **a-d.** Infrarotbilder bei 12, 25, 60 und 100  $\mu\text{m}$ , die mit Hilfe der Groningen IRAS-Software (Assendorp & Mitarb. 1995) erstellt wurden. AFGL 490 sitzt jeweils in der Bildmitte. Die Konturlinien geben jeweils 10 bis 90% der maximalen Bildintensität an: **a** 12 $\mu\text{m}$ -Band: Max. = 149.8  $\text{MJy sr}^{-1}$ , **b** 25 $\mu\text{m}$ -Band: Max. = 449.1  $\text{MJy sr}^{-1}$ , **c** 60 $\mu\text{m}$ -Band: Max. = 886.7  $\text{MJy sr}^{-1}$ , **d** 100 $\mu\text{m}$ -Band: Max. = 625.9  $\text{MJy sr}^{-1}$ . **e** Vergleich der 1300 $\mu\text{m}$ -Kontinuumskarte von Chini & Mitarb. (1991) (höchste Konturlinie = 1680  $\text{mJy/Keulengröße}$  niedrigste Linie = 80  $\text{mJy/Keulengröße}$ ) mit der 2700 $\mu\text{m}$ -Karte (gestreifte Linienfläche) und der  $^{13}\text{CO } J = 1 \rightarrow 0$ -Karte von Mundy & Adelman (1988). Die Richtung der blauverschobenen Ausflußemission ist mit einem Pfeil gekennzeichnet (entnommen Chini & Mitarb. 1991).

wie bei NGC 2264 IRS1 war somit nicht möglich. Eine Übersicht aller Linienmessungen auf der [0,0]-Position befindet sich in der Tabelle 6. Da die Wetterverhältnisse während der Messungen am JCMT sowie am IRAM-30m-Teleskop relativ schlecht waren, sind die Beobachtungsergebnisse dementsprechend von geringerer Güte als bei dem Objekt NGC 2264 IRS1.

Die verwendeten Empfänger- und Spektrometerkonfigurationen sind identisch zu denen, die auch für NGC 2264 IRS1 verwendet wurden (siehe Abschnitt 2.3.2.2).

### 2.4.3 IRAS-Karten

Mit Hilfe der Groninger IRAS-Software (Assendorp & Mitarb. 1995) wurden IRAS-Infrarotbilder bei  $\lambda = 12, 25, 60$  und  $100 \mu\text{m}$  angefertigt, um einen großräumigeren Überblick des Himmelsgebiets von AFGL 490 in verschiedenen Wellenlängen zu erhalten. Die Ergebnisse sind in Abbildung 20a-d dargestellt. Diese Bilder umfassen den gleichen Himmelsausschnitt ( $20' \times 20'$ ) wie die optische Aufnahme in Abbildung 18.

Die Infrarotaufnahmen zeigen in allen vier Wellenlängen eine ausgedehnte, stark elliptische Struktur, deren große Halbachse mit der Richtung des Ausflusses übereinstimmt (siehe Abschnitt 2.4.4.2). Weiterhin ist besonders in den 12 $\mu\text{m}$ - und 25 $\mu\text{m}$ -Bildern ein stark um AFGL 490 zentriertes Flußmaximum zu sehen. Ein Vergleich mit den Kontinuumskartierungen bei 870  $\mu\text{m}$  und 1300  $\mu\text{m}$  von Chini & Mitarb. (1991) sowie mit den 2700 $\mu\text{m}$ - und  $^{13}\text{CO } J = 1 \rightarrow 0$ -Karten von Mundy & Adelman (1988) zeigen kompakte Strukturen in Gas und Staub senkrecht zum Ausfluß (Abb. 20e).

AFGL 490 scheint innerhalb von  $20' \times 20'$  das einzige massereiche und leuchtkräftigste Objekt seiner

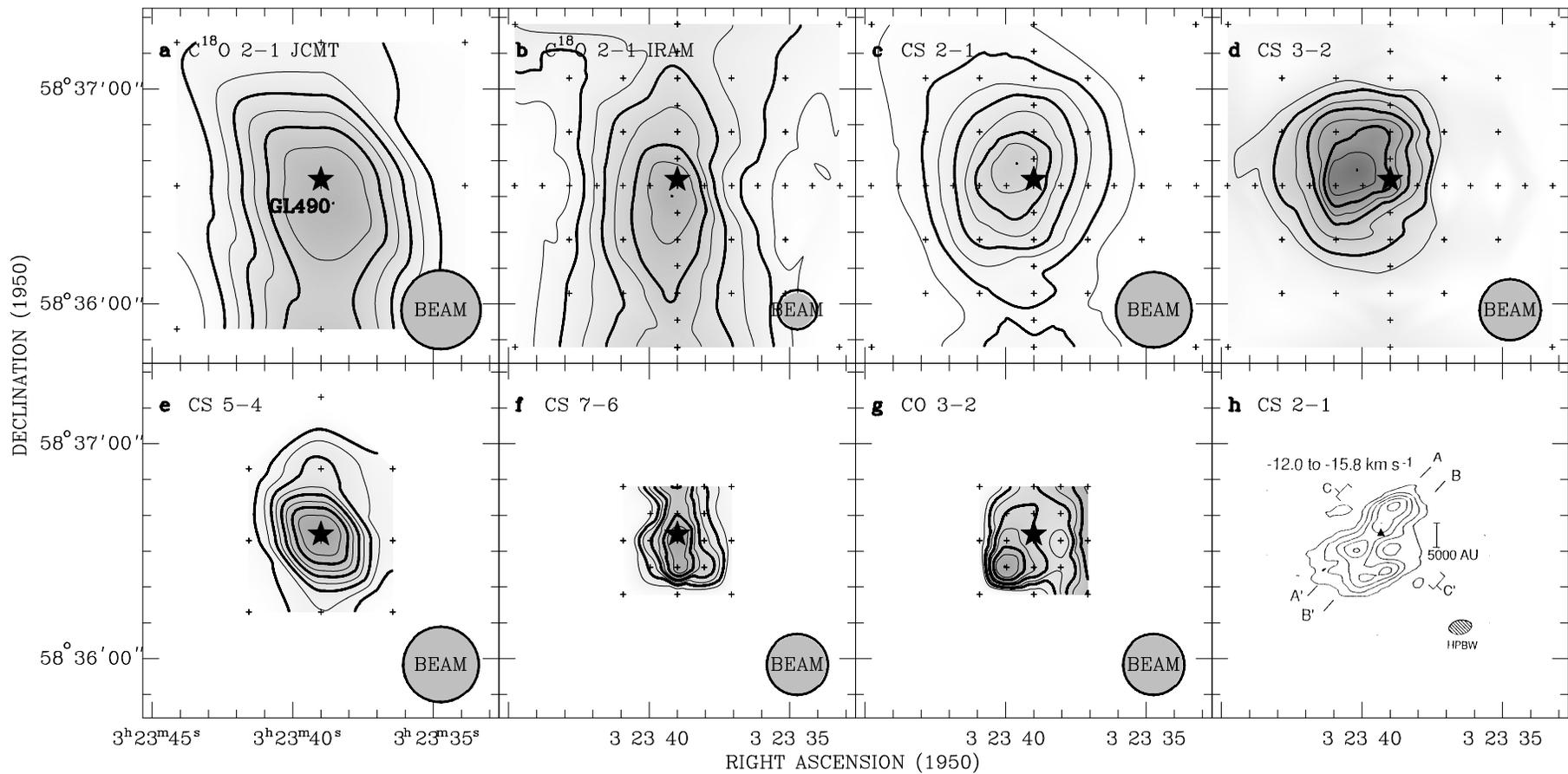


Abbildung 21: a-h Karten der integrierten Linienemission des: a  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$  -Übergangs im Geschwindigkeitsbereich:  $-15.5$  bis  $-10.0$   $\text{km s}^{-1}$ , gemessen mit dem JCMT (max. integrierte Intensität =  $23.7$   $\text{K km s}^{-1}$ ); b  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$  -Übergangs im Geschwindigkeitsbereich:  $-15.5$  bis  $-9.5$   $\text{km s}^{-1}$ , gemessen mit IRAM (max. integrierte Intensität =  $62.3$   $\text{K km s}^{-1}$ ); c CS  $J = 2 \rightarrow 1$  -Übergangs im Geschwindigkeitsbereich:  $-15.5$  bis  $-10.0$   $\text{km s}^{-1}$  (max. integrierte Intensität =  $32.4$   $\text{K km s}^{-1}$ ); d CS  $J = 3 \rightarrow 2$  -Übergangs im Geschwindigkeitsbereich:  $-16.0$  bis  $-10.0$   $\text{km s}^{-1}$  (max. integrierte Intensität =  $24.8$   $\text{K km s}^{-1}$ ); e CS  $J = 5 \rightarrow 4$  -Übergangs im Geschwindigkeitsbereich:  $-17.0$  bis  $-9.23$   $\text{km s}^{-1}$  (max. integrierte Intensität =  $17.2$   $\text{K km s}^{-1}$ ); f CS  $J = 7 \rightarrow 6$  -Übergangs im Geschwindigkeitsbereich:  $-15.6$  bis  $-10.15$   $\text{km s}^{-1}$  (max. integrierte Intensität =  $8.3$   $\text{K km s}^{-1}$ ); g CO  $J = 3 \rightarrow 2$  -Übergangs im Geschwindigkeitsbereich:  $-38.2$  bis  $-30.0$   $\text{km s}^{-1}$  (max. integrierte Intensität =  $27.3$   $\text{K km s}^{-1}$ ); Die Konturen sind 30 bis 90% der jeweiligen max. integrierten Intensität in Schritten von 10%. Die kleinen Kreuze kennzeichnen die Meßpunkte. Die Position von AFGL 490 ist durch einen Stern dargestellt. Die jeweilige Halbwertsbreite der Teleskophauptkeule ist mit einer *BEAM*-Kreisfläche dargestellt. h CS  $J = 2 \rightarrow 1$  -Karte von Nakamura & Mitarb. (1991). Die Ellipse HPBW gibt die Halbwertsbreite der Syntheskeule an. Das schwarze Dreieck markiert die Position der 98GHz-Kontinuumsemission, die von Nakamura & Mitarb. (1991) beobachtet wurde.

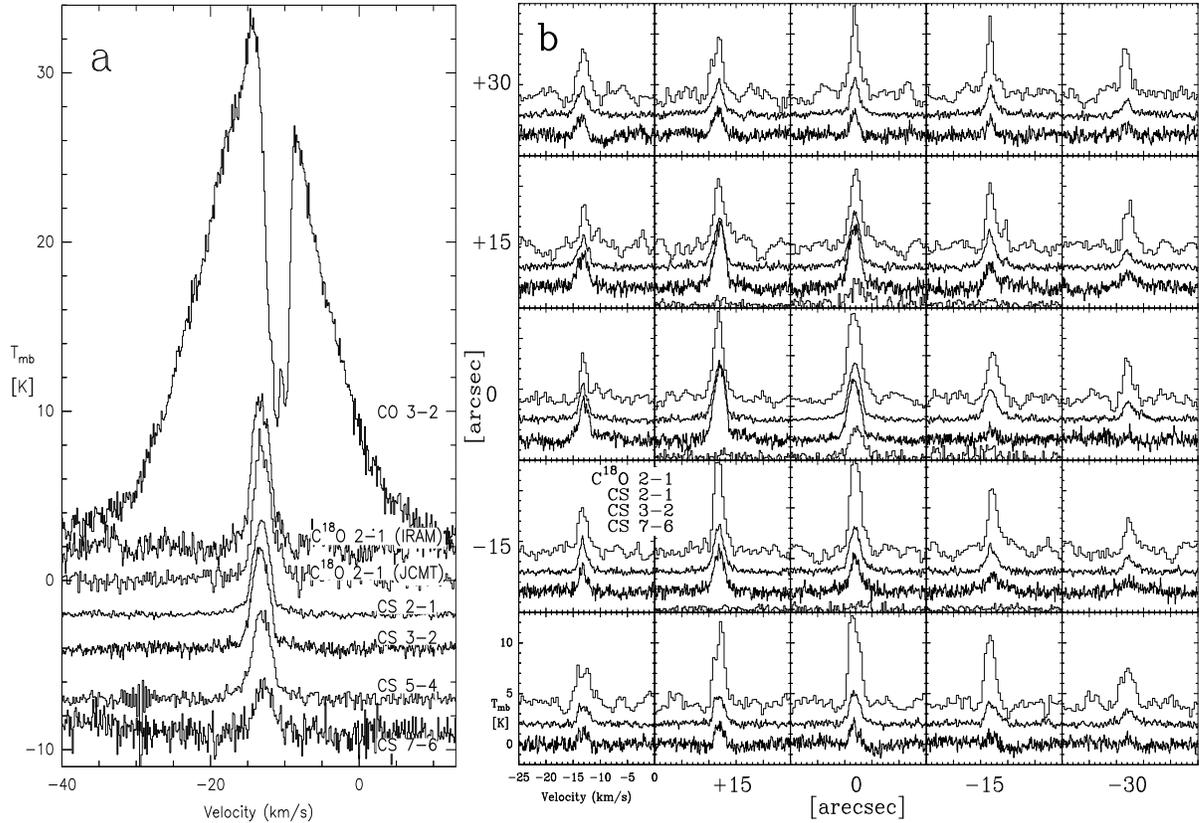


Abbildung 22: **a,b.** **a** Übersicht über einige Spektren, die auf der Kartenposition  $[0,0]$  gemessen wurden. **b** Spektrenfeld von kartierten Positionen im Abstand von  $15''$  um AFGL 490; von oben nach unten sind dargestellt:  $C^{18}O\ J = 2\rightarrow 1$  (IRAM),  $CS\ J = 2\rightarrow 1$ ,  $CS\ J = 3\rightarrow 2$ ,  $CS\ J = 7\rightarrow 6$ .

Art zu sein, das tief in einer warmen Staubhülle eingebettet ist. In Verbindung mit der  $K$ -Aufnahme von Hodapp (1990) kann eine in der Nachbarschaft von AFGL 490 stattfindende Sternentstehung von massereichen Objekten ausgeschlossen werden.

## 2.4.4 Ergebnisse der Linienmessungen

### 2.4.4.1 Karten der Linienemission

Die Abbildungen 21a–g zeigen die Ergebnisse der Moleküllinienkartierungen für jeweils die gesamtintegrierte Linienintensität. Alle Karten wurden für den gleichen Himmelsausschnitt dargestellt, um einen besseren Vergleich der kartierten Himmelsgebiete zu ermöglichen. Diese Himmelsfläche umfaßt aber — im Gegensatz zu den IRAS-Bildern — nur die inneren  $1.5' \times 1.5'$  um AFGL 490. Die kleinen Kreuze in den Abbildungen 21a–g markieren die Meßpunkte. Die zentrale Position  $[0,0]$  aller Karten korrespondiert zu den Himmelskoordinaten:

$$RA(1950) = 03^h 23^m 39.0^s, \quad Dec(1950) = 58^\circ 36' 33.0''$$

In diesen Karten ist der Abstand der Meßpunkte nicht ganz so einheitlich wie bei NGC 2264 IRS1. Für die IRAM-Messungen sowie die  $CS\ J = 7\rightarrow 6$  und  $CO\ J = 3\rightarrow 2$ -Kartierungen mit dem JCMT wurden ebenfalls Meßpunktabstände von  $7.5''$  bzw.  $15''$  verwendet.

Die Moleküllinienkartierungen in den Abb. 21a–g zeigen in analoger Weise zu NGC 2264 IRS1, daß AFGL 490 im Zentrum eines dichten, aber kleineren Molekülwolkenkerns sitzt. Die Linienintensitäten besitzen niedrigere Werte als bei NGC 2264 IRS1.

Prinzipiell geben die Karten der Linienemissionen auf Grund der Keulengröße eine uniforme Intensitätsverteilung wieder. Für einen Vergleich mit den räumlich besser aufgelösten  $CS\ J = 2\rightarrow 1$  –

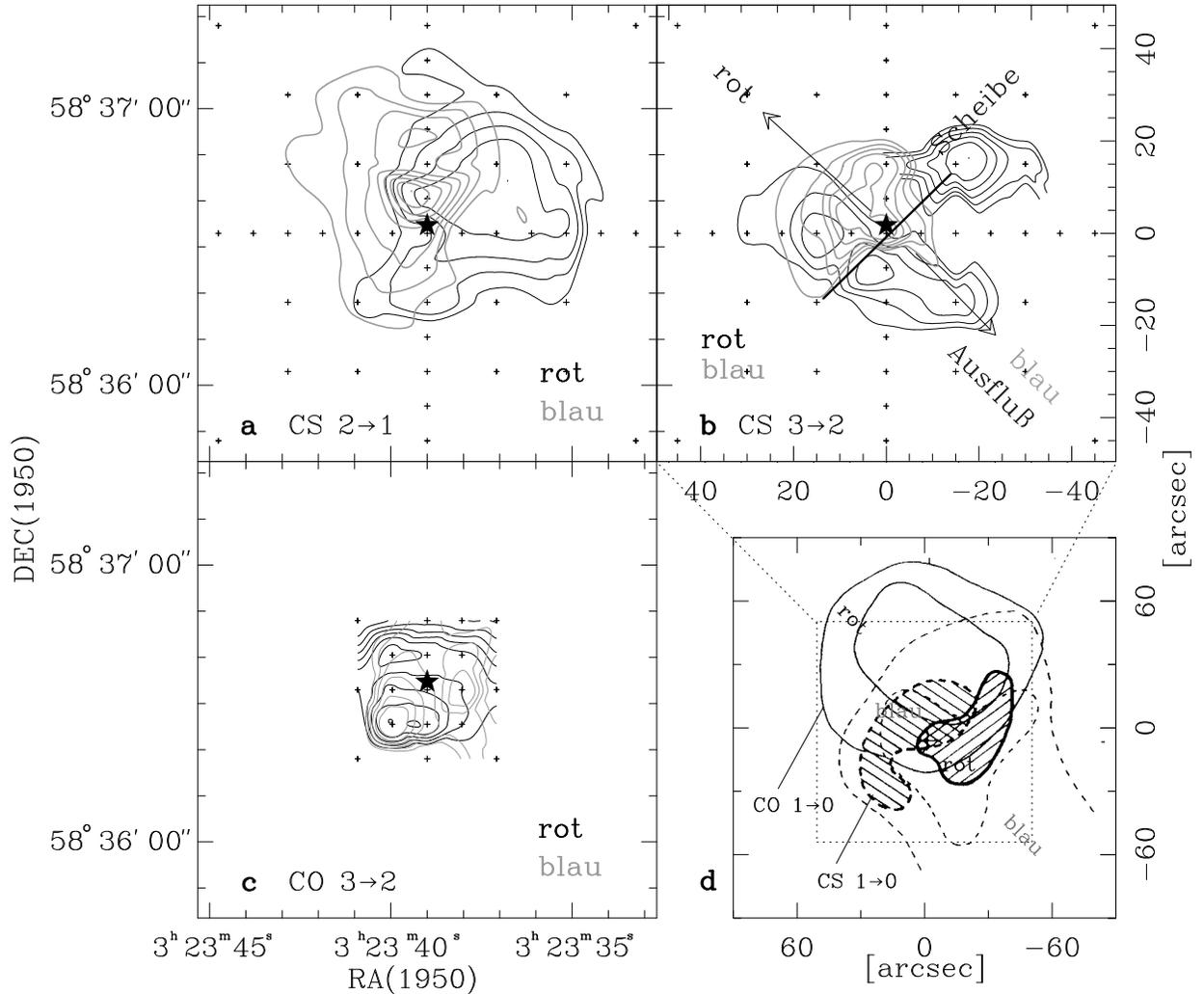


Abbildung 23: Überlagerte Kanalkarten der jeweils rot- (durchgezogene Konturlinien) und blauverschobenen (gestrichelt) Linienemission für **a** CS  $J = 2 \rightarrow 1$  (rot:  $-11 < v_{\text{lsr}} < -10 \text{ km s}^{-1}$ , blau:  $-16 < v_{\text{lsr}} < -15 \text{ km s}^{-1}$ ) **b** CS  $J = 3 \rightarrow 2$  (rot:  $-11 < v_{\text{lsr}} < -10 \text{ km s}^{-1}$ , blau:  $-16 < v_{\text{lsr}} < -15 \text{ km s}^{-1}$ ) und **c** CO  $J = 3 \rightarrow 2$  (rot:  $2 < v_{\text{lsr}} < 24.5 \text{ km s}^{-1}$ , blau:  $-57.5 < v_{\text{lsr}} < -30.5 \text{ km s}^{-1}$ ). Die Konturlinien entsprechen 50 bis 90% der maximalen Integrationswerte. **d** zeigt eine Karte von Kawabe & Mitarb. (1984). Überlagert sind hier die rot- (dicke, ausgezogene Linie, gestreifte Fläche) und blauverschobene (dicke, gestrichelte Linie, gestreifte Fläche) CS  $J = 1 \rightarrow 0$  Linienemission von Kawabe & Mitarb. sowie die rot- (dünne, ausgezogene Linie) und blauverschobene (dünne, gestrichelte Linie) CO  $J = 1 \rightarrow 0$  Emission von Lada & Harvey (1981).

Messungen von Nakamura & Mitarb. (1991) ist die entsprechende Karte in Abb. 21h koordinatengetreu eingefügt worden. Während die CS-Karten in Abb. 21 eher auf einen kugelsymmetrischen Wolkenklumpen (zumindest in der Himmelsebene) hindeuten, zeigen beide  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Karten eine ausgedehntere Wolkenstruktur in Nord-Süd-Richtung. Eine ähnliche Struktur wurde bereits von Kawabe & Mitarb. (1987) in HCN bzw. im ausgedehnten 0.87mm- und 1.3mm-Kontinuum von Chini & Mitarb. (1991) gefunden.

Ein Vergleich der IRAM-Karten untereinander sowie mit CS  $J = 7 \rightarrow 6$  zeigt, daß das Intensitätsmaximum der CS  $J = 3 \rightarrow 2$  -Karte gegenüber der  $\text{C}^{18}\text{O}$ - bzw. der CS  $J = 7 \rightarrow 6$  -Karte um nahezu eine halbe Teleskopkeule verschoben erscheint. Eine ähnliche Verschiebung ist auch bei der CS  $J = 2 \rightarrow 1$  -Karte um eine Viertelkeulengröße denkbar. Diese Kartenverschiebung ist möglicherweise auf die unterschiedliche Montierung der drei parallelen Empfängersysteme am IRAM-Teleskop zurückzuführen, da zur Überprüfung der Positionierungsgenauigkeit des Teleskops nur ein Empfänger verwendet wird.

Da die CO  $J = 3 \rightarrow 2$  -Linien tiefe Absorptionsanteile aufweisen (siehe Abb. 22 und 25), zeigt die integrierte Intensitätsverteilung der CO-Linie nicht die "wahre" Quellenstruktur. Der Spektrenvergleich mit der Literatur legt den Schluß nahe, daß es sich hier im wesentlichen um Selbstabsorption handelt.

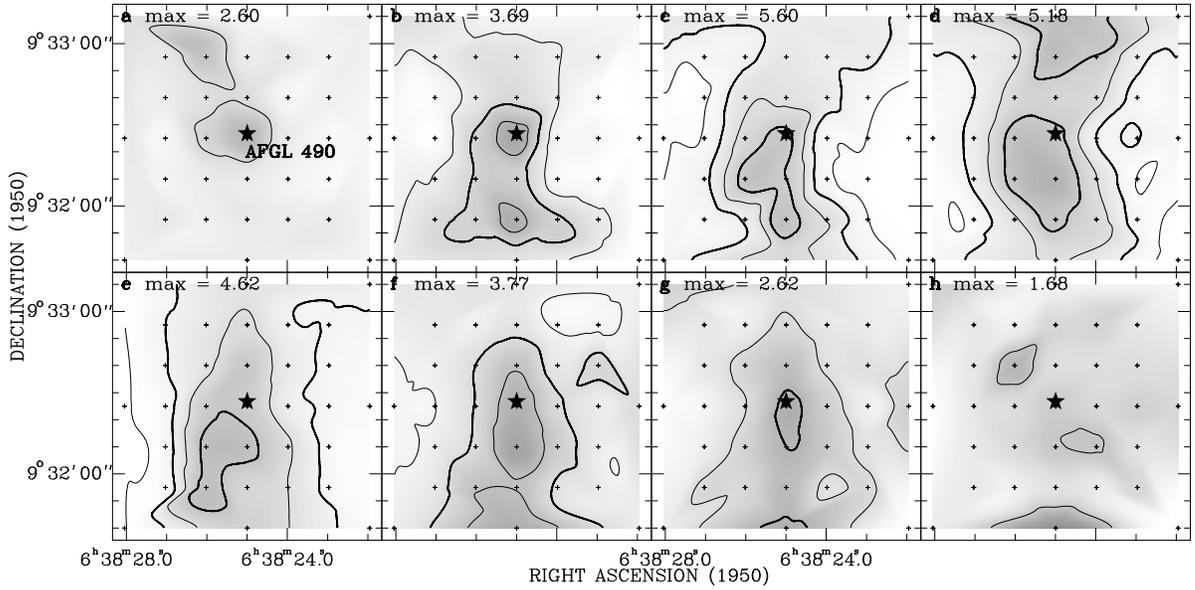


Abbildung 24: Kanalkarten  $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 \rightarrow 1$  (IRAM). Die Konturlinien markieren 1.0 2.0 3.0 4.0 und 5.0 K  $\text{km s}^{-1}$ . In den einzelnen Karten sind die folgenden  $v$ -Bereiche aufgetragen: **a**  $-15.0 < v_{\text{lsr}} < -14.5 \text{ km s}^{-1}$ ; **b**  $-14.5 < v_{\text{lsr}} < -14.0 \text{ km s}^{-1}$ ; **c**  $-14.0 < v_{\text{lsr}} < -13.5 \text{ km s}^{-1}$ ; **d**  $-13.5 < v_{\text{lsr}} < -13.0 \text{ km s}^{-1}$ ; **e**  $-13.0 < v_{\text{lsr}} < -12.5 \text{ km s}^{-1}$ ; **f**  $-12.5 < v_{\text{lsr}} < -12.0 \text{ km s}^{-1}$ ; **g**  $-12.0 < v_{\text{lsr}} < -11.5 \text{ km s}^{-1}$ ; **h**  $-11.5 < v_{\text{lsr}} < -11.0 \text{ km s}^{-1}$ .

Die Abbildungen 22a und b stellen eine Übersicht ausgewählter Spektren dar, die auf der  $[0,0]$ -Kartenposition sowie auf einem Raster von  $15''$ -Abstand gemessen worden sind. Das Verhältnis der Spektrenintensitäten beider  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Linien auf der  $[0,0]$ -Position ist mit  $T_{\text{mb}}(\text{JCMT}) : T_{\text{mb}}(\text{IRAM}) = 0.89$  recht klein. Eine Faltung des IRAM- $\text{C}^{18}\text{O}$ -Spektrums auf die Teleskopkeulengröße des JCMT ( $21''$ ) ergibt eine Intensität von  $T_{\text{mb}}(\text{C}^{18}\text{O}) = 8.02 \text{ K}$ , die sich in guter Übereinstimmung mit dem Meßwert in Tabelle 6  $T_{\text{mb}}(\text{C}^{18}\text{O}) = 7.85 \text{ K}$  befindet. Daraus folgt, daß beide Teleskope einen ähnlichen Quellenfüllungsfaktor besitzen. Ein Vergleich mit der Literatur zeigt jedoch, daß der Quellenfüllungsfaktor  $\eta_c$  für dichteres Gas kleiner als 1 ist, da die ermittelte Strahlungstemperatur von  $T_{\text{B}} = 17 \text{ K}$  des maximalen Flusses der interferometrischen CS  $J = 2 \rightarrow 1$ -Messungen von Nakamura & Mitarb. (1991) von den hier erhaltenen Temperaturwerten  $T_{\text{mb}}(\text{CS } J = 2 \rightarrow 1) = 10.8 \text{ K}$  wesentlich abweicht. Das Verhältnis beider Strahlungsintensitäten ergibt ein  $\eta_c$  von ca. 0.64.

#### 2.4.4.2 Moleküllinienausflüsse

Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, gibt es viele Hinweise in der Literatur, daß AFGL 490 einen bipolaren Hochgeschwindigkeitsausfluß (Gesamtgeschwindigkeitsbereich der Ausflußemission  $\Delta v_{(\text{CO}2 \rightarrow 1)} = 63 \text{ km s}^{-1}$ , Snell & Mitarb. 1984) produziert, der vor allem in den optisch dicken, unteren CO-Übergängen nachweisbar ist. Entsprechend der bisherigen Studien erstreckt sich die rotverschobene Emission in die nordöstlichen Richtung von AFGL 490 sowie die blauverschobenen Anteile in die südwestliche. Da die Spektren verschiedener, in dieser Arbeit untersuchter Linienübergänge deutliche Flügel zeigen (Abbildungen 22a und b), sollen hier ebenfalls die räumlichen Verteilungen untersucht werden. So besitzen die CO  $J = 4 \rightarrow 3$  und  $J = 3 \rightarrow 2$ -Spektren breite Linienflügel, die identisch mit den CO  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $J = 2 \rightarrow 1$ -Spektren bei Mitchell & Mitarb. (1992) und (1995) sind. Außerdem weisen die unteren CS-Übergänge  $J = 2 \rightarrow 1$  und  $J = 3 \rightarrow 2$ , aber auch CS  $J = 5 \rightarrow 4$  sowie die optisch dicke  $[\text{C I}]$ -Linie Emissionsflügel auf einer niedrigen Intensitätsskala auf (Abb. 25).

Mit Hilfe der kartierten Linien wurde versucht, Kanalkarten der rot- und blauverschobenen Flügelemission herzustellen. Auf Grund des recht hohen Rauschniveaus der Spektren sowie der wenigen

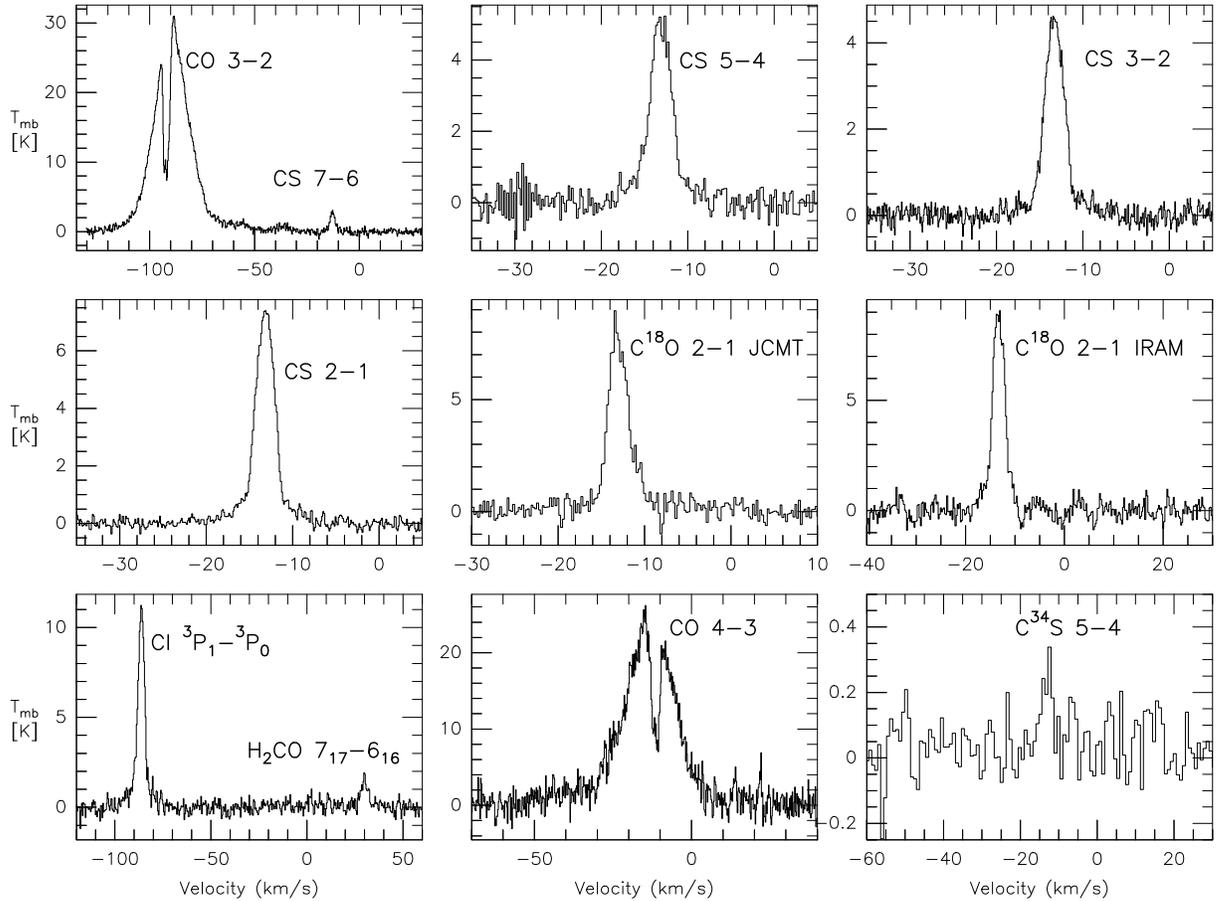


Abbildung 25: Einige Spektrenbeispiele. Die beiden CO-Linien sind mittels einer Maske mit einem gaußförmigen Linienprofil angepaßt worden.

Meßpunkte in einigen Karten sind die Ergebnisse nicht so eindeutig wie bei NGC 2264 IRS1. Die Abb. 23a–c zeigen die Ergebnisse für CS  $J = 2 \rightarrow 1$ , CS  $J = 3 \rightarrow 2$  und CO  $J = 3 \rightarrow 2$ .

Auffällig ist, daß die hier gezeigten Intensitätsverteilungen der rot- und blauverschobenen CS-Emissionen wenig Gemeinsamkeiten mit dem aus der Literatur bekannten bipolaren Ausfluß, wie er in Abb. 23 symbolisch mit Pfeilrichtungen eingezeichnet ist, aufweisen. Obwohl beide CS-Linien Intensitätsstrukturen in der bekannten Ausflußrichtung besitzen, stimmen die Lage der rot- und blauverschobenen Gasanteile nicht mit der von z.B. Snell & Mitarb. (1984) und Mitchell & Mitarb. (1995) überein. Dagegen gibt es eine gute Übereinstimmung mit den CS  $J = 1 \rightarrow 0$ -Kanalkarten von Kawabe & Mitarb. (1984). Diese Autoren fanden, daß die blau- und rotverschobene CS-Emission senkrecht zu der bekannten Ausflußrichtung (Abb. 23d) liegt. Auf Grund der von ihnen bestimmten Masse von  $50 M_{\odot}$  kann diese kompakte Gasstruktur nicht in Form einer Scheibe gravitativ an die zentrale Quelle gebunden sein, sondern scheint eher einer expandierenden Gasscheibe oder -hülle zu entsprechen. Da die Flügelkartierungen der unteren CS-Übergänge in den Abbildungen 23a und b Ähnlichkeiten mit den Ergebnissen von Kawabe & Mitarb. (1984) zeigen, weisen somit die CS-Linienflügel nur die expandierenden Gashüllenanteile, die kleinere Relativgeschwindigkeiten besitzen als das bipolare Ausflußgas, nach. Die CS  $J = 3 \rightarrow 2$ -Emission scheint außerdem Hinweise auf mehrere, dichte Einzelklumpen in dieser Hülle zu geben, wobei sich einige Ähnlichkeiten bei der Positionierung in Ort und Geschwindigkeit mit den CO-Strukturen bei Mitchell & Mitarb. (1995) finden lassen. Ein entsprechendes Analogon der expandierenden Gashülle (-scheibe oder -torus) ist auch bei dem massereicheren Objekt Irc2 in Orion-KL bekannt und wird dort als ‐Ausfluß mit kleinen Geschwindigkeiten‐ bezeichnet (siehe Kapitel 3).

Da in CO  $J = 2 \rightarrow 1$  der kartierte Bereich von  $30'' \times 30''$  bedeutend kleiner ist als das von Mitchell & Mitarb. (1995) untersuchte Gebiet von ca.  $150'' \times 150''$ , zeigt diese Linienflügelkarte in Abb. 23c prinzipiell keine wesentlich neuen Aussagen. Zur Vollständigkeit wurde diese Karte mit dargestellt. In CS  $J = 5 \rightarrow 4$  ist die Zahl der gemessenen Spektren um AFGL 490 zu klein, um Kanalkarten anfertigen zu können. Bei den optisch dünneren CS  $J = 7 \rightarrow 6$  und  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$  -Linien sind keine nennenswerten Linienflügel vorhanden.

#### 2.4.4.3 Geschwindigkeitsstruktur

Um die Klumpigkeit des Wolkenmaterials auf der Größenordnung der Teleskophauptkeule zu untersuchen, wurden von den  $C^{18}O$ -IRAM-Messungen sowie von den unteren CS-Übergängen  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $J = 2 \rightarrow 1$  Kanalkarten angefertigt. Das Ergebnis der  $C^{18}O$ -IRAM-Messungen zeigt Abbildung 24. Die klumpige Wolkenstruktur ist den Kanalkarten in CO  $J = 3 \rightarrow 2$  von Mitchell & Mitarb. (1995) sehr ähnlich. Verschiedene, von diesen Autoren bezeichnete Einzelklumpen lassen sich in  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$  wiederfinden. Dagegen zeigen die Kanalkarten der unteren CS-Übergänge einen kugelsymmetrischen, unstrukturierten Wolkenklumpen, wobei nur die "Ausflußflügel" des expandierenden Wolkenorbus zu sehen sind.

#### 2.4.4.4 Weitere Molekülarten

Die Ergebnisse aller gemessener Moleküllinienübergänge auf der  $[0,0]$ -Position sind in der Tabelle 6 zusammengestellt, und Abbildung 25 stellt einige Spektren dar. Für CS und  $C^{34}S$   $J = 10 \rightarrow 9$  sind nur obere Grenzwerte angegeben, die ca. dem  $2\sigma$ -Rauschwert entsprechen. Eine  $C^{34}S$   $J = 5 \rightarrow 4$  -Linie kann aber nachgewiesen werden, obwohl die Intensität nur einem Wert von  $2-2.5 \times rms$  entspricht. Während sich die Linien mit größeren optischen Tiefen (siehe Abschnitt 2.4.5.2) wie CS  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $J = 2 \rightarrow 1$  sowie die  $[C I]$ -Linie gut mit einfachen Gaußprofilen, die deutliche Flügel besitzen, anpassen lassen, zeigen die optisch dünneren  $C^{18}O$   $J = 2 \rightarrow 1$  -Linien (Abb. 22) eine starke Linienkomponente bei  $v_{lsr} = -13.5 \text{ km s}^{-1}$  und eine intensitätsschwächere "Linien Schulter" bei  $v_{lsr} = -11.0 \text{ km s}^{-1}$ . Beide Geschwindigkeitskomponenten wurden bereits von Kawabe & Mitarb. (1984) in CS  $J = 1 \rightarrow 0$  gefunden. In  $H_2CO$   $J = 7_{1,7} \rightarrow 6_{1,6}$  und CS  $J = 5 \rightarrow 4$  ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu schlecht, um hier eine eindeutige Differenzierung beider Geschwindigkeitskomponenten nachweisen zu können. In  $C^{34}S$   $J = 5 \rightarrow 4$  wurde ebenfalls nur die  $v_{lsr} = -13.5 \text{ km s}^{-1}$  -Komponente nachgewiesen.

Die  $^{12}CO$ -Linien  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $J = 4 \rightarrow 3$  lassen sich ebenfalls nicht durch ein einziges Gaußprofil beschreiben. Eine schmalere Linie erscheint auf einem breiten Gaußprofil mit breiten Linienflügeln "aufgesetzt". Da beide Linienanteile mit einem tiefen Absorptionsanteil überlagert sind, können diese Linien nicht getrennt angepaßt werden.

### 2.4.5 Datenanalyse

Für AFGL 490 wurden die gemessenen Linieneigenschaften ( $T_{mb}$ ,  $\Delta v$ ,  $\int T_{mb} dv$ ) mittels Strahlungstransportrechnungen angepaßt, um Aussagen über die Temperatur, Dichte, Säulendichten sowie Häufigkeiten am Ort des jungen Sterns zu erhalten, und – soweit es die gemessenen Daten zulassen – die entsprechenden Gradienten dieser Parameter zu analysieren. So wurde auch im Fall von AFGL 490 das Leidener Strahlungstransportprogramm (siehe Kap. 2.3.5) genutzt.

Bereits aus den Abbildungen 21a–g geht hervor, daß die Spektren, aus denen die Karten erstellt wurden, nicht exakt an den gleichen Himmelspositionen aufgenommen worden sind. Da die Dichte mit Hilfe des CS  $J = 7 \rightarrow 6/5 \rightarrow 4$  -Linienintensitätsverhältnisses bestimmt werden sollte, wurden die in einem Abstand von  $20''$  gemessenen CS  $J = 5 \rightarrow 4$  -Spektren auf einen Abstand von  $15''$  von der  $[0,0]$ -Position umgerechnet, damit für einige Kartenpositionen um AFGL 490 beide Linienverhältnisse zur Verfügung stehen.

Tabelle 6: Parameter der beobachteten Linienübergänge an der Position von AFGL 490: In den folgenden Spalten ist enthalten: (1) das beobachtete Molekül, (2) der Linienübergang, (3) die Frequenz, (4) die Linienintensität in  $T_{\text{mb}}$ , (5) die  $1\sigma$  Rauschgröße in [K] (rms), (6) die Linienhalbwidthbreite  $\Delta v$ , (7) die integrierte Linienintensität:  $\int T_{\text{mb}} dv$  in  $[\text{K}\cdot\text{km}\cdot\text{s}^{-1}]$  und (8) das benutzte Teleskop/Datum.

Mol.	Über- gang	$\nu$ (MHz)	$T_{\text{mb}}$ [K]	rms [K]	$\Delta v$ [km·s <sup>-1</sup> ]	$\int T_{\text{mb}} dv$ [K·km·s <sup>-1</sup> ]	Teleskop/Datum
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
CS	10 → 9	489751.0	≤2.0	0.995	–	–	JCMT/Jun94
	7 → 6	342883.3	2.73	0.86	2.8	8.04	JCMT/Jun94
	5 → 4	244935.6	5.03	0.24	3.1	16.5	JCMT/Jun94
	3 → 2	146969.0	5.89	0.23	2.6	16.6	IRAM/Sept95
	2 → 1	97981.0	5.60	0.11	2.6	15.3	IRAM/Sept95
C <sup>34</sup> S	10 → 9	481916.1	≤2.0	0.995	–	–	JCMT/Jun94
	5 → 4	241016.2	0.274* <sup>1</sup>	0.11	3.6	1.06	JCMT/Feb94
CO	4 → 3	461040.8	23.8	2.41	18.10	459.0	JCMT/Jun94
	3 → 2	329330.5	28.8	0.57	18.46	566.0	JCMT/Jun94
C <sup>18</sup> O	2 → 1	219560.3	7.85	0.34	2.8	23.7	JCMT/Jun94
C <sup>18</sup> O	2 → 1	219560.3	8.81	0.48	2.8	26.6	IRAM/Sept95
H <sub>2</sub> CO	7 <sub>1,7</sub> → 6 <sub>1,6</sub>	491968.4	1.50	0.53	2.4	7.13	JCMT/Jun94
[C I]	<sup>3</sup> P <sub>1</sub> → <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	492160.7	10.9	0.53	4.2	48.9	JCMT/Jun94

\*1 Dieser Wert gilt für das aus allen Einzelmessungen aufsummierte Spektrum. Nach einem zweimaligen Glätten des Spektrums ergibt die Gaußprofilanpassung einen Intensitätswert von  $T_{\text{mb}} = 2.1$  K

Für die H<sub>2</sub>-Säulendichteberechnung erfolgte eine Faltung der IRAM-C<sup>18</sup>O-Karte, die Messungen auf den Positionen mit 15''-Abstand enthält, auf die JCMT-Hauptkeule (21''), da in den JCMT-Messungen die entsprechenden Kartenpositionen nicht besetzt sind. Auf diese Weise lassen sich 9 Kartenpositionen finden, auf denen CS  $J = 7 \rightarrow 6$  und CS  $J = 5 \rightarrow 4$  sowie C<sup>18</sup>O  $J = 2 \rightarrow 1$  -Spektren zur Verfügung stehen.

In den Strahlungstransportrechnungen wurden, wie für NGC 2264 IRS1, ebenfalls nur molekularer Wasserstoff als Kollisionspartner sowie die kosmische Hintergrundstrahlung berücksichtigt. Die Anregung der Moleküle durch Stöße mit atomarem Wasserstoff, Helium und freien Elektronen wurde nicht betrachtet.

#### 2.4.5.1 Temperatur

Eine untere Abschätzung der kinetischen Temperatur kann mit Hilfe der Gleichung (1) in Abschnitt 2.3.5.1 von den CO  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $J = 4 \rightarrow 3$  -Messungen an der Position von AFGL 490 abgeleitet werden, wenn angenommen wird, daß die Linien hinreichend optisch dick sind. Die mittels gaußförmiger Masken interpolierten Linienintensitäten (Abb. 25) sind für beide CO-Linien in Tabelle 6 aufgeführt. Die Profilanpassungen können aber nur für die breite Gaußkomponente durchgeführt werden, da sich die in Abschnitt 2.4.4.3 erwähnte "aufgesetzte" schmale Linienkomponente nicht anpassen läßt. Diese wird bei der Intensitätsbestimmung nicht mit berücksichtigt. Somit sind nur untere Grenzabschätzungen für die Anregungstemperaturen bzw. für die kinetischen Temperaturen von  $T_{\text{kin}} \approx T_{\text{ex}} = 37^{(+15)}_{(-8)}$  K für CO  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $T_{\text{kin}} \approx T_{\text{ex}} = 27^{(+16)}_{(-6)}$  K für CO  $J = 4 \rightarrow 3$  möglich. Diese Werte befinden sich in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der umfangreichen CO-Studie von Mitchell & Mitarb. (1995), die Temperaturen zwischen 30 K und 55 K für das AFGL 490 umgebende Gas (Ausflußgas) angeben.

Die  $T_{\text{ex}}$ -Abschätzungen an anderen CO  $J = 3 \rightarrow 2$  -Positionen deuten auf eine Temperaturniedrigung um ca. 10 K im radialen Abstand von 20'' vom Zentrum hin. Eine Darstellung der für diese Arbeit gemessenen CO  $J = 3 \rightarrow 2$  -Spektren zeigt Abbildung 26. Diese Spektrenübersicht ist nahezu identisch mit den Messungen der gleichen Linie bei Mitchell & Mitarb. (1995).

Tabelle 7: Ergebnisse der Simulation der Linienintensitätsverhältnisse von CS 7→6/ 5→4 für zwei verschiedene Temperaturen. Die folgenden Spalten enthalten: (1) und (2) die Kartenposition (Abstand von AFGL 490 in Bogensekunden), (3), (4) und (5) die optischen Tiefen der jeweils angegeben Linienübergänge, (6) die Dichte von H<sub>2</sub>, (7) die Säulendichte in CS, (8) die Säulendichte von C<sup>18</sup>O und (9) die Häufigkeit von CS in bezug auf H<sub>2</sub>. Die Werte in den Spalten (3) bis (9) sind als über eine Teleskopkeule von 21'' gemittelte Angaben zu verstehen.

Karten- Position		$\tau_{\text{CS}7\rightarrow6}$	$\tau_{\text{CS}5\rightarrow4}$	$\tau_{\text{C}^{18}\text{O}2\rightarrow1}$	$n$ $\times 10^6$ [cm <sup>-3</sup> ]	$N(\text{CS})$ $\times 10^{13}$ [cm <sup>-2</sup> ]	$N(\text{C}^{18}\text{O})$ $\times 10^{16}$ [cm <sup>-2</sup> ]	$X(\text{CS})$ $\times 10^{-10}$	
x	y	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	
$T_{\text{kin}} = 35\text{K}$									
+15	+15	0.06	0.16	0.23	2.1 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.5)</sub>	1.8 <sup>(+0.5)</sup> <sub>(-0.3)</sub>	1.1(±0.3)	3.2 <sup>(+2.2)</sup> <sub>(-0.9)</sub>	★
+15	0	0.08	0.19	0.30	2.2 <sup>(+1.5)</sup> <sub>(-0.8)</sub>	1.8 <sup>(+0.7)</sup> <sub>(-0.4)</sub>	1.3 <sup>(+0.5)</sup> <sub>(-0.3)</sub>	2.7 <sup>(+2.5)</sup> <sub>(-1.0)</sub>	★
+15	-15	0.05	0.17	0.33	1.7 <sup>(+0.7)</sup> <sub>(-0.5)</sub>	1.2 <sup>(+0.3)</sup> <sub>(-0.2)</sub>	1.4 <sup>(+0.8)</sup> <sub>(-0.4)</sub>	1.7 <sup>(+1.8)</sup> <sub>(-0.9)</sub>	
0	+15	0.11	0.13	0.27	11.0 <sup>(+2.0)</sup> <sub>(-1.5)</sub>	3.0 <sup>(+1.5)</sup> <sub>(-1.0)</sub>	1.3(±0.4)	4.5 <sup>(+4.8)</sup> <sub>(-2.0)</sub>	
0	0	0.20	0.27	0.32	6.5 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.6)</sub>	5.1 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.8)</sub>	1.6 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.6)</sub>	6.3 <sup>(+4.2)</sup> <sub>(-2.2)</sub>	
0	-15	0.08	0.35	0.37	1.1 <sup>(+0.8)</sup> <sub>(-0.3)</sub>	3.9 <sup>(+0.8)</sup> <sub>(-0.4)</sub>	1.7 <sup>(+0.3)</sup> <sub>(-0.2)</sub>	4.8 <sup>(+2.0)</sup> <sub>(-1.3)</sub>	★
-15	+15	0.06	0.36	0.22	1.2 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.5)</sub>	3.5(±0.8)	0.9 <sup>(+0.6)</sup> <sub>(-0.2)</sub>	7.9 <sup>(+2.5)</sup> <sub>(-3.1)</sub>	
-15	0	0.07	0.13	0.20	3.8 <sup>(+1.5)</sup> <sub>(-1.0)</sub>	2.1 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.6)</sub>	0.9(±0.2)	4.3 <sup>(+3.2)</sup> <sub>(-1.4)</sub>	★
-15	-15	0.05	0.13	0.23	2.0 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.7)</sub>	2.1 <sup>(+0.7)</sup> <sub>(-0.2)</sub>	1.0 <sup>(+0.7)</sup> <sub>(-0.5)</sub>	4.1 <sup>(+5.5)</sup> <sub>(-1.7)</sub>	★
$T_{\text{kin}} = 55\text{K}$									
+15	+15	0.06	0.16	0.13	1.1 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.5)</sub>	1.7 <sup>(+0.5)</sup> <sub>(-0.3)</sub>	1.4(±0.8)	2.6 <sup>(+4.8)</sup> <sub>(-1.1)</sub>	★
+15	0	0.08	0.22	0.17	1.0 <sup>(+1.5)</sup> <sub>(-0.8)</sub>	1.9 <sup>(+0.7)</sup> <sub>(-0.4)</sub>	1.6 <sup>(+0.5)</sup> <sub>(-0.3)</sub>	2.4 <sup>(+1.7)</sup> <sub>(-0.9)</sub>	★
+15	-15	0.05	0.19	0.18	0.8 <sup>(+0.7)</sup> <sub>(-0.5)</sub>	1.3(±0.3)	1.8 <sup>(+0.9)</sup> <sub>(-0.5)</sub>	1.6 <sup>(+0.3)</sup> <sub>(-0.7)</sub>	
0	+15	0.11	0.11	0.15	4.0 <sup>(+2.0)</sup> <sub>(-1.5)</sub>	2.8 <sup>(+1.5)</sup> <sub>(-1.0)</sub>	1.6(±0.4)	3.5 <sup>(+2.9)</sup> <sub>(-1.5)</sub>	
0	0	0.20	0.23	0.20	2.9 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.6)</sub>	4.5 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.8)</sub>	2.3 <sup>(+1.1)</sup> <sub>(-0.7)</sub>	4.0 <sup>(+3.4)</sup> <sub>(-1.7)</sub>	
0	-15	0.08	0.43	0.20	0.5 <sup>(+0.8)</sup> <sub>(-0.3)</sub>	4.8 <sup>(+0.8)</sup> <sub>(-0.5)</sub>	1.9(±0.3)	5.0 <sup>(+2.1)</sup> <sub>(-1.7)</sub>	★
-15	+15	0.06	0.28	0.12	0.5 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.5)</sub>	4.6(±0.8)	1.0 <sup>(+0.6)</sup> <sub>(-0.2)</sub>	8.5 <sup>(+0.5)</sup> <sub>(-3.4)</sub>	
-15	0	0.08	0.13	0.12	1.8 <sup>(+1.5)</sup> <sub>(-1.0)</sub>	2.0 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.6)</sub>	1.2(±0.2)	3.3 <sup>(+2.1)</sup> <sub>(-1.1)</sub>	★
-15	-15	0.05	0.15	0.13	1.0 <sup>(+1.0)</sup> <sub>(-0.7)</sub>	2.1 <sup>(+0.7)</sup> <sub>(-0.3)</sub>	1.3 <sup>(+0.7)</sup> <sub>(-0.5)</sub>	3.3 <sup>(+3.7)</sup> <sub>(-1.5)</sub>	★

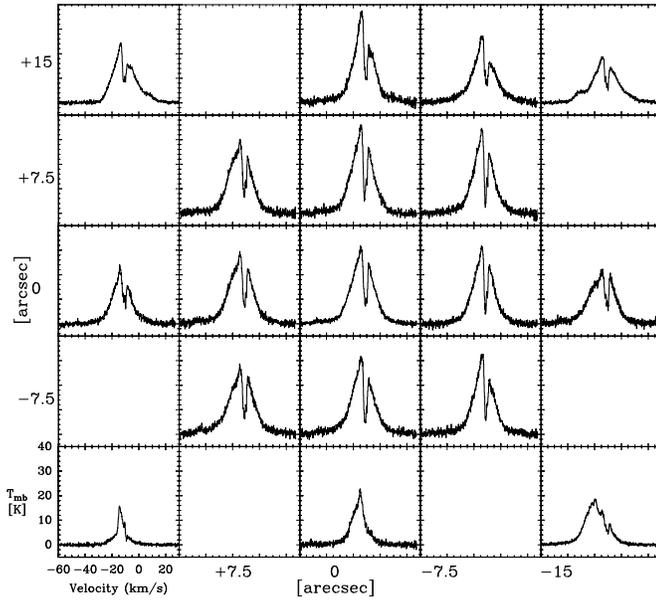
★ unsicherer Nachweis von CS  $J = 7\rightarrow6$ : die Intensitätswerte befinden sich in der Größenordnung von  $1 - 2 \sigma$ .

Weitere geeignete Molekülmessungen für die Temperaturbestimmung stehen im Rahmen dieser Arbeit nicht zur Verfügung.

#### 2.4.5.2 Optische Tiefen der Linienemission

Mittels Strahlungstransportrechnungen wurde versucht, die <sup>12</sup>CO  $J = 4\rightarrow3$  und  $J = 3\rightarrow2$  -Linienintensitäten auf der [0,0]-Position sowie deren Verhältnis anzupassen, um auf die optische Tiefe dieser Linien schließen zu können. Obwohl für AGL 490 das Verhältnis CO  $J = 4\rightarrow3/3\rightarrow2 < 1$  ist, sind die optischen Tiefen beider Linien für Dichten von  $n \geq 1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$  und Temperaturen im Bereich von  $T_{\text{kin}} = 30 - 55 \text{ K}$  dennoch groß gegen 1. Vergleichbare Ergebnisse für CO  $J = 3\rightarrow2$  und  $J = 2\rightarrow1$  erhielten auch Snell & Mitarb. (1984) sowie Mitchell & Mitarb. (1992) und (1995).

Die C<sup>18</sup>O  $J = 2\rightarrow1$  -JCMT-Linien lassen sich mit den Messungen des Hauptisotops des gleichen Linienübergangs bei Mitchell & Mitarb. (1992) vergleichen, da beide Linien am gleichen Teleskop gemessen wurden. Aus den Angaben dieser Autoren kann ein  $T_{\text{ex}}(\text{CO } J = 2\rightarrow1) = 34 \text{ K}$  an der Position von AFGL 490 geschlossen werden. In Zusammenhang mit der Linienintensität von  $T_{\text{mb}}(\text{C}^{18}\text{O } 2\rightarrow1) = 7.85 \text{ K}$  (in dieser Arbeit, siehe Tab. 6) kann mittels Umstellung der Gleichung (1) die optische Tiefe für eine optisch dünn(er)e Linie berechnet werden. Für C<sup>18</sup>O  $J = 2\rightarrow1$  ergibt sich somit ein Wert von  $\tau = 0.32$ .

Abbildung 26: Spektrentübersicht von CO  $J = 3 \rightarrow 2$ .

Ein Vergleich mit den in Abschnitt 2.4.5.3 diskutierten Anregungsrechnungen dieses Moleküls zeigt, daß dieser Wert besser mit den berechneten optischen Tiefen für niedrigere kinetische Temperaturen ( $T_{\text{kin}} = 35 - 40$  K, siehe Tab. 7) übereinstimmt.

Um die optischen Tiefen der oberen CS-Übergänge  $J = 5 \rightarrow 4$  und  $J = 7 \rightarrow 6$  abzuschätzen, ist eine Untersuchung der Linienverhältnisse beider  $J = 5 \rightarrow 4$ -Übergänge von CS und  $\text{C}^{34}\text{S}$  (die mit der gleichen Teleskopkeule gemessen wurden) hilfreich. Mit den Linienintensitäten von  $T_{\text{mb}}(\text{C}^{34}\text{S } 5 \rightarrow 4) = 0.21 - 0.27$  K und  $T_{\text{mb}}(\text{CS } 5 \rightarrow 4) = 5.03$  K ergibt sich ein Intensitätsverhältnis von  $23.9 - 18.4$ , das in der Größenordnung des interstellaren Isotopenverhältnisses von  $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = 22.5$  liegt. Die CS  $J = 5 \rightarrow 4$  und  $J = 7 \rightarrow 6$ -Linien sind demzufolge optisch dünn. Die Anregungsrechnungen bestätigen – bis auf wenige Ausnahmen spezieller Positionen – diese Abschätzung (siehe Tabelle 7).

### 2.4.5.3 Dichte

Analog zum Objekt NGC 2264 IRS1 soll auch für AFGL 490 die Bestimmung der Dichte mittels der Anpassungen der Linienintensitätsverhältnisse von CS  $7 \rightarrow 6/5 \rightarrow 4$  erfolgen. Auf Grund der Keulengröße von  $21''$  (!), auf die die Abschätzungen der physikalischen Parameter bezogen werden, soll angenommen werden, daß in CS im wesentlichen Gas mit vergleichbaren Temperaturen zwischen  $T_{\text{kin}} = 35 - 55$  K “gesehen” wird. Linienemission, die aus Gebieten mit höheren Temperaturen ( $\geq 100$  K, entsprechend Mitchell & Mitarb. 1995) herrühren könnte, sollte in den jetzigen Betrachtungen keinen wesentlichen Anteil am CS-Liniensignal liefern, da der Quellenfüllungsfaktor der Teleskopkeule für diesen Materieanteil zu klein ist. Der *hot-core*-Bereich wurde von diesen Autoren mit 12000 AE abgeschätzt. In einer Entfernung von 1 kpc füllt diese Fläche nur eine Teleskopkeule mit einer Halbwertsbreite von  $12''$  aus. Deshalb wurden alle verfügbaren Intensitätsverhältnisse der CS  $J = 7 \rightarrow 6$  und  $J = 5 \rightarrow 4$ -Linien einmal mit einer Temperatur von 35 K und ein weiteres Mal mit einer Temperatur von 55 K angepaßt.

Auf Grund der bedeutend kleineren Anzahl von Meßpunkten in CS  $J = 7 \rightarrow 6$  ist es für AFGL 490 nicht möglich, die Spektren auf die Teleskophauptkeule der CS  $J = 5 \rightarrow 4$ -Spektren umzurechnen. Der dabei entstehende Fehler sollte aber weit innerhalb der Fehlergrenzen liegen, die durch die Kalibrationsunsicherheiten in die Intensitäten der Spektren eingeht. Die Kalibrationsunsicherheiten werden hier ebenfalls mit 20% abgeschätzt werden. Eine Eingrenzung des Fehlers der verschiedenen Keulengrößen kann mit Hilfe der gefalteten IRAM- $\text{C}^{18}\text{O}$ -Spektren von einer noch kleineren Hauptkeule ( $11''$ ) auf  $21''$  (siehe Abschnitt 2.4.4.1) erhalten werden. Hierbei beträgt die Intensitätsveränderung an der  $[0,0]$ -Position 10%. Mit wachsendem Abstand wird die Veränderung geringer.

Tabelle 8: Übersicht von verschiedenen Ergebnissen der Dichte-, H<sub>2</sub>-Säulendichte- und Massebestimmungen aus der Literatur und dieser Arbeit

Autor	$T_{\text{kin}}$ [K]	$n$ [cm <sup>-3</sup> ]	$N(\text{H}_2)$ [cm <sup>-2</sup> ]	Masse [M <sub>⊙</sub> ]	auf Grund der Messung von:	Teleskop- keulen- $\varnothing$
Lada & Harvey (1981)	20	—	3 10 <sup>22</sup>	20	<sup>12</sup> CO $J=1\rightarrow 0^3$ <sup>13</sup> CO	1'
Kawabe & Mitarb. (1984)	20	0.3...3 10 <sup>5</sup>	—	10...100	CS $J=1\rightarrow 0$	30''
Gear & Mitarb. (1986)	40* <sup>1</sup>	—	3.6 10 <sup>22</sup>	90	350μm- Kontinuum	55''
Mundy & Adelmann (1988) {	— 78* <sup>1</sup>	— 0.2...1.4 10 <sup>9</sup>	— 4.5...36 10 <sup>24</sup>	— 6...50	<sup>13</sup> CO $J=1\rightarrow 0$ <sup>110</sup> GHz- Kontinuum	7.8''×7.2'' 2.2''×2.1''
Nakamura & Mitarb. (1991) {	— —	— —	— —	14* <sup>2</sup> 6...50	CS $J = 2\rightarrow 1$ 98GHz- Kontinuum	} 3.3''×5.5''
Mitchell & Mitarb. (1995)	24 107	7.6 10 <sup>4</sup> 10 <sup>6</sup> ...≥10 <sup>7</sup>	3.36 10 <sup>22</sup> 4.14 10 <sup>22</sup>	100 —	CO $J=3\rightarrow 2$ , <sup>13</sup> CO $v=0\rightarrow 1^4$	} 15'', 7''
Hasegawa & Mitchell (1995)	20...100	10 <sup>6</sup> ...3 10 <sup>8</sup>	—	—	HCO <sup>+</sup> $J=4\rightarrow 3$ H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> $J=3\rightarrow 2$	14'', 21''
diese Arbeit	30...55	3...6.5 10 <sup>6</sup>	8.0...9.5 10 <sup>22</sup>	42...50	C <sup>18</sup> O $J=2\rightarrow 1^4$	15'', 21''

\*1 Staubtemperatur

\*2 Masse der Gasscheibe um AFGL 490

\*3 Zur Bestimmung von Masse und  $N(\text{H}_2)$  wurde ein Faktor  $^{13}\text{CO}/\text{H}_2 = 5 \cdot 10^5$  benutzt. Daraus folgt mit  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO} = 60$  ein  $\text{CO}/\text{H}_2 = 1.2 \cdot 10^{-4}$ .

\*4 Benutzung von  $\text{CO}/\text{H}_2 = 1 \cdot 10^{-4}$ .

Die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen sind in Tabelle 7 zusammengefaßt. Da für AFGL 490 nur 9 Kartenpositionen separat mit Strahlungstransportrechnungen untersucht werden konnten, wird hier auf eine graphische Darstellung der Dichte- und CS-Häufigkeitsverteilung verzichtet. Tabelleneinträge, die mit einem Stern gekennzeichnet sind, sind unsichere Angaben, da an diesen Positionen die CS  $J = 7\rightarrow 6$ -Linienintensitäten, die mit Gaußprofilen angepaßt wurden, die 1 bis 2  $\sigma$ -Grenze nicht überschreiten.

Die Tabelle 7 zeigt, daß an der Position von AFGL 490 ein Dichtemaximum existiert. Eine lokale Besonderheit scheint der Meßpunkt [0,+15] zu sein, wo sich ein maximaler Dichtewert ableiten läßt. Andererseits kann aber eine lokale Temperaturerhöhung nicht ausgeschlossen werden, da das CO-Spektrenfeld hier die intensitätsstärkste  $J = 3\rightarrow 2$ -Linie aufweist. Andere geeignete Linienmessungen für eine Temperaturbestimmung, wie z.B. H<sub>2</sub>CO, liegen für diese Arbeit an dieser Position nicht vor. Außerdem deuten die integrierten Linienintensitätskarten von CS  $J = 7\rightarrow 6$  und CS  $J = 5\rightarrow 4$  auf ein zweites, aber intensitätsschwächeres Maximum an dieser Position hin.

An der Position von AFGL 490 selbst ergibt die Analyse des Linienverhältnisses eine Dichte von  $n = 2.5\text{--}6.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  für einen Temperaturbereich von  $T_{\text{kin}} = 35\text{--}55 \text{ K}$ . Für eine Temperatur von 55 K ist somit der keulengemittelte Dichtewert vergleichbar mit dem im Zentrum von NGC 2264 IRS1. Mitchell & Mitarb. (1995) ermittelten mit Hilfe ihrer CO-Studien Dichtewerte zwischen  $10^6$  und  $\geq 10^7 \text{ cm}^{-3}$ , so daß sich die hier errechneten Werte in guter Übereinstimmung mit ihren Angaben befinden.

#### 2.4.5.4 Säulendichten und CS-Häufigkeit

Mit Hilfe des Leidener Strahlungstransportprogramms wurden außerdem bei der Anpassung der CS-Linienverhältnisse die entsprechenden Säulendichten  $X(\text{CS})$  ermittelt, die in Tabelle 7 für die 9 Kar-

tenpositionen zusammengefaßt sind. Während die Dichte für eine feste Position auf Grund der beiden verwendeten Temperaturgrenzen von 35 und 55 K um einen Faktor 2 variiert, ändert sich die CS-Säulendichte bei den Verhältnisanpassungen in diesem Temperaturbereich nur unwesentlich.

Für die Ermittlung der CS-Häufigkeiten wurden wiederum die C<sup>18</sup>O-Spektren mit den nun bekannten Dichte- und Temperaturwerten positionsweise angepaßt. Die darauffolgenden Säulendichten  $N(\text{C}^{18}\text{O})$  sind ebenfalls in Tabelle 7 zu finden.

Mit einem Isotopenverhältnis von  $\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O} = 500$  und  $\text{CO}/\text{H}_2 = 1 \cdot 10^{-4}$  können die entsprechenden H<sub>2</sub>-Säulendichten an den 9 Kartenpositionen ermittelt werden, so daß sich die CS-Häufigkeiten in Tabelle 7 mittels  $X(\text{CS}) = N(\text{CS})/N(\text{H}_2)$  bestimmen lassen. Da an einer festen Position weder die CS- noch die C<sup>18</sup>O-Säulendichten in dem untersuchten Temperaturbereich stark variieren, lassen sich auch für die CS-Häufigkeiten keine großen Veränderungen zwischen  $T_{\text{kin}} = 35$  und 55 K finden. Dagegen variiert die Häufigkeit mit fast einer ganzen Größenordnung von  $X(\text{CS}) = 1.5 \cdot 10^{-10}$  bis  $8.5 \cdot 10^{-10}$  zwischen den einzelnen Positionen. Eine mögliche Ursache könnte in den unsicher bestimmten CS  $J = 7 \rightarrow 6$  -Linienintensitäten liegen.

Die größte Fehlerquelle der “absoluten” Häufigkeiten besteht bei AFGL 490 nicht in der Kalibration der Spektren, sondern in dem für diese Quelle bisher nicht näher untersuchtem CO/H<sub>2</sub>-Verhältnis. Zwar führten Mitchell & Mitarb. (1995) CO-Infrarotabsorptionsmessungen durch, aber eine quantitative Studie zum Vergleich zwischen H<sub>2</sub> und CO im Infraroten steht bisher für diese Quelle noch aus.

Mitchell & Mitarb. (1992, 1995) benutzen den hier verwendeten Wert von  $N(\text{CO})/N(\text{H}_2) = 1 \cdot 10^{-4}$ . Dieser Wert liegt im Bereich der Umwandlungsfaktoren ( $0.5\text{--}2 \cdot 10^{-4}$ ), die üblicherweise verwendet werden: z.B. in massereicheren Sternentstehungsgebieten:  $\text{CO}/\text{H}_2 = 8 \cdot 10^{-5}$  für W 3 (Helmich & Mitarb. 1995),  $\text{CO}/\text{H}_2 = 2.7 \cdot 10^{-4}$  für W 3 &  $\text{CO}/\text{H}_2 = 1.7 \cdot 10^{-4}$  für NGC 2264 IRS1 (de Boisanger & Mitarb. 1996),  $\text{CO}/\text{H}_2 = 1 \cdot 10^{-4}$  für Orion-KL (Blake & Mitarb. 1987), in massearmen Sternentstehungsgebieten:  $\text{CO}/\text{H}_2 = 1 \cdot 10^{-4}$  für NGC 1333/IRAS4 (Blake & Mitarb. 1995),  $\text{CO}/\text{H}_2 = 1 \cdot 10^{-4}$  für IRAS 16293–2422 (Mundy & Mitarb. 1990),  $\text{CO}/\text{H}_2 = 1.5 \cdot 10^{-5}$  für IRAS 05338–0624 (McMullin & Mitarb. 1994) und in Gebieten ohne Sternentstehung:  $\text{CO}/\text{H}_2 = 8 \cdot 10^{-5}$  für TMC 1S und L 134N (Irvine & Mitarb. 1987). Wird für AFGL 490 das gleiche CO/H<sub>2</sub>-Verhältnis wie für NGC 2264 IRS1 ( $\text{CO}/\text{H}_2 = 1.7 \cdot 10^{-4}$ ) verwendet, dann lassen sich für die [0,0]-Position beider Objekte ähnliche Werte für die CS-Häufigkeiten finden. Um einen Vergleich der hier berechneten H<sub>2</sub>-Säulendichte mit den Ergebnissen anderer Autoren für AFGL 490 zu geben, ist eine entsprechende Übersicht in Tabelle 8 zusammengestellt. Es zeigt sich, daß die in dieser Arbeit bestimmten H<sub>2</sub>-Säulendichten um einen Faktor 2 bis 3 größer sind als die Werte, die mit vergleichbaren Keulengrößen aus CO- bzw. Kontinuumsmessungen abgeleitet wurden. Andererseits geben bedeutend kleinere Keulenhalfwertsbreiten auch entsprechend größere Säulendichten wie bei Mundy & Adelmann (1988) zu ersehen ist, da interferometrische Messungen besonders für das dichtere Wolkenmaterial empfindlich sind und nicht über größere Gebiete niedrigerer Dichte mitteln.

#### 2.4.5.5 Massebestimmung

Mit Hilfe der obigen Werte der H<sub>2</sub>-Säulendichte kann für den inneren, nahezu kugelsymmetrischen Wolkenbereich, der sich in den Intensitätskarten in den Abb. 21b, c und d deutlich über das restlichen integrierte Intensitätsniveau hervorhebt, eine mittlere H<sub>2</sub>-Säulendichte bestimmt werden. Diese ist hilfreich zur Abschätzung der Gasmasse des inneren Wolkenkerns um AFGL 490. Eine Bestimmung der Gesamtmasse ist aufgrund des kleinen Kartierungsbereichs nicht möglich. Für eine kugelsymmetrische Wolke mit einem Radius von  $r = 20''$  ergibt sich dann mit einer mittleren H<sub>2</sub>-Säulendichte von  $\langle N(\text{H}_2) \rangle = 6.3\text{--}7.7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  für einen Temperaturbereich von  $T_{\text{kin}} = 35\text{--}55 \text{ K}$  und eine Entfernung von 1 kpc eine Wolkenmasse von  $M_{\text{gas}} = 40\text{--}50 M_{\odot}$  innerhalb dieses Gebiets.

Eine Abschätzung der Virialmasse kann mit Hilfe der Gleichung (4) aus dem Abschnitt 2.3.5.4 durchgeführt werden. Wird wiederum ein Radius von  $R = 20'' = 0.097 \text{ pc}$  und eine mittlere Linienbreite

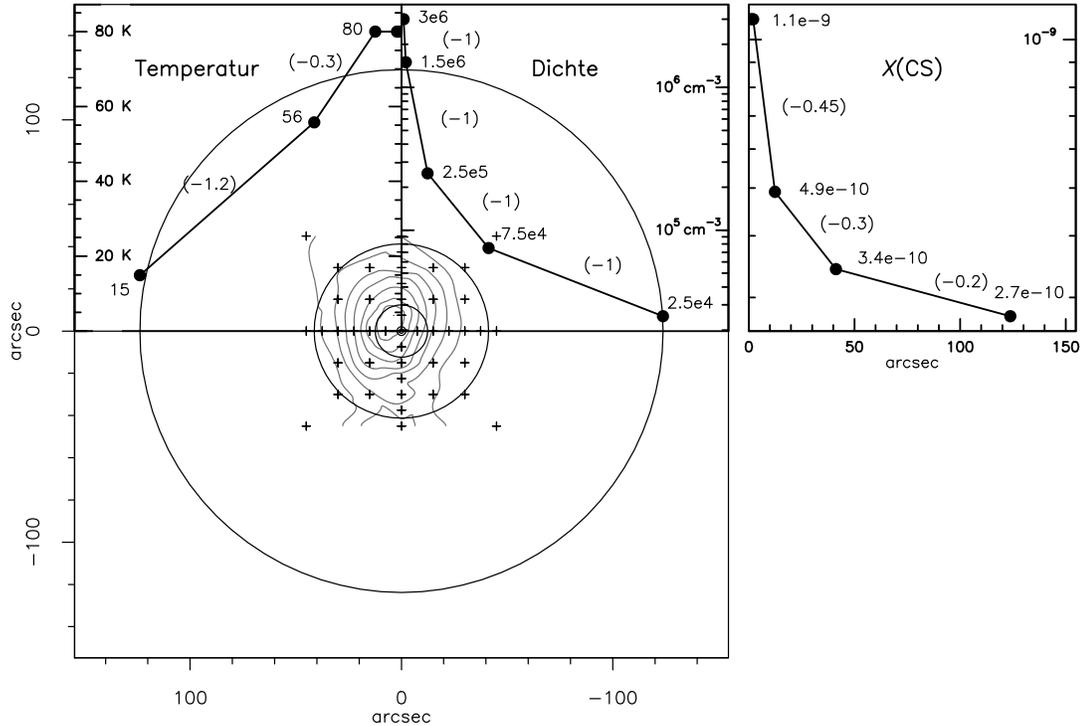


Abbildung 27: Überblick über den Temperatur-, Dichte- und Häufigkeitsverlauf von CS für das am besten passende Wolkenmodell. Die Kreise kennzeichnen die Größe der Wolkenchalen und des Kerns. Als Konturen wurde die CS 2→1-IRAM-Karte (Abb. 21c) überlagert. Die kleinen Kreuze markieren die Meßpunkte, und die Werte an den Punkten geben Temperatur und Dichte an den Schalenrändern an. Die Größen in den Klammern stellen die verwendeten Exponenten für den radialen Verlauf dar.

von  $\langle \Delta v \rangle = 2.8 \text{ km s}^{-1}$  (bezogen auf die CS und  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Linien) verwendet, dann ist die enthaltene Virialmasse mit  $M_{\text{vir}} \approx 95 M_{\odot}$  nahezu doppelt so groß als  $M_{\text{gas}}$ . Da aber bereits die Halbwertsbreite  $\Delta v$  verschiedener Linien auf der [0,0]-Position zwischen 2.4 und 4.2  $\text{km s}^{-1}$  (die  $^{12}\text{CO}$ -Linien ausgenommen) variiert, ergibt sich auch in der Virialmasse eine Variation zwischen 70  $M_{\odot}$  und 213  $M_{\odot}$ . Da aber für alle gemessenen Linienbreiten stets  $M_{\text{vir}} \gg M_{\text{gas}}$  gilt, liegt der Schluß nahe, daß die Voraussetzungen des Virialgleichgewichts nicht gegeben sind.

Dennoch kann festgestellt werden, daß, obwohl beide Massenbestimmungsmethoden um einen Faktor 2 unterschiedliche Ergebnisse liefern, sich diese Werte in genereller Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren (siehe Tabelle 8) befinden.

#### 2.4.6 Modellierung des Wolkenaufbaus mit Hilfe des Strahlungstransports

Im letzten Abschnitt wurde eine Bestimmung der Dichte, der CS- und  $\text{H}_2$ -Säulendichten und der CS-Häufigkeit an 9 Kartenpositionen im Gebiet von AFGL 490 durchgeführt. In diesem Kapitel sollen die genannten physikalischen Größen sowie deren Gradienten in dieser Wolke mittels des Strahlungstransportprogramms von Ossenkopf (1997) untersucht werden. Da bereits im Abschnitt 2.3.6 eine detailliertere Darstellung dieses Programms gegeben wurde, werden hier im wesentlichen nur die Eingangsparameter zur Anpassung der modellierten Linienprofile sowie die Ergebnisse und abgeleiteten Erkenntnisse zu den Grenzgrößen der Parameter dargestellt und diskutiert.

Für die Modellwolkenanpassungen von AFGL 490 wurden die  $\text{C}^{18}\text{O}$ -IRAM-Daten sowie alle CS-Kartierungen verwendet. Um einen Vergleich zwischen den berechneten Linienprofilen, gefaltet mit den Halbwertsbreiten der verschiedenen Teleskopkeulen, und den Messungen zu erhalten, erfolgte eine Mittelung aller Spektren mit gleichem radialen Kartenabstand zur Zentralposition. Obwohl im Fall von AFGL 490 die Annahme einer kugelsymmetrischen Wolke, zentriert bei AFGL 490, nicht ganz

zutreffend ist, wie vor allem aus der IRAM-C<sup>18</sup>O-Karte zu ersehen ist, sollte ein allgemeiner, großräumig gemittelter Verlauf von Dichte und Temperatur sowie der Häufigkeiten abschätzbar sein. Entsprechend den Meßpunkten wurden für CS  $J = 2 \rightarrow 1$ ,  $J = 3 \rightarrow 2$  und C<sup>18</sup>O  $J = 2 \rightarrow 1$  die Spektren mit den Abständen  $r = 7.5''$ ,  $15''$ ,  $22.5''$ ,  $30''$ ,  $37.5''$  und  $45''$  gemittelt. Für die CS  $J = 7 \rightarrow 6$  -Linie erfolgte die Mittelung für  $r = 7.5''$  und  $15''$  sowie bei CS  $J = 5 \rightarrow 4$  für  $r = 20''$  und  $40''$ .

Tabelle 9: Parameter einer kugelsymmetrischen Modellwolke für AFGL 490, die aus einem Kern und 4 weiteren Schalen besteht. Der jeweils äußere Radius von Kern und den Schalen wird durch  $r_o$  angegeben.  $T_i$ ,  $n_i$  und  $X_i$  kennzeichnen Temperatur, Dichte und CS-Häufigkeit an den inneren Schalenrändern. Innerhalb jeder Schale ist der Parameterverlauf mit  $T = T_i(r/r_i)^{p_i}$ ,  $n = n_i(r/r_i)^{q_i}$  bzw. mit  $X = X_i(r/r_i)^{g_i}$  definiert. Die Ausdehnung des Kerns und der Wolkenschalen ist auf eine Entfernung von 1 kpc bezogen.

	$r_o$			$T_i$	$p_i$	$n_i$	$q_i$	$X_i$	$g_i$
	[pc]	[AE]	['']						
Wolkenkern	0.005	1031	1.03	80.0	0	$3.0 \cdot 10^6$	0	$1.1 \cdot 10^{-9}$	0
Schale 1	0.010	2063	2.06	80.0	0	$3.0 \cdot 10^6$	-1.0	$1.1 \cdot 10^{-9}$	0
Schale 2	0.060	12376	12.4	80.0	0	$1.5 \cdot 10^6$	-1.0	$1.1 \cdot 10^{-9}$	-0.45
Schale 3	0.200	41253	41.2	80.0	-0.3	$2.5 \cdot 10^5$	-1.0	$4.9 \cdot 10^{-10}$	-0.3
Schale 4	0.600	123760	123.8	55.7	-1.2	$7.5 \cdot 10^4$	-1.0	$3.4 \cdot 10^{-10}$	-0.2

### 2.3.6.1 Parameter

Auf Grund der Mittelung der Spektren wird auch für AFGL 490 eine starke Vereinfachung der Wolkenstruktur durch ein kugelsymmetrisches Wolkenmodell durchgeführt, das aus einem Kern und einigen Schalen besteht. Innerhalb jeder Schale ist der Temperatur- bzw. Dichteverlauf wiederum durch  $T = T_i(r/r_i)^{p_i}$  bzw.  $n = n_i(r/r_i)^{q_i}$  definiert, wobei  $T_i$  die Temperatur und  $n_i$  die Dichte am inneren Rand der  $i$ -ten Schale sind. Entsprechend den noch zu diskutierenden Modellergebnissen (siehe Abschnitt 2.3.6.2.) besteht für AFGL 490 die Notwendigkeit zusätzlich zu einem Dichte- und Temperaturgradienten auch einen Häufigkeitsgradienten mit der Form  $X = X_i(r/r_i)^{g_i}$  für CS einzuführen.  $X_i$  ist hierbei der CS-Häufigkeitswert am Innenrand der  $i$ -ten Schale. Die Exponenten  $p_i$ ,  $q_i$  und  $g_i$  kennzeichnen die Gradienten der radialen Parameterverläufe.

Auf Grund vieler Testversuche stellte sich auch für AFGL 490 heraus, daß eine Wahl von mindestens 4 Wolkenschalen erforderlich ist, um den Intensitätsverlauf der Spektren vom Zentrum nach außen hin zu beschreiben, da Dichte, Temperatur und CS-Häufigkeit unterschiedliche Gradientenverläufe innerhalb der Wolke aufzuweisen scheinen. Tabelle 9 enthält einen Parametersatz, für den sich eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Messung ergibt. Für alle Wolkenschalen sowie für den Kern wurde ein konstanter Häufigkeitswert von  $X = 5 \cdot 10^{-8}$  für C<sup>18</sup>O verwendet sowie eine konstante Linienverbreiterung durch Turbulenz von  $\Delta v_{\text{turb}} = 2.3 \text{ km s}^{-1}$  für alle Linien angenommen. Der einheitliche  $\Delta v$ -Wert paßt bei AFGL 490 noch besser zu den Meßergebnissen für alle unterschiedlichen Linienübergänge, vor allem auf den inneren Positionen, als das bei NGC 2264 IRS1 der Fall war. Auf den äußeren Meßpunkten erscheint dieser einheitliche Wert etwas zu groß zu sein.

Abbildung 27 zeigt das Wolkenmodell für die Spektrenanpassung der Linien, wie sie in Abbildung 28 dargestellt ist. Die Eingangsparameter sind in Tabelle 9 gegeben sind. Analog zu NGC 2264 IRS1 ist in Abb. 27 dem Temperatur- und Dichtegradienten die am IRAM-30m-Teleskop gemessene CS 2→1-Karte überlagert worden, um eine Übersicht der Anpassung des Modells an die gemessene Intensitätsverteilung zu geben. Außerdem ist rechts daneben der Häufigkeitsgradient von CS dargestellt. Die Temperatur-, Dichte- und Häufigkeitswerte für die Schalenränder sind durch Punkte gekennzeichnet und dienen der Orientierung. Die Verteilungen aller Größen verlaufen kontinuierlich. An den Schalenrändern gibt es keine Sprünge. Die Darstellung zeigt in diesem Sinne nur eine Vereinfachung der Exponentialverläufe

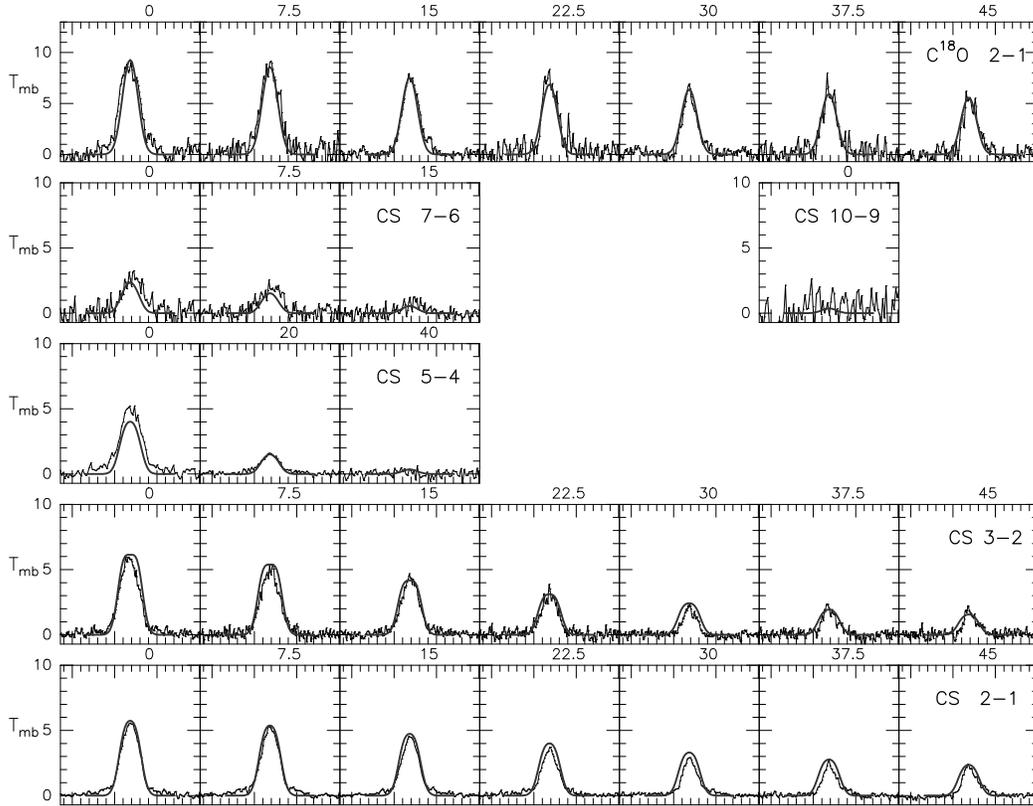


Abbildung 28: Überlagerung der berechneten Linienprofile (dicke Linien) mit den gemittelten gemessenen Spektren (dünne Linien) an den jeweiligen radialen Kartenpositionen. Über jedem Spektrum ist der radiale Positionsabstand zu  $[0,0]$  in Bogensekunden gegeben. Von oben nach unten sind dargestellt:  $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 \rightarrow 1$ , CS  $J = 7 \rightarrow 6$ , und CS  $J = 10 \rightarrow 9$  (an der  $[0,0]$ -Position), CS  $J = 5 \rightarrow 4$ , CS  $J = 3 \rightarrow 2$ , CS  $J = 2 \rightarrow 1$  für verschiedene radiale Kartenpositionen.

mittels einer Gerade zwischen den Schalenrändern. Im Programm selbst wurden aber zwischen 110 und 130 radiale Stützstellen für den Strahlungstransport in der Gesamtwolke verwendet.

Die “Fixierung” der Ausdehnung der Modellwolke erfolgte anhand der Kartierungen in CS  $J = 2 \rightarrow 1$  und  $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 \rightarrow 1$  (IRAM) sowie mittels der CO-Spektrenkarten von Mitchell & Mitarb. (1992, 1995). Der Temperaturverlauf in der Wolke wurde so gewählt, daß sich am äußeren Wolkenrand eine kinetische Temperatur zwischen 10 und 15 K ergibt.

### 2.3.6.2 Ergebnisse

Von der Anpassung der Modellwolke bei NGC 2264 IRS1 ist bekannt, daß die  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Spektren sehr empfindlich den Dichteverlauf in der Wolke festlegen, dagegen wenig auf Temperaturveränderungen reagieren. Im Gegensatz zu NGC 2264 IRS1 sowie zu den von Standardmodellen für den Frei-Fall-Kollaps in protostellaren Wolkenkernen vorhergesagten Dichtegradienten von  $p \sim -2$  (z.B. Shu & Mitarb. 1987) scheint für AFGL 490 ein flacherer Dichtegradient von  $p = -1$  für die gesamte Wolke die  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Spektren gut zu reproduzieren. Möglicherweise wird die Ausbildung eines Gradienten von  $p \sim -2$  auf Grund der Kopplung der Ionen und der geladenen Staubteilchen an Magnetfelder gestört. Für prä-protostellare Kerne sind solche wesentlich flacheren Dichtegradienten von  $p = -1.25$  bekannt (Shu & Mitarb. 1987). Eine andere Erklärung wäre, daß sich in einem ausgedehnteren Gebiet um AFGL 490 eine größere Anzahl kleiner, dichter Gasklumpen (in deren Zentren masseärmere junge Sterne sitzen) befinden, die aufgrund der Ausdehnung der Teleskopkeule nur gemittelt erfaßt werden, und so einen flacheren Gradienten suggerieren. Nur zukünftige, räumlich besser aufgelöste Messungen können hier eine Klärung bringen.

Die Festlegung der zentralen Dichte und Temperatur erfolgt dagegen mit der Anpassung der CS-Spektren, wobei wiederum die zentrale Dichte und Temperatur die entsprechenden Molekülhäufigkeiten fordern, um die Spektrenintensitäten zu reproduzieren.

Ein wesentliches Ergebnis dieser Anpassungsrechnungen ist, daß es nicht möglich ist, allein durch eine Kombination aus Temperatur- und Dichteverlauf im Rahmen der physikalisch sinnvollen Grenzen, aber mit konstanter CS-Häufigkeit, die Spektren der unteren CS-Übergänge  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $J = 2 \rightarrow 1$  ohne Absorptionsanteile zu reproduzieren.

Eine Vielzahl von Anpassungsversuchen läßt den Schluß zu, daß es nicht sehr viele Möglichkeiten in dem Parameterraum mit den freien Variablen  $T_{\text{kin}}$ ,  $n$ ,  $X(\text{CS})$ ,  $X(\text{C}^{18}\text{O})$ , und  $\Delta v$  gibt, die Spektren mit physikalisch sinnvollen Wertepaaren eindeutig anzupassen. Der Dichtegradient ist durch den Spektrenverlauf von  $\text{C}^{18}\text{O}$  festgelegt. Die Wahl eines flacheren Temperaturverlaufes, als in Tabelle 9 angegeben, ergibt zu große CS-Intensitäten an den äußeren Positionen. Folglich müßte der CS-Häufigkeitsgradient noch größer gewählt werden. Ein Gradient, der eine Häufigkeitsveränderung von mehr als einer Größenordnung “produziert” (gemittelt über eine  $11''$ – $21''$  große Teleskopkeule), erscheint aber unrealistisch. Andererseits fordert aber ein größerer  $T$ -Gradient eine größere CS-Häufigkeit, die wiederum Absorptionsanteile in den Spektren zur Folge hat, die aber nicht beobachtet werden. Die größte Unstimmigkeit in den berechneten Spektren ist an der  $[0,0]$ -Position bei der gleichzeitigen Anpassung der CS  $J = 7 \rightarrow 6$ ,  $5 \rightarrow 4$  und  $3 \rightarrow 2$ -Spektren zu finden. Während die oberen Übergänge etwas mit leicht zu niedrigen Intensitäten angepaßt sind, laufen die CS  $J = 3 \rightarrow 2$ -Spektren auf den inneren Positionen bereits wieder in Sättigung.

Weiterhin zeigen die Testversuche, daß sich deutliche Abweichungen der berechneten Spektrenprofile schon bei geringen Veränderungen des Temperatur- und Dichtegradienten ergeben. Die Fehlergrößen der Gradienten lassen sich mit  $\Delta p$  &  $\Delta q \pm 0.2$  angeben.

Der Fehlerbereich der Temperatur des Wolkenkerns ergibt sich zu  $T_{\text{kin}} = 80({}_{-10}^{+20})$  K. Die Veränderungen der zentralen Temperatur bewirken vor allem eine Variation in den Häufigkeiten von CS und  $\text{C}^{18}\text{O}$ , um die Linienintensitäten wieder anzupassen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß sich die “positionsgemittelte eindimensionale Molekülwolke” von AFGL 490 mit einem relativ flachen Dichtegradienten von  $p = -1$ , einer zentralen Dichte von  $n = 3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , einem kleinen, aber warmen inneren Gebiet von  $T_{\text{kin}} = 80({}_{-10}^{+20})$  K mit einem steileren Temperaturabfall nach außen sowie einer CS-Häufigkeit von  $X(\text{CS}) = 1.1 \cdot 10^{-9}$ , die auf  $X(\text{CS}) = 2.7 \cdot 10^{-10}$  nach außen hin abfällt, gut darstellen läßt.

Die mit diesem Modell erhaltenen Werte für die Dichte und CS-Häufigkeit stimmen sehr gut mit den Ergebnissen der punktwisen Berechnungen im Abschnitt 2.4.5 überein, wenn die Modellwerte auf die Keulengrößen gemittelt werden. Die Temperatur mußte im zentralen Wolkenteil etwas höher gewählt werden als von den CO-Spektren abgeleitet wurde. Daraus folgen die etwas kleineren Häufigkeiten von  $\text{C}^{18}\text{O}$  im Modell gegenüber den oben verwendeten Umwandlungsfaktoren von  $\text{C}^{18}\text{O}$  in  $\text{H}_2$ .

#### 2.4.7 Zusammenfassung der Ergebnisse für AFGL 490

Aus den für AFGL 490 durchgeführten Messungen lassen sich folgende Ergebnisse und Schlußfolgerungen zusammenfassen:

Das Zentrum der Molekülwolke um AFGL 490 wurde in den Moleküllinienübergängen CS  $J = 7 \rightarrow 6$ ,  $J = 5 \rightarrow 4$ ,  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $J = 2 \rightarrow 1$  sowie in  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 2 \rightarrow 1$  und CO  $J = 3 \rightarrow 2$  kartiert. Auf Grund der Größe der Halbwertsbreiten der Teleskopkeulen ( $11''$ – $25''$ ) ist es nur möglich, das Wolkenzentrum als eine Dichte- und Temperaturerhöhung in einem nahezu uniformen Wolkenklumpen abzubilden. Detailliertere Aussagen über die Orientierung einer Gasscheibe um AFGL 490, wie sie in der Literatur vermutet und beschrieben wird, lassen sich mit den hier verwendeten räumlichen Auflösungen nicht geben.

Die Spektren der unteren kartierten CS-Linienübergänge  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $J = 2 \rightarrow 1$  zeigen zusätzlich zu den CO-Linien deutliche Linienflügel. Karten dieser CS-Linienflügel zeigen aber nicht die Gasantei-

le, die dem Ausfluß mit großen Geschwindigkeiten zugeordnet werden und in den  $^{12}\text{CO}$ -Linienflügeln nachweisbar sind. Vielmehr geben sie Gasanteile des expandierenden Gastorus um die Zentralquelle wieder (Kawabe & Mitarb. 1984). In der Literatur werden diese Linienflügel auch als "innere Linienflügel" bezeichnet (Mitchell & Mitarb. 1992 und 1995, Hasegawa & Mitarb. 1995).

Die Temperatur und die Dichte des Wolkenkerns von AFGL 490 wurde mit Hilfe von Strahlungstransportrechnungen bestimmt. Eine keulengemittelte, punktweise Berechnung der CS  $J = 7 \rightarrow 6/5 \rightarrow 4$ -Linienintensitätsverhältnisse ergibt eine zentrale Dichte von  $3\text{--}6.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  innerhalb eines Temperaturbereichs von  $T_{\text{kin}} = 55\text{--}35 \text{ K}$ . Dieser Temperaturbereich läßt sich auf Grund der (mit vergleichbaren Teleskopkeulen beobachteten) CO-Linien  $J = 3 \rightarrow 2$  und  $J = 4 \rightarrow 3$  eingrenzen, obwohl Mitchell & Mitarb. (1995) auch Hinweise auf wärmeres Gas mit 100 K nahe AFGL 490 gefunden haben. Entsprechend ihren Abschätzungen der räumlichen Ausdehnung dieses warmen Gasgebiets ist aber der Quellenfüllungsfaktor  $\eta_c$  bei den hier dargestellten Messungen  $\ll 1$ , so daß dieses Gas keinen nennenswerten Einfluß auf die keulengemittelten Ergebnisse der Temperatur, Dichte, Säulendichten und Häufigkeiten hat. Die Masse, die innerhalb eines Radius von  $r = 20''$  um AFGL 490 liegt, wurde mit ca.  $50 M_{\odot}$  bestimmt.

Die Untersuchungen der CS-Häufigkeit in dem Sternentstehungsgebiet AFGL 490 ergeben kleinere Werte von  $X(\text{CS}) \approx 1.5\text{--}8.5 \cdot 10^{-10}$  als sie für NGC 2264 IRS1 gefunden wurden. Aus den 9 untersuchten Kartenpositionen für AFGL 490 lassen sich aber keine Schlußfolgerungen über eine Veränderung der CS-Häufigkeit in bezug auf die in der Literatur vermutete Gas- und Staubscheibe ziehen, obwohl sich bei AFGL 490 größere Abweichungen von einem einheitlichen Wert ergeben als es für NGC 2264 IRS1 ermittelt werden konnte. Außerdem scheinen sich im Zentrum der Wolke größerde Häufigkeitswerte finden zu lassen als an Positionen, die weiter von AFGL 490 entfernt sind.

Aus den Temperatur- und Dichteuntersuchungen mittels Strahlungstransportrechnungen zur Modellierung der Gesamtwolke zeigt sich, daß ein eher flacher Dichteabfall um ein kleines, dichtes ( $n \approx 3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) und warmes ( $T_{\text{kin}} = 80_{-10}^{+20} \text{ K}$ ) Zentrum existiert. Der Dichteabfall scheint sich über die ganze Wolkenausdehnung mit  $p = -1$  beschreiben zu lassen. Dieser Gradient wird allein durch die optisch dünnen  $\text{C}^{18}\text{O}$ -Spektren bestimmt. Da sich die Spektren der unteren, optisch dicken CS-Übergänge aber nicht allein durch die Modifizierung des Temperaturgradienten reproduzieren lassen, mußte ein zusätzlicher CS-Häufigkeitsgradient eingeführt werden, wobei die Häufigkeit von einem zentralen Wert von  $X(\text{CS}) = 1.1 \cdot 10^{-9}$  auf  $X(\text{CS}) = 2.7 \cdot 10^{-10}$  nach außen hin abfällt. Im wesentlichen befinden sich aber die ermittelten Modellwerte von Temperatur, Dichte und den Molekülhäufigkeiten in guter Übereinstimmung mit den positionsweisen, keulengemittelten Berechnungen des CS  $J = 7 \rightarrow 6/5 \rightarrow 4$ -Intensitätsverhältnisses.

## 2.5 Schlußfolgerungen und Zusammenfassung der Untersuchung der CS-Häufigkeiten

In den vorangegangenen Abschnitten wurde in zwei Sternentstehungsgebieten mittlerer Masse die CS-Häufigkeit untersucht. Entsprechend den Unsicherheiten, die bei der Häufigkeitsbestimmung eingehen, differieren die CS-Häufigkeiten in NGC 2264 IRS1 und AFGL 490 um ungefähr eine bis eine halbe Größenordnung. Die größte Unsicherheit im Vergleich beider Objekte untereinander liegt in den unterschiedlich verwendeten Häufigkeiten des CO-Moleküls in bezug auf  $\text{H}_2$ . Während für NGC 2264 IRS1 verschiedene Studien dieses Verhältnisses relativ gut eingrenzen (Lacy & Mitarb. 1995, de Boissanger & Mitarb. 1996), liegen für AFGL 490 keine gezielten Untersuchungen vor. (Es wurde der Wert  $N(\text{CO})/N(\text{H}_2) = 1 \cdot 10^{-4}$  verwendet). Bei Verwendung des gleichen Umwandlungsfaktors für beide Sternentstehungsgebiete werden gut übereinstimmende Häufigkeitswerte erhalten.

Ein interessantes Ergebnis dieser Untersuchung ist aber, daß NGC 2264 IRS1 auf der Größe der Teleskopkeule eine nahezu konstante CS-Häufigkeit von  $X(\text{CS}) = 1 \cdot 10^{-9}$  über den gesamten untersuchten Wolkenbereich zeigt, während sich in AFGL 490 Hinweise finden lassen, daß die Häufigkeit positionsweise in einem größeren Maße zwischen  $X(\text{CS}) = 1.5 \cdot 10^{-10}$  und  $8.5 \cdot 10^{-10}$  variiert. Die Modellrechnungen

deuten bei AFGL 490 auf einen Gradienten hin, wobei die Häufigkeit in einem vergleichbaren Bereich von innen nach außen abfällt. Eine Erklärung für diese Differenz beider Sternentstehungsgebiete könnte in der etwas unterschiedlichen Temperaturverteilung beider Objekte liegen, da ansonsten Alter, Masse und Leuchtkraft beider Zentralobjekte ähnlich sind. Möglicherweise erfolgt in NGC 2264 IRS1 durch den Einfluß der Entstehung massearmer Sterne in enger Nachbarschaft, aber auch durch mindestens einen Materiejets von NGC 2264 IRS1 selbst, eine stärkere Durchmischung des umgebenden Wolkenmaterials, so daß sich kein Temperatur- und (möglicherweise gerade deshalb) keine Häufigkeitsgradienten ausbilden können. AFGL 490 scheint demzufolge in ruhigeres Gas eingebettet zu sein.

Vergleiche mit früheren Bestimmungen der CS-Häufigkeit in der Literatur zeigen, daß diese sich über nahezu 1.5 Größenordnungen für unterschiedliche Molekülwolkengebiete mit  $X(\text{CS}) = 7 \cdot 10^{-10}$  bis  $\geq 1 \cdot 10^{-8}$  erstrecken. Tabelle 10 faßt CS-Häufigkeiten für einige Gebiete mit und ohne Sternentstehung zusammen. Ein eindeutiger Unterschied zwischen massearmen und massereichen Sternentstehungsgebieten läßt sich aber auf Grund dieser Tabelle nicht ableiten. Festgestellt werden kann jedoch, daß für Gebiete mit sehr massereicher Sternentstehung im allgemeinen CS-Häufigkeiten  $\geq 1 \cdot 10^{-9}$  vorzufinden sind, während in massearmen Sternentstehungsgebieten bzw. in Gebieten ohne Sternentstehung nahezu der gesamte Größenskalenbereich überdeckt wird.

Tabelle 10: Übersicht über CS-Häufigkeiten, die in unterschiedlichen Molekülwolken mit und ohne Sternentstehung von verschiedenen Autoren gefunden wurden.

Sternentstehungsgebiet	$X(\text{CS})$	Referenz
massereiche Sternentstehungsgebiete:		
Orion-KL <i>hot core</i>	$6.0 \cdot 10^{-9}$	Sutton & Mitarb. (1995)
Orion-KL <i>hot core</i>	$>1.0 \cdot 10^{-8}$	Blake & Mitarb. (1987)
Orion-KL <i>Compact Ridge</i>	$1.0 \cdot 10^{-8}$	Sutton & Mitarb. (1995)
Orion-KL <i>Plateau</i>	$3-4 \cdot 10^{-9}$	Sutton & Mitarb. (1995)
Orion-KL <i>Plateau</i>	$2.2 \cdot 10^{-8}$	Blake & Mitarb. (1987)
Orion-KL <i>Extended Ridge</i>	$1.1 \cdot 10^{-8}$	Sutton & Mitarb. (1995)
Orion-KL <i>Extended Ridge</i>	$2.5 \cdot 10^{-9}$	Blake & Mitarb. (1987)
W 3 ( $\text{H}_2\text{O}$ )	$1.0 \cdot 10^{-8}$	Helmich & van Dishoeck (1997)
W 3 IRS5	$1.5 \cdot 10^{-9}$	Helmich & van Dishoeck (1997)
Sternentstehungsgebiete mit mittlerer Masse:		
W 3 IRS4	$5.8 \cdot 10^{-9}$	Helmich & van Dishoeck (1997)
NGC 2264 IRS1	$1.3 \cdot 10^{-9}$	diese Arbeit
AFGL 490	$2-6 \cdot 10^{-10}$	diese Arbeit
massearme Sternentstehungsgebiete:		
IRAS 16293-2422	$1.1 \cdot 10^{-9}$	Blake & Mitarb. (1994)
IRAS 16293-2422	$2 \cdot 10^{-8}$	van Dishoeck & Mitarb. (1995)
HL Tauri	$1-2 \cdot 10^{-8}$	Blake & Mitarb. (1992)
NGC 1333/IRAS 4A	$0.6-8 \cdot 10^{-9}$	Blake & Mitarb. (1995)
IRAS 05338-0624	$2.2 \cdot 10^{-10}-3.3 \cdot 10^{-9}$	McMullin & Mitarb. (1994)
Molekülwolke ohne Sternentstehung:		
L134N	$7 \cdot 10^{-10}$	Ohishi & Mitarb. (1992)
L134N	$7 \cdot 10^{-10}$	Irvine & Mitarb. (1987)
TMC 1S	$1 \cdot 10^{-8}$	Irvine & Mitarb. (1987)

Dennoch kann aber geschlußfolgert werden, daß das CS-Molekül, unabhängig des konkreten Umwandlungsfaktors von  $\text{C}^{18}\text{O}/\text{H}_2$ , ein exzellentes "Nachweismittel" ist, um die physikalische Struktur

in dichten Wolkenkernen wiederzugeben. Zusätzlich deuten Modelle, die die Zeitabhängigkeit der Molekülhäufigkeiten in dichten Wolkenkernen untersuchen (siehe u.a. bei Helmich & van Dishoeck 1997, Nejad & Williams 1992 und Hasegawa & Mitarb. 1992) darauf hin, daß die CS-Häufigkeit nur geringfügigen Schwankungen während der Entwicklung von dichten interstellaren Wolken unterliegt. Andererseits kann aber nicht ausgeschlossen werden, daß sich auf bedeutend kleineren Skalen die Häufigkeiten von CS sowie auch aller CO-Isotope gravierend ändern können. Entsprechende erste Hinweise wurden von Blake & Mitarb. (1992) und Wiesemeyer & Mitarb. (1997) gefunden. Um das herauszufinden, sind in Zukunft interferometrische Messungen mit besserer räumlicher Auflösung nötig.

## 3 Untersuchung des massereichen Sternentstehungsgebiets Orion–KL

### 3.1 Einleitung und Überblick

Der Orionnebel ist eine allgemein bekannte Erscheinung am nächtlichen Sternhimmel (Abb. 29). Dieser optische Nebel (H II–Gebiet) wird von den heißen O– und B–Sternen des Mehrfachsystems  $\Theta^1$  Orionis (Trapezsterne), aber auch teilweise mit vom etwas weiter entfernt gelegenen  $\Theta^2$  Orionis–System ionisiert. Das Gebiet, das in diesem Kapitel Gegenstand der Untersuchung sein soll, ist ein kleiner Infrarotnebel, der von Kleinmann und Low 1967 entdeckt wurde. Dieser Infrarotnebel steht in Verbindung mit einem dichten Molekülwolkenkern (*Orion Molecular Cloud 1* = OMC 1), der sich hinter dem H II–Gebiet befindet. Großräumige CO  $J = 1 \rightarrow 0$  –Kartierungen von Maddalena & Mitarb. (1986) zeigten, daß die Wolkenkerne OMC 1 und OMC 2 (siehe Abb. 29) Mitglieder eines sehr ausgedehnten Molekülwolkenkomplexes sind, der sich über  $\sim 4^\circ$  am Himmel erstreckt. Zwei größere Wolkengebiete dieses Komplexes werden mit Orion–A und Orion–B bezeichnet, wobei OMC 1 und OMC 2 zur Orion–A–Molekülwolke gehören.

Das Gebiet des Kleinmann–Low–Infrarotnebels (KL) im Orion ist seit vielen Jahren Gegenstand der Untersuchung als Sternentstehungsgebiet mit massereichen jungen stellaren Objekten in unserer Galaxis, da sich auf Grund der relativ kleinen Entfernung von “nur” 450 pc viele Phänomene, die mit der Sternentstehung verbunden sind, detailliert untersuchen lassen. Alle bisherigen Studien zu diesem Gebiet suchen nach einer Erklärung für den Ursprung der sehr hohen Leuchtkraft, die von u.a. Kleinmann & Low 1967, Werner & Mitarb. 1976, Genzel & Downes 1982, Drapatz & Mitarb. 1983, Jaffe & Mitarb. 1984, Chelli & Mitarb. 1984, Wynn–Williams & Mitarb. 1984 und Thronson & Mitarb. 1986 zu  $\geq 10^5 L_\odot$  bestimmt wurde, sowie der großen Massenverlustrate von  $10^{-4}$  bis  $10^{-3} M_\odot/\text{Jahr}$  (Elitzur 1982). Eine sehr umfangreiche und detaillierte Zusammenfassung der Kenntnisse über dieses Sternentstehungsgebiet ist von Genzel & Stutzki (1989) veröffentlicht worden. So wird im folgenden nur ein grober, einleitender Überblick in Zusammenhang mit den Ergebnissen jüngerer Studien gegeben.

In Infrarotaufnahmen fanden Rieke & Mitarb. (1973), daß der KL–Nebel in mehrere Einzelquellen zerfällt. Spätere hochaufgelöste Aufnahmen im Wellenlängenbereich zwischen 2 und 30  $\mu\text{m}$  von Downes & Mitarb. (1981), Gezari (1992), Grasdalen & Mitarb. (1981), Lee & Mitarb. (1983) und Wynn–Williams & Mitarb. (1984) deuten auf ungefähr 10 Einzelquellen in einem Gebiet von  $20'' \times 20''$  hin. In den letzten 10 Jahren häufen sich aber die Hinweise, daß die meisten dieser gefundenen Infrarotquellen nicht selbstleuchtend sind. Sie werden als gestreutes Licht interpretiert, das von einer zentralen Quelle ausgeht, die tief in einer dichten Wolke aus Staub und Gas eingebettet ist (Downes & Mitarb. 1981, Minchin & Mitarb. 1991, Dougados & Mitarb. 1993). Da dieser Wolkenkern nicht homogen zu sein scheint, dringt gestreutes Licht durch die “Löcher” dieser Wolke und erzeugt weitere Infrarotquellen.

Auf Grund von Beobachtungen im mittleren Infrarot (Downes & Mitarb. 1981, Dougados & Mitarb. 1993, Wynn–Williams & Mitarb. 1984) sowie von Polarisationsmessungen (Werner & Mitarb. 1983, Minchin & Mitarb. 1991, Wynn–Williams & Mitarb. 1984) im Gebiet von Orion–KL wird heute angenommen, daß die kompakte Infrarotquelle IRc2 (*Infrared Compact Source*, Nr. 2) das zentrale Objekt — ein tief eingebetteter O– oder B–Stern — ist. IRc2 ist im mittleren Infrarot neben dem Objekt, das von Becklin und Neugebauer (1967) entdeckt wurde (BN–Objekt = IRc1, Moran & Mitarb. 1983), die stärkste Quelle (Genzel & Stutzki, 1989, Dougados & Mitarb. 1993, Menten & Reid 1995). Deshalb wird vermutet, daß IRc2 den größten Anteil der Leuchtkraft von  $10^5 L_\odot$  produziert. Außerdem wurde ein Hochgeschwindigkeitsmolekülausfluß in SiO und H<sub>2</sub> gefunden, der seinen Ursprung in der unmittelbaren Nähe von IRc2 zu haben scheint (Beckwith & Mitarb. 1978, Downes & Mitarb. 1981, Wright & Mitarb. 1983, Sugai & Mitarb. 1994). Hochaufgelöste Speckle–Beobachtungen von Dougados & Mitarb. (1993) bei 3.8  $\mu\text{m}$  zeigen eine strukturierte IRc2–Quelle. Demnach bricht IRc2 in 4 Teilquellen A, B, C und D auf, die in einem Halbkreis angeordnet sind (siehe Abb. 29).

Weiterhin zeigen verschiedene Autoren (Baud & Mitarb. 1980, Wright & Plambeck 1983, Wright & Mitarb. 1990) die Existenz einer sehr starken SiO-Maseremission nahe der Position IRc2-A. Dieser Masertyp wird oftmals bei entwickelten Sternen gefunden. Es gibt nur wenige Sternentstehungsgebiete, in denen SiO-Maser nachgewiesen wurden. Möglicherweise wird in Orion-KL die SiO-Maseremission durch die ungewöhnlich hohe Leuchtkraft des Zentralobjekts verursacht. Wright & Mitarb. (1990) nehmen an Hand des SiO-Maserspektrums an, daß die Emission von einem Gasring mit ca. 80 AE Durchmesser produziert wird. Dieser SiO-Maserring wird von einer größeren Anzahl von H<sub>2</sub>O-Masern umgeben (Wright & Mitarb. 1990). Beobachtungen mit dem *Very Large Array* (VLA) von Menten & Reid (1995) und Wright & Mitarb. (1995) lösen einzelne Komponenten der SiO-Maseremission in Position und Geschwindigkeit auf. Das Ergebnis ihrer Messungen stimmt gut mit den vorhergesagten Masereigenschaften für einen Ring von Barvainis (1984) und Plambeck & Mitarb. (1990) überein. Die gefundene Emission dieses Maserrings ist bei der starken Radiokontinuumsquelle I zentriert.

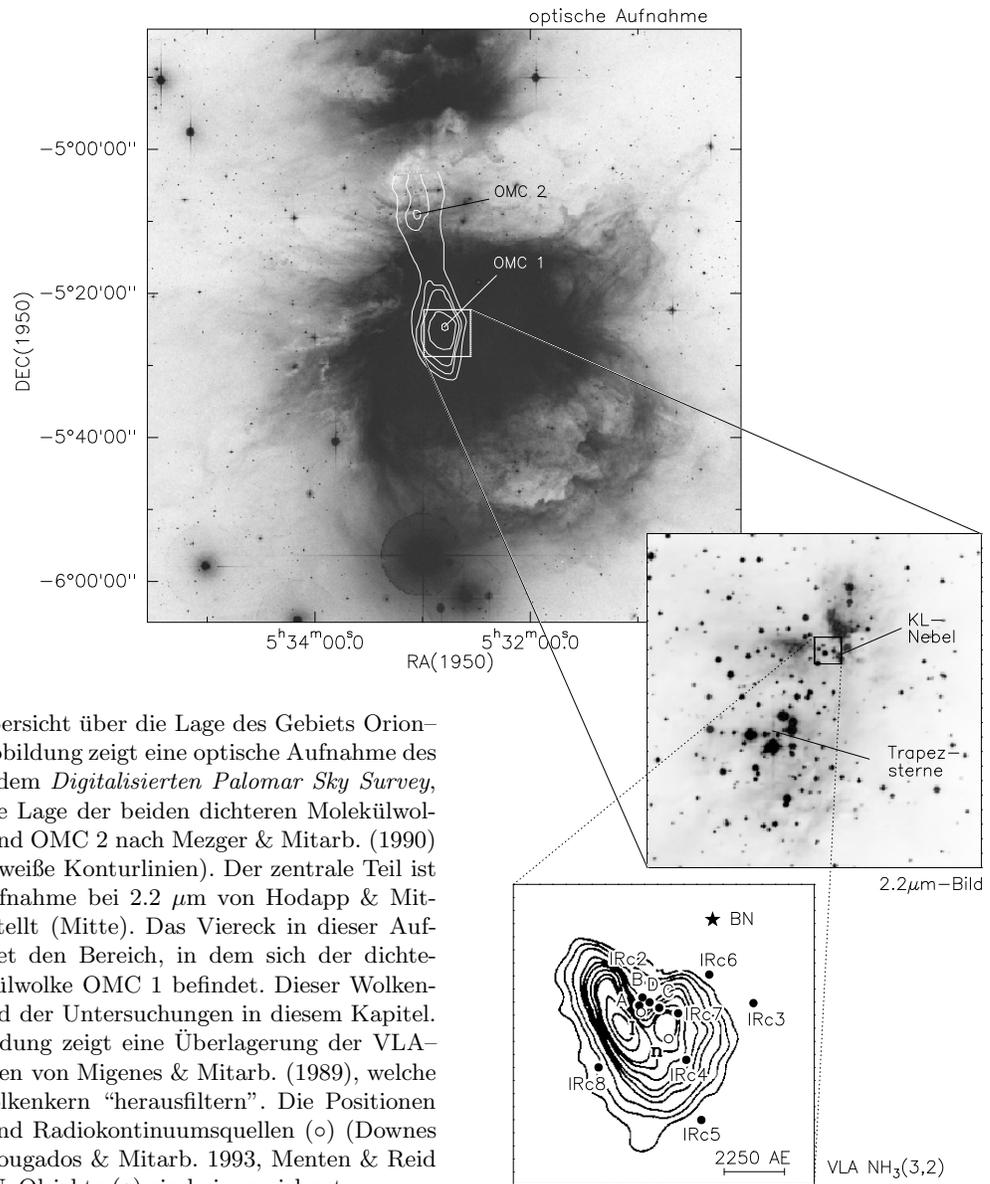


Abbildung 29: Übersicht über die Lage des Gebiets Orion-KL: Die oberste Abbildung zeigt eine optische Aufnahme des Orion-Nebels aus dem *Digitalisierten Palomar Sky Survey*, der schematisch die Lage der beiden dichteren Molekülwolkenkerne OMC 1 und OMC 2 nach Mezger & Mitarb. (1990) überlagert wurde (weiße Konturlinien). Der zentrale Teil ist in einer Infrarotaufnahme bei 2.2  $\mu\text{m}$  von Hodapp & Mitarb. (1994) dargestellt (Mitte). Das Viereck in dieser Aufnahme kennzeichnet den Bereich, in dem sich der dichteste Teil der Molekülwolke OMC 1 befindet. Dieser Wolkenkern ist Gegenstand der Untersuchungen in diesem Kapitel. Die unterste Abbildung zeigt eine Überlagerung der VLA-NH<sub>3</sub>(3,2)-Messungen von Migenes & Mitarb. (1989), welche den dichtesten Wolkenkern "herausfiltern". Die Positionen der Infrarot- (●) und Radiokontinuumsquellen (○) (Downes & Mitarb. 1981, Dougados & Mitarb. 1993, Menten & Reid 1995) sowie des BN-Objekts (★) sind eingezeichnet.

Einige Wissenschaftlergruppen haben in den vergangenen Jahren nach kompakten Radiokontinuumsquellen in dem Gebiet von Orion-KL gesucht (z.B. Garay & Mitarb. 1987, Churchwell u. Mitarb. 1987, Felli & Mitarb. 1993). Als prominenteste Objekte wurden das BN-Objekt, die Quelle I und eine

Quelle n gefunden (Menten & Reid 1991, 1995).

Für die Quelle I wird seit längerem in der Literatur ein Positionsunterschied zu IRc2–A angegeben (z.B. Garay & Mitarb. 1987, Churchwell & Mitarb. 1987). Jüngste Messungen bei 8.4 und 43.1 GHz von Menten & Reid (1995) bestätigten diesen Positionsunterschied zwischen der Radiokontinuumsquelle I und dem Infrarotobjekt IRc2–A. Während der Quelle I (bzw. IRc2–A) die zentrale Rolle für sämtliche beobachteten Phänomene in diesem Gebiet zugeordnet wird, sind die Natur und der Einfluß der Quelle n auf das Gebiet von Orion–KL vollkommen unklar. In den bisherigen Untersuchungen ist diesem Objekt kaum Bedeutung geschenkt worden. Das Gegenstück im Infraroten wurde von Lonsdale & Mitarb. (1982) entdeckt und als ein verröteter Stern klassifiziert. Dieses Objekt befindet sich auf der südwestlichen Seite von IRc2 (Genzel & Mitarb. 1982, Hermsen & Mitarb. 1988a, Migenes & Mitarb. 1989, Gezari 1992, siehe Abb. 29). Menten & Reid (1995) fanden eine Flußvariabilität sowie eine Doppelstruktur von n und wiesen außerdem darauf hin, daß sich diese Quelle innerhalb eines  $1\sigma$ -Fehlerbereiches befindet, in dem der Ursprung eines dominanten  $\text{H}_2\text{O}$ -Maser-Ausflusses, der von Genzel & Mitarb. (1981) beschrieben wurde, liegt.

Der Wolkenkern von Orion–KL wird seit etlichen Jahren in zahlreichen Moleküllinien untersucht. Prinzipiell werden in der Literatur verschiedene Teile des Wolkenkomplexes in Orion–KL unterschieden, die ursprünglich auf Grund von Einzelteleskopmessungen mit Hauptkeulen  $\geq 10''$  eingeführt worden sind. Da im folgenden auch auf Arbeiten zahlreicher anderer Autoren Bezug genommen wird, sollen hier die wichtigsten “Wolkengebiete” kurz aufgeführt und die wesentlichen Merkmale zusammengefaßt werden. Eine ausführliche Darstellung befindet sich bei Genzel & Stutzki (1989).

Bezeichnung	Geschwindigkeitsbereich	Erläuterung
<i>hot core</i>	$2 \leq v_{\text{lsr}} \leq 7 \text{ km s}^{-1}$	Position maximaler Linienemission in OMC 1; $6''$ südwestlich von IRc2 (Migenes & Mitarb. 1989), $1\text{--}2''$ östlich von I (Plambeck & Mitarb. 1995); dichtester Wolkenklumpen in Orion–KL mit einer Staubtemperatur von $\sim 150 \text{ K}$ , einer Gastemperatur von ca. $200 \text{ K}$ , einer Säulendichte von $\text{N}(\text{H}_2) \geq 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ und einer Masse von ca. $10 M_{\odot}$ (Genzel & Stutzki, 1989); Chemie: große Häufigkeiten von Molekülen, die mit Wasserstoff gesättigt sind (Blake & Mitarb. 1987) und von stickstoffreiche Molekülen (Sutton & Mitarb. 1995)
<i>compact ridge</i>	$7 \leq v_{\text{lsr}} \leq 9 \text{ km s}^{-1}$	Johansson & Mitarb. (1984); Position ca. $12''$ südwestlich von IRc2 (Plambeck & Wright, 1987); Gebiet mit ruhigerem Gas mit Temperaturen zwischen $100\text{--}150 \text{ K}$ (Genzel & Stutzki, 1989); Chemie: sauerstoffreiche Moleküle, wie $\text{CH}_3\text{OH}$ , $\text{HCOOCH}_3$ und $\text{CH}_3\text{OCH}_3$ (Blake & Mitarb. 1987)
<i>spike</i>	$v_{\text{lsr}} = 8.5 \text{ km s}^{-1}$	$\Delta v = 3 \text{ km s}^{-1}$ –Linienkomponente, die bei Messungen mit Teleskopkeulen $>10''$ in der Literatur beschrieben wird (Barrett & Mitarb. 1977, Wilson & Mitarb. 1979, Morris & Mitarb. 1980, Zuckermann & Mitarb. 1981, Ziurys & Mitarb. 1981). Das Entstehungsgebiet dieser stärkeren, aber schmalen Linienkomponente (als von <i>hot core</i> ) ist das <i>compact-ridge</i> -Gebiet.
<i>extended ridge</i>	$8 \leq v_{\text{lsr}} \leq 12 \text{ km s}^{-1}$	Position $24''$ nordöstlich von IRc2, Gasklumpen mit <i>CS1</i> von Mundy & Mitarb. (1986) bezeichnet und von Wright & Mitarb. (1992) im Kontinuum kartiert.
<i>plateau</i>	$7 \leq v_{\text{lsr}} \leq 11 \text{ km s}^{-1}$	definiert als Quelle für die Linienflügel im Spektrum: Ausflußgas mit großen Geschwindigkeiten, Moleküle wie $\text{SiO}$ , $\text{SO}$ , $\text{SO}_2$ und $\text{CO}$ werden mit großen Häufigkeiten beobachtet (Sutton & Mitarb. 1995, Wright & Mitarb. 1996).

Bezeichnung	Geschwindigkeitsbereich	Erläuterung
<i>western clump</i>	$8 \leq v_{\text{l sr}} \leq 14 \text{ km s}^{-1}$	kompakter Wolkenklumpen 6'' westlich von IRc2, (u.a. Pauls & Mitarb. 1984, Masson & Mundy 1988, Migenes & Mitarb. 1989, Wright & Mitarb. 1992, 1996)

Hochaufgelöste Kartierungen in verschiedenen Ammoniakübergängen mit dem VLA (Auflösung ca.  $1.9'' \times 1.9''$  Genzel & Mitarb. 1982, Pauls & Mitarb. 1983, Hermsen & Mitarb. 1988a, Migenes & Mitarb. 1989) sowie weitere Interferometermessungen in  $\text{HC}_3\text{N}$  (Masson & Mundy 1988) und  $\text{CS}$  (Mundy & Mitarb. 1986, Murata & Mitarb. 1991) zeigen, daß der innere Wolkenkern aus einer Anzahl einzelner dichter Klumpen besteht, wobei jeder Wolkenklumpen kleiner als  $2''$  zu sein scheint. Wright & Mitarb. (1996) führten hochaufgelöste Beobachtungen in unterschiedlichen Linienübergängen (Hauptkeule  $4'' \times 4''$  bis  $1.7'' \times 0.7''$ :  $\text{SiO}$ ,  $^{29}\text{SiO}$ ,  $\text{OCS}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CN}$ ,  $\text{HC}^{15}\text{N}$ ,  $\text{NH}_2\text{D}$ ,  $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CN}$ ,  $\text{HC}_3\text{N}$ ) im Gebiet von Orion-KL mit dem *Berkeley-Illinois-Maryland Association array* (BIMA) durch. Ihren Ergebnissen zufolge erscheint der *hot-core*-Bereich als eine Kette von dichten Gasklumpen, die in  $\text{H}^{13}\text{CN}$ ,  $\text{HC}^{15}\text{N}$  und  $\text{NH}_2\text{D}$ , aber auch im Kontinuum der korrespondierenden Linienübergänge gut zu sehen sind.

Interessant ist hierbei, daß die kompakte Radiokontinuumsquelle I stets um 1 bis 2 Bogensekunden westlich der Linienintensitätsmaxima bzw. der Kette von dichten Gasklumpen in den Karten liegt, während die Quelle n in der Mitte des Gesamtkomplexes dichter Gaswolken in OMC 1 "sitzt" (siehe Übersicht Abb. 29). Eine Ausnahme stellen die  $\text{SiO}$ -Messungen von Chandler & DePree (1995) und Wright & Mitarb. (1996) dar, die auf eine schmale, abgeflachte Gasstruktur, zentriert um I mit einem Positionswinkel von  $50 - 60^\circ$ , hinweisen. Blake & Mitarb. (1996) schlagen auf Grund der Ergebnisse von räumlich hochauflösenden Messungen mehrerer Moleküllinien bei 218 GHz (Hauptkeule  $1.5'' \times 1.0''$ , veröffentlichte Karten in  $\text{SiO}$ ,  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{HCOOCH}_3$ ,  $\text{HNCO}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$  und  $\text{HDO}$ ) folgendes Szenarium vor: Die Radiokontinuumsquelle I sitzt hinter dem *hot-core*-Wolkenklumpen und heizt diesen von außen auf. Eine Kombination eines intensiven Strahlungsfeldes und eines schwach kollimierten Winds, erzeugt von I, führt zu einer Verdampfung bzw. Abflachung des *hot-core*-Wolkenklumpens. Außerdem fanden Plambeck & Mitarb. (1995) mit räumlich hochaufgelösten Kontinuumsmessungen (Hauptkeulen  $0.6''$  und  $1.2''$ ) bei 86 GHz keine Anzeichen für protostellare Kondensationen innerhalb des *hot-core*-Wolkenklumpens.

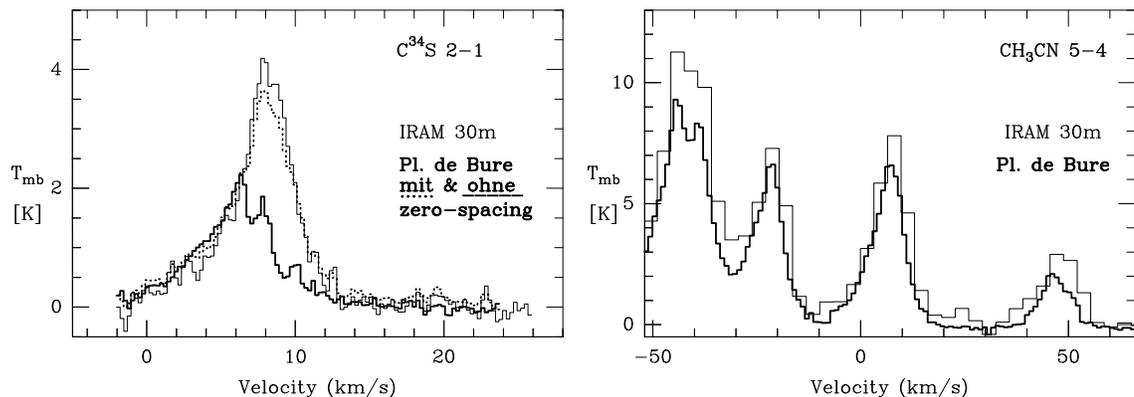


Abbildung 30: Vergleich der Einzelteleskopmessungen (dünne Linien) mit den auf die gleiche Teleskopkeule gefalteten Interferometermessungen (dicke Volllinien) am Phasenreferenzzentrum. Für  $\text{C}^{34}\text{S}$  erfolgte eine Kombination der Einzelteleskop- mit den Interferometermessungen. Das Ergebnis der Faltung (Punktlinie) ist der Einzelteleskopmessung sehr ähnlich.

In diesem Kapitel wird eine Untersuchung des Gebiets von Orion-KL in den Moleküllinien  $\text{CH}_3\text{CN}$   $J = 5 \rightarrow 4$  und  $\text{C}^{34}\text{S}$   $J = 2 \rightarrow 1$  mit einer räumlichen Auflösung von ca.  $4.5'' \times 1.8''$  dargestellt. Diese hochauflösenden Messungen wurden mit dem Plateau-de-Bure-Interferometer bereits 1991/92 erhalten. Da

die C<sup>34</sup>S–Messungen einen starken Flußverlust aufweisen, ist zusätzlich eine Flußkorrektur durchgeführt worden, indem Einzelteleskopbeobachtungen mit den Interferometermessungen kombiniert wurden. Außerdem werden die Ergebnisse des gleichzeitig mitgemessenen Kontinuums bei den korrespondierenden Linienfrequenzen sowie einer starken SO–Linie, die aus einem Kontinuumsband extrahiert wurde, dargestellt und diskutiert. Weiterhin soll mit Hilfe der CH<sub>3</sub>CN–Messungen untersucht werden, ob es möglich ist, Aussagen über die Temperaturverteilung in OMC 1 zu erhalten. Da andererseits C<sup>34</sup>S  $J = 2 \rightarrow 1$  eine hohe kritische Dichte ( $n^{\text{krit}} = 5.8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) besitzt, filtert dieses Molekül nur die dichtesten Wolkenkerngebiete heraus und gibt somit über die innere Klumpenstruktur von OMC 1 Auskunft.

Ein besonderes Ziel dieser Arbeit ist es außerdem, auf Grund der sehr hohen Frequenzauflösung der Linienmessungen neue Ergebnisse in Bezug auf die Gasdynamik im Zentrum von OMC 1 zu erhalten, um so einen weiteren Baustein zum Gesamtbild dieses Sternentstehungsgebiets zu liefern.

## 3.2 Beobachtungen

### 3.2.1 Beobachtungen mit dem IRAM–Interferometer auf dem Plateau de Bure

Die Messungen der CH<sub>3</sub>CN– und C<sup>34</sup>S–Linien in Orion–KL wurden mit dem IRAM–Interferometer auf dem Plateau de Bure in Frankreich zwischen November 1991 und Januar 1992 durchgeführt. Zusätzliche Messungen mit einer kompakten Antennenkonfiguration für die C<sup>34</sup>S–Linie erfolgten im Februar 1993. Das Interferometer bestand zu den damaligen Beobachtungszeiten aus drei 15m–Antennen, wobei folgende Antennenkonfigurationen genutzt wurden:

für C <sup>34</sup> S:			für CH <sub>3</sub> CN:		
C1	18./19.01.1991	N05-N13-W12	C1	23.11./24.11./12.12.1991	W12-N13-N05
C2	29.10.1991	W08-N03-W05	C2	12.11.1991	W08-N03-W05
C3	30.11./1.12.1991	E18-N13-W00	C3	10.11.12.1991	E18-N13-W00
B2	23.10.1991	W12-N20-E24	B1	5./6.1.1992	W05-N20-E18
B3	24.9.1991	W08-N17-E24	B2	14./15.1.1992	W12-E24-N20
D3	5./6.2.1993	N01-N05-W05	B3	30./31.12.1991	W08-N17-E24

Die Antennenpositionen und die korrespondierenden Basislinien der einzelnen Konfiguration sowie die allgemeinen Interferometereigenschaften sind detailliert bei Guilloteau & Mitarb. (1992) aufgeführt und beschrieben. Zwei komplexe Kreuzkorrelatoren wurden bei den Messungen gleichzeitig verwendet: ein Kontinuumskorrelator und ein Spektralkorrelator, deren Betrieb im Doppelseitenbandmodus erfolgte.

Für die Linienmessungen kamen 128 Kanäle des Spektralkorrelators in jeweils beiden Seitenbändern zur Anwendung. Während die C<sup>34</sup>S  $2 \rightarrow 1$  –Linie im unteren Seitenband mit einer Bandbreite von 10 MHz bei  $v_{\text{lsr}} = 9 \text{ km s}^{-1}$  zentriert wurde, erfolgte die Positionierung der CH<sub>3</sub>CN  $J = 5 \rightarrow 4$ ,  $K = 3$  –Linie bei  $v_{\text{lsr}} = 9 \text{ km s}^{-1}$  im oberen Seitenband. Um für CH<sub>3</sub>CN alle Feinstrukturkomponenten  $K = 0, 1, 2, 3, \& 4$  gleichzeitig in einem Frequenzband messen zu können, wurde hier eine etwas gröbere Geschwindigkeitsauflösung gewählt als für C<sup>34</sup>S. Die verwendeten Frequenzen, Bandbreiten und Geschwindigkeitsauflösungen der Linienmessungen sind übersichtsmäßig im folgenden zusammengefaßt:

Linien- übergang	Frequenz [MHz]	Bandbreite [MHz]	zentriert bei $v_{\text{lsr}}$	Geschwindigkeits- auflösung	Frequenz- auflösung
CH <sub>3</sub> CN $J = 5 \rightarrow 4$ , $K = 3$	91971.31	40	9 km s <sup>-1</sup>	1.017 km s <sup>-1</sup>	312.5 kHz
C <sup>34</sup> S $J = 2 \rightarrow 1$	96412.94	10	9 km s <sup>-1</sup>	0.243 km s <sup>-1</sup>	78.125 kHz

Der genutzte Kontinuumskorrelator der Messungen zwischen November 1991 und Januar 1992 lieferte 10 Kanäle mit je 50 MHz Bandbreite. Da die Frequenzbandlage der Kontinuumskanäle auf Grund der gewünschten Linienmessungen relativ stark festgelegt war, ließ es sich nicht vermeiden, daß einige dieser Kanäle Linienstrahlung enthielten. Kanäle mit stärkeren Linien von SO, HCOOH, H<sup>15</sup>NC, CH<sub>3</sub>OH,

CH<sub>3</sub>CHO, HCOOCH<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>CN und C<sup>34</sup>S wurden zur Kartenbildung für das Kontinuum ausgeschlossen. Entsprechend der Frequenzlage der Linienübergänge umfassen die Kontinuumsmessungen folgende Frequenzbereiche:

korrespondierende Linienmessung	Empfängerseitenband	Frequenzbereich
CH <sub>3</sub> CN	unteres Seitenband	88.64 — 89.08 GHz
	oberes Seitenband	91.76 — 92.20 GHz
C <sup>34</sup> S	unteres Seitenband	96.20 — 96.66 GHz
	oberes Seitenband	99.24 — 99.72 GHz.

Eine Überprüfung des enthaltenen Linienanteils im 96–100 GHz-Bereich bei den integralen Messungen im Nov. 1991 bis Jan. 1992 kann mit Hilfe der Nachmessungen vom Feb. 1993 durchgeführt werden. Bei diesen späteren Beobachtungen wurden nur noch Spektalkorrelatoren verwendet. Die in der Frequenz aufgelösten Messungen zeigen, daß alle “alten” Kontinuumskanäle, die Linien mit Intensitäten von  $\geq 0.2$  Jy enthalten, nicht für die Kartenerstellung Verwendung fanden. Dennoch sind intensitätsschwächere Linien, wie CH<sub>3</sub>OH  $v_t = 1 J = 2_2 \rightarrow 1_1$  und HCOOH  $J = 4_{2,2} \rightarrow 5_{1,5}$  in den Kontinuumskarten enthalten. Eine weitere geeignete Datenbasis zum Auffinden von Linien in allen vier Kontinuumsbereichen ist die spektrale Durchmusterung des Frequenzbereiches 70–115 GHz von Turner (1989, 1991). Alle Linien die in dieser Durchmusterung Antennentemperaturen  $T_A > 0.2$  K aufweisen, sind bei der Kontinuumskartenerstellung nicht berücksichtigt worden.

Eine getrennte Ermittlung der integrierten Flächenanteile  $\int \text{Amplitude} \times \delta\nu$  für das Kontinuum und für die Linien im Bereich 96–100 GHz zeigt, daß der Linienanteil kleiner als 2% im Vergleich zum Kontinuum ist. So läßt sich mit Hilfe der Durchmusterung abschätzen, daß der Gesamtlinienanteil im Frequenzbereich 88–100 GHz kleiner als 10% des Kontinuumsflusses sein muß.

Da die Kontinuumsmessungen in den Seitenbändern beider Linienmessungen nahezu identische Karten und ähnliche Flüsse liefern, wurde aus den Messungen aller Kontinuumskanäle (ohne starke Linienemissionen) eine einzige Karte hergestellt.

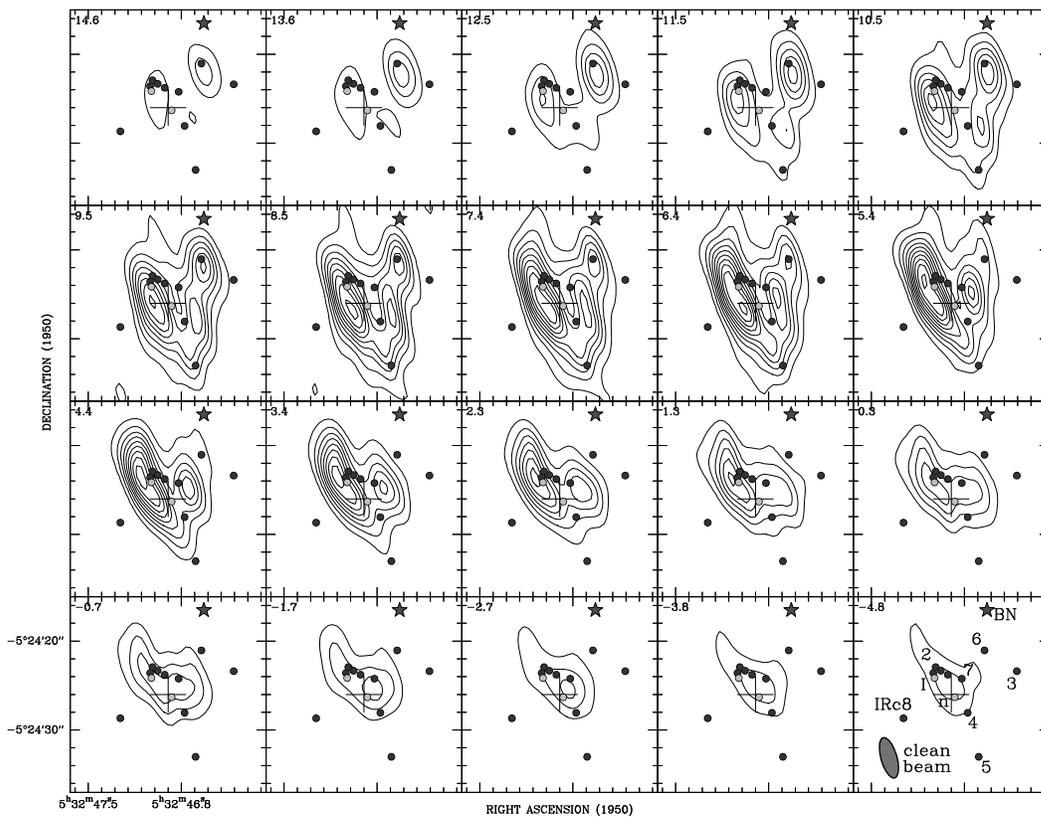
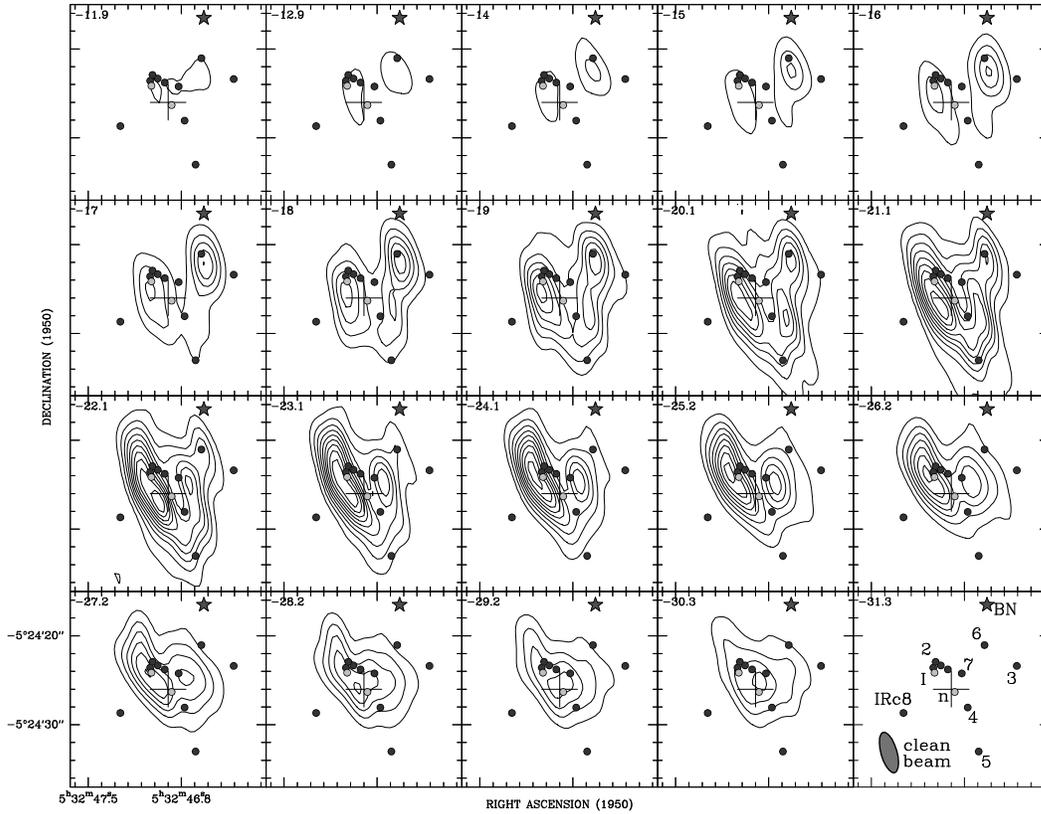
Im oberen Seitenband bei 99.3 GHz war ein Kontinuumskanal so positioniert, daß die sehr starke Emissionslinie SO  $3_2 \rightarrow 2_1$  mitgemessen werden konnte. Dieser Kanal wurde bei der Auswertung separat behandelt. Für die Herstellung einer SO-Karte wurden nur die Messungen betrachtet, die zwischen November 1991 und Januar 1992 durchgeführt wurden. Von der Flußverteilung in dieser Karte erfolgte die Subtraktion des Kontinuumsanteiles, der mit Hilfe der “linienfreien” Kanäle bestimmt wurde, so daß eine Karte der nahezu reinen gesamtintegrierten SO-Linienemission erhalten werden konnte.

Die Halbwertsbreiten der Syntheseantennenkeulen des Interferometers ergeben mit *natural weighting*<sup>5</sup> folgende Werte:

$4.3'' \times 1.7''$	für	C <sup>34</sup> S und SO,
$4.7'' \times 1.8''$	für	CH <sub>3</sub> CN sowie
$4.6'' \times 1.7''$	für	das Kontinuum.

Der Positionswinkel ist in allen Fällen 16°. Auf Grund der Objektposition nahe des Himmelsäquators sind die Interferometerbasislinienvektorspuren ( $u, v$  - tracks) hauptsächlich in der Ost-West-Richtung orientiert (siehe Anhang C). Somit ergibt sich eine stark elliptische Syntheseantennenkeule mit relativ starken Nebenkeulen (49% des Hauptkeulenmaximums). Die Halbwertsbreite einer Einzelantennenkeule des Interferometers betrug 51.3'' für C<sup>34</sup>S und 52.0'' für CH<sub>3</sub>CN. In jeder Meßperiode erfolgte eine Bandpaß- und Phasenkalibration mit Hilfe von Beobachtungen der starken Radiogalaxie 3C84. Zusätzliche Kalibrationen der Phase und der Amplitude wurden alle 20 Minuten durch Beobachtungen des Objekts 0458-020 durchgeführt. Die endgültige Phasenkalibration und Datenreduktion fanden mit dem Grenoble Software Paket GAG statt. Detailliertere Informationen zur Bildrekonstruktion befinden sich im Anhang C.1, C.2 und C.3.

<sup>5</sup>Wichtung der Messungen entsprechend der Einzelbeiträge jeder Basislinie zur Gesamtmessung. Messungen mit großen Basislinien erhalten höhere Gewichte als Messungen mit kürzeren Basislinien.



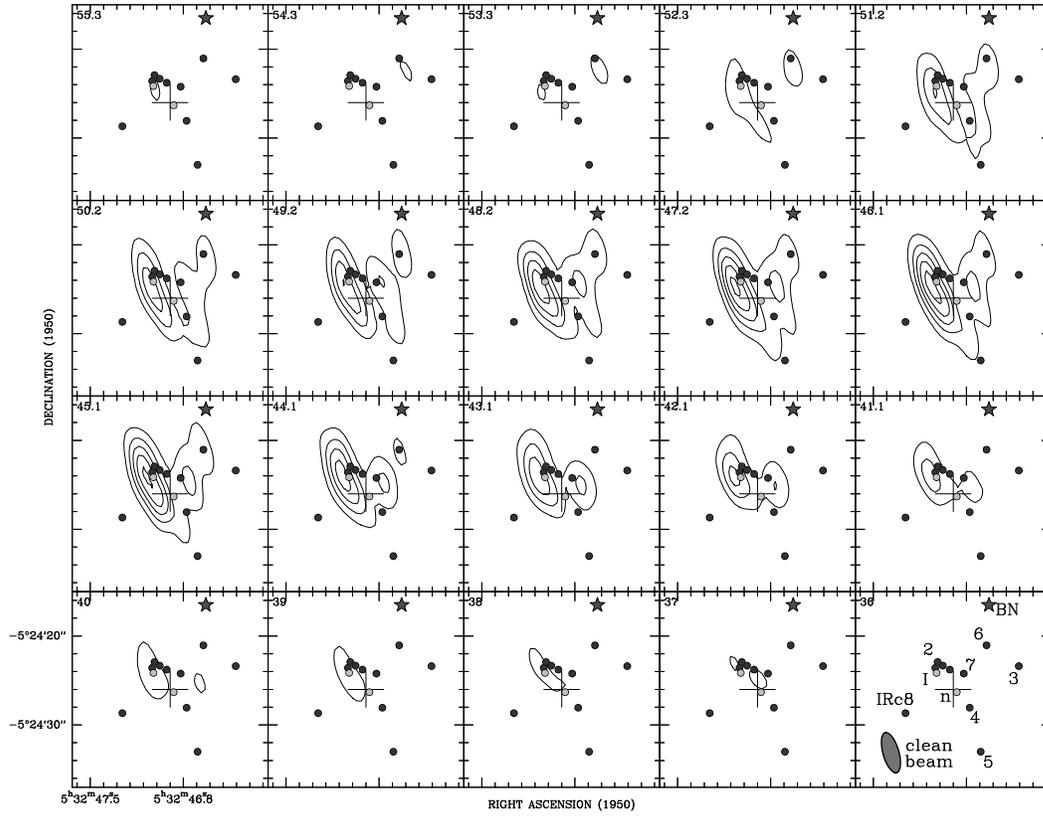


Abbildung 33: 20 Kanäle für  $\text{CH}_3\text{CN } J = 5 \rightarrow 4, K = 4$ . Alles weitere ist wie bei Abb. 31.

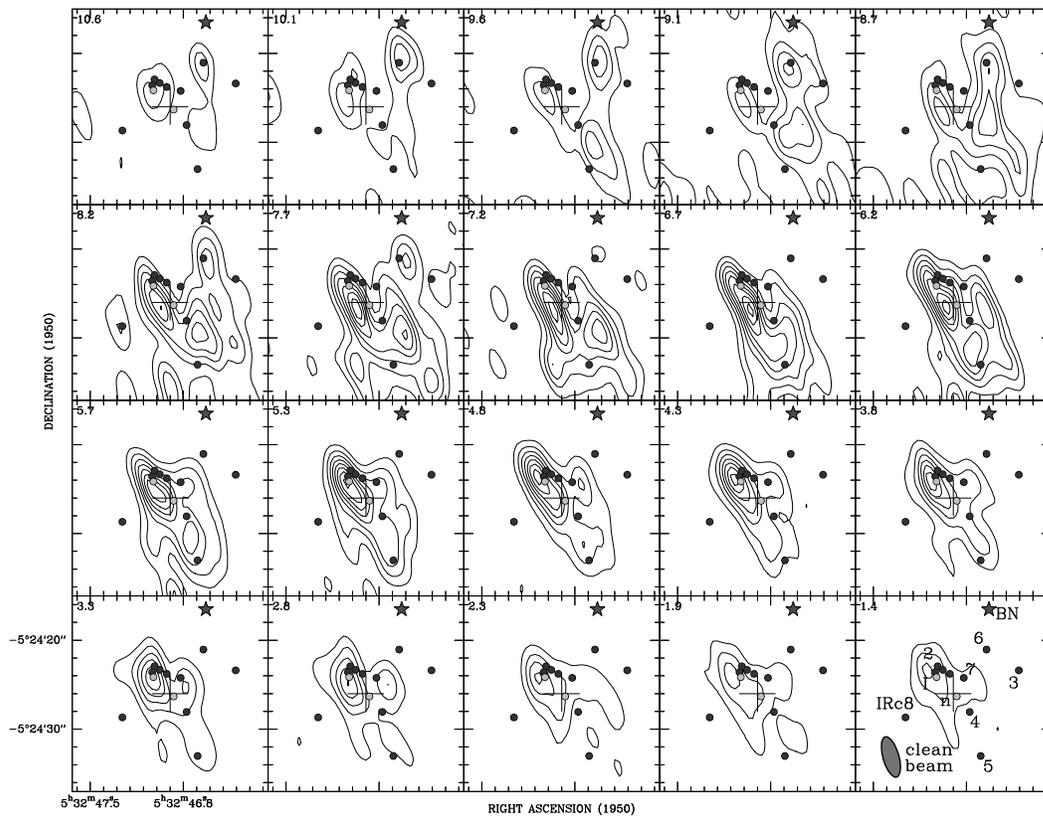


Abbildung 34: 20 Kanäle für  $\text{C}^{34}\text{S } 2 \rightarrow 1$ . Die Konturlinien entsprechen 0.3 bis 2.4 Jy/Keulengröße in Schritten von 0.3 Jy/Keulengröße.

### 3.2.2 Abschätzung der Flußverluste in den interferometrischen Linienmessungen

Ein Vergleich von Interferometermessungen mit den Spektren von Einzelteleskopen ist hilfreich, um den Betrag des Flußverlusts abzuschätzen, der durch das Fehlen von komplexen Amplituden bei niedrigen räumlichen Frequenzen verursacht wird. Die  $\text{CH}_3\text{CN}$ - und  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Interferometermessungen wurden mit den Ergebnissen der Beobachtungen, die im November 1988 von R. Güsten mit dem IRAM-30m-Teleskop durchgeführt wurden, verglichen. Dazu erfolgte eine Faltung der Interferometermessungen mit der IRAM-30m-Teleskophauptkeule (Halbwertsbreite =  $26''$  für  $\text{CH}_3\text{CN}$  und  $28''$  für  $\text{C}^{34}\text{S}$ ). Abb. 30 zeigt den Vergleich der IRAM-30m-Spektren mit den gefalteten Interferometerspektren von  $\text{C}^{34}\text{S}$  und  $\text{CH}_3\text{CN}$  am Phasenreferenzzentrum. Beide Spektrenpaare sind in Einheiten der Strahlungstemperatur  $T_{\text{mb}}$ , bezogen auf die Hauptkeulengröße des 30m-Teleskopes, dargestellt.

Abb. 30 zeigt deutlich, daß für  $\text{CH}_3\text{CN}$  kein erheblicher Flußverlust festzustellen ist. Der Verlustwert von  $\leq 20\%$  für die einzelnen  $K$ -Linien liegt innerhalb der Kalibrationsunsicherheiten. Im Gegensatz zu  $\text{CH}_3\text{CN}$  tritt für  $\text{C}^{34}\text{S}$  ein Flußverlust von 50 bis 90% im Geschwindigkeitsbereich  $7 - 9 \text{ km s}^{-1}$  auf. Dieser Geschwindigkeitsbereich umfaßt die Emission des ausgedehnteren *ridge*-Wolkengases (Genzel & Stutzki 1989). Andererseits kann der gesamte Fluß im Geschwindigkeitsbereich  $v_{\text{lsr}} = 5 - 7 \text{ km s}^{-1}$ , der mit *hot core* identisch ist, reproduziert werden. Wird *hot core* als eine Punktquelle angenommen, so ist auch zu erwarten, daß das Interferometer den gesamten Fluß "rekonstruiert".

### 3.2.3 Beobachtungen mit dem IRAM-30m-Teleskop

Um den fehlenden Fluß in die Interferometerdaten einzubinden (*zero-spacing*-Korrektur), wurde das Gebiet von Orion-KL mit dem IRAM-30m-Teleskop in  $\text{C}^{34}\text{S } J = 2 \rightarrow 1$  von R. Güsten kartiert. Die Messungen erfolgten im Juni 1995 mit dem 3mm-SIS-Empfänger. Als Spektrometer wurde die 100kHz-Filterbank mit 256 Kanälen und einer Bandbreite von 25 MHz genutzt.

Die Ausdehnung des kartierten Gebiets ist etwas größer als die Halbwertsbreite der Teleskopkeule einer einzelnen Plateau-de-Bure-Antenne gewählt worden. So wurde ein Raster von  $7 \times 7$  Spektren mit einem Abstand von  $15''$  aufgenommen. Die Beobachtungen erfolgten im *Position-Switch*-Modus, wobei die OFF-Position  $30'$  westlich zur korrespondierenden ON-Position lag. Die Integrationszeit pro Kartenposition betrug 1 Minute. Die Positionierung des Teleskopes wurde vor und nach der Spektrenaufnahme überprüft. Der typische Positionierungsfehler war kleiner als  $3''$ . Zur Kalibration der Spektren in Einheiten der Antennentemperatur  $T_{\text{A}}^*$  kam die *Chopper-Weel*-Methode zur Anwendung. Die Spektren wurden mit  $T_{\text{mb}} = T_{\text{A}}^*/\eta_{\text{mb}}$  in Einheiten der Strahlungstemperatur, gemittelt über die Teleskophauptkeule, umgerechnet, wobei eine Hauptkeuleneffizienz von  $\eta_{\text{mb}} = 0.72$  verwendet wurde.

## 3.3 Ergebnisse

### 3.3.1 $\text{CH}_3\text{CN}$

In den Abbildungen 31 bis 33 sind die zentralen Kanalkarten der  $\text{CH}_3\text{CN } J = 5 \rightarrow 4, K = 2, 3$  und  $4$ -Linien dargestellt, die nur einen inneren Bildausschnitt von  $22'' \times 22''$  zeigen, um Einzelheiten des inneren Wolkengebiets von OMC 1 in Verbindung mit den überlagerten Positionen der Infrarotquellen IRc2 bis IRc8, des BN-Objekts und der Radiokontinuumsquellen I und n räumlich besser aufzulösen. Die Bezeichnungen der Objekte sind jeweils im Kanal rechts unten angegeben. IRc2 wurde mit allen vier Komponenten nach Dougados & Mitarb. (1993) dargestellt. Die zentrale Geschwindigkeit einer jeden Kanalkarte ist in der oberen linken Ecke angegeben. Für alle  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Karten beträgt der  $3\sigma$ -Rauschwert  $0.15 \text{ Jy/Keulengröße}$ .

Abb. 35 zeigt ein Spektrenraster, das aus dem  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Interferometerdatenkubus extrahiert worden ist. Während die  $K = 2, 3$  und  $4$ -Feinstrukturlinien deutlich getrennt gemessen wurden, liegen die Linien  $K = 0$  und  $1$  im Spektrum so eng benachbart, daß diese Kanalkarten nicht die intrinsische Wolkenstruktur bei verschiedenen Geschwindigkeiten wiedergeben. Deshalb werden hier nur die Kanalkarten der  $K$

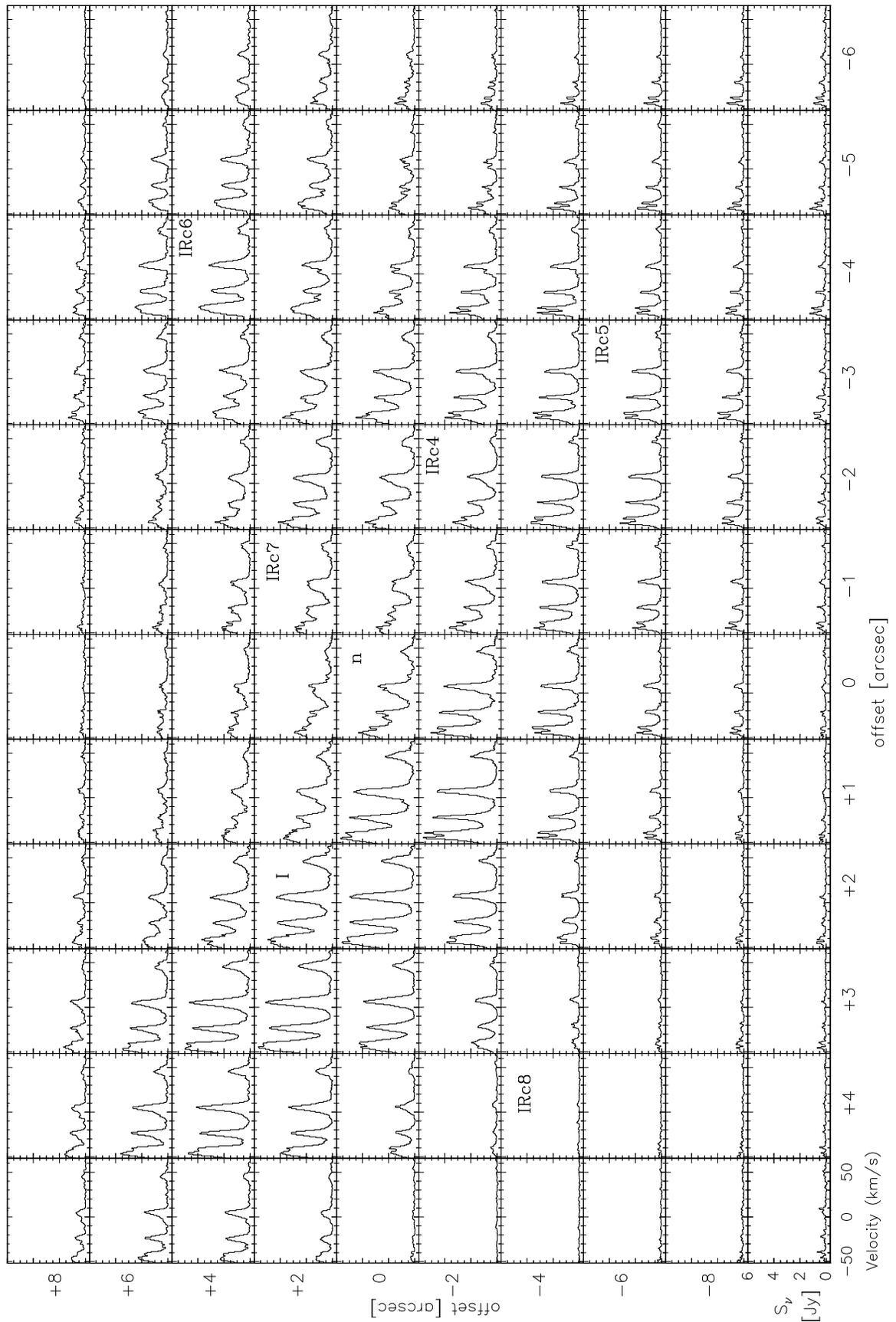


Abbildung 35: Aus den Interferometermessungen extrahierte CH<sub>3</sub>CN-Spektren. Die Positionen verschiedener Objekte sind eingezeichnet. Die [0,0]-Position korrespondiert mit dem Phasenreferenzzentrum bei RA(1950) = 05<sup>h</sup> 32<sup>m</sup> 46.9<sup>s</sup> und Dec(1950) = -05° 24' 26.0".

= 2, 3 und 4 –Feinstrukturlinien gezeigt. Eine vollständige Darstellung aller Kanäle mit Linienemission in einem Gebiet von  $80'' \times 80''$  ist im Anhang C.1 (Abb. 48) enthalten. Jede Feinstrukturlinie besteht jedoch auf Grund des Kernquadrupolmoments des Stickstoffatoms aus weiteren Hyperfeinstrukturkomponenten, die für die einzelnen  $K$ –Linien über unterschiedlich viele Kanäle im Spektrum verteilt sind (Tabelle 14). Entsprechend der verschiedenen Gewichte liefern sie unterschiedliche Intensitätsbeiträge zu einer  $K$ –Linie und lassen diese über mehrere Kanäle “verschmieren”. Die  $K = 2$  –Linie ist in diesem Sinne die schmalste Linie, für die hier Kanalkarten gezeigt werden. Die Hyperfeinstrukturkomponenten umfassen nur ca. 1.5 Kanäle. Dieser “Verschmierungseffekt” trifft die  $K = 4$  –Linie am stärksten. Zwei Hyperfeinstrukturlinien mit größeren Gewichten (52.8 : 107.8, siehe Tabelle 14) liegen  $\sim 4.2$  Kanäle im Spektrum voneinander getrennt. In Gebieten mit ruhigerem Gas, besonders im Bereich des *compact ridge* um IRC5, lassen sich Spektren in Abb. 35 finden, die eine deutliche Aufspaltung der  $K = 4$  –Linie zeigen. Für die  $K = 3$  –Linie sind die Hyperfeinstrukturkomponenten über  $\sim 2.5$  Kanäle verteilt.

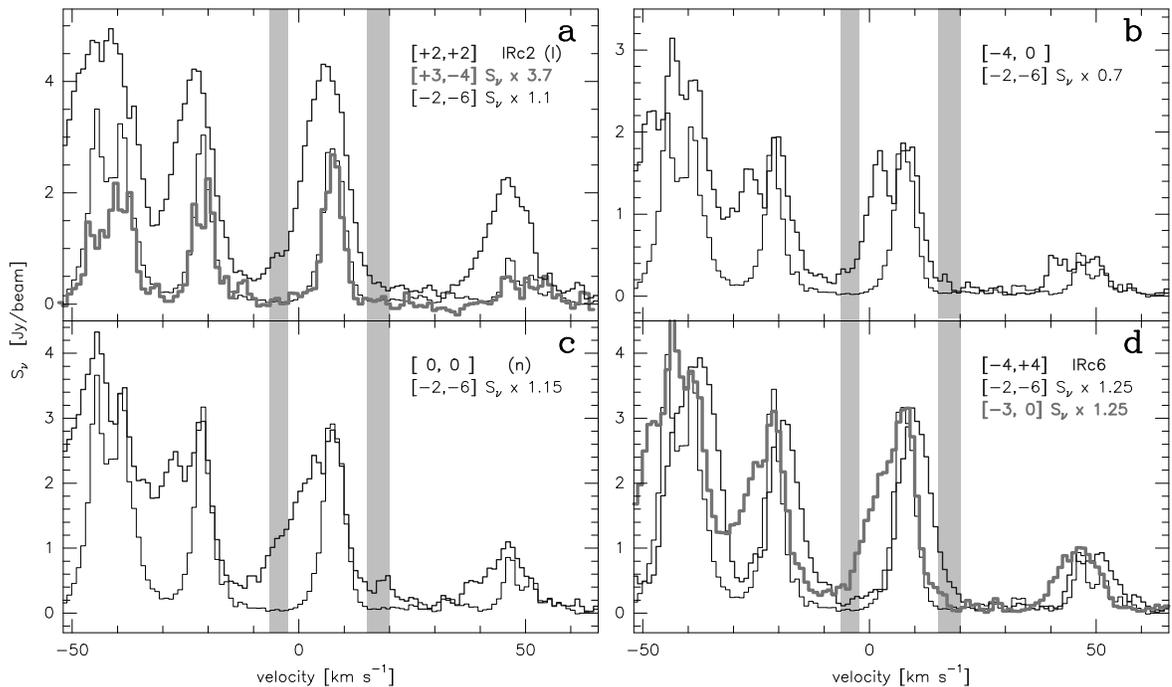


Abbildung 36: **a-d** Überlagerung von  $\text{CH}_3\text{CN}$ –Spektren verschiedener Kartenpositionen. Da das Spektrum der Position  $[-2'', -6'']$  nahe IRC5 sehr schmale Gaußlinien aufweist, eignet es sich gut als eine Art Referenz im Vergleich zu Spektren anderer Positionen. Die grauen Flächen markieren den Geschwindigkeitsbereich, der für eine Kartierung der Flügelemission in Abb. 47 ausgewählt wurde.

Prinzipiell zeigen alle drei Kanalkarten in Abb. 31 bis 33 die gleiche Morphologie, die sehr ähnlich zu früheren Beobachtungen in  $\text{CH}_3\text{CN}$  mit schlechterer räumlicher Auflösung von Wilner & Mitarb. (1994) und Wright & Mitarb. (1996) bzw. zu den VLA–Ammoniakbeobachtungen mit teilweise besserer räumlicher Auflösung von Genzel & Mitarb. (1982), Pauls & Mitarb. (1983), Migenes & Mitarb. (1989), und Hermsen & Mitarb. (1988a) ist. Die unterschiedlichen  $\text{CH}_3\text{CN}$ –Kartenintensitäten werden durch die verschiedenen Anregungsbedingungen der  $K$ –Linien verursacht. Im Gegensatz zu den  $\text{CH}_3\text{CN}$ –Beobachtungen von Wilner & Mitarb. (1994) und Wright & Mitarb. (1996) lösen die hier gezeigten Kanalkarten unterschiedliche Wolkenklumpen auf, die ähnlich den  $\text{NH}_3$ –Ergebnissen von Migenes & Mitarb. (1989) sowie den kürzlich durchgeführten  $\text{H}^{13}\text{CN}$ –Kartierungen von Wright & Mitarb. (1996) sind.

An der Position von *CS1* (Mundy & Mitarb. 1986, Wright & Mitarb. 1992, 1995, 1996 und Wilner & Mitarb. 1994, zur Übersicht siehe Abb. 40) kann in den hier untersuchten  $\text{CH}_3\text{CN}$ –Messungen nur wenig Emission auf dem Niveau des  $2\sigma$ –Rauschwertes in dem Geschwindigkeitsbereich  $9 - 12 \text{ km s}^{-1}$  gefunden werden. Andererseits liegt dieses Gebiet bereits außerhalb der Hauptkeule der Plateau-de-

Bure–Antennen.

Die in Abb. 35 gezeigten Spektren wurden so extrahiert, daß der Spektrenabstand ca. der halben Syntheseinterferometerkeule entspricht:  $1''$  in Rektaszension,  $2''$  in Deklination. Die Infrarot– und Radiokontinuumsquellen I und n wurden für eine grobe Orientierung in das Spektrenfeld eingetragen. Da die Spektren eine gute Frequenzauflösung besitzen, ist es möglich, die Kinematik detaillierter zu untersuchen. Im Zusammenhang mit der in der Einleitung erwähnten zentralen Rolle der Radiokontinuumsquelle I in diesem Gebiet ist interessant, daß zwar nahe I – im Gebiet von *hot core* – die stärksten Linien, aber nicht die Linien mit den breitesten Flügeln zu finden sind. Dies gilt zumindest für einen Fluß von  $S_\nu > 0.7$  Jy/Keulengröße, da unterhalb dieses Wertes durch die gegenseitige Überlagerung der einzelnen  $K$ –Linien keine Aussagen gemacht werden können. Die breitesten Linienflügel, die auf starke Turbulenz bzw. Ausflußtätigkeit hindeuten (ausführliche Diskussion im Abschn. 3.4.4.2), sind im Gebiet westlich von I – zwischen n und IRC7 – zu finden. Aus früheren Studien ist bisher kein vergleichbares Ergebnis bekannt. Weitere Radiokontinuumsquellen wurden in diesem Bereich nicht gefunden (z.B. Menten & Reid 1995). Außerdem existieren im Gebiet zwischen n, IRC4, IRC7 und südlich von IRC6 zwei deutlich getrennte Geschwindigkeitskomponenten.

Abb. 36 zeigt zum Vergleich einen Überblick von an unterschiedlichen Kartenpositionen gemessenen Spektren. Da das Spektrum an der Position  $[-2'', -6'']$  schmale Linien besitzt, ist es als Referenzspektrum geeignet. Dieses Spektrum zeigt außerdem eine deutliche Aufspaltung der  $K = 4$  –Linie in zwei stärkere Hyperfeinstrukturkomponenten. In Abb. 36a werden die Spektren der Position von I (IRC2–A  $[+2'', +2'']$ ), das Referenzspektrum  $[-2'', -6'']$  und ein Spektrum nahe der Position von IRC8  $[+3'', -4'']$  miteinander verglichen (vgl. Abb. 35). Während an der Position von I  $([+2'', +2''])$  “nur” Linien mit nahezu gaußförmigen Profilen (und kleinen Flügeln) gefunden werden, ist die Interpretation des Spektrums von  $[+3'', -4'']$  nicht ganz einfach, weil es im Vergleich zum Referenzspektrum “reduzierte” (selbstabsorbierte ?)  $K = 0, 1$  und  $2$  –Linien aufzuweisen scheint, wenn die  $K = 3$  –Linie auf die entsprechende Intensität des Referenzspektrums skaliert wird. Diese Überlegung wird durch die sehr schmalen Linien beider Spektren gestärkt. Andererseits liegt dieses Spektrum zwar am Rande des Gebiets mit starken Emissionslinien, aber immer noch weit im Zentrum des ausgewählten Gebiets der angewandten *Clean*–Prozeduren (siehe Anhang C.1), so daß dieses Spektrum auch nicht das Ergebnis einer schlecht restaurierten Quellenstruktur sein sollte.

An der Position  $[-4'', 0'']$  (Abb. 36b), die sich  $4''$  südlich von IRC6 befindet, werden zwei deutlich getrennte Geschwindigkeitskomponenten bei  $v_{\text{lsr}} = 2.3 \text{ km s}^{-1}$  und  $v_{\text{lsr}} = 8.4 \text{ km s}^{-1}$  im Spektrum sichtbar. Da hier die doppelte Linienstruktur in allen Feinstrukturkomponenten zu sehen ist, sind diese Komponenten offensichtlich real. Außerdem scheint das Spektrum an der Position von n (Abb. 36c) ebenfalls (mindestens) zwei Geschwindigkeitskomponenten bei  $v_{\text{lsr}} = 3.6 \text{ km s}^{-1}$  und  $7.5 \text{ km s}^{-1}$  zu besitzen, die zusätzlich von breiten Linienflügeln überlagert sind, die möglicherweise der  $v_{\text{lsr}} = 3.6 \text{ km s}^{-1}$  –Geschwindigkeitskomponente zuzuordnen sind, während die  $7.5 \text{ km s}^{-1}$  –Komponente dem überlagerten Referenzspektrum sehr ähnlich ist.

In Abb. 36d sind zwei Spektren um IRC6 dargestellt. Während  $[-4'', +4'']$  der Position von IRC6 entspricht, zeigt das Spektrum  $[-3'', 0'']$  eine Position südöstlich von IRC6. Interessant ist diese Überlagerung in Hinblick auf die entgegengesetzten Linienflügel beider Spektren, wobei der überlappende Linienteil gut mit dem Referenzspektrum übereinstimmt. Dieser Vergleich läßt auf eine deutlich getrennte blau– und rotverschobene Emission im Gebiet um IRC6 schließen. Die Kartierung der Emissionsanteile sowie die Diskussion eines möglichen bipolaren Ausfluß nahe IRC6 werden im Abschn. 3.4.4.2 ausgeführt.

### 3.3.2 C<sup>34</sup>S

Abb. 34 zeigt 20 Kanalkarten für C<sup>34</sup>S mit der *zero-spacing* –Korrektur. Mit Hilfe der Kombination der Einzelteleskopmessungen mit den Interferometermessungen (siehe Anhang C.2) ist der Flußverlust auf  $\leq 13\%$  gesenkt worden. Dieser Anteil ist vergleichbar mit dem von CH<sub>3</sub>CN. Eine Faltung der kom-

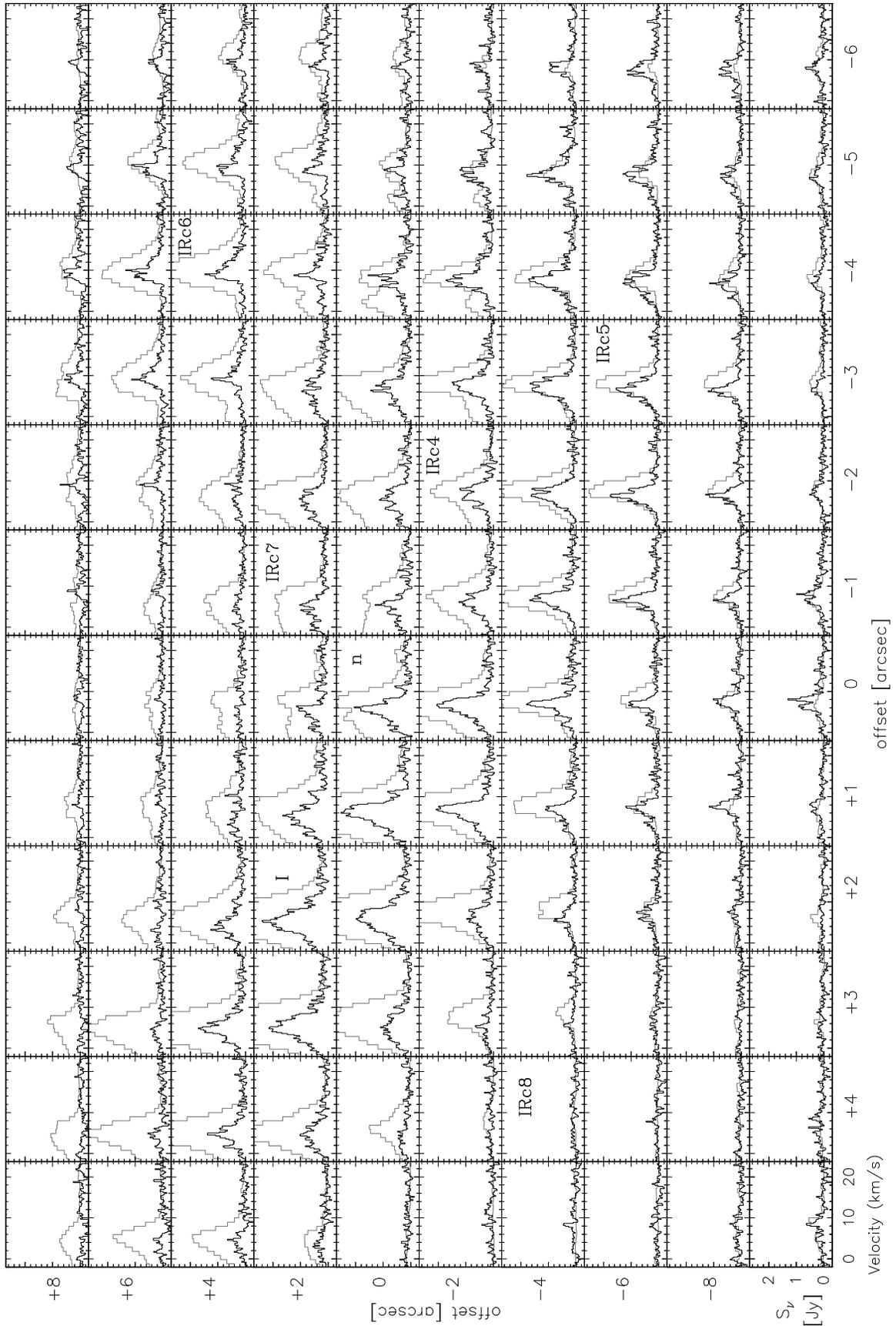


Abbildung 37: Aus den kombinierten Interferometer- und Einzelteleskopmessungen extrahierte  $C^{34}S$ -Spektren (schwarze Spektren). Die Positionen verschiedener Objekte sind eingezeichnet. In grau ist zum Vergleich die  $CH_3CN$   $J = 5 \rightarrow 4, K = 3$  -Linie überlagert.

binierten Daten auf die Halbwertsbreite der Hauptkeule des IRAM-30m-Teleskopes ist in Abbildung 30 dargestellt. Da die  $C^{34}S$ -Spektren viermal besser in der Frequenz aufgelöst sind als die  $CH_3CN$ -Messungen, wurden je zwei  $C^{34}S$ -Kanäle zu einer Kanalkarte in Abb. 34 zusammgelegt. Die Markierung der Positionen der Infrarot- und Radiokontinuumsquellen sowie die Größe des Himmelsausschnitts der  $C^{34}S$ -Karten wurden in der gleichen Weise wie bei  $CH_3CN$  gewählt. Der  $3\sigma$ -Rauschwert liegt in den  $C^{34}S$ -Karten bei 0.3 Jy/Keulengröße. Eine vollständige Übersicht aller einzelnen  $C^{34}S$ -Kanalkarten mit nennenswerter Emission ist im Anhang C.2 (Abb. 49) dargestellt.

Im Prinzip zeigen die  $C^{34}S$ -Kanalkarten eine ähnliche Klumpenverteilung wie die  $CH_3CN$ -Karten. Auf dem Intensitätsniveau der unteren Konturlinien unterscheiden sich aber die Kartierungen beider Moleküle, da sie unterschiedlich empfindlich für das umgebende Wolkenmaterial sind. Andererseits zeigen die  $C^{34}S$   $J = 2 \rightarrow 1$ -Kanalkarten in dem Geschwindigkeitsbereich  $\geq 9$  km s $^{-1}$  große Ähnlichkeit mit der CS  $J = 2 \rightarrow 1$ -Karte von Murata & Mitarb. (1991), die nur für diesen Geschwindigkeitsbereich veröffentlicht wurde.

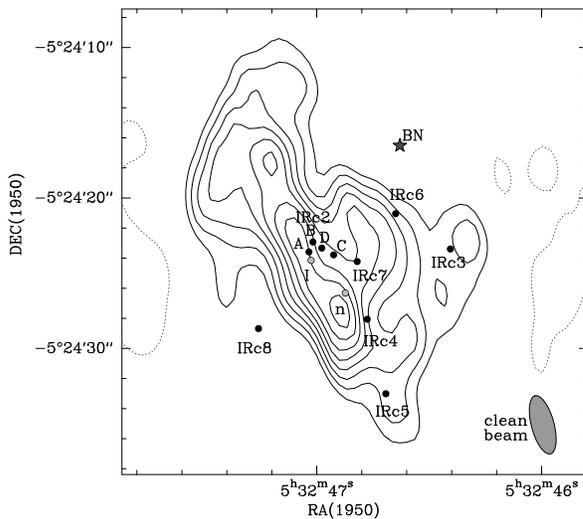


Abbildung 38: Gesamtintegrierte Linienemission von  $SO$   $3_2 \rightarrow 2_1$ , extrahiert von einem Kontinuumskanal. Das Kontinuum wurde subtrahiert. Die Konturlinien entsprechen einem Flußunterschied von 0.1 Jy/Keulengröße. Die höchste Konturlinie ist 0.7 Jy/Keulengröße. Die Radiokontinuumsquellen I und n sowie alle Infrarotobjekte sind eingezeichnet.

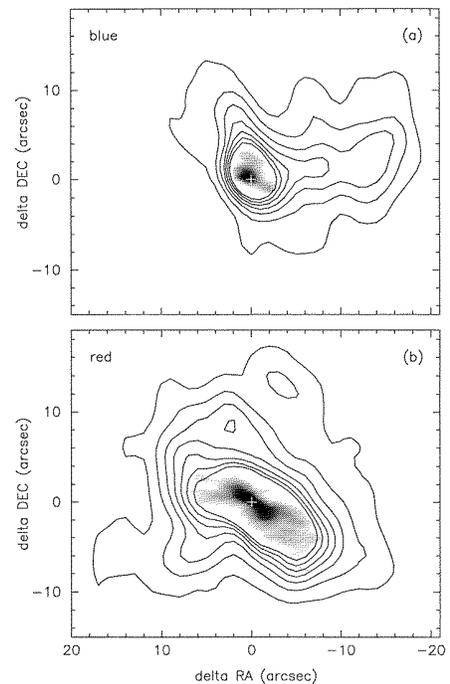


Abbildung 39: Überlagerung jeweils zweier SiO-Karten von Wright & Mitarb. (1995): Während die Graustufenbilder Karten mit einer Auflösung von  $1''.7 \times 0''.7$  zeigen, geben die Konturlinien Karten mit einer Auflösung von  $3''.9 \times 3''.0$  an. Die Konturlinien sind 4 bis 28 K in Schritten von 4 K. Die  $[0,0]$ -Position ist  $RA(1950) = 5^h 32^m 47.026^s$  und  $Dec(1950) = -5^\circ 24' 23.88''$ . **a** blauverschobene Emission im  $v_{lsr}$ -Bereich:  $-23$  bis  $-3$  km s $^{-1}$ , **b** rotverschobene Emission im  $v_{lsr}$ -Bereich: 13 bis 33 km s $^{-1}$ .

Abb. 37 gibt, ebenfalls im Abstand der halben Halbwertsbreite der synthetisierten Teleskopkeule (*clean beam*), extrahierte  $C^{34}S$ -Spektren in dem gleichen Kartenfeld wie für  $CH_3CN$  an. Für diese Darstellung sind alle tatsächlich gemessenen Kanäle verwendet worden. Beide Spektrenfelder unterscheiden sich jedoch beträchtlich. Im Gegensatz zu  $CH_3CN$  zeigt  $C^{34}S$  die "breiteste" Linie an der Position von I. Insgesamt scheint die Interpretation der  $C^{34}S$ -Spektren komplizierter zu sein, da hier keine vergleichbaren breiten gaußförmigen Linien wie in  $CH_3CN$  gefunden werden. Die  $C^{34}S$ -Spektren weisen eine große Anzahl, teilweise gut getrennter, schmaler Linien auf. Da diese Linien über mehrere benachbarte Spektrenpositionen verfolgbar und die Linien selbst 2 bis 4 Kanäle breit sind, sollten sie real sein und nicht

das Ergebnis einer schlechten *Clean*-Prozedur. Die Linienbreiten von  $\Delta v = 0.48 - 0.96 \text{ km s}^{-1}$  sind in der Größenordnung der thermischen Linienbreite, wenn eine Temperatur von 50 bis 200 K angenommen wird. Diese Daten implizieren die Existenz einer großen Zahl sehr kleiner, aber dichter Gasklumpen, die in einer ausgedehnteren Wolkenhülle, wie in  $\text{CH}_3\text{CN}$  zu sehen, eingebettet sind.

### 3.3.3 SO

Die Karte der gesamtintegrierten Linienemission von  $\text{SO } 3_2 \rightarrow 2_1$  mit subtrahiertem Kontinuum ist in Abb. 38 dargestellt. Der  $3\sigma$ -Rauschwert beträgt hier  $0.15 \text{ Jy/Keulengröße}$ . Die Emissionstruktur stimmt gut mit dem Ergebnis in  $\text{SO } 2_2 \rightarrow 2_1$  von Plambeck & Mitarb. (1982:  $6'' \times 6''$  Auflösung) und den Karten in  $\text{SO } 2_2 \rightarrow 2_1$  und  $\text{SO}_2 8_{1,7} \rightarrow 8_{0,8}$  von Wright & Mitarb. (1996:  $1.7'' \times 0.7''$  Auflösung) überein.

Die hier abgebildete SO-Karte zeigt eine von Nordosten nach Südwesten längliche Wolkenstruktur (ähnlich einem "Balken"), die ca.  $2''$  südöstlich von I zentriert ist. Andererseits ist die maximale Gesamtintensität eher nahe der Quelle n zu finden. Da nur die gesamtintegrierte Emission kartiert werden kann, läßt sich mit dieser Linie keine differenziertere Aussagen über die Kinematik machen. So zeigen die Kanalkarten von Wright & Mitarb. (1996) im Geschwindigkeitsbereich  $2.5$  bis  $7.5 \text{ km s}^{-1}$  (*hot core*) ein Emissionsmaximum nahe der Quelle I, während im Geschwindigkeitsbereich von  $7$  bis  $9 \text{ km s}^{-1}$  (*compact ridge*) das Maximum nahe n liegt. Vergleiche mit anderen kartierten Molekülen, wie z.B.  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$ ,  $\text{HNC}$  und  $\text{HDO}$  bei Blake & Mitarb. (1996), zeigen hingegen entsprechende Gegenstücke zu der "Balkenstruktur", wobei bei diesen Messungen der "Balken" auf Grund der noch besseren räumlichen Auflösung ( $1.5'' \times 1''$ ) in kleinere Klumpen zu zerfallen scheint.

Die langgestreckte SO-Struktur befindet sich senkrecht zu einem bekannten Ausfluß mit großen Geschwindigkeiten, der von Beckwith & Mitarb. (1978), Scoville & Mitarb. (1982) und Sugai & Mitarb. (1994) in vibrationsangeregtem  $\text{H}_2$  sowie von Wright & Mitarb. (1983) und Wright & Mitarb. (1995) in  $\text{SiO}$  kartiert wurde.

### 3.3.4 Kontinuum

In Abb. 40a ist das Synthesebild aller Kontinuumskanäle ohne starke "Linienverschmutzung" (siehe Abschnitt 3.2.1) dargestellt. Da der Kontinuumsfluß bei diesen Wellenlängen um Größenordnungen kleiner ist als bei den Linienmessungen, zeigte sich bei der Rekonstruktion des Kontinuumbildes deutlich die Empfindlichkeit der *Clean*-Prozeduren hinsichtlich des ausgewählten Bildbereiches (*clean box*), in dem die Quellenstruktur restauriert werden sollte. Insbesondere die Lage der unteren Konturlinien erwies sich als stark abhängig von der verwendeten *clean box*. Somit wurde das Bild als Ergebnis definiert, für das die beste "gesäuberte" Quellenumgebung und der größte Fluß innerhalb der *clean box* gefunden wurde.

Auf Grund der Kartenstruktur kann geschlußfolgert werden, daß der Flußanteil von den intensitätsschwächeren Linien im Vergleich zum eigentlichen Kontinuumsfluß klein sein muß (siehe Abschätzung in Abschn. 3.2.1), da sie von den Linienkarten in  $\text{CH}_3\text{CN}$  und  $\text{C}^{34}\text{S}$  deutlich abweicht. Dies wird besonders deutlich in einem Gebiet westlich von I und n, das starke Linienemission aufweist, aber nicht im Kontinuum nachgewiesen werden kann. Auf Grund all dieser Unsicherheiten (*clean box* + Linienanteil) sind in Abb. 40 die unteren Konturlinien gestrichelt gezeichnet.

Die Kontinuumskarte in Abb. 40a stimmt gut mit früheren Kontinuumsbeobachtungen bei ähnlichen Wellenlängen und niedrigerer bzw. vergleichbarer räumlicher Auflösung wie z.B. von Wright & Vogel (1983), Wright & Mitarb. (1992), Masson & Mundy (1988) und Minh & Mitarb. (1993) überein. Die meisten Staubkondensationen, die von Murata & Mitarb. (1991) beschrieben wurden, können im zentralen Bereich von OMC 1 reproduziert werden. Die auffallendsten Kondensationen in Abb. 40a wurden zum Vergleich mit den Linienkarten mit A, BN, C, D, N und G bezeichnet, wobei N und G nicht bei Murata & Mitarb. (1991) zu finden sind.

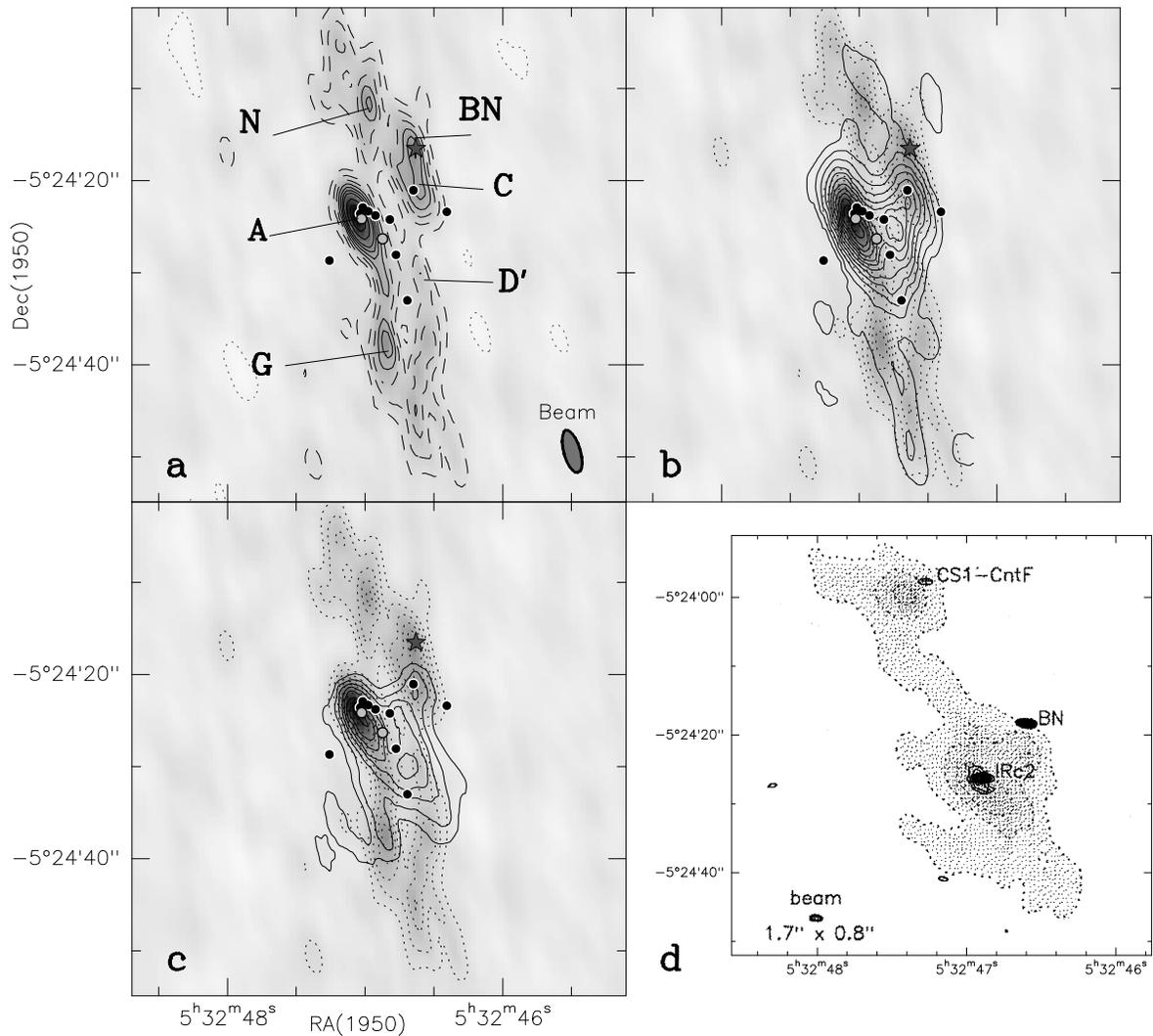


Abbildung 40: **a** Synthesebild des Kontinuums. Die Konturlinien sind -20 (Punktlinie), 20 ( $= 3 \sigma$ ), 40, 60 (gestrichelte Linien), 80, 100, 120, 140, 180, 220 und 260 mJy/Keulengröße (volle Linien). **b** Überlagerung der Kontinuumskarte (Graustufenbild mit gestrichelten Linien, wie Abb. a) mit der gesamtintegrierten  $\text{CH}_3\text{CN } K = 3$ -Linie (volle Linien, Konturen entsprechen 1.5, 3, 4.5, 6, 7.5, 10, 12.5 und 15 Jy/Keulengröße). **c** Überlagerung der Kontinuumskarte (Graustufenbild mit gestrichelten Linien, wie Abb. a) mit der gesamtintegrierten  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Linie (volle Linien, Konturen entsprechen 2, 4, 6, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 und 43 Jy/Keulengröße). Die (Punkt-) Quellen sind in Abb. 38 bezeichnet. **d** 86GHz-Kontinuumskarten von Wright & Mitarb. (1992:  $6''$ -Auflösung: grau gefüllte, gestrichelte Konturlinien) und Plambeck & Mitarb. (1995:  $1.2''$ -Auflösung: volle Linien)

Die unteren (gestrichelten) Konturlinien deuten auf eine langgestreckte Emission in Richtung Nordost – Südwest hin. Wenn eine kleinere *clean box* benutzt wird, ist es möglich, diese schwächere Emission mit auf die zentralen Staubkondensationen zu falten, wobei aber die Umgebung bedeutend schlechter “gesäubert” aussieht. Prinzipiell gibt es aber verschiedene Hinweise, daß diese ausgedehnte Emission tatsächlich existiert, da die Kontinuumsmessungen von Wright & Mitarb. (1992, 1996) bei 86 GHz mit einer Auflösung von  $6.9'' \times 5.9''$  ebenfalls ähnlich ausgedehntere Strukturen zeigen, nur nicht ganz so “filigran” wie in Abb. 40a. Sogar Gegenstücke der hier mit G und N bezeichneten Kondensationen lassen sich in den Messungen von Wright & Mitarb. finden. Andererseits filtern die höher aufgelösten Kontinuumsmessungen bei 86 GHz von Plambeck & Mitarb. (1995) nur die dichtesten Kondensationen von *hot core* (sowie von I), BN und IRC6 heraus (vgl. Abb. 40d).

Für einen Vergleich mit den Linienmessungen wurde in Abb. 40b und c jeweils die gesamtintegrierte Linienemission von  $\text{CH}_3\text{CN } J = 5 \rightarrow 4, K = 3$  sowie von  $\text{C}^{34}\text{S } J = 2 \rightarrow 1$  der Kontinuumskarte überlagert.

### 3.4 Analyse und Diskussion

#### 3.4.1 Morphologie von OMC 1 in CH<sub>3</sub>CN und C<sup>34</sup>S

Die Abb. 31 bis 34 enthalten bereits augenscheinlich verschiedene Gasklumpen in OMC 1. So zeigen diese Karten in Übereinstimmung mit anderen Linienstudien in der Literatur (u.a. Wright & Mitarb. 1996, Blake & Mitarb. 1996, Chandler & Mitarb. 1995) den *hot-core*-Wolkenklumpen als auffälligste Gaskondensation in diesem Gebiet. Weiterhin läßt sich die bekannte Differenz zwischen dem *hot-core*-Wolkenzentrum und der Radiokontinuumsquelle I nachweisen, die in den hier gezeigten CH<sub>3</sub>CN-Karten ca. 1.5'' beträgt. In den C<sup>34</sup>S-Karten ist die Differenz zwischen I und der großen Halbachse des langgestreckten Wolkenklumpens wesentlich kleiner — nur ca. 0.5''. Das tatsächliche Emissionsmaximum in C<sup>34</sup>S wurde aber nahe der Position n im Kanal  $v_{\text{lsr}} = 6.2 \text{ km s}^{-1}$  gemessen, wobei sich hier eine gute Übereinstimmung mit dem Emissionsmaximum in SO zeigt.

Weiterhin ist in den CH<sub>3</sub>CN-Kanalkarten die "bohnenförmige" Struktur von *hot core* gut zu erkennen, wobei sich I nahe der "nach innen gewölbten Bohnenmitte" befindet. Blake & Mitarb. (1996) schlußfolgern aus der Lage der Klumpen, dem Geschwindigkeitsfeld der SiO-Maser sowie aus der blauverschobenen Emission der energetisch hochangeregten *hot-core*-Emission, daß die Radiokontinuumsquelle I hinter dem dichten Wolkenklumpen liegt. Durch den von I produzierten Strahlungsdruck und einen schwach kollimierten Wind wird die *hot-core*-Wolkenkondensation abgeflacht bzw. Gas von der Oberfläche verdampft. In den hier untersuchten C<sup>34</sup>S-Messungen besitzt die intensitätsstärkste C<sup>34</sup>S-Geschwindigkeitskomponente an der Position von I [+2'',+2''] ein  $v_{\text{lsr}} = 5.37 \text{ km s}^{-1}$ . Dieser Wert ist identisch mit der zentralen Geschwindigkeit der SiO-Maseremission von Menten & Reid (1995). Die Position [+3'',+2''] östlich von I (= Position von *hot core*) zeigt dagegen die maximale C<sup>34</sup>S-Intensität an einer geringfügig kleineren Geschwindigkeit von  $v_{\text{lsr}} = 4.87 \text{ km s}^{-1}$ . Somit würden diese Ergebnisse gut zu dem oben beschriebenen Bild passen, wenn aus den verschiedenen *lsr*-Geschwindigkeiten des Molekül-gases auf eine räumliche Lage von *hot core* und dem Gas um I geschlossen wird.

Eine weitere, in den Übergängen beider Moleküle deutlich getrennte Gaskondensation scheint in enger Verbindung mit IRC6 zu stehen. Dieser Wolkenklumpen befindet sich 6.5'' nordwestlich von I, besitzt eine etwas andere Geschwindigkeit mit einem Emissionsmaximum bei  $v_{\text{lsr}}(\text{CH}_3\text{CN}) = 9.54 \text{ km s}^{-1}$  und  $v_{\text{lsr}}(\text{C}^{34}\text{S}) = 9.01 \text{ km s}^{-1}$  als *hot core*.

Ein offensichtlich dritter Klumpen, westlich von I und südlich von IRC6, ist in CH<sub>3</sub>CN wie auch in C<sup>34</sup>S zu sehen. Dieser besitzt einen Geschwindigkeitsbereich von ca. 0 bis 12 km s<sup>-1</sup> mit einem Maximum bei  $v_{\text{lsr}} \sim 7.5 \text{ km s}^{-1}$ . In der Literatur ist bisher keine eindeutige Unterscheidung zwischen dem IRC6-Klumpen und dem westlichen Wolkenklumpen (von I aus gesehen) vorgenommen worden. Als *western clump* wird z.B. bei Masson & Mundy (1988) und Migenes & Mitarb. (1989: Klumpen #10) der IRC6-Wolkenklumpen bezeichnet, während z.B. bei Hermsen & Mitarb. (1988), Pauls & Mitarb. (1983: Klumpen A) und Migenes & Mitarb. (1989: Klumpen #8) die westliche Gaskondensation von I gemeint ist. Im Gegensatz zu *hot core* und IRC6, bei denen die Lage der Wolkenklumpen in den Übergängen beider Moleküle nahezu identisch ist, scheint die Position des Klumpens westlich von I in C<sup>34</sup>S südlicher (zwischen IRC4 und 5) zu liegen als in CH<sub>3</sub>CN. So scheint dieser Klumpen in C<sup>34</sup>S eher zum *compact ridge* (südwestlich von I) zu gehören, als eine selbständige westliche Gaskondensation zu repräsentieren.

In dieser Hinsicht ist auch der Vergleich der Spektren in C<sup>34</sup>S mit der CH<sub>3</sub>CN  $K = 3$ -Linie in Abb. 37 interessant. Während ein Großteil der schmalen Linien in C<sup>34</sup>S bezüglich der bedeutend breiteren CH<sub>3</sub>CN-Linien "zentriert" erscheint (im Sinne des Herausfilterns dichter, einzelner Wolkenklumpen), fehlt in den C<sup>34</sup>S-Spektren in der Gegend des *compact ridge* (um IRC5) jeweils das rotverschobene Spektrengegenstück in CH<sub>3</sub>CN (Selbstabsorption?). Leider ist kein Vergleich mit Spektren in der Literatur möglich, da bis jetzt, außer den VLA-NH<sub>3</sub>(3,3)-Spektren bei Pauls & Mitarb. (1983) und Hermsen & Mitarb. (1988) mit recht schlechter Frequenzauflösung, keine vergleichbaren Linienspektren vorhanden sind. Interessant ist somit, daß auf Skalen von 1'' in beiden Moleküllinien so unterschiedliches Gas gesehen wird. Versuche, die optische Tiefe  $\tau$  der Linien beider Moleküle mit Strahlungstransportpro-

Tabelle 11: Parameter der intensivitätsstärksten, gaußförmigen Flußverteilungen in CH<sub>3</sub>CN und C<sup>34</sup>S. Die folgenden Spalten enthalten: (1) Klumpenbezeichnung, (2) Rektaszension (1950), (3) Deklination (1950), (4) die *lsr*-Geschwindigkeit bezogen auf  $K = 3$ , (5) die Halbwertsbreite in der Geschwindigkeit, (6) die Durchmesser der großen und kleinen Halbachsen des entfalteten “Gaußklumpens”, in Klammern: die “nichtentfaltbaren” Größen, (7) der “entfaltete” Orientierungswinkel (zählend von Nord nach Osten), in Klammern: die “nichtentfaltbaren” Größen, (8) die mittlere hauptkeulenentfaltete Halbwertsbreite im Ortsraum, (9) der interne Geschwindigkeitsgradient, (10) Orientierung des internen Geschwindigkeitsgradienten (entgegengesetzt dem Uhrzeigersinn von Westen beginnend zu zählen) (11) die Virialmasse und (12) die volumengemittelte Dichte.

Klumpen	$x_0$ RA(1950)	$y_0$ DEC(1950)	$v_{\text{lsr}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta v_{1/2}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta x_1 \times \Delta x_2$ [" × "]	$\phi$ [°]	FWHM ["]	dv/dr [km s <sup>-1</sup> ]	$\phi_v$ [°]	$M_{\text{vir}}$ [ $M_{\odot}$ ]	$\langle n \rangle \times 10^8$ [cm <sup>-3</sup> ]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
CH <sub>3</sub> CN (gemittelt für alle $K$ -Linien)											
A	5:32:47.033	-5:24:24.90	5.8	6.3	8.1×2.4	27.8	4.17	0.256	152	70	2.9
B	5:32:46.700	-5:24:26.30	8.1	5.2	8.6×1.6	174.8	3.45	0.482	91	40	2.8
C	5:32:46.613	-5:24:21.90	11.7	6.4	2.9×1.7	25.1	3.17	1.110	-117	38	11.0
D	5:32:46.953	-5:24:29.20	8.4	2.3	(4.0×2.0)	(86.9)	2.20	0.340	-46	≤5	≤1.0
E	5:32:46.887	-5:24:24.80	-5.0	5.3	4.5×1.4	64.9	4.37	0.354	-105	29	6.3
F	5:32:46.767	-5:24:24.80	1.8	3.8	4.4×2.8	55.1	3.96	0.550	47	21	1.7
G	5:32:46.773	-5:24:40.50	5.3	3.3	7.2×1.4	32.5	3.30	0.378	-130	15	1.5
J	5:32:47.093	-5:24:20.50	5.4	4.0	(5.5×2.0)	(157.9)	2.00	0.805	98	≤13	≤5.7
C <sup>34</sup> S											
A	5:32:46.958	-5:24:26.50	6.1	4.1	7.5×2.1	31.2	3.82	0.339	26	28	1.5
B	5:32:46.614	-5:24:29.45	7.6	3.3	6.3×2.2	11.1	3.71	0.362	60	17	1.1
C	5:32:46.627	-5:24:21.83	9.0	2.5	2.5×1.4	66.9	3.27	0.129	-94	4.8	2.5
D	5:32:46.764	-5:24:33.00	6.1	1.7	(2.4×3.5)	(110.5)	2.83	0.324	-108	≤3.4	≤0.5
E	5:32:47.030	-5:24:24.97	-0.5	2.2	4.6×2.4	5.9	3.81	0.369	2	6.6	0.6
F	5:32:46.736	-5:24:24.94	2.9	3.5	2.3×1.7	36.6	3.06	0.188	-74	10	4.4
G	5:32:46.900	-5:24:35.53	8.0	1.6	6.5×1.1	20.1	2.78	0.186	-16	2.8	0.5
H	5:32:47.035	-5:24:30.52	5.4	1.3	2.9×1.0	36.0	2.75	0.323	-134	1.2	0.8
J	5:32:47.034	-5:24:24.50	8.0	0.8	2.6×1.1	156.8	3.05	0.037	-120	0.4	0.3
Positionen der Radiokontinuumsquellen (Menten & Reid 1995):											
I	5:32:47.085	-5:24:23.936									
n-nord	5:32:46.929	-5:24:25.927									
n-süd	5:32:46.924	-5:24:26.292									

grammen (vgl. Kap. 3.4.3) abzuschätzen, zeigen, daß für CH<sub>3</sub>CN  $\tau \ll 1$  sein muß. Für C<sup>34</sup>S werden Werte um  $\tau \approx 0.3$  — dem Grenzfall zwischen optisch dick und dünn — gefunden. Die Bestimmung von physikalischen Parametern anhand der Linienmessungen soll in den folgenden Abschnitten dargestellt werden.

### 3.4.2 Gasklumpen in Orion–KL — Eine statistische Analyse

#### (a) Das Gaußklumpen-Analyseverfahren

Um die Strahlungstemperaturen, die Virialmassen und die volumengemittelten Dichten für die individuellen Wolkenklumpen abzuschätzen, wurde eine statistische “Gaußklumpen-Analyse” durchgeführt. Das Verfahren wurde von Stutzki & Güsten (1990) entwickelt und zerlegt eine 3-dimensionale Intensitätsverteilung (hier:  $S_\nu$  über Rektaszension ( $=x_1$ ), Deklination( $=x_2$ ), und Kanalzahl ( $=v$ )) in einzelne gaußförmige Intensitätsprofile der Form

$$Y^{\text{fit}}(x_1, x_2, v) = a_0 \exp \left\{ -A(x_i - x_i^0, \Delta x_i, \phi) - \frac{4 \ln 2}{\Delta v^2} \left[ v - v^0 - \sum \alpha_i (x_i - x_i^0) \right]^2 \right\} + b_0 . \quad (5)$$

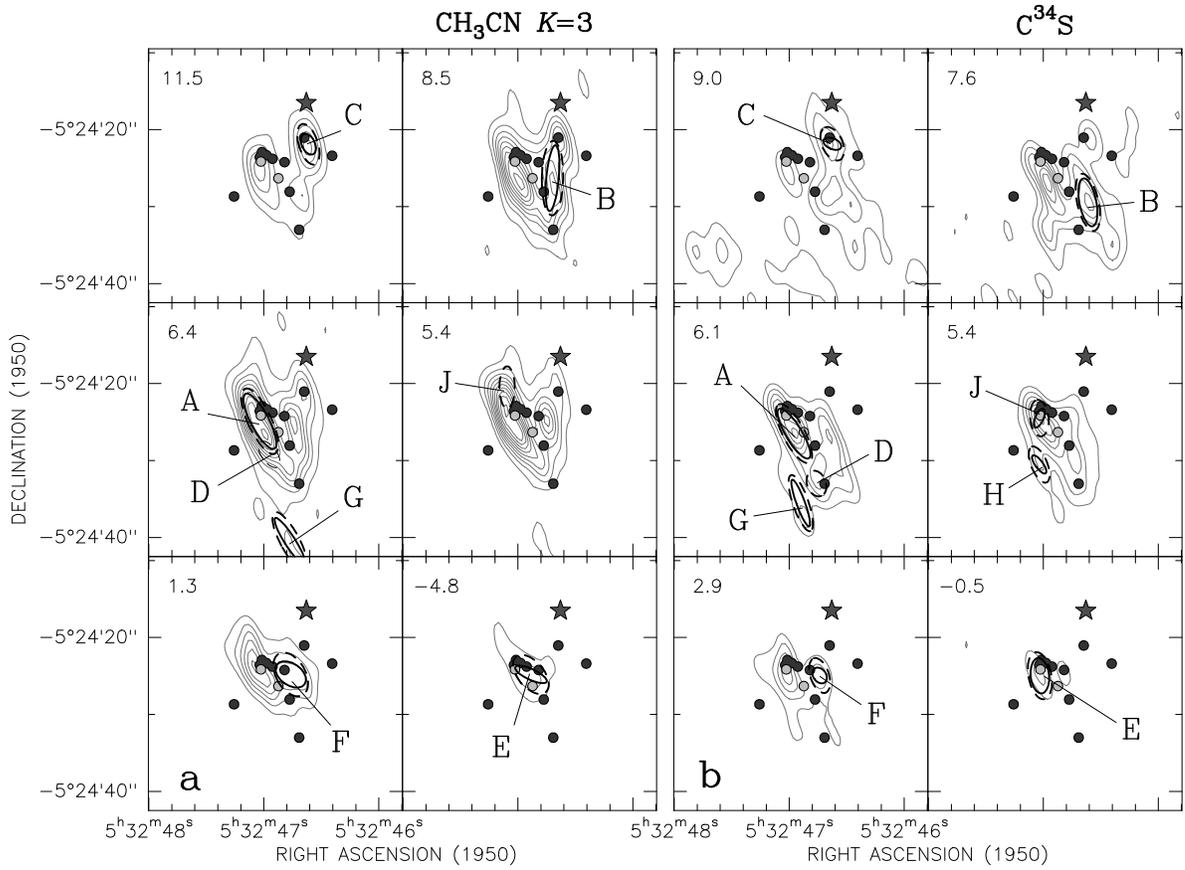


Abbildung 41: Darstellung der intensitätsstärksten Klumpen, die in der “Gaußklumpen–Analyse” gefunden wurden: **a**: für  $\text{CH}_3\text{CN } K=3$ , **b**: für  $\text{C}^{34}\text{S}$ . Als gestrichelte Ellipsen sind die von der Prozedur angepaßten Gaußprofile gekennzeichnet. Die Lage der keulenentfalteten Profile sind durch Ellipsen mit vollen Linien markiert. Die Darstellung aller Gaußprofile befindet sich im Anhang D, Abb. 51 und Abb. 52.

Diese Profile sind mit einer gaußförmigen Anpassung der Syntheseinterferometerkeule (*clean beam*) gefaltet. Weiterhin bedeuten  $a_0$  das Intensitätsmaximum,  $b_0$  eine konstante Veränderung der Intensität,  $v_0$  die zentrale Klumpengeschwindigkeit,  $\Delta v$  die Halbwertsbreite des Klumpens in der Geschwindigkeitsdimension und  $\alpha_i = \partial v / \partial x_i$  ein interner Geschwindigkeitgradient.  $A(x_i - x_i^0, \Delta x_i, \phi)$  ist eine positiv definite, 2-dimensionale quadratische Funktion und charakterisiert die Intensitätsverteilung im Ortsraum, zentriert auf den Koordinaten  $x_i^0$ , mit den Halbwertsbreiten  $\Delta x_i$ , die mit dem *clean beam* gefaltet sind, sowie mit dem Orientierungswinkel  $\phi$  der großen Halbachse.

Die Anpassungen der 3-dimensionalen Gaußprofile erfolgen iterativ nach der Methode der kleinsten Quadrate, wobei jeweils eine Gaußverteilung an das Flußmaximum angepaßt und subtrahiert wird, und anschließend die Anpassung des nächsten “Gaußklumpens” an die verbleibende Flußverteilung (Residuenkarte) erfolgt. Eine detaillierte Darstellung des Verfahrens befindet sich bei Stutzki & Güsten (1990) im Anhang. Um die “wahren” Halbwertsbreiten und Orientierungen der Gaußverteilungen im Ortsraum zu bestimmen, wurden außerdem die Gaußprofile mit dem *clean beam* entfalten.

#### (b) Ergebnisse

Das Verfahren der “Gaußklumpen–Analyse” wurde für alle  $K$ -Linien von  $\text{CH}_3\text{CN } J = 5 \rightarrow 4$  und für  $\text{C}^{34}\text{S } J = 2 \rightarrow 1$  durchgeführt. Um die Konsistenz des Verfahrens zu testen, erfolgte eine mehrmalige “Zerlegung” der Intensitätsverteilungen der Linien beider Moleküle mit leicht verschiedenen Eingangsparametern. Im Datenkubus der  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Linien wurden insgesamt über 100 Klumpen mittels des Analyseverfahrens gefunden, während die Intensitätsverteilung in  $\text{C}^{34}\text{S}$  durch 30 bis 40 Gaußprofile dargestellt werden konnte. Es soll darauf hingewiesen werden, daß alle Klumpen, deren Amplituden die  $1\sigma$ -Rauschschwelle überschreiten, im allgemeinen mit relativ kleinen Abweichungen ( $\leq 10\%$  der Größen-

angaben) wiedergefunden werden. Bei allen intensitätsschwächeren Klumpen variieren vor allem die Ausdehnung und die Amplitude, weniger die zentralen Koordinaten. In den Tab. 15 und 16 sowie in den Abb. 51 und 52 im Anhang D befinden sich jeweils ein vollständiges Anpassungsergebnis für CH<sub>3</sub>CN und C<sup>34</sup>S.

Die auffälligsten Klumpen, die von dem Analyseverfahren gefunden wurden, sind in Tabelle 11 zusammengefaßt. Abb. 41 gibt einen Überblick über die Lage und die Ausdehnung dieser Klumpen im Ortsraum, die in ausgewählten Kanälen dargestellt sind. Die Bezeichnung der Klumpen (A, B, C, usw.) ist für alle Linien sowie für das Kontinuum einheitlich verwendet worden, um vergleichbare Intensitätsstrukturen in den verschiedenen Datenkuben wiederaufzufinden, obwohl die Positionierungen sowie die räumlichen Ausdehnungen dieser Gaußklumpen nicht vollkommen identisch sind.

Für die Klumpen in CH<sub>3</sub>CN enthält die Tabelle 11 mittlere Werte für die Lage, Ausdehnung, Masse und Dichte, die sich vor allem auf die  $K = 2$  und  $3$  –Linien beziehen, da die Werte der individuellen Klumpen in den Linien zwischen  $K = 0$  und  $4$  auf Grund der unterschiedlichen Anregungsbedingungen der Übergänge variieren. Außerdem war die Trennung der Klumpen zwischen der  $K = 0$  und  $K = 1$  –Linie schwierig. Oftmals erfolgte eine Anpassung von nur einem Klumpen, dessen Geschwindigkeitszentrum entweder bei  $K = 0$  oder  $K = 1$  liegt, der aber eine Halbwertsbreite besitzt, die beide  $K$ –Linien einschließt.

### (c) Positionierungsgenauigkeit

Mit der Positionsgenauigkeit der Klumpen verhält es sich wie bereits oben angedeutet: Die Klumpen A und C, aber auch E und F werden in CH<sub>3</sub>CN wie auch in C<sup>34</sup>S übereinstimmend an vergleichbaren Positionen im Orts- und Geschwindigkeitsraum gefunden. Größere Abweichungen zwischen CH<sub>3</sub>CN und C<sup>34</sup>S zeigen dagegen die Klumpen B, D, G und J. Zu dem Klumpen H in C<sup>34</sup>S lassen sich vergleichbare Strukturen auch in CH<sub>3</sub>CN finden (siehe Tab. 15), wobei diese aber nicht so konsistent bei kleinen Änderungen der Eingangsparameter von der Prozedur wieder aufgefunden werden, wie die anderen Wolkenklumpen. Im *compact-ridge*–Gebiet lassen sich neben dem Klumpen D eine ganze Reihe weiterer kleiner Klumpen in CH<sub>3</sub>CN wie auch in C<sup>34</sup>S finden (siehe dazu Anhang D, Abb. 51 und 52). Von Linie zu Linie differieren aber die Positionen, Ausdehnungen und Orientierungen sehr stark, so daß eine wiederholte Rekonstruktion einzelner Klumpen in verschiedenen Linien nicht möglich ist.

Andererseits muß aber auch deutlich betont werden, daß die räumlich etwas besser aufgelösten Messungen von Blake & Mitarb. (1996) und Wright & Mitarb. (1996) zeigen, daß die prinzipielle Klumpenstruktur stark abhängig von dem beobachteten Molekül und dessen Übergang ist. Diese Unterschiede deuten nicht nur auf das verschieden gut nachweisbare Gas in unterschiedlichen Linienübergängen, sondern auch auf unterschiedliche chemische Prozesse in den einzelnen Wolkenbereichen hin.

### 3.4.3 Abschätzung der Virialmassen und der volumengemittelten Dichten

Außer den Klumpenausdehnungen, den Positionen und den Geschwindigkeiten sind in Tabelle 11 die Virialmassen und die volumengemittelten Dichten, die sich aus den Halbwertsbreiten in den Geschwindigkeiten ableiten lassen, aufgeführt. Entsprechend dem Theorem

$$\frac{GM_{\text{vir}}}{R} \sqrt{\frac{\ln 2}{2\pi}} = \frac{3\Delta v^2}{8\ln 2}, \quad (6)$$

wie es bei Stutzki & Güsten (1990) benutzt worden ist, erfolgte die Bestimmung der Virialmassen  $M_{\text{vir}}$  für eine gaußförmige Dichteverteilung innerhalb der Klumpen. Dabei ist  $G$  die Gravitationskonstante,  $\Delta v$  die Halbwertsbreite der Klumpen in der Geschwindigkeitsdimension und  $R$  ist die Hälfte der mittleren Halbwertsbreite der Klumpenausdehnung im Ortsraum. Für CH<sub>3</sub>CN wurde die  $K = 2$  –Linie verwendet, um die Linienhalbwertsbreite zu bestimmen, da diese Linie von den deutlich im Spektrum trennbaren Linien die kleinste Hyperfeinstrukturaufspaltung besitzt.

Im Prinzip lassen sich nahezu alle Wolkenklumpen, die Migenes & Mitarb. (1989) in  $\text{NH}_3$  (3,2) mit dem VLA (Auflösung  $1.24'' \times 1.2''$ ) gefunden haben, auch in den hier analysierten  $\text{C}^{34}\text{S}$ - und  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Daten wieder finden. So können folgende Zuordnungen getroffen werden:

Klumpen bei Migenes & Mitarb. (1989)	korrespondierende Struktur in $\text{CH}_3\text{CN}$ & $\text{C}^{34}\text{S}$	Klumpen bei Migenes & Mitarb. (1989)	korrespondierende Struktur in $\text{CH}_3\text{CN}$ & $\text{C}^{34}\text{S}$
1 & 2	E	7	D
3 & 4	F	8	B
5a & 5b	J	9	A' <sup>1*</sup>
6	A	10	C

<sup>1\*</sup> A' entspricht einer Verlängerung von A in der Geschwindigkeitsdimension

Außerdem läßt sich feststellen, daß die  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Klumpen mit recht großen Halbwertsbreiten in der Geschwindigkeitsdimension angepaßt wurden, so daß auch große Virialmassen für die einzeln Klumpen folgen. In  $\text{C}^{34}\text{S}$  spalten diese  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Klumpen teilweise in mehrere, einzelne Klumpen mit Halbwertsbreiten um  $\Delta v = 1 \text{ km s}^{-1}$  auf, die nahezu alle die gleichen Positionen im Ortsraum besitzen. Diese Tendenz ist auf Grund der  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Spektren auch nicht verwunderlich. Andererseits kann der Effekt, daß ein Wolkenklumpen gerade wegen seines starken Geschwindigkeitsgradienten in mehrere Einzelklumpen zerlegt wird, ebenfalls in den hier gezeigten  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Daten (wie möglicherweise auch in den  $\text{NH}_3$ -Messungen bei Migenes & Mitarb. 1989) gefunden werden. In Tabelle 11 sind somit die  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Klumpen aufgeführt, die am ehesten in Position und der zentralen  $l_{sr}$ -Geschwindigkeit mit den  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Klumpen übereinstimmen. Auf Grund der schmalen Linienbreiten in  $\text{C}^{34}\text{S}$ , aber auch den etwas kleineren Klumpengrößen, lassen sich für diese Linie kleinere Virialmassen ableiten. Dennoch sind die tabellierten Virialmassen größer als die Werte, die in der Literatur für vergleichbare Klumpenstrukturen angegeben wurden. So fanden unter anderem Migenes & Mitarb. (1989) Linienbreiten von nur 3.9 bis  $\leq 1.3 \text{ km s}^{-1}$  in ihren  $\text{NH}_3$ -Messungen (die zwar vergleichbar mit den  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Messungen sind), aber auch etwas kleinere Klumpengrößen im Ortsraum. Da aber in den hier gezeigten  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Messungen auch das ausgedehntere Gas mitregistriert wurde, sind die größeren Masseabschätzungen nicht vollkommen unrealistisch<sup>6</sup>. Entsprechend verhält es sich auch mit den Werten für die volumengemittelten Dichten, die aus den Massen in den gefundenen Klumpenstrukturen resultieren. Andererseits fordert die Kartierung von HDO bei Blake & Mitarb. (1996) größere Dichten bis zu der Größenordnung von  $n = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , um eine Thermalisierung von HDO zu erreichen.

Die Virialmassenabschätzungen und die damit verbundenen volumengemittelten Dichten sind jedoch mit Vorsicht zu interpretieren, da die Voraussetzungen des Virialgleichgewichts in diesem Gebiet mit starker Wechselwirkung der Zentralquelle(n) mit ihrer Gasumgebung (siehe Einleitung) mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht gegeben sind. Die Linienbreiten werden hier nicht allein durch das Gleichgewicht zwischen kinetischer und Gravitationsenergie bestimmt. So überschätzen die in Tabelle 11 angegebenen Massen- und Dichtewerte die tatsächlichen Größen und können nur als grobe Näherungen verstanden werden.

### 3.4.4 Temperatur, Dichte und Säulendichten

#### 3.4.4.1 Temperaturbestimmung mit Hilfe von $\text{CH}_3\text{CN}$

Auf Grund der quantenmechanischen Eigenschaften ist das  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Molekül zur Bestimmung der kinetischen Temperatur geeignet. Da die Anregungsenergien der  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Übergänge über einen großen Bereich verteilt sind und die Linien im Frequenzbereich dicht beisammen liegen, ist dieses Molekül ein

<sup>6</sup>Auf Grund der relativ "glatten" Gaußprofile sowie der großen optischen Tiefe der  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Linien ist es unwahrscheinlich, daß diese Linien bei noch besserer spektraler Auflösung in vergleichbare separate Linienkomponenten mit Halbwertsbreiten um  $\Delta v = 1 \text{ km s}^{-1}$  aufspalten.

äußerst “praktisches”<sup>7</sup> und sehr empfindliches “Meßinstrument,” um die Temperatur des Wolkengases zu bestimmen (siehe u.a. Andersson & Mitarb. 1984, Loren & Mundy 1984, Sutton & Mitarb. 1986, Blake & Mitarb. 1987). Außerdem besitzt CH<sub>3</sub>CN ein großes Dipolmoment von 3.91 Debye, so daß es zusätzlich gut geeignet ist, Dichten von  $n > 10^5 \text{ cm}^{-3}$  nachzuweisen (Wilner & Mitarb. 1994). Die Spektroskopie dieses Moleküles wurde ausführlich von Boucher & Mitarb. (1980) beschrieben.

(a) *Temperaturbestimmung für einzelne Wolkenklumpen*

In den letzten Jahren gab es eine Reihe von Temperaturbestimmungen in dem Gebiet von OMC 1. Eine Übersicht ist bei Genzel & Stutzki (1989) zu finden. Das CH<sub>3</sub>CN–Molekül wurde bereits von Sutton & Mitarb. (1986, 1995), Blake & Mitarb. (1987), Habing & Mitarb. (1991) und Wilner & Mitarb. (1995) für Temperaturabschätzungen genutzt. Dabei unterscheiden die meisten dieser Arbeiten – wie bereits in der Einleitung erwähnt – nur zwischen den Gebieten *hot core*, *compact ridge*, *extended ridge* und *plateau* und nicht zwischen individuellen Wolkenklumpen, da diese Temperaturabschätzungen auf Messungen mit Teleskopkeulen  $\geq 3''$  basieren. So wurden z.B. auf Grund solcher Beobachtungen, die auch höhere CH<sub>3</sub>CN–Übergänge  $J \geq 12$  einschließen, Temperaturen zwischen 240 bis 275 K für *hot core* gefunden (z.B. Blake & Mitarb. 1987, Sutton & Mitarb. 1995). Die umfangreichen Untersuchungen der Anregung zahlreicher anderer Moleküle bei Blake & Mitarb. (1987) und Sutton & Mitarb. (1995) ergeben vergleichbare Temperaturen ( $T_{\text{kin}} = 120 - 300 \text{ K}$ ) für *hot core*. Für das *compact-ridge*–Gebiet werden Temperaturen zwischen  $T = 90 - 140 \text{ K}$  angegeben.

Tabelle 12: Linienstrahlungstemperaturen der entfalteten Klumpen für unterschiedliche  $K$ –Linien

Übergang	Klumpen A			Klumpen B			Klumpen C		
	$v_{\text{lsr}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta v$ [km s <sup>-1</sup> ]	$T_{\text{b}}$ [K]	$v_{\text{lsr}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta v$ [km s <sup>-1</sup> ]	$T_{\text{b}}$ [K]	$v_{\text{lsr}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta v$ [km s <sup>-1</sup> ]	$T_{\text{b}}$ [K]
$J = 5 \rightarrow 4$									
$K = 0$	-44.0	12.3	140.46	-42.6	10.3	131.64			
$K = 1$							-36.2	8.1	120.32
$K = 2$	-22.4	6.3	139.87	-20.9	5.2	111.13	-18.0	6.7	116.42
$K = 3$	5.8	8.6	129.25	8.1	5.8	93.59	11.7	6.3	111.47
$K = 4$	46.2	8.3	83.07	47.1	8.3	40.06	51.2	5.6	111.03

Obwohl die hier dargestellten CH<sub>3</sub>CN–Messungen verschiedene Einzelklumpen in dem Zentralgebiet von Orion–KL räumlich auflösen, so sind doch im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich nur untere Temperaturabschätzungen für verschiedene Wolkenklumpen möglich, da der  $J = 5 \rightarrow 4$  –Übergang relativ niedrige Anregungsenergien besitzt. Die  $K = 4$  –Linie ist die Feinstrukturkomponente mit der höchsten Anregungsenergie. Sie liegt aber nur 123 K über dem Grundniveau (siehe Anhang B, Tabelle 14). Demzufolge sind Temperaturabschätzungen für  $T_{\text{kin}} \geq 100 \text{ K}$  nur mit großen Ungenauigkeiten möglich.

Für die Klumpen, die mit Hilfe der Gaußklumpen–Analyse extrahiert wurden und deren Ausdehnung hinreichend groß war, um vom *clean beam* “entfaltet” zu werden, erfolgte die Berechnung der Linienstrahlungstemperatur  $T_{\text{B}}$ . Im Anhang D.1 befindet sich die vollständige Liste (Tab. 15) aller CH<sub>3</sub>CN–Klumpen mit den entsprechenden Linienstrahlungstemperaturen. Die gefundenen Klumpen sind dabei so geordnet, daß jeweils für einen Wolkenklumpen alle angepaßten Gaußprofile der verschiedenen Linienübergänge in einer Gruppe zusammengefaßt sind. Dabei entsprechen Wolkenklumpen in dem Geschwindigkeitsintervall  $-51.6 \text{ km s}^{-1} \leq v_{\text{lsr}} \leq -30.3 \text{ km s}^{-1}$  der  $K = 0$  & 1 –Linie,  $-29.2 \text{ km s}^{-1} \leq v_{\text{lsr}} \leq -9.9 \text{ km s}^{-1}$  der  $K = 2$  –Linie,  $-8.9 \text{ km s}^{-1} \leq v_{\text{lsr}} \leq +17.6 \text{ km s}^{-1}$  der  $K = 3$  –Linie und  $+35 \text{ km s}^{-1} \leq v_{\text{lsr}} \leq +57 \text{ km s}^{-1}$  der  $K = 4$  –Linie. Auf Grund dieser Zusammenstellung ist es leicht ersichtlich, daß nur drei Klumpen in hinreichend vielen  $K$ –Linien gefunden wurden, um

<sup>7</sup>Die relativen Linienintensitätsverhältnisse der  $K$ –Linien sind unabhängig von der exakten Kalibration und der Hauptkeulen-anpassung, da mehrere Übergänge gleichzeitig in einem Frequenzband gemessen werden können.

mittels Strahlungstransportrechnungen die kinetische Temperatur eingrenzen zu können. Die Linienstrahlungstemperaturen für diese 3 Klumpen, A (I – IRc2-A), B (westlich von I) und C (IRc6), sind in Tab. 12 zusammengefaßt. Bereits aus dieser Tabelle geht hervor, daß die Übergänge gesättigt sind, da die Linienintensitäten nahezu gleich sind.

Für die Berechnung der kinetischen Temperatur, aber auch der Dichte und Säulendichte, wurde ein Strahlungstransportprogramm von M. Walmsley (Güsten, 1995) sowie das Strahlungstransportprogramm der Leidener Gruppe (Jansen & Mitarb. 1994, van Dishoeck, 1996, siehe auch Kapitel 2.3.5) genutzt. Mit Hilfe beider Programme wurde versucht, die Strahlungstemperaturen  $T_B$  der  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Feinstrukturlinien für die drei Klumpen in Tab. 12 anzupassen. Die Rechnungen zeigen, daß für Dichten  $n \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$  die optischen Tiefen  $\tau \gg 1$  werden. Für die Annahme einer viel zu niedrigen Dichte von  $n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$  (im Vergleich zu bekannten Dichtewerten aus der Literatur sowie im Vergleich zu den volumengemittelten Dichten in Tab. 11 und 13) kann mit Hilfe des Strahlungstransportprogramms von M. Walmsley für den Klumpen A (I – IRc2-A) eine kinetische Temperatur von  $T_{\text{kin}} \approx 175 \text{ K}$ , für den Klumpen B (westlich von I) von  $T_{\text{kin}} \approx 95 \text{ K}$  und für den Klumpen C (IRc6) von  $T_{\text{kin}} \approx 112 \text{ K}$  ermittelt werden. Es muß aber angenommen werden, daß diese Werte die tatsächlichen zentralen Temperaturen der Wolkenklumpen beträchtlich unterschätzen, da die  $K$ -Linien nicht mehr optisch dünn sind. Die optischen Tiefen liegen für  $n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$  bei  $\tau \sim 6$  für die  $K$ -Linien  $\leq 2$  und bei  $\tau \sim 1.5$  für  $K = 3$  und 4. Damit ist eine der Voraussetzungen nicht mehr erfüllt, die kinetische Temperatur mit Hilfe eines Rotationsdiagramms bestimmen zu können. Entsprechende Versuche wurden dennoch mit Hilfe des *JPL spectral line catalogs* (Poynter & Pickett 1984, Groesbeck 1994) unternommen (siehe auch Kapitel 2.3.5.1). Da außerdem für die drei Klumpen nur je 4 Linien zur Verfügung stehen und die optischen Tiefen viel zu groß sind, ergeben die Rechnungen jedoch keine relevanten Temperaturabschätzungen, sondern im allgemeinen negative Rotationstemperaturen. Abschätzungen der  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Säulendichten sind somit ebenfalls nicht möglich.

(b) *Untersuchung der Temperaturverteilung mit Hilfe des  $K=4/K=2$  -Linienverhältnisses*

Da die Dipolauswahlregeln Strahlungsübergänge zwischen den verschiedenen  $K$ -Leitern verbieten, ist die Besetzungsverteilung über  $K$  für einen gegebenen Gesamtdrehimpuls  $J$  nur durch Stöße bestimmt. Somit können empfindliche Temperaturmessungen durchgeführt werden, wenn die zu betrachtenden Energieniveaus auch hinreichend durch Stöße besetzt (thermalisiert) sind. Im optisch dünnen Fall sind die Verhältnisse der  $K$ -Linienintensitäten für einen festen Übergang  $J+1 \rightarrow J$  ein Maß für die Temperatur. Das Auftragen des Verhältnisses zweier  $K$ -Linien über der Himmelsebene sollte dann den Temperaturverlauf innerhalb des Gebiets von Orion-KL wiedergeben.

Auf Grund der Orientierung aller Spins im Molekül wird  $\text{CH}_3\text{CN}$  in zwei Spezies mit unterschiedlichen symmetrischen Zuständen A und E – analog zu dem *ortho*- und *para*-Zustand von molekularem Wasserstoff – unterteilt. Zustände, bei denen  $K$  ein Vielfaches von 3 ist, werden mit A bezeichnet, während die anderen E zugeordnet werden. So gehören für  $J = 5 \rightarrow 4$  die  $K$ -Linien = 0 und 3 zu  $\text{CH}_3\text{CN}$ -A und die  $K = 1, 2$  und 4 -Linien zu  $\text{CH}_3\text{CN}$ -E (Sutton & Mitarb. 1986). An Hand der Trennbarkeit der Linien in den gemessenen Spektren in Abb. 35 ergeben sich somit  $K = 2$  und 4 als geeignetes Linienpaar zur Verhältnisbildung. Da andererseits aber die Information der  $K = 4$  -Linie durch die Hyperfeinstrukturaufspaltung über ca. 4.5 Kanäle verschmiert ist, wurde ein Programm von H. Wiesemeyer (1996) zur Entfaltung der Hyperfeinstruktur angewendet. Um die intrinsische Geschwindigkeitsinformation zu erhalten, wurden die  $K = 4$  und 2 -Linien kanalweise im Frequenzabstand der gewichteten Feinstrukturlinien dividiert, wenn beide Liniensignale die  $3\sigma$ -Rauschschwelle von  $S_\nu = 0.15 \text{ Jy/Keulengröße}$  überschritten. Das Ergebnis ist in Abb. 42 dargestellt. Dabei geben dunkle Grautöne ein kleines  $\frac{K=4}{K=2}$ -Linienverhältnis an (“kühleres” Gas), während ein helles Grau auf ein großes Verhältnis hindeutet (“wärmeres” Gas, Interpretation: siehe Text unten). Dem Graustufenbild sind als Konturlinien die Kanalkarten der  $K = 3$  -Linie aus Abb. 32 überlagert, um eine bessere Zuordnung zwischen dem Graustufenverlauf und den Wolkenklumpen zu ermöglichen. Die Zahl der gezeigten Kanäle wird

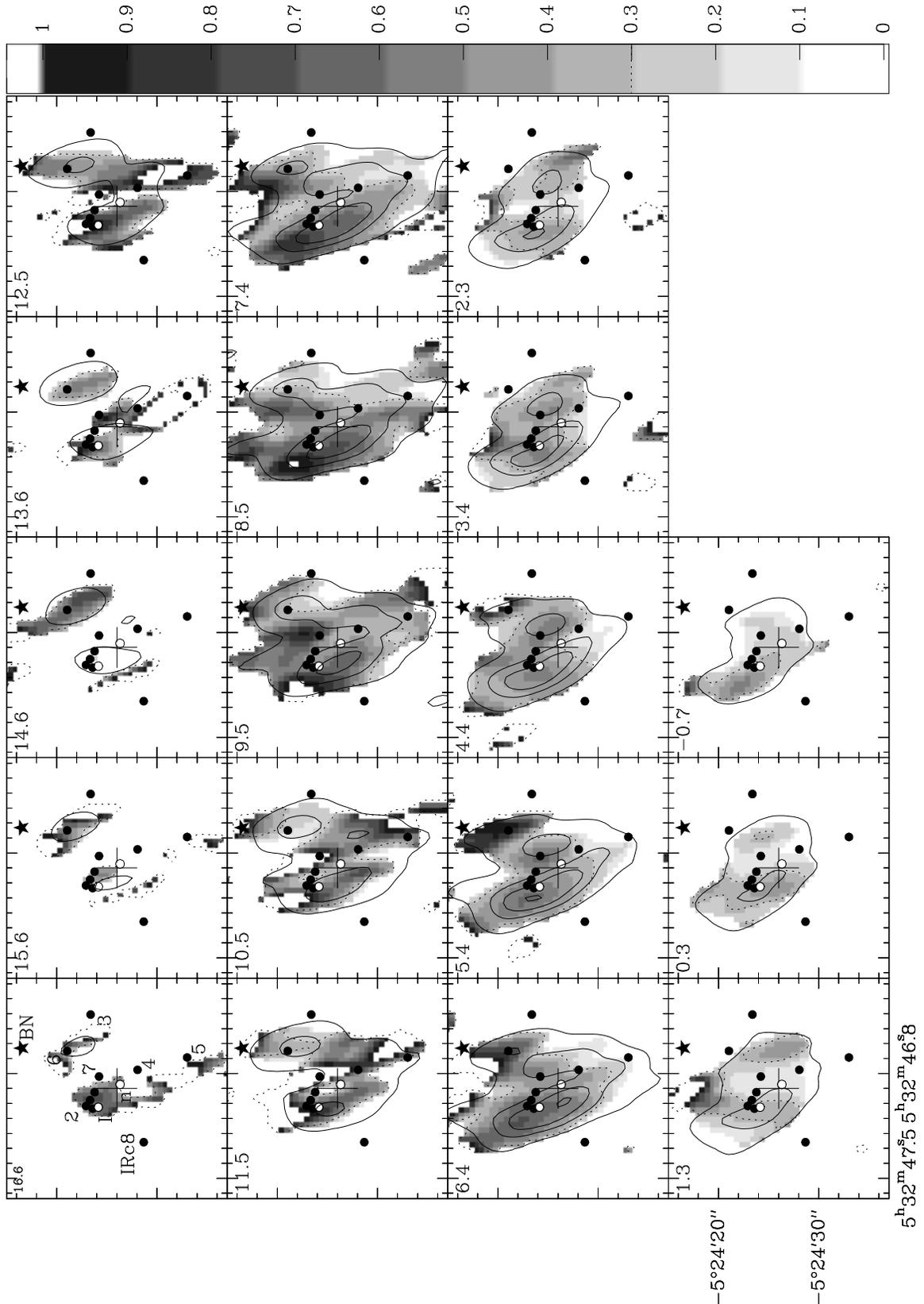


Abbildung 42: Das Verhältnis der Linienintensitäten von  $K=4$  zu  $K=2$  ist kanalweise als Graustufenbild dargestellt. Dabei geben helle Grautöne ein großes Linienverhältnis an, während ein dunkles Grau auf ein kleines Verhältnis hindeutet. In allen Kanälen kennzeichnet die gestrichelte Konturlinie ein Linienverhältnis von 0.3. Dem Graustufenbild sind als volle Konturlinien die Kanalkarten der  $K=3$ -Linie aus Abb. 32 überlagert. Zusätzlich sind die Positionen der Radiokontinuums- und Infrarotquellen sowie des BN-Objekts analog der Abb. 38 eingezeichnet. Rechts befindet sich die Zuordnung der Linienverhältnisse zur Grauskala.

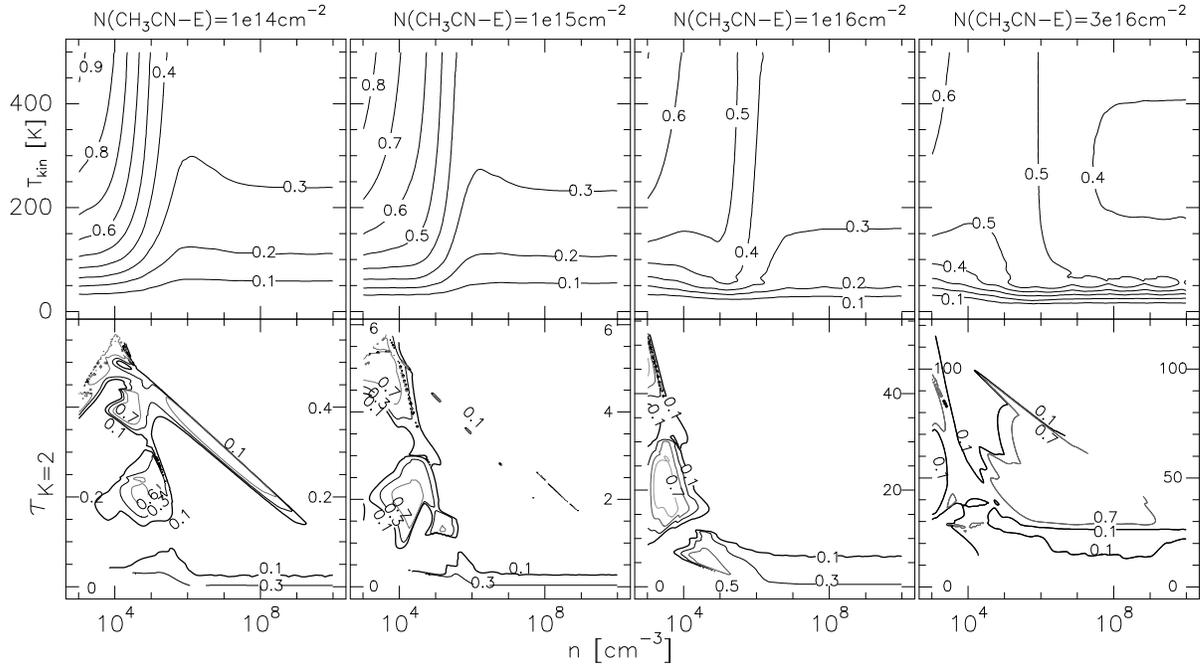


Abbildung 43: Oben: Variation des Linienintensitätsverhältnisses von  $\text{CH}_3\text{CN } K=4/K=2$  mit der kinetischen Temperatur und der Dichte für vier verschiedene Säulendichten  $N(\text{CH}_3\text{CN-E})$  sowie für eine Linienbreite von  $\Delta v = 6.3 \text{ km s}^{-1}$ . Unten: Für die obigen Linienverhältnisse wurde die optische Tiefe der  $\text{CH}_3\text{CN } J = 5 \rightarrow 4, K = 2$  -Linie über der Dichte für die vier Säulendichten dargestellt.

für  $v_{\text{lsr}} > 16.6 \text{ km s}^{-1}$  durch die  $3\sigma$ -Rauschschwelle begrenzt, sowie für  $v_{\text{lsr}} < -0.7 \text{ km s}^{-1}$  durch die beginnenden Linienflügel der  $K = 3$  -Linie.

Das Ergebnis in Abb. 42 ist aber mit Vorsicht hinsichtlich eines "Temperaturverlaufes" zu interpretieren, da in den Klumpenzentren die optische Tiefe mit Sicherheit zu groß ist, um hier Temperatureffekte zu sehen. Dennoch wird deutlich, daß das Intensitätsverhältnis  $K=4/K=2$  erheblich in den gezeigten Kanalkarten variiert. Um ein besseres Verständnis für die Verhältnisse zu bekommen, wurden mit dem Leidener Strahlungstransportprogramm die Linienverhältnisse für verschiedene Säulendichten von  $\text{CH}_3\text{CN-E}$  in Abhängigkeit von der kinetischen Temperatur und der Dichte für eine Linienbreite von  $\Delta v = 6.3 \text{ km s}^{-1}$  berechnet. Obwohl die verwendete Linienbreite dem Gaußklumpen A entlehnt ist, besitzen die anderen Gaußklumpen vergleichbare  $\Delta v$ -Werte, so daß grundsätzliche Aussagen über die Linienverhältnisse für alle Kartenpositionen möglich sein sollten.

Da sich aus den hier diskutierten Messungen keine  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Säulendichten ableiten lassen, soll mit Hilfe von Abschätzungen aus der Literatur eine Eingrenzung der Größenordnungen der zu erwartenden Säulendichten im Gebiet von Orion-KL vorgenommen werden, um die Linienverhältnisse in Abb. 42 interpretieren zu können. Die folgende Übersicht zeigt Ergebnisse von  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Säulendichten, Dichten und Temperaturen verschiedener Autoren für wesentliche Wolkengebiete in OMC 1:

Autoren	$N(\text{CH}_3\text{CN})[\text{cm}^{-2}]$	$n[\text{cm}^{-3}]$	$T_{\text{kin}}[\text{K}]$	Teleskopkeulengröße
<i>hot core :</i>				
Loren & Mundy 1984	—	$1-3 \cdot 10^6$	$275^{*1}$	$1.1'-2.7'$
Anderson & Mitarb. 1985	—	$\sim 10^{4.8}$	120	$52'' \ 35''$
Sutton & Mitarb. 1986	$N_A = 1.4 \cdot 10^{14}$ $N_E = 2 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^6$ $2 \cdot 10^6$	275 275	$10''$ $10''$
Habing & Macdonald 1991	—	—	$250^{*1}$	$15''$
Blake & Mitarb. 1987	$6.5 \cdot 10^{14}$	—	274	$10''$
Sutton & Mitarb. 1995	$\leq 3.1 \cdot 10^{15} ?$	—	(80)	$13.7''$
Wright & Mitarb. (1996)	$1.47 \cdot 10^{16}$	—	200	$3.1 \times 3.9''$

Autoren	$N(\text{CH}_3\text{CN})[\text{cm}^{-2}]$	$n[\text{cm}^{-3}]$	$T_{\text{kin}}[\text{K}]$	Teleskopkeulengröße
<i>compact ridge :</i>				
Anderson & Mitarb. 1985	—	$\sim 10^{5.2}$	$>115$	52', 35''
Loren & Mundy 1984	—	1–3 $10^6$	95 <sup>*2</sup>	1.1'–2.7'
Blake & Mitarb. 1987	9.6 $10^{13}$	—	101	10''
Habing & Macdonald 1991	—	—	150 <sup>*2</sup>	15''
Sutton & Mitarb. 1995	$\leq 3.8 \cdot 10^{15}$ ?	—	(80)	13.7''
Wright & Mitarb. (1996)	2.4 $10^{15}$	—	100	3.1 × 3.9''
<i>western clump :</i>				
Sutton & Mitarb. 1995	$\leq 1.5 \cdot 10^{15}$	—	(80)	13.7''
Wright & Mitarb. (1996)	3.6 $10^{15}$	—	100	3.1 × 3.9''
<sup>*1</sup> breite Linienkomponente		<sup>*2</sup> schmale Linienkomponente		

Da die verschiedenen Angaben der  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Säulendichten in der Literatur um mindestens zwei Größenordnungen für die Gebiete differieren, zeigt Abb. 43 die  $\frac{K=4}{K=2}$ -Linienverhältnisse in Abhängigkeit von  $T$  und  $n$  für die Säulendichten  $N(\text{CH}_3\text{CN-E}) = 1 \cdot 10^{14}$ ,  $1 \cdot 10^{15}$ ,  $1 \cdot 10^{16}$  und  $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  im oberen Teil. Daraus wird deutlich, daß unabhängig von der gewählten Säulendichte für die Linienverhältnisse  $\leq 0.3$  nahezu eine reine Temperaturabhängigkeit besteht. Dagegen geben Linienverhältnisse  $\geq 0.4$  eher Dichten bis  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  an, die mit einer bedeutend unsicheren Temperaturabschätzung verbunden sind. Für Dichten  $n \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$  wäre eine subthermische Anregung möglich. Da aber das ortho/para-Verhältnis nahe 1 ist, liefert eine solche Anregung keinen wesentlichen Strahlungsanteil für die Klumpenzentren. Im unteren Teil der Abb. 43 sind die optischen Tiefen für die  $K = 2$ -Linie dargestellt. Für Säulendichten  $N(\text{CH}_3\text{CN-E}) \leq 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  ist die gesamte  $\text{CH}_3\text{CN } K = 2$ -Emission optisch dünn. Während bei Säulendichten bis  $N(\text{CH}_3\text{CN-E}) = 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  nur noch die Linienverhältnisse  $\leq 0.3$  optisch dünn sind, sind alle  $\text{CH}_3\text{CN } J = 5 \rightarrow 4$ -Linien für  $N(\text{CH}_3\text{CN-E}) \geq 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  optisch dick.

Da aber auf Grund der Anregung anderer Moleküle in den Wolkenzentren Dichten  $n > 10^6 \text{ cm}^{-3}$  vermutet werden (Blake & Mitarb. 1996) und die  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Säulendichteabschätzungen aus der Literatur auf Werte  $\geq 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  für räumliche Skalen  $< 5''$  hindeuten sowie die Abb. 42 nur Linienverhältnisse  $> 0.3$  in den Klumpenzentren zeigt, kann geschlußfolgert werden, daß nur Gas der äußeren Wolkenchalen gesehen wird. Die optischen Tiefen der  $K$ -Linien sind viel zu hoch, um Temperaturentscheidungen über das Innere der Wolken erhalten zu können. Eine subthermische Anregung ist an diesen Orten auszuschließen. Dennoch lassen sich aus Abb. 42 einige Vermutungen aus dem Verlauf der Linienverhältnisse anstellen:

- (i) Beim Verfolgen des Wolkenklumpens C (IRC6) über die Kanäle des  $lsr$ -Geschwindigkeitsbereiches  $5\text{--}15 \text{ km s}^{-1}$  fällt auf, daß das Linienverhältnis bei  $v_{\text{lsr}} = 5.4 \text{ km s}^{-1}$  nahe 1 ist, zu größeren Geschwindigkeiten kleiner wird, um anschließend bei  $v_{\text{lsr}} > 14 \text{ km s}^{-1}$  wieder Werte um 1 anzunehmen. Außerdem scheint stets die nördliche Seite dieses Klumpens ein recht großes Linienverhältnis zu besitzen, welches kontinuierlich in südliche Richtung bis unter 0.3 abfällt. Eine mögliche Erklärung wäre hier, daß das BN-Objekt diesen Wolkenklumpen von außen heizt und daß sich ein Temperaturgradient in südliche Richtung ausgebildet hat. Demzufolge würde außen heißes Gas, aber mit kleiner Dichte zu sehen sein. Die vermuteten Säulendichten wären dann in Größenordnung von  $N(\text{CH}_3\text{CN}) = 1 \cdot 10^{14}$  bis  $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  für diese äußeren Wolkenbereiche. Andererseits deutet das Linienverhältnis auf der BN-abgewandten Seite des IRC6-Klumpens auf Temperaturen  $< 50 \text{ K}$  hin.
- (ii) An der Position der Quelle n lassen sich in allen Kanälen stets recht kleine Linienverhältnisse finden. Eine Abschätzung der Säulendichte an dieser Position ist schwierig, da die grundlegende Verbindung zwischen der Quelle n und dem Wolkengas unklar ist. Die räumliche Nähe von n zu *hot core* in der Himmelsebene läßt alle Größenordnungen der  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Säulendichte zu. Prinzipiell zeigen aber die Kanalkarten zwischen dem Wolkenklumpen A und den westlichen Gaskondensa-

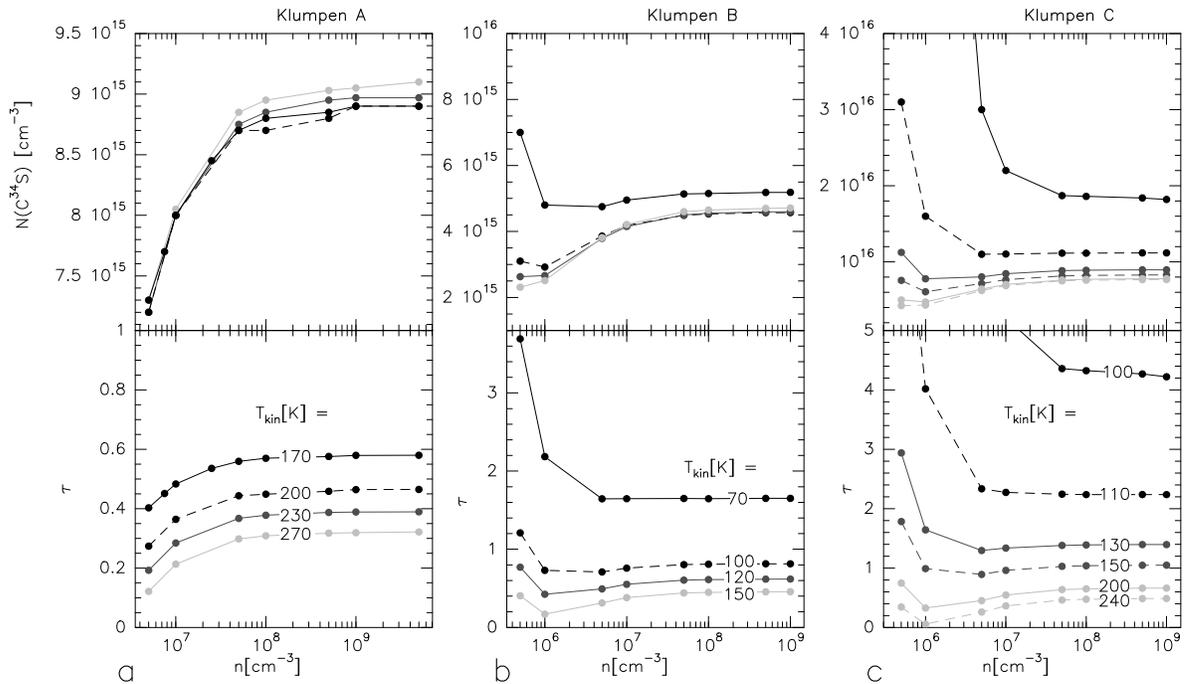


Abbildung 44: Anpassungsergebnisse an die  $C^{34}S$   $J=2\rightarrow 1$ -Linienstrahlungstemperaturen für die drei Klumpen **a** A ( $T_B = 73$  K mit  $\Delta v = 4.0$  km  $s^{-1}$ ), **b** B ( $T_B = 55$  K mit  $\Delta v = 3.25$  km  $s^{-1}$ ) und **c** C ( $T_B = 90$  K mit  $\Delta v = 2.5$  km  $s^{-1}$ ). Oben ist jeweils die Säulendichte  $N(C^{34}S)$  und unten die optische Tiefe  $\tau$  über der Dichte  $n$  dargestellt. Die Anpassungen der Linienstrahlungstemperaturen erfolgte punktweise (•) für verschiedene Wertepaare von  $n$  und  $T$ . Verbundene Wertepaare (mit unterschiedlichen Linientypen) von  $N$  und  $n$  bzw.  $\tau$  und  $n$  kennzeichnen Ergebnisse für gleiche Temperaturen in den Diagrammen.

tionen (B und C) einen “Kanal” mit kleineren Linienverhältnissen, die unabhängig der konkreten Säulendichte auf Temperaturen unter 200 K hinweisen.

- (iii) Für die Wolkenklumpen A und B, aber auch dem Zentrum von C, können weder über die Temperaturen noch über die Dichten Aussagen getroffen werden, da die Linienverhältnisse zwischen 0.3 und 0.7 liegen.

#### 3.4.4.2 Bestimmung der Dichten und $H_2$ -Säulendichten mit Hilfe von $C^{34}S$

Im Kapitel 2 wurde gezeigt, daß CS ausgezeichnet zum Nachweis dichter Gebiete geeignet ist, da dieses Molekül in den verschiedenen Sternentstehungsgebieten ähnliche Häufigkeiten besitzt. Deshalb soll das optisch “dünnere”  $C^{34}S$ -Isotop für eine Abschätzung der  $H_2$ -Säulendichten sowie zur Bestimmung der Dichten für ausgewählte Gasklumpen dienen.

Für eine entsprechende Untersuchung ist das Leidener Strahlungstransportprogramm genutzt worden, um die Linienstrahlungstemperaturen der entfalteten  $C^{34}S$ -Gaußklumpen anzupassen. Entsprechend der verschiedenen Versuche, die Flußverteilungen in  $C^{34}S$  mit Gaußprofilen zu rekonstruieren, wurden mittlere Werte für die Linienstrahlungstemperaturen und die Linienhalbwertsbreiten der entfalteten Klumpen für die Anregungsrechnungen verwendet (Anhang D.2, Tabelle 16).

Abb. 44 zeigt die Ergebnisse für die Klumpen A, B und C. Dabei wurde für den Klumpen A eine Strahlungstemperatur von  $T_B^{C^{34}S} = 73$  K mit einer Linienbreite von  $\Delta v = 4.0$  km  $s^{-1}$  angepaßt, für den Klumpen B ein  $T_B^{C^{34}S} = 55$  K mit  $\Delta v = 3.25$  km  $s^{-1}$  und für den Klumpen C ein  $T_B^{C^{34}S} = 90$  K mit  $\Delta v = 2.5$  km  $s^{-1}$ . Diese Strahlungstemperaturwerte wurden jeweils mit Hilfe der Veränderung der  $C^{34}S$ -Säulendichte für verschiedene Wertepaare von Temperatur und Dichte punktweise angepaßt. So zeigen die Abb. 44a, b und c jeweils im oberen Bildteil die Säulendichten für verschiedene Dichte-

und Temperaturwerte sowie im unteren Teil die dazugehörenden optischen Tiefen. Die benutzten Wertepaare von  $T$  und  $n$  begründen sich jeweils aus den “bekannteren” Abschätzungen für die verschiedenen Wolkenbereiche anhand früherer Untersuchungen in der Literatur (siehe Übersicht bei Genzel & Stutzki 1989).

Für die Klumpen A (*hot core*) und B (*compact ridge*) lassen sich die Säulendichten relativ unabhängig von der kinetischen Temperatur in einem recht kleinen Fehlerbereich auffinden, wobei der konkrete Wert stärker von der Dichte abhängt. So kann für den Klumpen A eine Säulendichte von  $N(\text{C}^{34}\text{S}) = 8.5\text{--}9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  für Dichten  $n > 5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$  innerhalb der untersuchten Temperaturspanne von  $T_{\text{kin}} = 170\text{--}270 \text{ K}$  gefunden werden. Die optischen Tiefen der angepaßten Linienemission sind dabei mit  $\tau = 0.2\text{--}0.5$  an der Grenze zwischen optisch dick und dünn. Wenn für den Klumpen B eine Dichte von  $n \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$  angenommen wird, dann ergibt sich für diesen Klumpen für einen Temperaturbereich von  $T_{\text{kin}} = 70\text{--}150 \text{ K}$  eine Säulendichte von  $N(\text{C}^{34}\text{S}) = 3\text{--}5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Die Strahlungstransportrechnungen liefern aber hier größere optische Tiefen mit  $\tau \geq 0.5$  für  $T \leq 150 \text{ K}$  als für den Klumpen A.

Während für die Klumpen A und B bekannte Abschätzungen der Dichte und der Temperatur aus der Literatur (entsprechend für das *hot-core*- und das *compact-ridge*-Gebiet) hilfreich für die Eingrenzung des Parameterraumes sind, gibt es für den Klumpen C (IRc6) kaum Abschätzungen. Sutton & Mitarb. (1995) führten Linienuntersuchungen des “nordwestlichen Plateaus” durch und fanden für unterschiedliche Moleküllinien eine Rotationstemperatur zwischen  $T_{\text{rot}} = 50$  und  $130 \text{ K}$ . Die in dieser Arbeit beschriebenen  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Messungen liefern das größte  $\frac{K=4}{K=2}$ -Linienverhältnis der drei näher untersuchten Klumpen (Tab. 12) für den Klumpen C, welches — wenn eine  $\text{CH}_3\text{CN}$ -E-Säulendichte zwischen  $1 \cdot 10^{13}$  und  $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  angenommen wird — auf “kleinere” Dichten und “höhere” Temperaturen hindeutet. Andererseits sind die optischen Tiefen dieser Linien so groß, daß in  $\text{CH}_3\text{CN}$  nur die äußere warme Hülle dieses Klumpens gesehen wird. Wie “optisch tief” wir tatsächlich mit  $\text{C}^{34}\text{S } J=2\rightarrow 1$  in diesen Klumpen hinein blicken können, ist mit nur einem gemessenen Übergang dieses Moleküles nicht bestimmbar. Somit wurde versucht, einen großen Temperatur- und Dichtebereich mit Anregungsrechnungen abzudecken. Als Ergebnis kann in Abb. 44c festgestellt werden, daß sich für  $T < 100 \text{ K}$  und  $n < 10^7 \text{ cm}^{-3}$  keine Lösungen finden lassen. Für  $T = 100\text{--}200 \text{ K}$  ist die Linienemission optisch dick. Optisch dünn wird die  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Linie erst für Temperaturen  $\geq 240 \text{ K}$  mit  $n = 5 \cdot 10^5\text{--}10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Diese Ergebnisse deuten auf einen kleinen, dichten und warmen Wolkenklumpen westlich von I hin. Für den Klumpen C liegen dann die Säulendichten in einem Bereich zwischen  $N(\text{CH}_3\text{CN}) = 5 \cdot 10^{15}$  und  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  für Dichten von  $n > 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

Auf Grund der Ergebnisse für diese drei Klumpen läßt sich für die weiteren entfalteten Wolkenklumpen abschätzen, daß die  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Linienemission für Klumpen mit Linienbreiten um  $1 \text{ km s}^{-1}$  und  $T_{\text{B}} > 20 \text{ K}$  für  $T_{\text{kin}} \leq 150 \text{ K}$  optisch dick sein muß.

Mit Hilfe der CS-Häufigkeiten, die aus den Virialmassen in Abschnitt 3.4.3 ermittelt wurden sowie die bei Sutton & Mitarb. (1995) für verschiedene Wolkenbereiche zu finden sind, können die  $\text{H}_2$ -Säulendichten bestimmt werden. Mit der Annahme, daß die  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Säulendichten noch hinreichend optisch dünn sind und der Verwendung eines Standardisotopenverhältnis von  $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = 22.5$  lassen sich folgende Werte für die  $\text{H}_2$ -Säulendichten ermitteln:

Wolkenklumpen	$N(\text{C}^{34}\text{S}) [\text{cm}^{-2}]$	$X(\text{CS})$ aus $M_{\text{vir,CS}}$	$X(\text{CS})$ von Sutton & Mitarb. (1995)	für das Gebiet	$N(\text{H}_2) [\text{cm}^{-2}]$
A	$8.7 \cdot 10^{15}$	$2.17 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-9}$	<i>hot core</i>	$3.3^{(+16.3)}_{(-1.3)} \cdot 10^{25}$
B	$4 \cdot 10^{15}$	$3.16 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-8}$	<i>compact ridge</i>	$9^{(+81)}_{(-0)} \cdot 10^{24}$
C	$5 \cdot 10^{15} \text{ — } 2 \cdot 10^{16}$	$2.76 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-9}$	nordwestliches Plateau	$3.8^{(+7.5)}_{(-2.6)} \cdot 10^{25}$ $\text{— } 1.5^{(+3)}_{(-1.05)} \cdot 10^{26}$

Die Fehlerangaben der  $\text{H}_2$ -Säulendichten beruhen auf der Unsicherheit der CS-Häufigkeiten, wobei ein  $X(\text{CS}) = 1 \cdot 10^{-9}$  bis  $1 \cdot 10^{-8}$  betrachtet wird. Obwohl die Virialmassen mit relativ großen Fehlern behaftet

sind, sind die abgeleiteten CS–Häufigkeiten nahezu identisch und liegen nur leicht über den gefundenen Werten der in Kap. 2 untersuchten Sternentstehungsgebiete. Ein Vergleich der H<sub>2</sub>–Säulendichten mit Werten aus der Literatur soll in Zusammenhang mit den aus der Kontinuumsmission abgeleiteten Größen im Abschnitt 3.4.5 erfolgen.

### 3.4.5 Kinematik

Mit dem im Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Analyseverfahren wurden die 3–dimensionalen Intensitätsverteilungen in CH<sub>3</sub>CN und C<sup>34</sup>S mit Gaußprofilen reproduziert. Da auch Gaußprofile in der Geschwindigkeitsdimension angepaßt wurden, so fand die Prozedur in CH<sub>3</sub>CN wie auch in C<sup>34</sup>S an gleichen Ortspositionen, aber in verschiedenen Geschwindigkeitsbereichen, mehrere Wolkenklumpen. Inwieweit aber systematische Gasbewegungen von dem Anpassungsverfahren in einzelne Klumpen “zerlegt” wurden, soll in den folgenden Abschnitten untersucht werden.

#### 3.4.5.1 Rotation oder Einzelklumpen um hot core ?

Um zu prüfen, ob das Gasgebiet *hot core* — *compact ridge* tatsächlich in mehrere Klumpen aufbricht oder ob eine systematische Gasbewegung vorliegt, wurden Positions–Geschwindigkeits–Karten entlang der großen Halbachse des Klumpens A für CH<sub>3</sub>CN wie auch für C<sup>34</sup>S angefertigt. Die Ergebnisse sind in Abb. 45 dargestellt. Entlang des Schnitts (Positionswinkel 15°), der jeweils in den Kanalkarten Abb. 45b und d dargestellt und 0.3'' (ca. 1 Pixel) von I entfernt ist, wurden pixelweise die Flußintensitäten für alle Kanäle herausgelesen. So werden die Darstellungen der Flußintensitäten in den Abb. 45a und c von den Abstandskordinaten in Bogensekunden von I auf der Ordinate und der Geschwindigkeit (Kanalzahl) in der Abzisse aufgespannt.

Die Positions–Geschwindigkeits–Karten beider Moleküllinien zeigen im Radius von 3–4'' um I ein sehr kohärentes Geschwindigkeitsfeld. Da die C<sup>34</sup>S–Messungen eine viermal bessere Frequenzauflösung und die C<sup>34</sup>S–Linien eine größere optische Tiefe als die CH<sub>3</sub>CN–Daten besitzen, löst die Abb. 45c die unmittelbare Umgebung ( $r \leq 5''$ ) von I bedeutend besser in Ort und Geschwindigkeit auf als Abb. 45a.

Eine systematische Gasbewegung um I läßt sich bereits beim Verfolgen aller Kanalkarten in den Abb. 31 bis 34 finden. Während in den Geschwindigkeitsbereichen  $v_{\text{lsr}} > 5.5 \text{ km s}^{-1}$  das Emissionsmaximum südwestlich von I erscheint, liegt das Maximum bei  $v_{\text{lsr}} < 5.5 \text{ km s}^{-1}$  nordöstlich von I (CH<sub>3</sub>CN:  $0 - 5.5 \text{ km s}^{-1}$ , C<sup>34</sup>S:  $3.3 - 5.5 \text{ km s}^{-1}$ ). Auf Grund dieser Ergebnisse ist eine Rotationsbewegung der Gasmassen um I nicht auszuschließen. Gestützt wird diese Überlegung durch die übereinstimmende Rotationsrichtung des SiO–Maserrings von Barvainis (1984) und Plambeck & Mitarb. (1990).

Um das Geschwindigkeitsfeld in Abb. 45a und c zu modellieren, wurden Rotationskurven einer Keplerbewegung für verschiedene Wolkenmassen und Inklinationwinkel nach einem Modell von Vogel & Mitarb. (1985) berechnet. Dieses Modell nimmt

- (a) einen Gleichgewichtszustand zwischen Gravitation und Rotation,
- (b) eine lineare Wolkenmassenzunahme<sup>8</sup> mit wachsendem äußeren Radius und
- (c) eine starke Massenkondensation (Stern) im Zentrum

an. Danach wird für eine Wolke mit Kugelgestalt<sup>9</sup> die Rotationsgeschwindigkeit  $v(r)$  in Abhängigkeit von der Entfernung  $r$  zu einer Zentralmasse  $M_*$  wie folgt berechnet:

$$v(r) = \sin i \sqrt{\frac{G[M_* + (M_c/R_c)r]}{r}} . \quad (7)$$

Hierbei ist  $M_c$  die Wolkenmasse, die vom Radius  $R_c$  eingeschlossen wird, und  $G$  ist die Gravitationskonstante. Außerdem gibt  $i$  den Inklinationwinkel der Ebene an, in der die Bewegung stattfindet. Auf

<sup>8</sup>Diese Annahme weicht von der bei der Virialmassenabschätzung getroffenen Abschätzung ab, wo eine gaußförmige Massenverteilung innerhalb der Klumpen angenommen wird.

<sup>9</sup>Die Fehler für die Annahme einer Kugelsymmetrie sind klein (siehe Vogel & Mitarb. 1985).

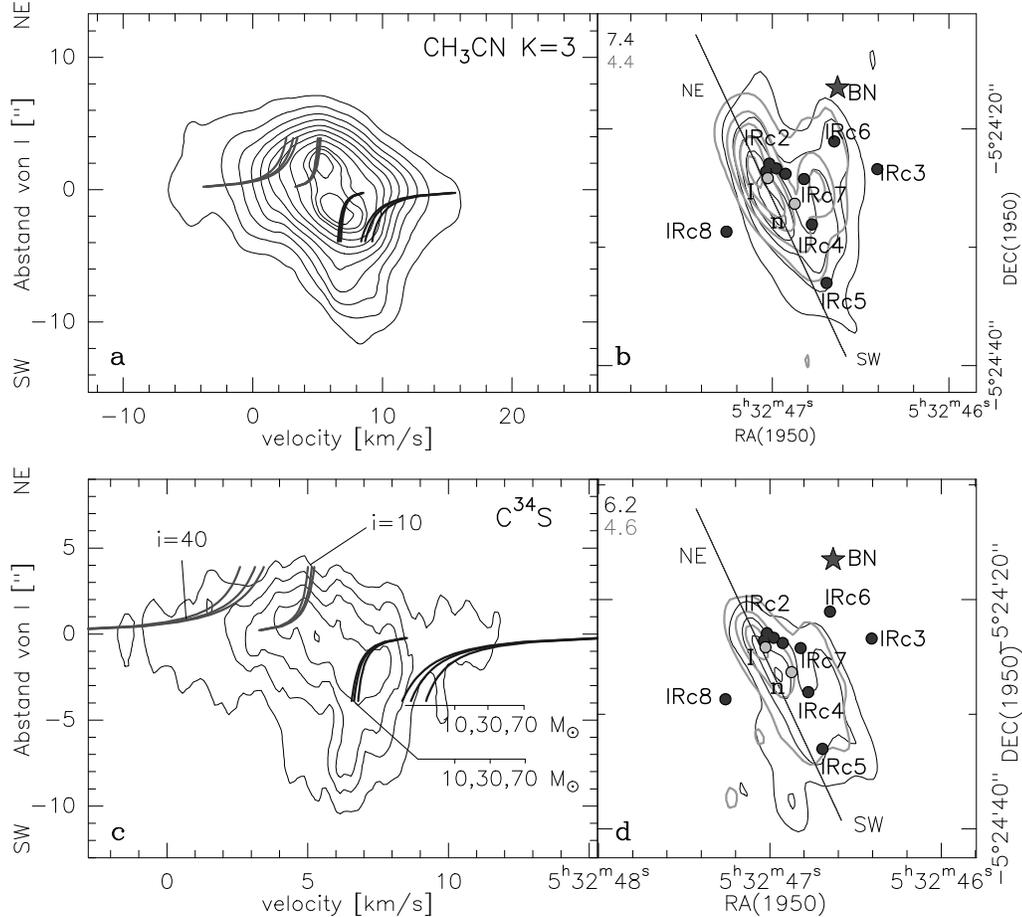


Abbildung 45: **a** Positions-Geschwindigkeits-Karten entlang der großen Halbachse des Klumpens A in  $\text{CH}_3\text{CN } K=3$ . In der dritten Dimension ist die gemessene Linienintensität aufgetragen. Die Konturlinien geben die Intensität von  $0.5$  bis  $4.5 \text{ K km s}^{-1}$  in Schritten von  $0.5 \text{ K km s}^{-1}$  und  $4.7, 4.9$  und  $5.1 \text{ K km s}^{-1}$  an. In der Umgebung von  $\pm 3''$  um die Quelle I zeigt der Klumpen A ein sehr kohärentes Geschwindigkeitsfeld, das mittels Rotationskurven  $v = f(r)$  (dicke Linien) für eine Keplerbewegung von Wolkengas mit Massen von  $10, 30$ , und  $70 M_\odot$  für die Inklination  $i = 10^\circ$  und  $40^\circ$  um einen Zentralstern mit  $25 M_\odot$  modelliert wurde. Die Angaben für Wolkenmassen und Inklination sind in Abb. c dargestellt. **b**  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Kanalkarten für  $v_{\text{lsr}} = 7.4 \text{ km s}^{-1}$  (schwarz) und für  $v_{\text{lsr}} = 4.4 \text{ km s}^{-1}$  (grau) (Konturlinien:  $0.5$  bis  $6 \text{ Jy/Keulengröße}$  mit Schritten von  $1.0$ ). Die Gerade zeigt die Schnittachse der Abb. a. **c** Positions-Geschwindigkeits-Karte entlang der großen Halbachse des Klumpens A für  $\text{C}^{34}\text{S}$ . Die Konturlinien entsprechen  $0.5$  bis  $2.5 \text{ K km s}^{-1}$  mit  $0.5 \text{ K km s}^{-1}$ -Schritten. Die Kepler-Rotationskurven sind auch hier eingezeichnet. **d**  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Kanalkarten für  $v_{\text{lsr}} = 6.2 \text{ km s}^{-1}$  (schwarz) und für  $v_{\text{lsr}} = 4.6 \text{ km s}^{-1}$  (grau) (Konturlinien:  $0.35$  bis  $4 \text{ Jy/Keulengröße}$  mit Schritten von  $0.7$ ). Die Gerade zeigt die Schnittachse für Abb. c.

Grund der Leuchtkraft von IRc2, die mit  $4 \cdot 10^4$  bis  $2 \cdot 10^5 L_\odot$  in der Literatur abgeschätzt wird (Werner & Mitarb. 1983, Wynn-Williams & Mitarb. 1984) und der Annahme, daß I (IRc2) im Entwicklungszustand nahe einem Hauptreihenstern ist, läßt sich eine Sternmasse von  $M_* = 25 M_\odot$  für  $10^5 L_\odot$  (Garmany & Mitarb. 1982) abschätzen. Die Wolkenmassen wurden entsprechend zwischen den gefundenen Massenabschätzungen von Gas und Staub für den Klumpen A (Tab. 11 und 13) variiert. Der Wolkenradius  $R_c$  wurde mit  $10''$  angenommen. Veränderungen des Wolkenradius um  $\pm 25\%$  zeigten keinen signifikanten Unterschied in der resultierenden Rotationskurve.

Als Ergebnisse der Modellrechnungen sind in den Abbildungen 45a und c die Rotationskurven  $v = f(r)$  für die Wolkenmassen von  $10, 30$  und  $70 M_\odot$  für die beiden Inklinationen  $i = 10^\circ$  und  $40^\circ$  als dicke Linien dargestellt. Die berechneten Rotationsgeschwindigkeiten  $v(r)$  wurden bei  $v_{\text{lsr}} = 5.9 \text{ km s}^{-1}$  zentriert, wobei eine empirische Anpassung an die Positions-Geschwindigkeits-Karten erfolgte. Obwohl in den Maserringmodellen, die in der Ausdehnung um eine Größenordnung (!) kleiner sind als die Ausdehnung der rotierenden Gasbewegung, Inklinationen von ca.  $i = 45^\circ$  von Barvainis (1984) und

Plambeck & Mitarb. (1990) eine gute Anpassung an die Beobachtungen ergaben, so scheinen in Abb. 45 Inklinationswinkel zwischen  $5^\circ$  und  $15^\circ$  die Situation der Gasbewegung besser wiederzugeben. Masse- sowie Ausdehnungsveränderungen der Wolke haben gegenüber der starken Inklinationsabhängigkeit einen geringeren Einfluß auf den Rotationskurvenverlauf.

Innerhalb einer Umgebung von  $r \pm 4''$  modellieren die Rotationskurven näherungsweise das Geschwindigkeitsfeld um die Quelle I. Die tendenziell unterschiedlichen Geschwindigkeiten des nordöstlichen und südwestlichen *hot-core*-Gebiets mit einem  $v_{\text{lsr}}$ -Unterschied von  $1.5\text{--}2 \text{ km s}^{-1}$  werden mit einem Inklinationswinkel von  $i \approx 10^\circ$  gut wiedergegeben. Für einen Abstand von  $r > 4''$  läßt sich aber keine eindeutige Modellanpassung finden. Andererseits ist aber bekannt, daß das *compact-ridge*-Gebiet (südlicher Abstand  $r > 4''$   $v_{\text{lsr}} \approx 7\text{--}8 \text{ km s}^{-1}$ ) eine andere  $v_{\text{lsr}}$ -Geschwindigkeit besitzt als *hot core* ( $v_{\text{lsr}} \approx 4\text{--}6 \text{ km s}^{-1}$ ). An der Position von I wird Emission gefunden, die den größten Geschwindigkeitsbereich mit einem  $\Delta v = 13 \text{ km s}^{-1}$  für  $\text{C}^{34}\text{S}$  und  $\Delta v = 22 \text{ km s}^{-1}$  für  $\text{CH}_3\text{CN}$  umfaßt. Entsprechend einer Keplerbewegung von Gas, das sich sehr nahe am Zentralobjekt befindet, werden an dieser Position auch die größten Geschwindigkeitsunterschiede in der Linienemission erwartet, welche mit zunehmenden Abstand kleiner werden. Auf Grund dieser Ergebnisse kann auf eine Rotationsbewegung des Gases um I innerhalb eines Radius von  $1350\text{--}1800 \text{ AE}$  ( $= 3''\text{--}4''$ ) geschlossen werden. Die Gasbewegung erfüllt somit einen Raum, der ca. der doppelten Ausdehnung der Staubscheiben entspricht, wie sie vom *Hubble Space Teleskop* im Gebiet der Orion Trapezsterne für massearme Sterne gefunden wurde (u.a. Johnstone & Mitarb. 1996). Die Analyse der Gasbewegung mit einem dynamischen Modell, wie es bei Wiesemeyer & Mitarb. (1997) dargestellt ist, wird in einer zukünftigen Untersuchung durchgeführt werden. Diese Modellierung soll aber nicht mehr Gegenstand dieser Arbeit sein.

Ein Vergleich zu früheren Untersuchungen der Gasbewegung um IRc2, die z.B. bei Vogel & Mitarb. 1985, Habing & Macdonald 1991, Murata & Mitarb. 1991 und Wilner & Mitarb. 1994, für größere Skalen durchgeführt wurden, schlagen eine Rotationsbewegung von *CS1* (siehe Abb. 46) und den Wolkenklumpen von Orion-KL um eine gemeinsame Achse (teilweise um IRc2 als Zentrum) vor. Unterstützt wurde diese Idee durch die deutlich unterschiedlichen *lsr*-Geschwindigkeiten von *CS1* und den Wolkenklumpen von *hot core* und *compact ridge*. Diese beiden großräumigen Wolkengebiete lassen sich auch in den  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Messungen mit dem IRAM-30m-Teleskop gut wiederfinden, die in Abb. 46 dargestellt sind. Die meisten der erwähnten Studien passen ebenfalls eine Keplerbewegung an die Geschwindigkeitsstruktur an, jedoch ergibt sich dabei eine Rotationsbewegung in die entgegengesetzte Richtung als sie in Abb. 45 dargestellt worden ist und wie sie durch die SiO-Masermodelle von Barvainis (1984) und Plambeck & Mitarb. (1990) vorhergesagt wird.

Im Widerspruch zu der Idee einer rotierenden Gasbewegung im Gebiet von *hot core*, die auch schon in früheren Arbeiten dargestellt wurde (z.B. Plambeck & Mitarb. 1982), stehen die Schlußfolgerungen von Plambeck & Mitarb. (1995), die auf Grund der Klumpigkeit der räumlich höher aufgelösten Linienemission von z.B. den Messungen von Migenes & Mitarb. (1989: Keulengröße:  $1''24 \times 1''2$ ) keine Hinweise für eine rotierende Gasbewegung in bzw. um *hot core* finden können. So gibt es für die gefundenen Ergebnisse in Abb. 45a und c zwei Erklärungsmöglichkeiten:

- (a) Es erfolgt(e) ein Drehimpulsübertrag der zirkumstellaren Scheibe um I auf den Gasklumpen von *hot core*, so daß eine Rotationsbewegung (möglicherweise auch von Einzelklumpen um *hot core*) entsteht oder
- (b) die räumliche Auflösung der hier diskutierten Messungen ist zu schlecht, um zweifelsfrei Gas von *hot core* und Gas um I für eine separate Untersuchung zu trennen.

Räumlich hoch aufgelöste Messungen in SiO von Chandler & DePree (1995: Keulengröße:  $2''13 \times 1''83$ ), Wright & Mitarb. (1995:  $1''7 \times 0''7$ ) und Blake & Mitarb. (1996:  $1''5 \times 1''0$ ) zeigen eine kompakte, abgeflachte Gasstruktur um I mit etwas größeren Positionswinkeln von  $50\text{--}60^\circ$  und einem deutlichen Positionsunterschied zum Zentrum von *hot core* (Positionswinkel der großen Halbachse  $10^\circ\text{--}15^\circ$ ). Jedoch werden in diesen Arbeiten keine Positions-Geschwindigkeits-Karten gezeigt. Ein tendenzieller Hinweis auf eine vergleichbare systematische Verschiebung des Emissionsmaximums in der unmittelbaren Um-

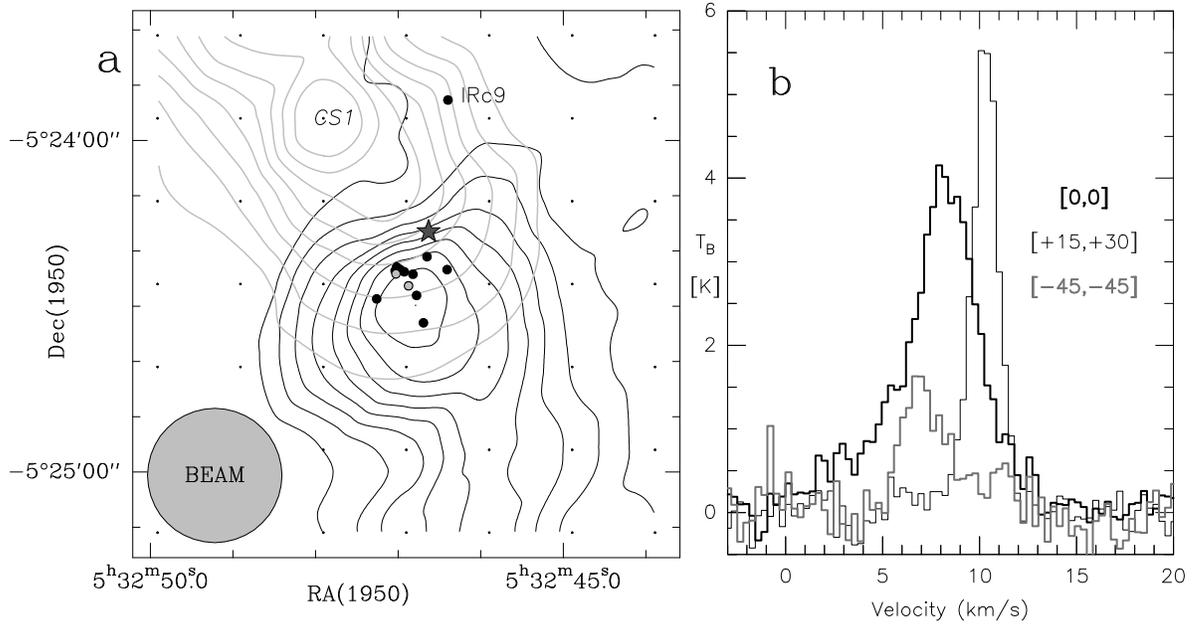


Abbildung 46: **a** Darstellung der zwei deutlich getrennten Geschwindigkeitsbereiche von *CS1* ( $9.4 \leq v_{\text{lsr}} \leq 11.9 \text{ km s}^{-1}$ ) und dem *hot-core*-Gebiet ( $4.7 \leq v_{\text{lsr}} \leq 9.4 \text{ km s}^{-1}$ ). Die Infrarotquelle IRC9 ist hier zusätzlich zu der bekannten Quellenverteilung, wie in Abb. 38 gekennzeichnet, dargestellt. (Beam = Teleskopkeulen-Halbwertsbreite) **b**  $\text{C}^{34}\text{S } 2 \rightarrow 1$ -Spektren, die mit dem IRAM-30m-Teleskop gemessen wurden: Überlagerung dreier Spektren der Kartenpositionen [0,0], [+30,+30] und [-45,-45]).

gebung von I läßt sich aus den SiO-Kanalkarten von Chandler & DePree (1995) ablesen.

Eine eindeutige Differenzierung der Gasbewegung um I und in *hot core* werden nur zukünftige räumlich besser aufgelöste Messungen geben können. Alle diese Indizien sprechen aber dafür, daß zumindest um I eine Rotationsbewegung von Gas existiert.

### 3.4.5.2 Gasflußaktivitäten in Orion-KL

Aufgrund der Unterschiede in der Anregung und der räumlichen Verteilung des Molekül-gases in Orion-KL wurden in der Literatur bisher die dynamischen Zustände des Gases in einen Ausfluß mit kleinen Geschwindigkeiten, in einen Gasausfluß mit großen Geschwindigkeiten und in stoßangeregtes Gas, das im allgemeinen mit großen Geschwindigkeiten gefunden wird, unterschieden (siehe Übersicht bei Genzel & Stutzki 1989). Das Zentrum aller Ausflüsse liegt dabei innerhalb weniger Bogensekunden um IRC2 (I).

Der Ausfluß mit kleinen Geschwindigkeiten wurde in verschiedenen Übergängen von Molekülen mit großen Dipolmomenten gefunden, wie z.B. in SiO von Wright & Mitarb. (1983) und in SO von Plambeck & Mitarb. (1982). Eine schematische Darstellung befindet sich in Abb. 47b. Die beobachtete Linienemission umfaßt insgesamt einen Geschwindigkeitsbereich von  $\Delta v(\text{Ausfluß}) \approx 35 \text{ km s}^{-1}$ , wobei der Gasausfluß in Richtung Nordost — Südwest erfolgt. Die Gasmassen um *hot core* bzw. um I werden oft mit einem ‐aufgehenden Pfannkuchen‐ verglichen. Das expandierende Gas trifft auf das dichte Gas des *ridge*-Gebietes, wobei in diesen Stoßfronten (den Außenseiten des expandierenden Gaszentrums) Maseremission des OH-Moleküls (Hansen & Mitarb. 1983, Norris 1984) sowie des  $\text{H}_2\text{O}$ -Moleküls (Genzel & Mitarb. 1981, Wright & Mitarb. 1990) mit vergleichsweise kleinen Fluchtgeschwindigkeiten zur zentralen *lsr*-Geschwindigkeit des Wolkengases entsteht.

Der Hochgeschwindigkeitsmolekülausfluß umfaßt Emission in einem  $v_{\text{lsr}}$ -Bereich von  $\Delta v(\text{Ausfluß}) \leq 250 \text{ km s}^{-1}$  und erstreckt sich senkrecht zum expandierenden Gaszentrum in Richtung Südost — Nordwest. Kartierungen dieses Ausflusses erfolgten z.B. von Wright & Mitarb. (1983, 1995, 1996  $\Rightarrow$  Abb. 39) in SiO, von Erickson & Mitarb. (1982), Masson & Mitarb. (1987), Schulz & Mitarb. (1995)

und Chernin & Wright (1996) in CO, von Vogel & Mitarb. (1984) in HCO<sup>+</sup> sowie in H<sub>2</sub> von Beckwith & Mitarb. (1978), Scoville & Mitarb. (1982) und Sugai & Mitarb. (1994). Dieser Ausfluß wird aber stets nur in Karten mit räumlichen Auflösungen  $\geq 3''$  nachgewiesen. Daraus schließen Wright & Mitarb. (1985), daß der Hochgeschwindigkeitsausfluß hauptsächlich von einem äußeren ausgedehnten Gas, nicht aber von Jets herrühren muß.

Da die optisch dicken CH<sub>3</sub>CN-Linien in Abb. 35 ebenfalls recht breite Linienflügel aufweisen, wurde eine Untersuchung der räumlichen Emissionsverteilung vorgenommen. Die Kartierung dieser Emission ist jedoch schwierig, da die Hauptlinie nicht nur aus einer einzigen Geschwindigkeitskomponente bei einer festen *lsr*-Geschwindigkeit besteht (Abb. 36).

Ein Versuch, einen Geschwindigkeitsausschnitt der Flügelemission zu kartieren, wurde bei der  $K = 3$ -Linie unternommen, weil sich diese Linie im Spektrum am besten getrennt von den anderen Linien behandeln läßt und deutliche Flügel aufweist. Abbildung 36 zeigt die gewählten Geschwindigkeitsbereiche für die Kartierung der rot- und blauverschobenen  $K = 3$ -Emission als graue Streifen. Diese Bereiche sind so gewählt, daß möglichst keine Emissionsanteile der  $K = 3$ -Linienkomponenten und keine Anteile der rotverschobenen  $K = 2$ -Linienflügel enthalten sind. Das wurde für alle verwendeten 130 Spektren getestet. Eine Übersicht befindet sich in Anhang E in Abb. 53. Auf Grund der Wahl dieser Geschwindigkeitsbereiche für die Flügelkartierung ist nicht auszuschließen, daß die daraus resultierende Verteilung der integrierten Intensität mit Fehlern behaftet ist. Dennoch sollte die prinzipielle Morphologie wiedergegeben werden. Andererseits werden hier nur Gasflüsse mit kleineren Geschwindigkeiten ( $\Delta v < 35 \text{ km s}^{-1}$ ) und größeren Dichten kartiert, jedoch keine Hochgeschwindigkeitsausflüsse, da diese in den CH<sub>3</sub>CN-Messungen nicht gesehen werden.

Für einen Vergleich der CH<sub>3</sub>CN-Ergebnisse wurde außerdem die rot- und blauverschobene C<sup>34</sup>S-Emission untersucht, obwohl sich die C<sup>34</sup>S-Spektren eher durch eine große Zahl einzelner, schmaler Gaußprofile beschreiben lassen, die keine vergleichbaren Linienflügel besitzen wie die CH<sub>3</sub>CN-Linien. Die kartierte C<sup>34</sup>S-Emission ist somit keine Flügelemission in dem Sinne, daß sie Emissionsanteile außerhalb eines Gaußprofils enthält. Außerdem liegen die integrierten C<sup>34</sup>S-Geschwindigkeitsbereiche innerhalb des  $v_{\text{lsr}}$ -Bereichs der CH<sub>3</sub>CN  $K = 3$ -"Hauptlinie".

Die Kartierung der rot- und blauverschobenen  $K = 3$ -Linienemission zeigt Abbildung 47a, die der C<sup>34</sup>S-Emission Abbildung 47c. Außerdem werden in diesen Abbildungen alle Radiokontinuums- und Infrarotobjekte sowie die Schnittlinie der Positions-Geschwindigkeits-Karte dargestellt. Die Ergebnisse sind nicht überraschend, da die grundsätzlichen Emissionsverteilungen bereits in den Kanalkarten (Abb. 31 bis 34) zu sehen sind. Die räumliche Verteilung beider Linienemissionen sind prinzipiell sehr ähnlich, bis auf ein rotverschobenes C<sup>34</sup>S-Emissionsgebiet westlich von IRC4. Dieses Gebiet ist aber als einzelne Intensitätsstruktur in nahezu dem gleichen Geschwindigkeitsbereich von  $12.0 \leq v_{\text{lsr}} \leq 9 \text{ km s}^{-1}$  auch in CH<sub>3</sub>CN (siehe Anhang C.1) zu finden.

Die Interpretation der Emissionsverteilungen in Abb. 47 ist jedoch in vielerlei Hinsicht nicht eindeutig. In Verbindung mit den deutlichen Linienflügeln der CH<sub>3</sub>CN-Spektren in Abb. 35 läßt sich jedoch folgendes Bild finden:

- (a) Es gibt zwei getrennte Ausflußkegel, die nicht stark kollimiert sind und deren gemeinsamer Ursprung an einer Position zwischen IRC6 und IRC7 bei  $v_{\text{lsr}} \approx 9 \text{ km s}^{-1}$  liegt (siehe auch Abb. 36d). IRC6 und IRC7 würden dann gestreutes Licht innerhalb der Ausflußöffnungen darstellen.
- (b) Die rot- und blauverschobene Linienemissionen, die scheinbar zentriert um I zu finden sind, geben Teile der expandierenden und rotierenden Gasmasse (Plambeck & Mitarb. 1982) wider. Interessanterweise liegen diese Emissionsgebiete auf der I zugewandten Seite der Schnittachse.
- (c) Es existiert ein weiterer Ausfluß, zentriert bei der Quelle n (und möglicherweise bei  $v_{\text{lsr}} = 2.3 \text{ km s}^{-1}$ , Abb. 36c), dessen Achse einen kleineren Neigungswinkel zu unserer Sichtlinie hat als der in (a) beschriebene.

Abbildung 47b zeigt die verschiedenen Möglichkeiten. Um hier eine eindeutige Trennung der Flüsse durchführen zu können, sind Linienmessungen mit räumlichen Auflösungen  $< 1''$  nötig. Der hypothe-

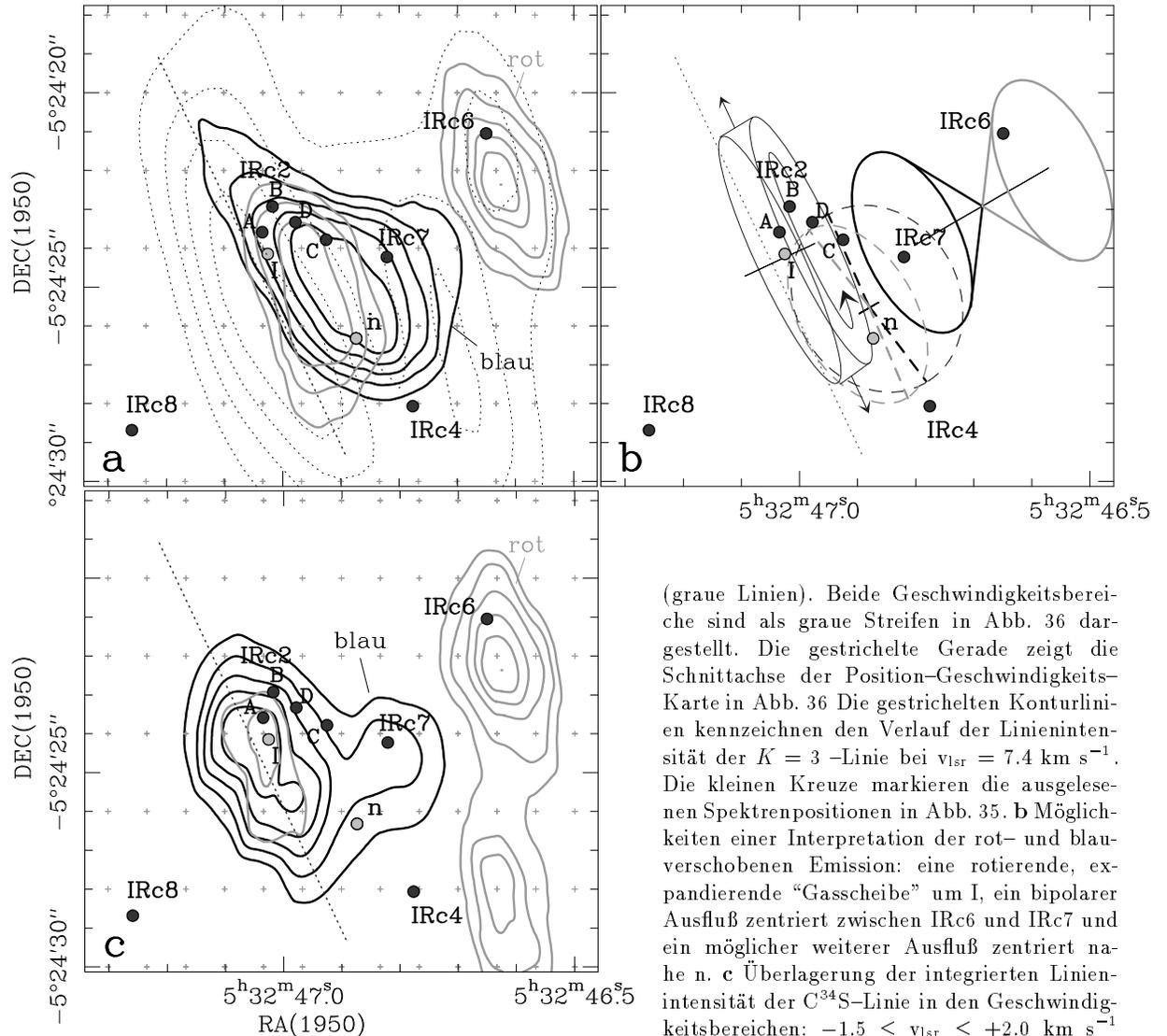


Abbildung 47: **a** Überlagerung der integrierten Linienintensität der  $K = 3$ -Linie in den Geschwindigkeitsbereichen:  $-6.3 \leq v_{\text{lsr}} \leq -2.3 \text{ km s}^{-1}$  (schwarze Linien) und  $+15.0 \leq v_{\text{lsr}} \leq +20.0 \text{ km s}^{-1}$

(graue Linien). Beide Geschwindigkeitsbereiche sind als graue Streifen in Abb. 36 dargestellt. Die gestrichelte Gerade zeigt die Schnittachse der Position-Geschwindigkeits-Karte in Abb. 36. Die gestrichelten Konturlinien kennzeichnen den Verlauf der Linienintensität der  $K = 3$ -Linie bei  $v_{\text{lsr}} = 7.4 \text{ km s}^{-1}$ . Die kleinen Kreuze markieren die ausgewählten Spektralpositionen in Abb. 35. **b** Möglichkeiten einer Interpretation der rot- und blauverschobenen Emission: eine rotierende, expandierende "Gasscheibe" um I, ein bipolarer Ausfluß zentriert zwischen IRC6 und IRC7 und ein möglicher weiterer Ausfluß zentriert nahe n. **c** Überlagerung der integrierten Linienintensität der  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Linie in den Geschwindigkeitsbereichen:  $-1.5 \leq v_{\text{lsr}} \leq +2.0 \text{ km s}^{-1}$  (schwarze Linien) und  $+11.0 \leq v_{\text{lsr}} \leq +15.0 \text{ km s}^{-1}$  (graue Linien). Die Schnittachse sowie die Objektpositionen sind analog zur Abb. a.

tische Ausfluß (a) mit einer Geschwindigkeitsbreite von  $\Delta v(\text{CH}_3\text{CN}) \approx 30 \text{ km s}^{-1}$  würde jedoch nicht mit dem in der Literatur beschriebenen Hochgeschwindigkeitsausfluß übereinstimmen, da die rot- und blauverschobene Emission in den entgegengesetzten Richtungen zu finden sind. In der Literatur gibt es bis jetzt keine Hinweise auf ein vergleichbares Ergebnis. Außerdem zeigen hochauflösende VLA-Radiokontinuumsbeobachtungen von z.B. Garay & Mitarb. (1987), Felli & Mitarb. (1993) und Menten & Reid (1995) keine kompakte Quelle an der entsprechenden Position zwischen IRC6 und IRC7. Bisher ist nur ausgedehntere Staubemission in diesem Bereich nachgewiesen worden (siehe Abschnitt 3.4.5).

Auf Grund der breiten  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Linien nahe I, n und IRC7 werden Linienflügel von schmalere Linien, wie sie z.B. auf Position  $[+4'', 0'']$  zu finden sind, in Abb. 47 nicht mitkartiert. Andererseits ist es schwierig, zwischen Geschwindigkeitskomponenten mit stark wechselnden Intensitäten zwischen den Kartenpositionen und Flügelemission zu unterscheiden. Somit wird deutlich, daß es außerordentlich kompliziert ist, verschiedene (bipolare) Flußsysteme tatsächlich zu trennen. Eine prinzipiell andere Erklärung mit Ausflüssen niedrigerer Geschwindigkeiten ist somit nicht vollkommen auszuschließen.

### 3.4.5.3 Die Quelle ‘ n ’

Obwohl die Gaußklumpen-Analyse den Klumpen E nahe der Position der Quelle n gefunden hat, so scheint E dennoch keine eigenständige Gaskondensation zu sein. Ein Vergleich mit den Spektren zeigt, daß hier ein Großteil der blauen Flügelemission als ein separater Wolkenklumpen angepaßt worden ist. Andererseits kann nicht eindeutig entschieden werden, ob die Linienkomponente bei  $v_{\text{lsr}} = 2.3 \text{ km s}^{-1}$  einen blauen und einen roten Linienflügel besitzt oder nur die  $v_{\text{lsr}} = 8.4 \text{ km s}^{-1}$ -Komponente einen ausgeprägten blauen Flügel aufweist. Noch unklarer gestaltet sich das Bild in Zusammenhang mit den  $\text{C}^{34}\text{S}$ -Spektren (Abb. 37), da das Emissionsmaximum von  $\text{C}^{34}\text{S}$  genau zwischen den beiden  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Komponenten liegt, deren Gegenstücke in  $\text{C}^{34}\text{S}$  fehlen. Das deutet darauf hin, daß an der Position von n in  $\text{CH}_3\text{CN}$  und  $\text{C}^{34}\text{S}$  vollkommen unterschiedliches Gas gesehen wird. Deshalb kann aus den hier gezeigten Daten nicht unterschieden werden,

- ob n doch eine aktivere Rolle in diesem Gebiet spielt, als bisher angenommen wurde und für die breiten  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Linien an und um die Position von n verantwortlich ist, oder
- ob I den “Innenraum” mit kleineren Teilchendichten als die umgebenden Wolkenklumpen A, B, C und D aufheizt und starke Turbulenz in den Gasmassen hervorruft (andererseits lassen sich die  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Linien direkt an der Position von I mit nahezu idealen Gaußprofilen anpassen), oder
- ob die breiten Linienflügel durch den Aufprall des Gases eines (hypothetischen) blauverschobenen Ausflußkegels, dessen Ursprung sich nahe IRc6 zu befinden scheint, auf den Wolkenklumpen von *hot core* entstehen (siehe Abb. 53).

Nur zukünftige, räumlich besser aufgelöste Messungen können hier eine eindeutige Klärung erbringen.

### 3.4.6 Kontinuum

Aus den Abbildungen 40b und c, die die Überlagerung der Kontinuumsemission mit der gesamtintegrierten Linienemission in  $\text{CH}_3\text{CN}$  und  $\text{C}^{34}\text{S}$  zeigen, geht hervor, daß die Gasklumpen A und C sowie mit kleineren Intensitäten auch G und D Gegenstücke im Kontinuum besitzen. In der Literatur (Wright & Vogel 1983, Masson & Mundy 1988, Murata & Mitarb. 1991, Wright & Mitarb. 1992 und Minh & Mitarb. 1993) wird oftmals an der Position D' (siehe Abb. 40a) ein weiterer Kontinuumsklumpen gezeigt. Bei Verwendung kleiner *clean*-Gebiete zur Quellenrekonstruktion (Anhang C.2) lassen sich an dieser Position auch größere Flußwerte, als in der Tabelle 13 angegeben, anpassen, wobei aber der Fluß der gesamten Quellenstruktur kleiner wird und die Umgebung schlechter “geglättet” ist.

Gegenüber den oben genannten Gasklumpen, ist der in der Linienemission starke Wolkenklumpen B im Kontinuum nicht nachweisbar. Außerdem läßt sich an der Position des BN-Objektes ein Kontinuumsfluß finden, der in der Größenordnung vergleichbar mit dem des Klumpens C ist. Entsprechend den Arbeiten von Moran & Mitarb. (1983) sollte ein großer Teil der Emission um das BN-Objekt bei diesen Wellenlängen durch die Frei-Frei Emission des umgebenden H II-Gebiets produziert werden (Moran & Mitarb. 1983: bei 88GHz:  $S_\nu \leq 70\text{mJy}$ ). Da Garay & Mitarb. (1987) die restlichen Kontinuumsmaxima bei längeren Wellenlängen nicht nachgewiesen haben, scheinen diese Kondensationen durch warmen Staub produziert zu werden (Murata & Mitarb. 1991). Im hier gezeigten Kontinuum besitzt der Klumpen A, ebenfalls wie in den Linien, die größte Intensität. Die anderen Infrarotquellen IRc3, IRc5, IRc7 und IRc8 sowie das Objekt n zeigen – in Übereinstimmung mit den obengenannten früheren Studien – keine Kontinuumsemission.

An der Position von *CS1* konnte – analog zur Linienemission – keine starke Kontinuumsemission wie vergleichsweise bei Wright & Mitarb. (1992) oder Murata & Mitab. (1991) gefunden werden, da dieses Gebiet bereits außerhalb der Hauptkeulen der einzelnen Interferometerteleskope liegt.

In Tabelle 13 sind die physikalischen Parameter zusammengefaßt, die aufgrund der Kontinuumsemission entsprechend Launhardt (1996) abgeleitet wurden. Aufgrund der Berechnungen der Staubopazitäten von Ossenkopf & Henning (1994) wurde dazu für eine Wellenlänge von 3mm ein  $\kappa_{\text{m}}$ -Wert von 0.2

$\text{cm}^2\text{g}^{-1}$  interpoliert, wobei sich dieser Wert auf ein Staubmodell von Mathis & Mitarb. (1977) bezieht, das koagulierte Staubteilchen mit einem dünnen Eismantel bei Dichten von  $n \geq 10^7 \text{ cm}^{-3}$  betrachtet<sup>10</sup>.

Für die Berechnungen der Säulendichten, Massen und volumengemittelten Dichten wurden verschiedene Annahmen zu den Temperaturen der einzelnen Staubkondensationen getroffen, die teilweise aus der Literatur entlehnt wurden. Außerdem erfolgten die Rechnungen mit jeweils zwei Temperaturwerten, um die Unsicherheiten, die bereits allein durch die Temperaturabschätzung in die Ergebnisse miteinfließen, darzustellen.

Ein Vergleich mit Flußbestimmungen in der Literatur, die mit ähnlichen Keulengrößen durchgeführt wurden, zeigen vergleichbare Ergebnisse. Eine Übersicht verschiedener Arbeiten dazu ist bei Wright & Mitarb. (1992) u.a. für den Klumpen A und C zusammengestellt. So wird für den Klumpen A von Murata & Mitarb. (1991) bei 92 GHz 0.37 Jy für eine Quellengröße von  $7.6'' \times 4.0''$  und von Murata (1990) bei 98 GHz 0.83 Jy für  $7.5'' \times 4.2''$  angegeben. Für den Klumpen C wurde von Murata & Mitarb. (1991) 0.207 Jy (für 92 GHz und  $6.3'' \times 4.5''$ ) und von Murata (1990) 0.38 Jy (für 98 GHz und  $6.5'' \times 4.4''$ ) gefunden. Murata & Mitarb. (1991) betrachten außerdem weitere Kontinuumskondensationen, die in Übereinstimmung mit dieser Arbeit das BN–Objekt und den Klumpen D' betreffen. Interessant ist, daß die Summen der Flüsse für diese beiden äußeren Klumpen bei Murata & Mitarb. (1991) und in dieser Arbeit nahezu identisch, dafür aber die einzelnen Intensitäten gegensätzlich sind, was möglicherweise eine Folge der verschiedenen genutzten *clean*–Bereiche ist. Durch geeignete Wahl einer *clean box* kann ebenfalls eine entsprechende “Flußverschiebung” in den hier untersuchten Kontinuumsdaten simuliert werden. Auf Grund dieser mehrdeutigen Flußrekonstruktion innerhalb der Quellenverteilung (mit Ausnahme des Klumpens A, für den eine Flußveränderung von  $<10\%$  für verschiedene *clean*–Gebiete gefunden wird, müssen Flußwertfehler von 50% in die Betrachtungen einbezogen werden.

Tabelle 13: Parameter der Kontinuumsklumpen: In den folgenden Spalten ist enthalten: (1) die Bezeichnung (siehe Abb. 40a), (2) die Ausdehnung (große  $\times$  kleine Halbachse), (3) der Gesamtfluß  $S_{\text{tot}}$ , (4) zwei angenommene Staubtemperaturen, (5) die optische Tiefe  $\tau_{3\text{mm}}$ , (6) die  $\text{H}_2$ –Säulendichten, (7) die volumengemittelte Dichte und (8) die Gasmasse, errechnet aus den Staubparametern. Dabei gelten jeweils die beiden Werte in den Spalten (5) – (8) für die beiden Temperaturwerte in Spalte (4).

Klumpen	Ausdehnung $\Delta x_1 \times \Delta x_2$ ["' $\times$ "']	$S_{\text{tot}}$ [mJy]	$T_d$ [K]	$\tau_{3\text{mm}}$	$N(\text{H}_2)$ ( $\times 10^{25}$ ) [ $\text{cm}^{-2}$ ]	$\langle n \rangle$ ( $\times 10^7$ ) [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$M_d$ [ $M_\odot$ ]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
A	$7.5 \times 3.3$	647	150 / 200	0.026 / 0.019	2.55 / 1.90	3.0 / 2.2	10.7 / 8.0
BN	$3.3 \times 2.5$	192	–	–	–	–	–
C	$3.5 \times 2.5$	173	100 / 150	0.029 / 0.019	1.03 / 0.68	5.7 / 3.8	4.3 / 2.9
D'	$4.1 \times 1.7$	76	50 / 100	0.033 / 0.016	0.93 / 0.45	7.3 / 3.5	3.9 / 1.9
G	$5.8 \times 2.2$	259	50 / 70	0.061 / 0.043	3.16 / 2.23	10.0 / 7.0	13.3 / 9.4
N	$6.5 \times 3.0$	341	50 / 70	0.053 / 0.037	4.16 / 2.93	7.0 / 4.9	17.4 / 12.3

Jüngste, räumlich höher aufgelöste 86GHz–Messungen von Plambeck & Mitarb. (1995: Keulengröße  $1.00'' \times 0.38''$  und  $1.67'' \times 0.76''$ ) trennen die Staubemission von *hot core* und den Kontinuumsfluß, der durch Frei–Frei–Emission einer kleinen HII–Region um die Quelle I produziert wird. Diese Messungen zeigen ebenfalls, daß im Zentrum von *hot core* sowie nahe der Position IRc6 nur ausgedehntere Staubemission und keine kompakteren Radiokontinuumsquellen zu finden sind, die auf eine ionisierende Zentralquelle hindeuten würden. Außerdem lösen diese Messungen, analog zu den 218GHz–Messungen von Blake & Mitarb. (1996), Substrukturen in dem *hot core*–Bereich auf, die in den hier gezeigten Messungen nicht nachgewiesen werden können.

Prinzipiell läßt sich aber eine gute Übereinstimmung der  $\text{H}_2$ –Säulendichten, die vom Kontinuum

<sup>10</sup>Die hier dargestellten Ergebnisse (mit  $\kappa = 0.2 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ ) stimmen gut mit den Ergebnissen, die sich aufgrund der Gleichungen bei Mezger & Mitarb. (Anhang, 1990) mit einem Staubparameter von  $b = 3.4$  ergeben, überein.

und von den  $C^{34}S$ -Linienmessungen für die Klumpen A und C abgeleitet wurden, finden. Andererseits geben Genzel & Mitarb. (1988), Keene & Mitarb. (1982), Masson & Mitarb. (1984), Blake & Mitarb. (1996) sowie Wright & Mitarb. (1996) kleinere  $H_2$ -Säulendichten für *hot core* in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}$  an. Die abgeleiteten Massen und Dichten sind aber konsistent zu den bekannten Abschätzungen aus der Literatur für die entsprechenden Klumpen, die mit vergleichbaren Keulengrößen ermittelt wurden (siehe u.a. Murata & Mitarb. 1991, Wright & Mitarb. 1992, Masson & Mundy 1988).

### 3.5 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Auf Grund der oben dargestellten und diskutierten Linien- und Kontinuumsmessungen mit dem Plateau-*de-Bure*-Interferometer können folgende Ergebnisse zusammengefaßt werden:

- Während in den  $CH_3CN$ -Messungen die ausgedehnteren Gashüllen der Wolkenkerne von OMC 1 zu sehen sind, "filtern" die  $C^{34}S$ -Spektren dichte, separate Wolkenklumpen mit Linienbreiten in der Größenordnung der thermischen Linienbreite heraus.
- Prinzipiell kann aus den Linienspektren geschlossen werden, daß der "Innenraum", der von den Wolkenklumpen A, B, C und D eingeschlossen wird, mit stark turbulentem, aber weniger dichten Gas gefüllt ist. Auf der Basis der hier erhaltenen Daten kann aber nicht unterschieden werden, ob die Quelle I, die Quelle n oder der Aufprall eines hypothetischen "blauen" Ausflusses auf den *hot-core*-Wolkenklumpen für die breiten  $CH_3CN$ -Linien verantwortlich ist.
- Obwohl die  $C^{34}S$ -Spektren viele kleine dichte Gasklumpen im Gebiet von Orion-KL nachweisen, zeigen Positions-Geschwindigkeits-Karten entlang eines Schnitts mit einem Positionswinkel von  $15^\circ$  durch das Zentrum des *hot-core*-Wolkenklumpens in  $CH_3CN$  und  $C^{34}S$  ein systematisches Geschwindigkeitsfeld, das auf eine Rotationsbewegung hindeuten könnte. Eine Trennung zwischen der Gasbewegung um I und dem Gas in *hot core* ist mit der räumlichen Auflösung der gemessenen Daten nicht möglich.
- Weder in  $CH_3CN$  noch in  $C^{34}S$  werden Emissionsanteile gefunden, die dem in der Literatur beschriebenen Hochgeschwindigkeitsausfluß zuzuordnen sind. Ein Versuch, die Flügelemission in  $CH_3CN$  zu kartieren, hebt den Gasfluß des mit kleineren Geschwindigkeiten expandierenden Klumpens um I (*hot core*) hervor und deutet außerdem auf eine bipolare Gasausströmung nahe der Infrarotquelle IRc6 hin.
- Möglicherweise sind diese bipolare Strömung, die großen Dichten und Säulendichten sowie die hohen Temperaturen an der Position nahe IRc6 Anzeichen für einen beginnenden Sternentstehungsprozeß in einem kleinen, dichten Wolkenklumpen, dessen Masse zwischen  $2-3 M_\odot$  liegt, obwohl bisher keine kompakte Radiokontinuumsquelle an dieser Position gefunden wurde. Kontinuumsmessungen, die mit Keulengrößen  $\geq 1.5''$  durchgeführt wurden (z.B. diese Arbeit, Wright & Mitarb. 1992, 1995, Blake & Mitarb. 1996), zeigen eine deutliche Staubkondensation an dieser Position. Besonders die räumlich hochaufgelösten Messungen von Wright & Mitarb. (1995) und Blake & Mitarb. (1996) würden gut zu diesem Bild passen. Die untersuchten Linienverhältnisse von  $CH_3CN$   $K = 4$  zu  $K = 2$  deuten auf eine äußere Aufheizung dieses Wolkenklumpens hin.
- Das Wissen über die Rolle der Quelle n im Gebiet von Orion-KL konnte anhand der hier untersuchten Messungen nicht wesentlich erweitert werden, da an der Position dieses Objekts in  $CH_3CN$  und  $C^{34}S$  sehr unterschiedliches Gas gesehen wird, was widersprüchliche Schlußfolgerungen zuläßt. Während an der Position von n  $CH_3CN$  zwei Geschwindigkeitskomponenten besitzt, die mit einer breiten, vor allem blauverschobenen Emissionskomponente überlagert sind, zeigt  $C^{34}S$  eine starke, bedeutend schmalere Linie zwischen den beiden Komponenten von  $CH_3CN$ . Die maximale  $C^{34}S$ -Linienintensität wird bei einer Geschwindigkeit von  $v_{lsr} = 6.11 \text{ km s}^{-1}$  gefunden. Bestände eine Assoziation der Quelle n mit diesem dichten Gas, dann läge dieses Objekt hinter dem *hot core* sowie hinter dem Gas, das mit I in Verbindung steht. Im Widerspruch dazu steht die  $CH_3CN$ -Geschwindigkeitskomponente bei  $v_{lsr} = 3.6 \text{ km s}^{-1}$ , die einen starken blauen (und eventuell einen

roten) Flügel besitzt. In den Kanalkarten der Linien- bzw. der Kontinuumsmission sowie mittels der statistischen Gaußklumpen-Analyse kann aber keine Gas- oder Staubkondensation gefunden werden, die eindeutig mit  $n$  in Beziehung steht. Die Intensitätsverhältnisse der  $K = 4$  und  $K = 2$   $\text{CH}_3\text{CN}$ -Linien deuten eher auf kühleres Gas an dieser Position in allen untersuchten Geschwindigkeitsbereichen hin. Es ist deshalb nicht auszuschließen, daß die Quelle  $n$  nichts mit den breiten  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Flügeln zu tun hat.

- Mittels Strahlungstransportrechnungen zur Anpassung der Linienstrahlungstemperaturen  $T_b$  wurden Abschätzungen zu Temperaturen, Dichten und Säulendichten für die drei intensivsten Klumpen getroffen. Für *hot core* konnte eine kinetische Temperatur von  $T_{\text{kin}} > 175$  K und eine Dichte von  $n \geq 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  ermittelt werden. Diese Werte sind vergleichbar mit früheren Abschätzungen in der Literatur. Die  $\text{H}_2$ -Säulendichte besitzt mit  $N(\text{H}_2) \sim 3 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-2}$  einen etwas größeren Wert. Für den IRC6-Wolkenklumpen wurden sehr große optische Tiefen für  $\text{C}^{34}\text{S}$  mit  $\tau > 1$  für  $T_{\text{kin}} < 150\text{K}$  und  $n = 5 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  gefunden, so daß dieses Molekül nicht mehr als Maß für die Gesamtwasserstoffsäulendichte verwendet werden kann. Die abgeleiteten  $\text{H}_2$ -Säulendichten ( $3 \cdot 10^{25} - 1 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}$ ), die gleich bzw. größer als bei *hot core* sind, geben somit nur eine untere Abschätzung an. Die Bestimmung der Dichte ergibt für diesen Wolkenklumpen ebenfalls nur einen unteren Grenzwert von  $n = 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Mit Hilfe des  $\text{CH}_3\text{CN}$ -Moleküls wurde die kinetische Temperatur (der äußeren Klumpengebiete) zu  $T_{\text{kin}} > 110$  K bestimmt. Für die westliche Gaskondensation von I (Klumpen B), für die es kein Gegenstück im Kontinuum gibt, werden kleinere kinetische Temperaturen ( $T_{\text{kin}} \geq 95$  K), Dichten ( $n \geq 1 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) und Säulendichten ( $N(\text{H}_2) \approx 9 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ ) als für *hot core* gefunden.

## 4 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei massereiche Sternentstehungsgebiete aufgrund verschiedener Zielstellungen mit Infrarot- und Radiobeobachtungen näher untersucht.

Die Objekte NGC 2264 IRS1 und AFGL 490 waren Teil einer größeren Studie der CS-Häufigkeit in der unmittelbaren Umgebung sehr junger Sterne. Detailliertere Untersuchungen der physikalischen Struktur sowie chemischer Aspekte bei beiden Sternentstehungsgebieten weisen auf individuelle Unterschiede sowie lokale Besonderheiten hin wie z.B. eine ungewöhnliche große Stickstoff-Häufigkeit in Form von  $N_2$  sowie der Jet bei NGC 2264 IRS1. In beiden Sternentstehungsgebieten wurden nur leicht verschiedene CS-Häufigkeiten gefunden. Während diese im gesamten untersuchten Himmelsbereich um NGC 2264 IRS1 nahezu konstant ist, ist um AFGL 490 ein kleiner Häufigkeitsgradient vorhanden. Eine mögliche Erklärung ist die unterschiedlich starke Beeinflussung des Wolkenmaterials durch die Sternentstehung. Die Entstehung weiterer massearmer Objekte in der Nachbarschaft von NGC 2264 IRS1, aber auch der Materiejets von IRS1, verursachen eine starke Durchmischung sowie eine Aufheizung des Wolkenmaterials. Da keine vergleichbaren Beobachtungsergebnisse (Sternentstehung in enger Nachbarschaft, Jets) bei AFGL 490 gefunden wurden, ergibt sich für dieses Objekt eher die Möglichkeit einer Gradientenbildung in der Temperatur und in den Molekülhäufigkeiten.

In Zukunft wäre es interessant, die physikalische Struktur von NGC 2264 IRS1 mit interferometrischen Methoden zu untersuchen. Besonders die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen dem "Jetgas", einer möglichen zirkumstellaren Gasscheibe sowie dem Moleküllinienausfluß könnte neue Kenntnisse zur Sternentstehung liefern. Es ließe sich auf die Ausdehnung des Jets im interstellaren Raum und die Struktur des zirkumstellaren Gases schließen sowie eine untere Abschätzung des Alters dieses Objektes angeben. In analoger Weise sollten räumlich hochauflösende Infrarot- und Radiomessungen in Zukunft Aufschluß darüber geben, warum AFGL 490 gegenüber NGC 2264 IRS1 keinen Jet zeigt, dafür aber einen Hochgeschwindigkeitsgasfluß besitzt, der nur schwach kollimiert erscheint. Eine ähnliche Situation wird in dem noch massereicheren Sternentstehungsgebiet Orion-KL beobachtet. Möglicherweise sind hier zwei verschiedene Mechanismen für den Gasausfluß zuständig.

Im Sternentstehungsgebiet Orion-KL wurde vor allem die physikalische Struktur sowie die Kinematik mit Hilfe der Linienübergänge  $CH_3CN$   $J = 5 \rightarrow 4$  und  $C^{34}S$   $J = 2 \rightarrow 1$  untersucht. Während in  $CH_3CN$  die ausgedehnten Gashüllen der inneren Wolkenklumpen nachgewiesen wurden, lassen sich in  $C^{34}S$  eine Vielzahl kleiner dichter Wolkenklumpen mit Linienbreiten im Bereich der thermischen Linienbreite finden. Besonders breite  $CH_3CN$ -Linienflügel zeigt das Gebiet zwischen den dichtesten Wolkenkernen, wobei aber die Frage nach dem tatsächlichen Ursprung (Aufheizung durch die Quelle I, Ausfluß der Quelle n oder Aufprall eines "blauen" Ausflusses von einer nordöstlichen Quelle) nicht eindeutig beantwortet werden kann. Weiterhin deuten Positions-Geschwindigkeits-Karten entlang der großen Halbachse des *hot-core*-Gebietes auf eine Gasrotationsbewegung in der Umgebung von  $3''$  um die Quelle I hin. Außerdem konnte eine bipolare Gasausströmung, deren Zentrum  $5''$ – $6''$  nordwestlich von I liegt, mit Hilfe der Emissionsflügel in  $CH_3CN$  gefunden werden. Viele Indizien (z.B. ein sehr kleiner, dichter Wolkenklumpen, der in  $CH_3CN$  und  $C^{34}S$  optisch dick ist;  $n \geq 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_{\text{kin}} \geq 100 \text{ K}$ ) sprechen dafür, daß an diesem Ort ein neuer Stern entsteht. Die Rolle der Quelle n im Gebiet von Orion-KL konnte nicht eindeutig geklärt werden.

Für die mit einer statistischen Gaußklumpenanalyse gefundenen auffälligsten Wolkenklumpen wurden mittels Strahlungstransportrechnungen die kinetische Temperatur, die Dichte und die Säulendichten abgeschätzt. Obwohl *hot core* mit  $T_{\text{kin}} > 175 \text{ K}$  der heißeste Wolkenklumpen in diesem Gebiet ist, werden die größten  $H_2$ -Säulendichten nahe der nordwestlichen Gasverdichtung von I (Klumpen C) gefunden. Eine weitere Klärung verschiedener, in dieser Arbeit gefundener Sachverhalte (z.B. Gasrotation auch in *hot core*, Ursprung der breiten  $CH_3CN$ -Linienflügel bei der Quelle n, Ausflußfähigkeit nordwestlich von I) können nur Messungen mit verbesserter räumlicher Auflösung in der Zukunft bringen.

## 5 Literatur

### Literatur für Kapitel 1

- Blake G.A., Sutton E.C., Masson C.R., Phillips T.G., 1987, ApJ 315, 621  
 Oort J.H., Kerr F.T., Westerhout G.L., 1958, MNRAS 118, 379  
 Launhardt R., Dissertation, 1996, Universität Jena  
 Launhardt R., Henning Th., 1997, A&A, eingereicht  
 Migenes V., Johnston K.J., Pauls T.A., Wilson T.L., 1989, ApJ 347, 294  
 Turner, B.E., 1989, *Space Science Reviews* **51**, Kluwer Academic Publishers. Belgien, S. 235  
 van Dishoeck E.F., Blake G.A., Draine B.T., Lunine L.I., 1993, in: Protostars and Planets III, Herausgeber: E.H. Levy, J.I. Lunine, M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, S. 163

### Literatur für Kapitel 2.1 und 2.2

- Bachiller R., Gomez-Gonzales J., 1992, A&A Rev. 3, 257  
 Blake, G.A., van Dishoeck, E.F., Sargent, A.I., 1992, ApJ 391, L99  
 Turner, B.E., 1989, *Space Science Reviews* **51**, Kluwer Academic Publishers. Belgien, S. 235  
 van Dishoeck E.F., Blake G.A., Draine B.T., Lunine L.I., 1993, in: Protostars and Planets III, Herausgeber: E.H. Levy, J.I. Lunine, M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, S. 163  
 Wiesemeyer H., Güsten R., Wink J.E., Yorke H.W., 1997, A&A, im Druck  
 Wright M.C.H., Plambeck R.L., Vogel S.N., Ho P.T.P., Welch W.J., 1983, ApJ 267, L41

### Literatur für Kapitel 2.3

- Allen D.A., 1972, ApJ 172, L55  
 Allen D.A., Hyland A.R., Longmore, A.J., Caswell J.L., Goss W.M., Haynes R.F., 1977, ApJ 217, 108  
 Assendorp R., Bontekoe, T.R., de Jonge, A.R.W., Kester, D.J.M., Roelfsema, P.R. und Wesselius, P.R., 1995, A&ASS 110, 395  
 Bachiller R., Liechti S., Walmsley C.M., Colomer F., 1995, A&A 295, L51  
 Bachiller R., in: IAU Symposium 1997: Molecules in Astrophysics, Probes and Processes, Herausgeber: E.F. van Dishoeck, im Druck  
 Bally J. & Lada C., 1983 ApJ 265, 824  
 Bessel M.S., Brett J.M., 1988, PASP 100, 1134  
 Blake G.A., van Dishoeck E.F., Sargent A.I., 1992, ApJ 391, L99  
 Blake G.A., Sandell G., van Dishoeck E.F., Groesbeck, T.D., Mundy L.G., Aspin C., 1995, ApJ 441, 689  
 Blake G.A., van Dishoeck E.F., Jansen D.J., Groesbeck, T.D., Mundy L.G., 1994 ApJ 428, 680  
 Boreiko R.T., Betz A.L., Zmuidzinas J., 1989, ApJ 337, 332  
 Carr J.S., Evans N.J., Lacy J.H., Zhou S.D., 1995, ApJ 450, 667  
 Caselli P., Hasegawa T.I., Herbst E., 1993, ApJ 408, 548  
 Castelaz M.W., Grasdalen G., 1988, ApJ 335, 150  
 Charnley S.B., Tielens A.G.G.M., Millar T.J., 1992, ApJ 399, L71  
 Chini R., Krügel E., Kreysa E., 1986, A&A 167, 315  
 Crawford M.K., Lugten J.B., Fitelson W., Genzel R., Melnick G., 1986, ApJ 303, L57  
 de Boisanger C., Helmich F.P., van Dishoeck E.F., 1996, A&A, 310, 315

- Elias J.H., Frogel J.A., Matthews K., Neugebauer G., 1982, *AJ* 87, 1029
- Frerking, M.A., Langer, W.D., Wilson, R.W., 1982, *ApJ* 262, 590
- Fuente A., Martín–Pintado J., Gaume R., 1995, *ApJ* 442, L33
- Geballe T.R., Persson S.E., Simon T., Lonsdale C.J., McGregor P.J., 1986, *ApJ* 302, 693
- Guélin M., Langer W.D., Wilson R.W., 1982, *A&A* 107, 107
- Greene, Young, & Walker 1990 in: Walker K.C., Adams F.C., Lada C.J., 1990, *ApJ* 349, 515
- Groesbeck T.D., 1994, Ph.D. Thesis, California Institute of Technology
- Harvey P.M., Campbell M.F., Hoffman W.F., 1977, *ApJ* 215, 151
- Haschick A.D., Menten K.M., Baan W.A., 1990, *ApJ* 354, 556
- Helmich F.P., van Dishoeck E.F., 1997, *A&ASS*, im Druck
- Helmich F.P., Jansen D.J., de Graauw T., Groesbeck T.D., van Dishoeck E.F., 1994, *A&A* 283, 626
- Henning Th., Cesaroni R., Walmsley C.M., Pfau W., 1992, *A&AS* 93, 525
- Herbst T.M., Beckwith S.V.W., Birk C., Hippler S., McCaughrean M.J., Mannucci F., Wolf J., 1993, in *Infrared Detectors and Instrumentation*, Herausgeber: A.M. Fowler (SPIE Conf. 1946) (Bellingham, WA: SPIE), S. 605
- Herbst T.M., Rayner J.T., 1994, in: *Infrared Arrays: The Next Generation*, Herausgeber: I.S. McLean, Dordrecht, Kluwer, S. 515
- Hodapp K., 1994, *ApJS* 94, 615
- Jansen D.J., van Dishoeck E.F., Black J.H., 1994, *A&A* 282, 605
- Jansen D.J., van Dishoeck E.F., Black J.H., Spaans M., Sosin C., 1995, *A&A* 302, 223
- Krügel E., Chini R., 1994, *A&A* 287, 947
- Krügel E., Güsten R., Schulz A., Thum C., 1987, *A&A* 185, 283
- Krügel E., Densing R., Nett H., Röser H.P., Schäfer F., Schmid–Burgk J., Schwaab G., van der Wal P., Wattenbach R., 1989, *A&A* 211, 419
- Kutner M.L., Ulich B.L., 1981, *ApJ* 250, 341
- Lacy J.H., Knacke R., Geballe T.R., Tokunaga A.T., 1994, *ApJ* 428, L69
- Lada C.J. 1988, in: *Formation and Evolution of Low Mass Stars*, Herausgeber: A.K. Dupree, M.T.V.T. Lago, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London, S. 93
- Lada C.J. Adams F.C., 1992, *ApJ* 393, 278
- Lada C.J. Young E.T., Greene T.P., 1993, *ApJ* 408, 471
- Mathis J.S., 1990, *ARA&A* 28, 37
- Mauersberger R., Wilson T.L., Mezger P.G., Gaume R., Johnston K.J., 1992, *A&A* 256, 640
- McMullin J.P., Mundy L.G., Blake G.A., 1994a, *ApJ* 437, 305
- McMullin J.P., Mundy L.G., Wilking B.A., Hezel T., Blake G.A., 1994b, *ApJ* 424, 222
- Mendoza E.E., Rodríguez L.F., Chavarria–K. C., Neri L., 1990, *MNRAS*, 246, 518
- Menshchikov A., Henning Th., 1997, *A&A*, 318, 879
- Mundy L.G., Wootten H.A., Wilking B.A., Blake G.A., Sargent A.I., 1992 *ApJ* 385, 306
- Ossenkopf V., 1997, in Vorbereitung
- Phillips J.P., Mampaso A., 1991, *A&ASS* 88, 189
- Phillips J.P., White G.J., Rainey R., Avery L.W., Richardson K.J., Griffin M.J., Cronin N.J., Monteiro T., Hilton J., 1988, *A&A* 190, 289
- Poynter R.L., Pickett H.M., 1984, *A Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog*, NASA JPL Publ. 80–23, Revision 2.
- Sandell G., Knee L.B.G., Aspin C., Robson I.E., Russell A.P.G., 1994, *A&A* 285, L1
- Scarrott S.M. & Warren–Smith R.F., 1989, *MNRAS*, 237, 995
- Schreyer K., Henning Th., Kömpe C., Harjunpää P., 1996, *A&A* 306, 267

- Schwartz P.R., 1980, ApJ 238, 823  
 Schwartz P.R., Thronson H.A., Sten Jr., Odenwald F., Glaccum W., Loewenstein R.F., Wolf G., 1985, ApJ 292, 231  
 Schwartz P.R., 1987, ApJ 320, 258  
 Tielens A.G.G.M., Tokunaga A.T., Geballe T.R., Baas F., 1991 ApJ 381, 181  
 van Dishoeck E.F., Blake G.A., Draine B.T., Lunine L.I., 1993, in: Protostars and Planets III, Herausgeber: E.H. Levy, J.I. Lunine, M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, S. 163  
 van Dishoeck E.F., Blake G.A., Jansen D.J., Groesbeck T.D., 1995, ApJ 447, 760  
 van Dishoeck E.F., Blake G.A., 1995, Ap&SS 224, 237  
 van Langevelde H.J., van Dishoeck E.F., Blake G.A., 1994, ApJ 425, L45  
 van Dishoeck E.F., Phillips J.P., Keeme J., Blake G.A., 1992, A&A 261, L13  
 Walker C.K., Adams F.C., Lada C.J., 1990, ApJ 349, 515  
 Walker C.K., Maloney P.R., Serabyn E., 1994, ApJ 437, L127  
 Ward-Thompson D., Zylka R., Mezger P.G., 1997, in Vorbereitung  
 Wiesemeyer H., Güsten R., Wink J.E., Yorke H.W., 1997, A&A, im Druck  
 Williams J.P., de Geus E.J., Blitz L., 1994, ApJ 428, 712  
 Wink J.E., Duvert G., Guilloteau S., Güsten R., Walmsley C.M., Wilson T.L., 1994, A&A 281, 505  
 Zhou S., Evans N.J., Kömpe C., Walmsley C.M., 1993, ApJ 404, 232.

### Literatur für Kapitel 2.4 und 2.5

- Assendorp R., Bontekoe, T.R., de Jonge, A.R.W., Kester, D.J.M., Roelfsema, P.R. und Wesselius, P.R., 1995, A&ASS 110, 395  
 Blake G.A., Sandell G., van Dishoeck E.F., Groesbeck T.D., Mundy L.G., Aspin C., 1995, ApJ 441, 689  
 Blake G.A., Sutton E.C., Masson C.R., Phillips T.G., 1987, ApJ 315, 621  
 Blake G.A., van Dishoeck E.F., Jansen D.J., Groesbeck, T.D., Mundy L.G., 1994, ApJ 428, 680  
 Blake G.A., van Dishoeck E.F., Sergent A.I., 1992, ApJ 391, L99  
 Campbell B., Persson S.E., Matthews K., 1988, AJ 98, 643  
 Cesaroni R., Palagi F., Felli M., Catarzi M., Comoetto G., Di Franco S., Giovanardi C., Palla F., 1988, A&AS 76, 445  
 Chini R., Henning Th., Pfau W., 1991, A&A 247, 157  
 Choi M., Evans II N.J., Jaffe D.T., 1993, ApJ 417, 624  
 Gear W.K., Gee G., Robson E.I., Ade P.A.R., Duncan W.D., 1986, MNRAS 219, 835  
 Haas M., Leinert Ch., Lenzen R., A&A 261, 130  
 Hasegawa T.I. & Mitchell G.F., 1995, ApJ 441, 665  
 Harvey P.M., Campbell M.F., Hoffman W.F., Thronson H.A., Gately I., 1979 ApJ 229, 990  
 Helmich F.P., van Dishoeck E.F., 1997, A&ASS, im Druck  
 Henning Th., Pfau W., Altenhoff W.J., 1990, A&A 227, 542  
 Henning Th., Cesaroni R., Walmsley C.M., C.M. Pfau W., 1992, A&ASS 93, 525  
 Hodapp K.-W., 1990, ApJ 352, 184  
 Hodapp K.-W., 1994, ApJS 94, 615  
 Hoare M.G., Glindemann A., Richichi A., 1996, ESO proceedings  
 Irvine W.M., Goldsmith P.F., Hjalmarson Å., 1987, in: Interstellar Processes, eds D. Hollenbach, H.A. Thronson, Reidel, Dordrecht, S. 561  
 Joyce R.R., Capps R.W., Gillett F.C., Grasdalen G., Kleinmann S.G., Sargent D.G., 1977, ApJ 312, L127

- Kawabe R., Ogawa H., Fukui Y., Takano T., Takaba H., Fujimoto Y., Sugitani K., Fujimoto. M., 1984, ApJ 282, L73
- Kawabe R., Hasegawa T.I., Hayashi S.S., Kaifu N., 1987, in IAU Symposium Nr. 115, *Star Forming Regions* eds. M. Peimbert, J. Jugaku, Reidel, Dordrecht, S. 352
- Lada C.J. & Harvey P.M., 1981, ApJ 245, 58
- Launhardt R., Dissertation, 1996, Universität Jena
- McMullin J.P., Mundy L.G., Blake G.A., 1994, ApJ 437, 305
- Mathis J.S., Rumpl W., Nordsieck K.H., 1977, ApJ 217, 425
- Minchin N.R., Hough J.H., Burton M.G., Yamashita T., 1991, MNRAS 251, 522
- Mitchell G.F., Hasegawa T.I., 1991, ApJ 371, L33
- Mitchell G.F., Hasegawa T.I., Schella J., 1992, ApJ 386, 604
- Mitchell G.F., Lee S.W., Maillard J.-P., Matthews H., Hasegawa T.I., Harris A.I., 1995, ApJ 438, 794
- Mitchell G.F., Maillard J.-P., Hasegawa T.I., 1991, ApJ 371, 342
- Mundy L.G. & Adelman G.A., 1988, ApJ 329, 907
- Nakamura A., Kawabe R., Kitamura Y., Ishiguro M, Murata Y., Ohashi N., ApJ 383, L81
- Nejad L.A.M., Williams D.A., 1992, MNRAS
- Ohishi M., Irvine W.M., Kaifu N., 1992 in: *Astrochemistry of Cosmic Phenomena*, IAU Symposium 150, Herausgeber: P.D., Singh, Kluwer, Dordrecht, S. 171
- Ossenkopf V., Henning Th., 1994, A&A 261, 567
- Ossenkopf V., 1997, in Vorbereitung
- Persson S.E., McGregor P.J., Campbell B., 1988, ApJ 326, 339
- Plume R., Jaffe D.T., Evans II N.J., 1992, ApJSS 78, 505
- Rieke G.H. & Lebofsky M.J., 1985, ApJ 288, 618
- Schreyer K. & Mitarb., 1997, A&A, in Vorbereitung
- Scoville N.Z., Kleinmann S.G., hall D.N.B., Ridgway S.T., 1983, ApJ 275, 201
- Shu F.H., Adams F.C., Lizano S., 1987, ARA&A 25, 23
- Simon T., Simon M., Joyce R.R., 1979, ApJ 230, 127
- Simon M., Righini-Cohen G., Felli M., Fischer J., 1981a, ApJ 245, 552
- Simon M., Righini-Cohen G., Fischer J., Cassar L., 1981b, ApJ 251, 552
- Simon M., Felli M., Cassar L., Fischer J., Massi M., 1983, ApJ 266, 623
- Snell R.L., Scoville N.Z., Sanders D.B., Erickson N.R., 1984, ApJ 284, 176
- Sutton E.C., Peng R., Danchi W.C., Jaminet P.A., Sandell G., Russell P.G., 1995, ApJSS 97, 455
- Thompson R.I & Tokunaga A.T., 1979, ApJ 231, 736
- van Dishoeck E.F., Blake G.A., Jansen D.J., Groesbeck T.D., 1995, ApJ 447, 760
- Wiesemeyer H., Güsten R., Wink J.E., Yorke H.W., 1997, A&A, im Druck
- Yamashita T., Sato S., Nadata T., Gatley I., Hayashi S.S., Fukui Y., 1989, ApJ 336, 832

### Literatur für Kapitel 3

- Andersson M., Askne J., Hjalmarson A., 1984, A&A 136, 243
- Barrett A H., Ho P.T.P., Myers P.C., 1977, ApJ 211, L39
- Barvainis R., 1984, ApJ 279, 358
- Baud B., Biegging J.H., Plambeck R.L., Thornton D.D., Welch W.J., Wright M.C.H., in: *Interstellar Molecules*, Herausgeber: B.H. Andrew, 1980, IAU Symposium No. 87, Reidel, Dordrecht, S. 545
- Becklin E.E. Neugebauer G., 1967 ApJ 147, L799
- Beckwith S., Persson S.E., Neugebauer G., Becklin E.E., 1978, ApJ 223, 464

- Blake G.A., Mundy L.G., Carlstrom J.E., Padin S., Scott S.L., Scoville N., Woody D.P., 1996, *ApJ* 472, L49
- Blake G.A., Sutton E.C., Masson C.R., Phillips T.G., 1987, *ApJ* 315, 621
- Boucher D., Burie J., Bauer A., Drubrulle A., Demaison J., 1980, *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 9, 659
- Chandler C.J., DePree C.G., 1995, *ApJ* 455, L67
- Chelli A., Perrier C., Lena P., 1984, *ApJ* 280, 163
- Chernin L.M., Wright M.C.H., 1996, *ApJ* 467,676
- Chini R., Henning Th., Pfau W., 1991, *A&A* 247, 157
- Churchwell E., Felli M., Wood D.O.S., Massi M., 1987, *ApJ* 321, 516
- Dougados C., Léna P., Ridgway S.T., Christou J.C., Probst R.G., 1993, *ApJ* 406, 112
- Downes D., Genzel R., Becklin E.E., Wynn–Williams C.G., 1981, *ApJ* 244, 869
- Guilloteau S., Delannoy J., Downes D., Greve A., Guélin M., Lucas R., Morris D., Radford S., Wink J., Cernicharo J., Garcia–Burillo S., Neri R., Blondel J., Perrigouard A., Plathner D., Torres M., 1992, *A&A* 262, 624
- Dutrey A., Duvert, G., Castets A., Langer W.D., Bally J., Wilson R.W., 1993, *A&A* 270, 468
- Drapatz S., Haser L., Hofmann R., Oda N., Iyengar K.V., 1983, *A&A* 128, 207
- Elitzur M., 1982, *ApJ* 262, 189
- Erickson N.R., Goldsmith P.F., Snell R.L., Berson R.L., Huguenin G.R., Ulich B.L., Lada C.J., 1982, *ApJ* 261, L103
- Felli M., Churchwell E., Wilson T.L., Talyor G.B., 1993, *A&AA* 98, 137
- Foy R., Chelli A., Lena P., Sibille F., 1979, *A&A* 79, L5
- Garay G., Moran J.M., Reid M.J., 1987, *ApJ* 314, 535
- Garmany C.D., Conti P.S., Chiosi C., 1982, *ApJ* 263, 777
- Genzel R., Downes D., Ho P.T.P., Bieging J., 1982, *ApJ* 259, L103
- Genzel R., Poglitsch A, Stacey G.J., 1988, *ApJ* 333, L59
- Genzel R., Reid M.J., Moran J.M., Downes D., 1981, *ApJ* 244, 884
- Genzel R., Stutzki J., 1989, *ARA&A* 27, 41
- Gezari D.Y., 1992, *ApJ* 396, L43
- Grasdalen G.L., Gehrz R.D., Hackwell J.A., 1981, in: *Infrared Astronomy*, eds C.G.Wynn-Williams, D.P. Cruikshank, Dordrecht, Reidel, S. 179
- Groesbeck T.D., 1994, Ph.D. Thesis, California Institute of Technology
- Guilloteau S., Delannoy J., Downes D., Greve A., Guélin M., Lucas R., Morris D., Radford S.J.E., Wink J., Cernicharo J., Forveille T., Garcia-Burillo S., Neri R., Blondel J., Perroigouard A., Plathner D., Torres M., 1992, *A&A* 262, 624
- Güsten R, 1995, private Mitteilung
- Habing R.J., Macdonald G.H., 1991, *A&A* 252, 705
- Hansen S.S., Johnston K.J., 1983, *ApJ* 267, 635
- Harris A.I., Graf U., Jaffe D.T., Stutzki J., Genzel R., 1989, *ApJ* 385, 240
- Hasegawa T., Kaifu N., Inatani J., Morimoto M., Chikada Y., 1984, *ApJ* 283, 117
- Hermsen W., Wilson T.L., Bieging J.H., 1988a, *A&A* 201, 276
- Hermsen W., Wilson T.L., Walmsley C.M., Henkel C., 1988b, *A&A* 201, 285
- Hodapp K., 1994, *ApJS* 94, 615
- Jaffe D.T., Davidson J.A., Dragovan M., Hildebrand R.H., 1984, *ApJ* 284, 637
- Jansen D.J., van Dishoeck E.F., Black J.H., 1994, *A&A* 282, 605
- Johnstone D., Hollenbach D., Storzer H., Bally J., Sutherland R., 1996, *BAAS* 189, #49.12
- Keene J., Hildebrand R.H., Whitcomb S.E., 1982, *ApJ* 252, L11

- Kleinmann D.E., Low F.J., 1967, *ApJ* 149, L1
- Lee T.J., Beattie D.H., Geballe T.R., Pickup D.A., 1983, *A&A* 127, 417
- Lonsdale C.J., Becklin E.E., Lee T.J., Stewart J.M., 1982, *AJ* 87, 1819
- Loren R.B., Mundy L.G., 1984, *ApJ* 286, 232
- Maddalena R.J., Morris M., Moscowitz J., Thaddeus P., 1986, *ApJ* 303, 375
- Masson C.R., Berge G.L., Claussen M.J., Heiligman G.M., Leighton R.B., & Mitarb., 1984, *ApJ* 283, L37
- Masson C.R., Claussen M.J., Lo K.Y., Moffet A.T., Phillips T.G., Sargent A.I., Scott S.C., Scoville N.Z., 1985, *ApJ* 295, L47
- Masson C.R., Lo K.Y., Phillips T.G., Sargent A.I., Scoville N.Z., Woody D.P., 1987, *ApJ* 319, 446
- Masson C.R., Mundy L.G., 1988, *ApJ* 324, 538
- Melnick G.J., Lugten J.B., Poglitsch A., Stacey G.J., Genzel R., 1990, *ApJ* 348, 161
- Menten K.M. & Reid M.J., 1991, *BAAS* 22, No. 4, 1269 (abstract)
- Menten K.M. & Reid M.J., 1995, *ApJ* 445, 157
- Mezger P.G., Wink J.E., Zylka R., 1990, *A&A* 228, 95
- Mezger P.G., 1994, *ApSS* 212, 197
- Migenes V., Johnston K.J., Pauls T.A., Wilson T.L., 1989, *ApJ* 347, 294
- Minchin N.R., Hough J.H., McCall A., Burton M.G., McCaughrean M.J., Aspin C., Bailey J.A., Axon D.J., Sato S.,
- Minh Y.C., Ohishi M., Roh D.G., Ishiguro M., Irvine W.M., 1993, *ApJ* 411, 773
- Moran J.M., Garay G., Reid M.J., Genzel R., Wright M.C.H., Plambeck R.L., 1983, *ApJ* 271, L31
- Morris M., Palmer P., Zuckermann B., 1980, *ApJ* 237, 1
- Mundy L.G., Scoville N.Z., Bååth L.B., Masson C.R., Woody D.P., 1986, *ApJ* 304, L51
- Murata Y., Ph. D. thesis, University of Tokyo
- Murata Y., Kawabe R., Ishiguro M., Hasegawa T., Hayashi M., 1991, in: *Fragmentation of Molecular Cloud and Star Formation*, IAU Symposium 147, Herausgeber: E. Falgarone, Boulanger F., Duvert G., Kluwer, Dordrecht, S. 357
- Nadeau D., Geballe T.R., Neugebauer G., 1982, *ApJ* 253, 154
- Norris R.P., 1984, *MNRAS* 207, 127
- Pauls T.A., Wilson T.L., Bieging J.H., Martin R.N., 1983, *A&A* 124, 23
- Plambeck R.L. & Wright M.C.H., 1987, *ApJ* 317, L101
- Plambeck R.L., Wright M.C.H., Carlstrom J.E., 1990, *ApJ* 348, L65
- Plambeck R.L., Wright M.C.H., Mundy L.G., Looney L.W., 1995, *ApJ* 455, L189
- Plambeck R.L., Wright M.C.H., Welch W.J., Bieging J.H., Baud B., Ho P.T.P. Vogel S.N., 1982, *ApJ* 259, 617
- Poynter R.L., Pickett H.M., 1984, *A Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog*, NASA JPL Publ. 80-23, Revision 2.
- Rieke G.H., Low F.J., Kleinmann D.E., 1973, *ApJ* 186, L7
- Schilke P., Walmsley C.M., Pineau des Forêts G., Roueff E., Flower D.R., Guilloteau S., 1992, *A&A* 256, 595
- Schulz A., Henkel C., Beckmann U., Kasemann C., Schneider G., Lyman L.Å, Persson G., Gunnarsson L.G., Delgado G., 1995, *A&A* 295, 185
- Scoville N., Hall D.N.B., Kleinmann S.G., Ridgway S.T., 1982, *ApJ* 253, 136
- Scoville N., Kleinmann S.G., Hall D.N.B., Ridgway S.T., 1983, *ApJ* 275, 201
- Stutzki J., Genzel R., Harris A.I., Herman J., Jaffe D.T., 1988, *ApJ* 330, L125
- Stutzki J. & Güsten R., 1990, *ApJ* 356, 533

- Stutzki J., Stacey G.J., Genzel R., Harris A.I., Lugten J.B., 1988, ApJ 332, 379
- Sugai H., Usuda T., Kataza H., Tanaka M., Inoue M.Y., Kawabata H., Takami H., Aoki T., Hiromoto N., 1994, ApJ 420, 746
- Sutton E.C., Blake G.A., Genzel R., Masson C.R., Phillips T.G., 1986, ApJ 311, 921
- Sutton E.C., Peng R., Danchi W.C., Jaminet P.A., Sandell G., Russell P.G., 1995, ApJSS 97, 455
- Thronson H.A., Harper D.A., Bally J., Dragovan M., Mozurkewich D., 1986, AJ 91, 1350
- Turner B.E., 1989, ApJSS 70, 539
- Turner B.E., 1991, ApJSS 76, 617
- van Dishoeck E.F., 1996, private Mitteilung
- Vogel S.N., Bieging J.H., Plambeck R.L., Welch W.J., Wright M.C.H., 1985, ApJ., 296, 600
- Wang T.Y., Wouterloot J.G.A., Wilson T.L., 1993, A&A 277, 205
- Werner M.W., Gatley I., Haper D.A., Becklin E.E., Loewenstein R.F., 1976, ApJ 204, 420
- Werner M.W., Dinerstein H.L., Capps R.W., 1983, ApJ 256, L13
- Wilner D.J., Wright M.C.H., Plambeck R.L., 1994, ApJ 422, 642
- Wilson T.L., Downes D., Bieging J., 1979, A&A 71, 275
- Wiesemeyer H., 1996, private Mitteilung
- Wiesemeyer H., Güsten R., Wink J.E., Yorke H.W., 1997, A&A, im Druck
- Womack M., Ziurys L.M., Sage L.J., 1993, ApJ 406, L29
- Wright M.C.H., Carlstrom J.E., Plambeck R.L., Welch W.J., 1990, AJ 99, 1299
- Wright M.C.H. & Plambeck R.L., 1983, ApJ 267, L115
- Wright M.C.H., Plambeck R.L., Mundy L.G., Looney L.W., 1995, ApJ 455, L185
- Wright M.C.H., Plambeck R.L., Vogel S.N., Ho P.T.P., Welch W.J., 1983, ApJ 267, L41
- Wright M.C.H., Plambeck R.L., Wilner D.J., 1996, ApJ 469, 216
- Wright M.C.H., Sandell G., Wilner D.J., Plambeck R.L., 1992, ApJ 393, 225
- Wright M.C.H., Vogel S.N., 1985, ApJ 297, L11
- Wynn-Williams C.G., Genzel R., Becklin E.E., Downes D., 1984, ApJ 281, 172
- Ziurys L., Martin R., Pauls T., Wilson T.L., 1981, A&A 104, 288
- Zuckermann B., Morris M., Palmer P., 1981, ApJ 250, L39

## Literatur für den Anhang

- Högbom J.A., 1974, A&ASS 15, 417
- Groesbeck T.D., 1994, Ph.D. Thesis, California Institute of Technology
- Poynter R.L., Pickett H.M., 1984, A Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog, NASA JPL Publ. 80-23, Revision 2.
- Schwarz, U.J., 1978, A&A 65, 345

# Anhang

## A Physikalische und astronomische Größenangaben sowie spezielle Abkürzungen

Die folgenden Tabellen geben eine Übersicht über physikalische Einheiten und Abkürzungen, die in der Astronomie gebräuchlich sind und in dieser Arbeit verwendet werden sowie über deren Umrechnung in SI-Einheiten.

Astronomische und physikalische Größenangaben:

Abkürzung	Einheit	Umrechnung	Erläuterung
$M_{\odot}$	Sonnenmasse	$1 M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33} \text{ g}$	
$L_{\odot}$	Sonnenleuchtkraft	$1 L_{\odot} = 3.9 \times 10^{26} \text{ W}$	
AE	Astronomische Einheit	$1 \text{ AE} = 1.4959787 \times 10^{11} \text{ m}$	mittlerer Abstand Sonne – Erde
pc	Parsec	$1 \text{ pc} = 3.0857 \times 10^{16} \text{ m}$	Parallaxensekunde
Jy	Jansky	$1 \text{ Jy} = 1 \times 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$	Flußdichte
mag	Magnitude	$1 \text{ mag} = -2.5 \times \log \frac{S_1}{S_2} \quad *1$ $= -2.5 \times \log \frac{1}{2.512} \quad *2$	Helligkeitsgrößenklasse

1\*  $S_1/S_2 =$  Verhältnis von Strahlungsflüssen zweier Sterne

2\*  $S_1 : S_2 = 1 : 2.512 =$  Definition einer Magnitude

Koordinatenbezogene Abkürzungen:

Abkürzung	Bezeichnung	Erläuterung
RA(1950)	Rektaszension	bezogen auf die Lage des Frühlingspunktes J 1950.0
Dec(1950)	Deklination	bezogen auf die Lage des Frühlingspunktes J 1950.0
RA(2000)	Rektaszension	bezogen auf die Lage des Frühlingspunktes J 2000.0
Dec(2000)	Deklination	bezogen auf die Lage des Frühlingspunktes J 2000.0

Teleskopabkürzungen:

Abkürzung	Bezeichnung, kurze Bemerkung
JCMT	15m– <i>James Clerk Maxwell Telescope</i> auf dem Mauna Kea in Hawaii
30m–IRAM	30m–Teleskop des <i>Institut de Radio Astronomie Millimétrique</i> auf dem Pico Veleta in Spanien
CSO	10.5m–Teleskop des <i>Caltech Submillimeter Observatory</i> auf dem Mauna Kea in Hawaii
Plateau–de–Bure–Interferometer	IRAM–Interferometer auf dem Plateau de Bure in Frankreich, zur Meßzeit der Orion–KL–Daten aus 3 15m–Teleskopen bestehend, seit 1996 aus 5 15m–Elementen
BIMA	<i>Berkeley–Illinois–Maryland Association array</i> auf der Ebene Hat Creek bestehend aus 9 6m–Teleskopen
VLA	<i>Very Large Array (VLA)</i> in New Mexico, 27 25m–Elemente

## B Feinstruktur– und Hyperfeinstrukturübergänge von $\text{CH}_3\text{CN}$ $J = 5 \rightarrow 4$

Die Tabelle 14 listet alle Hyperfeinstrukturübergänge von  $\text{CH}_3\text{CN}$   $J = 5 \rightarrow 4$  nach dem *JPL spectral line catalog* (Poynter & Pickett 1984, Groesbeck 1994) auf.

Tabelle 14:  $\text{CH}_3\text{CN}$   $J = 5 \rightarrow 4$ 

Übergang $JK\ F \rightarrow JK\ F$	Frequenz [MHz]	Frequenzfehler [MHz]	$E_1^{*1}$ [K]	$\mu^2 S^{*2}$ [Debye <sup>2</sup> ]
5 4 0 4 $\rightarrow$ 4 4 0 4	91956.828	0.001	123.13	2.201
5 4 0 5 $\rightarrow$ 4 4 0 4	91957.906	0.050	123.13	52.829
5 4 0 4 $\rightarrow$ 4 4 0 5	91958.844	0.001	123.13	0.022
5 4 0 6 $\rightarrow$ 4 4 0 5	91959.203	0.200	123.13	65.036
5 4 0 4 $\rightarrow$ 4 4 0 3	91959.203	0.200	123.13	42.801
5 4 0 5 $\rightarrow$ 4 4 0 5	91959.898	0.001	123.13	2.201
5 3 0 5 $\rightarrow$ 4 3 0 4	91970.641	0.050	73.13	187.832
5 3 0 4 $\rightarrow$ 4 3 0 4	91970.828	0.001	73.13	7.827
5 3 0 5 $\rightarrow$ 4 3 0 5	91971.156	0.001	73.13	7.826
5 3 0 4 $\rightarrow$ 4 3 0 5	91971.328	0.002	73.13	0.079
5 3 0 6 $\rightarrow$ 4 3 0 5	91971.375	0.050	73.13	231.240
5 3 0 4 $\rightarrow$ 4 3 0 3	91971.375	0.050	73.13	152.182

Tabelle 14: Fortsetzung

Übergang		Frequenz	Frequenzfehler	$E_1^{*1}$	$\mu^2 S^{*2}$
$JK$	$F \rightarrow JK$	[MHz]	[MHz]	[K]	[Debye <sup>2</sup> ]
5 2 0 5	$\rightarrow$ 4 2 0 5	91979.203	0.001	37.41	5.137
5 2 0 6	$\rightarrow$ 4 2 0 5	91980.000	0.250	37.41	151.765
5 2 0 5	$\rightarrow$ 4 2 0 4	91980.000	0.250	37.41	123.274
5 2 0 4	$\rightarrow$ 4 2 0 3	91980.000	0.250	37.41	99.878
5 2 0 4	$\rightarrow$ 4 2 0 5	91980.000	0.250	37.41	0.052
5 2 0 4	$\rightarrow$ 4 2 0 4	91980.836	0.001	37.41	5.136
5 1 0 5	$\rightarrow$ 4 1 0 5	91984.023	0.002	15.98	2.935
5 1 0 5	$\rightarrow$ 4 0 0 5	91984.039	0.001	15.98	2.935
5 1 0 5	$\rightarrow$ 4 1 0 4	91985.281	0.050	15.98	140.893
5 1 0 6	$\rightarrow$ 4 0 0 5	91985.281	0.050	15.98	86.714
5 1 0 6	$\rightarrow$ 4 1 0 5	91985.281	0.050	15.98	86.714
5 1 0 4	$\rightarrow$ 4 0 0 3	91985.281	0.050	15.98	57.068
5 1 0 4	$\rightarrow$ 4 1 0 3	91985.281	0.050	15.98	57.068
5 1 0 4	$\rightarrow$ 4 1 0 5	91985.602	0.003	15.98	0.030
5 1 0 4	$\rightarrow$ 4 0 0 5	91985.617	0.001	15.98	0.030
5 1 0 4	$\rightarrow$ 4 1 0 4	91986.836	0.001	15.98	2.935
5 1 0 4	$\rightarrow$ 4 0 0 4	91986.844	0.001	15.98	2.935
5 0 0 5	$\rightarrow$ 4 0 0 5	91985.641	0.002	8.83	6.116
5 0 0 6	$\rightarrow$ 4 0 0 5	91987.055	0.050	8.83	180.688
5 0 0 5	$\rightarrow$ 4 0 0 4	91987.055	0.050	8.83	146.767
5 0 0 4	$\rightarrow$ 4 0 0 3	91987.055	0.050	8.83	118.913
5 0 0 4	$\rightarrow$ 4 0 0 5	91987.391	0.002	8.83	0.062
5 0 0 4	$\rightarrow$ 4 0 0 4	91988.844	0.001	8.83	6.115

\*<sup>1</sup>  $E_1$  = unteres Energieniveau über dem Grundzustand

\*<sup>2</sup>  $\mu^2 S$ :  $\mu$  = Dipolmoment (3.91 Debye),  $S$  intrinsische Linienstärke

## C Kanalkarten für Orion-KL

### C.1 CH<sub>3</sub>CN

In Abb. 48 sind alle Kanalkarten aufgetragen, in denen Emission der fünf Feinstrukturlinien von CH<sub>3</sub>CN  $J = 5 \rightarrow 4$  rekonstruiert wurden. Auf das innere Viertel der *Dirty Images* wurde in der Grenoble Software die *Clean*-Prozedur mit einem *Gain*-Faktor von 0.1 angewendet. Die maximale Zahl der *Clean*-Komponenten betrug 15000, wobei davon für mindestens 2000 Komponenten keine negativen Anpassungen zugelassen wurden. Die Gesamtausdehnung der Bilder wird durch  $256 \times 256$  Pixel beschrieben, wobei ein Pixel  $0.5''$  entspricht. Der *Clean*-Bereich wurde von den Pixelkoordinaten  $[x1,y1] = [85,70]$  (untere Ecke) und  $[x2,y2] = [192,165]$  (obere Ecke) aufgespannt. Ein Abbruch der *Clean*-Iterationen erfolgte bei einem Rauschwert von 90 mJy ( $= 1\sigma$  im *Dirty Image*).

In Abb. 48 sind außer den rekonstruierten Flußverteilungen auch die Syntheseinterferometerkeule (*Dirty Beam*), die Überdeckung der UV-Ebene (projizierte Basislinien an die Himmelsfläche) und die Halbwertsbreite der gaußförmigen Anpassung an die Syntheseinterferometerkeule (*Clean Beam*) eingetragen.

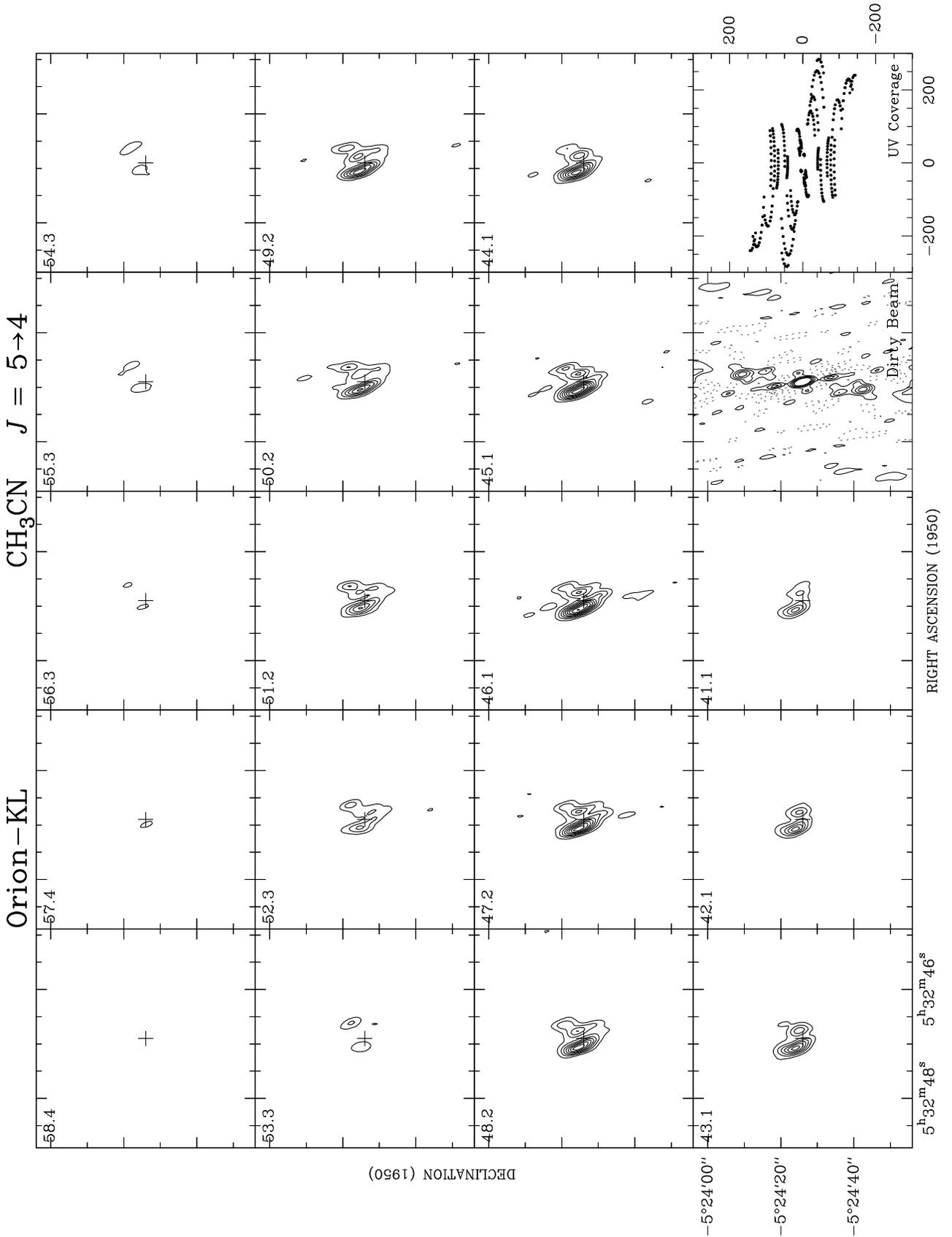


Abbildung 48: Kanalkarten in  $\text{CH}_3\text{CN}$ : Die Karten umfassen  $60'' \times 60''$ . Die Konturlinien sind 0.3 Jy/Keulengröße ( $= 3 \sigma$ ) bis 5 Jy/Keulengröße in Schritten von 0.3 Jy/Keulengröße.

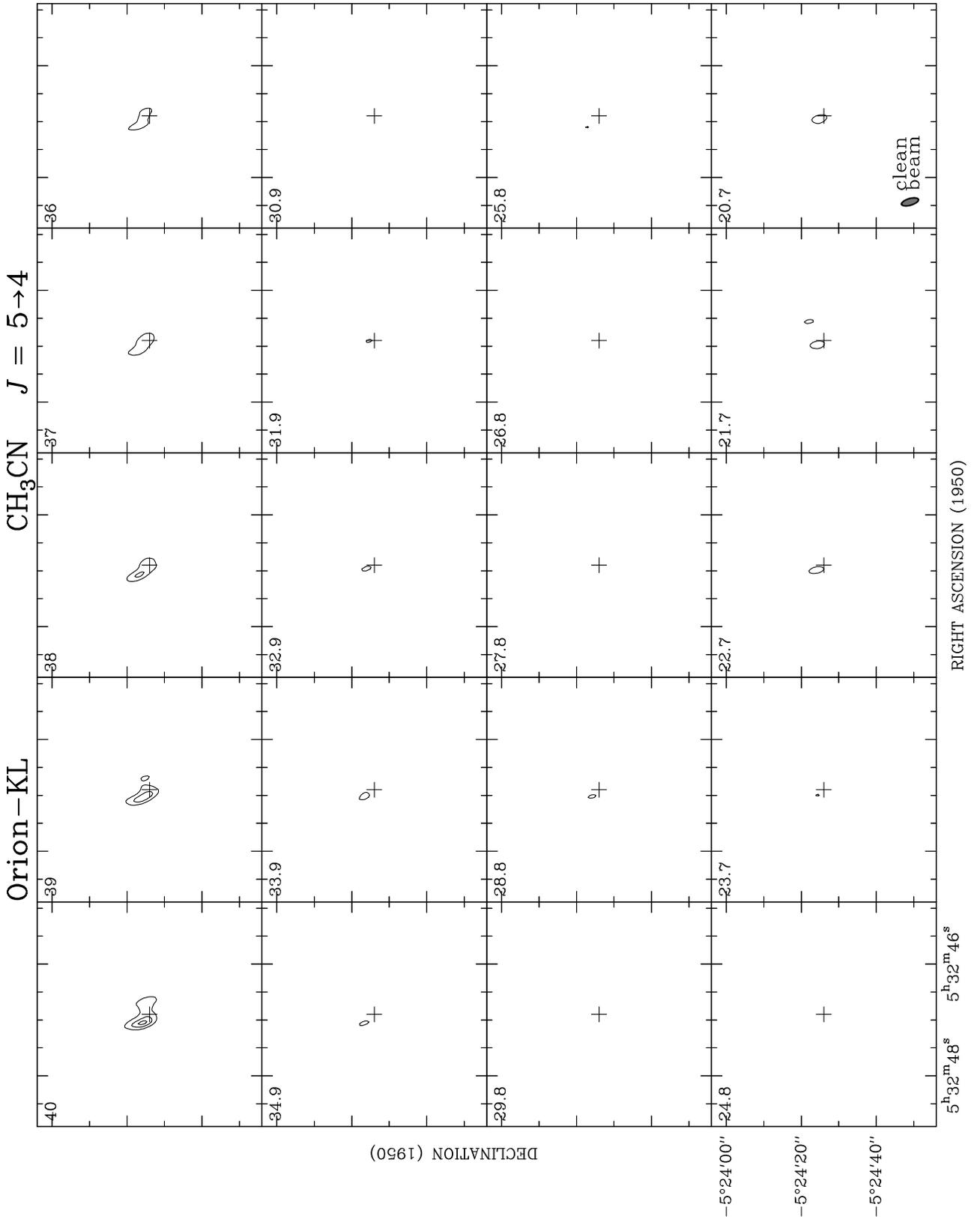


Abb. 48: Fortsetzung (1)

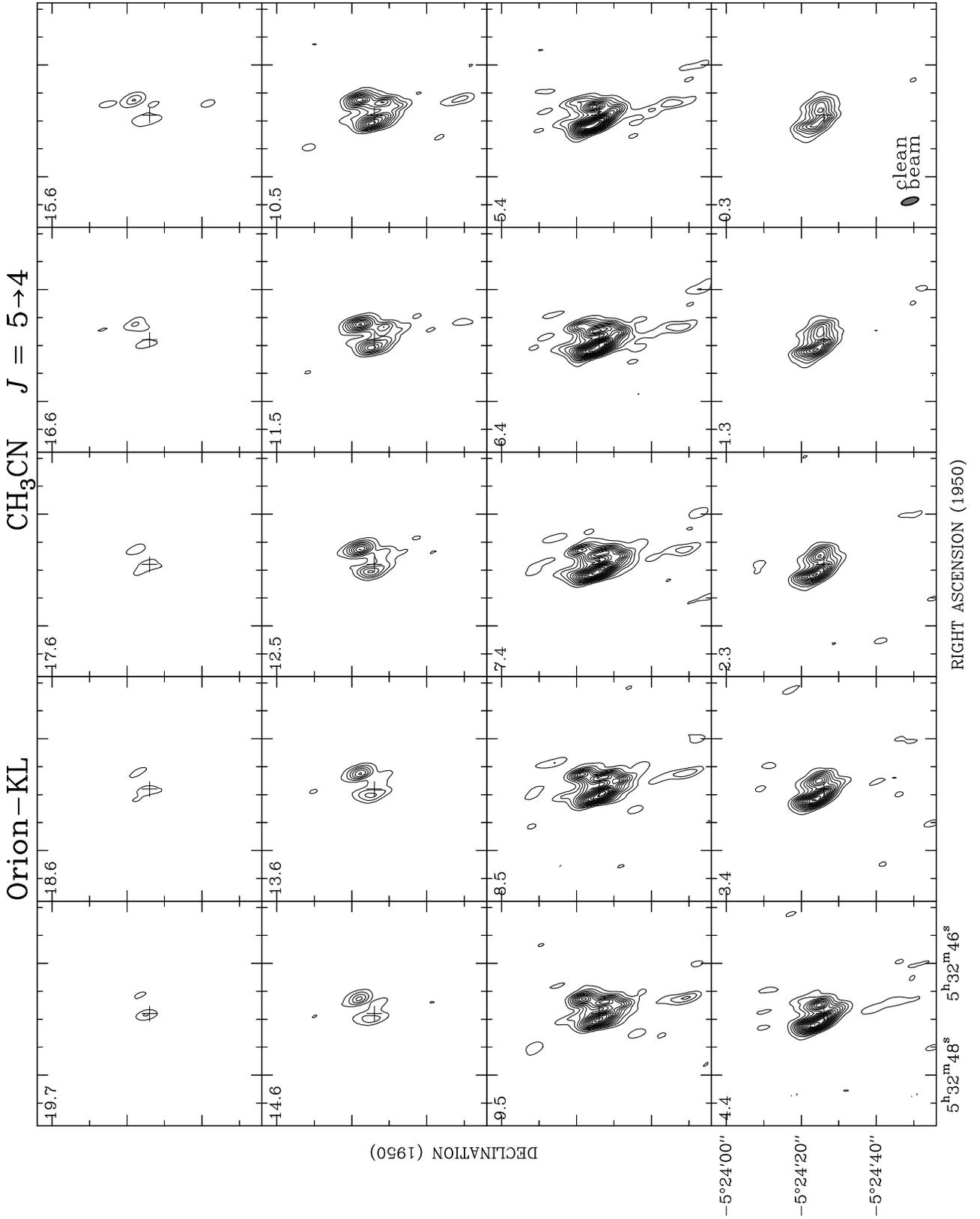


Abb. 48: Fortsetzung (2)

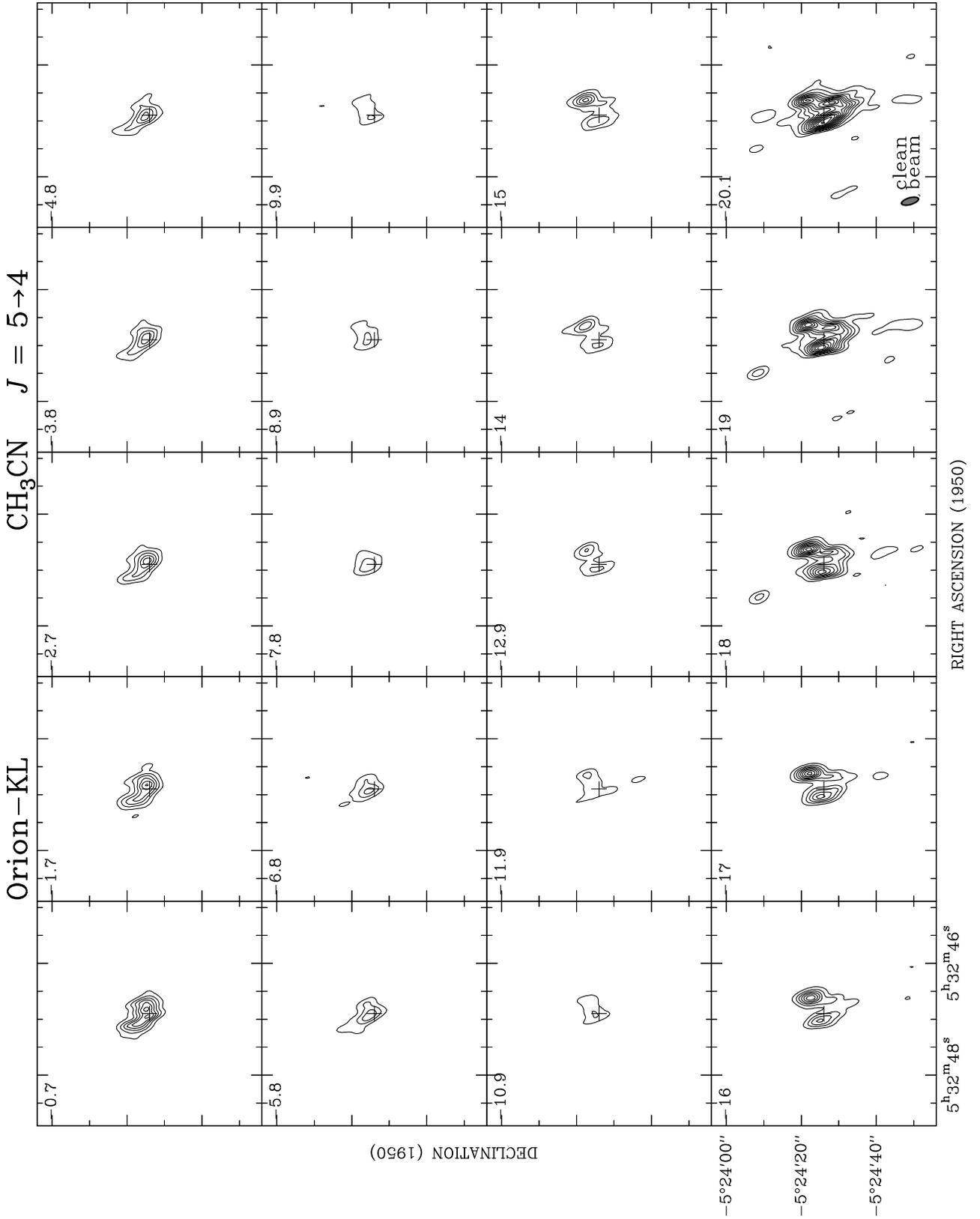


Abb. 48: Fortsetzung (3)

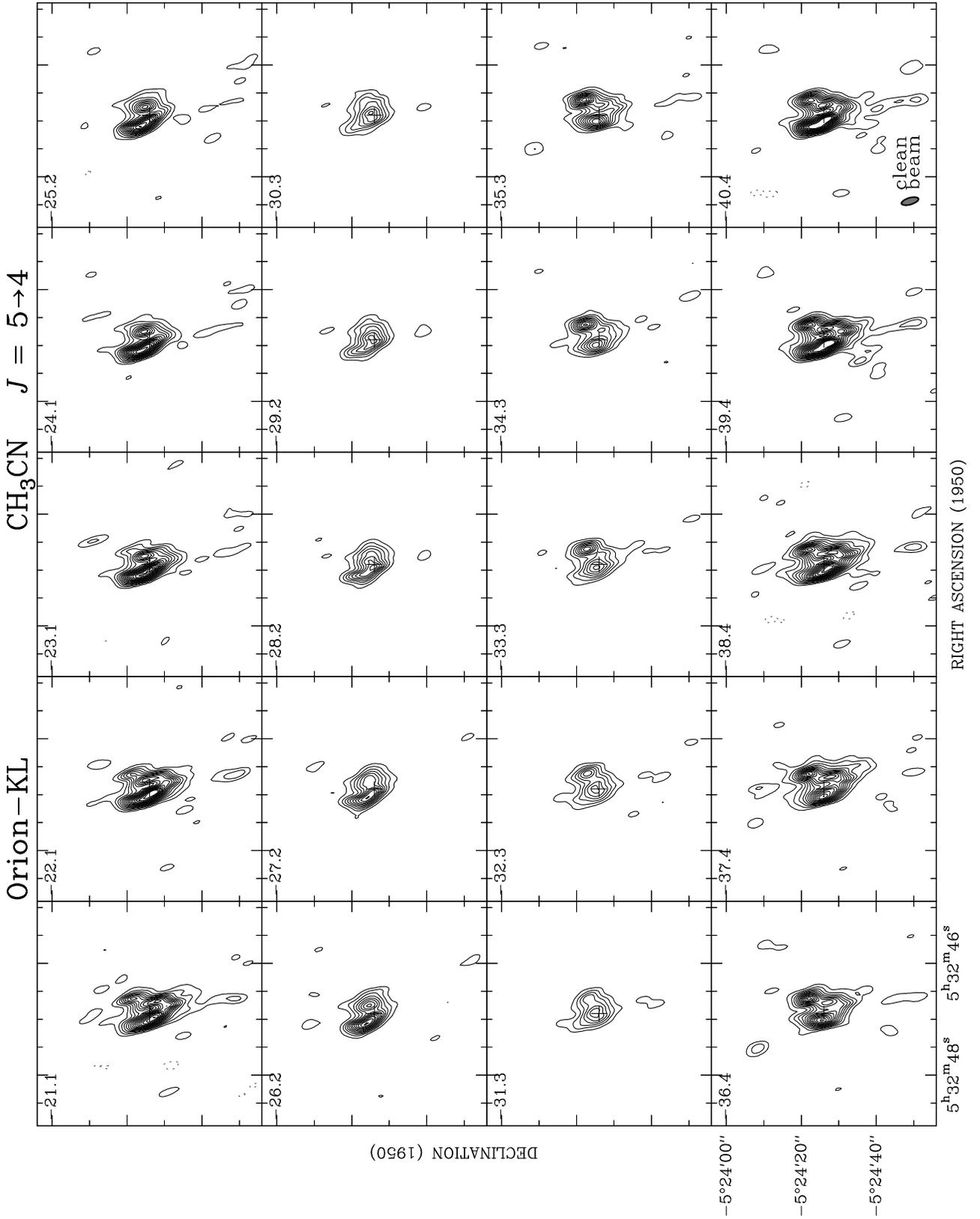


Abb. 48: Fortsetzung (4)

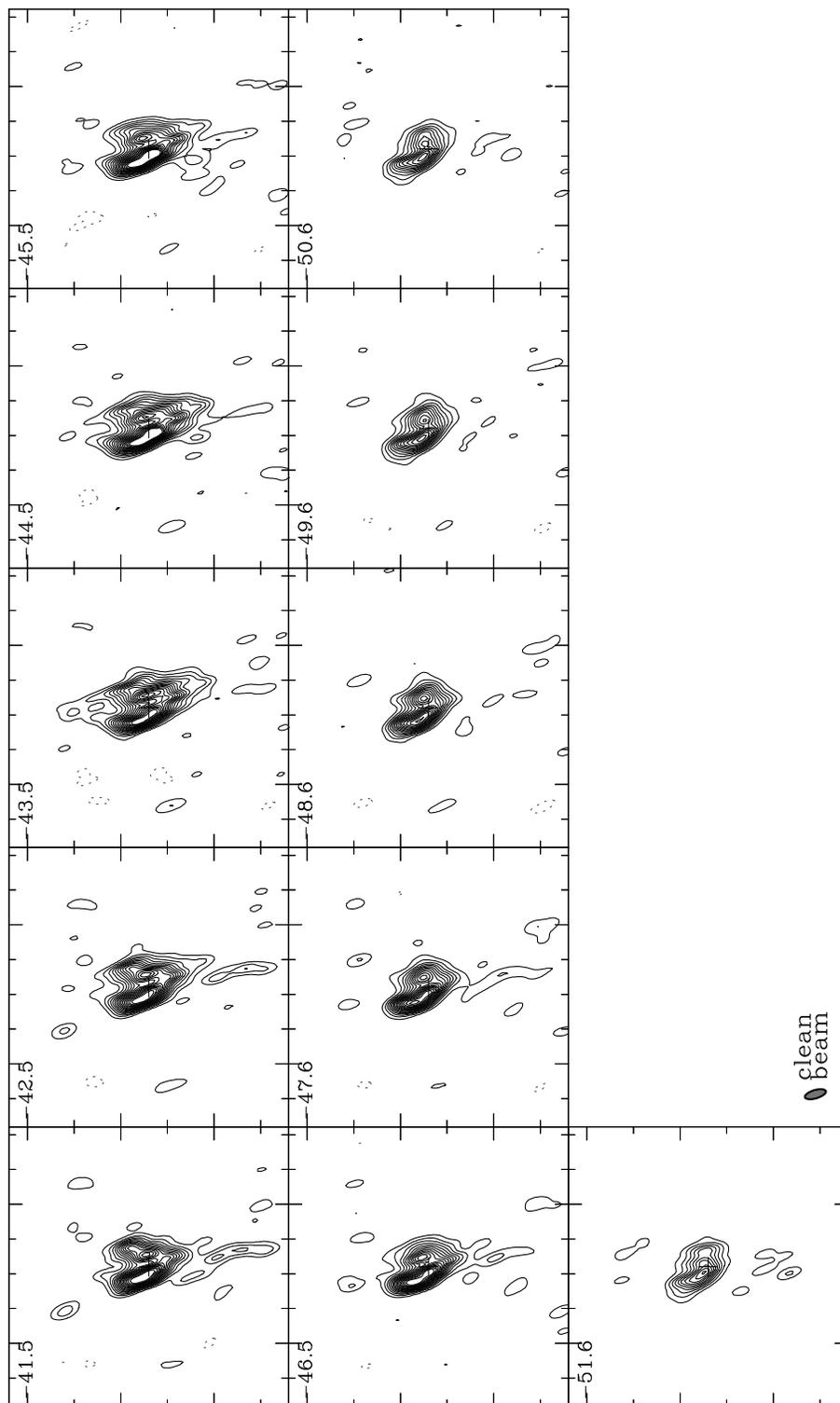


Abb. 48: Fortsetzung (5)

## C.2 C<sup>34</sup>S

In Abb. 48 sind alle Kanalkarten aufgetragen, in denen Emission der C<sup>34</sup>S  $J = 2 \rightarrow 1$  -Linie rekonstruiert wurde. Diese Karten zeigen das Ergebnis für die Kombination der IRAM 30m-Messungen mit den Interferometermessungen. Strukturell sieht das Ergebnis der reinen Plateau-de-Bure-Messungen nicht wesentlich anders aus, nur daß das Intensitätsgebirge in den Karten in dem  $l_{sr}$ -Geschwindigkeitsbereich 6–15 km s<sup>-1</sup> auf einer leicht negativen “Schale” sitzt. Diese Tatsache ist ein wesentlicher Hinweis auf “verlorengegangenen” ausgedehnten Fluß. Mit der Kombination beider Messungen wird die negative “Schale” ausgeglichen. Dazu wurden in der Grenoble-Software die Prozeduren *wv\_single* und *wv\_merge* (siehe Dokumentationen) verwendet.

Die Gesamtausdehnung der Kanalbilder wird ebenfalls durch  $256 \times 256$  Pixel beschrieben, wobei ein Pixel 0.5'' entspricht. Für diese Kanäle lieferte der Cotton-Schwab-Algorithmus (MX-Verfahren, siehe Grenoble-Software-Dokumentation) zur Rekonstruktion der Flußverteilung bessere Ergebnisse (gut rekonstruierte Umgebung der Emissionsumgebung, kleinere Intensitäten in den Residuen) als der *Clean*-Algorithmus. Von den 116 verfügbaren Kanälen wurden nur die letzten 106 Kanäle rekonstruiert, da in den ersten 10 Kanälen Fehler in der Verteilung der Gewichte enthalten sind. Für die Konstruktion der Synthesekeule (*Dirty Beam*) wurde der 64. Kanal genutzt.

Die Anwendung des MX-Algorithmus erfolgte in einer Bildfläche, die von den Pixelkoordinaten  $[x_1, y_1] = [115, 98]$  und  $[x_2, y_2] = [148, 145]$  aufgespannt wird, mit einem *Gain*-Faktor von 0.01. Die maximal zugelassene *Clean*-Komponentenzahl betrug 30000. Ein Abbruch der *Clean*-Iterationen erfolgte bei einem Rauschwert von 156 mJy ( $= 1\sigma$  im *Dirty Image*).

In Abb. 49 sind ebenfalls die Syntheseinterferometerkeule (*Dirty Beam*), die Überdeckung der UV-Ebene und die Halbwertsbreite der gaußförmigen Anpassung an die Syntheseinterferometerkeule (*Clean Beam*) eingetragen.

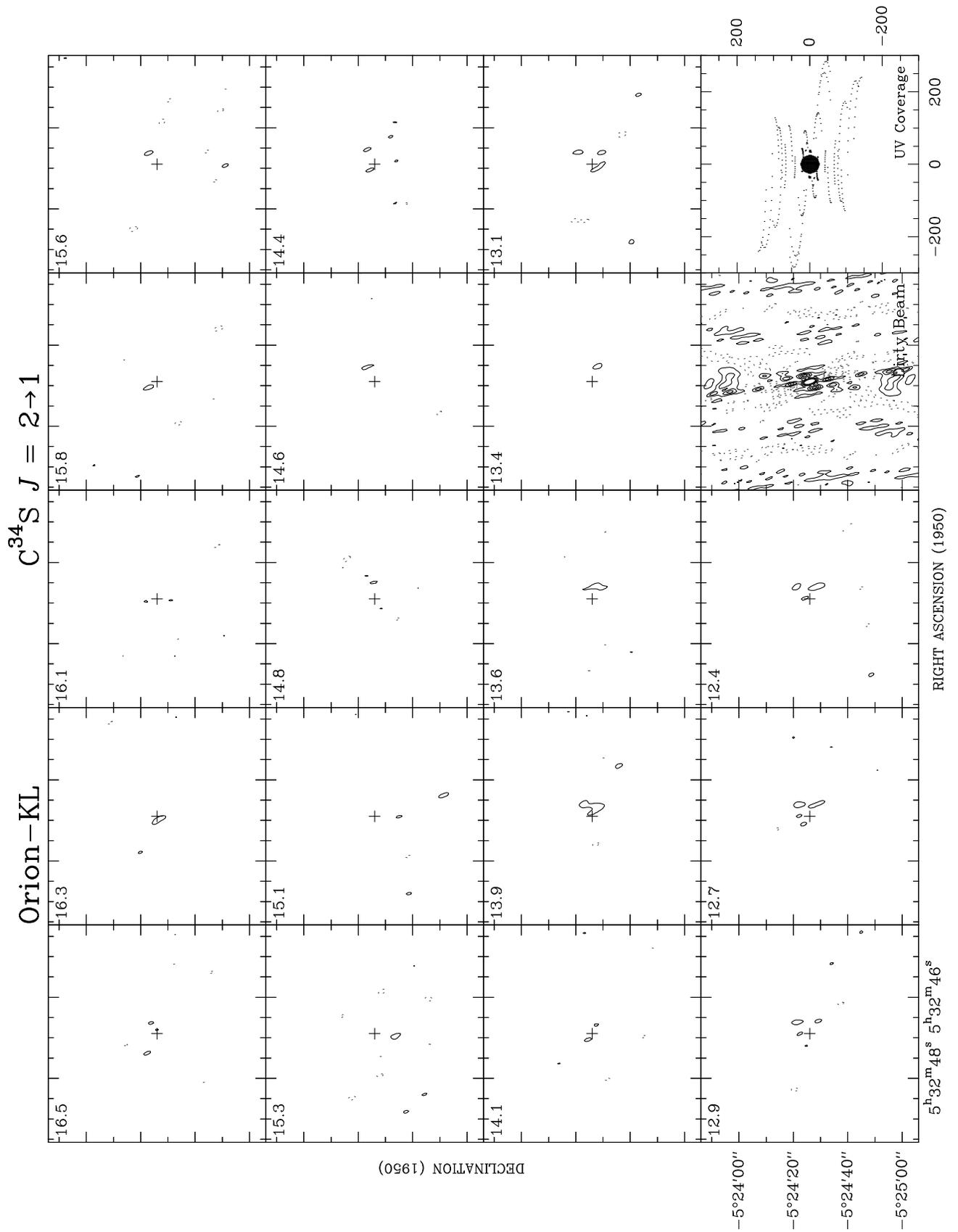


Abbildung 49: Kanalkarten in  $C^{34}S$ : Die Karten umfassen  $80'' \times 80''$ . Die Konturlinien sind  $0.35 \text{ Jy/Keulengröße}$  ( $= 3 \sigma$ ) bis  $5 \text{ Jy/Keulengröße}$  in Schritten von  $0.35 \text{ Jy/Keulengröße}$ .

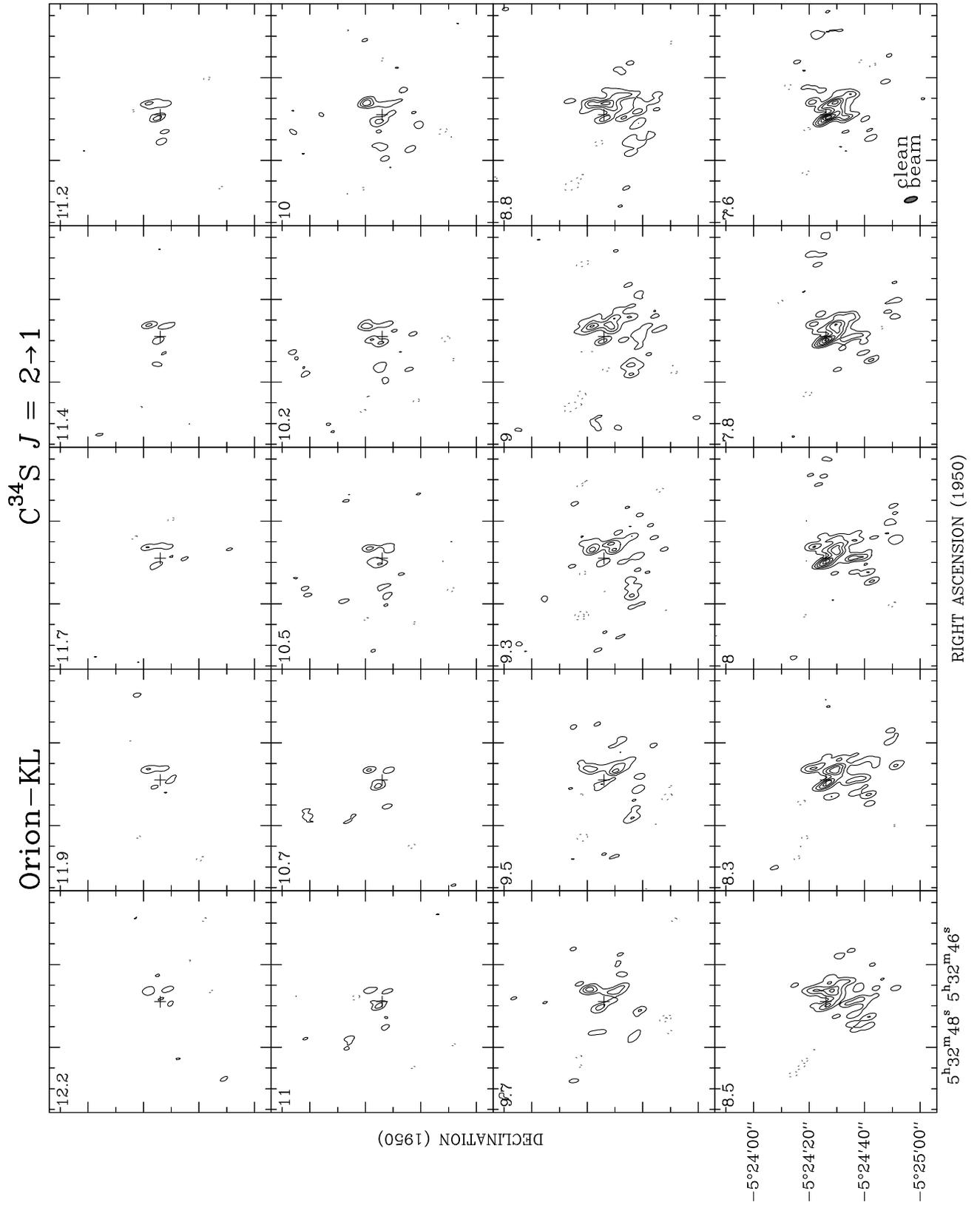


Abb. 49: Fortsetzung (1)





### C.3 Kontinuum

Die Abb. 50a und b zeigen die Ergebnisse der separaten Rekonstruktion des Kontinuums für das 88–92GHz-Fenster und das 96–100GHz-Fenster in einer Bildfläche von  $80'' \times 80''$ . Zum Vergleich ist das zusammengesetzte Kontinuum beider Frequenzfenster in Abb. 50c dargestellt.

Die Bildrekonstruktionen wurde mit der interaktiven *Clean*-Prozedur *Mapping* der Grenoble-Software durchgeführt, wobei hier das *Clean*-Verfahren nach Högbom (1974, siehe auch Schwarz 1978) zur Anwendung kam. Mit diesem Verfahren konnten die besten Rekonstruktionsergebnisse gewonnen werden, da die interaktive Methode *Clean*-Bereiche zuläßt, die durch beliebige Polynomzüge in der Himmelsebene beschrieben werden können.

Die für die angegebenen Kontinuumskarten in Abb. 40 verwendeten *Clean*-Bereiche sind als gestrichelte Polynome eingetragen.

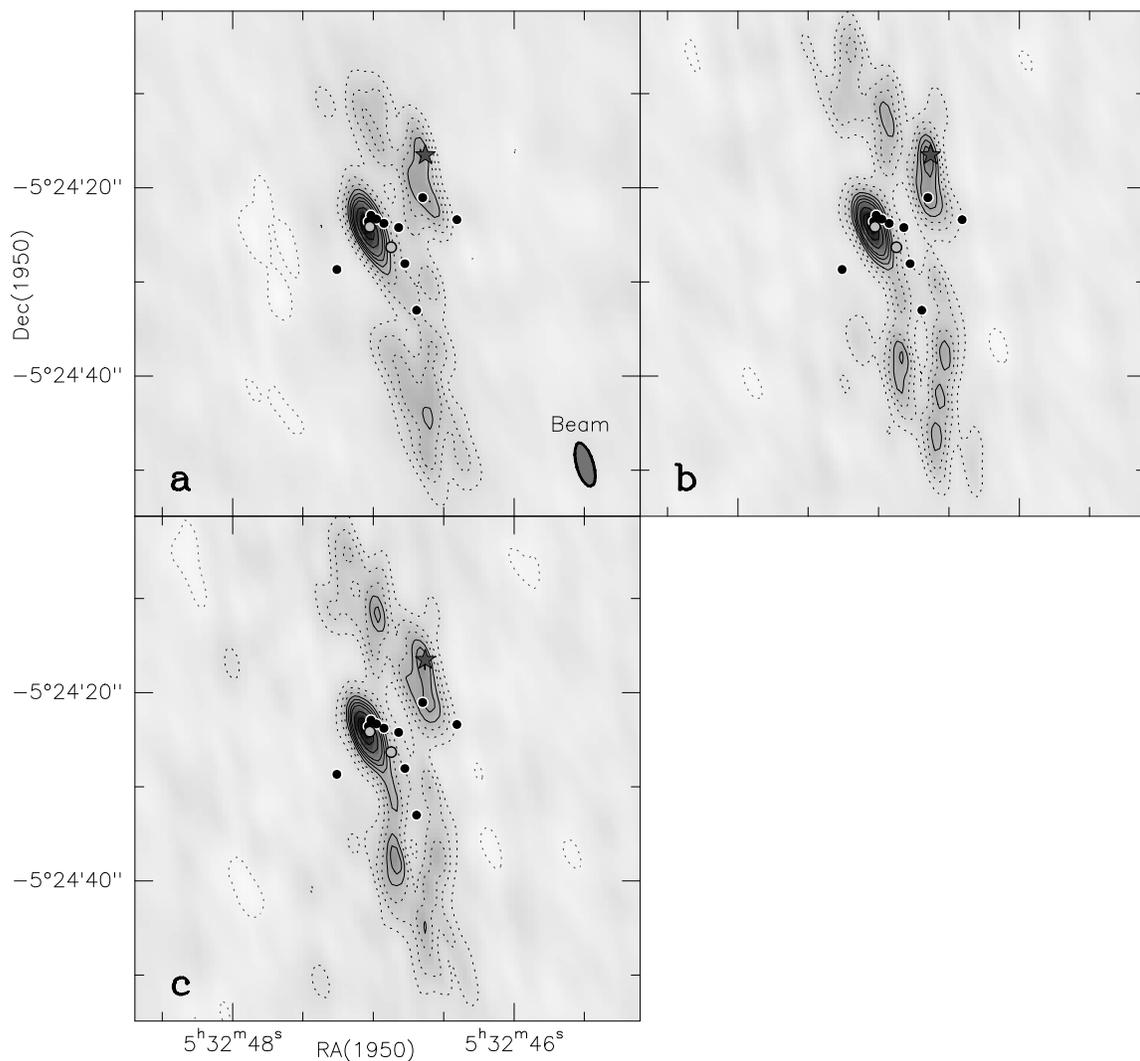


Abbildung 50: Synthesebilder des Kontinuums für die folgenden Frequenzbereiche: **a** 88–92 GHz: Die Konturlinien sind -20, 20 ( $= 3 \sigma$ ), 40, 60, 80, 100, 120, 140, 180, 220 und 260 mJy/Keulengröße (Flußmaximum = 0.25828 mJy/Keulengröße). **b** 96–100 GHz: Die Konturlinien sind -20, 20 ( $= 3 \sigma$ ), 40, 60, 80, 100, 120, 140, 180, 220 und 260 mJy/Keulengröße (Flußmaximum = 0.25779 mJy/Keulengröße). **c** 88–100 GHz: Die Konturlinien sind -20, 20 ( $= 3 \sigma$ ), 40, 60, 80, 100, 120, 140, 180, 220 und 260 mJy/Keulengröße (Flußmaximum = 0.25286 mJy/Keulengröße).

## D Ergebnisse der “Gaußklumpen–Analyse” in Orion–KL

### D.1 CH<sub>3</sub>CN

Die Tabelle 15 listet ein vollständiges Ergebnis der “Gaußklumpen–Analyse” im gesamten Datenkubus der CH<sub>3</sub>CN–Messungen für 100 Klumpen auf. Dieser Datenkubus enthält alle 5 Feinstrukturlinien.

In den Tabellen 15 und 16 bedeuten:

NO.	die laufende Nummer der Klumpen, wie sie in dem verwendeten Analyseverfahren gefunden wurden. Da im Datenkubus alle 5 $K$ –Linien enthalten sind, erfolgte die Klumpenauflistung nicht alphanummerisch, sondern nach Zugehörigkeiten zu gleichen Wolkenklumpen, die mit A, B, C usw. gekennzeichnet sind. Die Lage der Wolkenklumpen ist in Abb. 41 dargestellt. Ein ‘z’ anstatt einer Nummer steht für eine Mittelung der Werte für den entsprechenden Wolkenklumpen.
X	und
Y	sind die zentralen Ortskoordinaten des Wolkenklumpens in Bogensekunden in Bezug zum Phasenreferenzzentrum [0,0].
V	ist die <i>lsr</i> –Geschwindigkeit,
AMP.	die Amplitude = maximaler Fluß in [Jy],
Dx	die kleine und
Dy	die große Halbwertsbreite der gaußförmigen Intensitätsverteilung in [″],
PHI	der Orientierungswinkel (zählend von Nord nach Osten beginnend),
fwhm	die mittlere hauptkeulenenfaltete Halbwertsbreite im Ortsraum,
DV/DR	der interne Geschwindigkeitsgradient,
PHIV	die Orientierung des internen Geschwindigkeitsgradienten (entgegengesetzt dem Uhrzeigersinn von Westen beginnend zu zählen),
DV	die Halbwertsbreite in der Geschwindigkeit,
SX	die Durchmesser der kleinen und
SY	großen Halbachsen des entfalteten “Gaußklumpens”,
CPHI	der entfaltete Orientierungswinkel (zählend von Nord nach Osten beginnend),
$T_B$	die Linienstrahlungstemperatur für den entfalteten “Gaußklumpen” in [K],
$M_{\text{vir}}$	die Virialmasse für den entfalteten Klumpen in $M_{\odot}$ und
$\langle n \rangle$	die volumengemittelte Dichte in $[\text{cm}^{-3}]$ .

Für die Feinstrukturlinien  $K = 2, 3$  und  $4$  sind in Abbildung 51 die Klumpen dargestellt, mit denen die reale Intensitätsverteilung modelliert wurde. Dabei wird deutlich, daß nur die intensitätsstärksten Klumpen in den verschiedenen Linien mit vergleichbaren Strukturen angepaßt werden. Besonders das *compact–ridge*–Gebiet wird in jeder Linie mit anderen Gaußprofilen rekonstruiert.

GAUSSCLUMPS V3.0 - asymmetric parabola S0  
RMS: 4.500E-02, BEAMFWHM: 1.00 "20.0 , VELRES: 1.02 10.0  
THRESHHOLD: 4.500E-02, CONTRAST: -1.00 , WEIGTH-APERTURE: 1.00 3.00  
STIFFNESS: 10.0 1.00 1.00  
IMAGEFILE: kl-ch3cn  
ORION-KL

Tabelle 15: Ergebnisse der "Gaußklumpen-Analyse" für CH<sub>3</sub>CN

		Ergebnisse der "Gaußklumpen-Analyse"											keulentfaltete Größen					
	NO.	X	Y	V	AMP.	Dx	Dy	PHI	fwhm	DV/DR	PHIV	DV	SX	SY	CPHI	T <sub>B</sub> [K]	M <sub>vir</sub>	<n>
A	1	1.38399	.36187	-43.99110	5.94916	3.58617	10.09104	118.80	4.77880	.55049	-153.08969	12.26352	2.9096	8.9941	32.03	140.46		
	2	1.47563	.04973	-22.43053	5.45436	3.07253	9.93776	117.07	4.15133	.22619	159.14005	6.32698	2.3088	8.8056	29.89	139.87		
	3	2.03833	1.19264	5.84784	5.14230	3.11816	9.31333	114.26	4.18160	.33042	148.88483	8.60517	2.4438	8.0721	26.86	129.25		
	8	2.24575	1.38807	46.17274	2.75242	2.64065	7.93386	112.13	3.54333	.21340	156.91756	8.32342	1.8471	6.4170	25.17	83.07		
	Z	2.00000	1.10000	5.84784	.00000	3.07000	9.30000	115.00	4.17000	.25600	152.00000	6.32698	2.3623	8.0625	27.81	.00	70	2.61E+09
B	4	-3.15569	1.22033	-42.62677	4.36045	2.79264	7.65840	97.62	3.71040	.95792	76.51598	10.35969	1.9836	6.0980	2.92	131.64		
	5	-3.24704	-.89881	-20.93000	3.29412	2.49249	9.32945	95.09	3.40548	.48842	91.36545	5.18985	1.4507	8.1128	1.94	111.13		
	6	-3.05873	-.55493	8.11416	3.21491	2.95377	11.63005	88.54	4.04873	.60442	90.74313	5.80546	1.8778	10.7297	175.76	93.59		
	28	-2.24352	1.45135	47.05226	1.28099	2.82621	7.00727	99.06	3.70673	.35395	98.54586	8.35108	2.0616	5.2449	3.45	40.06		
	z	-3.00000	-0.30000	8.11416	.00000	2.80000	9.70000	89.00	3.45000	.48200	91.00000	5.18985	1.6117	8.6025	174.76	.00	40	2.56E+09
C	7	-4.34132	3.94305	-36.20403	2.79421	2.71769	5.54458	107.14	3.45113	1.81609	-116.46978	8.10649	2.0267	2.9480	21.83	120.32		
	10	-4.24795	4.31480	-18.00659	2.52123	2.54889	5.52571	107.65	3.27322	.71260	-135.82515	6.68867	1.7848	2.9180	23.52	116.42		
	14	-4.44487	4.04665	11.65821	1.98264	2.38479	5.30877	118.64	3.07644	.96679	-116.90878	6.34481	-1.0000	-1.0000	56.59	.00		
	53	-4.12993	4.50944	51.21583	.85208	1.89333	5.86565	102.53	2.54811	1.65108	-116.50732	5.60466	.4117	3.5343	7.21	111.03		
	z	-4.30000	4.10000	11.65821	.00000	2.50000	5.50000	108.00	3.17000	1.11	-116.70000	6.40000	1.7044	2.8749	25.10	.00	52	4.83E+09
E	17	-.06913	1.32291	-31.58474	1.87967	4.26890	7.75094	122.93	5.28814	.38618	-124.04565	5.45358	3.5175	6.3716	43.85	47.38		
	25	-.77154	.70588	-2.97680	1.39977	3.90392	5.08497	113.28	4.37922	.31672	-110.43104	5.22575	1.8421	3.5177	97.35	73.22		
	33	-.90601	.99644	-51.89514	1.15263	3.12643	7.25863	173.24	4.06078	.35836	-91.26054	1.01863	-1.0000	6.8863	89.98	.00		
	48	.96872	2.08958	-6.91768	.88751	3.42075	7.17152	122.19	4.36639	.80181	-84.92874	5.34128	2.4434	5.6420	43.68	26.97		
	z	-.20000	1.20000	-5.00000	.00000	3.40000	6.00000	130.00	4.37000	.35400	-105	5.30000	1.3958	4.5035	64.91	.00	50	1.72E+09
F	12	-1.95181	1.38114	-26.66653	2.33728	4.84957	6.80116	123.25	5.58411	.42491	57.86729	3.74264	3.9727	5.3537	61.25	61.89		
	13	-2.36151	1.05537	1.77027	2.19590	3.28876	6.01197	114.88	4.08039	.55031	47.59078	5.26511	2.4775	3.9359	43.85	76.02		
	20	-1.74740	1.78130	-48.74827	1.67633	1.62343	6.56738	118.00	2.22879	.87429	-56.90572	4.66629	-1.0000	-1.0000	37.12	.00		
	z	-2.00000	1.20000	1.80000	.00000	3.80000	6.20000	120.00	4.00000	.55031	47	3.80000	2.8321	4.4192	55.13	.00	22	1.02E+09

Tabelle 15:

Tabelle 15: Fortsetzung (1)

	Ergebnisse der "Gaußklumpen-Analyse"												keuleneinfaltete Größen						
	NO.	X	Y	V	AMP.	Dx	Dy	PHI	fwhm	DV/DR	PHIV	DV	SX	SY	CPHI	T <sub>B</sub> [K]	M <sub>vir</sub>	<n>	
D	11	-3.25344	-3.68556	-37.94082	2.51602	3.43312	7.84965	104.23	4.44833	.16507	21.26089	2.51472	2.9185	6.2893	13.16	63.07			
	15	-2.72955	-6.48567	-44.35939	1.98229	5.08870	7.66049	34.01	5.99445	.20227	78.42454	1.88719	2.2306	7.3670	117.51	80.29			
	22	1.14211	-3.02393	-44.66894	1.57098	3.36970	1.37028	-74.89	1.79512	.36389	-133.21690	1.68387	-1.0000	-1.0000	106.89	.00			
	26	.77300	-2.63778	8.42182	1.37069	2.23770	6.64402	114.28	2.99905	.32056	-45.89317	2.94935	1.0193	4.7730	31.44	71.52			
	34	-2.49792	-6.02416	-21.06733	1.16923	3.19333	7.55767	41.36	4.15995	.31604	79.78929	1.01865	-1.0000	7.1632	124.40	.00			
	37	-2.42152	-6.07746	-39.48510	1.15304	1.71092	4.55242	78.96	2.26493	.35161	-104.29910	2.22600	-1.0000	2.7392	135.87	.00			
	44	2.04034	-1.52320	-38.40986	.98964	1.32437	4.19237	116.63	1.78595	.45587	110.24210	1.44749	-1.0000	.7261	78.79	.00			
	46	-2.63464	-5.03019	-42.44452	.98900	1.40569	5.64107	68.32	1.92896	.43040	-125.16029	1.52778	-1.0000	4.4429	140.31	.00			
	47	2.97393	-.51679	6.40009	.93605	1.06520	7.83798	105.40	1.49270	.26774	112.92263	2.20886	-1.0000	-1.0000	15.13	.00			
	51	.98673	-1.99698	6.37998	.86014	1.20292	3.03622	130.62	1.58158	.07127	42.61264	1.76385	-1.0000	.3982	94.43	.00			
	57	1.50928	-3.49313	-45.49517	.83956	1.55613	3.64988	92.62	2.02438	.39049	-138.02890	1.24152	-1.0000	.6189	120.14	.00			
	63	-1.91263	-5.01447	46.19956	.76241	1.81286	5.01548	117.27	2.41110	.22310	117.83821	2.78091	-1.0000	-1.0000	56.44	.00			
	70	-1.99531	-6.00644	-22.11182	.71055	3.31547	1.01000	-87.81	1.36636	.29036	47.30186	1.01863	-1.0000	-1.0000	118.39	.00			
	71	-1.97823	-5.50915	6.47530	.71519	1.72784	3.03186	-46.07	2.12298	.40443	108.02581	1.01863	-1.0000	1.2351	96.76	.00			
	87	-2.52083	-5.49490	-36.32721	.62763	3.27186	1.43538	-73.64	1.85891	.08132	-29.94325	1.01863	-1.0000	-1.0000	105.70	.00			
	88	-2.00280	-5.01134	8.47463	.63362	1.53914	2.03808	-41.14	1.73700	.65819	-105.81873	1.01863	-1.0000	-1.0000	103.43	.00			
	97	-2.00104	-5.50144	-45.54580	.62216	2.85868	1.01000	-92.30	1.34677	.73518	45.93243	1.34583	-1.0000	-1.0000	115.01	.00			
		z	0.80000	-3.20000	8.400000	.00000	2.00000	4.00000	125.00	2.20000	.34000	-45.89317	2.30000	-1.0000	1.8195	86.91	.00	5	1.23E+09
	G	41	-2.01758	-14.54132	-41.41306	1.04651	2.62495	8.70202	110.42	3.55407	.16855	-6.99678	3.35424	1.8698	7.3341	22.08	29.76		
64		-1.95838	-14.56606	-46.68910	.78658	2.48475	8.94758	118.85	3.38583	.57384	-143.92854	3.22442	1.3076	7.6937	32.94	29.68			
85		-1.48362	-14.02728	5.36934	.62731	2.17816	8.09300	118.40	2.97454	.37811	-130.39876	4.00901	.5290	6.6807	33.54	53.42			
		z	-1.90000	-14.50000	5.30000	.00000	2.50000	8.50000	118.00	3.30000	.3781		3.30000	1.3769	7.1606	32.47	.00	15	1.07E+09
J	9	2.82605	4.31223	-40.36503	2.60793	2.23748	7.67961	94.95	3.03796	1.18737	116.88972	5.20372	.8564	6.1579	179.46	145.09			
	36	3.07144	5.08504	5.49182	1.11890	1.35557	6.80073	81.14	1.88008	1.25716	96.55799	4.42550	-1.0000	-1.0000	159.12	.00			
	56	2.99390	5.52947	-28.24018	.84471	1.38578	5.08040	96.34	1.89071	.80505	100.24197	3.54379	-1.0000	-1.0000	163.53	.00			
	80	2.98576	6.01039	-50.75621	.67260	7.85298	1.48619	-85.87	2.06513	.27473	40.22677	1.01863	-1.0000	-1.0000	179.03	.00			
	96	2.06383	2.51746	51.22881	.61733	2.49203	7.61394	90.08	3.34942	.19935	-122.66367	2.13543	.9340	6.1628	172.30	34.74			
		z	2.90000	5.50000	5.40000	.00000	2.00000	5.50000	90.00	2.00000	0.805		4.00000	-1.0000	-1.0000	157.89	.00	13	4.53E+09

Tabelle 15: Fortsetzung (1)

Ergebnisse der "Gaußklumpen-Analyse"												keuleneentfaltete Größen					
NO.	X	Y	V	AMP.	Dx	Dy	PHI	fwhm	DV/DR	PHIV	DV	SX	SY	CPhi	$T_B$ [K]	$M_{vir}$	$\langle n \rangle$
16	.99192	-2.09979	-39.06514	1.96094	1.79186	8.85909	82.77	2.48378	.54444	82.80434	1.95211	-1.0000	-1.0000	166.59	.00		
18	3.46765	5.69646	-47.60261	1.85209	1.86991	4.40126	85.25	2.43389	.08076	-167.38544	4.29328	-1.0000	2.2529	134.25	.00		
19	3.11021	5.47705	-23.34443	1.85825	2.04316	5.44804	82.98	2.70547	.85518	82.37874	5.18644	-1.0000	3.6689	149.22	.00		
21	-1.32901	2.54247	-22.06152	1.56102	1.46312	4.28944	111.24	1.95838	1.20358	-92.27335	3.94489	-1.0000	-1.0000	83.04	.00		
23	-1.29182	2.48164	-38.50483	1.48155	1.12848	5.03783	114.87	1.55733	.27613	79.73410	3.54771	-1.0000	-1.0000	46.38	.00		
24	-5.83070	1.08187	-43.63639	1.48068	1.51847	6.09519	105.01	2.08375	.28182	41.47236	3.57059	-1.0000	-1.0000	13.85	.00		
27	1.16172	1.99863	-36.05902	1.37160	2.04204	10.92776	84.60	2.83874	.14717	-72.05202	1.94997	-1.0000	-1.0000	171.00	.00		
29	2.40082	.91695	-18.83469	1.21735	1.70313	6.74678	88.22	2.33533	1.32218	73.78379	3.73698	-1.0000	-1.0000	167.27	.00		
30	-1.49085	2.02444	-43.45522	1.19789	1.00000	7.31983	111.79	1.40120	.11173	-128.23186	1.60731	-1.0000	-1.0000	24.96	.00		
31	-4.26688	.59455	-49.69357	1.21403	1.73489	6.12254	115.80	2.36056	.59665	96.77263	3.63473	-1.0000	-1.0000	36.16	.00		
32	3.47256	1.50921	-45.61416	1.18789	1.06448	5.57525	104.02	1.47869	.48133	97.52794	2.94288	-1.0000	-1.0000	10.70	.00		
35	-5.11519	-10.99657	-44.29886	1.16482	3.00327	4.38590	73.95	3.50441	.38232	107.38063	3.58868	-1.0000	3.1620	122.28	.00		
38	4.01528	5.02273	-39.44567	1.10376	1.00000	6.54639	95.68	1.39800	.41726	66.96697	2.02660	-1.0000	-1.0000	178.00	.00		
39	-.90224	3.01822	7.44561	1.09679	1.51429	4.97510	120.74	2.04873	1.92241	-101.55757	4.53658	-1.0000	-1.0000	59.19	.00		
40	2.54649	1.44194	-27.18226	1.08542	1.71330	4.94886	123.91	2.28964	.36926	-121.25001	2.82386	-1.0000	2.7190	64.10	.00		
42	3.53194	1.91820	-48.66526	1.05649	1.58187	3.63619	119.26	2.05139	.53537	-120.31042	3.20624	-1.0000	.6394	92.33	.00		
43	-3.58349	6.54871	-43.55939	1.00221	1.00579	7.78123	106.76	1.41067	.09996	94.25670	3.05314	-1.0000	-1.0000	17.12	.00		
45	-.98803	1.02760	-50.56878	.92040	1.00000	3.66570	102.38	1.36436	.11983	171.61285	1.64020	-1.0000	-1.0000	112.76	.00		
49	.08336	4.00620	-22.06306	.87968	1.39490	4.05804	103.23	1.86555	.91274	-129.47826	2.62142	-1.0000	-1.0000	114.85	.00		
50	-3.61872	5.51593	45.21636	.86059	1.38812	5.82505	109.12	1.90962	.45627	-93.93051	3.64568	-1.0000	-1.0000	23.50	.00		
52	-6.55979	-9.00757	-37.43559	.85354	2.47164	8.81597	83.54	3.36565	.20098	-95.37527	1.78668	-1.0000	-1.0000	167.11	.00		
54	.90722	2.53370	-17.90727	.85020	1.72367	9.11919	83.56	2.39523	.59459	-161.36287	3.14251	-1.0000	-1.0000	167.93	.00		
55	5.36784	-9.95983	-39.34832	.86916	2.72829	6.69758	111.82	3.57329	.05283	-77.24996	2.50697	1.9547	4.8115	27.49	28.83		
58	-4.51903	-3.51328	7.43417	.80397	1.31446	2.70977	109.75	1.67253	.26726	-147.04895	1.94613	-1.0000	-1.0000	104.42	.00		
59	.00652	3.50254	-42.44839	.77036	1.00000	3.87611	124.53	1.36938	1.12011	74.15731	2.98497	-1.0000	1.0251	82.09	.00		
60	-.00354	-5.01331	-38.40539	.76116	1.00000	3.42209	95.12	1.35744	.10451	54.14864	1.79082	-1.0000	-1.0000	118.02	.00		
61	-5.03957	-3.01116	-44.50463	.75688	1.13692	2.93811	89.65	1.49950	.12445	-166.27844	2.54379	-1.0000	-1.0000	114.69	.00		
62	-3.48881	-9.55108	-38.44683	.80233	4.03348	1.71498	-58.78	2.23197	.69919	53.82709	2.91576	-1.0000	1.3907	84.73	.00		

Tabelle 15: Fortsetzung (1)

NO.	Ergebnisse der "Gaußklumpen-Analyse"												keuleneinfaltete Größen				
	X	Y	V	AMP.	Dx	Dy	PHI	fwhm	DV/DR	PHIV	DV	SX	SY	CPHI	T <sub>B</sub> [K]	M <sub>vir</sub>	<n>
65	-.00911	3.01240	-39.42859	.76859	1.00000	3.43567	118.72	1.35786	.82225	105.35987	2.37463	-1.0000	-1.0000	92.48	.00		
66	.51902	-.49875	1.31469	.76926	1.34002	4.87398	127.43	1.82728	.41889	-175.96298	2.72734	-1.0000	2.7761	66.22	.00		
67	.99317	1.00694	-34.30668	.77208	3.10698	6.34288	127.62	3.94596	.40850	-116.25106	1.88531	1.2900	4.7845	56.36	42.09		
68	-4.02412	5.00911	6.40714	.71773	1.00000	5.74505	111.98	1.39326	.28421	-162.72589	2.19256	-1.0000	-1.0000	30.00	.00		
69	.95777	15.55028	-43.51842	.72754	3.21609	10.36289	129.03	4.34385	.05380	-86.28771	1.62509	1.9163	9.4197	43.63	22.94		
72	2.88348	8.08063	-38.32740	.75808	3.38483	3.17420	-78.27	3.27445	.48896	-132.09106	2.50817	-1.0000	2.6161	106.34	.00		
73	1.51886	10.48887	-43.47225	.71252	2.04864	5.24825	116.99	2.69889	.65025	76.89825	2.86875	-1.0000	-1.0000	52.11	.00		
74	-6.42311	14.50529	-23.03353	.68045	1.96454	9.29113	104.71	2.71819	.25372	147.75566	3.24832	.7792	8.0154	14.33	33.96		
75	-2.01177	3.01437	-38.41747	.70068	1.00000	4.14114	104.22	1.37470	1.08275	63.38339	1.32808	-1.0000	-1.0000	116.07	.00		
76	1.43275	1.03042	-12.98100	.68349	3.21217	7.50756	107.27	4.17647	.27945	70.15987	3.94375	2.6575	5.8557	18.14	18.08		
77	2.98662	-.50807	-40.43356	.69305	1.00000	3.26383	96.80	1.35217	.58281	-169.02197	2.47698	-1.0000	-1.0000	114.73	.00		
78	-5.11859	6.04692	-35.26805	.69870	1.94911	8.67701	107.17	2.68944	.82561	-139.10378	3.52570	.7405	7.2946	17.59	37.35		
79	1.52777	2.50648	12.55915	.65909	2.06077	6.05667	90.18	2.75904	1.48601	126.24419	5.26080	-1.0000	-1.0000	164.62	.00		
81	-6.00000	14.50304	-47.60386	.65472	2.25708	5.28474	105.25	2.93547	.64977	111.31543	6.20806	1.3549	2.4202	11.70	40.66		
82	-6.06925	-7.53852	-20.14572	.64714	1.55897	6.05681	93.16	2.13513	.84373	107.44672	2.28692	-1.0000	-1.0000	170.50	.00		
83	-3.08283	3.05748	-.74254	.65418	1.93512	7.41152	122.25	2.64790	.89781	64.20966	3.12311	-1.0000	-1.0000	40.25	.00		
84	-4.58650	3.01564	-40.44778	.65184	1.00000	5.18199	113.10	1.38859	.73249	148.39215	2.07698	-1.0000	-1.0000	38.79	.00		
86	2.51888	-3.50923	9.49667	.63749	1.26258	8.51179	92.92	1.76623	.94852	60.65435	2.65007	-1.0000	-1.0000	178.55	.00		
89	-3.50635	-2.49609	-39.41527	.63016	3.19077	1.01000	-62.62	1.36176	.38834	80.58442	1.01863	-1.0000	-1.0000	96.59	.00		
90	-7.03385	12.00349	8.36256	.61575	1.83486	7.68868	104.52	2.52400	.65556	75.49271	3.99932	.3282	6.0864	13.76	74.25		
91	-4.53967	3.50385	-21.08101	.61447	1.00000	8.31967	108.43	1.40411	.16086	131.10023	1.70319	-1.0000	-1.0000	19.35	.00		
92	1.55105	-10.50641	-41.44522	.60314	1.36808	6.73703	101.51	1.89605	.12451	-154.89481	1.12517	-1.0000	-1.0000	8.14	.00		
93	.49387	1.00506	19.67436	.61497	2.98055	5.86816	114.43	3.75815	1.07678	-94.66842	4.95352	2.0853	3.6933	42.46	23.85		
94	2.08087	-3.50534	-18.03472	.60424	1.01619	6.68111	101.05	1.42077	.50476	21.48642	2.16551	-1.0000	-1.0000	7.37	.00		
95	-7.08925	1.53403	-43.52876	.66542	1.44905	3.79837	107.28	1.91467	.66239	79.27071	2.62283	-1.0000	-1.0000	103.58	.00		
98	1.02474	-1.51012	-45.52732	.62354	1.00000	1.99916	118.30	1.26480	.87131	-142.09900	1.72952	-1.0000	-1.0000	103.79	.00		
99	-.49614	4.50150	-51.65834	.60442	3.39714	1.49630	-69.23	1.93656	.60956	-23.09175	3.31425	-1.0000	-1.0000	101.48	.00		
100	5.45914	-9.99539	9.40280	.59741	5.06840	2.27219	-73.65	2.93219	.24673	87.38023	2.02416	1.3836	1.8992	20.21	44.70		



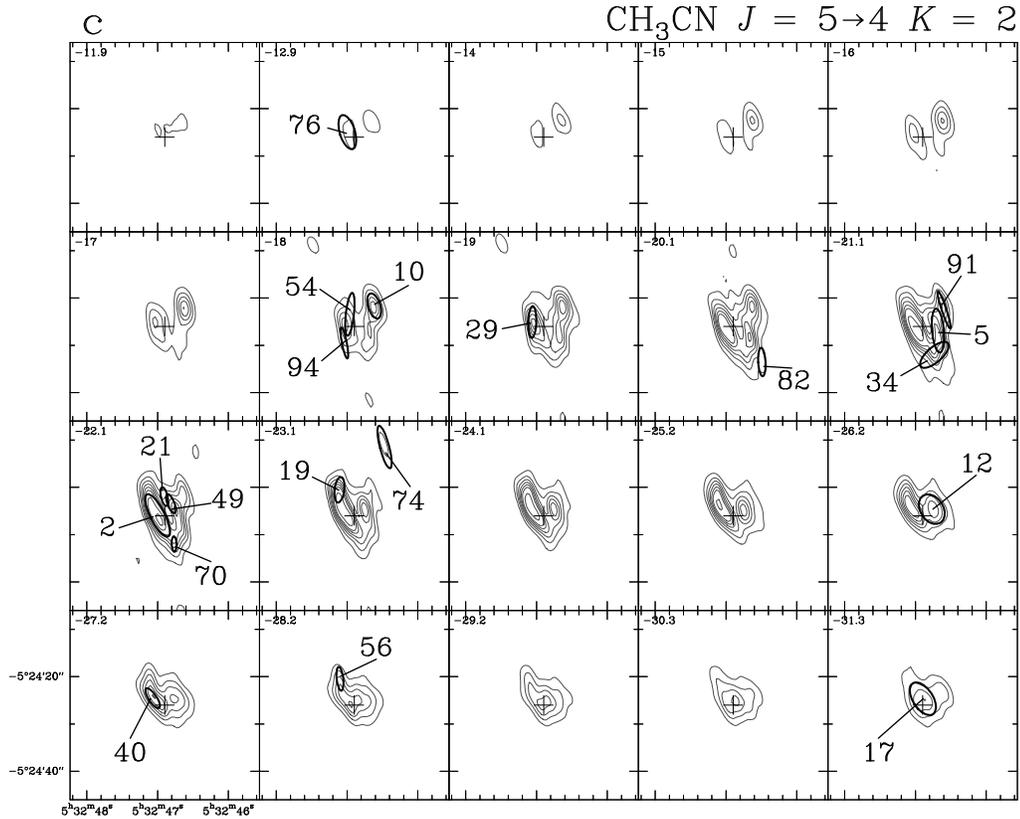


Abb. 51: Fortsetzung

## D.2 C<sup>34</sup>S

Die Tabelle 16 listet ein vollständiges Ergebnis für die “Gaußklumpen-Analyse” im Datenkubus des inneren Viertels der C<sup>34</sup>S-Messungen (64×64 Pixel) auf. Die 35 Klumpen, mit denen die reale Intensitätsverteilung rekonstruiert wurde, sind in 48 Kanälen in Abb. 52 dargestellt.

SSCLUMPS V3.0 - asymmetric parabola S0  
 S: .100, BEAMFWHM: 1.00" 20.0, VELRES: .243 30.0  
 RESHOLD: .100, CONTRAST: -1.00, WEIGHT-APERTURE: 1.00 3.00  
 EFFNESS: 10.0 1.00 1.00  
 GEFILE: c34s-zu  
 ON-KL

Tabelle 16: Ergebnisse der "Gaußklumpen-Analyse" für C<sup>34</sup>S  $J = 2 \rightarrow 1$ 

Ergebnisse der "Gaußklumpen-Analyse"												keulentfaltete Größen			
NO.	X	Y	V	AMP.	Dx	Dy	PHI	fwhm	DV/DR	PHIV	DV	SX	SY	CPHI	T <sub>B</sub> [K]
1	.75245	-.56725	6.09602	2.59403	2.90972	8.65088	118.08	3.90026	.35289	-152.94846	3.91035	2.1816	7.6167	31.33	72.34
2	-4.41617	-3.49170	7.56099	1.93410	2.68127	7.58156	104.29	3.57491	.33920	59.92421	3.20268	2.0690	6.3134	13.59	55.41
3	-4.04231	4.04829	9.01644	1.47540	2.62245	4.75472	113.94	3.24750	.12815	-94.40390	2.39058	1.5225	2.5762	58.47	86.35
4	.00191	-9.50941	8.04270	1.37386	7.78527	1.99835	-71.50	2.73736	.18427	168.32097	1.51894	1.0322	6.5581	19.38	58.13
5	-2.01884	-6.99805	6.10506	1.36982	3.49302	2.62804	-56.77	2.96990	.30044	-107.68089	1.64295	-1.0000	2.1664	97.95	.00
6	-.47970	-11.50041	6.34455	1.25530	2.18122	4.85814	104.91	2.81408	.04760	-174.94107	1.00358	1.3576	2.4466	11.01	73.73
7	2.07999	1.46015	3.18211	1.20753	3.14700	5.26980	112.56	3.82105	.61910	-90.85957	2.44462	2.4800	3.3158	44.41	44.84
8	-2.99360	1.00124	6.10115	1.05837	2.04704	4.96192	124.80	2.67616	.04179	-95.55338	.74532	-1.0000	-1.0000	57.71	.00
9	-7.52654	-8.99547	7.32119	1.03523	1.45062	5.45701	91.09	1.98264	.29941	-104.21543	1.48775	-1.0000	-1.0000	167.97	.00
10	3.48148	2.98031	1.48646	1.04049	3.92221	4.36808	98.89	4.12719	.23742	-80.48949	.93418	1.1684	3.5452	108.32	79.23
11	-2.49022	1.02042	2.94537	1.03846	2.23927	4.80169	110.45	2.87005	.14839	-63.30152	3.74911	1.3013	2.4181	37.13	65.33
12	-3.00659	-4.00028	9.50186	1.01641	1.32287	4.66829	108.03	1.79994	.09079	109.68381	.81089	-1.0000	-1.0000	23.59	.00
13	2.00827	1.49811	8.04549	.99500	2.27786	4.72034	97.11	2.90124	.02272	-148.03099	.90854	.8663	2.4879	159.15	91.39
14	1.02070	.99635	11.19992	.96426	5.04786	2.73564	-77.71	3.40139	.20022	-117.07236	1.05068	2.0692	2.8553	177.56	41.49
15	-4.01591	6.50721	9.98950	.96738	2.32360	4.18462	82.50	2.87289	.36393	-132.52748	.80264	-1.0000	2.5848	132.89	.00
16	-2.50287	-3.50102	8.04600	.88349	1.06012	6.32908	95.75	1.47864	.03772	-10.27812	.67552	-1.0000	-1.0000	179.94	.00
17	-.49598	-14.00539	8.04562	.91225	4.29584	2.41228	-42.54	2.97458	.04479	-147.72864	.72017	-1.0000	3.0124	80.33	.00
18	-7.00594	-4.00495	9.01438	.92108	2.76045	8.80246	79.82	3.72500	.23248	-108.36611	.52022	1.1418	7.9542	164.39	45.37
19	8.49213	-16.00737	7.80348	.83467	1.97177	9.44120	113.38	2.72961	.28950	-30.49617	1.44227	.8396	8.4729	24.89	40.21

Tabelle 16:

Tabelle 16: Fortsetzung (1)

Ergebnisse der "Gaußklumpen-Analyse"													keuleneinfaltete Größen				
	NO.	X	Y	V	AMP.	Dx	Dy	PHI	fwhm	DV/DR	PHIV	DV	SX	SY	CPHI	T <sub>B</sub> [K]	
E	20	2.00410	1.50167	9.74846	.86831	2.66547	4.35771	92.63	3.21569	.16655	-132.21724	1.24435	-1.0000	2.4823	132.14	.00	
	21	1.98304	1.01044	-.45415	.86864	3.11995	6.11613	100.41	3.93043	.38856	-164.40077	2.30910	2.5595	4.4788	4.30	26.62	
	22	-7.50613	-4.00025	8.04547	.83333	1.36509	8.47087	103.73	1.90593	.21653	-112.48019	.73314	-1.0000	-1.0000	13.13	.00	
	23	13.49176	-10.00031	9.26048	.82475	3.07163	5.18070	109.10	3.73655	.04952	-141.65741	1.22400	2.5076	3.0752	34.16	31.33	
A'''	24	-1.49563	-6.49846	4.40078	.84547	2.87435	4.43722	75.40	3.41168	.05262	125.64819	.72208	-1.0000	3.2442	129.64	.00	
	25	5.01310	-16.00612	8.28812	.81582	2.74586	10.72587	100.37	3.76192	.07053	-112.12165	1.07351	2.1179	9.8777	9.48	21.15	
H	26	3.01433	-13.00375	9.74271	.80820	3.05543	4.59688	119.52	3.59862	.11612	-125.09441	.87342	1.2446	2.8962	80.18	57.98	
	27	2.00680	-4.50403	5.37485	.80239	2.24080	4.41313	109.79	2.82559	.33074	-130.43469	1.25037	1.0040	1.7202	67.24	84.59	
	28	-4.00902	4.49652	11.44879	.78923	2.42971	5.60271	100.72	3.15245	.24011	-96.97425	.83587	1.6507	3.7469	3.81	31.98	
	29	9.98942	-8.99656	9.01496	.77526	2.63831	5.74780	115.64	3.39098	.04095	165.28391	.75684	1.7853	4.0349	36.56	30.05	
	30	-6.50069	-6.99995	6.34448	.74818	1.14315	3.64552	89.29	1.54260	.06844	97.15344	.34482	-1.0000	1.0485	133.13	.00	
	31	2.99797	2.50221	6.58803	.75484	2.27978	1.01000	-69.23	1.30593	.16005	-162.96579	.96977	-1.0000	-1.0000	104.14	.00	
	32	-1.50408	1.00600	5.37353	.78712	1.45548	4.59486	124.03	1.96226	.27195	-111.21724	.76074	-1.0000	-1.0000	59.45	.00	
	33	5.99660	-2.00264	8.28795	.76664	2.78871	6.61347	107.48	3.63397	.03687	137.01387	.56228	2.2069	5.1103	18.51	23.08	
	34	11.00267	.99151	10.23111	.75154	4.14222	6.25372	97.61	4.88382	.09811	164.82870	.88434	3.6622	4.7249	173.33	20.71	
	35	-7.50354	-8.50284	8.77492	.68818	1.97373	9.80210	62.62	2.73636	.05140	131.39000	.41835	-1.0000	9.2730	148.04	.00	
	C''	36	3.00058	-12.49893	8.77422	.70977	2.46032	7.91584	118.87	3.32263	.07819	-123.42526	.51120	1.4819	6.7814	33.07	25.32
		37	-4.49427	-2.99333	12.41781	.69540	2.50476	5.59655	101.57	3.23322	.26670	88.06862	2.62976	1.7816	3.7271	5.45	27.03

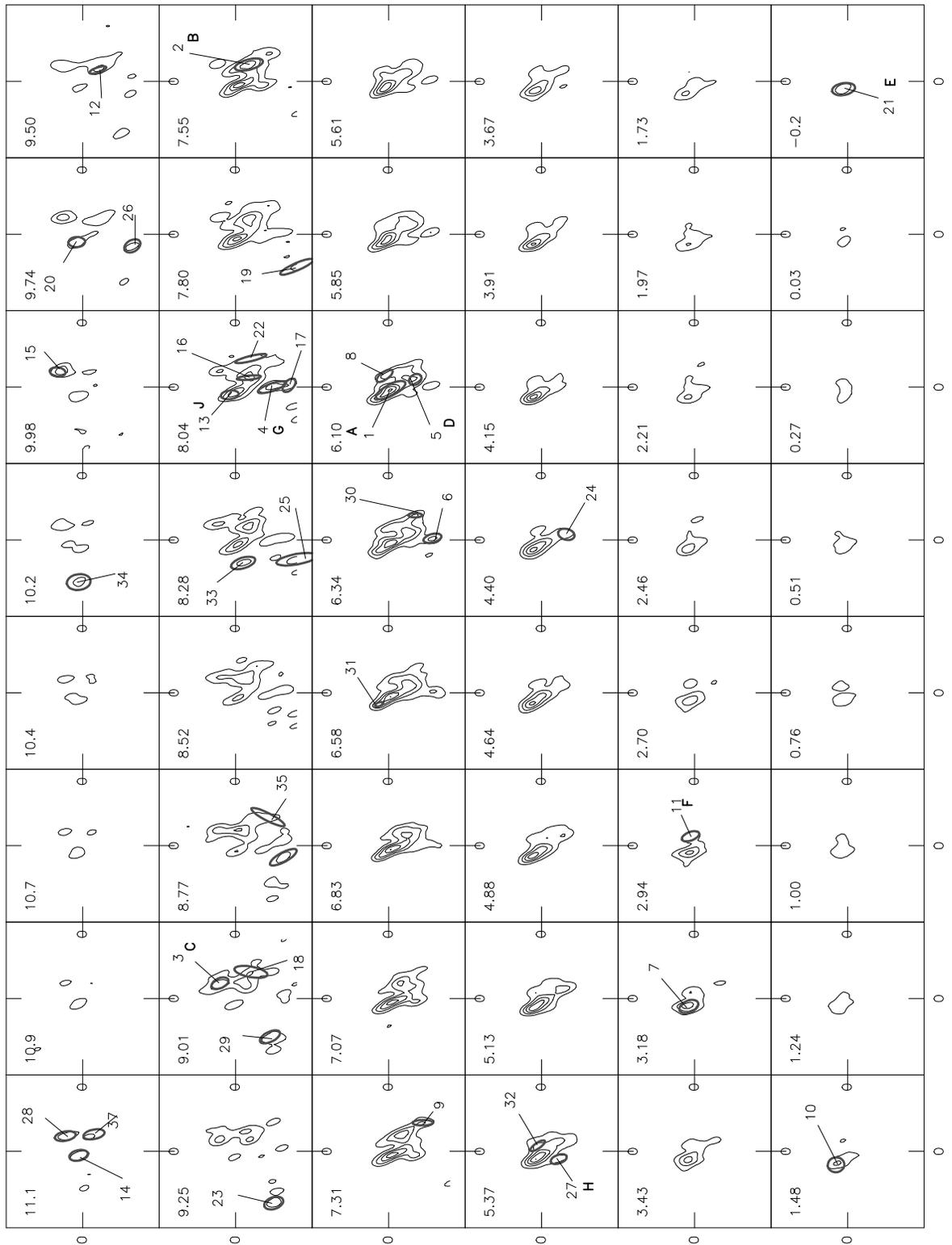


Abbildung 52: 48 Kanäle von  $C^{34}S$ : Die grauen Ellipsen kennzeichnen die Klumpen, die mit dem Gaußklumpen-Analysenverfahren gefunden wurden. Die Nummern entsprechen der Nummerierung (NO.) in Tab. 16. Die Konturlinien sind 0.5 bis 3 Jy/Keulengröße in Schritten von 0.5 Jy/Keulengröße. Die Kartenausschnitte umfassen  $64'' \times 64''$ .

## E Geschwindigkeitsbereiche für den Molekülausfluß

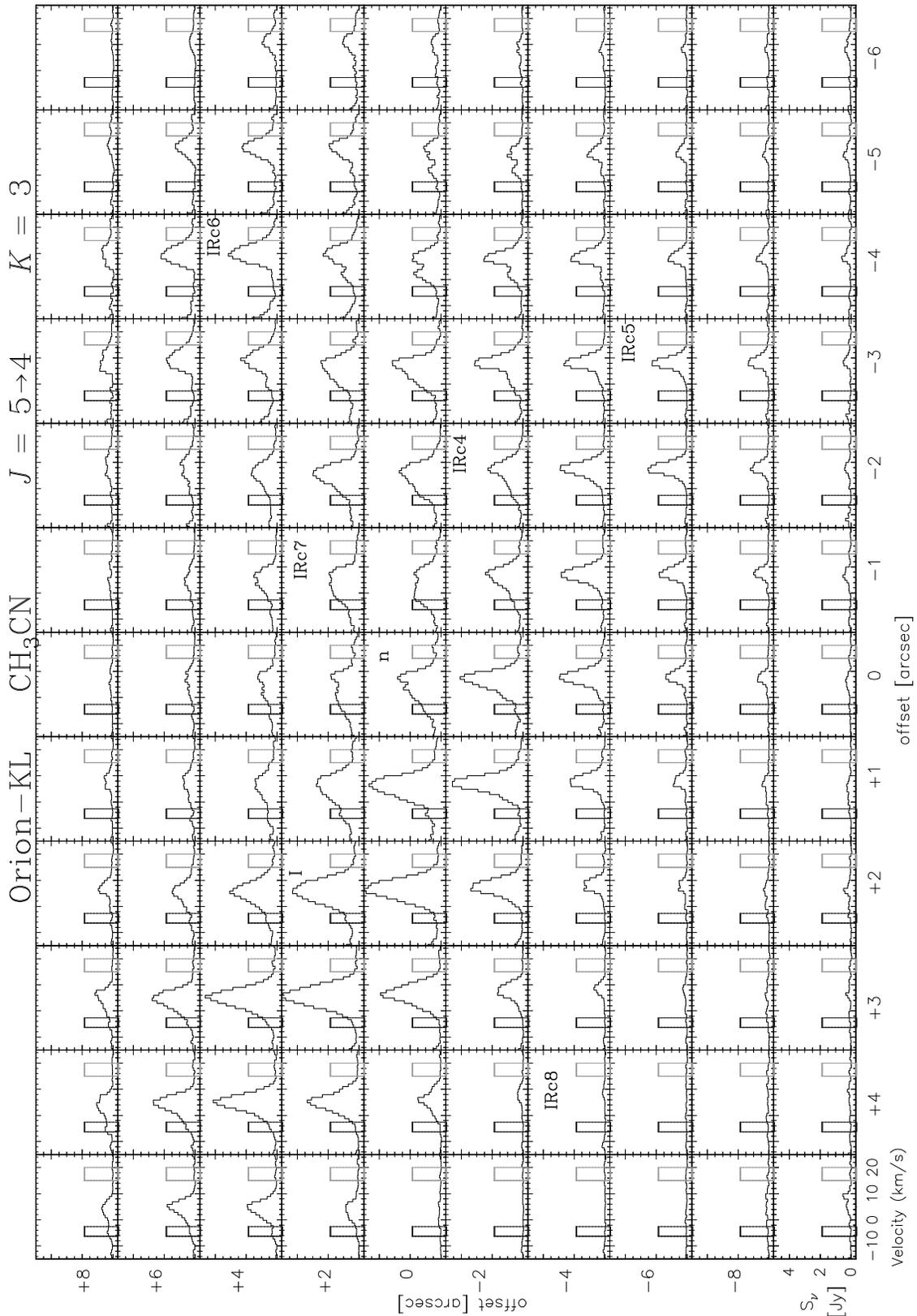


Abbildung 53: Darstellung der Geschwindigkeitsbereiche der  $\text{CH}_3\text{CN}$   $K=3$  -Linie, die für Abb. 47 benutzt wurden. Der blauverschobene Teil ( $-6.3 \leq v_{\text{lsr}} \leq -2.3 \text{ km s}^{-1}$ ) ist mit einem schwarzen Viereck gekennzeichnet, der rotverschobene Teil ( $+15.0 \leq v_{\text{lsr}} \leq +20.0 \text{ km s}^{-1}$ ) mit einem grauen.

## Danksagung

Herrn Prof. Dr. Th. Henning möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für die hilfreiche Unterstützung und die kritische Durchsicht des Manuskriptes herzlich danken.

Mein Dank gilt außerdem besonders Frau Prof. E. F. van Dishoeck (Leiden Observatory, NL) sowie Herrn Dr. R. Güsten (Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn) für die Ideen und Vorschläge, die wertvolle Impulse für diese Arbeit lieferten. Sie haben wesentlich zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen.

Weiterhin möchte ich Herrn Prof. Dr. W. Pfau für die Unterstützung bei meiner Arbeit sowie insbesondere für die wohlwollenden Empfehlungen für die *Studienstiftung des Deutschen Volkes* danken.

Der *Studienstiftung des Deutschen Volkes* bin ich für die materielle und ideelle Unterstützung meiner Arbeit sehr zu Dank verpflichtet. Besonders möchte ich Dr. M. Brocker (Studienstiftung, Bonn) für die schnelle und unbürokratische “Abwicklung” der finanziellen Hilfe für eine 3. Hawaii-Reise 1994 danken. Auf Grund vieler interessanter Erlebnisse und kultureller Veranstaltungen im Rahmen der Studienstiftung möchte ich aber auch Prof. Dr. F.-J. Verspohl (Jena) meinen Dank aussprechen.

Weiterhin möchte all jenen danken, die mir Unterstützung gewährt und die Durchführung der Arbeit ermöglicht haben, dazu gehören besonders die Kollegen und Kolleginnen des Astrophysikalischen Instituts und Universitäts-Sternwarte Jena, des MPI für Radioastronomie in Bonn, der Arbeitsgruppe an der Universität Leiden, dem Joint Astronomical Center in Hawaii sowie dem Institut de Radio Astronomie Millimétrique. Die konstruktive und angenehme Arbeitsatmosphäre an all diesen Instituten sowie bei den Beobachtungsaufenthalten an den Teleskopen hat wesentlichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit. Insbesondere möchte ich Helmut Wiesemeyer (Bonn) und Frank Helmich (Leiden) für die schnelle Hilfe bei den tausend kleinen und großen Fragen und Problemen herzlich danken.

Nicht zuletzt danke ich meinem Ehemann Thomas sowie meinen Eltern, die mich in der gesamten Zeit meiner Arbeit und bei all meinen Entscheidungen immer sehr wohlwollend unterstützt haben.

## Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und nur die angegebenen Quellen verwendet habe.

Jena, den 1. April, 1997

Katharina Schreyer

# Lebenslauf

- Zur Person: Katharina Schreyer, geb. Martin  
geboren am 03. März, 1967, in Dresden  
verheiratet
- Werdegang:
- Sept. 1973: Einschulung in die *49. Oberschule* in Dresden
  - Juli 1983: Abschluß 10. Klasse
  - Sept. 1983: Beginn einer Lehrausbildung
  - Juli 1985: Beendigung der Lehrausbildung als *Bauzeichner für Wasserwirtschaft*; Abschluß: Facharbeiterbrief
  - Juli 1985 – Feb. 1986: Berufstätigkeit als Bauzeichner bei *Projektierung Wasserwirtschaft Dresden*
  - Sept. 1985: Beginn einer Volkshochschulausbildung mit dem Ziel “Abiturabschluß”
  - Feb. 1986 – Aug. 1987: Berufstätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im *Tiefbauamt Dresden*
  - Juli 1987: Volkshochschulabschluß: Abitur
  - Sept. 1987: Studienbeginn, Fachrichtung: Physik
  - Nov. 1991: Beginn der Diplomarbeit
  - Dez. 1992: Beendigung der Diplomarbeit
  - Jan. 1993: Erhalt des Diplomzeugnisses:  
Diplom-Physiker (Univ.)
  - ab Jan. 1993: Doktorand in der *Max-Planck-Gesellschaft, Arbeitsgruppe “Staub in Sternentstehungsgebiete”*, Jena
  - seit Jan. 1994: Stipendiat der *Studienstiftung des Deutschen Volkes*

Jena, den 1.4.97