

**Großräumige Kartierung und Analyse
von sternbildenden Molekülwolken im
Galaktischen Molekularen Ring**

Inaugural-Dissertation

zur

**Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln**

vorgelegt von

Martin Brüll

aus Mönchengladbach

Köln 2004

Berichterstatter:

Prof. Dr. J. Stutzki

Prof. Dr. J. Jolie

Tag der mündlichen Prüfung:

6.Dezember 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
1.1	Ringe in Galaxien	11
1.2	Der Galaktische Molekulare Ring (GMR)	15
1.2.1	Die Milchstraße	15
1.2.2	Scheibendynamik	16
1.2.3	Der Molekulare Ring	20
1.2.4	Bisherige Messungen	25
1.2.4.1	Molekulares Material	25
1.2.4.2	Indikatoren für Sternentstehung	28
	Ionisiertes Material	28
	Staub	30
	Maser	31
1.3	Gliederung der Arbeit	33
2	Beobachtungen	35
2.1	Auswahl der Felder	36
2.2	Messung und Datenreduktion	38
2.2.1	Messmodus	38
2.2.2	Datenreduktion	41
2.2.2.1	Datenreduktion	42
	Polynomabzug	42
	Stehwellenreduktion	43
	Bewertung der reduzierten Spektren	45
2.2.2.2	Stehwellenstatistik KOSMA	46
2.2.3	Datensatzparameter	48
2.3	G45-46	49
2.3.1	Literatur	49
	Molekulares Gas	50
	Kontinuumssurveys	52
	Einzelpositionen	53
2.3.2	Ergebnisse	55

	Summenspektren	55
	Kanalkarten	55
	Geschwindigkeitsstruktur	62
	Masse der Vordergrundwolke	64
	Korrelationen mit MIR/FIR Datensätzen	65
2.3.3	Diskussion	67
	Lokalisierung	67
	Relative Stärke der Peaks	69
	Keine massiven Ausflüsse in G45.12 und G45.07	70
	Jets des stellaren schwarzen Lochs GRS1915+105	74
2.4	G30-31	76
2.4.1	Literatur	76
	Kontinuumssurveys	76
	Einzelpositionen	77
	Kontext dieser Region	79
2.4.2	Ergebnisse	81
	Summenspektrum	81
	Kanalkarten	83
	Geschwindigkeitsstruktur	95
	Masse der Vordergrundwolke	97
	Korrelationen mit MIR/FIR Datensätzen	98
2.4.3	Diskussion	101
	Kein Galaktischer Bow-Shock	101
	CII-Emission	103
2.5	Zusammenfassung	104
3	Strukturanalyse	107
3.1	Einleitung	108
3.2	Die Δ -variance Methode	113
	3.2.1 Mathematische Grundlagen	113
	3.2.2 Bisherige Anwendungen	117
3.3	Simulationen	119
	3.3.1 Simulationen	119
	3.3.2 Diskussion	127
3.4	Analyse des Datensatzes	129
	3.4.1 G45-46	129
	3.4.1.1 Bisherige Strukturanalyse	130
	3.4.1.2 Integrierte Karten	130
	Analyse	130
	Diskussion	133
	3.4.1.3 Kanalkarten	137

3.4.1.4	Linienverhältnisse	141
	Analyse	141
	Diskussion	144
3.4.2	G30-31	146
3.4.2.1	Integrierte Karten	146
3.4.2.2	Kanalkarten	148
	Diskussion	152
3.4.2.3	Linienverhältnisse	154
3.4.3	BU-FCRAO Daten	156
3.5	Zusammenfassung	165
4	Linienverhältnisse und physikalische Eigenschaften	171
4.1	Einleitung	174
4.2	Beobachtungen	175
4.2.1	Linienverhältnisse der Summenspektren	175
4.2.2	Häufigkeitsverteilungen der Linienverhältnisse	177
4.2.3	Räumliche Verteilungen in den Wolken	181
4.2.3.1	CO3-2/CO2-1 ($^{12}R_{3/2}$)	182
4.2.3.2	CO2-1/ 13 CO2-1 ($^{12/13}R_2$)	187
4.2.3.3	13 CO2-1/ 13 CO1-0 ($^{13}R_{2/1}$)	189
4.2.3.4	CO3-2/ 13 CO1-0 ($^{12/13}R_{3/1}$)	190
4.2.3.5	Kombinierte Linienverhältnisse	191
4.3	Literatur	193
4.4	Ergebnisse	199
4.4.1	Homogenes Modell	199
4.4.1.1	Grenzfälle	200
	Typ II Wolken	202
	Typ I Wolken	202
4.4.1.2	Entweichwahrscheinlichkeitsmodell	203
	Typ II Wolken	204
	Typ Ia Wolken	206
	Die Typ Ib Wolke	207
4.4.2	Inhomogene Modellansätze	209
4.4.2.1	Vordergrundwolken als Modell für GMR-Wolken	209
4.4.2.2	Gradienten der physikalischen Parameter . . .	210
	$^{12}R_{3/2}^{VHRG}$ -Spots	210
	$^{12/13}R_2^{ELRG}$ Spot in der Vordergrundwolke . . .	213
4.5	Diskussion	213
4.5.1	Sternentstehungsaktivität	213
4.5.2	Zwischenwolkenmaterial	217
4.5.3	Vergleich der Milchstraße mit anderen Galaxien	218

4.6	Zusammenfassung	219
A	Theoretische Grundlagen zur Linienemission	221
A.1	Linienemission	221
A.2	Rotationsspektrum von CO	225
A.3	Strahlungstransport	227
A.4	Analytische Formeln zur Berechnung Physikalischer Parameter	230
A.5	Relative Isotopen-Häufigkeiten	234
B	Datenreduktionspipeline	237
B.1	Datenreduktion	237
	read.me	237
	sinus.bash	238
	sinus_start.class	239
	sinus_maschine.class	240
	sinus_polynom.class	243
	sinus_fit.class	246
B.2	Datenbewertung	248
	autoselektion.class	248
	autoselektion_2.class	252
B.3	Sinusparameter	261
	sinusperiode_start.class	261
	sinusperiode.class	264
	sinusperiode_polynom.class	267
C	Ausgewählte Positionen	269
C.1	CO und Isotope	269
C.2	Methanol - CH ₃ OH	273
D	Folgeprojekt	277
E	SMART	283
E.1	KOBRA: Kosma Beam Rotator Assembly	283
	E.1.1 Der Bildfeldrotator	283
	E.1.2 Einfluß der Fehljustage auf die Abbildungseigenschaften	284
E.2	¹³ CO8-7	289

If your pictures aren't good enough, you're not close enough.

Robert Capa, Kriegsfotograf

Abstract

In the inner part of the Milky Way, between 4 and 7kpc Galactic Radii, a huge torus of molecular gas is present, the *Galactic Molecular Ring*. About 70% of the star-forming activity in our Galaxy is located within this ring.

To study the physical properties and their variation within the Molecular Ring, we conducted a large-scale survey of CO3-2, CO2-1 and $^{13}\text{CO}2\text{-1}$ at the *Kölner Observatorium für SubMillimeter Astronomie* for the first time. To reduce the data, an automatic routine was developed, which performs a standing-wave reduction and a data-selection.

Due to the huge dataset, I was able to reevaluate some former analyse-results of parts of the covered regions. To analyse the cloud structure, I used the Δ -variance analysis method. Beneath the classical analysis of maps of integrated intensity, I performed for the first time a channel-map Δ -variance analysis. In the end I was able to show, that with the Δ -variance method one could analyse the line ratios on different length-scales. In a further part of this work, I dealt with the statistical analysis of the relative intensity of the observed molecular lines. This analyse shows in the area of the star-forming regions similar results as was partly shown for the central regions of other sources. On the basis of this huge dataset, this is an important result for the theory of star-formation. I further studied the variation of the physical parameters within the whole clouds.

In principle, there is no dependence of the physical parameters by the location within the Molecular Ring.

Zusammenfassung

Im inneren Bereich der Milchstraße befindet sich zwischen 4 und 7kpc Galaktischen Radius ein breiter Torus aus molekularem Gas um das Galaktische Zentrum herum, der sogenannte *Galaktische Molekulare Ring*. Etwa 70% der Sternentstehungsaktivität unserer Heimatgalaxie findet innerhalb dieses Ringes statt.

Um die physikalischen Eigenschaften und ihre Variationen innerhalb des Molekularen Rings zu studieren, haben wir am *Kölner Observatorium für Sub-Millimeter Astronomie* ausgewählte Bereiche des GMR in CO3-2, CO2-1 und $^{13}\text{CO}2\text{-1}$ erstmalig großräumig kartiert. Zur Datenreduktion wurde in dieser Arbeit eine automatisierte Routine entwickelt, die eine Stehwellenreduktion und eine Datenselektion beinhaltet. Aufgrund des vorliegenden Datensatzes konnten einige frühere Untersuchungen von Teilregionen innerhalb des vorliegenden Datensatzes neu bewertet werden. Zur Analyse der Wolkenstruk-

tur habe ich die Δ -Varianz-Analysemethode verwendet. Neben der klassischen Anwendung auf Karten integrierter Intensität habe ich erstmalig eine Kanalkarten- Δ -Varianz-Analyse durchgeführt. Schließlich konnte ich zeigen, daß mit Hilfe der Δ -Varianz von Datenkuben verschiedener Moleküllinien die relativen Intensitäten auf unterschiedlichen Größenskalen untersucht werden können. In einem weiteren Teil dieser Arbeit befaße ich mich mit der statistischen Analyse der relativen Intensitäten der untersuchten Moleküllinien. Diese Analyse zeigt im Bereich der Sternentstehungsregionen ähnliche Ergebnisse, wie bisher vereinzelt durchgeführte Untersuchungen an zentralen Regionen anderen Quellen. Aufgrund des großen Datensatzes ist dies ein bedeutendes Ergebnis für die Sternentstehungstheorie. Ferner untersuche ich die Variation der physikalischen Parameter innerhalb der gesamten beobachteten Wolken.

Es konnten keine prinzipiellen Abhängigkeiten der physikalischen Parameter vom Ort innerhalb des Molekularen Rings festgestellt werden.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Ringe in Galaxien

In unserem Universum befinden sich nach heutigem Wissenstand ca. 10^{11} Galaxien. Die erste, heute noch übliche Katalogisierung, erfolgte durch Charles Messier (26. Juni 1730 - 12. April 1817). Der Messier Katalog umfaßt 110 Objekte. Neben Nebeln, wie z.B. dem Krebsnebel (M1), einem Supernova Überrest im Sternbild Stier, und Sternhaufen, wie z.B. M92, einem Kugelsternhaufen im Sternbild Herkules, beinhaltet der Messier Katalog auch 40 Galaxien: 27 Spiralgalaxien, 4 linsenförmige, 8 elliptische und eine irreguläre Galaxie (M82).

Später klassifizierte Edwin Powell Hubble (20. November 1889 - 28. September 1953) die Galaxien morphologisch in elliptische Galaxien, Spiralgalaxien, jeweils mit Unterklassifikationen, sowie irreguläre Galaxien (die Hubble-Sequenz, siehe Abbildung 1.1).

Nach heutigem Wissen sind Spiralgalaxien im Gegensatz zu elliptischen Galaxien gasreich

und bilden ständig neue Sterne. Die Gruppe der irregulären Galaxien setzt sich zusammen aus Zwerggalaxien und solchen, die durch Interaktion mit anderen Galaxien verformt wurden. Letzteres kann einerseits aufgrund einer direkten Kollision zweier Galaxien oder dem gravitativen Einfluß auf eine Galaxie durch eine nah vorbeifliegende Nachbargalaxie geschehen. Meist wird

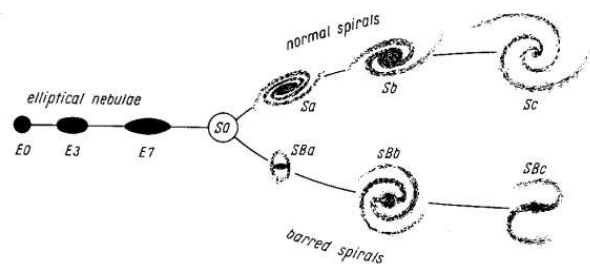


Abbildung 1.1: Die Hubble Sequenz der Galaxien (Bruce 1965).

bei solchen Interaktionen kurzzeitig die Sternentstehung getriggert. Möglicherweise handelt es sich daher bei der Hubble-Sequenz um verschiedene Entwicklungsstufen von Galaxien. Ich möchte hier jedoch nicht näher darauf eingehen und verweise den Leser auf den Review-Artikel von Kennicutt (1998).

Gérard de Vaucouleurs (25. April 1918 - 7. Oktober 1995) überarbeitete nach einem Galaxiensurvey am Südhimmel die Hubble Sequenz zu einer dreidimensionalen Sequenz (Abbildung 1.2). Nach dieser Darstellung kann man prinzipiell jede Kombination einer Spiralgalaxie mit oder ohne einem Balken oder einem Ring finden. Tatsächlich sind die meisten Ringe jedoch mit einem Balken oder mit ovalen Strukturen assoziiert unterliegen also jeweils nichtaxensymmetrischer Störungen des Gravitationspotentials (Buta & Combes 1996).

Etwa ein Fünftel aller Spiralgalaxien beinhalten eine geschlossene ringförmige Struktur innerhalb der Scheibe, ein weiteres Drittel haben offene Ringe, geformt aus Spiralarmlen, sogenannten Pseudoringen (Buta & Combes 1996). Dramatische Szenarien, wie die direkte Kollision zweier Galaxien oder ein naher Vorbeiflug einer ähnlich schweren Galaxie, sind für die Bildung der meisten Ringe wohl auszuschließen. Kollidierte oder kürzlich gestörte Galaxien finden sich in der Darstellung von de Vaucouleurs, wie schon in der Hubble Sequenz, bei den irregulären Galaxien.

Ein weiterer, relativ selten beobachteter Ringtyp ist der Polare Ring. Hierbei handelt es sich um einen Ring, der sich nicht in der Scheibenebene befindet und sogar senkrecht hierzu stehen kann. Die Bildung eines solchen Ringes läßt sich am Beispiel der Milchstraße erklären: Im Halo der Milchstraße, einer Sphäre, die die Milchstraßenscheibe mit den Spiralarmlen umschließt, finden sich verschiedene *streams*; wahrscheinlich handelt es sich hierbei um durch gravitativen Einfluß der Milchstraße zerrissene Zwerggalaxien (Dinescu et al. 2002). Diese Streams der Milchstraße werden als die polaren Ringe angesehen (Majewski 2003).

Folgt man den Ausführungen von Buta & Combes (1996) und Buta (1999), dann sind die meisten vorkommenden Ringe aufgrund von Resonanzeffekten entstanden. Sie sind somit die natürliche Konsequenz eines stetig wirkenden Drehmoments aufgrund der Präsenz eines rotierenden Balkens oder anderer nichtaxensymmetrischer Störungen der Gasbewegung in der Scheibe. Man findet drei Klassen von Resonanzringen: Nukleare Ringe, Innere Ringe und Äußere Ringe. Buta (1999) gibt folgende Parameter für diese Ringe an: Nukleare Ringe liegen innerhalb des Balkens, haben einen typischen Radius von 0.75 kpc (im Bereich von 0.2-2.5 kpc). Innere Ringe umfassen den Balken und haben einen typischen Radius von 6kpc (im Bereich von 3-12 kpc) und

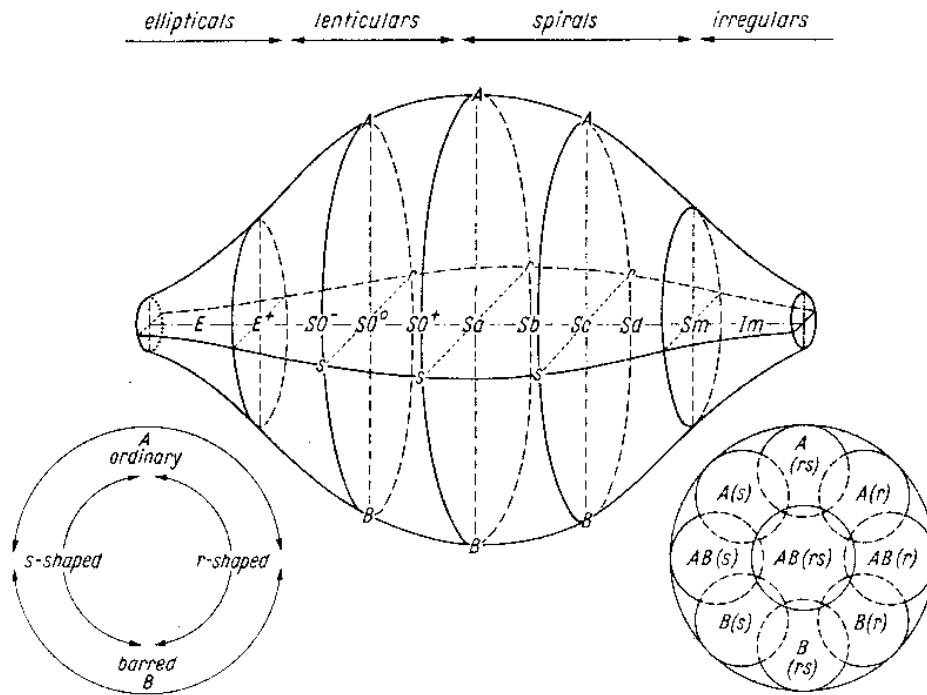


Abbildung 1.2: Die Erweiterung der Hubble Sequenz von Gérard de Vaucouleurs (de Vaucouleurs 1959), die Originalbildunterschrift lautet: A 3-dimensional representation of the revised classification scheme and notation system. From left to right are the four main classes: ellipticals E , lenticulars S_0 , spirals S and irregulars I . Above are the ordinary families SA , below the barred families SB ; on the near side are the S -shaped varieties $S(s)$, on the far side the ringed varieties $S(r)$. The shape of the volume indicates that the separation between the various sequences $SA(s)$, $SA(r)$, $SB(r)$, $SB(s)$ is greatest at the transition stage S_0/a between lenticulars and spirals and vanishes at E and Im . A central cross-section of the classification volume illustrates the relative location of the main types and the notation system. There is a continuous transition of mixed types between the main families and varieties across the classification volume and between stages along each sequence; each point in the classification volume represents potentially a possible combination of morphological characteristics.

sind üblicherweise ein wenig verlängert in Richtung der Balken(haupt)achse. Äußere Ringe haben den doppelten Radius der inneren Ringe und sind häufig gerade senkrecht zur Balkenachse verlängert.

Neben diesen optischen sichtbaren Ringen findet man bei den beiden äußeren Ringtypen häufig assoziierte molekulare und atomare Ringe sowie diverse Hinweise auf aktive Sternentstehung: Blaue und daher junge massive Sterne sowie Konzentrationen von HII-Regionen. Dies suggeriert, daß sich zunächst Gasringe bilden, in denen die Materialdichten im Vergleich zur restlichen Galaxie hoch sind und in denen sich daher verstärkt Sterne bilden können. Resonanzen sind somit Materiesenken in der Gasdynamik der Galaxieen. Man findet auch Sternringe ohne einen assoziierten Gasring; hier wurde bereits der gesamte Gasvorrat zur Sternbildung verbraucht. Die Sternentstehungsaktivität ist im inneren Ring in der Regel höher als im äußeren Ring.

Nukleare Ringe haben eine noch höhere Sternentstehungsaktivität und sind die Regionen, in denen sogenannte *Starburst*-Galaxien ihre übermäßige Aktivität zeigen. *Starburst*-Galaxien sind solche mit einer gegenüber der Milchstraße deutlich erhöhten Sternentstehungsrate. Das zu den nuklearen Ringen assoziierte Gas muß nicht notwendigerweise ringförmig vorliegen, sondern bildet häufig eine nukleare Scheibe. In den beiden äußeren Ringtypen reicht in der Regel die kritische Dichte des Materials nicht zur Ausbildung eines *Starbursts* aus.

Resonanzen bilden sich an definierten galaktischen Radien aufgrund des sich mit der Winkelgeschwindigkeit Ω_{Balken} rotierenden Balkens und der differentiellen Rotation $\Omega(R)$ des übrigen Materials innerhalb der Scheibenebene. Mit der radialen epizyklischen Frequenz κ , der Umlauffrequenz der Sterne auf einer Ellipse um das Führungszentrum, bilden sich Resonanzen bei $\Omega = \Omega_{\text{Balken}} \pm \frac{\kappa}{m}$ für $m \in \mathbb{N}$. Nukleare Ringe bilden sich zwischen zwei inneren Lindblad Resonanzen mit $\Omega = \Omega_{\text{Balken}} + \frac{\kappa}{2}$, innere Ringe bei der inneren 4:1 ultraharmonischen Resonanz mit $\Omega = \Omega_{\text{Balken}} + \frac{\kappa}{4}$, und äußere Ringe bei der äußeren Lindblad Resonanz mit $\Omega = \Omega_{\text{Balken}} - \frac{\kappa}{2}$ (Buta 1999). Schließlich ist zu bemerken, daß die Präsenz einer Resonanz notwendig aber nicht hinreichend zur Ringbildung zu sein scheint.

Alle drei Ringtypen können koexistieren, haben jedoch verschiedene Lebensdauern. Buta & Combes (1996) geben folgende Zeitskalen für die Existenz der Ringe an: Der äußere Ring benötigt zur Bildung einen starken Balken und mindestens $3 \cdot 10^9$ Jahre. Ohne äußere störende Einwirkung kann er über eine Hubble Zeit ($17 \pm 3 \cdot 10^9$ Jahre; Branch (1998)) existieren. Ein nuklearer Ring bildet sich typischerweise in 10^8 Jahren und seine Lebenszeit kann ebenso kurz sein, da zum einen die hohe Sternentstehungsaktivität den Gasvorrat schnell verbraucht, und er sich zum anderen durch selbstgravitative

Instabilitäten oder dynamische Reibung zerstört.

1.2 Der Galaktische Molekulare Ring (GMR)

1.2.1 Die Milchstraße

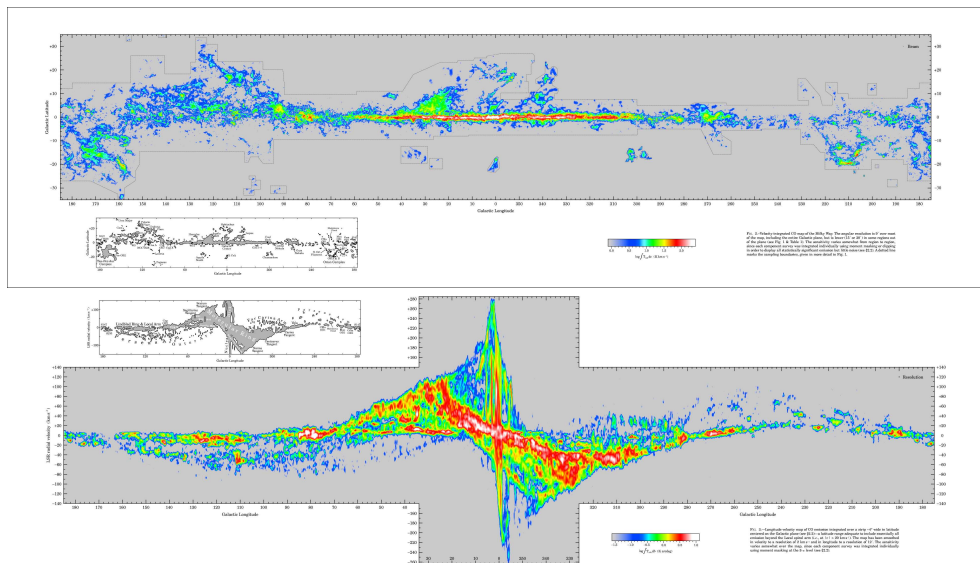


Abbildung 1.3: Die Milchstraße in CO (Dame et al. 2001). Im oberen Teilbild ist die integrierte CO Emission in Galaktischer Länge gegen Galaktischer Breite aufgetragen, die Auflösung ist meistens $9'$, jedoch überall $<30'$. Im unteren Teilbild ist eine Positions-Geschwindigkeits-Darstellung (pv) der Milchstraßenscheibe gezeigt: Die über einen 4° breiten Streifen in Galaktischer Breite integrierte Emission ist mit einer Geschwindigkeitsauflösung von 2km/s gegen die Galaktische Länge mit einer räumlichen Auflösung von $12'$ aufgetragen. Die in grau dargestellte Interpretation des pv-Diagramms ist in Abbildung 1.6 noch einmal vergrößert zu sehen.

Unsere Heimatgalaxie, die Milchstraße, besteht aus einer Scheibe aus Sternen, Staub und Gas. Der Radius der Scheibe beträgt in etwa 25kpc , die Dicke der Scheibe variiert abhängig vom beobachteten Material. Im atomaren Wasserstoff beträgt die Dicke (Halbwertsbreite) 220pc , im molekularen Material 120pc (Combes 1991). Im zentralen Bereich von ca. 2kpc findet sich eine Verdickung (der bulge) (Binney et al. 1997). Die Scheibe ist umgeben vom kugelförmigen Galaktischen Halo, der einen Radius von $\leq 35\text{kpc}$ (Fich &

Tremaine 1991) hat. In diesem Halo finden sich Kugelsternhaufen und kleine Molekülwolkenketten. Unsere Sonne befindet sich innerhalb der Scheibe bei einem Abstand von $8.0 \pm 0.5 \text{ kpc}$ vom Galaktischen Zentrum (Reid 1993) und $\sim 14 \pm 4 \text{ pc}$ oberhalb der Galaktischen Ebene (Binney et al. 1997). Die Entfernungsangabe von Reid (1993) ergab sich durch eine Mittelung der bis dato aufgrund unterschiedlicher indirekter Methoden ermittelten Werte; die erste direkte Abstandsbestimmung gelang Eisenhauer et al. (2003), die einen Wert von $7.94 \pm 0.42 \text{ kpc}$ angaben. Ging man früher von einem Radius der Sonne von 10 kpc aus, so benutzt man heutzutage üblicherweise den Radius von 8.5 kpc (Kerr & Lynden-Bell 1986). Die Gesamtmasse der Milchstraßenscheibe ist $4 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ (Fich & Tremaine 1991), die Masse molekularen Gases beträgt $2 \cdot 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$ (Combes 1991) und ist damit vergleichbar zur Masse des atomaren Gases, die $2.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$ beträgt (Nakanishi & Sofue 2003); für die gesamte Milchstraße, unter Hinzunahme des Halos, geben Sakamoto et al. (2003) eine Obergrenze von $\sim 2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ an. Die Scheibe ist ferner nicht durchweg flach, sondern gewölbt (Binney 1992).

Aufgrund unserer Lage können wir die innere Scheibenstruktur nicht direkt beobachten, sondern müssen auf anderem Wege auf sie schließen. Seit der Entdeckung der Galaktischen Radiostrahlung durch Karl Guthe Jansky (22. Oktober 1905 - 14. Februar 1950) im Jahr 1933, die entgegen der optischen Wellenlängen nicht durch den Staub in der Scheibe absorbiert wird, war es möglich, die Milchstraßenscheibe zu erforschen.

Die Entdeckung der Galaktischen 21cm Hyperfeinstrukturlinie des atomaren Wasserstoffs im interstellaren Material ermöglichte es schließlich, die Scheibenkinematik zu untersuchen (Oort 1952). Die Verteilung des molekularen Materials wurde durch Messung der $J=1-0$ Linie des zweithäufigsten interstellaren Moleküls, CO, gemessen (Dame et al. (2001); siehe Abbildung 1.3). So wissen wir heute, daß die Milchstraße eine Spiralgalaxie ist. Die Spiralarme sind in der Scheibe nicht symmetrisch angeordnet, d.h. nicht zu jedem Spiralarm gibt es ein Pendant bei 180° Drehung der Scheibe. Ferner hat unsere Galaxie einen Balken (Peters 1975) und mehrere ringartige Strukturen (Combes 1991). Die Klassifikation nach de Vaucouleur ist somit SAB(rs)bc (Barbuy (2002); vgl. Abbildung 1.2).

1.2.2 Scheibendynamik

Bei einer Relativbewegung v zwischen Quelle und Beobachter verändert sich die Wellenlänge λ einer beobachteten Spektrallinie gegenüber der Laborwellen-

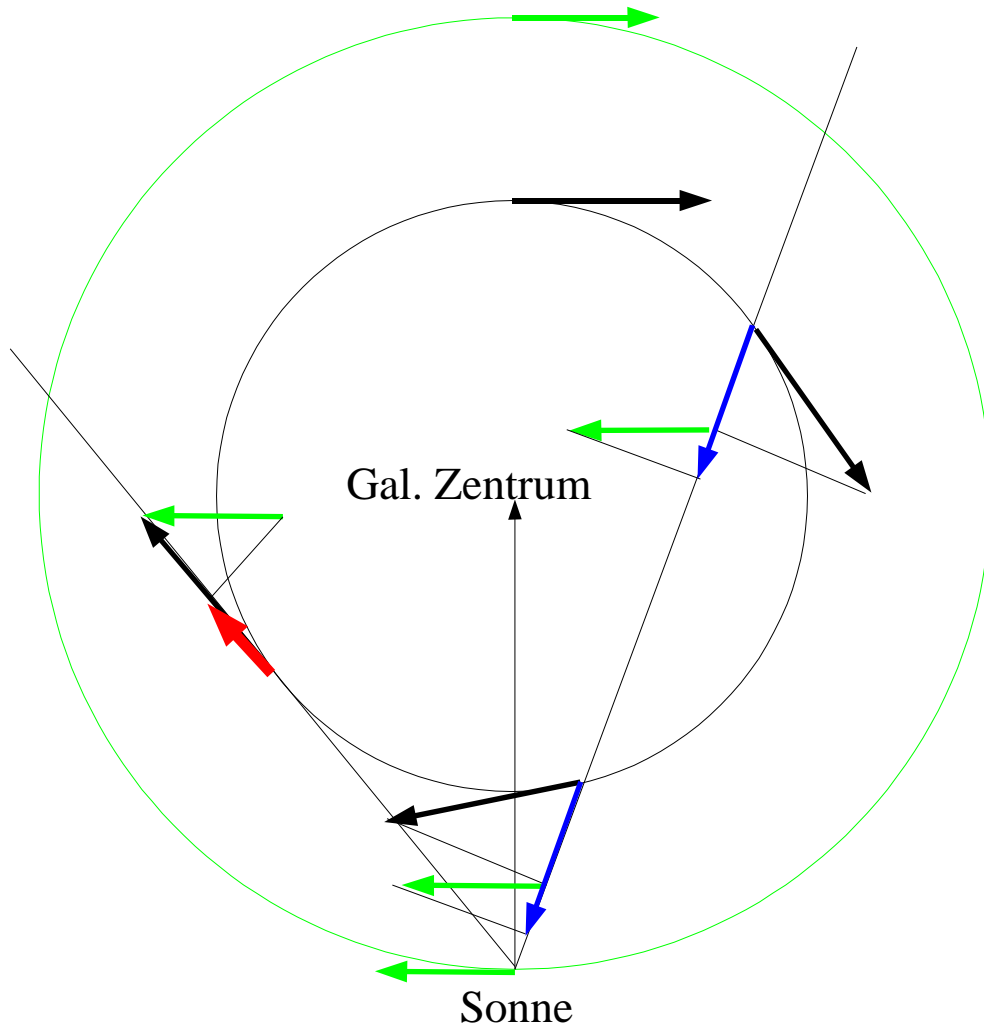


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der v_{lsr} -Geschwindigkeiten. Gezeigt ist die Milchstraßenscheibe mit dem Galaktischen Zentrum und der Sonne. Die Tangentialgeschwindigkeiten der Umlaufbahn der beobachteten Quelle und der Sonnenumlaufbahn ergeben projiziert auf die Sichtlinie die Relativgeschwindigkeit v_{lsr} der Quelle zum Beobachter. Die linke Sichtlinie zeigt eine Quelle am Tangentenpunkt ihrer Umlaufbahn. Die rechte Sichtlinie zeigt die Entfernungs-Doppeldeutigkeit der v_{lsr} -Geschwindigkeiten; der Galaktische Radius dieser Quellen (Abstand zum Galaktischen Zentrum) ist jedoch durch den Geschwindigkeitsvektor eindeutig gegeben.

länge λ_0 gemäß des Dopplereffekts

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1 + z = \left(\frac{1 + v/c}{1 - v/c} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

wobei $z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\nu_0 - \nu}{\nu}$ als Rotverschiebung bezeichnet wird, wenn z positiv ist, bzw. als Blauverschiebung bezeichnet wird, wenn z negativ ist; für die Frequenz ν gilt $\nu = c/\lambda$. Bei niedrigen Geschwindigkeiten gilt $z \approx v/c$.

Die Milchstraßenscheibe rotiert nicht starr, sondern differentiell. Daher ist die Relativbewegung der meisten Scheibenbereiche zu uns nicht Null, und somit die Messung verschiedener Geschwindigkeiten möglich. Wie bei vielen anderen Spiralgalaxien kann die interne Scheibenbewegung der Milchstraße durch eine Rotationskurve beschrieben werden (Sofue & Rubin 2001), nach der die Rotationsgeschwindigkeit allein vom Abstand zum Galaktischen Zentrum abhängt.

Eine Sichtlinie durch die Galaktische Ebene durchsticht folglich verschiedene Orte unterschiedlicher Rotationsgeschwindigkeit $\Omega(R)$, abhängig vom Abstand R zum Galaktischen Zentrum. Die Geschwindigkeit v_{lsr} eines Objektes mit dem Galaktischen Radius R und der Galaktischen Länge l relativ zum Beobachter ergibt sich folglich zu

$$v_{lsr} = [\Omega(R) - \Omega_\odot] \cdot R_\odot \sin(l) \quad (1.2)$$

wobei R_\odot der Abstand der Sonne zum Galaktischen Zentrum ist, das in Richtung $l=0$ liegt, und Ω_\odot die Rotationsgeschwindigkeit der Sonne um das Galaktische Zentrum beschreibt (vergleiche Abbildung 1.4).

In einer Darstellung v_{lsr} gegen Galaktische Länge l ergibt sich folglich, daß vollständig gefüllte Ringe außerhalb der Sonnenumlaufbahn (d.h. $R > R_\odot$) durch eine vollständige Sinuskurve repräsentiert werden, wohingegen solche innerhalb der Sonnenumlaufbahn ($R < R_\odot$) nur durch den Teilausschnitt der Sinuskurve repräsentiert werden, der der Projektion ihres Bahnkreises um das Galaktische Zentrum auf die Koordinatenachse der Galaktischen Länge l entspricht. Einfache Spiralarme, die sich nicht mehrmals um das Galaktische Zentrum wickeln, werden, bei nur langsamer Veränderung von Ω mit R , durch amplitudenmodulierte Sinuskurven repräsentiert. Innerhalb des solaren Kreises ergibt sich ferner aus geometrischen Überlegungen eine Doppeldeutigkeit¹ der Zuordnung eines Ortes zu einer Geschwindigkeit v_{lsr} : Alle Teilkreise, die

¹Genauer gesagt: Eine geradzahlige Mehrdeutigkeit. Geht man jedoch von einer streng monotonen Rotationskurve aus, so reduziert sich das auf eine Doppeldeutigkeit. Alle üblichen Rotationskurven verhalten sich in dem Bereich, der im Zusammenhang mit dem Galaktischen Molekularen Ring interessant ist, streng monoton.

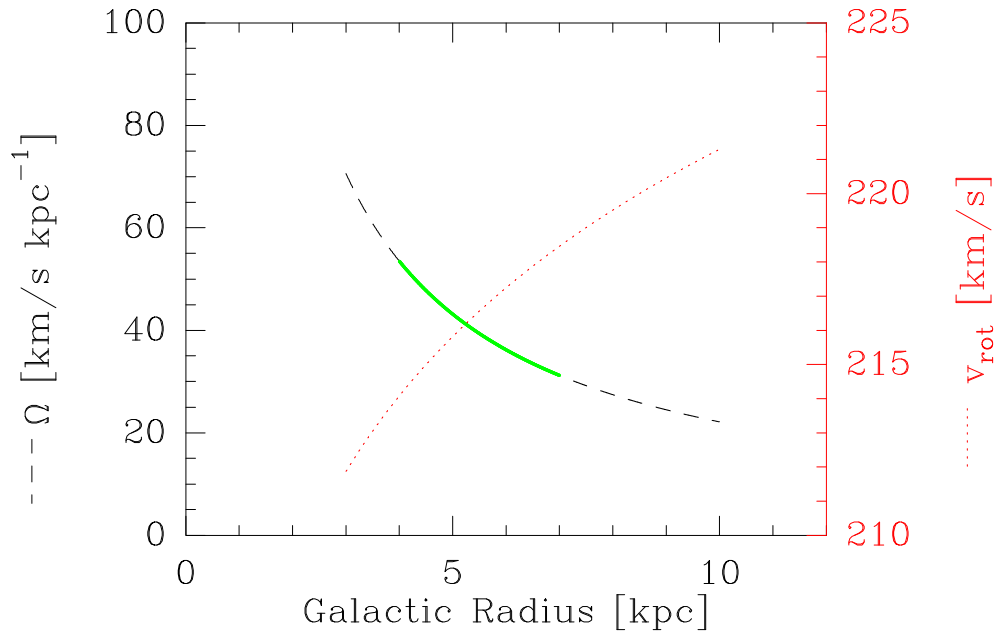


Abbildung 1.5: Rotationskurve von Brand (Wouterloot et al. 1990). Der durchgezogen grün gezeichnete Bereich der ansonsten gestrichelt gezeichneten Winkelgeschwindigkeit zwischen 4 und 7 kpc entspricht dem grün gezeichneten Bereich in Abbildung 1.6, rot gepunktet ist die Rotationsgeschwindigkeit gezeigt.

zwischen der Sonnenumlaufbahn und demjenigen Kreis liegen, der tangential berührt wird, werden zweimal von der Sichtline durchstoßen (vergleiche Abbildung 1.4). Die Amplitude, d.h. die absoluten Werte von v_{lsr} , hängt von der Rotationskurve $\Omega(R)$ ab. Objekte in der solaren Umgebung oder auf der Sonnenumlaufbahn ($R=R_{\odot}$) haben ein $v_{lsr} \approx 0$, ferner haben alle Objekte auf den Sichtlinien in Richtung $l \approx 0$ und $l \approx 180^\circ$ ein $v_{lsr} \approx 0$.

Ich werde im Rahmen dieser Arbeit die Rotationskurve von Brand verwenden (Wouterloot et al. 1990):

$$v_{rot} = v_{rot,\odot} \cdot \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^{0.0382} \quad (1.3)$$

mit $R_{\odot}=8.5\text{kpc}$ und $v_{rot,\odot}=220\text{ km/s}$; $\Omega(R) = v_{rot} \cdot R^{-1}$. Dies ist eine geringfügige Korrektur der in Wouterloot & Brand (1989) angegebenen Rotationskurve mit einem Exponenten von 0.0362 (Wouterloot et al. 1990; Kurtz et al. 1994). Der Vergleich mit der Rotationskurve von Clemens (1985), die als

Standardreferenz für molekulares Material gilt, zeigt, daß die hier verwendete Kurve bis zu einem Galaktischen Radius von 3kpc ebenfalls eine annehmbare Approximation ist und somit alle Daten der Sichtlinien bis $l \geq 20^\circ$ erklären kann. Im Bereich zwischen 4 und 8 kpc Galaktischen Radius sind Abweichungen von $\pm 10\text{-}20\text{km/s}$ möglich (Wouterloot et al. 1990; Clemens 1985), was für die vorliegende Arbeit die Wahl dieser einfacheren Kurve (Gleichung 1.3) rechtfertigt.

Im Gültigkeitsbereich dieser Rotationskurve erhält man im ersten Quadranten die maximalen Geschwindigkeiten entlang eines Sehstrahls bei Objekten, die bei dem Tangentenpunkt dieses Sehstrahls liegen. In der Darstellung v_{lsr} gegen Galaktische Länge l werden folglich die Geschwindigkeiten der Tangentenpunkte das Diagramm nach oben begrenzen.

1.2.3 Der Molekulare Ring

Es ist nun möglich, die Interpretation des unteren Teilbilds der Abbildung 1.3 von Dame et al. (2001) nachzuvollziehen (siehe Abbildung 1.6). Das zugehörige Graustufenbild bezeichnet die einzelnen Strukturen der Milchstraßenscheibe. Neben einzelnen hervorgehobenen Objekten erkennt man mehrere Spiralarme. Ferner erkennt man fast bei allen Galaktischen Längen Material mit $v_{lsr} \approx 0$, was zweideutig sowohl dem lokalen Spiralarm als auch dem sogenannten Lindblad-Ring zugeordnet werden kann, einem Ring aus Material in nächster Sonnenumgebung.

Der zentrale Bereich der Milchstraße zwischen 300° und 60° Galaktischer Länge zeigt eine dominante, relativ zu den Spiralarmen sehr breite Struktur, die als der Molekulare Ring bezeichnet wird. Ferner zeigen Dame et al. (2001) verknüpft mit dem Molekularen Ring im ersten Quadranten die Tangentenpunkte der Spiralarme Sagittarius und Scutum, im vierten Quadranten die Tangentenpunkte der Spiralarme Centaurus und Norma. Auf diese widersprüchliche Interpretation gehe ich im folgenden näher ein. Im zentralen Bereich setzen sich vom Molekularen Ring der expandierende 3kpc-Arm und die nukleare Scheibe ab, die die extremsten Relativgeschwindigkeiten v_{lsr} zeigt.

Das untere Teilbild in Abbildung 1.6 zeigt, wie verschiedene um das Galaktischen Zentrum konzentrische Ringe mit Radien zwischen 3 und 10 kpc im pv -Diagramm erscheinen würden. In grün sind viele eng aneinander liegende Ringe zwischen 4 und 7 kpc gezeigt, die den Molekularen Ring repräsentieren sollen. Zu bemerken ist, daß hier die natürliche Streuung der v_{lsr} nicht berücksichtigt worden ist.

Der Galaktische Molekulare Ring (GMR), teilweise auch als 5kpc-Ring be-

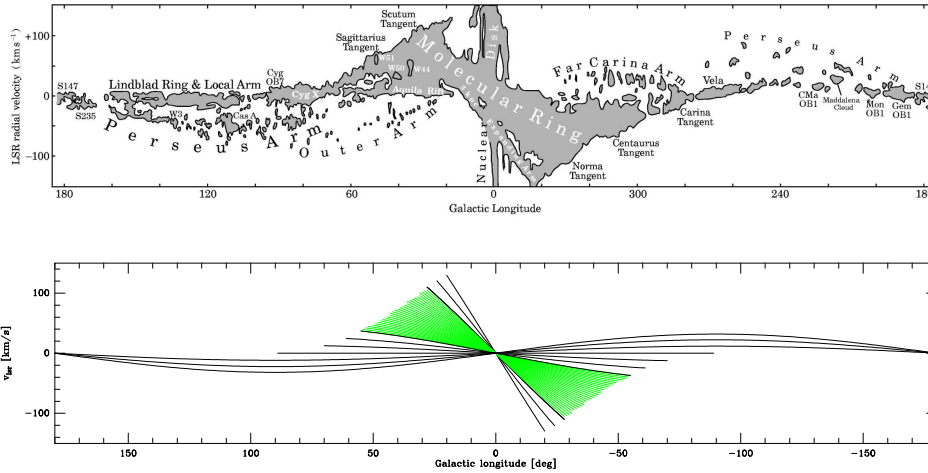


Abbildung 1.6: Oberes Teilbild: Deutung des pv-Diagramms der CO-Verteilung der Milchstraße von Dame et al. (2001). Unterer Teilbild: Skizzierte Darstellung konzentrischer Ringe mit Hilfe der Rotationskurve von Brand. Der grün gezeichnete Bereich dichter Kurven entspricht konzentrischen Ringen um das Galaktische Zentrum mit Radien zwischen 4 und 7 kpc, dem Molekularen Ring. Die dieser Abbildung zugrundeliegenden Ringe um das Galaktische Zentrum haben einen Abstand von 0.5kpc, im Bereich des GMR jedoch von 0.1kpc.

zeichnet, wurde von Scoville & Solomon (1975) in CO 1-0 entdeckt; im Nachhinein jedoch erkennt man ihn auch schon in Fig.5 der Veröffentlichung von Oort et al. (1958), einem Plot von atomarer Wasserstoffdichte n_H gegen galaktischen Radius. Clemens et al. (1988) zeigten eine Aufsicht des Ringes in von den CO Daten abgeleiteter H_2 Verteilung in der Milchstraßenebene. Diese Darstellung ist in Abbildung 1.7 gezeigt, umskaliert auf den heute üblichen Abstand der Sonne zum Galaktischen Zentrum.

Der GMR beinhaltet ca. 70% des molekularen Materials innerhalb der Sonnenlaufbahn (d.h. bei $R < R_\odot$). Nach Abbildung 1.7 liegt er grob zwischen 4 und 7 kpc galaktischen Radius, mit einem Verteilungspeak bei 4.5 kpc (entspr. $l=32^\circ$)². In beiden Hemisphären findet man einen Peak integrierter CO Intensität um ca. $l=\pm 25^\circ$ (entspr. $R=3.6\text{kpc}$) zentriert (Robinson et al. 1984). Diese Abweichung zu Abbildung 1.7 ist kein Widerspruch, vielmehr ist sie durch die Projektion des Ringes auf die Galaktische Länge erklärbar. Nach der Klassifikation der Galaxienringe von Buta (1999) handelt es sich

²Somit stimmt die ursprüngliche Bezeichnung *5kpc-Ring* ebensogut wie vor der Umskalierung

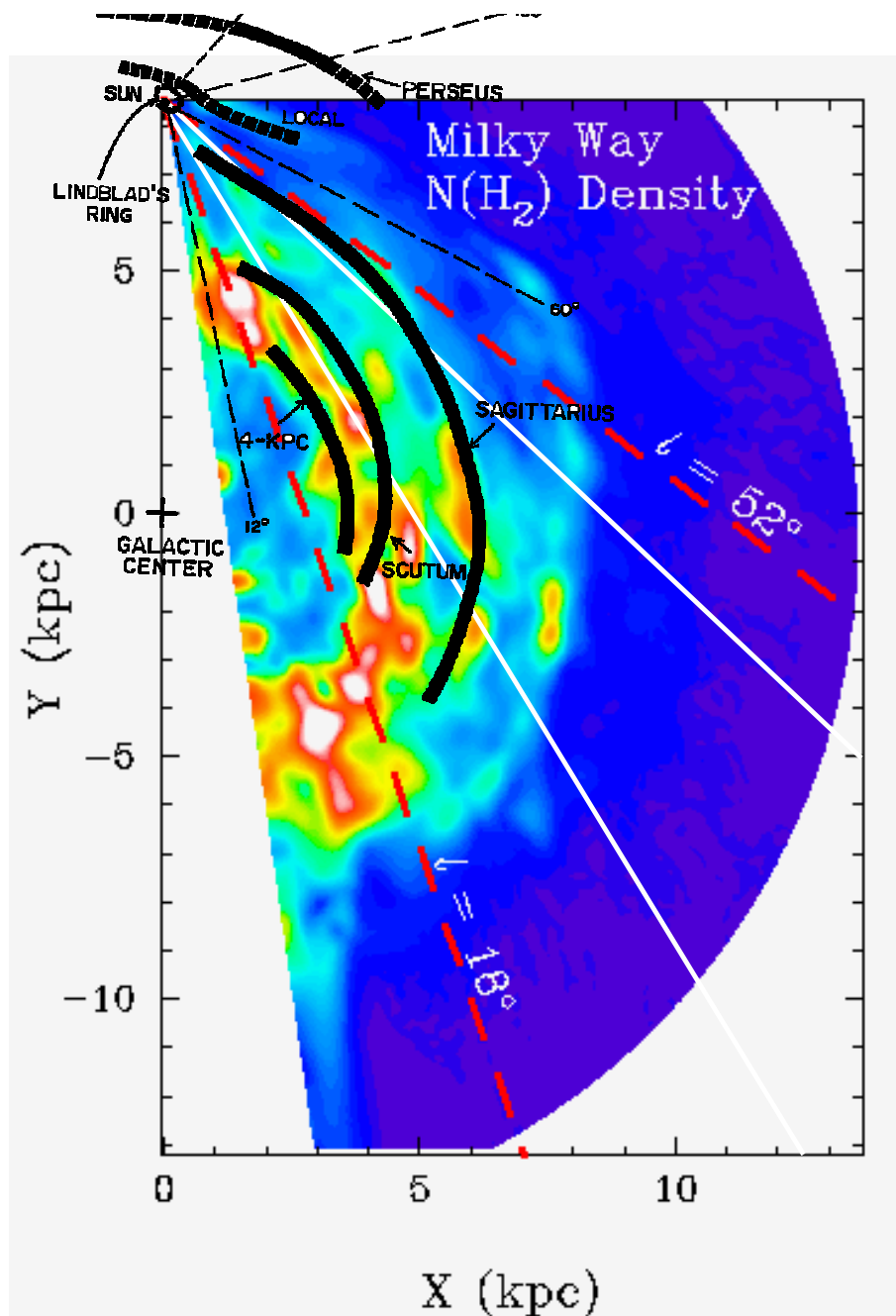


Abbildung 1.7: Farbige ist die Aufsicht der H_2 -Verteilung im inneren Teil der Milchstraße nach Clemens et al. (1988) gezeigt. In schwarz ist die Interpretation nach Cohen et al. (1980) gezeigt, nach der es sich beim GMR um die Überlagerung mehrerer Spiralarme handelt. Die weißen Linien bei 30° und 45° Galaktischer Länge zeigen die beiden Sichtlinien des zu dieser Arbeit vorliegenden Datensatzes (siehe Abschnitt 2.1).

beim GMR folglich um einen inneren Resonanzring.

Im Gegensatz zur Ringdeutung von Scoville & Solomon (1975) interpretierten Cohen et al. (1980) die Daten als die Überlagerung mehrerer Spiralarme, nämlich der klassischen 21cm Spiralarme. Im pv-Diagramm des Dame surveys (siehe unteres Teilbild der Abbildung 1.3) erkennt man Substrukturen im Bereich zwischen 300° und 60° Galaktischer Länge, die die Interpretation als überlagerte Spiralarme zulassen, was durch die Angabe der vier Tangentenpunkte durch Dame et al. (2001) angedeutet wird (Abbildung 1.6). Die Spiralarme nach Interpretation von Cohen et al. (1980) sind in Abbildung 1.7 in schwarz überlagert eingezeichnet.

Widersprüchlich zur Spiralarmtheorie scheint zunächst, daß die Tangentenpunktkante der maximalen Relativgeschwindigkeiten v_{lsr} im ersten Quadranten zwischen 30° und 60° fast durchgehend besetzt ist; entsprechend im vierten Quadranten die maximal negativen Relativgeschwindigkeiten. Es handelt sich dabei jedoch wahrscheinlich nicht um zwei weitere Spiralarme, die zufällig entlang der Tales-Kreise der Tangentenpunkte in der Galaktischen Ebene liegen. Vielmehr handelt es sich hier, wie ich in Abschnitt 2.4.2 zeigen werde, um einen geometrischen Projektionseffekt: Während bei $0 \ll v_{lsr} \ll v_{tg}$ nur ein relativ kurzer Teil des Sehstrahls einer Geschwindigkeit v_{lsr} zugeordnet werden kann, variiert die Geschwindigkeit v_{lsr} nahe 0 und nahe der Tangentengeschwindigkeit v_{tg} nur gering bei relativ langen Teilen entlang des Sehstrahls. Geht man ferner davon aus, daß der Raum zwischen den Spiralarmen nicht völlig leer ist, erklärt die Akkumulation der schwachen Strahlung dieses Materials durch die Projektion die v_{tg} - sowie die $v_{lsr}=0$ -Kante und steht nicht im Widerspruch zur Interpretation der übrigen Daten als überlagerte Spiralarme.

Robinson et al. (1988) zeigten, daß es eine Asymmetrie zwischen der CO Emission mit dem Galaktischen Radius im ersten und im vierten Quadranten gibt. Die Deutung des inneren Bereichs der Milchstraße im vierten Quadranten ist mit einem Ring nicht schlüssig. Ein tatsächlicher Ring würde jedoch sowohl im ersten wie auch im vierten Quadranten auftauchen, daher unterstützt dies die Deutung der Daten des ersten Quadranten als überlappende Spiralarme.

Im Inneren unserer Milchstraße befindet sich, wie in vielen anderen Galaxien, ein Balken; Peters (1975) haben ihn als erste als solchen identifiziert. Auf der Basis von IR Kohlenstoffstern-Daten des *Two Micron All Sky Survey* (2MASS) (Skrutskie et al. 2001) bestimmten Cole & Weinberg (2002) das Alter des Balken jünger als $6 \cdot 10^9$ Jahre und höchstwahrscheinlich sogar jünger als $3 \cdot 10^9$ Jahre. Der Balken, wie er sich durch die Sterne darstellt, hat einen Winkel bezgl. der $l=0$ -Achse von $\phi = 31 \pm 8^\circ$, ein Halbachsenverhältnis

von 0.32 ± 0.15 und eine Länge von 2.6 ± 0.15 kpc (Cole & Weinberg 2002; Weinberg 2003). Im molekularen Material argumentierte Merrifield (2003), der expandierende 3kpc-Spiralarm sei der Balken und läge daher zwischen -20° und $+35^\circ$ Galaktischer Länge; die Asymmetrie zum Zentrum ist erklärbar mit einem Projektionseffekt: Der Balken hat einen Winkel $\phi \neq 0$ zur Achse *Sonne* ↔ *Galaktisches Zentrum*, ferner ist der Teil des Balken im ersten Quadranten uns zugeneigt und erscheint daher in Winkeln am Himmel größer. Merrifield (2003) ermittelte ein Halbachsenverhältnis von ≈ 0.55 und einen Winkel $\phi \approx 25^\circ$. Die maximale Ausdehnung des Balkens liegt laut Merrifield bei $l=35^\circ$. Das Vorhandensein junger massiver Sterne deutet auf fortwährende Sternentstehung hin.

Innerhalb des Balkens sind weitere Strukturen bekannt (Combes 1991), die ich hier jedoch nicht weiter diskutieren werde. Alard (2001) glauben sogar, einen zweiten, kleineren Balken im Innern der Milchstraßenscheibe entdeckt zu haben.

Bei der Diskussion des inneren Teils des GMR ist neben der Diskussion der inneren Spiralarms also auch immer die Interaktion mit dem Balken in Betracht zu ziehen. Der Balken rotiert mit einer anderen Winkelgeschwindigkeit als das übrige Material in der Scheibe, das der Rotationskurve der Galaxie folgt. Bei der kinematischen Abstandsbestimmung läuft man somit gerade bei Positionen um $l=30 \pm 5^\circ$ Gefahr, völlig falsche Werte zu erhalten.

Ich werde im Folgenden den Begriff GMR verwenden, wenn ich den gesamten Bereich bezeichnen will, den Scoville & Solomon (1975) als Ring identifiziert haben. Häufig werde ich jedoch auf die einzelnen Spiralarms, speziell Sagittarius und Scutum eingehen und diese daher so bezeichnen. Der Einfachheit halber werde ich den Tangentenpunkt bei $l=30^\circ$ mit Scutum-Arm bezeichnen, ohne außer Acht lassen zu wollen, daß dort mögliche Interaktionen zwischen bzw. Überlagerungen von diesem Spiralarm und dem Balken stattfinden bzw. vorliegen. Ferner werde ich, wie üblich, den Begriff *Ring* verwenden, wenn es sich auch beim GMR mathematisch nicht um einen Ring, sondern um einen Torus handelt.

Versuche, den inneren Teil der Milchstraße zu modellieren, sind jeweils in Einzelaspekten erfolgreich, jedoch derzeit noch nicht in der Lage, die gesamten Daten zu erklären. So wird der Balken recht gut von Fux (1997) erklärt, die weiter außen liegenden Bereiche jedoch gar nicht. Im Modell von Englmaier & Gerhard (1999) ergab sich der molekulare Ring aus zwei Spiralarmpaaren. Dieses Modell hatte jedoch numerische Probleme gerade im Bereich um 30° Galaktischer Länge, die im Modell von Bissantz et al. (2003) ausgeglichen wurden. Dies zeigt, wie abhängig von den gemachten Annahmen oder der

Programmstruktur sind und läßt Raum für alternative Interpretationen.

1.2.4 Bisherige Messungen

Die meisten in unserer Milchstraße vorkommenden Sternentstehungsgebiete liegen im GMR. Somit ist er ein ideales Untersuchungsgebiet sowohl für Sternbildungsanalysen als auch für großräumige Untersuchungen bzgl. der Galaxiendynamik.

In den vergangenen Jahren wurden mehrere großräumige Surveys der inneren Milchstraße durchgeführt. Tabelle 1.1 zeigt die für diese Arbeit bedeutenden Surveys spektral aufgelöster Linienemission im mm- und submm Bereich, Tabelle 1.2 die aktuell bedeutenden Surveys im Mid-Infrarot- (MIR) und Fern-Infrarot Kontinuum (FIR).

1.2.4.1 Molekulares Material

Wir wissen heute, daß sich Sterne innerhalb von Molekülwolken bilden. Die erhöhte Sternentstehungsaktivität und das erhöhte Vorkommen molekularen Materials im GMR sind daher miteinander verknüpft.

Der bereits in Abschnitt 1.2.1 erwähnte Dame-survey des CO 1-0 Übergangs (Dame et al. 2001, 1986) hat eine räumliche Auflösung von $8'.4$ und wurde fully sampled durchgeführt, erfaßte daher also die vollständige detektierbare CO Emission.

Solomon et al. (1985, 1987) und Solomon & Rivolo (1989) untersuchten den ersten Quadranten der Milchstraßenebene ebenfalls in CO1-0 mit einer besseren räumlichen Auflösung von $47''$ am Five College Radio Astronomy Observatory (FCRAO), jedoch auf einem nicht vollständig gesampelten Raster. Dieses Projekt führte zur Identifizierung mehrerer hundert Riesenmolekülwolken (GMCs) im ersten Quadranten, war jedoch für kleinskalige Strukturen innerhalb dieser Wolken nicht sensitiv.

Der gegenwärtig am selben Teleskop *fully sampled* durchgeführte $^{13}\text{CO}1-0$ des zweithäufigsten Isotops dieses Moleküls ermöglicht dies (Simon et al. 2001). Neben dem niedrigsten Rotationsübergang wurde bisher nur im CO 2-1 Survey von Sakamoto et al. (1995, 1997) ein höherer Rotationsübergang großskalig kartiert. Da dieser Datensatz undersampled aufgenommen wurde, enthält er nicht die volle detektierbare Emission. Ich werde auf den Vergleich CO2-1/CO1-0 in Kapitel 4 näher eingehen.

Alle Rotationsübergänge von 1-0 bis 8-7 wurden mit dem *Far Infrared Absolute Spectrophotometer* (FIRAS) auf dem *Cosmic Background Explorer* Satelliten (COBE) in einem Streifen von $\pm 0.5^\circ$ in Galaktischer Breite und in

Linie	Gal.Länge [°]	Gal.Breite [°]	θ	v_{res} [km/s]	Teleskop	Referenz
¹³ CO1-0	15→51	±1	46''	0.26	FCRAO	Simon et al. (2001)
CO1-0	8→90	±1	(47'')	1	FCRAO	Solomon et al. (1987)
CO1-0	-180→180	±30	8'.4	0.65	1.2-meter	Dame et al. (2001)
CO2-1	20→60	±1	(~9')	0.3	Nobeyama-60cm	Sakamoto et al. (1995)
CO1-0 → CO8-7	-180→180	±0.5	5°x1° grid	-	COBE-FIRAS	Fixsen et al. (1999)
CII ² P _{3/2} - ² P _{1/2} (157.7μm)	30→51	±2	(3'.4)	143	BIRT	Shibai et al. (1991)
CII (157.5μm), NII(205.3μm)	all sky		7°	0.45	COBE-FIRAS	Fixsen et al. (1999)
CI (370.4μm & 609.1μm), NII (121.9μm)	Galactic Plane		7°	0.45	COBE-FIRAS	Fixsen et al. (1999)
HI (1.4GHz)	18-67	±1-2	1'	1.3	VLA	Taylor et al. (2002)
HI (1.4GHz)	11-235	±2	0.22°	2	Green-Bank	Westerhout & Wendlandt (1982)

Tabelle 1.1: Großskalige Surveys der inneren Milchstraße, erster Quadrant: Linienemission. Die Datensätze, bei denen die räumliche Auflösung eingeklammert ist, sind nicht fully sampled gemessen worden. Der BU-FCRAO ¹³CO1-0 survey und der HI-VLA-Survey sind zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht vollständig.

	Gal.Länge [°]	Gal.Breite [°]	θ	Teleskop	Referenz
4.2-26 μm	-180 \rightarrow 180	± 5	$\sim 20''$	MSX	Egan & Price (1996a)
1.25-240 μm	-180 \rightarrow 180	± 10	$0^\circ.7$	COBE-DIRBE	Sodroski et al. (1994)
12-100 μm	all sky		1'.9-3'.9	IRAS	Neugebauer et al. (1984)
1.25-2.16 μm	all sky		$< 1''$	2MASS	Skrutskie et al. (2001)
7, 15 μm	sel.fields	± 1	6''	ISO (ISOGAL)	Omont et al. (2003)

Tabelle 1.2: Grofskalige Surveys der inneren Milchstraße im MIR/FIR-Kontinuum.

einem 5° Raster in Galaktischer Länge ohne eine spektrale Auflösung gemessen (Fixsen et al. 1999). In den zentralen $\pm 30^\circ$ erkennt man einen deutlichen Anstieg der CO Emission in den Übergängen zwischen 2-1 und 4-3. Die Position des Galaktischen Zentrums erscheint in den Übergängen 2-1 bis 8-7 deutlich erhöht im Vergleich zum übrigen Spektrum und hat das Maximum zwischen 4-3 und 5-4.

Das aus diesen Surveys hervorgehende erhöhte Vorkommen molekularen Materials im Bereich des GMR habe ich bereits in Abschnitt 1.2.1 erwähnt. Obige Zusammenfassung zeigt jedoch auf, daß ein Mangel an großskaligen Kartierungen höherer CO Rotationsübergänge des GMR herrscht.

1.2.4.2 Indikatoren für Sternentstehung

Neben dem Vorkommen molekularen Materials benötigt man weitere Informationsträger, um auf tatsächliche Sternentstehungsaktivität schließen zu können, auf die ich in diesem Abschnitt eingehen werde.

Ionisiertes Material Ein guter Überblick der Verteilung ionisierter Elemente in der Milchstraße wurde mithilfe der Messungen des FIRAS auf dem COBE Satelliten erreicht (Wright et al. 1991; Fixsen et al. 1999). Die grobe räumliche Auflösung von $\sim 7^\circ$ ermöglichte eine großräumige Kartierung der Emission einer CII und zweier NII-Linien in der Milchstraßenscheibe und ferner der beiden CI-Linien des atomaren Kohlenstoffs und der CO Rotationsleiter von 1-0 bis 8-7. Die *full-sky* Kartierung von CII und NII zeigte, daß die Emission der ionisierten Elemente im wesentlichen auf die Milchstraßenebene beschränkt ist und daß deren Intensität in einem größeren Bereich um das Galaktische Zentrum hoch ist.

Fixsen et al. (1999) zeigen gemittelte Flüsse verschiedenster Linien abhängig von der Galaktischen Länge, gemittelt über Flächen von 5° Länge und 1° Breite um $b=0$. Sowohl die verschiedenen CO Linien, als auch die CI-Linien und die totale IR-Emissionsverteilung zeigen ein ähnliches Verhalten: Im inneren Bereich $\sim \pm 45^\circ$ läßt sich eine Erhöhung der Emission feststellen, der zentrale Bereich um das Galaktische Zentrum setzt sich hiervon durch noch stärkere Flüsse ab. Bei 90° liegt ein separierter Emissionspeak, der der ausgedehnten nahgelegenen Sternentstehungsregion Cygnus X zugeordnet werden kann.

Die $157.7 \mu\text{m}$ CII-Linie und die $205.3 \mu\text{m}$ NII-Linie jedoch zeigen ein deutlich anderes Verhalten: Die Emission im inneren Bereich der Milchstraße konzentriert sich auf zwei Peaks bei $-30 \rightarrow -10^\circ$ und $10 \rightarrow 30^\circ$; der Bereich des

Galaktischen Zentrums erscheint weit weniger intensiv als diese beiden Regionen. Cygnus X bei $l \approx 90^\circ$ erscheint relativ stärker als in der Emission von C I und CO.

Die Lage der Peaks ionisierten Materials deckt sich mit dem in Abschnitt 1.2.3 gefundenen inneren Teil des GMR, also der Überlagerung vom Scutum Spiralarm und dem Balkenende.

Das somit deutlich erhöhte Vorkommen von C II im GMR ist ein Hinweis auf das dortige Vorkommen vieler junger, massereicher O-Sterne, die das sie umgebende molekulare Material ionisieren. Aufgrund der kurzen Lebensdauer dieser Sterne deutet das auf eine aktive Sternentstehung hin. Der ionisierte Kohlenstoff findet sich sowohl im Bereich der Photonendissoziationsregionen (PDR) am Rand von dichten Kernen in zu den Sternen benachbarten Molekülwolken als auch im diffusen Material zwischen diesen dichten Kernen.

Shibai et al. (1991) zeigten eine C II-Karte im Bereich von 30 - 51° Galaktischer Länge mit dem BIRT Ballon Experiment mit einer räumlichen Auflösung von $3'.4$, jedoch ist die gezeigte Karte nicht vollständig gesampelt aufgenommen. Ferner gibt es zwei Lücken in der Karte: Zwischen 36 und 38° wurde die Kontur der C II-Emission interpoliert, zwischen 44 und 47° fehlt jegliche Information. Trotz dieser Lücken läßt sich sagen, daß der Trend der auf 5° gemittelten COBE Spektren sich in dieser Kartierung widerspiegelt: Zunächst zeigt sich erneut die Konzentration der C II-Emission auf die Galaktische Ebene. Ferner steigt die Intensität zu kleinen Galaktischen Längen hin an: Zwischen 30 und 31° findet sich die Sternentstehungsregion W43, die die absolut höchste C II-Emission in der vorliegenden Karte hat; sie liegt deutlich oberhalb derjenigen der Sternentstehungsregion W51 bei 49° . Leider sind die Daten von Shibai et al. (1991) unvollständig, so daß hier vor einer Überinterpretation solcher Trends gewarnt sei.

Ein wichtiges Instrument zur Messung ionisierter Elemente war der ISO Satellit. Mit ihm wurden zahlreiche einzelne Positionen in Sternentstehungsgebieten spektral aufgelöst untersucht (Peeters et al. 2002).

Dieser FIR Wellenlängenbereich ist mit erdgebundenen Beobachtungen nicht erschließbar. Ab dem Jahr 2005 wird der in unserem Institut mitentwickelte Heterodyn-Empfänger GREAT für das *Stratospheric Observatory For infrared Astronomy* 2.5 Meter Teleskop (SOFIA) u.a. dazu beitragen, sowohl räumlich ($\sim 15''$) als auch spektral hochaufgelöste C II-Daten zu messen. Der *German Receiver for Astronomy at Terahertz Frequencies* (GREAT) wird verschiedene FIR Bänder parallel messen. Die Weiterentwicklung von GREAT wird der *SOFIA Terahertz Array Receiver* (STAR) werden, der acht

räumliche Pixel gleichzeitig kartieren können wird.

Der 2007 in Betrieb gehende Herschel-Satellit, zuvor als *Far Infrared and Submillimeter Telescope* (FIRST) bekannt, mit einem 3.5 Meter Primärspiegel wird mit dem in unserem Institut mitentwickelten *Heterodyne Instrument for First* (HIFI) Instrument diese räumliche Auflösung auf $\sim 10''$ bei der CII-Linie reduzieren. Diese Projekte werden mit ihrer räumlichen Auflösung erstmals die Substrukturen von Sternentstehungsgebieten im FIR Wellenlängenbereich untersuchen können.

Neben der Linienemission der ionisierten Elemente läßt sich die thermische Emission des ionisierten Materials über die Frei-Frei Strahlung (Bremsstrahlung) des Plasmas im Radio-Kontinuum detektieren. Die sogenannten HII-Regionen sind ausgedehnte Bereiche ionisierten Wasserstoffs. Ionisiert wird der Wasserstoff durch die UV-Strahlung massereicher Sterne. Paladini et al. (2003) zeigen die Verteilung der HII-Regionen mit der Galaktischen Länge. Man erkennt ein verstärktes Vorkommen innerhalb des solaren Kreises ($-90^\circ < l < 90^\circ$), jedoch zeigt sich hier im Gegensatz zur CII-Verteilung keine Konzentration auf den Molekularen Ring. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, daß es sich bei HII-Regionen um fortgeschrittene Stadien der UCHII-Regionen handelt, die sich in der Nähe junger Sterne bilden. Im Laufe ihrer Entwicklung jedoch geht möglicherweise die räumliche Assoziation der HII-Regionen zu den jungen Protosternen verloren.

Staub Neben dem Gas findet sich in den Molekülwolken Staub, d.h. Silikate und Carbonate, sowie große Kohlenstoffmoleküle, sogenannte Polycyclic aromatic hydrocarbons (PAH) (Hollenbach & Tielens 1997). Die PAHs strahlen im MIR Wellenlängenbereich, d.h. bei Wellenlängen weniger μm , Linienemission ab. Diese Linien erscheinen allerdings clusterartig, so daß sie wie eine Kontinuumsemission erscheinen. Das Midcourse Space Experiment (MSX) (Egan & Price 1996b) kartierte die Milchstraßenebene in verschiedenen MIR Bändern zwischen 4 und 22 μm . Die unteren Bänder des MSX Datensatzes zeigen somit die beschriebene PAH Emission.

Die größeren Staubkörner werden durch UV Strahlung thermisch angeregt und strahlen folglich gemäß eines Schwarzkörpers. Der Peak dieser Emission liegt bei warmen Molekülwolken im FIR. Der *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS) beobachtete 4 FIR Bänder zwischen 12 und 100 μm (Neugebauer et al. 1984). Somit sind gerade die Bänder größerer Wellenlänge sensitiv für die Schwarzkörperstrahlung der Staubkörner.

Die Flügel der Planck-Verteilung reichen bis ins MIR sowie auf der anderen Seite bis in den Radio-Wellenlängenbereich hinein. Kontinuumskarten in den

verschiedensten Bändern dienen somit zur Bestimmung der physikalischen Parameter des Staubes.

Beide genannten Emissionsarten sind indirekte Indikatoren aktiver Sternentstehung, da die Anregung des Staubes über UV-Strahlung erfolgte, die wiederum von jungen, massereichen Sternen stammt. Ferner ist zu erwarten, daß sich diese Aufheizung auch im molekularen Gas bemerkbar macht, das mit dem Staub vermischt ist.

Die Karten hoher räumlicher Auflösung des MSX Satelliten, sowie die etwas gröber aufgelösten IRAS Karten, stellen somit eine wichtige Grundlage für die Auswahl der Felder des vorliegenden Datensatzes dar. Betrachtet man die Karten beider Satelliten, so erkennt man in beiden Fällen zunächst eine Konzentration der Emission auf die Milchstraßenscheibe, ferner eine deutliche Zunahme der Emission im zentralen Bereich der Milchstraße im Vergleich zur restlichen Scheibe. Dieser Bereich ist korreliert mit dem Bereich in dem sich der Molekulare Ring befindet, jedoch sticht hier nicht der Ring hervor.

In den vergangenen Jahrzehnten wurden vor allem im Radio-Kontinuum große Surveys durchgeführt. Die große Zahl in verschiedenen Frequenzbändern beobachteter Daten ermöglicht es, die thermische Schwarzkörperstrahlung von der termischen Bremsstrahlung des Plasmas und der nichtthermischen Strahlung, wie z.B. Synchrotron Strahlung oder Frei-Frei Strahlung in stellaren Winden, zu separieren (Langston et al. 2000; Becker & White 1985). Hochauflösende VLA Surveys (Becker 2003) bieten die Möglichkeit, diese Analyse auf Substrukturen von Sternentstehungsregionen anzuwenden. Ich habe die für die beiden KOSMA Felder relevanten Radio-Kontinuum Surveys in den Tabellen 2.4 und 2.8 aufgeführt, jedoch ohne in den meisten Fällen näher auf diese einzugehen.

Maser *Microwave Amplified Stimulated Emission Radiation* (Maser) sind in Wellenlängen vom cm bis submm in verschiedenen Molekülen bekannt (OH, H₂O, HCN, SiO, CH₃OH) (Elitzur 1992). Diese nichtthermisch angeregten Linien der verschiedenen Moleküle entstammen jeweils verschiedener punktuell vorkommender Anregungsbedingungen im Bereich von Sternentstehungsgebieten. Ohne im Detail hier auf die Unterschiede der verschiedenen Maser-Typen einzugehen, sind die Maser-Linien somit per se Tracer für Sternentstehungsgebiete. Die Geschwindigkeitszuordnung der schmalen Maser-Linien ist entsprechend genau, jedoch kann diese von der wolkenintinsischen v_{lsr} -Geschwindigkeit abweichen. Ferner treten bei einigen Maser-

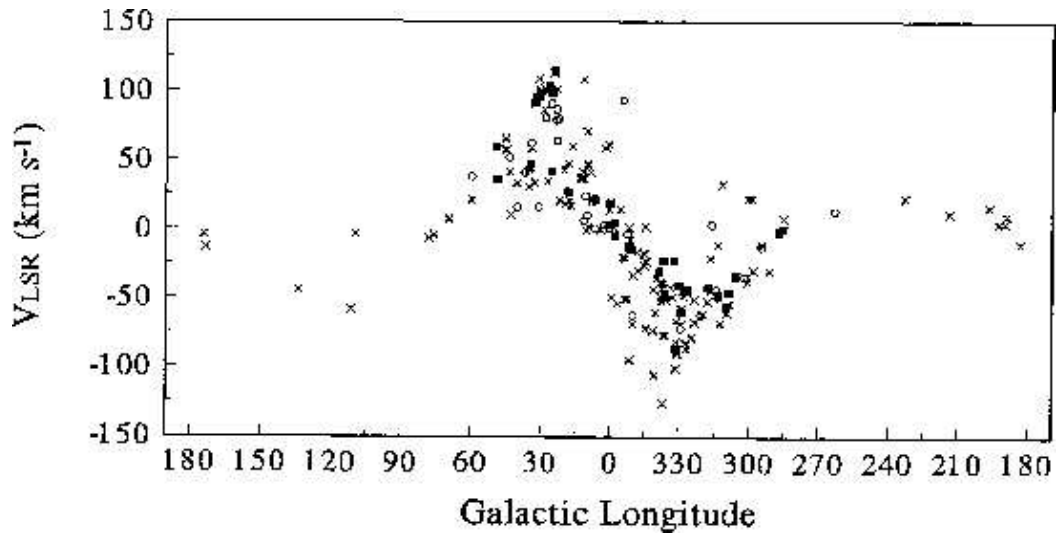


Abbildung 1.8: Verteilung von CH₃OH Maser im pv-Diagramm der Milchstraße (van der Walt et al. 1995).

Typen Gruppen von Linien unterschiedlicher Geschwindigkeit auf, selbst wenn sie genau einem Sternentstehungsgebiet entstammen.

van der Walt et al. (1995) zeigten ein pv-Diagramm der Methanol-Maser Verteilung in der Milchstraße (siehe Abbildung 1.8). Die Verteilung der Maser ist ähnlich zu der CO Verteilung, jedoch finden sich vergleichsweise wenig Maser Positionen außerhalb des solaren Kreises. Im inneren Teil der Milchstraße erkennt man im Bereich des GMR eine erhöhte Ansammlung dieser Maser. Eine genauere Betrachtung der Verteilung im ersten Quadranten zeigt, daß die beiden Spiralarme Sagittarius und Scutum deutlich erkennbar sind. Die Verbindung beider Spiralarme entlang der Tangentialpunktante v_{tg} fehlt hier im Gegensatz zur entsprechenden Darstellung in CO. Diese Darstellung zeigt somit zum Einen die verstärkte Sternentstehungsaktivität in den Spiralarmen in der inneren Milchstraße, zum Anderen stützt sie die Interpretation des inneren Teils der Milchstraße als überlappende Spiralarme.

1.3 Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit gliedert sich, neben der hier in Kapitel 1 aufgeführten Einleitung und Motivation, in drei weitere Teile: Kapitel 2 beschreibt die Beobachtung und Datenreduktion des vorliegenden Datensatzes und zeigt ferner erste Ergebnisse auf. Kapitel 3 befaßt sich mit der Strukturanalyse des vorliegenden Datensatzes, speziell mit der Δ -Varianz Analysemethode. Das Kapitel 4 befaßt sich mit der Untersuchung der relativen Intensitäten der hier untersuchten Moleküllinien.

Im Anhang A fasse ich die im Hauptteil der Arbeit verwendeten Grundlagen zur Modellierung und Bestimmung der physikalischen Parameter zusammen. Anhang B beinhaltet die Datenreduktionsroutinen, die ich für dieses Projekt neu entworfen und in Kapitel 2 dargestellt habe. Neben den im Hauptteil dieser Arbeit diskutierten Kartierungen habe ich Spektren unterschiedlicher Moleküllinien an ausgewählten Positionen innerhalb der Karten aufgenommen; diese sind in Anhang C gezeigt. Unter der Leitung von Nemesio Rodriguez Fernandez vom *Observatoire de Paris* wurde ein Folgeprojekt durchgeführt, dessen erste Ergebnisse in Anhang D gezeigt werden. Schließlich habe ich mich während der vergangenen Jahre sowohl im Bereich Konstruktion als auch im Bereich Beobachtung mit dem *SubMillimeter Array Receiver for Two Frequencies* (SMART) beschäftigt; der Anhang E zeigt neben einer Ergänzung zu meiner Diplomarbeit (Brüll 2000) von mir durchgeführte hochfrequente Beobachtungen außerhalb des GMR-Projektes.

Kapitel 2

Beobachtungen

Abstract

Mit dem Ziel der Ermittlung der Anregungsbedingungen im Galaktischen Molekularen Ring (GMR) haben wir die Felder G45-46 und G30-31 in CO3-2, CO2-1 und $^{13}\text{CO2-1}$ bei einer räumlichen Auflösung von $82''$ und $120''$ und einer Geschwindigkeitsauflösung von 0.3km/s mit dem KOSMA Teleskop *fully sampled* beobachtet. Hierbei handelt es sich mit insgesamt 1.375 Quadratgrad um das bisher größte Kartierungsprojekt am KOSMA Observatorium, das die bis dato größten ausgedehnten CO3-2 Karten überhaupt beinhaltet.

Der GMR unterteilt sich im ersten Quadranten in den äußeren Sagittarius- und den inneren Scutum-Arm. Beide Spiralarme zeigen vergleichbare maximale Intensitäten, ausgedehnte CO3-2 Emission und eine vergleichbare Volumendichte von Assoziationen mit IRAS Punktquellen. Sie beinhalten beide zahlreiche sich auf der Geschwindigkeitsachse überlappende Komponenten, die aufgrund der vorliegenden Datenkuben jedoch separiert werden können. Eine genaue Entfernungsbestimmung der einzelnen Komponenten ist aufgrund der vorliegenden Daten nicht möglich, allerdings ist es sehr wahrscheinlich, daß die gut untersuchten Sternentstehungsgebiete G29.9, W43, G45.12 und G45.45 nicht bei den jeweiligen Tangentenpunkten liegen, wie es in der Literatur üblicherweise angenommen wird. Diese ausgedehnten Sternentstehungswolken zeigen ferner sehr komplexe interne Geschwindigkeitsstrukturen.

Neben den großräumigen physikalischen Eigenschaften des GMR, die ich in den Kapiteln 3 und 4 intensiver untersuchen werde, ermöglicht es der vorliegende Datensatz, auf einige in der Literatur diskutierte Modelle einzelner Wolken bzw. Regionen einzugehen: Die Vordergrundwolke des Feldes G45-46

ist kalt und beinhaltet keine Hinweise auf Sternentstehungsaktivität in Übereinstimmung mit Simon et al. (2001). Die ausflußartigen Spektren in G45.12 und G45.07 (Hunter et al. 1997) sind durch den Überlapp zweier getrennter Wolken erklärbar, entgegen der Annahme hochmassiver Ausflüsse. Bei der IRAS Punktquelle 19124+1106 handelt es sich wahrscheinlich um eine Sternentstehungsregion, entgegen der Annahme von Chaty et al. (2001), daß es sich um den nördlichen Auftreffpunkt eines relativistischen Jets des stellaren schwarzen Lochs GRS 1915-105 handelt. Andere mögliche Auftreffpunkte werden diskutiert. Die *Bow-Shock* Theorie von Sofue (1985) im Feld G30-31 wird durch die Geschwindigkeitsauflösung des vorliegenden Datensatzes widerlegt. Ferner ergab dieses Projekt die Neuentdeckung der ausgedehnten sternbildenden Vordergrundwolke im Feld G30-31 bei einer Entfernung von 1.0kpc.

2.1 Auswahl der Felder

Ziel dieser Arbeit ist die Analyse der physikalischen Eigenschaften des warmen molekularen Gases und deren Verknüpfungen zur Sternentstehungsaktivität im GMR. Um die Verteilung der physikalischen Parameter zu untersuchen, ist eine großräumige Kartierung verschiedener Moleküllinien ausgewählter Gebiete des GMR notwendig; wir haben uns für die beiden Hauptisotope des Kohlenmonoxid und die drei unteren Rotationsübergänge entschieden, speziell für die vier Linien CO3-2, CO2-1, $^{13}\text{CO}2-1$ und $^{13}\text{CO}1-0$. Diese sind Indikatoren für unterschiedliche physikalische Parameter (siehe Tabellen A.1 und A.2 in Anhang A); die Anregungstemperaturen reichen bis 33K, die kritischen Dichten bis 10^4cm^{-3} . Die $^{13}\text{CO}1-0$ Linie wurde mit dem BUFCRAO Survey des GMR gemessen (Simon et al. 2001; Jackson et al. 2002). Aus Abschnitt 1.2.4.1 geht hervor, daß ein Mangel großskaliger CO Emissionskarten des GMR in höheren Rotationsübergängen herrscht. Im Vergleich mit den wichtigsten großräumigen Surveys stellt das KOSMA Teleskop das ideale Submm-Instrument für eine solche Kartierung dar; der Teleskopbeam von $82''$ bei 345 GHz (CO3-2) ist mit dem FCRAO Beam von $46''$ bei 110GHz ($^{13}\text{CO}1-0$) vergleichbar, ebenso mit dem des IRAS Satelliten im FIR. Der Grund für das Fehlen einer ausgedehnten CO3-2 Karte ist, daß die Beobachtung einer solchen Karte relativ aufwendig und aufgrund der atmosphärischen Bedingungen nur an wenigen erdgebundenen Standorten möglich ist.

Der deutlichste Hinweis auf unterschiedliche physikalische Eigenschaften innerhalb des GMR zeigt sich durch die Daten des COBE-Satelliten (Fixsen et al. 1999). Abbildung 2.1 zeigt die CII-Daten, die eine deutlich erhöhte

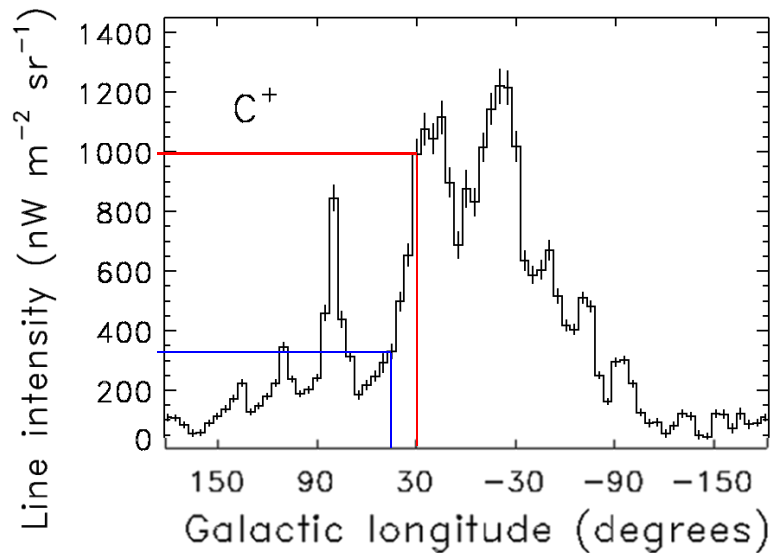


Abbildung 2.1: Teil der Fig.5 aus Fixsen et al. (1999). Gezeigt ist der vom COBE Satelliten gemessene CII-Fluß abhängig von der Galaktischen Länge. Die beiden markierten Galaktischen Längen entsprechen den Positionen der beiden hier ausgewählten Felder G45-46 und G30-31.

CII-Emission bei Galaktischen Längen $\lesssim 30^\circ$ zeigt und die aufgrund der Symmetrie um das Galaktische Zentrum dem inneren Teil des GMR zugeordnet werden kann. Zur Erfassung der gesamten möglichen Variation der physikalischen Eigenschaften des ausgedehnten molekularen Materials innerhalb des GMR haben wir uns zur Beobachtung zweier Regionen entschieden, die an deutlich unterschiedlichen Orten im GMR liegen und deren Galaktische Längen in Abbildung 2.1 markiert sind:

Das erste Feld, G45-46, wird umfaßt von Galaktischen Längen zwischen 44.875° und 46.125° und Galaktischen Breiten zwischen -0.125° und $+0.375^\circ$, es erreicht in Kulmination am KOSMA etwa 55° in Elevation. Die tatsächlich beobachtete Fläche umfaßt 0.375 Quadratgrad. Die Sichtlinien dieses Feldes durchstechen den äußeren Bereich des CO Ringes (Clemens et al. 1988), dieses Feld liegt jedoch außerhalb des COBE CII-Ringes (Fixsen et al. 1999). Nimmt man an, daß der CO Ring zwischen 4 und 6.5 kpc Galakti-

schem Radius liegt, so liegen die Bereiche des GMR entlang der Sichtlinien dieses Feldes zwischen 3.5 und 8.5 kpc Abstand zum Beobachter, was einer lsr-Geschwindigkeit im Bereich $45.5\text{km/s} \lesssim v_{lsr} \lesssim 62\text{ km/s}$ entspricht.

Das zweite Feld, G30-31, wird umfaßt von Galaktischen Längen zwischen 29.75° und 31.0° und Galaktischen Breiten zwischen -0.75° und 0.5° . Es erreicht in Kulmination am KOSMA etwa 40° in Elevation. Die tatsächlich beobachtete Fläche umfaßt 1 Quadratgrad. Die Sichtlinien dieses Feldes durchstechen den gesamten CO Ring (Clemens et al. 1988) inkl. des CII-Ringes (Fixsen et al. 1999), der GMR liegt entlang der Sichtlinien dieses Feldes zwischen 2.4 und 12.3kpc Abstand zum Beobachter, was einer lsr-Geschwindigkeit im Bereich $32\text{km/s} \lesssim v_{lsr} \lesssim 105.5\text{km/s}$ entspricht.

Abbildung 2.2 zeigt die T_{peak} -Karten der vorliegenden CO3-2 Datensätze der beiden ausgewählten Felder und deren Lage im GMR anhand der *edge-on* Betrachtung der Milchstraße mittels der IRAS $60\mu\text{m}$ Karte Staubkontinuumskarte, einem Indikator für warmen Staub.

Abbildung 1.7 zeigt den Verlauf der Sichtlinienkegel der beiden Felder in der *face-on* Darstellung der H_2 Säulendichte. Man erkennt, daß das Feld G45-46 in etwa den Tangentenpunkt des Sagittarius Arms, das Feld G30-31 in etwa den Tangentenpunkt des Scutum Arms trifft.

2.2 Messung und Datenreduktion

Beim vorliegenden Projekt handelt es sich um die bisher größte Kartierung der KOSMA Arbeitsgruppe. In Teilabschnitt 2.2.1 gehe ich auf den Messmodus ein, in Teilabschnitt 2.2.2 auf die für dieses Projekt neuentwickelten automatisierten Datenreduktionsschritte.

2.2.1 Messmodus

Für die Messungen von CO3-2, CO2-1 und ^{13}CO 2-1 am KOSMA Teleskop im Zeitraum 2000-2003 habe ich den Zweikanal-SIS-Empfänger mit den Bändern 210-270 GHz und 330-365 GHz verwendet (Graf et al. 1998). Für das 330-365GHz Band habe ich das *Variable Resolution Acousto-optical Spectrometer* (VRS) auf höchster Auflösung von 550kHz bei ~ 2000 Kanälen, für das 210-270GHz Band das *Medium Resolution Acousto-optical Spectrometer* (MRS) mit einer Auflösung von 360kHz (Schieder 1989) verwendet. Dies führt in etwa zur selben Geschwindigkeitsauflösung von $\sim 0.3\text{ km/s}$ aller beobachteter Linien; zur besseren Vergleichbarkeit der Daten habe ich diese im Nachhinein einheitlich auf eine Auflösung von 0.308km/s verrechnet.

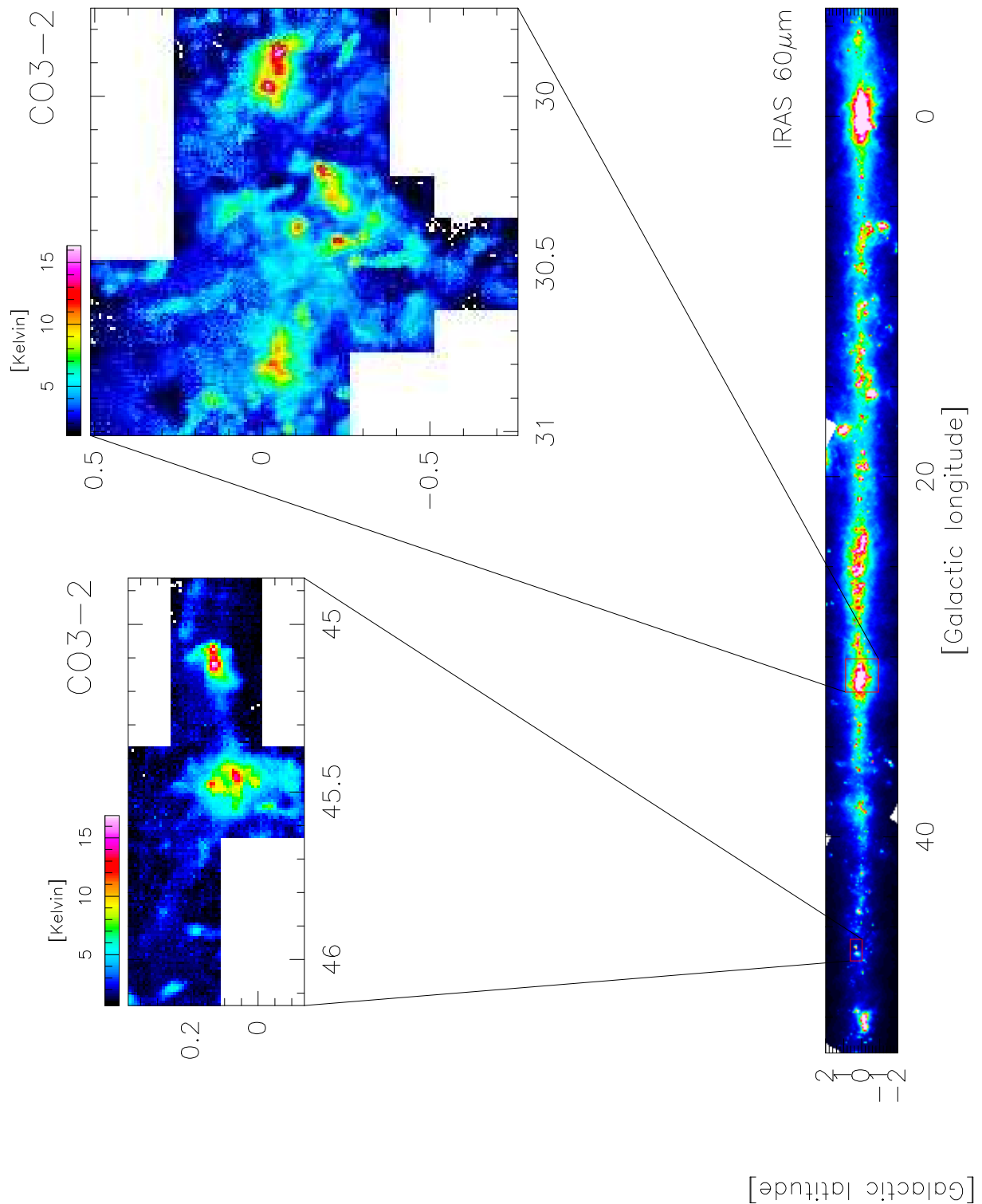


Abbildung 2.2: T_{peak} -Karten der CO3-2 Daten der Felder G45-46 und G30-31. Zur Orientierung ist die IRAS 60 μm Staubkontinuumskarte des Bereichs um den GMR im ersten Quadranten gezeigt und die beiden Felder hierin lokalisiert.

Die Teleskop-Beamgrößen betragen 82'' bei 345GHz bzw. 120'' bei 230GHz. Die *Forward Efficiency* F_{eff} beträgt beim KOSMA 90%, die *Backward Efficiency* bei 345GHz 70%, bei 230GHz 68%. Die gemessene Intensität auf der Antennentemperaturskala T_A^* wird in die Mainbeam-Skala T_{mb} mittels $T_{mb} = \frac{F_{eff}}{B_{eff}} T_A^*$ umgerechnet.

Die Kalibration des Empfangssystems erfolgte an einer *cold-Load*, einem Bad mit flüssigem Stickstoff, und einer *hot-Load*, Absorbermaterial auf Raumtemperatur. Die astronomischen Daten wurden mit Hilfe der Hiyama-Kalibration (Hiyama 1998) kalibriert. Überprüft wurde diese Kalibration regelmäßig an der astronomischen Quelle W51A ($l=49.4904^\circ$, $b=-0.3689^\circ$). Deutliche Intensitätsabweichungen von $\sim 3\%$ sowie eine Veränderung der Linienform dieser Quelle ermöglichten es zum einen die relative Kalibration des Empfangssystems und zum anderen die Positioniergenauigkeit (Pointing) zu überprüfen.

Die Pointinggenauigkeit liegt bei $\lesssim 10''$. Überprüft wurde das Pointing durch ein regelmäßiges Sternpointings, bei dem mithilfe einer zum Radiobeam parallelen optischen Kamera die Position von ca. 100 am Himmel verteilten Sternen gemessen wird. Das lokale Radiopointing wurde regelmäßig anhand eines nahgelegenen Planeten bzw. anhand der relativ nahgelegenen Radiopunktquelle NGC7027 ($l=84.930^\circ$, $b=-3.496^\circ$), einem jungen planetaren Nebel (z.B. Bains et al. (2003)), überprüft.

Die Kartierungen habe ich im effizienten *on-the-fly* Modus (otf) durchgeführt (Beuther 1999; Beuther et al. 2000), einer modernen Kartierungsmeßmethode, die heutzutage an vielen Teleskopen eingesetzt wird (z.B. IRAM 30m, FCRAO). Wie bei allen *total power* Messungen vergleicht man auch bei otf-Messungen das Signal am Ort der Quelle, der sogenannten on-Position, mit einem Signal ohne astronomischer Emission, der sogenannten off-Position, so daß man die ansonsten alles überschattenden Einflüsse der Erdatmosphäre eliminieren kann. Dieses Verfahren funktioniert allerdings nur dann gut, wenn die sogenannte off-Position zeitlich und räumlich nicht weit von der on-Position entfernt liegt.

Im Falle von otf-Messungen verwendet man dieselbe off-Position für eine ganze Reihe von on-Positionen. Bleibt man im Zeitfenster der Stabilität des Systems und der Atmosphäre, so ist dieses Verfahren sinnvoll. Erfahrungsgemäß wirken sich jedoch gerade beim otf-Modus große Distanzen zwischen on- und off-Position schädlich auf die Spektrenqualität aus. Jedoch findet man gerade im inneren Teil der Milchstraße kaum Positionen frei von Emission.

Im Rahmen dieses Projektes hat sich daher die Einführung einer Pseudo-off-

Position als sinnvoll erwiesen. Hierbei handelt es sich um eine beliebige Position in der Nähe der zu beobachtenden Karte, gegen die die otf-Daten referiert wurden. Die Emission der Pseudo-off-Position habe ich separat mit einer tatsächlich emissionsfreien off-Position vermessen und im nachhinein den gemessenen Spektren wieder hinzuaddiert. Neben den Vorteilen einer räumlich näheren off-Position bzgl. der Datenqualität ergab sich hierdurch bei dem großen Kartierungsprojekt eine erhebliche Ersparnis an Teleskopfahrzeiten während des Messbetriebs.

2.2.2 Datenreduktion

Selten erreicht man bei submm-Beobachtungen den Idealfall, daß das gemessene Spektrum die astronomische Linie auf einer glatten *Baseline* (Grundlinie) zeigt. Vielmehr treten häufig neben dem weißen Rauschen unterschiedliche Baselinefehler auf.

Die erste Klasse der Baselinefehler sind solche Strukturen, die nur langsam mit den Frequenzkanälen variieren. Ursächlich für eine solche Struktur sind in der Regel unterschiedliche Atmosphärenbeiträge in der on-Position und der off-Position oder zeitliche, möglicherweise thermische Instabilitäten diverser Elemente im Empfangssystem. Diese Baselinefehler können üblicherweise mit einem Polynomfit niedriger Ordnung korrigiert werden, da die Frequenzvariation dieser Struktur langsam genug ist im Vergleich zur Frequenzbreite des Emissionsgebietes.

Die zweite Klasse der Baselinefehler sind Stehwellen, die in erster Ordnung sinusförmig sind. Die möglichen Ursachen von Stehwellen sind ebenso vielfältig. Meist bildet sich zwischen zwei Reflexionsstellen im Strahlengang eine *Cavity* (ein Resonator) aus. Dies bewirkt eine frequenzabhängige Modulation des Signals, was sich im Spektrum als Stehwelle widerspiegelt; die Reflexionsstellen können sowohl im Freiraum als auch in einem Hohlleiter liegen. Auch diese Klasse der Baselinefehler ist prinzipiell leicht zu korrigieren. Falls die Breite des Emissionsgebietes weit unterhalb der Periode der Stehwelle liegt, genügt meist ein Polynomfit in einem engen Bereich um das Emissionsgebiet herum. Alternativ kann die Stehwelle unter der Annahme, daß es sich um eine sinus-Welle handelt, mit einer solchen angefittet werden. Es ist prinzipiell ebenfalls möglich, die Sinuswellen mittels einer Fourier-Analyse der Frequenz der Sinuswelle zu eliminieren.

Die dritte Klasse der Baselinefehler sind solche, die unregelmäßige und schnell variierende Strukturen aufweisen. Diese Baselinefehler sind nicht korrigierbar. Es obliegt dem Beobachter zu entscheiden, ob dieser Fehler akzeptabel erscheint, beispielsweise wenn sich diese Strukturen nicht deutlich vom wei-

ßen Rauschen abheben und das Rauschen folglich als nicht rein weiß anzunehmen ist, oder aber ob ein solch fehlerbehaftetes Spektrum verworfen werden muß.

Das in dieser Arbeit beschriebene Beobachtungsprojekt weist im Bezug auf die Datenreduktion zwei Besonderheiten auf: Zum einen sind die Emissionsbereiche der Spektren relativ breit; im Fall des Feldes G45-46 sind es 80km/s, im Fall des Feldes G30-31 sind es 120km/s. Ursache hierfür ist die Fülle unterschiedlicher Komponenten an verschiedenen Positionen im GMR und im Vordergrund und damit bei verschiedenen Relativgeschwindigkeiten zum Beobachter. Da die typischen Stehwellenperioden deutlich unterhalb dieser Breiten der Emissionsgebiete liegen, ist eine Reduktion nur durch einen tatsächlichen Sinusfit möglich, basierend auf ausreichend großen Bereichen an beiden Seiten außerhalb des Emissionsgebiets.

Zum anderen liegt die Zahl der verwendeten Einzelspektren bei einigen hunderttausend, da pro Position und Frequenz mehrere Einzelspektren gemessen wurden, die nach der Datenreduktion aufintegriert wurden. Diese hohe Zahl erforderte es, die Datenreduktion zu automatisieren. Ich habe hierfür eine Datenreduktionspipeline entwickelt, die sich in die Datenreduktion selbst und in die Bewertung der reduzierten Spektren aufteilt. Alle diese Routinen sind für die CLASS-Umgebung des GILDAS Paketes zur astronomischen Datenauswertung entwickelt worden. Im folgenden beschreibe ich die verwendeten Algorithmen, in Anhang B sind die Routinen selber aufgeführt.

2.2.2.1 Datenreduktion

Im ersten Schritt werden die Spektren um die Baselinestrukturen der ersten Klasse mittels eines Polynomfits, im zweiten Schritt um die Baselinestrukturen der zweiten Klasse mittels eines Sinusfits reduziert.

Polynomabzug Entscheidend bei diesem Schritt ist die Wahl des Grades des anzufittenden Polynoms. Ein zu niedrig gewählter Grad beschreibt die anzufittende Kurve nicht ausreichend, ein zu hoch gewählter Grad ist mathematisch unproblematisch, und führt jedoch außerhalb des angefitteten Bereichs zu Überschwingern. Dies ist allerdings problematisch, da deshalb diese Überschwinger gerade im für den Fit ausgesparten Emissionsbereich liegen.

Die Subroutine *sinus_polynom.class* verfährt daher wie folgt: Zunächst wird ein Polynom hohen Grades angefittet, für den vorliegenden Datensatz habe ich hier den achten Grad gewählt. Danach wird überprüft, ob, beschränkt auf

das Emissionsfenster, das Polynom die Extremwerte an den Rändern dieses Fensters hat. Ist dies nicht der Fall, dann liegt ein Über- bzw. Unterschwinger vor und der Grad des Polynoms wird iterativ um eins reduziert.

Die Untersuchung von Testkarten zeigte, daß das oben beschriebene Verfahren, für jedes Spektrum den Grad des Polynoms individuell zu ermitteln, bessere Ergebnisse lieferte als die Wahl eines konstanten Grades für alle Spektren. Im letzteren Fall wurden vorhandene otf-Streifen teilweise sogar verstärkt, was damit zu erklären ist, daß die zeitlich kurz nacheinander aufgenommenen Spektren eines otf-Streifens ähnliche Polynomstrukturen aufzeigen, die bei einem zu hohen Grad zu ähnlichen Überschwingern im Emissionsfenster für den gesamten Streifen führt.

Tatsächlich fehlerhafte Ergebnisse liefert diese Routine in dem Fall, wenn das anzufittende Polynom tatsächlich ein Extremum innerhalb des Emissionsfensters haben müßte. In einem solchen Fall wird aufgrund obiger Iteration der Polynomgrad minimal gewählt. Es folgen nun zwei mögliche Fälle: Zum einen kann der Fall auftreten, daß tatsächlich ein Polynom zweiten Grades mit dem Extremum im Emissionsfenster vorliegt, der entsprechend gut genug angefitet werden wird. Zum anderen kann der tatsächliche Grad höher liegen, was dazu führt, daß das Polynom nicht richtig angefitet wird. Sofern der Fit außerhalb des Emissionsfensters schlecht ist, wird ein solches Spektrum in der Datenbewertung (s.u.) ausselektiert werden. Übrig bleiben die Spektren, deren Polynomfit außerhalb des Emissionsfensters gut ist, innerhalb des Emissionsfensters jedoch schlecht. In dem Fall, daß durch einen Überschwinger negative Werte resultieren, wird in einem Schritt der Datenbewertung ein solches Spektrum ausselektiert. Es verbleiben folglich solche Spektren als fehlerhaft, deren Spektren innerhalb des Emissionsfensters durch ein unterschwingendes Polynom zweiten Grades überbewertet sind. Diese Spektren haben allerdings vor dieser Reduktion bereits eine ansonsten glatte Baseline gehabt und zeigen nur Emission. Es ist daher generell schwierig, solche artifizialen Fälle korrekt zu fitten. Die Zahl solcher Fälle schätze ich ferner als sehr gering ein.

Alternativ zum im GILDAS Paket implementierten Polynomfit wäre der Fit einer Spline-Funktion mithilfe einer externen Routine denkbar. Allerdings hätte auch eine solche Fitroutine mit den Problemen der Fortsetzung der Fitfunktion innerhalb der breiten Emissionsfenster dieses Datensatzes zu kämpfen.

Stehwellenreduktion In diesem Reduktionsschritt gehe ich davon aus, daß ein Spektrum vorliegt, das nur mit einer sinusförmigen Stehwelle fehlerbehaftet ist. Ich habe für den Sinusfit in der Routine *base_sinus.class* die

in CLASS implementierte Fitroutine *base sinus* verwendet, für die Spektren habe ich die Darstellung in lsr-Geschwindigkeit gewählt. Diese Fitroutine ermöglicht es dem Anwender, die Startparameter Amplitude, Periode und Phase zu bestimmen, die entsprechend gefitteten Parameter sind in CLASS jedoch nicht als Variableninhalte auslesbar. Meine Tests an Beispielspektren haben ergeben, daß die Wahl des Startparameter Amplitude keinen Einfluß, die Wahl der Periode fast keinen Einfluß auf den Erfolg des Fits hat. Sehr kritisch stellte sich jedoch die Wahl der Phase heraus. Um einen hohen Erfolg dieses Reduktionsschritts zu gewährleisten, habe ich daher eine konstante Amplitude, drei verschiedene typische Perioden (39,28 und 20km/s bei 345GHz) sowie eine Phasenlagendichte von 1km/s bei 345GHz gewählt. Da auch kein direkter Zusammenhang zwischen tatsächlicher Phasenlage und gewähltem Startparameter festgestellt werden konnte, mußte ich den Computer zur Gewährleistung einer hohen Erfolgszahl alle diese Startparameter testen lassen. Der beste Fit bestimmt sich durch den niedrigsten rms-Wert der Baseline nach dem Fit. Die Routine *sinus_fit.class* führt den eigentlichen Sinusfit durch, die Startparameter des besten Fits werden in einer Logdatei dokumentiert. Tests an Spektren der Perseus Region, also solchen mit deutlich geringeren Emissionsbereichen als im GMR Datensatz, ergaben, daß die Erfolgszahl hier schon bei größerer Rasterung des Phasenparameters hoch genug bleibt (Sun 2004). Die Option *Turbo* beim Aufruf des Hauptprogramms *sinus_start.class* ermöglicht es dem Anwender, die Rasterung relativ zur GMR Auswertung zu verringern und damit Einfluß auf die Datenreduktionsgeschwindigkeit zu haben.

Prinzipiell ermöglicht die Subroutine *sinus_maschine.class* es, bis zu drei Stehwellen nacheinander an einem Spektrum anzufitten. Letztlich zeigte sich jedoch zum einen, daß in der Regel nur eine bzw. nur eine dominante Stehwelle vorliegt, zum anderen steigt die Ungenauigkeit eines solchen Fits mit der Zahl der angefitteten Stehwellen. Die entsprechenden Parameter habe ich daher hardcodiert auf einen Durchgang reduziert, dieses Feature jedoch für einen interessierten Anwender im Code erhalten.

Der Erfolg dieses Reduktionsschrittes zeigt sich auf zwei Arten: Zum einen werden bei der im folgenden beschriebenen Datenbewertung diejenigen Spektren ausselektiert, die nicht sauber reduziert wurden, bzw. von vornherein nicht reduzierbar waren. Tatsächlich korrigierbare Spektren werden laut der Datenbewertung in der Regel auch in einem akzeptablen Maße korrigiert. Zum anderen zeigt die in Teilabschnitt 2.2.2.2 diskutierte Statistik, daß die Periodenverteilung der angefitteten Sinuskurven nicht statistisch sondern in einem hohen Maß systematisch mit geringen Variationsbreiten angeordnet

ist.

Bewertung der reduzierten Spektren Nach der beschriebenen Reduktion der Spektren muß schließlich deren Erfolg bewertet werden. Es ist direkt klar, daß die oben beschriebenen Reduktionsschritte nur dann erfolgreich sein können, wenn nur die ersten beiden Baselinefehlerklassen in den Rohdaten auftreten. Da die im folgenden beschriebenen Kriterien zur Bewertung der Datenqualität jedoch die drei Baselinefehlerklassen nicht unterscheiden kann, konnten korrupte Daten nicht von vornherein ausgeschlossen werden, sondern können erst nach der Datenreduktion ausselektiert werden. Ferner können hier im selben Schritt reduzierbare, jedoch fehlerhaft reduzierte Spektren, ausselektiert werden.

Trotzdem habe ich vor der Datenreduktion alle Rohdaten einer Sichtkontrolle unterzogen und selbstverständlich solche, die direkt nicht reduzierbar erschienen und solche, bei denen das Meßsystem bekanntermaßen nicht in Ordnung war, unmittelbar aussortiert. Diese Sichtung erfolgte effizienterweise durch simultane Betrachtung der 33 Spektren eines gesamten otf-Streifens.

Bei der Datenbewertung habe ich pro Frequenz und Datenfeld einheitliche Parameter gewählt, um die Qualität der Spektren zu bewerten. Die Grundannahme ist, daß die Baseline im emissionsfreien Teil der Spektren die Datenqualität widerspiegelt; diese Behauptung ist bei der großen Breite des emissionsfreien Teils der Spektren gerechtfertigt.

Zur Bestimmung dieser Datenqualität habe ich zwei Kriterien bestimmt: Die Güte des weißen Rauschens und mögliche verbliebene Strukturen in der Baseline. Zunächst habe ich zur Vorselektion die Güte des weißen Rauschens bestimmt, indem ich den rms-Wert des Spektrums mit dem T_{rms} aus der Radiometerformel

$$T_{\text{rms}} = \frac{T_{\text{sys}}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}} \quad (2.1)$$

verglichen habe; T_{sys} ist die Systemtemperatur, ein Maß für den Rauschbeitrag des Gesamtsystems, $\Delta\nu$ die Frequenzbreite und τ die Integrationszeit. Da dieses Rauschen nicht perfekt weiß zu sein scheint, habe ich alle Spektren toleriert, deren Baseline-rms $\leq 2 \cdot T_{\text{rms}}$ war.

Danach habe ich die Baseline auf Strukturen untersucht, indem ich für einzelne relativ kleine Fenster den Mittelwert der Kanaleinträge I_m dieses Fensters mit dem T_{rms} aus der Radiometerformel verglichen habe. Hierbei habe ich alle Spektren eliminiert, bei denen mindestens einmal $I_m > T_{\text{rms}} + I_c$ war.

Horn	-	ω_{cass}	0.497m	
		ω_{cass}	-	Tertiär
Tertiär	-	Sekundär	1.96m	
Tertiär	-	Hot/Cold Load	~0.5m	
Sekundär	-	Primär	1.17-1.65m	
Primär	-	Folie	~2m	
Horn	-	Hot/Cold Load	~1.8m	1.8m $\hat{=}$ 85MHz
Horn	-	Sekundär	3.237m	3.3m $\hat{=}$ 45MHz
Horn	-	Primär	4.4-4.9m	4.8m $\hat{=}$ 31MHz
Horn	-	Folie	~6.5-7m	6.5m $\hat{=}$ 23MHz

Tabelle 2.1: Ausmaße des Strahlengangs am KOSMA Teleskop vom Horn des Dual-Frequency-SIS Empfängers. Die Größen wurden anhand des Bauplans des Empfängers und des Teleskops ermittelt. In Verbindung mit Abbildung 2.3 lassen sich folglich einige dort auftretende typische Stehwellen am KOSMA deuten.

Den für alle Spektren einer Ruhfrequenz und eines Feldes konstante Parameter I_c habe ich aufgrund von Tests und visueller Inspektion bestimmt. Diese automatische Datenbewertung war erfolgreich: In der Regel lieferte die rms-gewichtete Aufmittlung der so selektierten Spektren ein deutlich besseres Ergebnis als die rms-gewichtete Aufmittlung aller Spektren vor dieser Selektion. Diese Spektrenbewertung habe ich mithilfe der in Anhang B.2 gezeigten Routine *autoselektion.class* durchgeführt.

2.2.2.2 Stehwellenstatistik KOSMA

Bei den Beobachtungen am KOSMA Teleskop treten unterschiedliche sinusförmige Stehwellen auf. Zur Stehwellenanalyse konnte nicht die Statistik der dokumentierten Startparameter herangezogen werden, vielmehr sollten die tatsächlichen Perioden ermittelt werden. Daher habe ich die in Anhang B.3 gezeigte Routine *sinusperiode.class* zur Bestimmung der tatsächlichen Periode entwickelt. Diese Routine geht folgendermaßen vor: Zunächst wird ein Spektrum mit der angefitteten Sinuskurve erzeugt, indem die Spektren vor und nach dem Sinus-Fit voneinander subtrahiert werden. Im nächsten Schritt wird die Periode durch Mittelung der Abstände jeweils zweier Extrema (jeweils eine Anzahl von Kanälen) die Periode der Sinuskurve bestimmt, die Amplitude ergibt sich einfach durch eine Extremwertanalyse.

Abbildung 2.3 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Stehwellenperioden der Meßdaten, aufgenommen im Zeitraum Januar und März 2003. Man erkennt

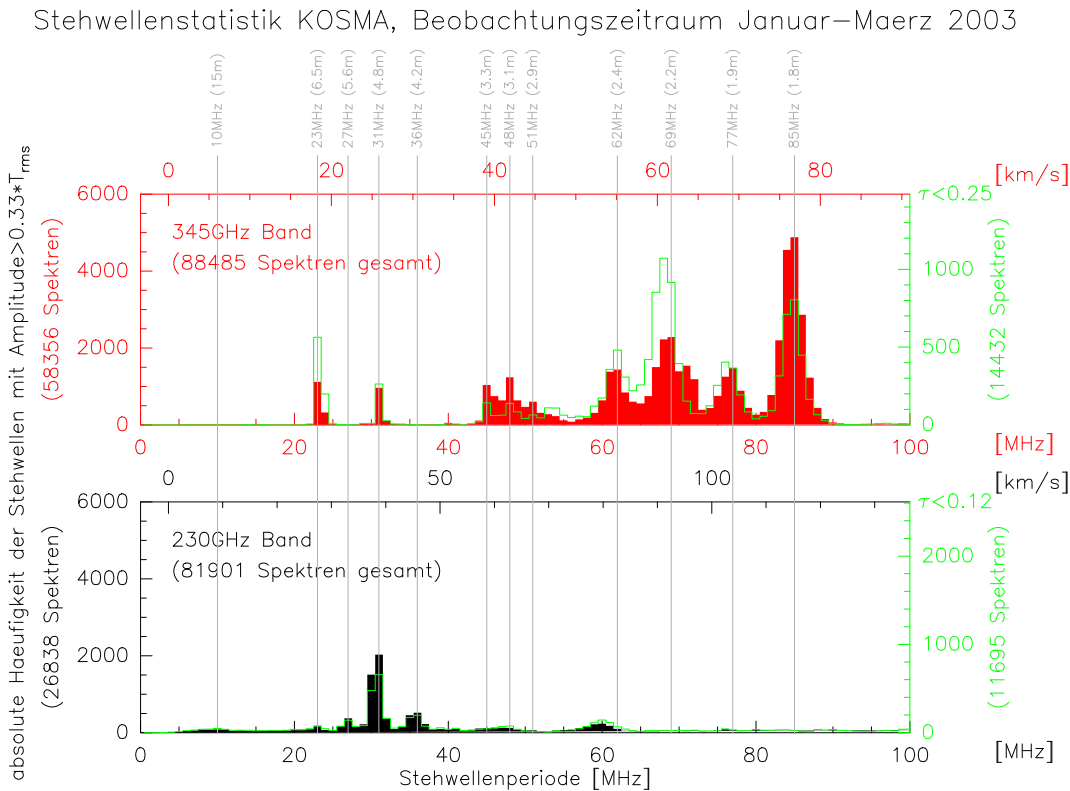


Abbildung 2.3: Statistik der Stehwellen am KOSMA Teleskop im Meßzeitraum Januar bis März 2003. Das obere Teilbild zeigt die Häufigkeitsverteilung der gefundenen Stehwellen für das 345GHz Band gegen die Stehwellenperiode in MHz und in km/s, das untere Teilbild entsprechend für das 230GHz Band. Einige Häufigkeitspeaks sind durch senkrechte Linien markiert, oberhalb derer die Periode [MHz] und die entsprechenden Länge L der Cavity unter Annahme eines Fabry-Perot Interferometers (2.2) angegeben ist. Die Breite der Histogrammkanäle beträgt 1MHz.

		G45-46				G30-31			
	hpbw ["]	$\langle T_{rms} \rangle$ [K]	T_{max} [K]	#	area deg ²	$\langle T_{rms} \rangle$ [K]	T_{max} [K]	#	area deg ²
CO 3-2	82	0.21	16.90	6039	0.375	0.40	17.28	15249	1
CO 3-2	120	0.07	13.09	6039	0.375	0.13	13.52	15249	1
CO 2-1	120	0.17	14.70	6039	0.375	0.22	13.22	15249	1
¹³ CO 2-1	120	0.14	5.26	6039	0.375	0.24	6.41	15249	1
¹³ CO 1-0	82	0.18	17.23	6039*	0.375	0.09		13181*	~0.85
¹³ CO 1-0	120	0.08	11.56	6039*	0.375	0.07		13181*	~0.85

Tabelle 2.2: Parameter der Datensätze. $\langle T_{rms} \rangle$ gegeben für eine $v_{res}=0.308$ km/s. *: Bei den ¹³CO 1-0 Daten ist der tatsächliche Überlapp mit den KOSMA Daten gemeint.

diskrete Häufungspeaks der Stehwellenperioden, teilweise mit übereinstimmenden Werten in beiden Empfängerkanälen. Im 230GHz Band treten bei kleinen Perioden breite Verteilungen auf; hierbei handelt es sich um Fit-Artefakte von Sinuswellen mit vernachlässigbar niedriger Amplitude. Die Stehwelle mit der Periode 31MHz taucht in beiden Bändern gleichermaßen deutlich auf. Unter Annahme eines Fabry-Perot Interferometers läßt sich der Freiraumabstand L der Reflexionsstellen mithilfe

$$L = \frac{\lambda}{2} = \frac{c}{2\nu} = \frac{c^2}{2 \cdot P \cdot \nu} \quad (2.2)$$

bestimmen mit der Wellenlänge λ , der Frequenz ν , der Lichtgeschwindigkeit c und der Stehwellenperiode P in der Einheit einer Frequenz. Tabelle 2.1 gibt räumliche Ausmaße des Strahlengangs vom Empfängerhorn bis zum Freiraum an. Vier der in Abbildung 2.3 gezeigten Perioden konnten demnach mit einem Abstand vom Horn zur Load (85MHz), zum Sekundärspiegel (45MHz), Primärspiegel (31MHz) und der Kuppelfolie (23MHz) identifiziert werden. Da keine weitere Stehwelle in beiden Frequenzbändern gleichzeitig erscheint, liegen die Ursachen hierfür im entsprechenden Zweig der Empfangskette begründet.

2.2.3 Datensatzparameter

Die T_{rms} Werte sowie die maximalen Intensitäten aller einzelner Kanäle der KOSMA Karten sind in Tabelle 2.2 gegeben. Betrachtet man die maximale Intensität T_{max} aller Kanäle, dann sind beide Felder, G45-46 und G30-31, vergleichbar. Um die gleiche räumliche Auflösung $\theta_{tel,gr}$ zu gewährleisten,

Linie	θ	v_{res} [km/s]	Teleskop	Referenz
CO1-0	8'.4	2.6	1.2-meter	Israel (1982)
CO1-0	8'.4	0.65	1.2-meter	Dame et al. (2001)
CO1-0	(47'')	1	FCRAO	Solomon et al. (1987)
CO2-1	(~9')	0.3	Nobeyama-60cm	Sakamoto et al. (1995)
¹³ CO1-0	46''	0.26	FCRAO	Simon et al. (2001)
CS 2-1	46''	0.26	FCRAO	McQuinn et al. (2002)

Tabelle 2.3: Bisherige Kartierungen molekularen Materials des Feldes G45-46. Eingeklammerte Winkelauflösungen bedeuten undersampled aufgenommene Daten.

wurden die Karten geringerer räumlicher Auflösung $\theta_{tel,kl}$ unter der Annahme, daß die jeweiligen Telekopbeams kreisrunde Gaußbeams sind, mit einem Gaußbeam θ_{kernel} gefaltet, der der Vorschrift $\theta_{tel,gr}^2 = \theta_{tel,kl}^2 + \theta_{kernel}^2$ genügt. Die Parameter der entsprechenden Datensätze sind ebenfalls in Tabelle 2.2 angegeben.

Die inkonsistente Verbesserung der verschiedenen Linien beim Verschmieren auf eine gröbere Auflösung läßt darauf schließen, daß in den jeweiligen Daten die Datenfehler nicht allein durch weißes Rauschen bestimmt werden.

Bei der Mittelung aller Spektren des Datensatzes muß beachtet werden, daß die off-Position nur um das $\sqrt{33}$ -fache länger gemessen wurde als ein einzelner Pixel des 33 Positionen umfassenden of-Streifens. Die Integration aller Spektren eines of-Streifens hat folglich ein um $\sqrt{\frac{1}{33} + \frac{1}{\sqrt{33}}} \approx 2.6$ größeres T_{rms} als eine vergleichbare Messung im Rastermodus. Ferner verbleibt das $T_{rms} \lesssim 0.05$ der Pseudo-off-Position als untere Grenze von $\langle T_{rms} \rangle$ bei der Mittelung erhalten.

2.3 G45-46

2.3.1 Literatur

Die bisherigen Untersuchungen des Feldes G45-46 unterteilen sich in Kartierungen molekularer Emission, Kartierung der Kontinuumsstrahlung bei unterschiedlichen Wellenlängen und umfassende Beobachtungen der molekularen Emission einzelner Positionen.

Molekulares Gas Im molekularen Bereich beschränkte sich die Beobachtung des gesamten Feldes G45-46 lange auf die beiden niedrigsten Rotationsübergänge von Hauptisotops von CO (siehe Tabelle 2.3). Die erste Kartierung in CO 1-0 erfolgte durch Israel (1982) mit dem 1.2 Meter Teleskop in New York bei einer räumlichen Auflösung von $8.4'$ sowie einer Geschwindigkeitsauflösung von 2.6 km/s . Ziel war es, die molekulare Umgebung der bekannten HII-Regionen zu studieren. Israel (1982) fand Linienbreiten von $10\text{-}20 \text{ km/s}$ und zeigte die ersten Kanalkarten mit einer Breite von 8 km/s . Er fand im Feld G45-46 zwei dominante Quellen, die hellste Quelle in diesem Feld ist G45.5+0.1 bei $v_{lsr}=59.1 \text{ km/s}$, die zweithellste G45.1+0.1 bei $v_{lsr}=66.9 \text{ km/s}$. Beide Wolken sind assoziiert mit HII-Regionen, G45.1+0.1 ferner mit einer HI Wolke. G45.5 ist ein Wolkenkomplex, der sich in G45.5+0.1 und G45.5+0.0 aufspaltet. Ferner zeigte Israel (1982) erstmals eine schwache, kompakte Sternentstehungsregion G45.3+0.1 bei $v_{lsr}=58.6 \text{ km/s}$. Downes et al. (1980) zeigte anhand von H_2CO Absorptionslinien das Vorhandensein molekularen Materials bei 24.8 , 57.8 und 65.2 km/s für G45.1+0.1, bei $60.3 \pm 0.5 \text{ km/s}$ für G45.5+0.1 und bei $59.8 \pm 0.5 \text{ km/s}$ für G45.5+0.0. Israel (1982) führt mehrere Literaturquellen von Rekombinationslinien atomaren Wasserstoffs an, deren Geschwindigkeitszuordnung in all diesen Quellen um $\lesssim 60 \text{ km/s}$ liegen.

Die Milchstraßenkartierung von Dame et al. (1986, 2001) beinhaltet dieses Feld bei gleicher räumlicher Auflösung mit einer verbesserten Geschwindigkeitsauflösung von 0.65 km/s . Solomon et al. (1987) erreichten mit dem 14m FCRAO Teleskop eine deutlich höhere Auflösung, allerdings fehlt in diesem Survey die Kleinstrukturinformation, da er undersampled aufgenommen wurde. Für die Wolke SRBY87-225 (G45.45+0.05 bei 58 km/s) ermittelten sie eine Virialmasse von $M_{vir}=1.322 \cdot 10^6 M_\odot$.

Die bisher einzige Kartierung eines höheren Rotationsüberganges von CO erfolgte durch den CO2-1 survey von Sakamoto et al. (1995). Auf die globalen Ergebnisse von Sakamoto et al. (1995, 1997) für den GMR gehe ich in Kapitel 4 näher ein; das Feld G45-46 im speziellen wurde nicht behandelt.

Der BU-FCRAO $^{13}\text{CO}1\text{-}0$ fully sampled Survey (Simon et al. 2001; Jackson et al. 2002) bedeutete einen Quantensprung in der Untersuchung molekularen Materials in der inneren Milchstraße und im speziellen auch des Feldes G45-46. Die Daten haben eine räumliche Auflösung von $46''$, eine Geschwindigkeitsauflösung von 0.26 km/s und eine Empfindlichkeit von 0.4 K auf der T_{mb} Skala.

Simon et al. (2001) kartierten neben der massiven Sternentstehungsregion

GRSMC 45.46+0.05 bei $v=50-70$ km/s erstmalig die wahrscheinlich kalte, inaktive aber räumlich groß ausgedehnte Vordergrundwolke GRSMC 45.60+0.30 bei $v=25-30$ km/s, die mit dem H_2CO Absorptionspeak der Wolke G45.1+0.1 bei 24.8 km/s von Downes et al. (1980) korrespondiert. Beide Emissionsbereiche sind in Geschwindigkeit vollständig voneinander getrennt.

Die ^{13}CO 1-0 Peaks der Wolke bei 50-70 km/s sind mit IRAS Punktquellen assoziiert, die ihrerseits das Farbkriterium für eingebettete Sternentstehungsgebiete erfüllen, was ein weiterer Hinweis auf die Aktivität dieser Wolke ist. Aufgrund des Farbkriteriums für eingebettete Sternentstehungsgebiete (Wouterloot et al. 1990) konnte keine IRAS-Punktquelle als mit der Vordergrundwolke bei 25-30 km/s assoziiert gelten. Daher schlossen Simon et al. (2001), daß diese Wolke weder massive noch intermediate-mass Sterne bildet.

Da der Tangentenpunkt bei diesen Galaktischen Längen bei ~ 60 km/s liegt, plazierte Simon et al. (2001) diese Wolke genau dort und somit bei einer Entfernung von 6 kpc. Die Wolke bei 20-30 km/s positionierten sie aufgrund zweier Argumente in den Vordergrund und somit auf eine kinematische Entfernung von 1.8 kpc: Zum einen deutet die große Ausdehnung dieser Wolke auf eine geringe Entfernung hin, zum anderen zeigt sich eine Korrelation von ^{13}CO 1-0 Emission und HI Absorption (Simon et al. 2001; Jackson et al. 2002). Eine solche Korrelation ist denkbar, wenn eine kalte Wolke im Vordergrund liegt und genügend atomaren Anteil hat, um HI Hintergrundemission bei gleicher Geschwindigkeit zu absorbieren.

Mit dem CS 2-1 Übergang, der in diesem Bereich des BU-FCRAO Surveys ebenfalls kartiert wurde, wurde ein zweites Molekül fully-sampled bei gleicher Auflösung kartiert (McQuinn et al. 2002). Diese Emissionslinie ist ein Indikator für hohe Volumendichte und wird somit nur in den Kernen der Sternentstehungswolken erwartet. McQuinn et al. (2002) fanden an Positionen mit einem hohen ^{13}CO Fluß von über 26 K km/s ein Verhältnis von $R_{\text{CS}/^{13}\text{CO}}=0.17\pm 0.06$ mit einem Peak von ~ 0.5 in Richtung von zwei der CS Emissionsmaxima.

Die Anwendung des Entweichwahrscheinlichkeitsmodell von Stutzki & Winnewisser (1985) ergab, daß die hohen Verhältnisse der Peakregionen nur sinnvoll erklärt werden können mit Dichten von $10^{5.5-7}$ cm^{-3} und Säulendichten $\geq 10^{23}$ cm^{-2} , also Werten die typisch für Kerne hoher Dichte sind (McQuinn et al. 2002). Es fanden sich keine Positionen mit starker CS Emission und schwacher ^{13}CO Emission und somit stellte sich generell heraus, daß zur Identifizierung dichter Kerne der ^{13}CO Datensatz alleine ausreicht. Ferner fanden McQuinn et al. (2002) nur in den Geschwindigkeitsbereichen 23-28 km/s und 48-70 km/s CS Emission oberhalb des 3σ -Niveaus.

ν [GHz]	θ	Teleskop	ref
0.178	23'	Cambridge	Holden & Caswell (1969)
0.327	1'	WSRT	Taylor et al. (1996)
1.4	5''	VLA-B	Zoonematkermani et al. (1990)
1.408	94''	Effelsberg	Reich et al. (1990)
2.6	8.2'	Parkes	Day et al. (1970)
2.695	5.1'	Effelsberg	Duncan et al. (1999)
4.875	2.6'	Effelsberg	Altenhoff et al. (1979)
4.8601	0.4''	VLA-B	Wood & Churchwell (1989)
5	4'	Parkes	Goss & Shaver (1970)
4.9	8.6'	VLA-C	Testi et al. (1999)
8.5	4.9'	VLA-C	Testi et al. (1999)
8.35	9.7±0.1'	Green Bank	Langston et al. (2000)
10.45	69''	Effelsberg	Ostrowski & Fürst (2001)
10	3'	Nobeyama	Handa et al. (1987)
14.940	0.4''	VLA-B	Wood & Churchwell (1989)
14.35	6.6±0.2'	Green Bank	Langston et al. (2000)

Tabelle 2.4: Radio Kontium Karten der Region G45-46

Kontinuumssurveys Die bereits indirekt angedeuteten Kartierungen dieser Region in Radiokontinuumsbändern habe ich in Tabelle 2.4 zusammengefaßt. Alle in dieser Region befindlichen HII-Regionen sind im Katalog von Roberta Paladini zusammengefaßt (Paladini et al. 2003). Die bedeutenden Kartierungen im FIR/MIR Wellenlängenbereich sind in Tabelle 1.2 in Abschnitt 1.2.4 zusammengefaßt. In Abschnitt 2.3.2 gehe ich auf die Korrelation dieser Datensätze mit den KOSMA CO Daten näher ein.

Felli et al. (2000) untersuchten Felder des ISOGAL surveys (7 & 15 μ m) bei $l \approx 45^\circ$, deren Felder B und C überlappen teilweise mit dem Feld G45-46 des KOSMA surveys. Testi et al. (1999) untersuchten entsprechende Felder in zwei Radiokontinuumskarten. Neben den vier prominenten HII-Regionen G45.12, G45.07, G45.45 und G45.47 fanden Testi et al. (1999) weitere 5 Kandidaten für UCHII-Regionen und Felli et al. (2000) zahlreiche Young Stellar Objects (YSO).

l [°]	b [°]	T_{peak} [K]	v_{peak} [kms]	fwhm [kms]	Maser
45.475	0.131	4.8	62	9	OH
45.462	0.091	2.8	58	9	-
45.457	0.056	6.0	58	9	OH

Tabelle 2.5: Eckdaten der CO 1-0 Spektren von Wilson et al. (1974) in G45.5+0.1.

Einzelpositionen Einige Positionen des Feldes G45-46 wurden detailliert in vielen Spektrallinien untersucht, in der Regel konzentriert sich das Interesse hierbei auf die vier Hauptquellen, G45.12+0.13 (IRAS 19111+1048), G45.07+0.13 (IRAS 19110+1045), G45.45+0.06 (IRAS 19120+1103) und G45.47+0.05 (IRAS 19117+1107).

Die tatsächlich ersten CO1-0 Messungen in diesem Feld wurden an der Position G45.5 von Wilson et al. (1974) mit einer Auflösung von 70'' durchgeführt, die Eckdaten der Spektren der drei untersuchten Positionen sind in Tabelle 2.5 gezeigt; die Geschwindigkeitsinformation dieser Daten deckt sich mit denen von Israel (1982).

Hunter et al. (1997) untersuchten eine kleine Region um G45.12 und G45.07 mit dem Caltech Submillimeter Observatory (CSO) in CO2-1, CO3-2, CO4-3 und CO6-5 sowie ^{13}CO 2-1 und C^{18}O 2-1. Ferner untersuchten sie interferometrische ^{13}CO 1-0 und CS2-1 Daten, aufgenommen mit dem Owens Valley Radio Observatroy (OVRO). Sie kamen zu dem Schluß, daß es sich bei den beiden Quellen G45.12 und G45.07 um solche mit hochmassiven Ausflüssen handelt, im Fall von G45.12 von $4800M_{\odot}$. Aufgrund der kleineren Ausflußmasse und der Präsenz von H_2O Maseremission kommen Hunter et al. (1997) zu dem Schluß, daß es sich bei G45.07 um einen jungen Ausfluß, bei G45.12 um einen weiter entwickelten Ausfluß handelt. Die Auflösung des CSO ist im Vergleich zum KOSMA viermal besser.

Kraemer et al. (2003) untersuchten die vier wichtigsten oben genannten Positionen dieser Region im FIR/MIR Wellenlängenbereich. Sie benutzten hierfür hochaufgelöste Messungen am Infrared Telescope Facility (IRTF) sowie Daten von IRAS, ISO und MSX. Als globale Aussage dieser vier Sternentstehungsgebiete fanden sie einen Trend von West nach Ost derart, daß an der westlichsten Position, G45.07, diejenige Sternentstehungsregion auf der jüngsten Entwicklungsstufe zu finden ist und die Positionen weiter westlich

entsprechend weiter fortgeschritten sind. Dieser Trend könnte als Fortschritt der Sternentstehungsaktivität innerhalb des Wolkenkomplexes gedeutet werden. Eine alternative Erklärung ist die, daß die Gasdichte stark von Kern zu Kern variiert und die räumliche Anordnung eher zufällig ist.

Die Altersklassifizierung nach Kraemer et al. (2003) deckt sich qualitativ mit der der Ausflüsse von Hunter et al. (1997) im Fall von G45.12 und G45.07.

Kraemer et al. (2003) geben an, daß Beobachtungen weiterer Übergänge des molekularen Gases benötigt werden, um die Eigenschaften des molekularen Gases zu bestimmen und somit zwischen diesen beiden Szenarien zu unterscheiden und verweisen hierfür auf den in dieser Arbeit vorliegenden KOSMA survey.

Südlich des Feldes G45-46, bei $l=45^\circ.40$, $b=-0^\circ.29$, liegt das stellare schwarze Loch GRS 1915+105 (Fender & Belloni 2004), entdeckt 1992 durch den all-sky Monitor WATCH auf GRANAT (Castro-Tirado et al. 1994). Fender et al. (1999) bestimmten die Entfernung dieser Quelle auf 11kpc.

Mehrere Autoren untersuchten eine mögliche Interaktion der relativistischen Ausflüsse des schwarzen Lochs mit dem interstellaren Material in umliegenden Bereichen. Ostrowski & Fürst (2001) zeigten in Fig. 1 eine Überlagerung einer Radiokontinuumskarte bei $\lambda=11\text{cm}$ mit der $60\mu\text{m}$ IRAS Karte dieser Region. Die Verlängerung der Jetachse, gemessen von Mirabel & Rodriguez (1994), schneidet die Quelle G45.45+0.1 im Südosten, speziell die IRAS Punktquelle 19124+1106 ($l=45^\circ.54, b=-0^\circ.007$). Aufgrund der Symmetrie zur IRAS Punktquelle 19132+1035 ($l=45^\circ.19, b=-0^\circ.44$) entlang dieser Achse, schlossen sie, daß diese beiden Punktquellen mögliche Auftreffpunkte der relativistischen Jets des stellaren schwarzen Lochs GRS1915+105 sein könnten. Sie untersuchten daher diese Regionen bei 10.45GHz, betonten jedoch, daß neben der geometrischen Anordnung kein weiteres stichhaltiges Argument für die angenommene These gefunden werden konnte.

Chaty et al. (2001) untersuchten die beiden diskutierten IRAS Punktquellen mit hochauflösenden Kontinuumsbeobachtungen im Zentimeter-, Millimeter- und Infrarotbereich, sowie Spektralbeobachtungen verschiedener Linien mit dem IRAM 30m Teleskop, u.a. CO2-1 und $^{13}\text{CO}_2$ -1 entlang der Jetachse. Sie fanden mehrere Geschwindigkeitskomponenten, die stärkste bei 54-55km/s, die zweitstärkste bei $\sim 59\text{km/s}$. Ferner fanden sie bei $\sim 6\text{km/s}$ eine hiervon separierte Komponente und interpretierten diese mit Vordergrundmaterial. Bei den FIR-Helligkeiten der IRAS-Punktquelle 19124+1106 sehen sie es als nicht wahrscheinlich an, daß diese aufgrund von induzierter Sternentstehung entstanden sei.

2.3.2 Ergebnisse

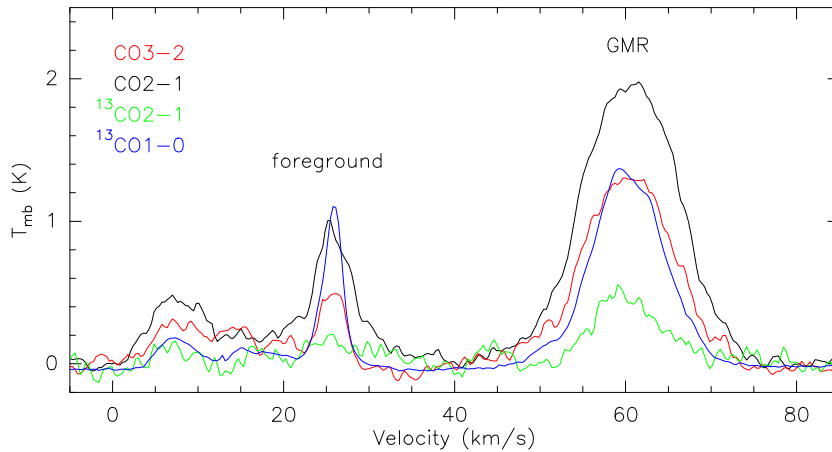


Abbildung 2.4: Summenspektren der vier beobachteten Linien des Feldes G45-46. Deutlich ist die klare Geschwindigkeitstrennung der ausgedehnten Vordergrundwolke bei $\sim 23\text{-}28$ km/s und des GMR Materials bei $\sim 50\text{-}70$ km/s zu sehen. Die Tangentenpunktgeschwindigkeit liegt für $l=44^\circ.85$ bei $v_{tg}=62.1\text{ km/s}$ und für $l=46^\circ.15$ bei $v_{tg}=59.1\text{ km/s}$.

Summenspektren Die gemittelten Spektren aller Positionen des Feldes G45-46, die sogenannten Summenspektren, sind in Abbildung 2.4 dargestellt. Deutlich erkennt man eine Trennung in drei Geschwindigkeitsbereiche.

Gemäß Abschnitt 2.1 ist die Emission bei $40\text{-}80\text{ km/s}$ dem GMR zuzuordnen. Bei $23\text{-}28\text{ km/s}$ findet sich die von Simon et al. (2001) untersuchte Vordergrundwolke. Auffällig ist, daß im Fall dieser Wolke die gemittelte $^{13}\text{CO}1\text{-}0$ Linie stärker ist als die drei Linien des KOSMA Datensatzes. Alle Linien mit $J_{up} > 1$, im speziellen auch die des häufigeren Isotops ^{12}CO , emittieren somit schwächer als die einzige vorliegende Linie des untersten Rotationsübergangs. Dies ist ein deutlicher Hinweis auf kaltes Material. In Kapitel 4 werde ich auf die Modellierung der Linienverhältnisse detaillierter eingehen. Zwischen 0 km/s und 20 km/s findet sich weiteres emittierendes Gas. Dieses schlüsselt sich in den Kanalkarten im folgenden Abschnitt in mehrere separierte kleine Wolken auf.

Kanalkarten Die räumliche Struktur der Emission ist in den Abbildungen 2.5-2.8 dargestellt. Ich präsentiere dort ausgewählte Kanalkarten und keine über große Geschwindigkeitsbereiche integrierten Karten. Dadurch kann die

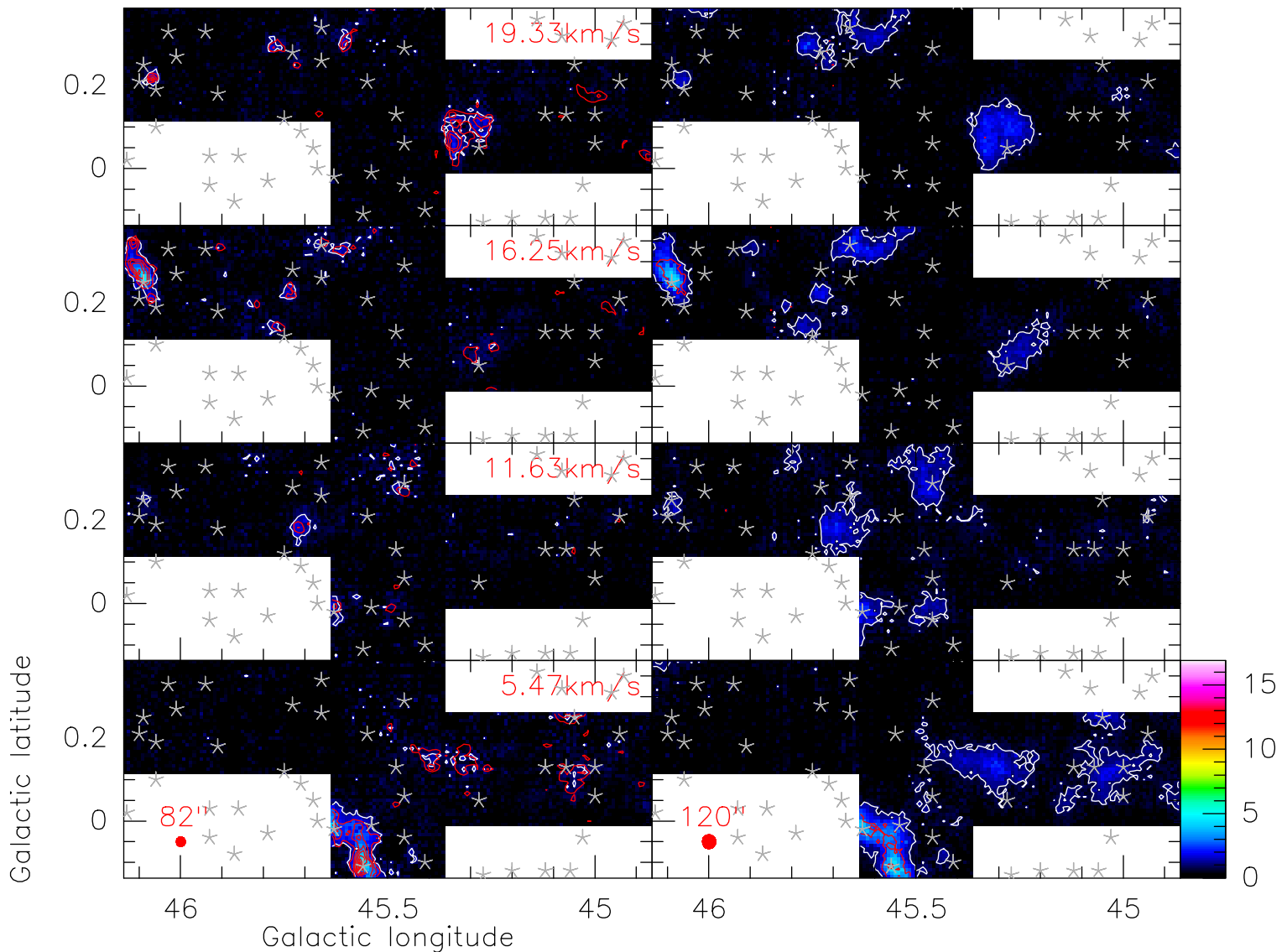


Abbildung 2.5: **generell:** Gezeigt sind einzelne Kanalkarten des Feldes G45-46. In der linken Spalte ist CO3-2 dargestellt; überlagert in roten Konturen ist die entsprechende Kanalkarte in $^{13}\text{CO}1-0$ in gleicher Auflösung. In der rechten Spalte sind die zugehörigen Kanalkarten in CO 2-1 gezeigt, überlagert mit den $^{13}\text{CO}2-1$ Daten in roten Konturen. Der Farbkeil ist identisch für alle Karten. Die weiße Kontur zeigt jeweils die 5σ -Grenze der farbig dargestellten Karte. Die überlagerten Konturen der ^{13}CO Daten sind in 5σ -Schritten dargestellt. Die grauen Sterne zeigen IRAS Punktquellen, die verschiedenfarbigen Dreiecke zeigen MASER Linien, deren Geschwindigkeitsstreuung die jeweilige Kanalkarte einschließt; blaue Dreiecke zeigen CH_3OH MASER (Caswell et al. 1995), rote Dreiecke zeigen OH MASER (Argon et al. 2000; Forster & Caswell 1989) und türkise Dreiecke zeigen H_2O MASER (Forster & Caswell 1989; Churchwell 1990; Testi et al. 1997). **speziell:** Gezeigt sind einige kleine Wolken bei niedrigen v_{LSR} -Geschwindigkeiten.

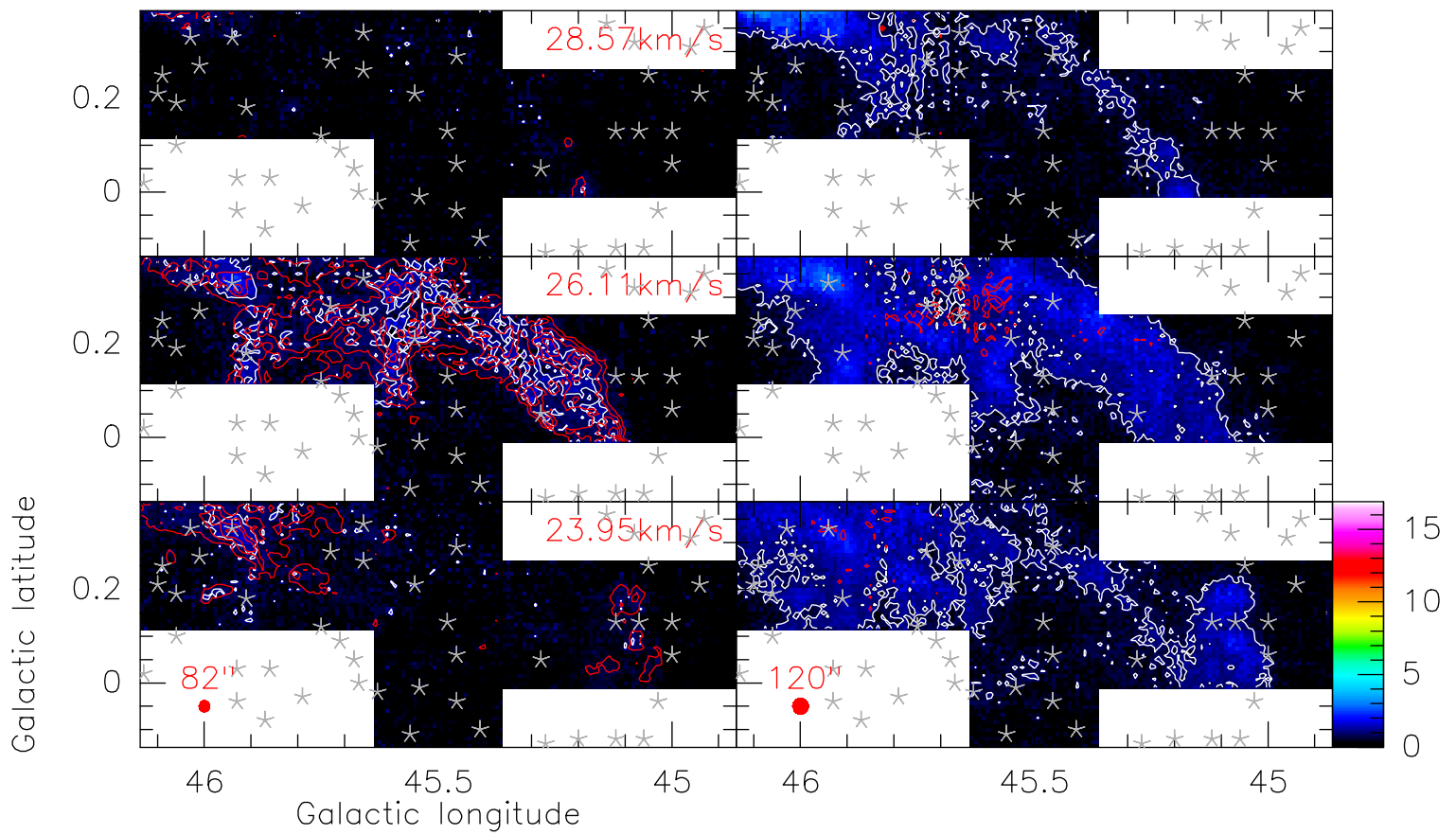


Abbildung 2.6: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5. **speziell:** Gezeigt ist die ausgedehnte Vordergrundwolke bei 25-30 km/s.

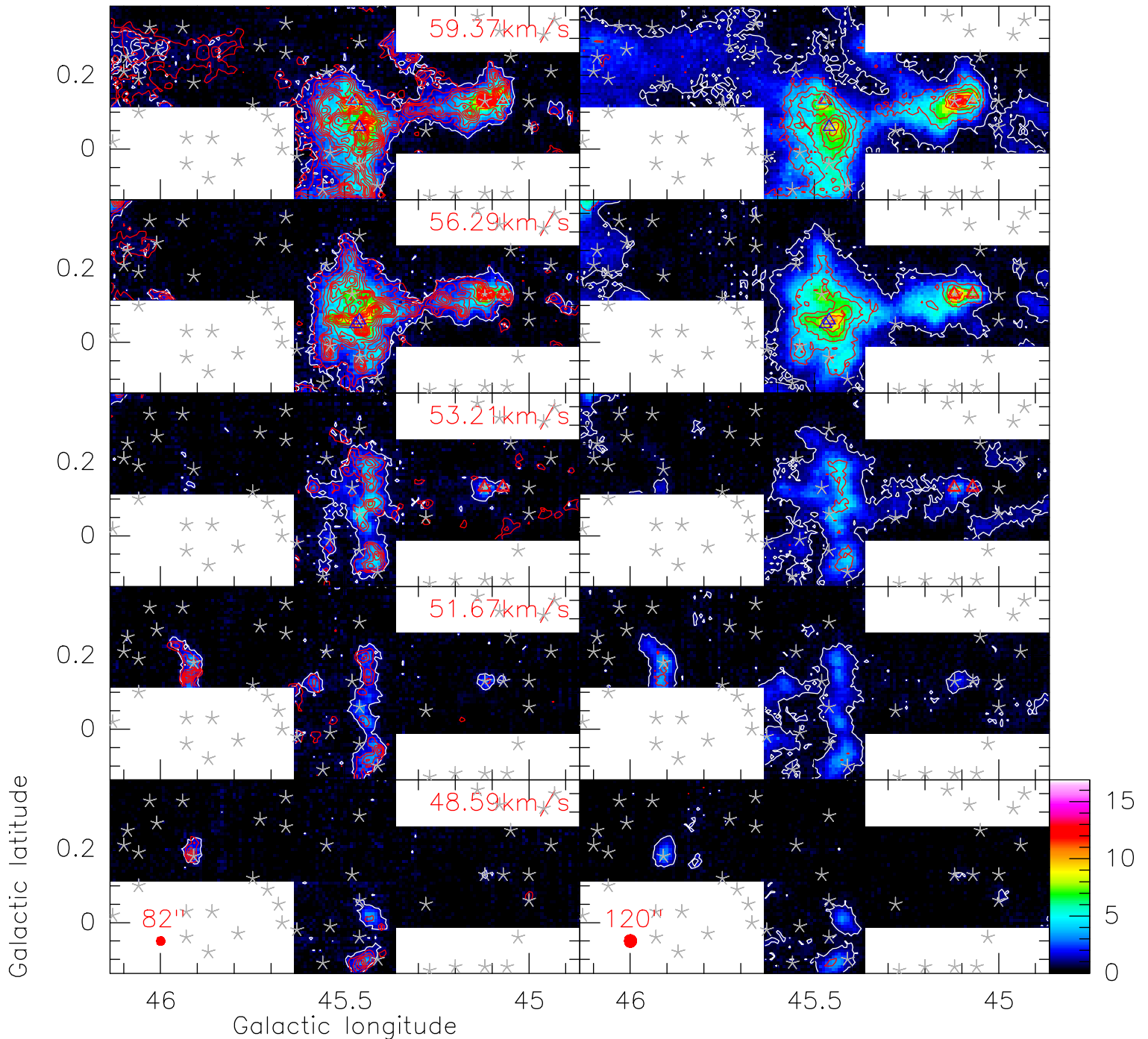


Abbildung 2.7: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5. **speziell:** Gezeigt sind verschiedene kleine Wolken sowie die Hauptwolke des GMR bei 59 km/s, das *Klingonen Kriegsschiff* (G45.1+0.1 und G45.45+0.1). Die von Israel (1982) gefundene Quelle G45.3+0.1 kann nicht bestätigt werden.

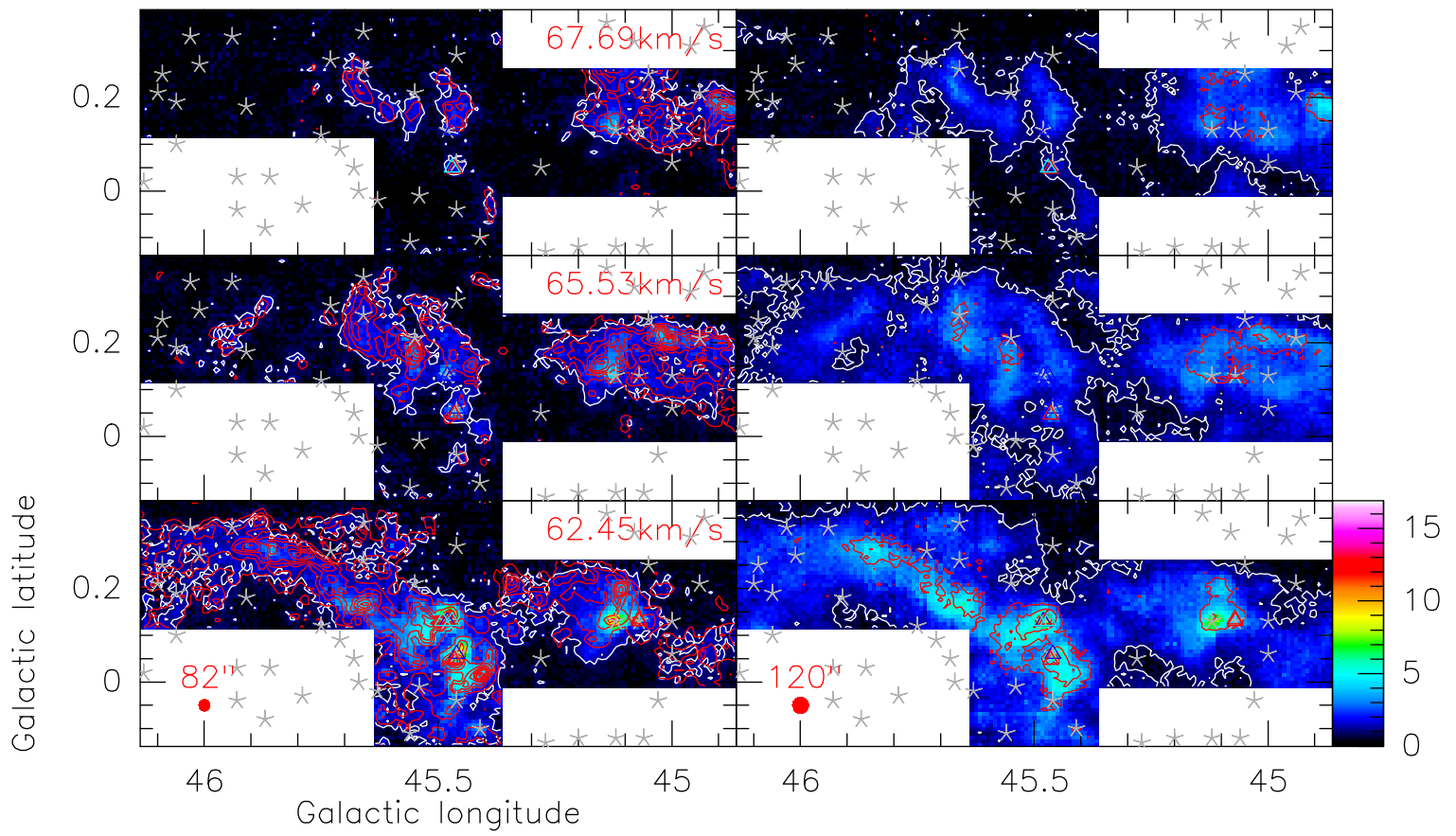


Abbildung 2.8: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5. **speziell:** Diffuses ausgedehntes Material bei den höchsten Geschwindigkeiten.

Dynamik zwischen den verschiedenen Geschwindigkeitsbereichen bei bestmöglicher räumlicher Auflösung dargestellt werden.

In Abbildung 2.5 erkennt man verschiedene kleine Wolken bei niedrigen Geschwindigkeiten. Man erkennt, daß bisher keine Maser Linien in diesen Wolken gefunden worden sind und daß die meisten dieser Wolken fast nur in der CO₂-1 Emission zu sehen sind. Ferner kann keine klare Korrelation zu IRAS Punktquellen gefunden werden - die meisten Überlagerungen der CO Emission mit den Positionen der IRAS Quellen erscheinen eher zufällig. Ausgenommen hiervon sind die drei Positionen 45.56-0.11 (IRAS 19128+1104, ~ 5.47 km/s), 45.63-0.02 (IRAS 19126+1110, ~ 5.47 km/s) und 46.09+0.25 (IRAS 19125+1142, ~ 16.25 km/s), bei denen eine klare Korrelation der CO Peaks aller vier Linien mit den IRAS Positionen festgestellt werden kann. Die Gaskomponente von IRAS 19128+1104 entspricht der von Chaty et al. (2001) bei IRAS 19124+1106 gefundenen Komponente von ~ 6 km/s.

Abbildung 2.6 zeigt eine ausgedehnte Wolke CO 2-1, die in ¹³CO 1-0 ausgedehnt, aber stark fragmentiert zu erkennen ist. In CO₃-2 sind nur wenige Bereiche angeregt, in ¹³CO 2-1 erscheint die Wolke im Prinzip gar nicht. Das Summenspektrum zeigt analog eine sehr schwache CO₃-2 Linie und keine ¹³CO 2-1 Emission. Es handelt sich um GRSMC 45.60+0.30 aus Simon et al. (2001); die Ausdehnung dieser Wolke liegt weit über den Ausmaßen der KOSMA Karte. Es finden sich keine Maser Linien. Ferner kann keinerlei Korrelation zu IRAS Punktquellen und dieser Wolke festgestellt werden. Die Kanalkarten bestätigen, daß Downes et al. (1980) H₂CO Absorption in G45.1+0.1 bei 24 km/s, aber keine in G45.5+0.1 bei diesen niedrigen Geschwindigkeiten finden konnte, da die Vordergrundwolke hier gerade ein *Loch* hat.

Abbildungen 2.7-2.8 zeigen die Emission des GMR. Der Hauptteil sowie die absoluten Peaks der CO Emission ist um 59 km/s herum anzutreffen. Bei niedrigen Geschwindigkeiten um 50 km/s herum finden sich viele kleine Emissionsgebiete. Einige hiervon erweisen sich als korreliert mit den Peakregionen der Hauptemission bei ~ 59 km/s. Einige sind jedoch eigenständige Wolken und teilweise auch mit IRAS Punktquellen assoziiert: 45.91+0.18 (IRAS 19124+1131, ~ 50 km/s) und 45.00+0.06 (IRAS 19111+1039, ~ 48.6 km/s). In diesem Datensatz finden sich zwei dominierende Wolkenkomplexe, die (bzw. deren Intensitätskerne) über einen großen Geschwindigkeitsbereich präsent sind: Zum einen die Region um 45.1, zum anderen die Region um G45.45. Der Komplex um G45.1 beinhaltet im wesentlichen die beiden mit IRAS-Punktquellen assoziierten CO-Peaks 45.07+0.13 (IRAS 19110+1045, ~ 59 km/s) und 45.12+0.13 (IRAS 19111+1048, ~ 59 km/s). Beide Positionen sind

mit Maser Linien assoziiert; bei der Position $45.12+0.13$ liegt im übrigen der absolute CO Intensitätspeak der Region G45-46.

Der Komplex um G45.45 ist weitaus komplizierter strukturiert. Verschiedene CO Peaks bei ~ 53 km/s vereinigen sich bei höheren Geschwindigkeiten um ~ 56 km/s zu einer komplexen Emissionsregion mit verschiedenen CO Peaks. Wahrscheinlich sind die beiden Punktquellen $45.46-0.04$ (IRAS 19123+1101, ~ 56 km/s) und $45.54-0.01$ (IRAS 19124+1106, ~ 56 km/s) mit hier vorliegendem CO Gas assoziiert. Sicher assoziiert ist die Punktquelle $45.46+0.06$ (IRAS 19120+1103, $\sim 56-59$ km/s) mit dem starken CO Peak. Hier finden sich ferner Maser Emissionen. Nördlich dieser Region erscheint bei etwas höheren Geschwindigkeiten ein weiterer starker CO Peak bei $45.48+0.13$ (IRAS 19117+1107, ~ 59 km/s), mit dem auch Maser Emissionslinien assoziiert sind. Die beiden Wolkenkomplexe G45.1 und G45.45 erscheinen bei der Peak-Geschwindigkeit des Summenspektrums (~ 59 km/s) miteinander verbunden. Die Kanalkarten zuvor jedoch zeigen, daß dies wahrscheinlich nicht der Fall ist; die scheinbare Verknüpfung ist bei 45.3 in allen Tracern relativ schwach und wahrscheinlich nur ein Projektionseffekt. Speziell die von Israel (1982) gefundene mögliche Sternentstehungs-Quelle $G45.3+0.1$ ist im vorliegenden Datensatz nicht sichtbar.

Nördlich dieser scheinbaren Verknüpfung sowie östlich des Wolkenkomplexes um 45.45 erscheint weit ausgedehntes, jedoch relativ schwach emittierendes Material, das bei 59 km/s in CO-2 bereits mit den beiden Wolkenkomplexen verknüpft zu sein scheint - in den anderen Tracern sind diese Regionen jedoch noch voneinander getrennt.

Um 62 km/s werden die beiden Sternentstehungskomplexe schwächer, der Unterschied dieser Emission zur weiter verteilten Emission wird geringer. Ferner bildet sich, in Projektion ausgehend vom Komplex 45.45, von 45.6 bis 45.9 nach Nordosten eine Kante aus. Südwestlich von 45.1 erscheint ein neuer ausgedehnter Bereich.

Um 65 km/s ist die Emission, die mit den beiden Hauptkomplexen assoziiert ist, fast gänzlich zurückgegangen. Verblieben sind zwei Wolken bei ähnlichen Koordinaten wie die beiden Sternentstehungswolken, die jedoch nicht mit diesen assoziiert zu sein scheinen. Evtl. ist mit der Wolke um 45.5 die IRAS Punktquelle $45.66+0.26$ (IRAS 19116+1120 ~ 66 km/s) assoziiert.

Die beiden mit Maser Linien verknüpften IRAS Punktquellen in der Wolke G45.45 sind bis ~ 68 km/s punktförmig präsent - auch Maser Linien erscheinen bis hier. Sie treten jedoch durch die Überlagerung mit den Wolken bei diesen hohen Geschwindigkeiten nicht mehr so deutlich hervor.

In der Wolke 45.1 erscheint bei ~ 65 km/s eine ringförmige Struktur. Auch scheint ein Rest der Sternentstehungsregion $G45.12+0.13$ bei diesen hohen Geschwindigkeiten zu sehen sein.

Geschwindigkeitsstruktur Die beschriebene Separation verschiedener Wolken erscheint deutlicher in der Darstellung der Abbildung 2.9. Die überlagerten Konturen der T_{peak} -Karte auf allen Teilbildern erleichtert die räumliche Zuordnung der im folgenden diskutierten Details.

In Teilbild 1 ist die T_{peak} -Karte dargestellt, die im Vergleich zur über 50-70 km/s integrierten Karte (Teilbild 2) mehr Struktur aufzuweisen scheint. Die beiden Sternentstehungsregionen um 45.1 und 45.45 erscheinen ähnlich. Die schwächeren Komponenten, die in den Kanalkarten und in der T_{peak} -Karte zu erkennen sind, sind in der gemittelten Karte im Teilbild 2 nicht zu erkennen. Die Erklärung hierfür ist die hohe integrierte Intensität der beiden Regionen; der geringe Dynamikbereich des Farbkeils bei den niedrigeren Intensitäten läßt diese Bereiche geglättet erscheinen.

In Teilbild 3 ist die Position v_{peak} von T_{peak} des jeweiligen Spektrums gezeigt. Es zeigen sich einige farblich zusammenhängende Bereiche, die den dominierenden Wolken dieser Bereiche entsprechen. Die schwarzen Bereiche repräsentieren diejenigen Positionen, bei denen T_{peak} unterhalb von 50 km/s liegt. Beispielsweise erkennt man die Wolke bei ~ 5 km/s (Abbildung 2.5, untere Kanalkarte) um $l=45.55$, $b=0$ hier wieder. Die Wolke bei $l=45.9$, $b=0.15$ erscheint mit $v_{peak} \leq 53$ km/s. Die bereits in den Kanalkarten zu erkennende komplizierte Geschwindigkeitsstruktur der Wolke um $l=45.45$ spiegelt sich hier hier in $53 \leq v_{peak} \leq 62$ km/s wider. Der Dynamikbereich der Wolke um $l=45.1$ ist mit $58 \leq v_{peak} \leq 60$ km/s enger.

Auffällig ist der scharfe Übergang der Wolke um 45.1 zu den Emissionsgebieten im Norden, Westen und Südwesten. Durch den Sprung der v_{peak} der Wolke 45.1 zu den umgebenden Regionen können diese Regionen klar als zwei unabhängige Wolken voneinander getrennt werden. Ähnlich deutlich separieren kann man die Wolke um 45.45 von der Region im Nordosten um ~ 65 km/s sowie der langgestreckten Wolke im Nordosten bei 62-63 km/s. Diese Trennung war nicht derart klar in den Kanalkarten sichtbar. Der Grund hierfür liegt darin, daß sich die Wolken überlagern. In den einzelnen Spektren sind diese Wolken daher nicht so klar zu trennen.

In Teilbild 4 ist die Linienbreite dargestellt, die ermittelt wurde durch die Anzahl der Kanäle, die ausgehend von v_{peak} unterbrechungsfrei eine Intensität $\geq T_{peak}/2$ haben. Die höchsten Linienbreiten finden sich in den Bereichen der beiden Hauptwolken. Die Wolke 45.1 wird praktisch von den Bereichen höchster Linienbreite umrandet, d.h. die hohen Linienbreiten befinden sich genau auf der Grenze der unterschiedlichen Geschwindigkeitsbereiche, die in Teilbild 3 dargestellt sind. Ähnlich verfolgen die Bereiche hoher Linienbreiten in der Wolke 45.45 genau die Ränder der Bereiche mit dem engen Geschwindigkeitsbereich $58 \leq v_{peak} \leq 62$ km/s.

Schärfere Zuordnungen finden sich in den Teilbildern 5 und 6, die die Breite

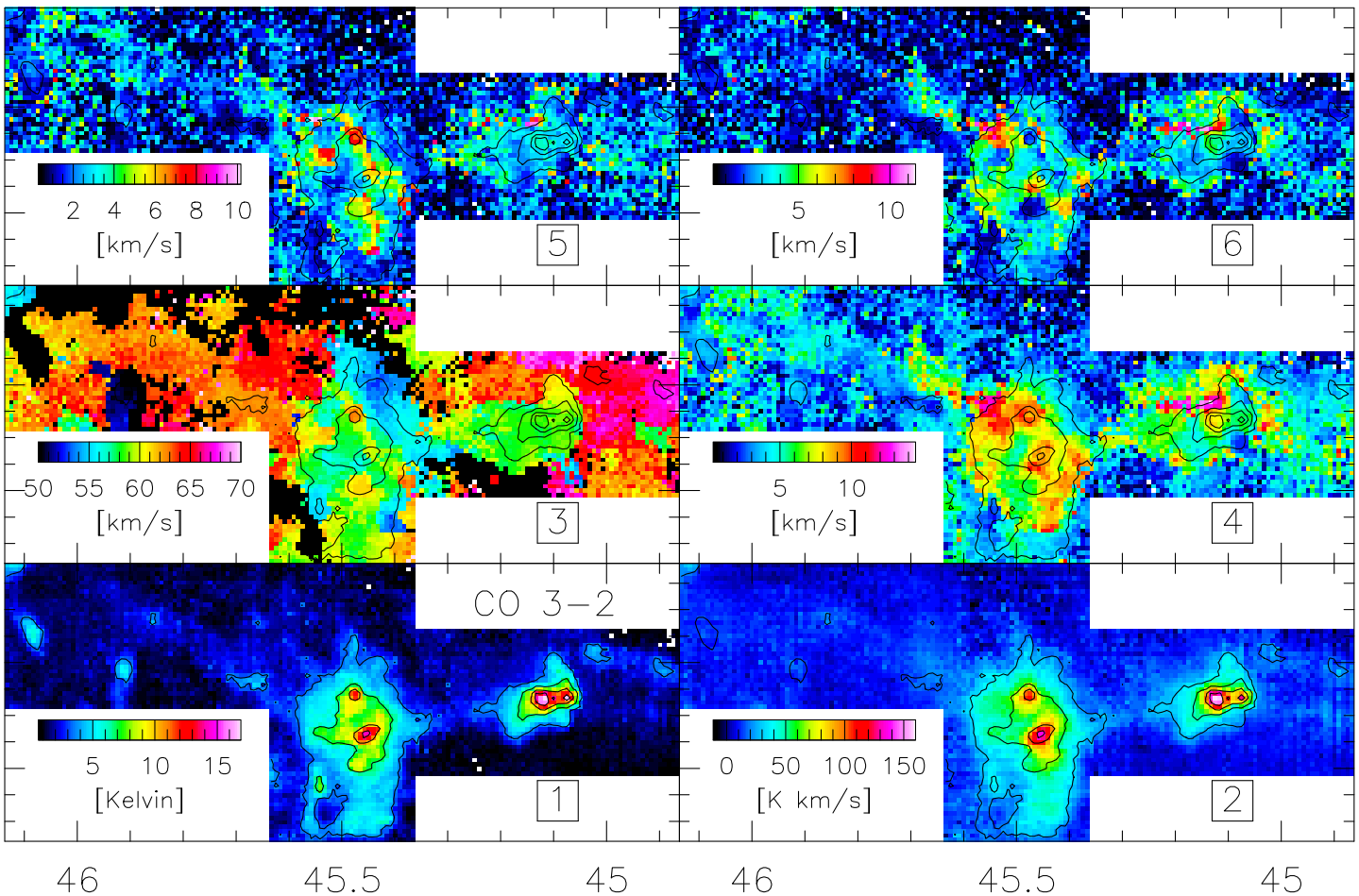


Abbildung 2.9: Darstellungen der Geschwindigkeitsstruktur der CO 3-2 Daten des Feldes G45-46. **1:** T_{peak} Karte, **2:** Karte der integrierten Intensität, integriert über 50-70km/s, **3:** Geschwindigkeit v_{peak} des Kanals von T_{peak} , **4:** Linienbreite, über die die Intensität oberhalb $T_{peak}/2$ liegt, **5:** linker Flügel der Linienbreite, bei niedrigeren Geschwindigkeiten als v_{peak} , **6:** rechter Flügel der Linienbreite, bei höheren Geschwindigkeiten als v_{peak} , **Konturen:** T_{peak} in 20%-Schritten.

G45@24-27 km/s	$M_{\text{opt.dick}}[M_{\odot}]$	$M_{\text{opt.duenn}}[M_{\odot}]$	$M_{\text{vir}}[M_{\odot}]$
CO3-2	$7.25 \cdot 10^1$	$3.14 \cdot 10^3$	$1.3 \cdot 10^4$
CO2-1	$1.61 \cdot 10^2$	$6.02 \cdot 10^3$	$2.31 \cdot 10^4$
$^{13}\text{CO1-0}$	$2.88 \cdot 10^3$	$1.41 \cdot 10^3$	$4.42 \cdot 10^3$

Tabelle 2.6: Massen der Vordergrundwolke des Feldes G45-46. Das Summenspektrum von $^{13}\text{CO2-1}$ ist insignifikant und wurde daher nicht berücksichtigt.

des linken bzw. des rechten Linienflügel zeigen.

Diese Korrelation ist verständlich. Die beiden Wolken bei 45.1 und 45.45 sind sehr intensiv, vor allem deren Peaks. Die anderen Wolken sind jedoch im Vergleich schwach. Bei den überlappenden Wolken führt dies dazu, daß in den Bereichen der Peaks der beiden starken Wolken die v_{peak} selbstverständlich auf der Geschwindigkeit der intensiven Wolken liegt und die Linienbreite relativ gering ist. Zum Rand dieser Wolken hin sinkt die Intensität. Aufgrund der überlappenden schwächer intensiven Wolken führt dies zu einer größeren Linienbreite, jedoch häufig nur in einem Flügel der Linie. Sobald die Intensität der zentralen Wolken am Rand unterhalb der Intensität der überlappenden Wolke sinkt, wechselt v_{peak} sprunghaft zur Geschwindigkeit der überlappenden Wolke.

Masse der Vordergrundwolke Simon et al. (2001) ermittelten für die gesamte Vordergrundwolke, die eine größere Ausdehnung hat als der in Feld G45-46 gezeigte Teil, eine Masse von $\sim 2 \cdot 10^4 M_{\odot}$. Tabelle 2.6 zeigt verschiedene für diesen Ausschnitt der Wolke berechnete Massen: Für jedes Isotop ist die Masse unter der Annahme berechnet worden, daß diese Linie optisch dick (Gleichung A.45) bzw. optisch dünn (Gleichung A.46) ist, sowie unter der Annahme, daß die Wolke im Virialgleichgewicht (Gleichung A.48) ist. Bei den beiden ersten Wegen, die Masse zu berechnen, verwendet man die flächengemittelte Intensität multipliziert mit der Fläche. Daher habe ich hier die Intensität aller Pixel der Karte gemittelt und als Fläche die gesamte Kartengröße gewählt. Zur Berechnung der Virialmassen ist es sinnvoll, die tatsächliche Wolkenfläche zu verwenden. Hierfür habe ich für jedes Isotop die Zahl der Pixel bestimmt, die eine Intensität $\geq T_{\text{peak}}/2$ haben.

Alle Massen basierend auf den Säulendichten liegen unterhalb der von Simon et al. (2001) berechneten Massen. Die um eine Größenordnung niedrigere $^{13}\text{CO1-0}$ Masse im Vergleich zu der von Simon et al. (2001) ist damit zu begründen, daß die intensivsten Klumpen bei diesem Wolkenausschnitt gerade ausgespart wurden. Ferner wählten Simon et al. (2001) den Integrationsbereich 20-30 km/s und erfaßten damit weitere Emissionsgebiete, die wahrscheinlich mit der hier diskutierten Wolke nicht assoziiert sind.

l [°]	b [°]	IRAS-Name	$\sim v$ [km/s]	Maser [y/n]
45.00	0.06	19111+1039	48.6	n
45.07	0.13	19110+1045	59	y
45.12	0.13	19111+1048	59	y
45.46	-0.04	19123+1101	56	n
45.46	0.06	19120+1103	56-59	y
45.48	0.13	19117+1107	59	y
45.54	-0.01	19124+1106	56	n
45.56	-0.11	19128+1104	5.5	n
45.63	-0.02	19126+1110	5.5	n
45.66	0.26	19116+1120	66	n
45.91	0.18	19124+1131	50	n
46.09	0.25	19125+1142	16.3	n

Tabelle 2.7: 12 IRAS Punktquellen, mit denen im vorliegenden Datensatz Assoziationen gefunden worden sind.

Bemerkenswert ist der Trend, daß bei höheren Übergängen die Massen unter der Annahme, daß die Linie optisch dick ist, um Größenordnungen geringer sind gegenüber der entsprechenden $^{13}\text{CO}1-0$ Masse. Das läßt sich nicht sinnvoll mit einer Reskalierung des X-Faktors mittels Ψ_x^J erklären (siehe Anhang A). Vielmehr zeigt sich hier die subthermische Anregung dieser Linien, die folglich nicht mehr optisch dick sind. Es folgt somit eine Masse von $\sim 3 \cdot 10^3 M_\odot$ für diesen Teil dieser Wolke.

Die Virialmassen sind ~ 3 mal höher als die Massen aus den Säulendichten, was sich mit höheren Linienbreiten im Vergleich zum virialisierten Fall für diese Wolkenfläche erklären läßt.

Korrelationen mit MIR/FIR Datensätzen Gemäß Abschnitt 1.2.4 unterteilt sich die Staubemission Schwarzkörperstrahlung sowie die Emission der PAHs. Die Schwarzkörperstrahlung im FIR wurde vom IRAS Satelliten gemessen und deutet auf warmes Wolkenmaterial hin. Tabelle 2.7 listet alle 12 IRAS Punktquellen im Feld G45-46 auf, mit denen eine räumliche Assoziation mit dem vorliegenden Datensatz gefunden werden konnte, die CO Emission liefert die entsprechende Geschwindigkeitsinformation.

Die $8\mu\text{m}$ A-Band Karten des MSX Satelliten zeigen vornehmlich die PAH-Emission, zu deren Entstehung starke UV-Felder notwendig sind und folglich Indikatoren für massereiche Sternentstehungsregionen sind. Abbildung 2.10 zeigt eine gute Korrelation dieser Emissionspeaks mit den CO3-2 Peaks des

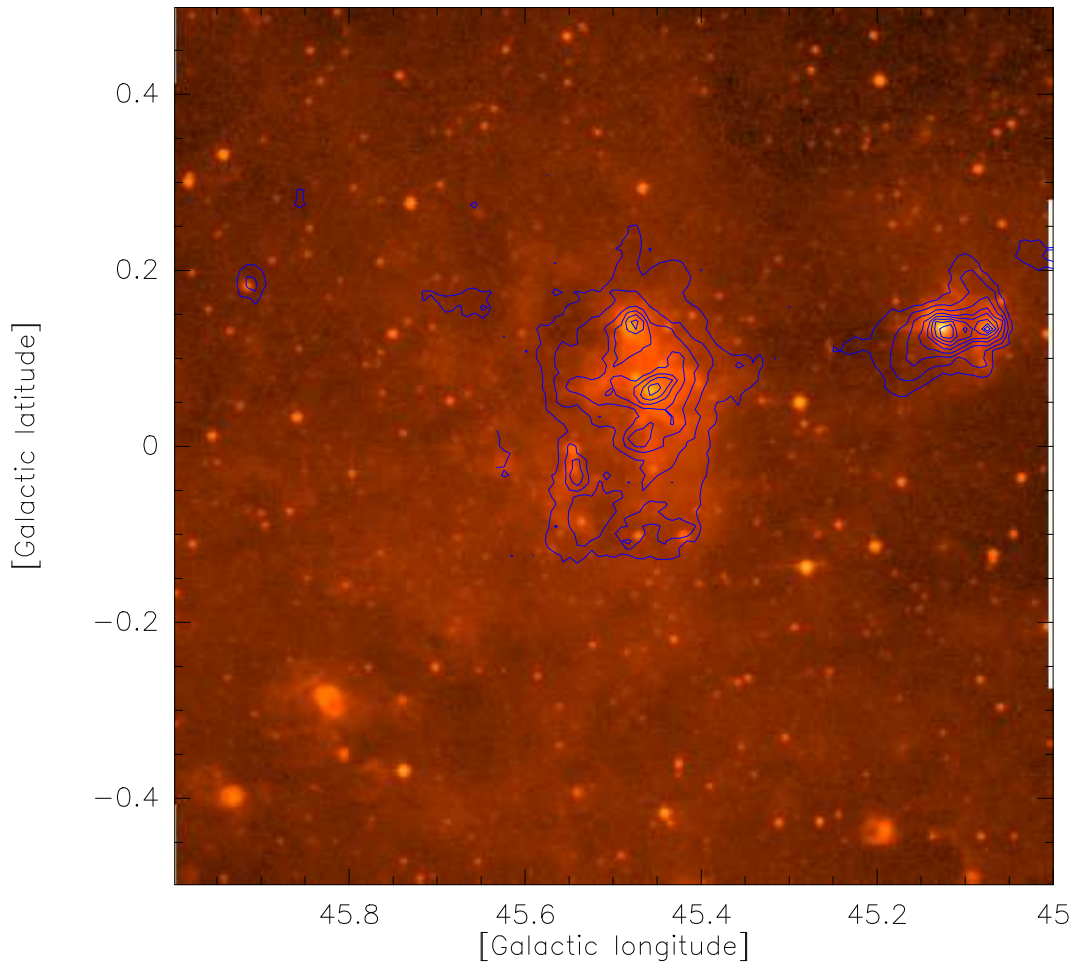


Abbildung 2.10: MSX A-Band Karte ($8\mu\text{m}$) um das Feld G45-46 herum. In Konturen ist die CO3-2 T_{peak} -Karte des GMR Emissionsgebietes überlagert, ausgehend von 20% des absoluten Kartenpeaks in 10%-Schritten.

Sagittarius-Arms im Feld G45-46.

In Kombination beider Korrelationen ergibt sich, daß die CO3-2 Peaks assoziiert sind mit warmen Bereichen der Molekülwolken, die von massereichen Sternentstehungsregionen geheizt werden.

2.3.3 Diskussion

Lokalisierung Im Geschwindigkeitsbereich des Feldes G45-46, der dem GMR zugeordnet werden kann, finden sich mehrere unterschiedliche Wolkentypen: Solche mit starker massiver Sternentstehungsaktivität und andere, die keine Sternentstehungsaktivität vorweisen und vergleichbar deutlich niedrigere Peaktemperaturen besitzen.

Die Tangentenpunkte liegen für $l=45-46^\circ$ bei 59-62 km/s, was einem galaktischen Radius von 6.1 kpc und einem Abstand zur Sonne von 5.8-6.1 kpc entspricht, je nach Galaktischer Länge. Das Vorkommen von Wolken bei Geschwindigkeiten bis zu 70 km/s zeigt die starke Geschwindigkeitsstreuung der Rotationskurve und damit die Ungenauigkeit der kinematischen Entfernungsbestimmung in diesem Bereichen der Milchstraße.

Simon et al. (2001) ordneten die gesamte Region, aufgrund der Nähe der Geschwindigkeit der Peaks der beiden intensiven Wolken zur Tangentenpunktgeschwindigkeit, dem Tangentenpunkt zu. Die Richtung des Sichtstrahles dieser Region durchsticht einen langen Bereich des Sagittarius Arms von der Länge einiger kpc. Es erscheint hier unwahrscheinlich, daß alle voneinander trennbaren Wolken nahe beieinander am Tangentenpunkt liegen. Am wahrscheinlichsten liegen diejenigen mit den höchsten Geschwindigkeiten direkt am Tangentenpunkt, die Wolken mit niedriger Geschwindigkeit somit weiter entfernt vom Tangentenpunkt.

Die Wolken bei ~ 50 km/s haben einen Abstand von ca. 2 kpc zum Tangentenpunkt entlang des Sichtstrahls. Es ist jedoch an dieser Stelle nicht möglich zu entscheiden, bei welchem tatsächlichen Abstand die verschiedenen Wolken liegen, d.h. die Doppeldeutigkeit der positiven Geschwindigkeiten innerhalb der Sonnenlaufbahn bleibt hier bestehen.

Einige Argumente zur Dekomposition dieser Region sind bereits von Israel (1982) angedacht worden. So trennt er die beiden in Projektion benachbarten Komplexe G45.1+0.1 und G45.5+0.1. Sein Hauptargument jedoch liegt darin, daß er G45.5+0.1 eine Geschwindigkeit von 59.1km/s und G45.1+0.1 eine Geschwindigkeit von 66.9km/s zuordnet. Diese falsche Assoziation beruht auf der schlechteren räumlichen Auflösung seiner Daten. Mit dem Wissen um oben gezeigte Dekomposition der beiden Wolken bei G45.1 erkennt man auch in Fig. 1 von Israel (1982) diese beiden unterschiedlichen Wolkenkomplexe.

Israel (1982) zitiert die H_2CO Absorptionsmessungen von Downes et al. (1980) und weist darauf hin, daß diese eine viel höhere Extinktion für G45.5+0.0/0.1 aufweisen als für G45.1+0.1. Daher wählte er für G45.5+0.0/0.1 den entfernten Abstand zum Beobachter. Die oben gezeigte Komplexität der Wolke G45.45 könnte diese hohe Extinktion jedoch ebenso erklären, wodurch das Argument von Israel (1982) an Gewicht verliert.

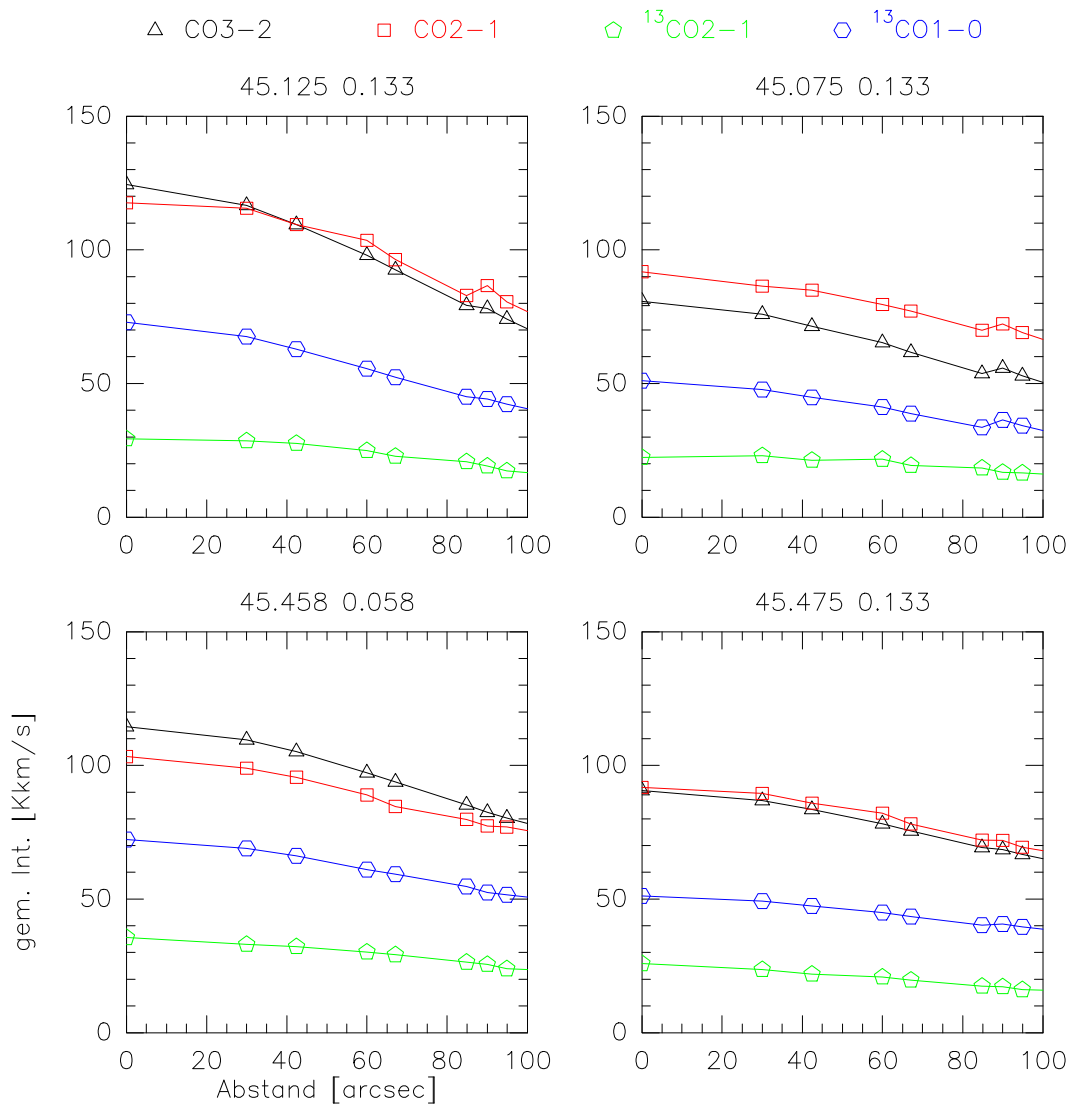


Abbildung 2.11: Gemittelte Intensitäten im Abstand zu den vier Hauptpeaks im Feld G45-46. Die untersuchten Daten waren alle auf der Auflösung von $120''$.

Radhakrishnan et al. (1972) fanden eine starke Absorption in Richtung G45.5+0.1 bei ~ 55 km/s bis hinauf zu 70 km/s. Daher schlossen sie auf die nähere Position dieser Region.

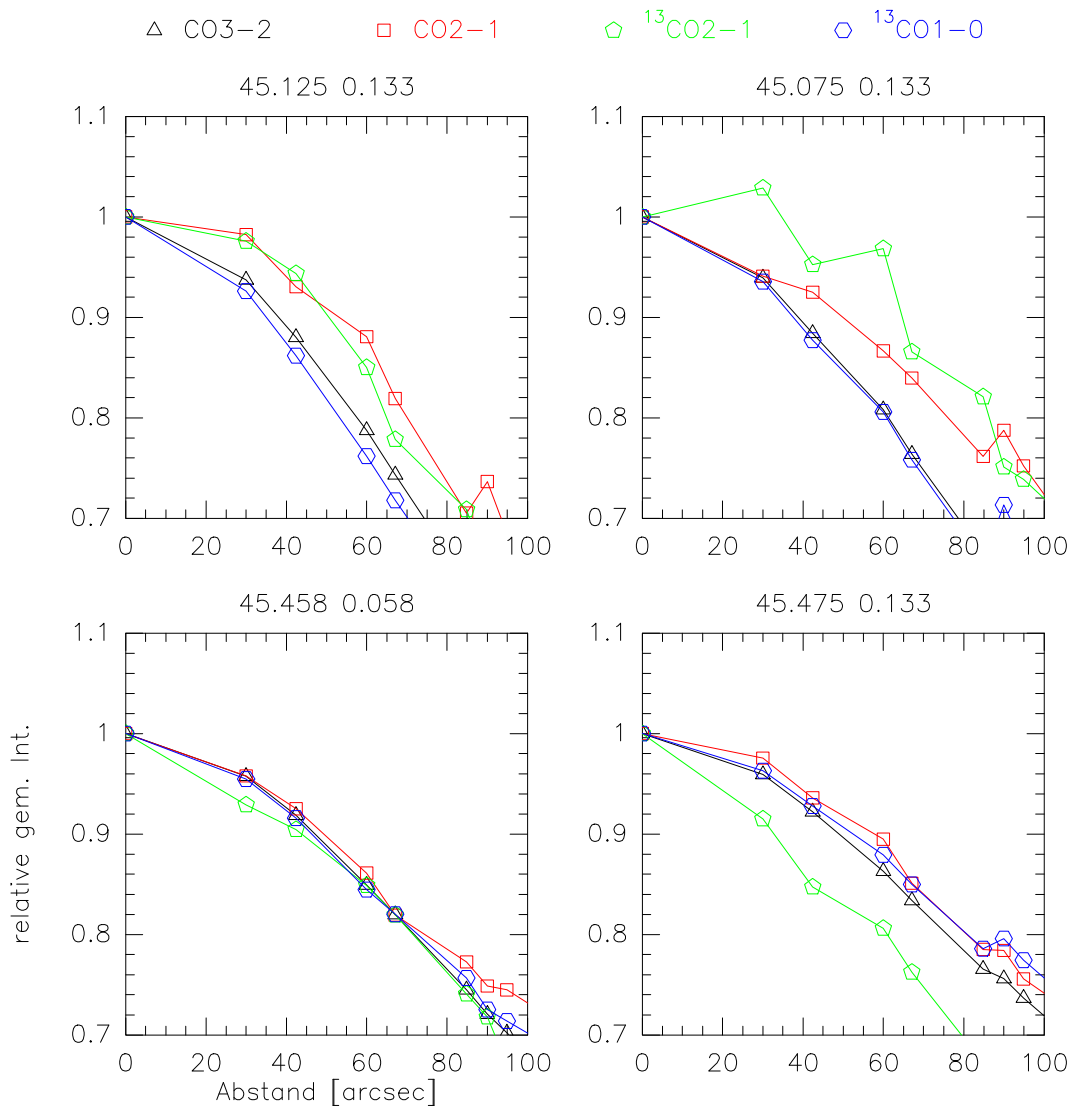


Abbildung 2.12: Analog zu Abbildung 2.11 die zur Peakintensität relativen Intensitäten der vier Hauptpeaks im Feld G45-46.

Relative Stärke der Peaks Um der Frage nachzugehen, wie stark sich die Peaks von den Karten integrierter Intensität der einzelnen Linien abheben, zeigt Abbildung 2.11 von den vier Hauptpeaks der über 50-70km/s integrierten Karte integrierter Intensität vom Feld G45-46 die radial gemittelten Intensitäten. In allen vier gezeigten Linien zeigt sich der Anstieg der Intensität zu diesen vier Positionen hin. Ferner lassen sich relative Intensitäten und

damit physikalische Parameter für diese Peaks ableiten: CO3-2/CO2-1 liegt jeweils bei ≈ 1 , am höchsten jeweils in der Nähe der zentralen Position; bei G45.458+0.058 erreicht dieses Verhältnis die höchsten, bei G45.075+0.133 die niedrigsten Werte.

Das Linienverhältnis $^{13}\text{CO}2-1/^{13}\text{CO}1-0$ liegt jeweils bei ≈ 0.5 und fällt jeweils zum Zentrum hin ab, die absolute Intensität aller Linien steigt zum Zentrum hin an. Dies kann mit einem Anstieg der Temperaturen und einem Abfall der mittleren Gasdichten zu den Peaks hin interpretiert werden. Da diese korreliert sind mit Sternentstehungsregionen sowie Indikatoren für warmen Staub, ist diese Interpretation plausibel. Eine ausführliche Linienverhältnisanalyse erfolgt in Kapitel 4.

Abbildung 2.12 zeigt den zur jeweiligen Peakintensität jeder Linie an jeder dieser Positionen relativen Abfall der Intensitäten, ausgehend vom Zentrum dieser Peakregionen. Deutlich erkennt man, daß das Verhältnis CO3-2/ $^{13}\text{CO}1-0$ konstant ist auf allen Radien. Im Fall von G45.125+0.133 und G45.075+0.133 zeigt sich, daß im Fall dieser beiden Linien die Peaks relativ zur Umgebung deutlicher ausgeprägt sind, als im Fall der Linie CO2-1. Letztere ist, je nach Region, stärker von ausgedehntem Material gesättigt als CO3-2 und $^{13}\text{CO}1-0$.

Keine massiven Ausflüsse in G45.12 und G45.07 Hunter et al. (1997) untersuchten die Region um die beiden Sternentstehungsregionen G45.12+0.13 und G45.07+0.13 in verschiedenen CO Übergängen zwischen J=2-1 und J=6-5 mit dem CSO, sowie CS7-6 und verschiedenen Isotopen im 2-1 Übergang. Die Auflösung dieser Beobachtungen lag folglich zwischen 11'' und 30''. Die räumliche Auflösung vom CSO-Teleskop ist viermal besser als vom KOSMA-Teleskop.

In Abbildung 2.13 ist ein Ausschnitt der Spektren des GMR-Materials im vorliegenden Datensatz gezeigt, der sich über diese beiden Positionen und den v_{peak} Sprung im Norden der Sternentstehungsregion G45.1 in Abbildung 2.9 Teilbild 3 hinweg erstreckt. Die Spektren in rot zeigen die Positionen um G45.12+0.13 und G45.07+0.13. Gut zu erkennen ist, daß selbst bei der vorliegenden Auflösung die ausflußartigen Spektren bei G45.12+0.13 und G45.07+0.13 auftreten. Die Ergebnisse aus Abschnitt 2.3.2 ergaben, daß in dieser Region zwei im Geschwindigkeitsraum überlappende Wolken vorliegen. Abbildung 2.13 zeigt einen Fit zweier Gaußkurven mit konstanten Geschwindigkeiten in allen gezeigten Spektren. Die Formen der Spektren in Abbildung 2.13 und im speziellen an den Positionen G45.12+0.13 und G45.07+0.13 lassen sich dadurch erklären, daß sich zwei Wolken bei 58.25 und 65.38 km/s

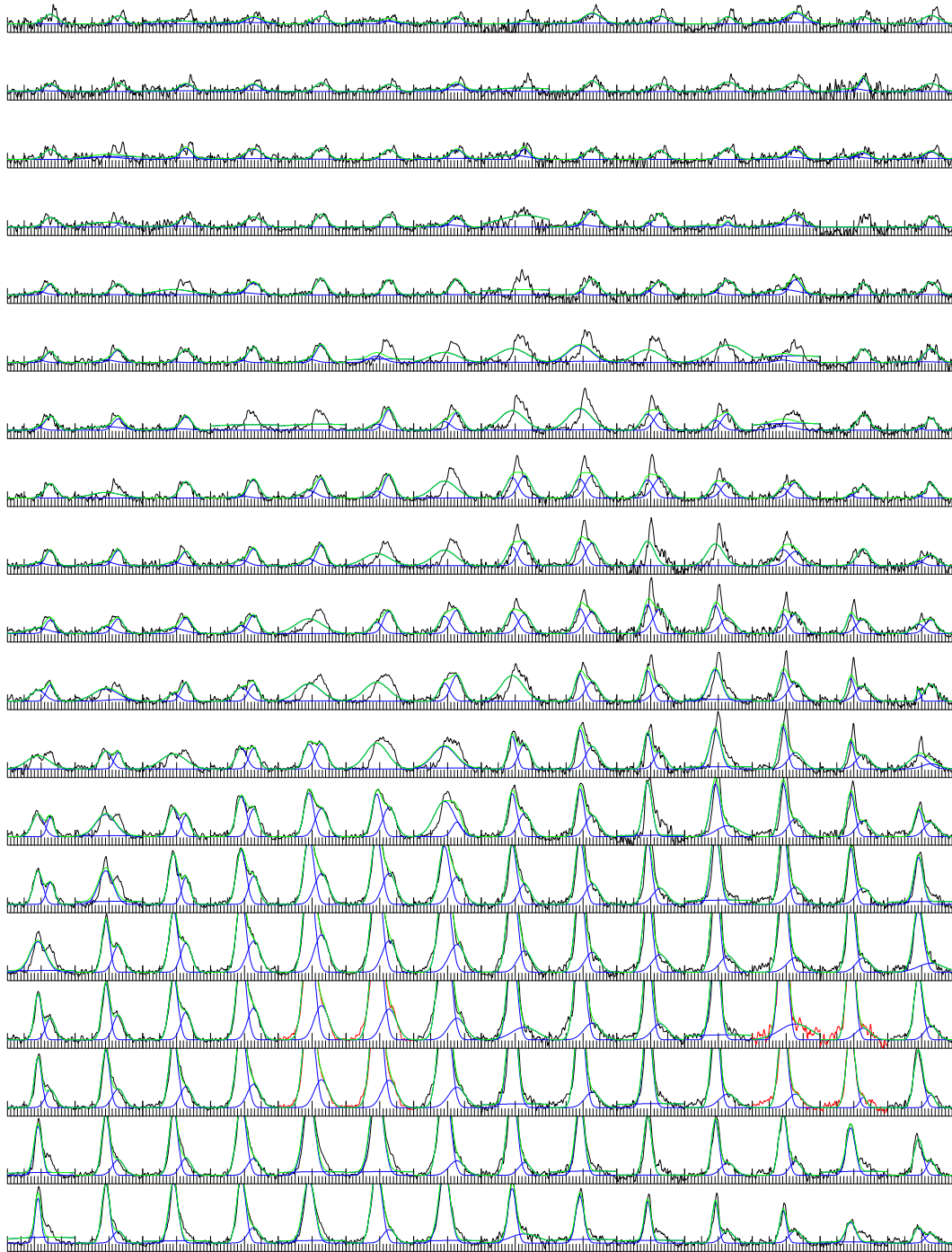


Abbildung 2.13: Ein Ausschnitt der westlichen Region des Feldes G45-46. Im Süden dieser Karte erkennt man an der roten Farbe der Spektren die beiden Sternentstehungsregionen G45.12+0.13 und G45.07+0.13. Die Spektren können mit Hilfe von zwei Gausskurven angeffittet werden. Die Positionen der beiden Komponenten ist konstant in allen gezeigten Spektren 58.25 km/s und 65.38 km/s.

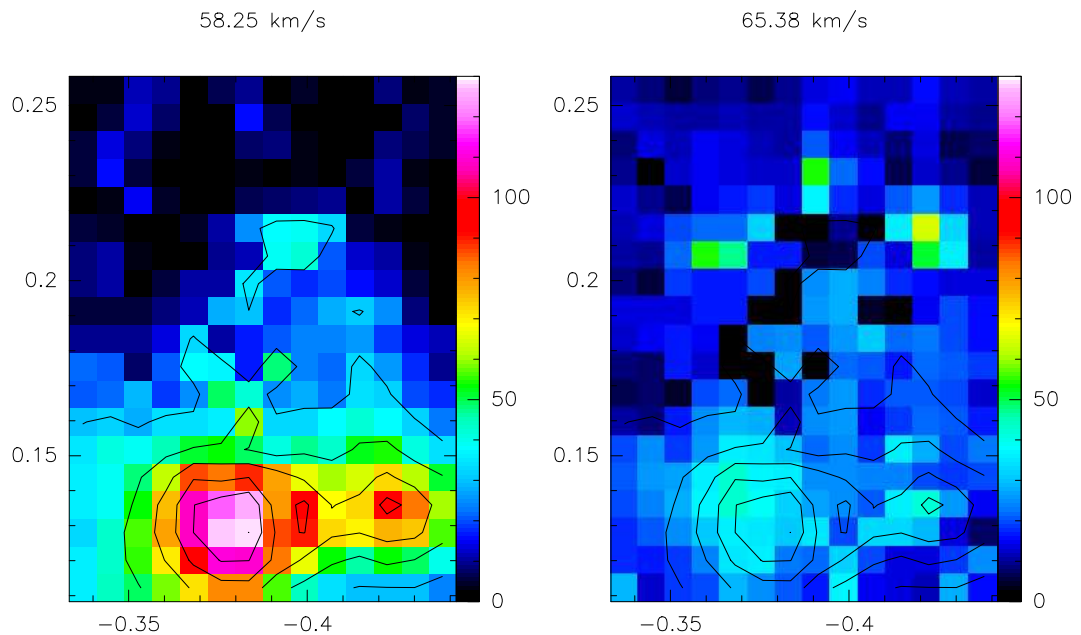


Abbildung 2.14: Hier sind die Karten integrierter Intensität der beiden in Abbildung 2.13 angefitzten Wolken gezeigt. Die Koordinaten dieser Karten sind bzgl. $l=45.5$ und $b=0.0$.

überlagern. Der durchschnittliche rms-Wert des Fits an allen Spektren lag bei 0.232 Kelvin und somit nur leicht über dem durchschnittlichen rms-Wert aller Spektren (siehe Tabelle 2.2). Der Fit gelang in einigen Spektren nicht optimal, was die Abweichung zum Wert in Tabelle 2.2 erklärt. Die integrierten Intensitäten beider Wolken sind in Abbildung 2.14 gezeigt.

Es zeigt sich, daß die Komponente bei 65.38 km/s im Norden der Sternentstehungsregion G45.1 sich über die Region G45.1 hinaus ausdehnt. Aufgrund der Linienbreiten und der relativ geringen Geschwindigkeitsdifferenz der beiden Wolken überlappen diese in den Spektren in denen beide Wolken präsent sind.

Die Wolke bei 58.25 km/s ist dominiert durch die beiden Sternentstehungsregionen G45.12+0.13 und G45.07+0.13, die der Wolke eine deutliche Intensitätsstruktur aufprägen. Die Wolke bei 65.38 km/s hingegen hat eine solche Struktur nicht und zeigt eher gleichstarke Intensitäten an allen Positionen. Es handelt sich wahrscheinlich um diffus verteiltes Gas.

Im Norden von G45.1 erkennt man die oben angesprochene Positionen, bei denen der Fit fehlgeschlagen ist. In diesen Bereichen ähnlicher Intensität

beider Komponenten erscheinen diese in Überlagerung im Spektrum wie eine einzelne, jedoch relativ breite Komponente. Dies führt dazu, daß der Fit zweier Gaußkurven teilweise fehlschlägt.

Die beiden Peaks in der 65.38 km/s Wolke in der Nähe der beiden Peaks der 58.25 km/s Wolke lassen sich ebenfalls mit fehlgeschlagenen Fits erklären.

Betrachtet man die Spektren in den Regionen der beiden Sternentstehungsregionen G45.12 und G45.07 (Abbildung 2.13), dann erscheinen diese Spektren wie Ausflußspektren. Hunter et al. (1997) ermittelten in beiden Regionen, G45.12 und G45.07, massive Ausflüsse von bis zu $4800 M_{\odot}$.

Beide von Hunter et al. (1997) gefundenen Linienflügel lassen sich mit obigem Fit erklären. Der rotverschobene Flügel bei höheren Geschwindigkeiten ist direkt klar, da in diese Richtung die Wolke bei 65.38 km/s liegt. Der blauverschobene Flügel zu niedrigeren Geschwindigkeiten läßt sich aber auch erklären: Bei einem Überlapp zweier Gaußkurven entsteht bei relativ geringem Abstand der beiden Gaußkurven eine Verteilung mit einem Peak zwischen den beiden ursprünglichen Peaks. Somit erklärt sich der blaue Flügel von Hunter et al. (1997) wohl hauptsächlich durch die angenommene Linienposition von $\lesssim 60$ km/s, die bzgl. der hier bei 58.25 km/s angenommenen Wolke rotverschoben ist. Selbstverständlich ist die Annahme von Gaußprofilen für Spektren von Molekülwolken i.A. falsch, für die oben gezeigte Diskussion jedoch ausreichend.

Auch die KOSMA Spektren mit einer um Faktor 4 schlechteren Auflösung im Vergleich zu denen vom CSO bei gleicher Frequenz zeigen diese Ausflußspektren. Die größere Karte des vorliegenden Datensatzes jedoch ergibt mit Hilfe des oben gezeigten Fits, daß mindestens der größte Teil der von Hunter ermittelten Massen nicht einem Ausfluß, sondern einer anderen Wolke zugeschrieben werden muß.

Shepherd & Churchwell (1996) diskutieren die Möglichkeit, daß sich die Ausflußmassen im Zuge der Sternentstehung bei massereichen und bei massearmen Sternen durch ein globales Gesetz erklären lassen. Abbildung 2.15 zeigt eine Abhängigkeit der Ausflußrate gegen die Leuchtkraft des untersuchten Sterns. Es gibt nur wenige Messungen von massiven Ausflüssen in der Nähe von Sternentstehungsgebieten. Der massive Ausfluß von Hunter et al. (1997) ist eines der wenigen Fallbeispiele in der Literatur (Shepherd & Churchwell 1996; Churchwell 1997). Die Beobachtungen von Beuther et al. (2002) führten zu einer deutlichen Erweiterung der Zahl bekannter Ausflüsse bei massereichen Sternen. Das rechte Teilbild der Abbildung 2.15 zeigt die entsprechend komplettierte Abbildung. Hier zeigt sich, daß die meisten Ausfluß-

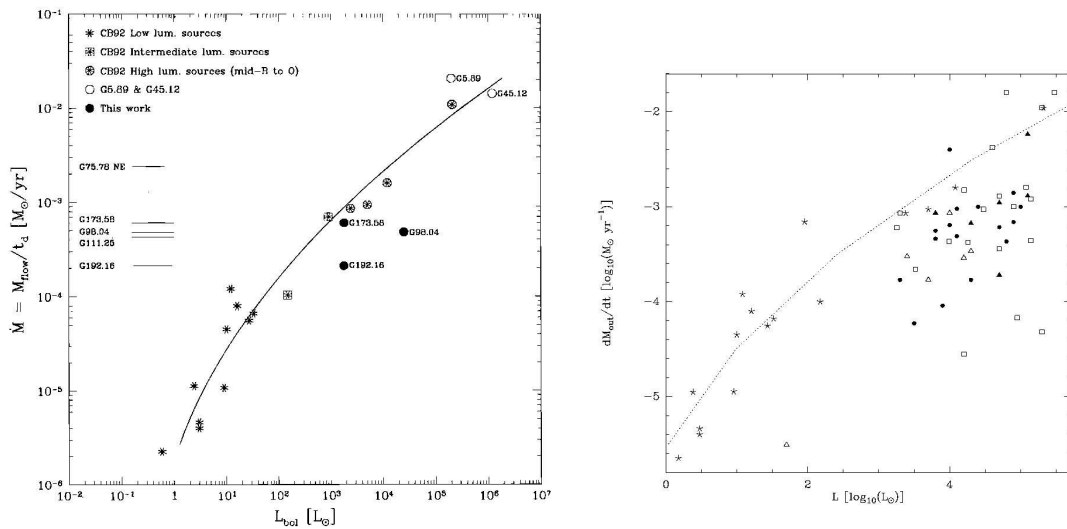


Abbildung 2.15: Das linke Teilbild zeigt Fig.11 aus Shepherd & Churchwell (1996). Gezeigt ist die Massenausflußrate gegen die bolometrische Leuchtkraft gezeigt. Die eingezeichnete Kurve repräsentiert die von Shepherd & Churchwell (1996) diskutierte Skalierung der Ausflüsse massearmer und massereicher Sternentstehungsgebiete. Diese Skalierung stützt sich u.a. auf die rechts oben gezeigte Quelle G45.12. Das rechte Teilbild zeigt Fig. 5 aus Beuther et al. (2002), der dem Plot des linken Teilbildes entspricht jedoch mit aktuellen Daten vervollständigt ist. Die eingezeichnete Kurve ist aus Shepherd & Churchwell (1996) entnommen.

massen deutlich unterhalb der Approximation von Shepherd & Churchwell (1996) liegen. Es deutet sich eine typische maximale Ausflußmasse weit unterhalb der von Hunter et al. (1997) angegebenen Ausflußmasse für G45.12 an (Beuther 2004). In diesem Kontext ist die oben gezeigte Neubetrachtung von G45.12 und G45.07 bedeutend.

Jets des stellaren schwarzen Lochs GRS1915+105 Abbildung 2.16 zeigt die drei Spektren des vorliegenden Datensatzes bei der IRAS Punktquelle 19124+1106 bei einer Auflösung von 2'. Die Spektren zeigen eine breite Emission im Bereich 50-65km/s. Eine deutliche schmale Erhöhung zeigt sich bei 55.4km/s, hier übersteigt ferner die Intensität der CO3-2 Linie die der CO2-1 Linie, entgegen dem Durchschnitt der gesamten Linie.

Ähnlich geartete Spektren finden sich zahlreich im vorliegenden Datensatz. Interpretiert werden können sie damit, daß der schmale Emissionspeak mit

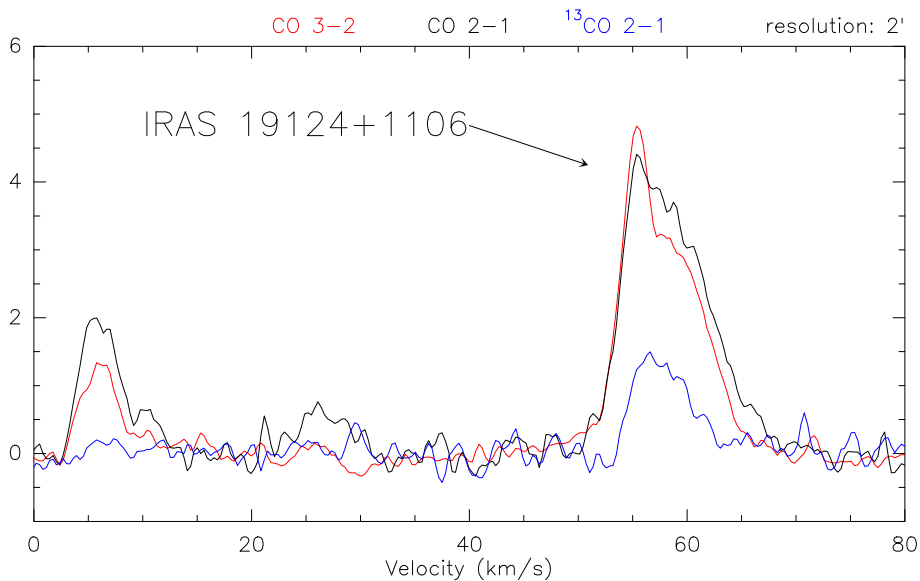


Abbildung 2.16: Spektren in CO3-2, CO2-1 und ¹³CO2-1 des vorliegenden Datensatzes bei einer Auflösung von 2' an der Position der IRAS Punktquelle 19124+1106.

einem Wolkenkern korrespondiert, bei dem die Linienverhältnisse auf einen Temperaturgradienten hindeuten; eine ausführliche Diskussion solcher Linienverhältnisse folgt in Kapitel 4. Die breite Emission entspricht der Emission der Wolke, in die dieser warme, möglicherweise sternbildende Kern eingebettet ist. In der Regel finden sich an solchen Positionen MSX A-Band Punktquellen, die auf das Vorhandensein von Protosternen hindeuten.

Auch im Fall von IRAS 19124+1106 findet sich dieser Hinweis. Zusammengekommen bedeutet dies, daß aufgrund der vorliegenden Daten hier von einem sternbildenden Wolkenkern ausgegangen werden kann. Dies widerspricht der Annahme von Chaty et al. (2001), daß es sich hierbei um einen Auftreffpunkt des relativistischen Jets des stellaren schwarzen Lochs GRS 1915+105 handelt.

Sollte jedoch tatsächlich in dieser Entfernung von GRS 1915+105 ein Auftreffpunkt eines Jets liegen, dann ist der vorliegende Datensatz ideal zur Identifizierung geeignet. Weicht man von der exakten Jetachse in unmittelbarer Umgebung von GRS 1915+105 ab, so sind zwei mögliche Assoziationen denkbar:

Zum einen erscheint in der Kanalkarte 62.45km/s in Abbildung 2.8 ausgehend von der Wolke G45.45 nach Nordosten eine gerade Kante, die in etwa in

ν [GHz]	θ	Teleskop	ref
0.178	23'	Cambridge	Holden & Caswell (1969)
0.330	1.2'	VLA-C	Subrahmanyam & Goss (1996)
0.408	2.65'	Molonglo	Shaver & Goss (1970)
1.4	5''	VLA-B	Zoonematkermani et al. (1990)
1.408	94''	Effelsberg	Reich et al. (1990)
2.695	5.1'	Effelsberg	Duncan et al. (1999)
4.875	2.6'	Effelsberg	Altenhoff et al. (1979)
4.8601	0.4''	VLA-B	Wood & Churchwell (1989)
5	4'	Parkes	Goss & Shaver (1970)
8.35	9.7±0.1'	Green Bank	Langston et al. (2000)
10	3'	Nobeyama	Handa et al. (1987)
10.05	2.7'	Nobeyama	Sofue (1985)
14.940	0.4''	VLA-B	Wood & Churchwell (1989)
14.35	6.6±0.2'	Green Bank	Langston et al. (2000)

Tabelle 2.8: Radio Kontium Karten der Region G30-31

Richtung von GRS 1915+105 bei $l=45^\circ.40$ und $b=-0^\circ.29$ extrapoliert werden kann.

Zum anderen erscheint bei $v=5.5\text{km/s}$ in Assoziation mit der IRAS Punktquelle 19128+1104 in Abbildung 2.5 eine kleine Quelle, deren nördlicher Teil in Richtung der Jetachse von GRS 1915+105 liegt. Nimmt man für diese Quelle die entfernte Position an, so ergibt sich kinematisch ein Abstand von $\sim 11\text{kpc}$ in Übereinstimmung mit der Entfernungsbestimmung von Fender et al. (1999) für GRS 1915+105.

2.4 G30-31

2.4.1 Literatur

Unterteilt man die bisherigen Beobachtungen gleichsam zu der Unterteilung der Literatur zu Feld G45-46, dann beschränkt sie sich auf die Beobachtung von Kontinuumskartierungen sowie die Beobachtung molekularen Materials an ausgewählten Positionen. Eine Kartierung des molekularen Materials, abgesehen von den in Tabelle 1.1 gezeigten Surveys mit schlechter Detailauflösung, sowie vor allem deren Analyse, stand somit noch aus.

Kontinuumssurveys Die Kartierungen dieser Region im Radio Kontinuum in verschiedensten Frequenzen wurden in ähnlichem Umfang wie im Feld

G45-46 durchgeführt und sind in Tabelle 2.8 zusammengefaßt.

Die erste Beobachtung erfolgte durch Westerhout (1958) bei 1.4 GHz mit einer Auflösung von $0^{\circ}.57$. Seither wird die Region mit dem Peak bei $l=30.8$, $b=-0.1$ mit W43 bezeichnet (Quelle 43 in der Liste¹ von Westerhout (1958)).

Mit verbesserter räumlicher Auflösung erfolgte die Auflösung dieser Region in verschiedene Wolken, wie z.B. in Abbildung 2.33 zu sehen ist. Man bezeichnet den Westerhout-Peak $l=30.8$, $b=0.0$ weiterhin mit W43 bzw. W43 main. Lester et al. (1985) bezeichneten zwei Subkomponenten dieser Region mit W43N und W43S. Andere Autoren bezeichnen jedoch die Position G29.96-0.02 mit W43S (Riley et al. 1982). Ich werde daher im folgenden die Region um $l=30.8$ mit W43 und die Region um $l=29.96$ mit G29.9 bezeichnen.

Einzelpositionen Einige Positionen des Feldes G30-31 wurden detailliert in vielen Spektrallinien untersucht. In der Regel konzentriert sich das Interesse hierbei auf die beiden Hauptquellen, W43 und G29.96-0.02.

Das molekulare Material des Feldes G30-31 wurde erstmals von Wilson et al. (1974) mit der 11-Meter-Antenne des NRAO auf Kitt Peak beobachtet. Abbildung 2.17 zeigt die Eckdaten der mit einer Auflösung von $70''$ beobachteten CO1-0 Spektren. Wilson et al. (1974) fanden an vielen der untersuchten Positionen mehrere Komponenten bei Geschwindigkeiten zwischen 68 und 118 km/s. Ferner hatten sie bei zwei Positionen das Isotop ^{13}CO beobachtet. Im Vergleich von W43 und G29 erkennt man, daß zwar die Quelle W43 komplexer ist, der absolute CO Peak dieser Untersuchung jedoch in G29 bei $v=100\text{km/s}$ liegt.

Shibai et al. (1991) zeigten, daß im Feld G30-31, speziell in W43 die für den Bereich $30^{\circ} \leq l \leq 51^{\circ}$, $|b| \leq 1^{\circ}$ der Fluß der $158 \mu\text{m}$ CII Linie am stärksten ist, ein Hinweis auf hohe Sternentstehungsaktivität.

Motte et al. (2003) untersuchten einen Bereich von $10' \times 12'$ um den W43 main Komplex anhand von submm-Kontinuumsdaten bei 1.3mm mit MAMBO und $350\mu\text{m}$ mit SHARC, jeweils mit einer räumlichen Auflösung von ca. $11''$. Sie

¹Westerhout (1958) gibt Quellen im Galaktischen Koordinatensystem I an, seither verwendet man jedoch das Galaktische Koordinatensystem II. Der Ursprung des neuen Systems $l^{II}=0$, $b^{II}=0$ entspricht $l^I=327^{\circ}.69$, $b^I=-1^{\circ}.40$ (Gal 1959).

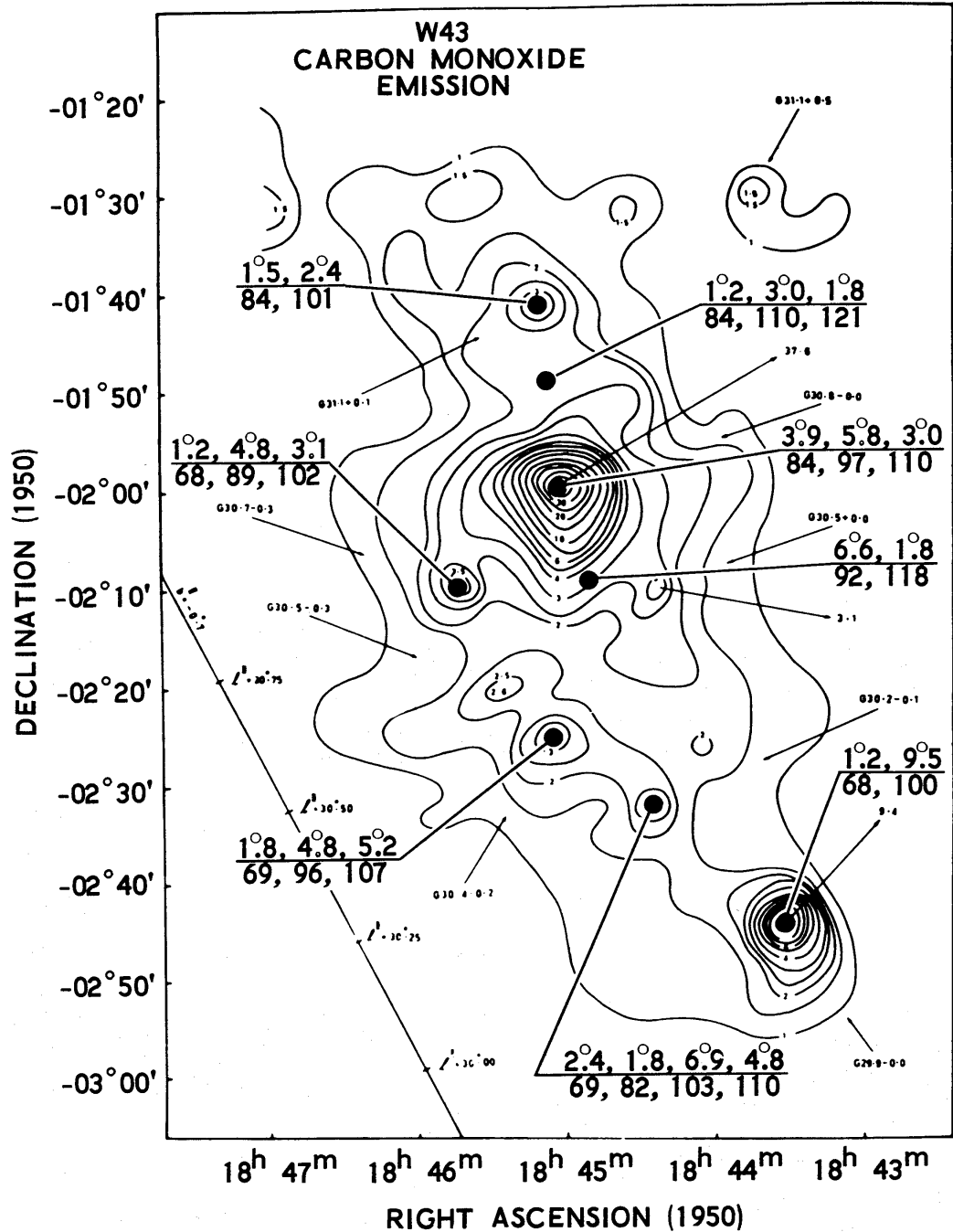


Abbildung 2.17: Gezeigt ist die Fig.7 aus Wilson et al. (1974), in der einer 6cm Radiokontinuumskarte von Goss & Shaver (1970) die CO(1-0) Beobachtungen ausgewählter Positionen im W43 Komplex markiert sind.

fanden eine hohe Zahl dichter Kerne, bei denen es sich wahrscheinlich um Protocluster handelt. Diese sehr aktive Sternentstehungsregion bezeichneten Motte et al. (2003) als *Galactic ministarburst region*, die als Miniaturmodell einer Starburst Galaxie herangezogen werden könnte.

Kontext dieser Region Einige Autoren diskutieren eine interessante großskalige Struktur innerhalb des Feldes G30-31 aufgrund von Radio Kontinuums Daten. Subrahmanyan & Goss (1996) beschreiben eine bogenförmige Struktur mit einer Winkelausdehnung von $70'$. Diese durchläuft den W43 Komplex in etwa von Nordwest nach Südost und ist schon in den Karten von Goss & Shaver (1970) zu sehen. Dieser Bogen sei möglicherweise eine Superblase, produziert durch eine Assoziation von massiven Sternen in diesem Komplex oder er könnte das Überbleibsel eines sehr alten SN Überrest sein. Sofue (1985) sprechen von einem Galaktischen *Bow-Shock* (siehe Abbildung 2.18) und nehmen folgenden Bildungsmechanismus an: Gemäß der *galactic shock wave Theorie* wird ein Schock bei einem Durchgang von interstellarem Gas durch eine Spiral-Dichtewelle gebildet. Der Schock komprimiert das Gas und das am Gas haftende Magnetfeld; dies führt zur Bildung eines dichten, magnetisierten und geschockten Spiralarms, in welchem daher verstärkt Sternentstehung stattfinden soll, was die Entstehung der vielen HII-Regionen erklären würde.

Träfe ferner das Interarmgas überschallschnell auf solch einen magnetisierten Arm, dann würde auf der Vorderseite des Arms ein solcher *Bow-shock* gebildet werden. Die Interpretation von Sofue (1985) ist daher die, daß Abbildung 2.18 einen Querschnitt einer Wellenfront eines Galaktischen Schocks in diesem Spiralarms zeigt. Sofue (1985) betonen, daß die meisten Sternentstehungsregionen im W43 Komplex diesem Bogen nachgelagert sind (siehe Abbildung 2.18). Diese Strukturen sind ferner von Nelson et al. (1984) und Liverts (2000) modelliert worden.

Ferner erkennt Sofue (1985) diese Struktur in den CO 1-0 Karten integrierter Intensität von Dame et al. (1986), mit entsprechend schlechterer räumlicher Auflösung, bei $v=90-100\text{km/s}$. Dies zeige, daß das CO Gas des Bogens dieselbe Geschwindigkeit wie die des W43 Komplexes habe und daher evtl. mit W43 physikalisch assoziiert sei.

Duncan et al. (1999) finden starke polarisierte Emission zwischen $l=20-45^\circ$ bei Galaktischen Breiten von $|b|\geq 2.0^\circ$. Diese erreicht ihr Maximum bei $l=30.0$, $b=-2.0$. Der von Sofue (1985) diskutierte Bildungsmechanismus ei-

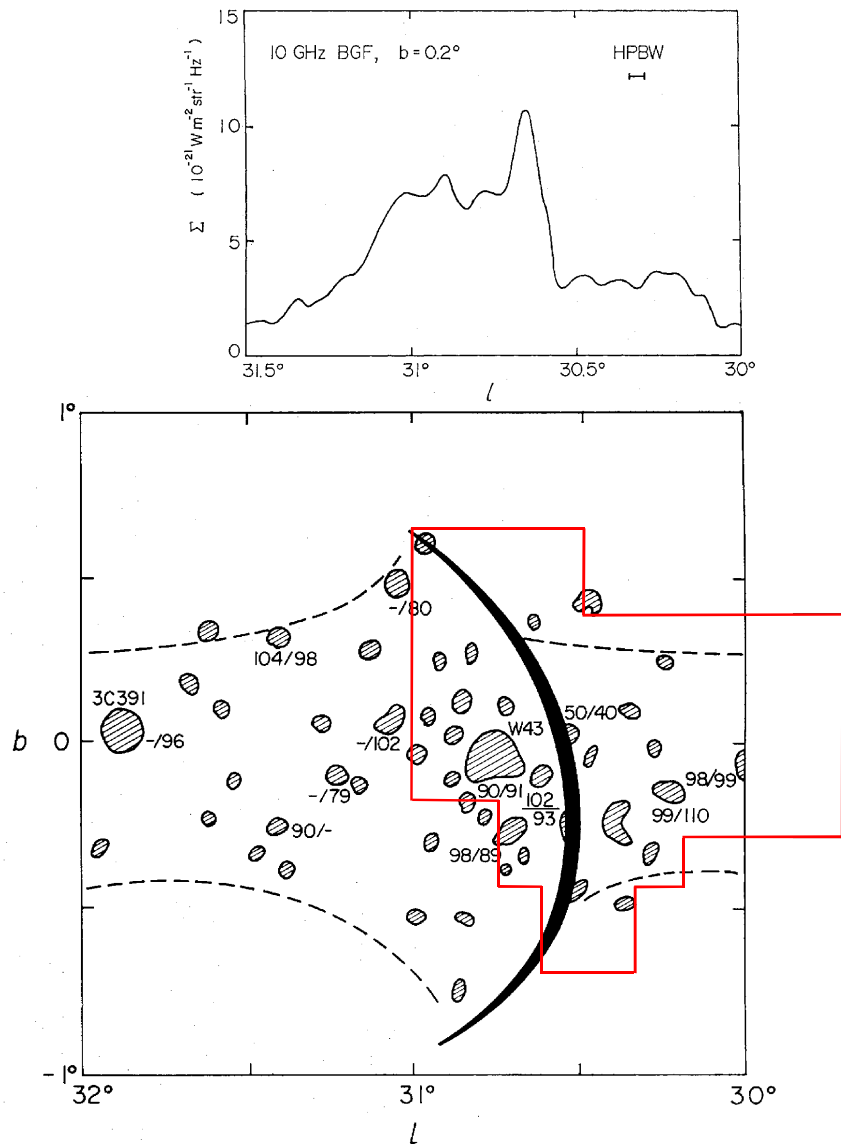


Abbildung 2.18: Die gezeigten Graphiken sind aus Sofue (1985) entnommen; der zugrundeliegende Datensatz ist ein 10 GHz Radio Kontinuums survey mit einer räumlichen Auflösung von $2.7'$. Das **untere Bild** zeigt schematisch den von den Autoren diskutierten *Bow-shock* um $30.5+0.0$. Schraffiert dargestellt sind HII-Regionen und diskrete Quellen. Zu beachten sei die Häufung von Quellen hinter bzw. in dieser Sicht links vom *Bow-shock*. Einigen Quellen wurden die v_{lsr} von $v(\text{H}110\alpha)/v(\text{H}_2\text{CO})$ nach Downes et al. (1980) zugeordnet. Überlagert sind die Umrandungen des KOSMA-Feldes G30-31 dargestellt. Das **obere Bild** zeigt eine Helligkeitsverteilung durch diesen *Bow-shock* bei einer konstanten Galaktischen Breite von $b=0.2^\circ$. Die Verteilung suggeriere eine Schock-Struktur, zusammengepreßt durch einen Fluß von rechts nach links in dieser Abbildung (Sofue 1985).

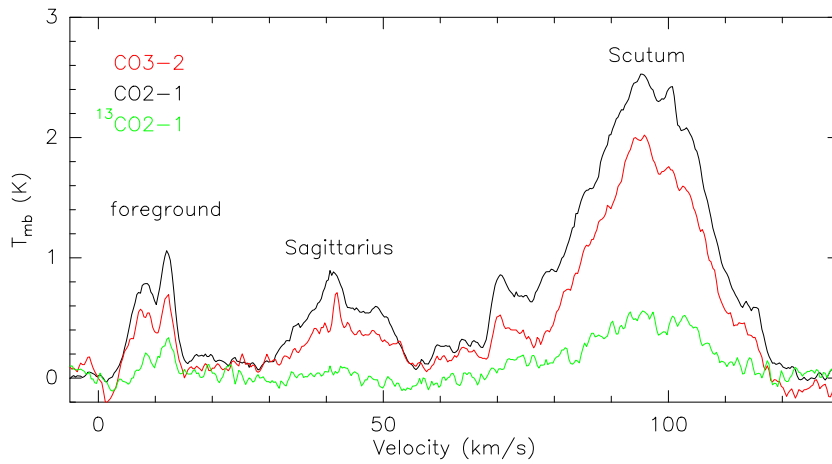


Abbildung 2.19: Summenspektren des Feldes G30-31. Die Tangentenpunktgeschwindigkeit liegt für $l=29^\circ.7$ bei $v_{tg}=105.5\text{km/s}$ und für $l=31^\circ.0$ bei $v_{tg}=101.5\text{km/s}$.

nes Galaktischen *Bow-Shocks* suggeriert einen möglichen Zusammenhang zur starken polarisierten Emission bei höheren Galaktischen Breiten, wie ihn Duncan et al. (1999) finden. Duncan et al. (1999) finden über große Breiten eine starke Antikorrelation von polarisierter Emission und starker HI-Emission. Sie ordnen diese aufgrund der zugehörigen Geschwindigkeiten dem nahegelegenen Teil des Sagittarius Spiralarms zu. Das dichte HI-Material im Vordergrund wirke wie ein Farady screen und depolarisiere die polarisierte Strahlung des Hintergrunds. Dies geschehe bei einer zunehmenden Dichte thermischer Partikel bei dichten HI-Regionen, oder durch ein auf Größenskalen von $\approx 10\text{pc}$ verwirbeltes Magnetfeld, oder beidem (Duncan et al. 1999).

2.4.2 Ergebnisse

Summenspektrum Die Summenspektren der vorliegenden Datensätze des Feldes G30-31 sind in Abbildung 2.19 dargestellt. Sie spalten in die drei Geschwindigkeitsbereiche $0\text{-}20\text{km/s}$, $30\text{-}55\text{km/s}$ und $70\text{-}120\text{km/s}$ auf, wobei die Geschwindigkeiten von $30\text{-}120\text{ km/s}$ nach Abschnitt 2.1 kinematisch dem GMR zugeordnet werden können. Im Kontrast zum Feld G45-46 erscheint der GMR im Mittel dieses Feldes somit nicht als eine einzelne Komponente. Da die gemittelte Intensität innerhalb von $30\text{-}120\text{km/s}$ wieder auf Null absinkt, scheint keine durchgehende Materialverteilung entlang des Sehstrahls vorzuliegen.

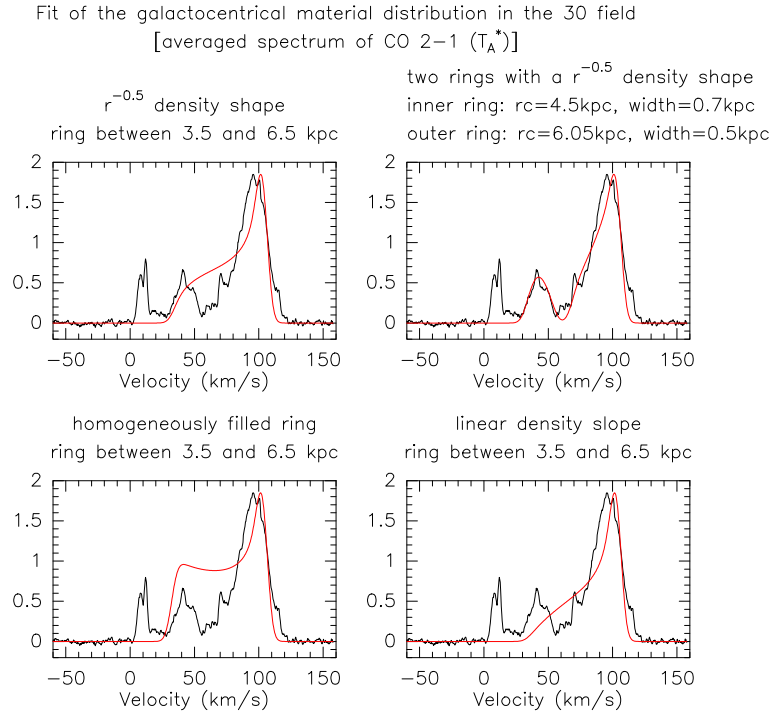


Abbildung 2.20: Fit am Summenspektrum. Unter der Annahme stetiger Materialverteilung entlang des Sehstrahls sind verschiedene Dichtefunktionen geplottet. Links unten ein homogen gefüllter Ring, rechts unten ein Ring, dessen Dichte vom mittleren Ring nach außen hin linear abnimmt, links oben ein Ring, bei dem dieser Abfall gemäß einer Wurzelfunktion verläuft. Rechts oben ein Fit zweier nicht überlappender Ringe.

In Abbildung 2.20 sind verschiedene Materialverteilungen abhängig vom Galaktischen Radius am Beispiel des CO2-1 Summenspektrums gefittet. Der Fit basiert auf einer stetigen Verteilung optisch dünner Materials entlang der Sichtlinie. Verschiedene Dichtefunktionen abhängig vom Galaktischen Radius sind dargestellt. Unabhängig von der Dichtefunktion erkennt man, daß bei der maximalen Geschwindigkeit, der um die Tangentenpunktgeschwindigkeit, eine erhöhte Intensität erwartet wird. Dabei handelt es sich um einen reinen Projektionseffekt.

Es ist nicht möglich, diese Summenspektren mit einem durchgehenden Ring zu modellieren. Abbildung 2.20 zeigt diesen Fitversuch mit drei unterschiedlichen Dichteprofilen. Unter der Annahme zweier völlig getrennter konzentri-

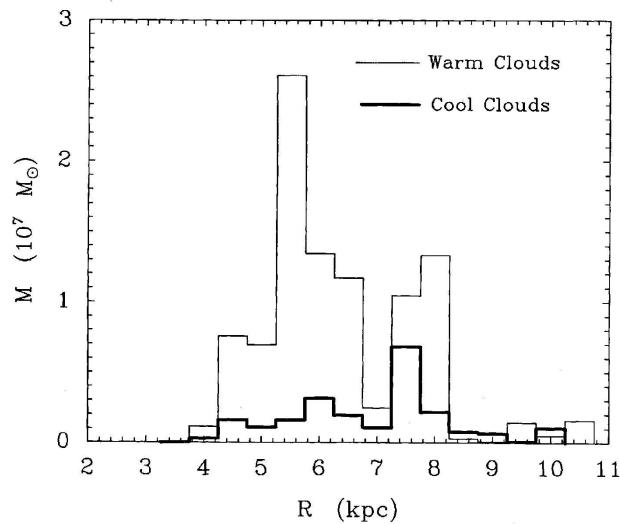


Abbildung 2.21: Gezeigt ist die Fig.6 aus Solomon & Rivolo (1989), die die Verteilung von CO Wolken abhängig vom Galaktischem Radius zeigt, separiert für warme und kalte Wolken.

scher Ringe kann das Summenspektrum jedoch relativ gut angefitet werden (siehe Teilbild rechts oben im Abbildung 2.20). Der innere Ring hat in diesem Fall einen Galaktischen Radius von 4.05 kpc und eine Dicke von 0.7 kpc. Der äußere Ring hat einen Galaktischen Radius von 6.05 kpc und eine Dicke von 0.5 kpc.

In Abbildung 2.21 ist die Verteilung von CO Wolken mit Galaktischem Radius gezeigt (Solomon & Rivolo 1989). Man erkennt zwei Peaks in der radialen Verteilung der Molekülwolken im ersten Quadranten. Skaliert man die x-Achse im Plot von Solomon & Rivolo (1989) mit 8.5/10 auf die heute üblichen Maße, dann liegen die beiden Peaks ziemlich genau auf den Radien der beiden Ringe, die ich mit Hilfe des Fits am Summenspektrum des Feldes G30-31 ermittelt habe.

Dies stützt folglich die in Abschnitt 1.2.3 diskutierte Aufspaltung des GMR in zwei Spiralarme, dem inneren Scutum- und dem äußeren Sagittarius-Arm.

Kanalkarten Abbildungen 2.22-2.30 zeigen ausgewählte Kanalkarten des vorliegenden Datensatzes des Feldes G30-31.

Bei niedrigen Geschwindigkeiten um 5 und 7 km/s finden sich in Abbildung 2.22 große Wolken ohne Korrelation zu IRAS Quellen und Maser Positionen. Sie sind wenig ausgedehnt in Geschwindigkeit und nicht sichtbar in $^{13}\text{CO-1}$. Um 12 km/s (Abbildung 2.23) findet sich eine intensive ausgedehnte Wolke,

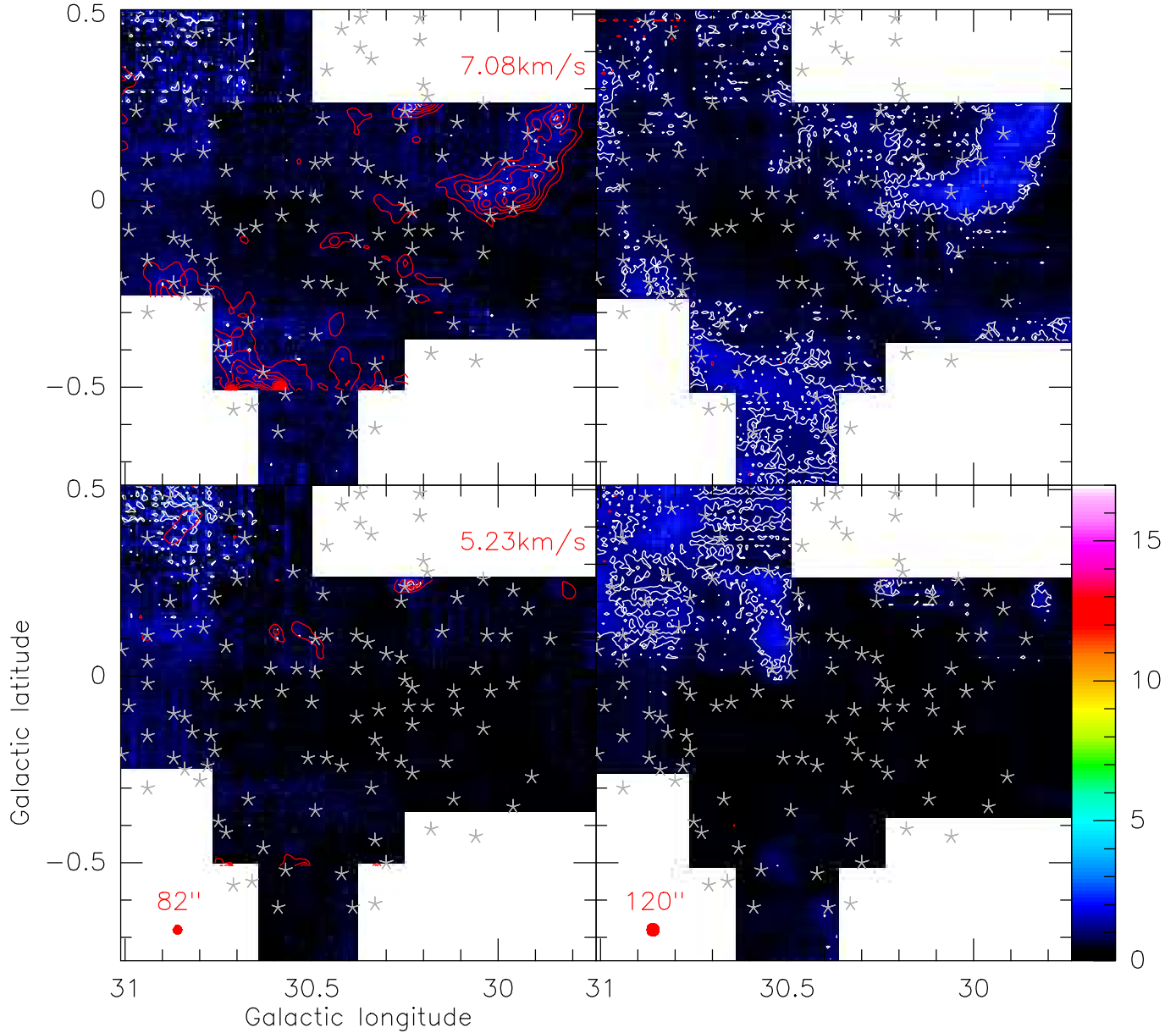


Abbildung 2.22: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5. Die ^{13}CO 1-0 Daten fehlen südlich $b=-0.5$ und im Südwesten unterhalb $l=30.2$ und $b=-0.1$ des mit KOSMA gemessenen Bereichs. Blaue Dreiecke zeigen CH_3OH MASER (Caswell et al. 1995; Szymczak et al. 2002), rote Dreiecke zeigen OH MASER (Braz & Epchtein 1983; Argon et al. 2000) und türkise Dreiecke zeigen H_2O MASER (Palagi et al. 1993).

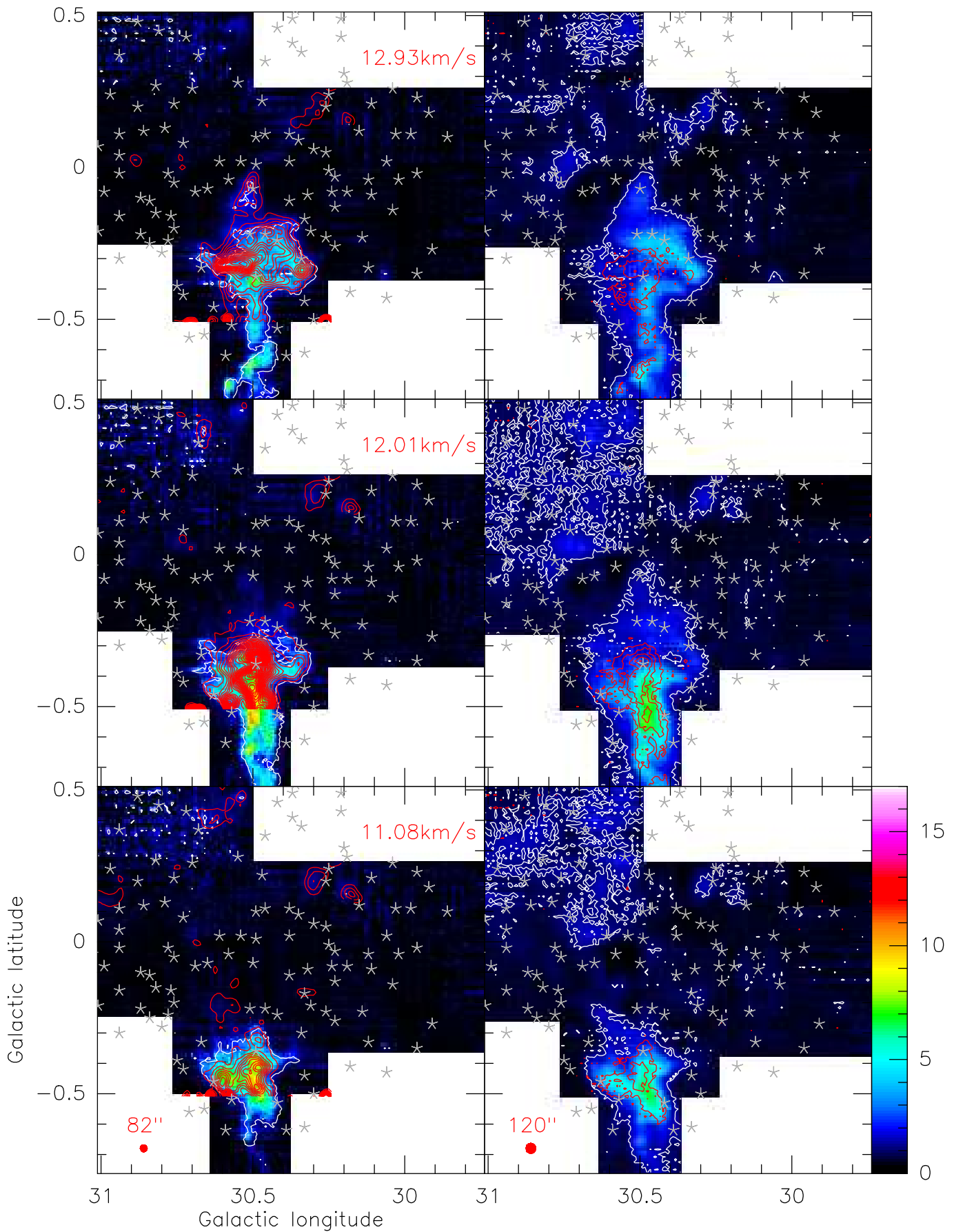
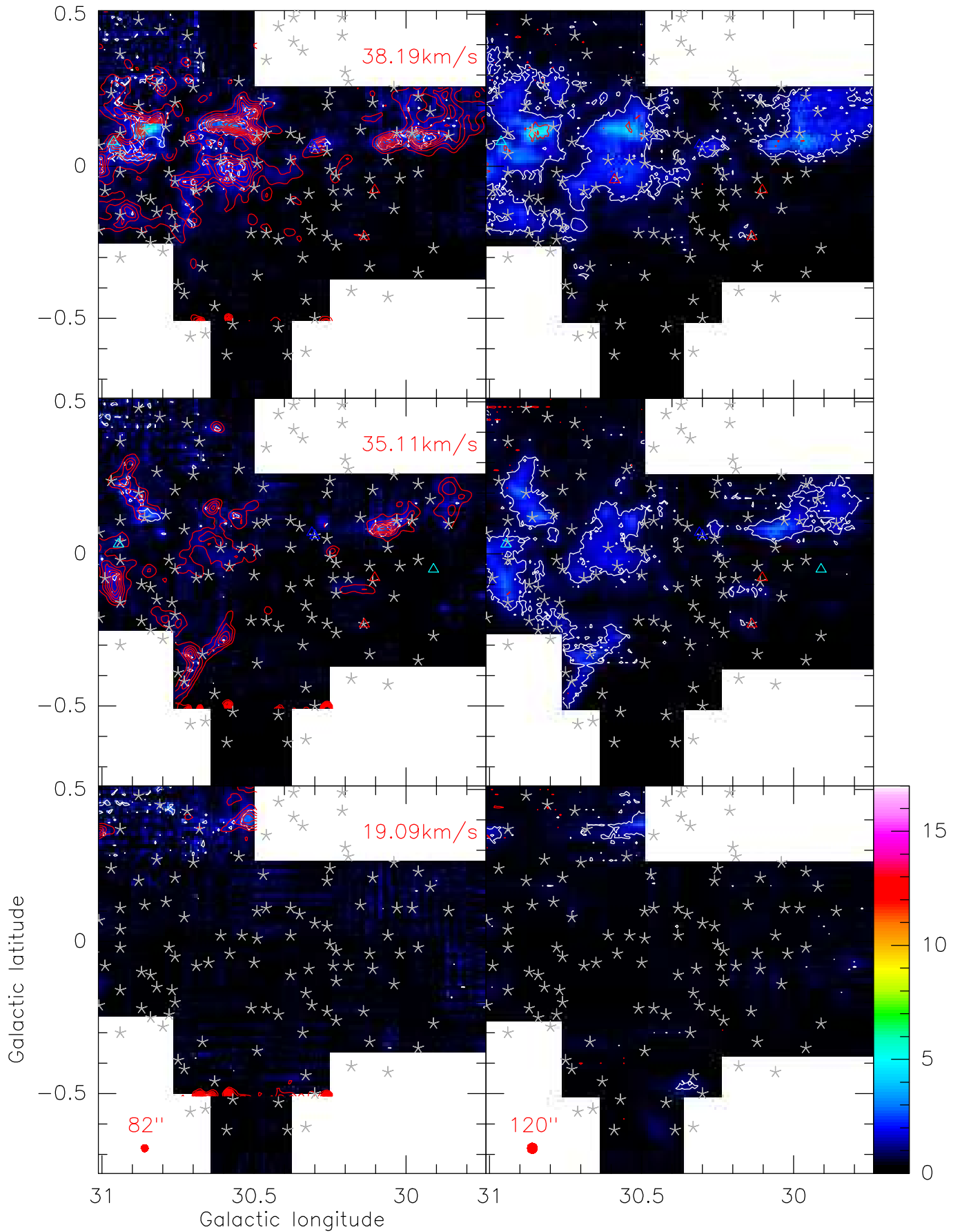


Abbildung 2.23: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5. **speziell:** Gezeigt sind Kanalkarten der ausgedehnten Vordergrundwolke.

Abbildung 2.24: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5.

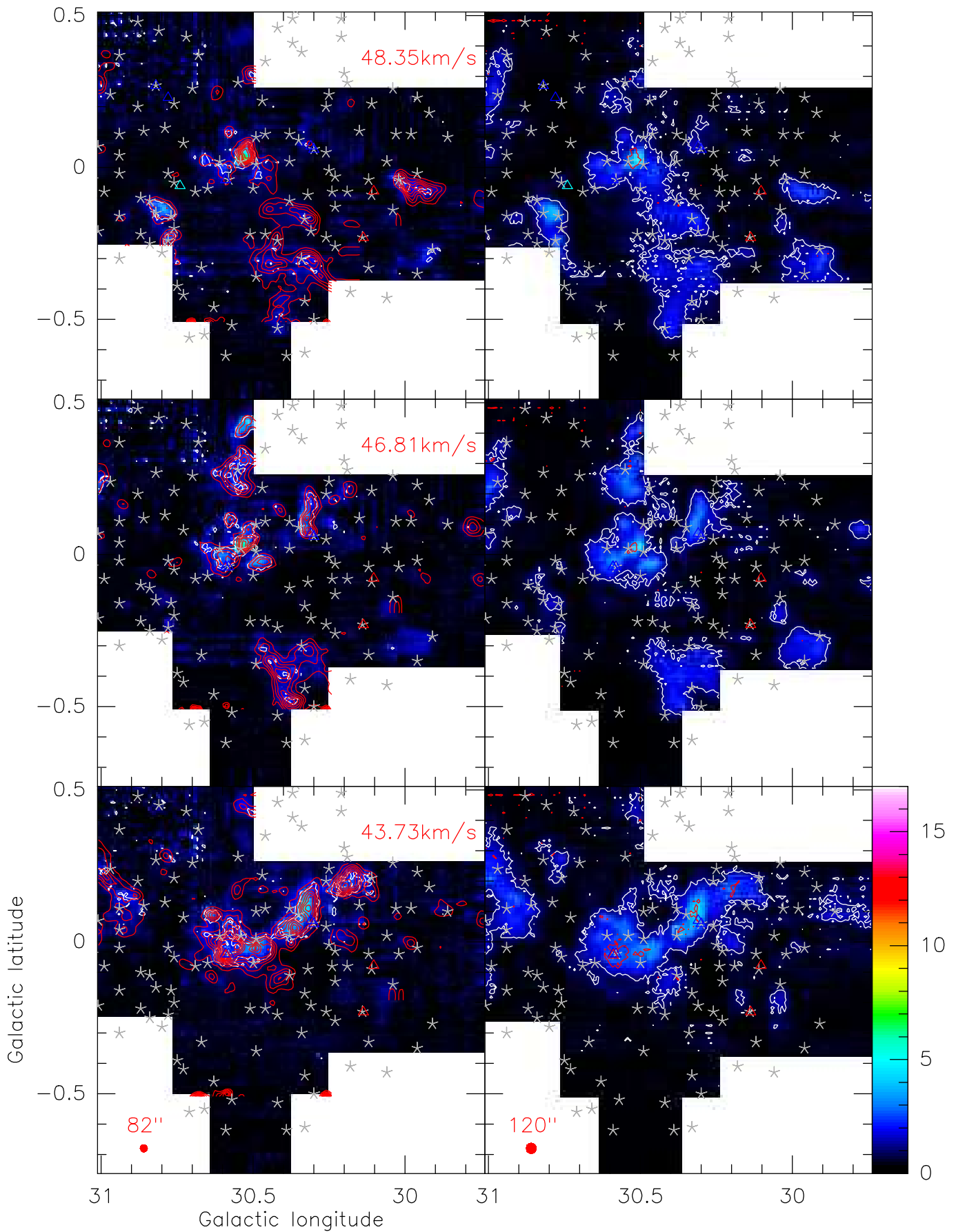


Abbildung 2.25: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5. **speziell:** Emission im Sagittarius-Arm.

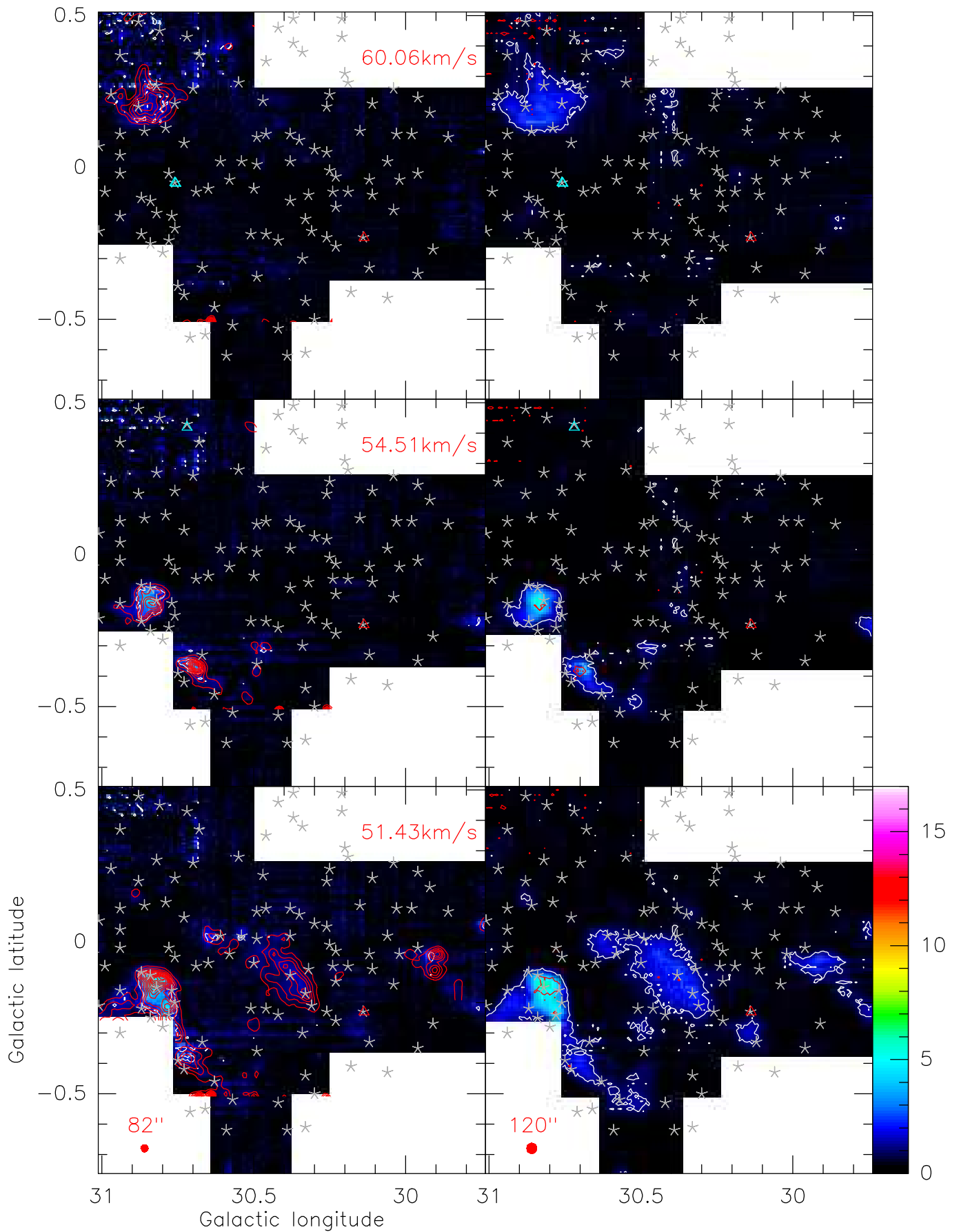
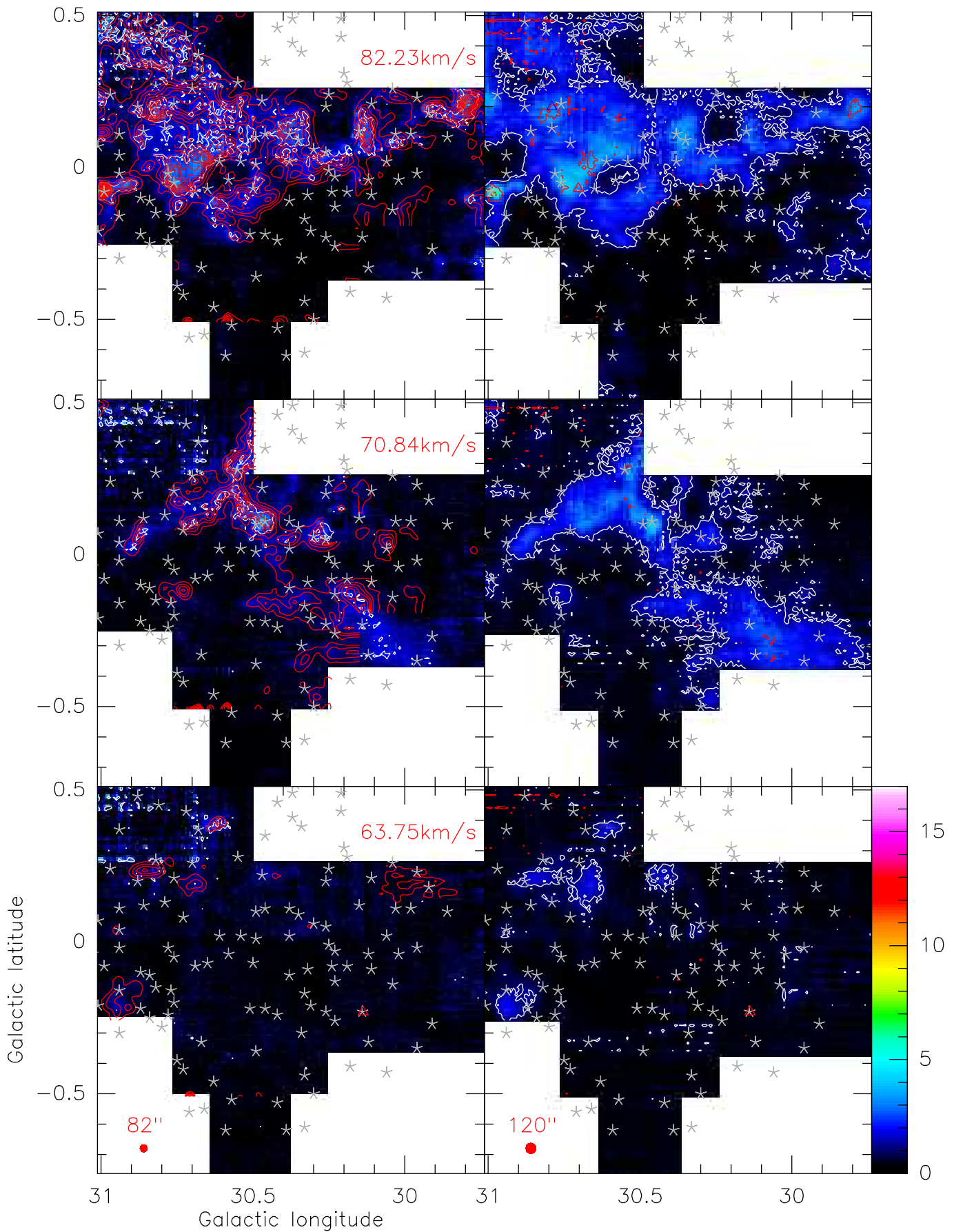


Abbildung 2.26: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5. **speziell:** Emission im Sagittarius-Arm.

Abbildung 2.27: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5.

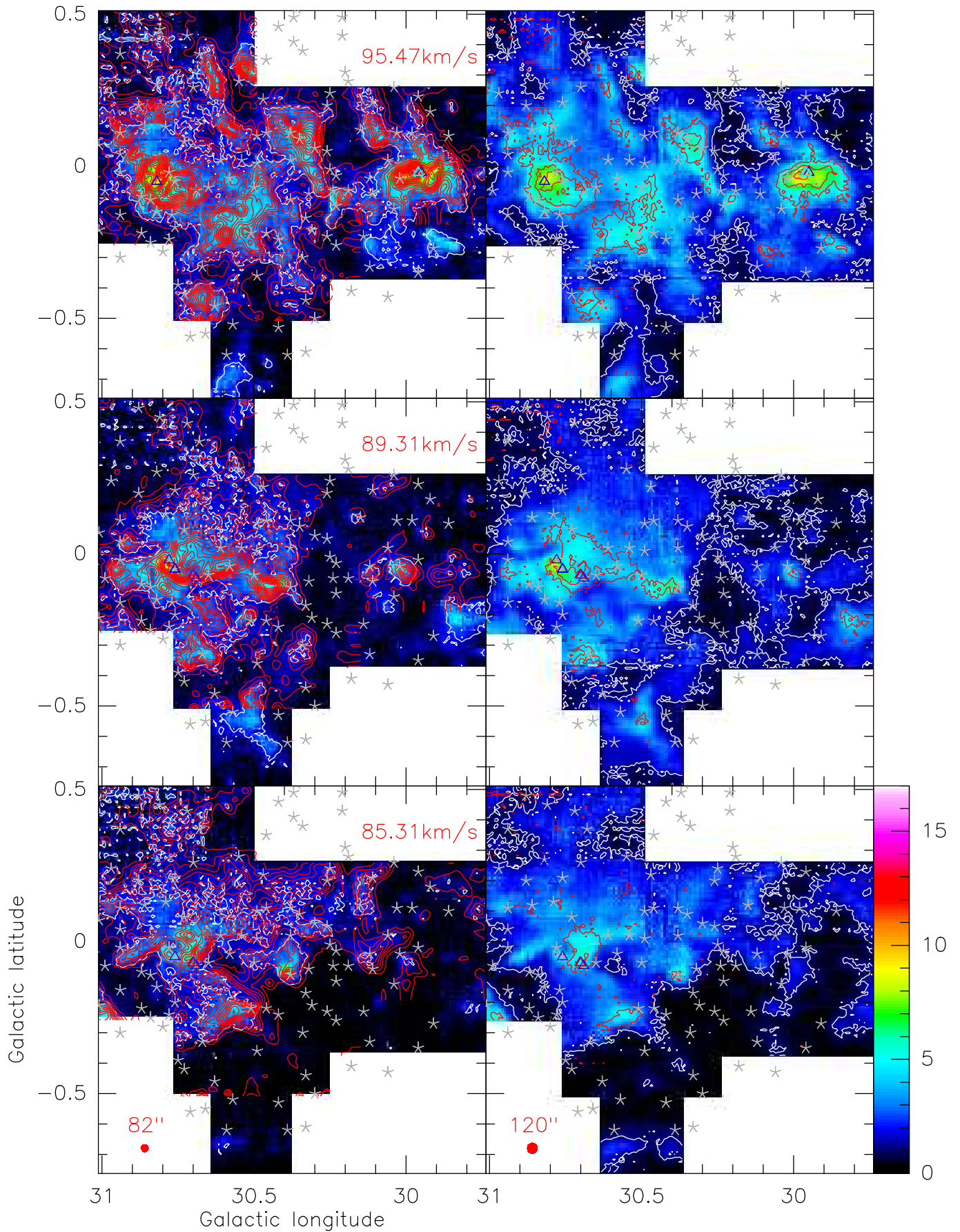


Abbildung 2.28: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5. **speziell:** Emission im Scutum-Arm.

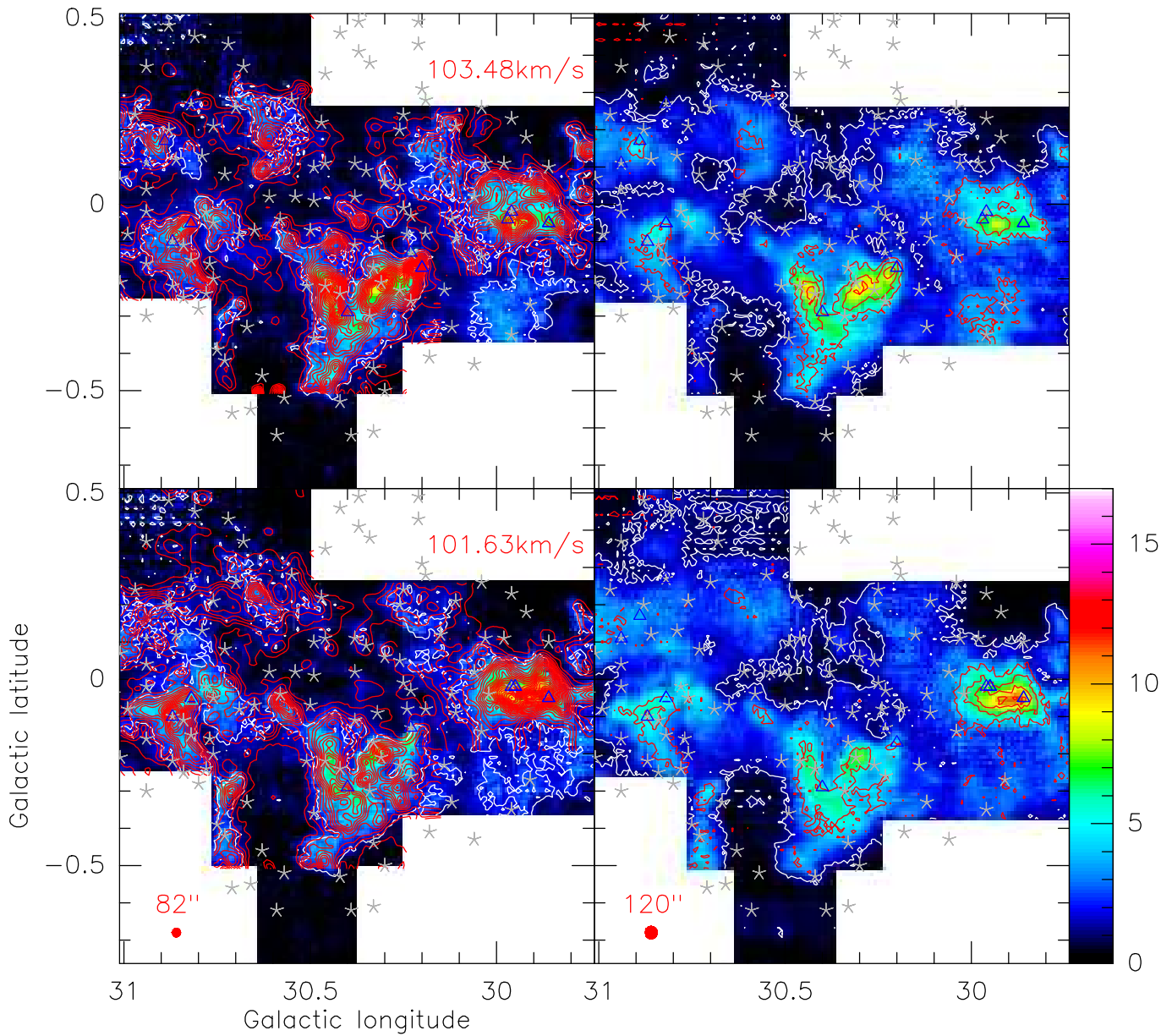


Abbildung 2.29: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5. **speziell:** Emission im Scutum-Arm.

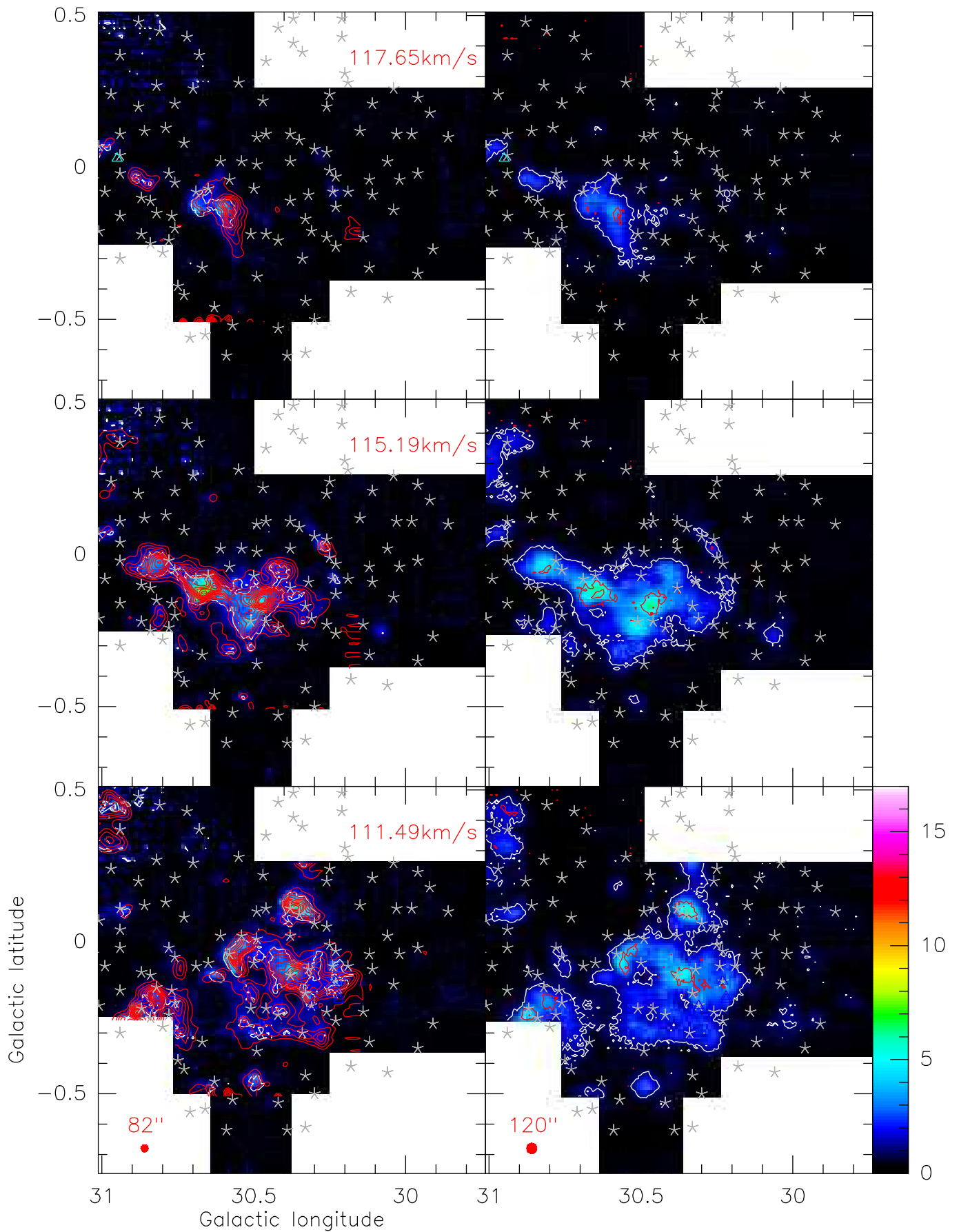


Abbildung 2.30: **generell:** Siehe Bildunterschrift Abbildung 2.5. **speziell:** Emission im Scutum-Arm.

die aufgrund ihrer Größe und des Abstandes zur Galaktischen Ebene als nah liegend klassifiziert werden kann. Hieraus ergibt sich ein Abstand von 1.0 kpc. Die Ausdehnung dieser Wolke ist $\geq 0.5^\circ$, was bei diesem Abstand ≥ 8.8 pc bedeutet. Bei der alternativen entfernten Entfernung von 13.6 kpc würde dies eine Ausdehnung von ≥ 120 pc bedeuten. Auch diese große lineare Größe wäre nicht ungewöhnlich. Die Ausdehnung dieser Wolke reicht allerdings bis zu 0.8° unterhalb der Galaktischen Ebene, was im Falle der entfernten Positionierung einem maximalen linearen Abstand zur Ebene von 190 pc bedeuten würde. Würde man eine solche Wolke bei der entsprechenden nahen Entfernung derart weit von der Galaktischen Ebene positionieren, dann läge sie mehr als 10° von der Ebene entfernt. Die Zahl solch großer Wolken bei diesen Galaktischen Breiten ist jedoch gering. Diese Wolke läge somit bei dem entfernten Abstand in den Bereich lineare Abstände zur Galaktischen Ebene, in dem sogenannte High Latitude Clouds (HLC) liegen. Eine HLC der Ausdehnung von 120 pc wäre jedoch äußerst außergewöhnlich. Somit ist es sehr wahrscheinlich, daß es sich hierbei um eine 1.0 kpc entfernte nahegelegene Molekülwolke innerhalb der Milchstraßenebene handelt. Die IRAS Punktquelle 30.49-0.36 (IRAS 18456-0223, ~ 12 km/s) kann mit dieser Molekülwolke assoziiert werden.

Nach einer relativ großen Lücke im Geschwindigkeitsraum, mit der Ausnahme der kleinen am Rand der Karte auftauchenden Wolke bei 19 km/s, finden sich die nächsten Wolken bei ~ 35 km/s (Abbildung 2.24). Zwischen 35 und 63 km/s (Abbildungen 2.24-2.27) finden sich viele Wolken, häufig jedoch ohne Hinweise auf Sternentstehungsaktivität. Einige Wolken können mit IRAS Punktquellen assoziiert werden (siehe Tabelle 2.10), die teilweise mit Maser Linien räumlich assoziiert sind. In einigen Fällen könnte man eine weitere weiche Assoziation vermuten, stellt aber bei Betrachtung der übrigen Geschwindigkeitsbereiche fest, daß diese Assoziation viel wahrscheinlicher mit der in Tabelle 2.10 angegebenen Geschwindigkeitskomponente zutrifft. Nicht auszuschließen ist jedoch, daß diese IRAS Punktquellen-Assoziationen hin und wieder durch eine zufällige Überlagerung in der Projektion doppeldeutig sind. Bei ca. 50 km/s nimmt die Wolkenzahl deutlich ab, bei ca. 60 km/s ist kaum eine Wolke zu sehen. Diese Lücke bis ca. 70 km/s spiegelt sich im Summenspektrum (Abbildung 2.19) wider.

Bei 70 km/s und bei 82 km/s (Abbildung 2.27) sind groß ausgedehnte Wolken zu sehen, die über den beobachteten Bereich hinausreichen. Beide Wolken sind jedoch deutlich unterschiedlich angeordnet und daher unkorreliert.

Das Emissionsgebiet bei 82 km/s besteht aus weit ausgedehntem Material und einigen intensiveren Bereichen. Bei 85 km/s (Abbildung 2.28) hat sich das grobe Erscheinungsbild nicht verändert. Bei genauerer Betrachtung je-

doch erkennt man Variationen der Wolkenumrandung und der Position der intensiveren Bereiche. Übergehend zu höheren Geschwindigkeiten bleibt diese Art der Variation zwischen den Geschwindigkeitsbereichen ähnlich.

Bei 89 km/s erscheint bei $l=30.8$, $b=-0.1$ eine sehr intensive Region, die korreliert ist mit ein paar Maser Positionen und IRAS Punktquellen. Bei 95 km/s hat sich die Lage des Intensitätsmaximums leicht verschoben, die Maser Positionen von 89 km/s sind nicht mehr präsent; es zeigen sich andere Maser Positionen. Bei dieser Sternentstehungsregion handelt es sich um die Quelle W43.

Bei ca. $l=30.0$, $b=0$ erscheint bei 95 km/s eine weitere intensive Wolke, die mit IRAS Punktquellen und MASER Positionen korreliert; sie umfaßt die in der Literatur sehr ausführlich untersuchte Sternentstehungsregion G29.96-0.02, die gesamte Wolke bezeichne ich daher mit G29.9.

Bei 101 km/s ist die Intensität von W43 zurückgegangen, G29.9 hat sich weiter entwickelt und entsprechende Maser Positionen tauchen auf. Südlich von W43 erscheint eine weitere ausgedehnte und aktive Sternentstehungsregion. Zentral bei $l=30.4$, $b=-0.3$ erscheint schließlich eine Sternentstehungsregion, die ich im folgenden mit G30.4 bezeichnen werde. Bei 103 km/s wird G30.4 stärker, G29.9 geht langsam zurück.

Bei höheren Geschwindigkeiten > 110 km/s dünnt sich die Emission aus. Bei 111 km/s findet sich eine große Region zentral in der Karte, die ihre Form bis 115 km/s deutlich ändert. Wahrscheinlich durch Überlagerung verschiedener kleinerer Wolken. Die zentralen Regionen letzterer gehen bei höheren Geschwindigkeiten bis 120 km/s zurück.

Die gefundenen Assoziationen von IRAS Punktquellen mit CO Peaks sind wiederum in Tabelle 2.10 angegeben. Bei den Bereichen über 110 km/s kann keine klare Korrelation der CO Emission zu IRAS Punktquellen sowie Maserpositionen festgestellt werden.

Der Bereich 70-120 km/s kann anscheinend in zwei Teile unterteilt werden. Wie in den Abbildungen 2.27-2.30 zu sehen war, ist der Bereich ≥ 82 km/s zwar nicht konstant über die Geschwindigkeiten und enthält diverse scheinbar nicht miteinander assoziierte Sternentstehungsregionen, jedoch ist das grobe Erscheinungsbild ähnlich. Der Grund hierfür liegt in der weitverteilten CO Emission bei niedriger Intensität, die all diese Sternentstehungsgebiete in diesen Geschwindigkeitsbereichen umfaßt. Die Region um 70 km/s setzt sich von diesem Erscheinungsbild deutlich ab, indem dort nur eine einzige große Molekülwolke zu sehen ist. Diese Trennung zeigt sich auch im Summenspektrum durch einen relativ breiten Emissionsbereich zwischen 80 und 120 km/s, sowie einer davon leicht abgesetzten, wenn auch in Geschwindigkeiten nicht klar getrennten, Komponente bei 70 km/s.

Geschwindigkeitsstruktur In Abbildung 2.31 ist der Emissionsbereich des Scutum-Arms dargestellt. In Teilbild 1 ist die T_{peak} Karte gezeigt. Man erkennt viele Intensitätspeaks, vor allem im Bereich von $b \leq 0.3^\circ$. Die meisten dieser Peaks scheinen, mit bei niedriger Intensität strahlenden Material, miteinander verbunden zu sein. Der maximale T_{peak} Wert liegt bei ca. $l=30.32$, $b=-0.12$, d.h. in der Wolke G30.4. Nächststärker erscheint G29.9. Die Wolke W43 hingegen erscheint in der T_{peak} nicht außerordentlich stark.

In Teilbild 2 ist die Karte über 70-120 km/s integrierter Intensität gezeigt. Das grobe Erscheinungsbild ähnelt der T_{peak} in gleichem Maße, wie schon im Feld G45-46, d.h. man erkennt im Prinzip die gleichen Strukturen und Peakpositionen wieder, jedoch mit weniger Dynamik im Farbkeil. Die Emissionsbereiche in der Karte integrierter Intensität sind etwas breiter, was die grobe Struktur im Vergleich zur T_{peak} -Karte leicht verändert. Im Gegensatz zur T_{peak} -Karte dominiert hier die Region W43. Sie erscheint als ausgedehnter Bereich mit hoher integrierter Intensität. Die nächststärkere Region ist G29.9, die jedoch Substrukturen zeigt. Die Kerne der Wolke G30.4 erscheinen hier weniger stark.

Man kann eine klare Trennung des Emissionsbereichs in die Region G29.9 und einen nahezu durchgehenden Emissionsbereich östlich von $l=30.2$ erkennen. Vergleicht man diese Karten mit den Radiokontinuumskarten, so erkennt man auch in CO die Galaktische *Bow-Shock* Struktur (siehe Abbildung 2.18); westlich dieser Struktur sinkt die Intensität des Materials unter die 5σ -Grenze. Die T_{peak} -Karte stärkt die Aussage von 2.18, daß es östlich dieser *Bow-Shock* Struktur mehr Sternentstehungsregionen zu geben scheint. Tatsächlich finden sich mehr CO-Peaks auf dieser Seite.

Vergleicht man diese Region mit dem G45-46 Feld, so finden sich prinzipielle Ähnlichkeiten zwischen der Region G29.9 und der Region G45.45: Bei vergleichbarer Größe sowohl linear als auch in Winkeln, haben beide Wolken etwa gleichviele Kerne. Die große Region östlich der *Bow-Shock* Struktur unterscheidet sich von G45-46 gänzlich in ihrer Größe und in der Anzahl der Kerne.

Südlich der Wolke G29.9 ist eine leicht fragmentierte Ringstruktur sowohl in der T_{peak} -Karte als auch in der Karte integrierter Intensität zu erkennen.

In Teilbild 3 ist die v_{peak} -Karte gezeigt, die die zur T_{peak} -Karte zugehörigen Geschwindigkeiten darstellt. Es zeigen sich viele kleine farblich zusammenhängende Bereiche. Analog zur Diskussion des Feldes G45-46 repräsentieren diese Bereiche die dominanten Bereiche verschiedener sich überlappender Wolken. Klar zu sehen ist, daß die in der T_{peak} -Karte auftauchenden Kerne alle unterschiedliche Geschwindigkeiten haben. In dieser Darstellung scheinen andere Bereiche miteinander assoziiert zu sein, als man es in der Karte integrierter Intensität vermuten würde. Dort wird das menschliche Auge ver-

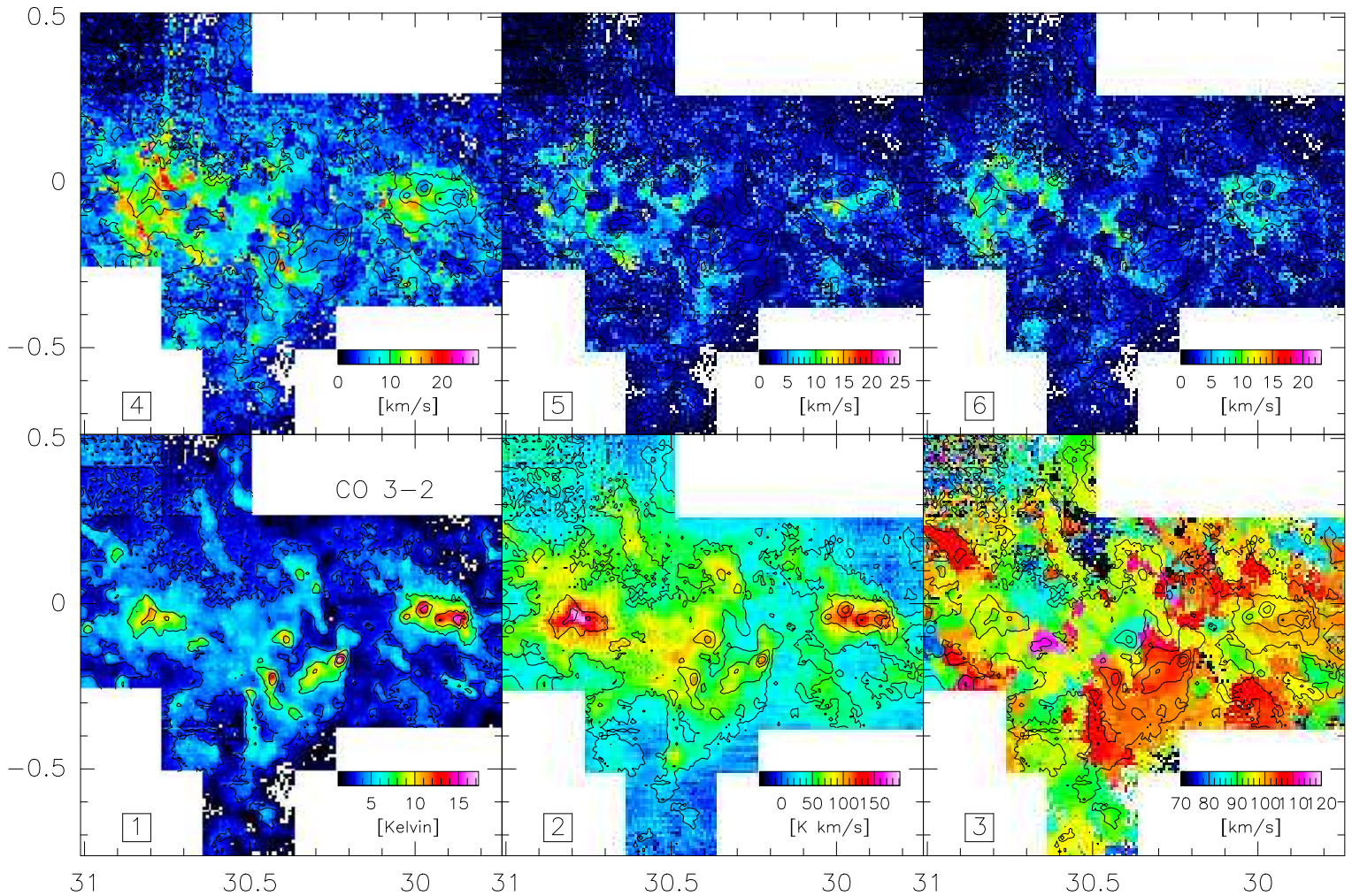


Abbildung 2.31: Darstellungen der Geschwindigkeitsstruktur der CO 3-2 Daten des Feldes G30-31. **1:** T_{peak} Karte, **2:** Karte der integrierten Intensität, integriert über 70-120 km/s, **3:** Geschwindigkeit v_{peak} des Kanals von T_{peak} , **4:** Linienbreite, über die die Intensität oberhalb $T_{peak}/2$ liegt, **5:** linker Flügel der Linienbreite, bei niedrigeren Geschwindigkeiten als v_{peak} , **6:** rechter Flügel der Linienbreite, bei höheren Geschwindigkeiten als v_{peak} , **Konturen:** T_{peak} in 20%-Schritten.

leitet, anhand von Intensitätsgrenzen Zugehörigkeiten zu definieren. Diese können jedoch durch Überlapp verschiedener Regionen entstanden sein. In dieser Darstellung werden nun dominante Bereiche verschiedener Kanalkarten gegenübergestellt. So ergibt sich hier eine klare Trennung der Wolke G30.4 vom großen W43 Komplex. Diese Trennung war nicht so klar in den Kanalkarten zu sehen, da viele der Bereiche im W43 Komplex in diffus verteiltes Material eingefasst wurden und dies auch die Wolke G30.4 miteinschloß.

Der Komplex W43 selbst erscheint in der v_{peak} -Darstellung sehr zerpfückt. Viele verschiedene Bereiche im Geschwindigkeitsbereich von 80-120 km/s tauchen auf. Analog zur Separation verschiedener Wolken am Beispiel von G45.1 könnte man an einer scharfen Kante in der v_{peak} -Karte den Überlapp verschiedener Wolken fitten, selbst wenn sie in den Spektren überlagert erscheinen. Betrachtet man Einzelspektren dieser Region, so sieht man in diesem 40 km/s breiten Geschwindigkeitsbereich viele voneinander separierter Bereiche. Der Peak in der Karte integrierter Intensität (W43) liegt in der v_{peak} Darstellung bei ca. 90 km/s; diese Position ist von einem Ring bei 95 km/s umgeben. In direkter Nachbarschaft erkennt man viele verschiedene kleine Bereiche. Analog zu G45.1 bedeutet dies, daß solche Wolken ausgedehnter sind als ihre zugehörigen Komponenten in der v_{peak} -Karte. Somit liegt bei W43 ein Überlapp vieler verschiedener voneinander wahrscheinlich unabhängiger Komponenten vor. Dies erklärt, warum die integrierte Intensität hier maximal, W43 jedoch in der T_{peak} -Karte relativ unscheinbar ist. Eine weitere Bestätigung dieses Überlapps ist in den Teilkarten 4-6 zu sehen, die die Linienbreite, bzw. die breiten der beiden Linienflügel zeigen. Im Komplex W43 entstehen die hohen Linienbreiten durch Geschwindigkeitsüberlagerung verschiedener Wolken.

Die Wolke G29.9 zeigt auch eine Überlagerung verschiedener Komponenten zwischen 90 und 100 km/s, sowie hohe Linienbreiten im rechten Flügel am Rand der Wolke und zentral gelegen im linken Flügel. Hier zeigt sich wiederum die Ähnlichkeit zur Wolke G45.45.

Die ringartige Struktur südlich von G29.9 ist hier nicht mehr zu erkennen, da die verschiedenen Fragmente des Ringes in v_{lsr} -Geschwindigkeiten völlig voneinander getrennt sind.

Masse der Vordergrundwolke Tabelle 2.9 zeigt die Masse der Vordergrundwolke des Feldes G30-31 analog zur Berechnung der Vordergrundwolke im Feld G45-46. Da diese Wolke jedoch im Summenspektrum nicht klar von der Emission bei $\sim 5-7$ km/s getrennt werden kann, habe ich die gemittelte Emission der Positionen bestimmt, für die die CO2-1 Intensität $\geq T_{peak}$ ist und somit eine Wolkenfläche $A=0.0316\text{deg}^2$ bestimmt. In dem daraufhin er-

G30@10-14 km/s	$M_{\text{opt.dick}} [M_{\odot}]$	$M_{\text{opt.duenn}} [M_{\odot}]$	$M_{\text{vir}} [M_{\odot}]$
CO3-2	$2.41 \cdot 10^2$	$1.04 \cdot 10^4$	$1.89 \cdot 10^3$
CO2-1	$2.55 \cdot 10^2$	$9.56 \cdot 10^3$	$2.47 \cdot 10^3$
$^{13}\text{CO}2-1$	$4.82 \cdot 10^3$	$3.35 \cdot 10^3$	$3.86 \cdot 10^1$

Tabelle 2.9: Massen der Vordergrundwolke des Feldes G30-31. Der Datensatz von $^{13}\text{CO}1-0$ ist unvollständig und wurde daher nicht berücksichtigt.

zeugten gemittelten Spektrum ist diese Wolke klar trennbar von der Emission bei $\sim 5-7\text{km/s}$, da letztere hauptsächlich anderen Pixeln entstammt.

Die beiden CO-Linien ergeben konsistente Werte für die drei angegebenen Massenberechnungen, die sich untereinander jedoch um jeweils eine Größenordnung unterscheiden. Unter der Annahme optisch dicker CO-Linien, was konsistent mit dem niedrigen Isotopenverhältnis $^{12/13}R_2$ ist, beträgt die Masse dieser Wolke nur $\sim 2 \cdot 10^2 M_{\odot}$. Der Vergleich zur Vordergrundwolke des Feldes G45-46 sowie massereichen aktiven Wolken im GMR zeigt, daß die absolute Masse einer Wolke nicht direkt mit der Klassifizierung Typ I / Typ II aus Kapitel 4 korreliert.

Die berechneten Virialmassen sind ~ 10 mal höher als die über die Säulendichte bestimmten Massen. Dies deutet auf eine Linienverbreiterung hin. Die extrem niedrige Virialmasse für $^{13}\text{CO}2-1$ ergibt sich daraus, daß fast die gesamte $^{13}\text{CO}2-1$ Emission dem Kanal 11.39 km/s entspringt.

Korrelationen mit MIR/FIR Datensätzen Die hier in Tabelle 2.10 sowie in Abbildung 2.32 gezeigten Korrelationen mit IRAS Punktquellen sowie MSX-A-Band Emissionen in diesem Feld sind analog zu denen im Feld G45-46. Folglich ergibt sich auch hier, daß die CO3-2 Peaks mit den warmen Bereichen der Molekülwolken assoziiert sind, die von massereichen Sternentstehungsregionen geheizt werden.

Tabelle 2.11 vergleicht die Anzahl der gefundenen IRAS-Assoziationen mit CO aus den Tabellen 2.10 und 2.7. Die absolute Zahl der Assoziationen ist deutlich höher im Feld G30-31 als im Feld G45-46, relativ zu einer Einheitsfläche betrachtet haben beide Felder etwa die gleiche Anzahl an Assoziationen. Die in Tabelle 2.11 bestimmte normierte Volumenanzahldichte der Assoziationen δ_V^{Ass} ist mit 1 am größten im Sagittarius-Arm des Feldes G45-46, beträgt im Scutum-Arm 0.66 und im Sagittarius-Arm des Feldes G30-31 0.47. Die geringe Dichte des gesamten GMR im Feld G30-31 von 0.34 spiegelt den Freiraum zwischen beiden Spiralarmen wieder.

l [°]	b [°]	IRAS-Name	$\sim v$ [km/s]	Maser [y/n]
29.91	-0.27	18442-0251	101.6	n
29.96	-0.02	18434-0242	95.5	y
30.02	-0.04	18436-0239	89.3	n
30.14	-0.23	18445-0238	40-60	y, kein CO
30.23	-0.26	18448-0234	101.6	n
30.26	0.05	18437-0224	38.2	n
30.30	0.06	18438-0222	38.2-43.7	y
30.31	-0.21	18447-0229	101.6	n
30.35	0.09	18437-0218	95.5	n
30.35	0.09	18437-0218	111.5	n
30.38	-0.11	18445-0222	85.3-89.3	n
30.38	0.11	18437-0216	82.2	n
30.38	0.11	18437-0216	111.5	n
30.42	-0.24	18450-0224	103.5	n
30.46	0.11	18439-0212	70.8	n
30.49	-0.36	18456-0223	12.0	n
30.51	-0.22	18451-0218	115.2	n
30.54	0.02	18443-0210	46.8	n
30.55	0.28	18434-0202	70.8	n
30.58	0.04	18446-0209	46.8	y
30.69	-0.08	18450-0205	85.3-89.3	y
30.72	0.43	18432-0149	54.5	y, kein CO
30.76	-0.05	18450-0200	85.3-89.3	y
30.76	-0.05	18450-0200	101.6	n
30.78	-0.02	18449-0158	89.3	y
30.78	-0.02	18449-0158	101.6	y
30.82	-0.15	18455-0200	51.4	n
30.87	-0.22	18458-0159	111.5	n
30.87	-0.10	18454-0156	101.6-103.5	y
30.94	0.04	18450-0148	35.1	y
30.94	+0.04	18450-0148	117.7	y, kein CO
30.94	0.11	18448-0146	101.6	y, kein CO
30.99	-0.08	18455-0149	82.2	n

Tabelle 2.10: 29 IRAS Punktquellen, mit denen im vorliegenden Datensatz Assoziationen gefunden worden sind. 4 weitere Positionen konnten nicht mit CO assoziiert werden, sind hier aber aufgeführt, weil es bei der angegebenen Geschwindigkeit eine Assoziation mit einer Maser Linie gibt.

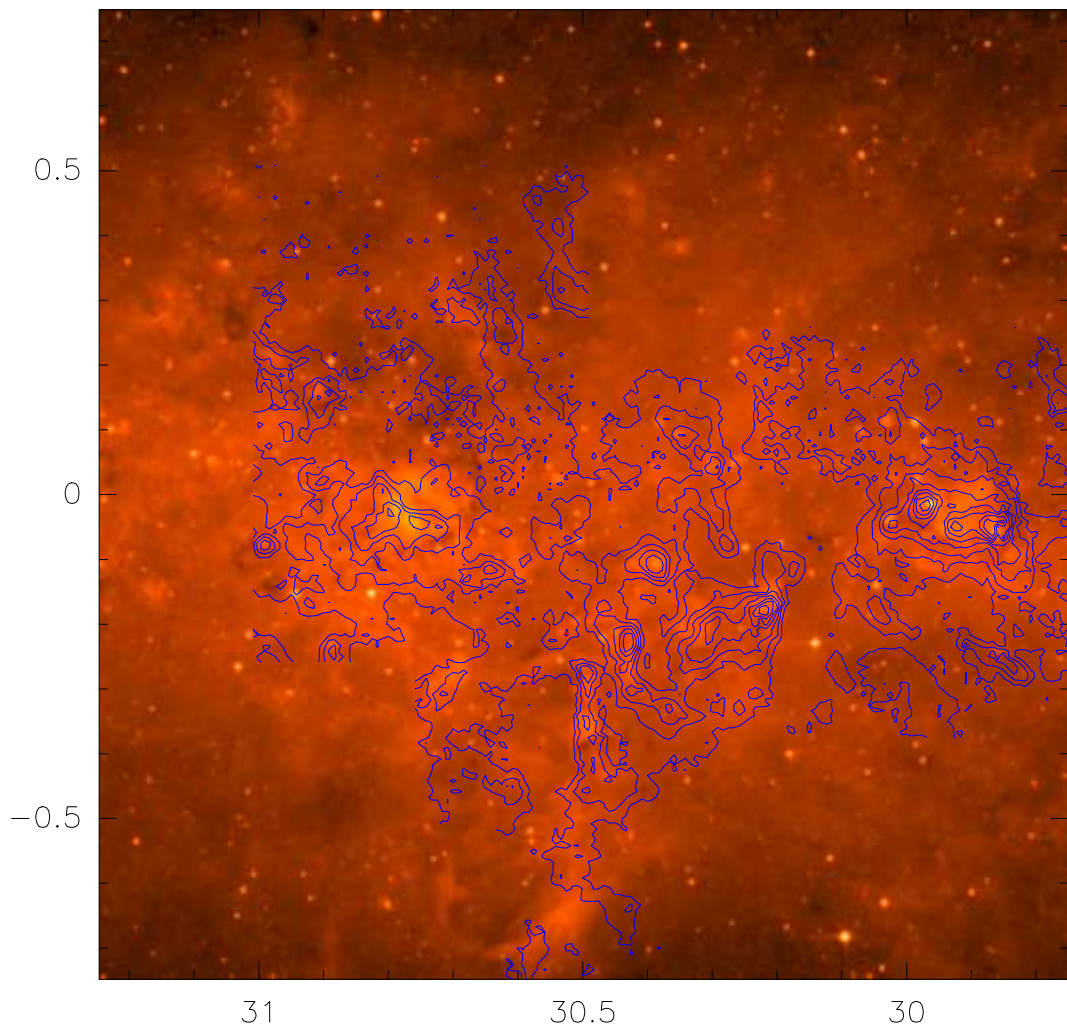


Abbildung 2.32: MSX A-Band Karte ($8\mu\text{m}$) um das Feld G30-31 herum. In Konturen ist die CO3-2 T_{peak} -Karte des Scutum Arms überlagert, ausgehend von 20% des absoluten Kartenpeaks in 20%-Schritten.

Die gemittelte Volumenanzahldichte $\langle \delta_V^{Ass} \rangle$ für den Sagittarius-Arm, gemittelt über das in beiden Feldern vorkommende Volumen, liegt nur ungefähr um den Faktor $4/3$ höher als im Scutum-Arm. Daraus kann geschlossen werden, daß die Sternentstehungsrate in den beiden Spiralarmen Sagittarius und Scutum gleich ist.

Abbildung 2.33 zeigt die interferometrisch gemessene 330 MHz Radiokontinu-

	G45-46		G30-31			
	n.GMR	Sag.	Sag.	Scu.	Scu.+Sag.	n.GMR
absolut	3	9	6	22	28	1
pro deg ²			24		28	
rel. Volumen		1	0.54	1.4	3.44	
δ_V^{Ass}		1	0.47	0.66	0.34	
		$\langle \delta_V^{Ass} \rangle (\text{Sag.}) = 0.81$				

Tabelle 2.11: Vergleich der Anzahldichte der Assoziationen von IRAS Punktquellen mit CO Emission in den beiden Feldern G45-46 und G30-31. Die absolute Anzahl kann aufgeteilt werden auf den Sagittarius Arm (Sag.), den Scutum Arm (Scu.) und die Bereiche, die nicht im GMR liegen (n.GMR). Die Anzahl der Assoziationen pro Quadratgrad ist vergleichbar groß. Zur Berechnung der Volumenanzahldichte der Assoziationen δ_V^{Ass} ist die Bestimmung des Volumens pro Einheitsfläche normiert auf das Volumen des Sichtkegelausschnittes im Feld G45-46 notwendig. Hierzu ist angenommen, daß der Sichtkegel beim Feld G45-46 zwischen 3.5 und 8.5 kpc Entfernung zum Beobachter vollständig und homogen vom Sagittarius-Arm gefüllt ist. Der Scutum-Arm beim Feld G30-31 läge entsprechend zwischen 4.5 und 10.2 kpc, der Sagittarius-Arm zwischen 2.6 und 3.7kpc sowie zwischen 10.9 und 12.0kpc. Das Volumen von Scu.+Sag. geht von einem homogen gefüllten GMR zwischen 2.6 und 12.0kpc Entfernung vom Beobachter aus.

umskarte von Subrahmanyan & Goss (1996), überlagert mit den Umrandungen des KOSMA-Feldes G30-31. Die Karte in 330MHz zeigt helle, ausgedehnte HII-Regionen (Subrahmanyan & Goss 1996). Eine direkte Korrelation der KOSMA-Daten ist nicht möglich, da die Karte von Subrahmanyan & Goss (1996) nicht skalentreu ist. Die Auflösung von $\sim 70''$ ist vergleichbar mit der CO3-2 Auflösung von KOSMA. Eine vergleichende Betrachtung dieser Karte mit der T_{peak} Karte von KOSMA (Abbildungen 2.2 und 2.32) ergibt, daß viele der CO3-2 Kerne mit 330MHz Peaks korreliert sind.

2.4.3 Diskussion

Kein Galaktischer Bow-Shock Der Galaktische *Bow-Shock*, den Sofue (1985) in der zweidimensionalen Darstellung gefunden haben und der auch in der Karte integrierter Intensität von CO3-2 gut zu sehen ist, findet sich weder in der v_{peak} -Karte, noch in einer der Karten der Linienbreiten bzw. -flügeln. Aufgrund hauptsächlich zweier Gründe erscheint die Struktur des *Bow-Shocks* in der projizierten zweidimensionalen Karte: Zum einen die abfallende Intensität in Form eines Bogens, was in der Karte integrierter In-

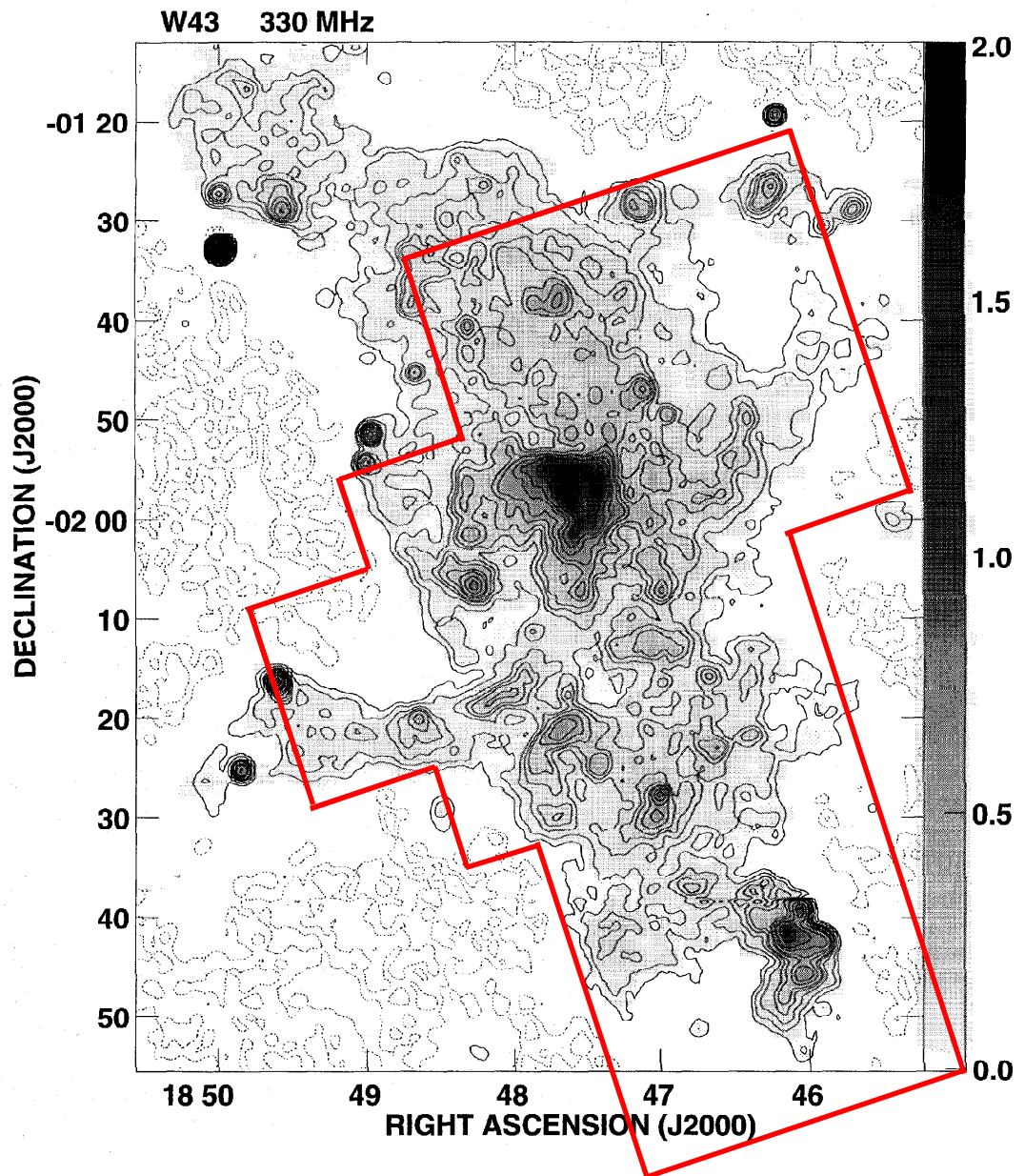


Abbildung 2.33: 330 MHz Karte mit den Umrahmungen des KOSMA Feldes. $\text{FWHM} \approx 70''$ (Subrahmanyan & Goss 1996). Die Achsen in RA und Dec sind skalieren nicht.

tensität in CO zu sehen ist. Zum zweiten durch den südwestlichen Rand der Wolke G30.4, der sich nach Norden hin zu einem ganzen Bogen vervollstän-

digen läßt. Dieser Bogen wird deshalb als *Bow-Shock* erkannt, weil die Enden des Bogens außerhalb des Bereichs zu sehen sind, in dem die restlichen Wolkenkerne liegen. Ferner ist nur das südliche Ende des Bogens bei 30.5-0.5 klar als eine solche Struktur zu erkennen; der Rest ergibt sich durch Verlängerung des Randes der Wolke G30.4 nach Norden hin. In der v_{peak} -Karte (Teilbild 3 der Abbildung 2.31) ist die Wolke G30.4 klar vom Komplex W43 getrennt. Ferner findet sich keine Verlängerung der bogenförmigen Struktur nach Norden hin. Sollte dieser Bogen tatsächlich existieren, dann wäre der komplette nördliche Teil von anderen und intensiveren Wolken überlagert. Man sollte den Bogen dann aber noch in den Kanalkarten sehen können, die die Wolke G30.4 zeigen (siehe Abbildung 2.29). Das jedoch ist nicht der Fall. Ferner finden sich in den Karten der Linienbreiten keine Hinweise auf diese großräumige Struktur. Im Feld G30-31 findet sich somit kein Galaktischer *Bow-Shock*, wie ihn Sofue (1985) prognostiziert hatte.

CII-Emission In Teilabschnitt 1.2.4.2 des Kapitels 1 habe ich gezeigt, daß sowohl ausgehend von den Messungen des Satelliten COBE (Fixsen et al. 1999) als auch ausgehend vom Ballonexperiment von Shibai et al. (1991), die CII-Emission im Feld G30-31 deutlich stärker ist als im Feld G45-46. Fixsen et al. (1999) zeigten ferner, daß es zwei Intensitätsmaxima in der Galaktischen Ebene symmetrisch um das Galaktische Zentrum herum gibt (siehe Abbildung 2.1). Dies wurde interpretiert als eine ringförmige Struktur, in etwa deckungsgleich mit dem inneren Teil des Molekularen Rings. Abbildung 2.1 zeigt, daß der gesamte CII-Strahlungsfluß im Bereich des Feldes G30-31 dreimal höher liegt als im Bereich des Feldes G45-46.

CII-Emission kann zum einen Sternentstehungsregionen (dichte PDRs) entstammen, zum anderen findet man relativ starke CII-Emission in Regionen niedriger optischer Tiefe in CO, also in diffus verteiltem Gas (Hollenbach & Tielens 1997).

Der oben gezeigte Vergleich der FIR/CO Assoziationsdichte ergab keinen signifikanten Unterschied beider Spiralarme Sagittarius und Scutum sowohl bezogen auf die beobachtete Winkelfläche als auch auf das tatsächliche Volumen. Nimmt man an, daß die CII-Emission hauptsächlich diesen Sternentstehungsregionen entstammt, dann müßte die Flächenanzahldichte im Feld G30-31 um den Faktor drei höher liegen als im Feld G45-46. Dies ist selbst dann nicht der Fall, wenn man annimmt, daß die spezielle Auswahl der Lage des kleineren Feldes G45-46 die Anzahldichte dieser Region überbewertet: Wählt man als einen typischen Wert der Volumenanzahldichte die gemittelte $\langle \delta_V^{Ass} \rangle$ des Sagittarius-Arms (siehe Tabelle 2.11) für das Feld G45-46, dann ergäbe sich ein zu erwartender relativer Strahlungsfluß G30-31/G45-46 von

1.4. Der Vergleich der Linienverhältnisse beider Felder (siehe Kapitel 4) ergibt keine generellen Unterschiede in deren Sternentstehungsregionen somit keinen Anlaß von unterschiedlich produzierten CII-Mengen in diesen Regionen der beiden Spiralarme auszugehen.

Andererseits ist das Verhältnis der beobachteten Volumina im GMR der beiden Felder G30-31 und G45-46 $\gtrsim 3$ und damit identisch zum Verhältnis der CII-Strahlungsflüsse beider Felder. Dieses Ergebnis läßt den Schluß zu, daß der Hauptteil der CII-Emission des inneren Teils des Molekularen Rings dem fein verteilten Gas entstammt. Ferner handelt es sich innerhalb des gesamten GMR nur um einen Projektionseffekt, der die stärkere CII-Emission im inneren Teil des GMR in Abbildung 2.1 bewirkt.

2.5 Zusammenfassung

Die Beobachtung der beiden ausgewählten Felder im Bereich des Galaktischen Molekularen Rings in CO3-2, CO2-1 und $^{13}\text{CO}2-1$ mit KOSMA in Kombination zu den $^{13}\text{CO}1-0$ Daten des BU-FCRAO Surveys ergab folgende globale Ergebnisse:

- Das Summenspektrum des Feldes G30-31 zeigt zwei separierte Geschwindigkeitsbereiche für die Ausdehnung des GMR. Ich konnte zeigen, daß es mit zwei konzentrischen Ringen bei 4.5kpc mit einer Dicke von 0.7 kpc und bei 6.05kpc mit einer Dicke von 0.5kpc bei einem wurzelförmigen Dichteprofil innerhalb dieser Ringe erklärbar ist. Dies entspricht der Aufteilung in den inneren Scutum- und den äußeren Sagittarius-Spiralarm und ist konsistent mit der Separation warmer Wolken nach Galaktischen Radien nach Solomon & Rivolo (1989). Die GMR-Komponente im Feld G45-46 kann konsistent dem Sagittarius-Arm zugeordnet werden.
- Die beiden Spiralarme, der Sagittarius-Arm und der Scutum-Arm, lassen sich aufgrund der Sternentstehungsaktivität und der absoluten CO Intensitäten nicht voneinander unterscheiden. Der Sagittarius-Arm in Feld G30-31 erscheint dünn mit molekularem Material besiedelt zu sein, der Scutum-Arm in diesem Feld jedoch sehr stark. Über einen großen Geschwindigkeitsbereich finden sich hier zahlreiche überlappende aktive Sternentstehungswolken. Die beiden Tangentenpunktbereiche, der des Sagittarius-Arms in Feld G45-46 und der des Scutum Arms in Feld G30-31, sind jedoch bzgl. der maximalen Intensitäten gleich. Die

Volumenanzahldichte der CO-Assoziationen mit IRAS Punktquellen ist vergleichbar in beiden Spiralarmlen.

- Der obige Punkt steht der deutlich unterschiedlich starken CII-Emission in beiden Feldern entgegen. Ich interpretiere das damit, daß der Hauptteil der CII-Emission im inneren GMR dem diffusen Gas und nicht der Sternentstehungsregionen entstammt.
- Die Darstellung der Geschwindigkeitsstruktur in Abbildungen 2.9 und 2.31 hat gezeigt, daß es sich bei der Emission im Geschwindigkeitsbereich des GMR um viele separierbare Komponenten handelt. Diese Auflösung ist nur durch eine Kartierung, nicht jedoch durch Einzelpositionsbeobachtungen möglich. Der Kontrast der Intensitätsspeaks zu den Karten der jeweiligen untersuchten Linien ist vergleichbar bei CO3-2 und $^{13}\text{CO}1-0$, jedoch stärker als bei CO2-1, da das Zwischenklumpengas die CO2-1 Emission stärker sättigt als die der anderen Linien.
- Die kinematische Entfernungsbestimmung der einzelnen Komponenten in beiden Feldern ist nicht eindeutig möglich. Im Feld G45-46 ordneten Simon et al. (2001) die gesamte Emission dem Tangentenpunkt zu. Es erscheint unwahrscheinlich, daß alle diese Wolken akkumuliert an einem Ort vorliegen, am Wahrscheinlichsten liegen die diffusen Wolken mit den höchsten Geschwindigkeiten am Tangentenpunkt des Feldes G45-46. Die Wolken G45.1 und G45.45 liegen somit fern des Tangentenpunktes, jedoch kann aufgrund der vorliegenden Daten nicht ihr tatsächlicher Abstand bestimmt werden. Ähnlich verhält es sich mit der Abstandsbestimmung der Wolken im Feld G30-31, speziell der Sternentstehungsregionen W43 und G29.9.

Für die untersuchten Regionen ergaben sich ferner folgende Ergebnisse:

- Die Vordergrundwolke des Feldes G45-46 ist im Vergleich aller hier untersuchten Linien der gemittelten Spektren am stärksten in $^{13}\text{CO}1-0$ präsent. Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, daß diese Wolke kalt ist. Ferner konnte, in Übereinstimmung mit Simon et al. (2001), keine Assoziation dieser Wolke mit IRAS Punktquellen gefunden werden.
- Bei der hier erstmalig dokumentierten Vordergrundwolke des Feldes G30-31 handelt es sich um eine sternbildende Molekülwolke im Abstand von 1.0kpc zum Beobachter.
- Die von Hunter et al. (1997) präsentierten, mit dem CSO gemessenen ausflußartigen Spektren in G45.12 und G45.07, können mit der Auflösung der vorliegenden Daten reproduziert werden. Ich konnte zeigen,

daß aufgrund der vorliegenden großräumigen Kartierung, diese Spektren am Besten mit dem Überlapp zweier unterschiedlich ausgedehnter separater Komponenten erklärt werden können. Dieses Ergebnis geht komform mit den Ergebnissen von Beuther et al. (2002), daß die typischen Ausflußmassen deutlich unterhalb der Approximation von Shepherd & Churchwell (1996) liegen.

- Die von Israel (1982) dokumentierte dritte Sternentstehungsregion G45.3+0.1 ist im vorliegenden Datensatz nicht sichtbar; vielmehr geht an dieser Position die Emission stark zurück, so daß sogar davon ausgegangen werden kann, daß die Wolken G45.1 und G45.45 voneinander unabhängig sind.
- Ich konnte zeigen, daß es sich bei der IRAS Punktquelle 19124+1106 wahrscheinlich um eine der zahlreichen sternbildenden Kerne im vorliegenden Datensatz handelt. Dies widerspricht der Annahme von Chaty et al. (2001), daß es sich hierbei um einen Auftreffpunkt des relativistischen Jets des stellaren schwarzen Lochs GRS 1915+105 handelt. Ausgehend von einer Entfernung von 11kpc von GRS 1915+105 zum Beobachter ist die mit IRAS 19128+1104 assoziierte und ansonsten isolierte Gaskomponente bei 5.5km/s ein möglicher Kandidat für einen solchen Auftreffpunkt.
- Die *Bow-Shock* Theorie von Sofue (1985) im Feld G30-31 wird durch die Geschwindigkeitsauflösung des vorliegenden Datensatzes widerlegt.
- Die v_{peak} -Darstellung der Datensätze in den Abbildungen 2.9 und 2.31 hat deutlich gezeigt, daß es sich bei den Regionen W43, G29.9 und G45.45 um sehr komplexe Sternentstehungsregionen handelt.

Zur Datenreduktion von mehreren hunderttausend Spektren habe ich eine automatische Datenreduktionspipeline entwickelt.

Kapitel 3

Strukturanalyse

Abstract

In diesem Kapitel wende ich die Strukturanalysemethode Δ -Varianz (Stutzki et al. 1998; Bensch et al. 2001; Ossenkopf et al. 2004) auf den vorliegenden Datensatz an. Es handelt sich dabei um die erste systematische Analyse vergleichbarer Datenkuben von mindestens drei verschiedenen Moleküllinien sowie verschiedener Wolkentypen unter denselben Randbedingungen. Ferner untersuche ich mit der CO3-2 Linie erstmalig einen Indikator für warmes Gas mit dieser Methode.

Die Δ -Varianz Methode ermöglicht es, die intensitätsgewichtete Dominanz von Strukturen $\sigma_{\Delta}^2(L)$ einer gewissen Winkelgröße L relativ zur gesamten untersuchten Karte zu messen. Diese Methode ermöglicht es ferner, die Strukturinformationen der untersuchten Wolke vom Beobachtungsrauschen und dem Einfluß des Teleskopbeams zu separieren (Bensch et al. 2001). Unter der Annahme von *fractional Brownian motion (fBm)*- Wolkenstruktur läßt sich mit Hilfe dieser Methode der Strukturparameter β bestimmen, der dem Spektralindex des Leistungsspektrums der untersuchten Karte entspricht.

Die Analyse von Karten integrierter Intensität zeigt signifikante Unterschiede des Strukturparameters β : Er ist am höchsten bei $J_{up}=3$ und am niedrigsten bei $J_{up}=1$. Ferner steigt er mit abnehmendem Geschwindigkeits-Integrationsbereich. Ein hoher Spektralindex bedeutet einen stärkeren Kontrast der dominanten Struktur relativ zur gesamten Karte.

Ich wende die Δ -Varianz Methode erstmals auf einzelne Kanalkarten der vorliegenden Datenkuben an. Es ergibt sich, daß die dominanten Strukturen denjenigen Geschwindigkeitskanälen zugeordnet werden können, die der Lage der dominanten Wolkenkerne entsprechen. Ferner zeigt sich, daß die Wolken-

kerne typischerweise lineare Größen von ~ 15 pc haben. Schließlich ermittle ich die Linienvverhältnisse der dominanten Strukturen pro Geschwindigkeitskanal. Das entsprechende Linienvverhältnis von CO₂-1 und ¹³CO₂-1 ist ein sehr sensibler Indikator für molekulares Material und führt zu einer physikalisch begründeten Definition der Wolkenränder.

Die beiden Spiralarme, Sagittarius und Scutum, zeigen fein verteiltes warmes Zwischenwolkengas. Der Raum zwischen den beiden Spiralarmen ist nicht vollständig frei von molekularem Material, bzw. der Abstand beider Spiralarme ist geringer als deren Ausdehnung, bestimmt nach obiger Methode.

3.1 Einleitung

Die Analyse von Strukturen im Universum im Zusammenhang mit Sternentstehung und die Modellierung ihrer Ursachen ist ein aktuelles Forschungsthema. Man begegnet ihm auf größten Skalen bei der Analyse der Galaxienverteilung im Universum, Populationsanalysen von Galaxienhaufen, bei den aufgrund ihrer Struktur klassifizierten Galaxien bis hin zu den direkten Umgebungen sich bildender einzelner Sterne.

Die Struktur innerhalb von Molekülwolken spielt hierbei eine Schlüsselrolle. Auf der Größenskala der Sternentstehungsregionen finden Interaktionen des molekularen Materials der Wolke mit den Protosternen statt, was die Struktur der Molekülwolke auf diesen Größenskalen beeinflusst. Diese Interaktionen sind einerseits Verdichtungen der Wolke zu Kernen, in denen die Protosterne entstehen, und andererseits Winde, Jets und Ausflüsse der Protosterne sowie letztlich Supernova-Explosionen sterbender massereicher Sterne, die das molekulare Material der sie umgebenden Wolke beeinflussen, was sich in HII-Regionen, PDRs und Schockfronten bemerkbar macht. Möglicherweise induzieren gerade die letztgenannten Prozesse ihrerseits eine Neuformung von Protosternen in der Molekülwolke.

Auf der Größenskala der gesamten Galaxien erkennt man in einem Teil der Galaxien Spiralarme und Ringe aus Gas. In einem anderen Teil der Galaxien finden sich keine solche Strukturen. Die strukturellen Unterschiede von Galaxien spiegeln sich in der Klassifikation von Hubble und de Vaucouleur wider (siehe Kapitel 1). Es ist denkbar, daß die unterschiedlichen Strukturen in Spiralgalaxien durch den Vorbeiflug benachbarter Galaxien mitbeeinflusst bzw. induziert werden (siehe z.B. Weinberg (1995)). Jedoch ergab die Untersuchung von van den Bergh (2002), daß die Spiralgalaxietypen statistisch unabhängig von der Umgebung der Galaxie sind. Daher scheinen vor allen die individuellen internen Eigenschaften der Galaxien die Spiral- und Ringstruktur zu bedingen.

Ein, möglicherweise nur indirekter Zusammenhang zwischen der Sternentstehungsaktivität innerhalb einer Galaxie und dem Vorkommen von Ringen und Spiralarmen ist unumstritten, da elliptische Galaxien einen Mangel an Gas und jungen Sternen haben, Spiralgalaxien jedoch nicht. Entscheidend bei der Strukturbildung in der Galaxie scheint daher die Gasdynamik zu sein. Das Gas findet sich hauptsächlich in den Spiralarmen. Der Arm-Interarm-Kontrast ist in der Regel bei 5-10 (Garcia-Burillo et al. 1993; Sempere & Garcia-Burillo 1997). Die Beobachtungen in der Milchstraße zeigten, daß das Gas in den Spiralarmen in große Molekülwolken (GMC) aufgespaltet ist (Solomon et al. 1987).

Dies zeigt die Schlüsselrolle der Molekülwolken zwischen den Sternentstehungsregionen und den Strukturen innerhalb der Galaxien. Die Untersuchung der internen Struktur dieser Wolken ist daher ein wichtiges aktuelles Forschungsgebiet.

Aufgrund der Projektion der tatsächlichen Struktur auf die gemessenen Daten ist es nicht direkt möglich, die Struktur innerhalb der Molekülwolken zu untersuchen. Es wurden in den letzten Jahren verschiedene Methoden zur Analyse der Struktur innerhalb zweidimensionaler Wolkenkarten (l,b) bzw. dreidimensionaler Datenkuben (l,b,v) mit dem Ziel entwickelt, auf die tatsächlichen Strukturparameter innerhalb der Wolken schließen zu können. In der Einleitung von Bensch et al. (2001) ist diese Entwicklung zusammengefaßt.

Die interne Struktur der Molekülwolken ist wahrscheinlich fraktal beschreibbar (Klessen 2001), da sie vorwiegend durch die turbulente interne Wolkenbewegungen erzeugt wird (Stutzki et al. 1998). Eine Möglichkeit der Strukturanalyse einer zweidimensionalen Karte ist die Analyse des Powerspektrums: Bei einer Fouriertransformation eines Bildes wird angenommen, daß es sich aus einer Überlagerung verschiedener Bildwellen mit den Wellenvektoren \vec{k} ergibt und daher in diese zerlegen läßt. Die Amplitudeninformationen werden im *Powerspektrum* (Leistungsspektrum) $P(|\vec{k}|)$, die Phasenlagen dieser Bildwellen im entsprechenden Phasenspektrum dargestellt. Unter der Annahme zufälliger Wolkenstruktur in diesem Bild ist die Phasenverteilung ebenfalls zufällig. Am Beispiel von Polaris zeigten Stutzki et al. (1998), daß die Phasenverteilung dieser Wolke dem weißen Rauschens entspricht. Folglich ist die Strukturinformation des Bildes vollständig im Powerspektrum gegeben. Im Falle selbstähnlicher Struktur folgt die Verteilung im Powerspektrum einem Potenzgesetz und ist daher mit einem einzigen Wert, dem Spektralindex

β , charakterisiert:

$$P(|\vec{k}|) \approx |\vec{k}|^{-\beta} \quad (3.1)$$

Tatsächlich findet sich ein solches Potenzgesetz in den Powerspektren vieler Molekülwolken- bzw. HI-Karten der Milchstraße (z.B. Crovisier & Dickey (1983); Green (1993); Bensch et al. (2001)) sowie anderer Galaxien (Stanimirovic et al. 1999; Huber 2002), was den Rückschluß auf eine selbstähnliche Wolkenstruktur suggeriert. Strukturen werden selbstähnlich genannt, wenn sie unabhängig von der Größenskala ähnliche Strukturen zeigen.

Die in Abschnitt 3.2 beschriebene Δ -Varianz Methode ermöglicht es, das Powerspektrum einer Karte zu bestimmen und bietet dabei den Vorteil, die Anteile der tatsächlichen projizierten Wolkenstruktur von denen des Rauschens und des Teleskopbeams zu separieren. Eine allgemeinere, weil nicht kartengemittelte Analyseverfahren der selbstähnlichen Strukturverteilung ist die *wavelet transform Analyse* (Gill & Henriksen 1990; Langer et al. 1993; Zielinsky & Stutzki 1999). Zielinsky & Stutzki (1999) konnten zeigen, daß die Δ -Varianz auf die Koeffizienten einer Wavelet-Transformation zurückgeführt werden kann und diese beiden Methoden somit eng miteinander verknüpft sind.

Ein alternativer Ansatz der Analyse der Wolkenstruktur ist die Zerlegung des Datenkubus in Klumpen. Neben der augenscheinlich klumpigen Erscheinung vieler Datensätze, basierend auf den großen Intensitätsklumpen, zeigen viele Analysen der Anregungsbedingungen, daß die Wolken zahlreiche kleine Klumpen unterhalb der Auflösung der Daten haben muß (z.B. Stutzki et al. (1988); Stutzki & Guesten (1990); Kramer et al. (1996); Schneider et al. (1998)). Es wurden verschiedene Algorithmen zur Dekomposition des Datensatzes in einzelne Klumpen entwickelt. Die beiden bedeutendsten sind *gaussclumps* (Stutzki & Guesten 1990) und *clumpfind* (Williams et al. 1994), die beide auf dreidimensionalen Datenkuben angewendet werden. Der *clumpfind*-Algorithmus zerlegt den Datenkubus ausgehend von lokalen Intensitätsmaxima bis zu einer endlichen Zahl vordefinierter Konturlinienstufen und somit in Klumpen unterschiedlicher Form. Der *gaussclumps*-Algorithmus zerlegt den Datenkubus in dreidimensionale gaußförmige Klumpen. Die Vor- und Nachteile beider Algorithmen wurden von Williams et al. (1994) diskutiert: Bei der Identifikation der größten Klumpen führen beide Algorithmen zu vergleichbaren Ergebnissen. Bei der Identifikation der kleinsten Klumpen ist der *clumpfind*-Algorithmus von der Wahl der untersten Intensitätskontur abhängig, der *gaussclumps*-Algorithmus kann hingegen prinzipiell unendlich kleine Klumpen identifizieren. Kramer et al. (1998) zeigten, daß daher eine

sorgfältige Analyse der vom *gaussclumps*-Algorithmus gefundenen Klumpen notwendig ist, um die realen kleinen Klumpen von angefütteten Rauschpeaks zu unterscheiden.

Kramer et al. (1998) fanden für verschiedene Wolken ein Potenzgesetz $\frac{dN}{dM} \propto M^{-\alpha}$ der Verteilung der Klumpenmassen mit $1.6 \leq \alpha \leq 1.8$ ohne erkennbare Abhängigkeit vom Isotop (CO, ^{13}CO und C^{18}O), des Rotationsübergangs (1-0 und 2-1) und der Sternentstehungsaktivität für Klumpenmassen M im Bereich $10^{-4} \leq M/M_{\odot} \leq 10^4$. Williams et al. (1994) fanden für die Rosette-Wolke mit Hilfe des *clumpfind*-Algorithmus $\alpha \approx 1.5$. Das flachere Massenspektrum ist mit den oben aufgezeigten Unterschieden der beiden Algorithmen erklärbar. Diese Massenspektren sind signifikant flacher als das der *Initial-MassFunction* (IMF), dem Massenspektrum für Sterne. Salpeter (1955) gab für Sternmassen $1 \leq M/M_{\odot} \leq 10$ den Wertebereich $2.1 \leq \alpha_{IMF} \leq 2.5$ an. Diese Unterschiede deuten entweder auf Massenverschiebungen bei der Sternentstehung hin, d.h. daß nur ein relativ geringer Teil der Klumpenmasse im Stern kondensiert wird. Eine alternative Erklärung ist, daß die meisten in CO beobachteten Klumpen nicht gravitativ gebunden sind und das zugehörige Massenspektrum die Charakteristika der äußeren weniger dichten Bereiche der Wolke widerspiegelt und nicht die initialen Bedingungen des protostellaren Kollapses (Motte et al. 2001; Kramer et al. 1998). Neuere Beobachtungen von Staubkontinuumskarten in Sternentstehungsregionen weisen darauf hin, daß im Größenbereich $10^{-0.2} \leq M/M_{\odot} \leq 10^1$ Klumpen gefunden werden, die gemäß einem Massenspektrum mit $\alpha > 2.0$ folgen (Motte et al. 2001; Testi & Sargent 1998).

Neben dem Klumpenmassenspektrum findet sich in der Regel ein Potenzgesetz in der Relation der Klumpenmassen M und der Klumpengrößen r : $M \propto r^{\gamma}$. Simon et al. (2001) gaben einen Literaturwertebereich zwischen $1.7 \leq \gamma \leq 2.5$ an. Dieser Zusammenhang gilt in gewissen Grenzen unabhängig von der Klumpenform, die bei der Wolkendekomposition zugrunde gelegt wurde, da unterschiedliche Methoden ähnliche Klumpen-Massen Spektren generieren (Stutzki et al. 1998). Theoretisch ergibt sich $\gamma = 2$ im Fall durchschnittlich konstanter Säulendichte und $\gamma = 3$ im Fall durchschnittlich konstanter Volumendichte (Stutzki et al. 1998; Larson 1992).

Elmegreen & Falgarone (1996) führte solche Potenzgesetze darauf zurück, daß das interstellare Gas eine fraktale Struktur besitzt, das über mehrere Größenskalen selbstähnlich ist. Stutzki et al. (1998) schließlich gaben den Zusammenhang von α und γ mittels des Spektralindex β des oben beschriebenen Powerspektrums an:

$$\beta = \gamma(3 - \alpha) \quad (3.2)$$

Aus den von Kramer et al. (1998) und Simon et al. (2001) angegebenen Bereichen für α und γ ergibt sich folglich ein Bereich $2 \leq \beta \leq 3.5$. Mit Hilfe der Δ -Varianz-Methode fanden Bensch et al. (2001) in mehreren Molekülwolken einen Spektralindex $2.5 \leq \beta \leq 3.3$ unabhängig von der Sternentstehungsaktivität, Isotop (CO und ^{13}CO) und Übergang (1-0 und 2-1). Die oben gezeigte Übereinstimmung der beiden β -Wertebereiche ist als reiner Konsistenzcheck der Gleichung 3.2 zu werten; die Breite des mit dieser Gleichung hergeleiteten Bereichs folgt aus der relativen Unsicherheit von γ .

Die maximale obere Grenze der selbstähnlichen Struktur in Molekülwolken ist durch die Ausdehnung der Wolke selbst gegeben. Die untere Grenze und damit die Verknüpfung zu den Kernen, in denen neue Sterne entstehen, ist nicht eindeutig klar; die oben erwähnten Ergebnisse von Motte et al. (2001) und Testi & Sargent (1998) sind die ersten Hinweise auf diese Grenze, ihr Klumpenmassenbereich wird jedoch von dem von Kramer et al. (1998) untersuchten Bereich umschlossen. Wie oben gezeigt, wurde bisher keine Korrelation zwischen den Gaswolken-Strukturparametern und der Sternentstehungsaktivität gefunden.

Zwar wurden bisher zum einen verschieden aktive Molekülwolken und zum anderen verschiedene Isotope und Übergänge des CO Moleküls in die Analysen miteinbezogen, jedoch wurden die Einflüsse dieser Parameter nicht systematisch untersucht. Die beiden Felder von NGC7538 in ^{13}CO und C^{18}O im Datensatz von Kramer et al. (1998) waren zwar vergleichbar in der räumlichen Auflösung, umfaßten jedoch nicht die gleiche Kartengröße. Die fünf Karten in verschiedenen Isotopen und Übergängen der Polaris Flare Wolke im Datensatz von Bensch et al. (2001) umfaßten, mit Ausnahme zweier Karten des IRAM-30m Teleskops der zentralen Region, weder das gleiche räumliche Gebiet, noch für zwei verschiedene Isotope die gleiche Auflösung. Langer et al. (1993) untersuchten drei Datensätze der Wolke Barnard 5 in CO, ^{13}CO und C^{18}O , gingen jedoch nicht näher auf die Unterschiede der Isotope bzgl. der Strukturanalyse ein. Implizit wird angenommen, daß weder die Sternentstehungsaktivität noch die Wahl des Isotops oder Übergangs des CO Moleküls einen Einfluß auf die Bestimmung der Strukturparameter hat. Der vorliegende Datensatz bietet die Möglichkeit, verschiedene Einflüsse auf die Strukturinformation systematisch zu untersuchen.

Lazarian & Pogosyan (2000) gaben eine alternative Methode zur Bestimmung der Spektralindizes an. Ferner argumentieren sie, daß turbulente Geschwindigkeiten zu Intensitätsfluktuationen in einzelnen Geschwindigkeitskanälen führen, die in Kanalkarten als kleinskalige Strukturen identifiziert werden können. Mit zunehmender Geschwindigkeitsbreite solcher Kanalkarten wür-

de die Emission allerdings von Dichtefluktuationen dominiert werden. Dies führe dazu, daß mit zunehmender Kanalbreite der Spektralindex steigen würde. Bestätigt wurde diese Vorhersage von Stanimirović & Lazarian (2001) an HI-Daten der kleinen Magellan'schen Wolke sowie von Ossenkopf (2003) an fBm-Strukturen, jeweils unter Verwendung der Methode von Lazarian & Pogosyan (2000) zur Bestimmung der Spektralindizes. Auf diesen Zusammenhang werde ich in Teilabschnitt 3.4.1.2 eingehen.

In Teilabschnitt 3.2 stelle ich die Δ -Varianz Methode und die bisherigen Analysen mithilfe dieser Methode vor. In Teilabschnitt 3.3 zeige ich die Analyse simulierter Karten, die notwendige Ergebnisse zur Interpretation der Datensätze liefert. In Teilabschnitt 3.4 präsentiere ich die Analyseergebnisse des vorliegenden Datensatzes. Teilabschnitt 3.5 wird eine Zusammenfassung geben.

3.2 Die Δ -variance Methode

3.2.1 Mathematische Grundlagen

Stutzki et al. (1998) entwickelten mit der Δ -Varianz eine neue Strukturanalysemethode als beliebig-dimensionale Erweiterung der Allan-Varianz (Allan 1966; Schieder 1989). Bisher wurde jedoch nur die zweidimensionale Δ -Varianz zur Analyse von Meßdaten verwendet, weshalb ich mich im folgenden auf diese beschränken und sie einfach mit Δ -Varianz bezeichnen werde. Die Δ -Varianz ist eine robuste Methode zur Bestimmung des Spektralindex des Powerspektrums, da dieser hierbei klar von den störenden Effekten des Rauschens, der Telekopbeamverschmierung und der Kartenränder separiert werden kann (Stutzki et al. 1998; Bensch et al. 2001). Zielinsky & Stutzki (1999) zeigten ferner, daß es sich bei der Δ -Varianz um eine Form der *wavelet-transform-Analyse* handelt, jedoch aufgrund der oben genannten Vorteile bei astronomischen Beobachtungsdaten anderen derartigen Methoden vorzuziehen ist.

Die Δ -Varianz-Analyse wird folgendermaßen durchgeführt: Zunächst wird eine 2D-Karte $f(\vec{r})$ mit einer Filterfunktion \odot gefaltet; die Δ -Varianz ist dabei definiert als die Varianz der gefalteten Karte:

$$\sigma_{\Delta}^2(L) = \left\langle \left(f(\vec{r}) * \odot_L(\vec{r}) \right)^2 \right\rangle \quad (3.3)$$

Dieses Verfahren wird für verschiedene Strukturgrößen L (Lag) angewendet, was zum Δ -Varianz-Spektrum $\sigma_{\Delta}^2(L)$ führt. Dieses Δ -Varianz-Spektrum ist die Grundlage der Δ -Varianz-Analysemethode.

In der ursprünglichen Definition der Δ -Varianz von Stutzki et al. (1998) war die Filterfunktion ein sogenannter *French Hat*:

$$\odot_L(\vec{r}) = \frac{4}{\pi L^2} \begin{cases} 1 & : |\vec{r}| \leq \frac{L}{2} \\ -\frac{1}{8} & : \frac{L}{2} < |\vec{r}| \leq \frac{3L}{2} \\ 0 & : |\vec{r}| > \frac{3L}{2} \end{cases} \quad (3.4)$$

also eine Figur, die sich aus der Differenz zweier Zylinder ergibt.

Folgt in einem gewissen Bereich das Δ -Varianz-Spektrum einem Potenzgesetz $\sigma_{\Delta}^2(L) \propto L^{d_{\Delta}}$, dann ist der Exponent d_{Δ} mit dem Spektralindex β des Powerspektrums dieser Karte über $\beta = d_{\Delta} + 2$ verknüpft, sofern $0 \leq \beta \leq 6$ gilt (Stutzki et al. 1998).

Bensch et al. (2001) verifizierten die Zuverlässigkeit der Δ -Varianz-Analyse-methode zur Bestimmung des Spektralindex β mittels sogenannter fBm-Fraktale (*fractional Brownian motion*), also simulierten Karten mit einem vorgegebenen Spektralindex. In einen weiteren Schritt simulierten sie realistische Beobachtungsbedingungen durch Addition weißen Rauschens zu den fBm-Fraktalen, sowie der Verschmierung mit einer zweidimensionalen Gauß-funktion zur Simulation des Teleskopbeams (siehe Abbildung 3.1). Hierbei konnten sie zeigen, daß diese Einflüsse nur auf kleinen Skalen relevanten Einfluß auf das Δ -Varianz Spektrum haben, oberhalb einer gewissen Strukturgröße L aber das Potenzgesetz $\sigma_{\Delta}^2(L) \propto L^{d_{\Delta}}$ gemäß dem Spektralindex der fBm-Strukturen gilt.

Karten von realen Molekülwolken zeigen, sofern diese groß genug sind, ein oberes Ende $L_{turnover}$ der Gültigkeit des Potenzgesetzes (siehe z.B. Stutzki et al. (1998)). Das Spektrum geht oberhalb von $L_{turnover}$ in den Verlauf $\sigma_{\Delta}^2(L) \propto L^{-2}$ über. $d_{\Delta} = -2$ entspricht unkorrelierten Daten, was man sich mit Hilfe der Radiometerformel (Formel 2.1) für weißes Rauschen klar machen kann. Durch den stetigen Übergang liegt die Strukturgröße L_{peak} des Maximums des Δ -Varianz Spektrums leicht oberhalb von $L_{turnover}$.

Ossenkopf et al. (2004) entwickelten eine Reihe Erweiterungen zu der bisher von Bensch et al. (2001) verwendeten Routine. Sie führten eine Wichtung der einzelnen Bildpunkte ein, die es zum einen ermöglicht, Karten mit uneinheitlichem Rauschen zu analysieren. Zum anderen ermöglicht sie, die von Bensch et al. (2001) erwähnten Einflüsse des Kartenrandes bei der Berechnung im Fourier-Raum zu berücksichtigen. Dies führt zu einer deutlichen Beschleunigung der Berechnung des Δ -Varianz-Spektrums. Ferner erweiterten Ossen-

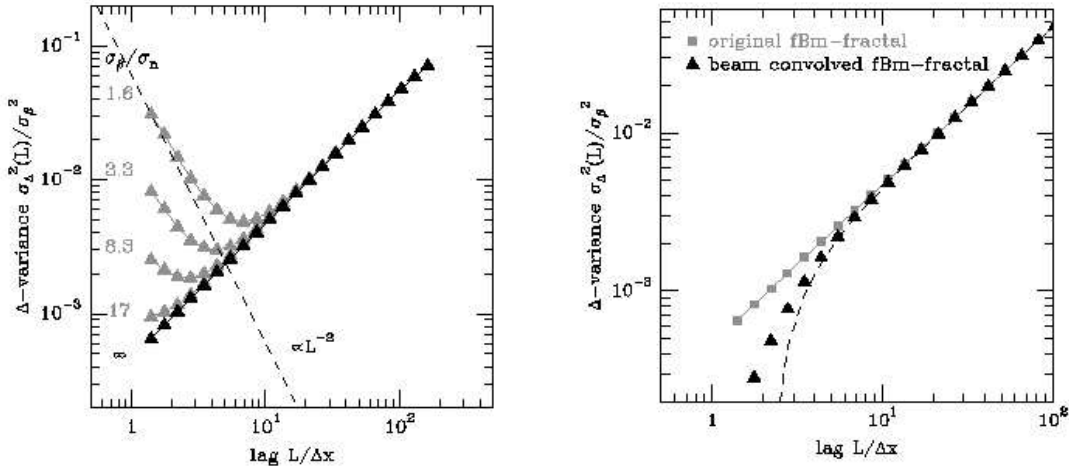


Abbildung 3.1: Gezeigt sind zwei Abbildungen aus Bensch et al. (2001). Das **linke Teilbild** (aus Fig.6 in Bensch et al. (2001)) zeigt das Δ -Varianz-Spektrum eines *fBm-Fraktal* mit einem Spektralindex $\beta=3$ und addiertem weißem Rauschen unterschiedlicher Stärken. Die gestrichelte Linie entspricht $\sigma_{\Delta}^2 \propto L^{-2}$. Das S/N ist hier definiert als das Verhältnis des rms des fBm-Fraktals und dem rms des weißen Rauschens, σ_{β}/σ_n . Das **rechte Teilbild** (aus Fig.7 in Bensch et al. (2001)) zeigt das Δ -Varianz-Spektrum eines *fBm-Fraktals* mit einem Spektralindex $\beta=3$, gefaltet mit einem Gaußbeam, dessen HPBW dem zweifachen Sampling entspricht. Die zugehörige Δ -Varianz ist in Dreiecken, die des ursprünglichen *fBm-Fraktals* in Quadraten dargestellt. Die Approximation des gefalteten Beams durch eine quadratische Funktion beim Δ -Varianz-Fit ist durch die gestrichelte Linie gegeben (Bensch et al. 2001).

kopf et al. (2004) die Δ -Varianz-Methode um alternative Filterfunktionen. Ursächlich wurde dies dadurch motiviert, daß der *French Hat* scharfe Kanten hat und dadurch bei der Fouriertransformation Überschwinger erzeugt. Ossenkopf et al. (2004) beschrieben den *French Hat* allgemeiner durch die Differenz eines Kerns (*core*) und eines Kranzes (*annulus*):

$$\odot_L(r) = \odot_{L,core}(r) - \odot_{L,ann}(r) \quad (3.5)$$

mit

$$\odot_{L,core}(r) = \frac{4}{\pi L^2} \quad \begin{cases} 1 & : r \leq \frac{L}{2} \\ 0 & : r > \frac{L}{2} \end{cases} \quad (3.6)$$

$$\odot_{L,ann}(r) = \frac{4}{\pi L^2} \cdot \frac{1}{v^2 - 1} \begin{cases} 1 & : \frac{L}{2} < r \leq v \cdot \frac{L}{2} \\ 0 & : r \leq \frac{L}{2}, r > v \cdot \frac{L}{2} \end{cases} \quad (3.7)$$

$$(3.8)$$

Die ursprüngliche Definition von Stutzki et al. (1998) ergibt sich bei einem Durchmesser Verhältnis $v = 3$.

Durch diese Erweiterung der Definition gelang es Ossenkopf et al. (2004) zum einen verschiedene Durchmesser Verhältnisse v zu diskutieren. Zum anderen ermöglichte diese Form der *French Hat* Definition den Übergang zur Definition des *Mexican Hats* wie folgt:

$$\odot_{L,core}(r) = \frac{4}{\pi L^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\left(\frac{L}{2}\right)^2}\right) \quad (3.9)$$

$$\odot_{L,ann}(r) = \frac{4}{\pi L^2(v^2 - 1)} \left[\exp\left(-\frac{r^2}{\left(\frac{vL}{2}\right)^2}\right) - \exp\left(-\frac{r^2}{\left(\frac{L}{2}\right)^2}\right) \right] \quad (3.10)$$

Der *Mexican Hat* ist somit entsprechend die Differenz zweier Gauß Glocken. Ferner berechneten sie den durchschnittlichen Abstand L_{eff} zweier Punkte im Kern und im Kranz wie folgt:

$$\frac{L_{eff}}{L} = \begin{cases} 0.57v + 0.52 & \text{für den } French Hat \\ 0.82v + 0.92 & \text{für den } Mexican Hat \end{cases} \quad (3.11)$$

Nach der Faltung verbleiben in der Karte nur Variationen auf dieser Skala in der Nähe von L_{eff} , da die Variationen sowohl von den kleineren als auch von den größeren Skalen unterdrückt werden. Die Strukturgröße L der in dieser Arbeit gezeigten Δ -Varianz-Spektren entspricht dieser effektiven Strukturgröße L_{eff} entgegen den in Teilabschnitt 3.2.2 aufgeführten Analysen vor Ossenkopf et al. (2004). Diese Umskalierung mit $\frac{L}{L_{eff}} = 1.12$ (Bensch et al. 2001; Ossenkopf et al. 2004) hat keinen Einfluß auf die Schlußfolgerungen der bisherigen Veröffentlichungen (Ossenkopf et al. 2004). Auf den Exponenten d_Δ wirkt sich diese Umskalierung nicht aus.

Ossenkopf et al. (2004) fanden heraus, daß unterschiedliche Filterfunktionen verschiedene Aspekte der Struktur innerhalb der Karten optimal detektieren können: Der *Mexican Hat* hat die beste Strukturauflösung bei einem Durchmesser Verhältnis von $v \lesssim 1.4$, zeigt bei $1.4 \leq v \leq 1.7$ jedoch noch eine einigermaßen gute Empfindlichkeit. Der *French Hat* hat seine maximale Empfindlichkeit bei $2.3 \leq v \leq 2.5$. Die Genauigkeit der Bestimmung des Spektralindex hingegen liegt bei beiden Filtertypen hoch, wenn das Durchmesser Verhältnis $v \gtrsim 2.0$ ist. Ossenkopf et al. (2004) favorisieren als Kompromiß

den *Mexican Hat* mit $v \approx 1.5$.

Zur Berechnung der Δ -Varianz-Spektren habe ich die IDL-Routine *deltavarwidget* (Version 2.0) von Volker Ossenkopf verwendet, die die von Ossenkopf et al. (2004) entwickelten Optionen beinhaltet. Zum Vergleich habe ich drei verschiedene Filterfunktionen verwendet: Den *Mexican Hat* mit $v = 1.5$, den *French Hat* mit $v = 2.3$ und den traditionell verwendeten *French Hat* mit $v = 3.0$.

3.2.2 Bisherige Anwendungen

Die erste Untersuchung einer Karte molekularen Gases mit der Δ -Varianz präsentierten Stutzki et al. (1998). Sie analysierten eine $^{13}\text{CO}1-0$ Karte, die Teil des FCRAO Survey der äußeren Milchstraße ist, sowie die Polaris-Flare-Wolke in CO1-0 und erhielten $\beta=2.68$ bzw. $\beta=2.77$.

Eine umfassende Untersuchung von Daten mehrerer Molekülwolken führten Bensch et al. (2001) durch. Bei diesen Daten handelt es sich zum einen um an unterschiedlichen Teleskopen beobachteten Datensätze der Polaris-Flare-Wolke (u.a. Falgarone et al. (1998)), zum anderen handelt es sich um Beobachtungen in Perseus/NGC 1333, Orion A, Orion B, Mon OB1/NGC224 und Mon R2, beobachtet mit dem 7m AT&T Bell Laboratories in $^{13}\text{CO}1-0$. Sie untersuchten Karten mehrerer Regionen und unterschiedlicher Linien der beiden Hauptisotope (CO und ^{13}CO , 1-0 und 2-1) sowie unterschiedlicher räumlicher Auflösung und fanden Spektralindizes zwischen 2.5 und 3.3, unabhängig von der untersuchten Linie, der räumlichen Auflösung und der Sternentstehungsaktivität. Das Fit-Interval, d.h. der Bereich oberhalb der Auflösungsgrenze bis hin zu L_{peak} , lag hierbei in linearen Skalen zwischen 0.02 und 6pc.

Huber (2002) wendete die Δ -Varianz Analyse methode auf verschiedene Teilregionen einer CO1-0 Karte der Spiralgalaxie M51 an. Er fand einen durchschnittlichen Spektralindex von 2.09 ± 0.19 in den Spiralarmen und 1.69 ± 0.26 in den Interarmregionen. Im Vergleich zu den $^{13}\text{CO}1-0$ Daten der äußeren Milchstraße, wo er im Mittel verschiedener Teilregionen $\beta=2.61 \pm 0.28$ bei einem durchschnittlichen Fit-Interval von 2-18pc lineare Dimension findet, findet er in M51 in der zentralen Region $\beta=2.17 \pm 0.20$ bei einem durchschnittlichen Fit-Interval von 28-128pc.

Ferner präsentiert Huber (2002) Δ -Varianz-Spektren des BU-FCRAO Datensatzes des GMR bei $40^\circ \leq l \leq 50^\circ$ und $-1^\circ \leq b \leq 0.5^\circ$.

Bensch et al. (2001) fanden in Polaris/Flare den Trend, daß der Spektralindex mit abnehmendem linearen Skalen des Fit-Intervalls zunimmt. In Kombination aller oben erwähnten Analysen fand Huber (2002) einen ähnlichen Trend,

dominiert durch den Vergleich des Scatters der Spektralindizes in der Milchstraße und der in M51. Ich gehe auf diesen Trend in Abschnitt 3.4.1.2 näher ein.

Ossenkopf et al. (2001) untersuchten mit der Staubkontinuumskarte von Serpens (Testi & Sargent 1998) eine Karte, die nicht molekulares Material zeigt. Sie erhielten $\beta=0.8$ im signifikanten Fitbereich zwischen $5.5''$ und $73''$ und interpretierten dies damit, daß es sich um eine interferometrisch aufgenommene Karte handelt. Mit der 1.3mm Kontinuumskarte von ρ Oph (Motte et al. 1998) untersuchten Ossenkopf et al. (2004) erstmals eine an einem *single-dish*-Teleskop gemessene Staubkarte. Sie erhielten $\beta=2.68$ bei einem linearen Fit-Interval zwischen 0.01 und 0.1pc.

Ossenkopf & Mac Low (2002) wendeten die dreidimensionale Δ -Varianz-Methode auf simulierte 3D-Geschwindigkeitskuben an und untersuchten hierbei turbulente Wolkenmodelle. Die Übertragung dieser Methode auf Beobachtungsdaten ist jedoch nicht möglich.

Die Δ -Varianz der oben gezeigten Analysen erreichen bei L_{peak} eine obere Strukturgröße des selbstähnlichen Verhaltens. Sofern bis hier berechnet, setzt sich das Δ -Varianz Spektrum oberhalb von L_{peak} mit $\sigma_{\Delta} \propto L^{-2}$ gemäß unkorrelierter Daten fort. Eine Ausnahme hiervon bilden die Δ -Varianz-Spektren von Mon R2 und Perseus/NGC1333 (Bensch et al. 2001), die beide nach einem leichten Abfall oberhalb von L_{peak} zu den maximalen Strukturgrößen hin wieder ansteigen. Bensch et al. (2001) gehen nicht weiter auf diesen Bereich der Δ -Varianz Spektren ein, da sie von Kartenrandeffekten bei der Δ -Varianz-Berechnung ausgehen (Bensch 2004).

Neben den von Bensch et al. (2001) untersuchten fBm-Strukturen untersuchten Ossenkopf et al. (2004) weitere künstliche Strukturen mit dem Zweck, die Robustheit der Analysemethode zu testen. Zunächst untersuchten sie periodische Strukturen zum Test der Güte der Bestimmung der Spektralindizes, schließlich untersuchten sie nichtperiodische Strukturen an verschiedenen Positionen in den Testkarten, um die Qualität der von ihnen implementierten Kartenrandbehandlung zu testen. In Abschnitt 3.3 ergänze ich diese Untersuchungen der Analysemethode mit dem Zweck, die in den nachfolgenden Abschnitten untersuchten Δ -Varianz-Spektren der in dieser Arbeit untersuchten Meßdaten interpretieren zu können.

3.3 Simulationen

Im Abschnitt 3.4 werde ich eine ausführliche Δ -Varianz-Analyse des vorliegenden Datensatzes präsentieren. Um die Analyseergebnisse zu untermauern ist es notwendig, die Δ -Varianz-Analysemethode an simulierten Beispielkarten zu beleuchten. Die bisherigen Untersuchungen simulierter Karten von Bensch et al. (2001) und Ossenkopf et al. (2004) sind hierfür nicht ausreichend. Die Karten der in diesem Teilabschnitt untersuchten Δ -Varianz-Spektren von simulierten Strukturen haben exakt die Dimension des Feldes G30-31; dies ermöglicht die Übertragung der Ergebnisse auf die Analyse der Meßdaten unter denselben Randbedingungen. Abbildung 3.2 zeigt 12 Karten mit den zugehörigen Δ -Varianz-Spektren, auf die ich im folgenden eingehen werde. Die Δ -Varianz-Spektren wurden mit dem *Mexican Hat* Filter mit $v=1.5$ und der Option *cut at edges* zur Behandlung des Kartenrandes berechnet.

3.3.1 Simulationen

Teilkarte 1 zeigt weißes Rauschen. Das zugehörige Δ -Varianz-Spektrum folgt dem für weißes Rauschen theoretischen Abfall $\sigma_{\Delta}^2 \propto L^{-2}$ für nicht korrelierte Datenpunkte auf allen Größenskalen L .

Unterhalb der Strukturgrößen $L=1'$ entsprechend dem zweifachen Pixelabstand weicht die Δ -Varianz von diesem Verlauf ab; dies gilt konsistent für alle anderen Teilkarten. Hierbei handelt es sich um ein unvermeidbares Problem der Fourier-Transformation. Erst der zweite Punkt des Δ -Varianz-Spektrums ist signifikant (Ossenkopf 2004). Hier, wie in den folgenden Teilkarten, ist daher der theoretische Verlauf des weißen Rauschens $\sigma_{\Delta}^2 \propto L^{-2}$ eingezeichnet, der den jeweils zweiten Punkt der Δ -Varianz-Spektren schneidet. Die berechneten Punkte im Δ -Varianz Spektrum des Teilbilds 1 weichen leicht von diesem theoretischen Verlauf ab. Die Ursachen sind wahrscheinlich numerische Näherungen in der Erzeugung des weißen Rauschens oder der Berechnung von σ_{Δ}^2 (numerisches Rauschen, Sampling-Effekt). Diese Abweichungen fallen für die weiteren Diskussionen nicht ins Gewicht.

In **Teilkarte 2** ist auf das weiße Rauschen eine konstante Intensität addiert worden. Man erkennt, daß der Verlauf des Δ -Varianz-Spektrums nicht von dem bei reinem weißen Rauschen abweicht. Auch die absoluten Werte von σ_{Δ}^2 sind quasi identisch mit denen der Teilkarte 1. Dies liegt in der Analyse-methode begründet: Der offset ist sowohl im positiv gezählten Kern als auch im negativ gezählten Kranz enthalten und hebt sich daher auf.

In **Teilbild 3** sind reale, am Teleskop aufgenommene Meßwerte eingetragen. Zu sehen ist eine über einen emissionsfreien Bereich integrierte Karte. Ich ha-

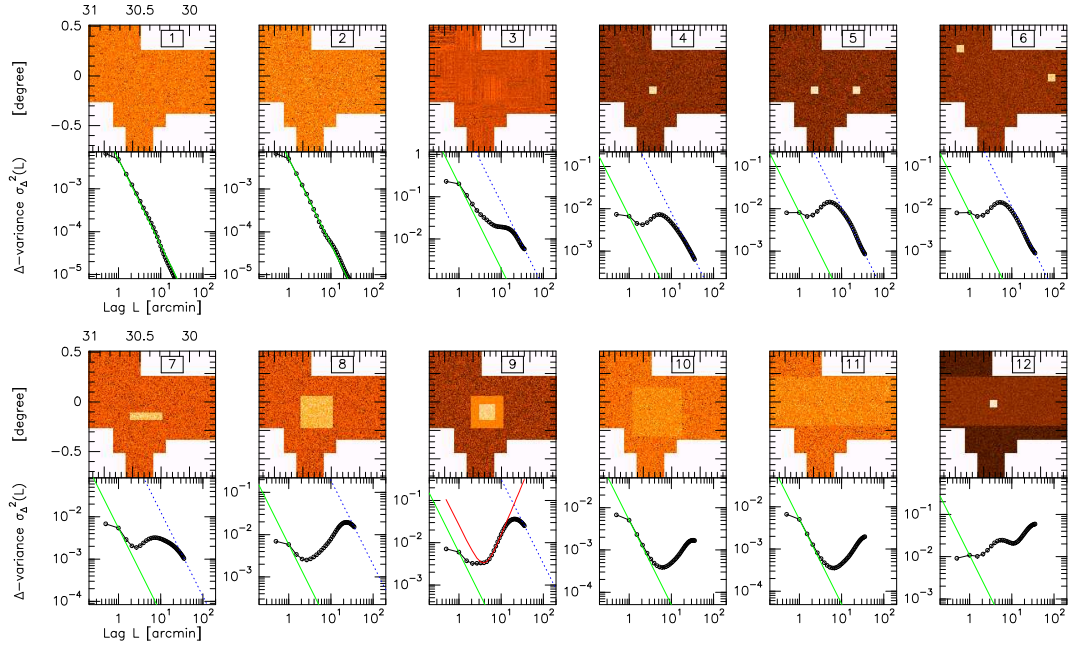


Abbildung 3.2: Einige künstlich erzeugte Karten und die zugehörigen Δ -Varianz Spektren (Mexican Hat mit $v=1.5$): **1**: weißes Rauschen, **2**: weißes Rauschen+konstanter offset, **3**: rms der Meßdaten, **4**: Quadrat auf weißem Rauschen, **5**: zwei Quadrate wie in 4 auf weißem Rauschen, **6**: wie 5 nur anders positioniert, **7**: Rechteck auf weißem Rauschen. Die schmale Seite hat die Kantenlänge der Quadrate aus 4-6, **8**: Quadrat mit doppelter Kantenlänge auf weißem Rauschen, **9**: Zwei Quadrate verschiedener Größe auf weißem Rauschen, **10**: riesiges Quadrat auf weißem Rauschen, **11**: riesiges Rechteck auf weißem Rauschen, **12**: kleines Quadrat und riesiges Rechteck auf weißem Rauschen. **Allgemein**: Der Farbkeil geht von niedrigen Intensitäten bei Schwarz über Rot bis Weiß bei höchsten Intensitäten. Die absoluten Werte sind hier nicht von Belang. Die durchgezogenen grünen Linien und die gepunkteten blauen Linie entsprechen $\sigma_{\Delta}^2 \propto L^{-2}$. Die in Teilbild 9 zusätzlich gezeigte durchgezogene rote Kurve entspricht dem Fit der Steigung d_{Δ} nach Bensch et al. (2001).

be bewußt eine relativ schlechte Datenqualität gewählt, um den maximalen Einfluß der Datenqualität auf die Δ -Varianz-Spektren ermitteln zu können. Die Karte wurde in um $15'$ versetzte und sich leicht überlappende quadratische Teilkarten mit einer Kantenlänge von $16.5'$ gemessen. Es sind neben dem Rauschen Meßfehler enthalten, deutlich erkennbar sind die typischen Streifen in den Teilkarten, die bei *on-the-fly* Messungen entstehen können. Das Δ -Varianz-Spektrum dieser Karte zeigt einen streng monotonen Abfall, allerdings weicht es schon bei kleinen Strukturgrößen vom Verlauf desjenigen der reinen Rauschkarte (Teilkarte 1) ab. Oberhalb von $L=20'$ gilt $\sigma_{\Delta}^2 \propto L^{-2}$. Dieses Spektrum ist wie folgt zu interpretieren: Zum einen ist die Δ -Varianz-Methode in der Lage, die Strukturgrößen dieser Meßfehler (otf-Streifen) zu detektieren; im Bereich zwischen $L=1'$ und $L=20'$ sind die σ_{Δ}^2 von diesen Meßfehlern beeinflusst. Oberhalb von $L=20'$ gilt $\sigma_{\Delta}^2 \propto L^{-2}$ und folglich keine Korrelation der Datenfehler auf diesen Größenskalen. Die Strukturinformation der emissionsbehafteten Karten in Abbildung 3.14 ist um mindestens zwei Größenordnungen stärker als die hier gezeigten Strukturinformationen. In **Teilbild 4** ist eine künstliche Struktur in die Karte weißen Rauschens eingesetzt worden: Ein Quadrat mit der Seitenlänge $4.5'$ und folglich einer Diagonalen von $\sim 6.4'$. Das Maximum des Δ -Varianz-Spektrums liegt bei $L_{peak}=5.3'$, mehr als eine Stützstelle (Lag von tatsächlich berechneten Δ -Varianz-Werten) oberhalb von $\sim 4.5'$ und anderthalb Stützstellen unterhalb von $\sim 6.4'$. Das zeigt, daß die dominante Struktur weder die Kante noch die Diagonale des Quadrats ist, sondern dazwischen liegt. Bei großen Strukturgrößen L nähert sich das Δ -Varianz-Spektrum dem L^{-2} Abfalls an, tatsächlich erreicht wird er bei $L \approx 20'$.

In **Teilbild 5** ist in der Karte dieselbe Struktur von Teilbild 4 zweimal vorhanden. Man erkennt, daß sich im Δ -Varianz-Spektrum gegenüber Teilbild 4 im Prinzip nur die Stärke des Strukturpeaks erhöht hat: Die Strukturgröße L_{peak} ist identisch mit der in Teilbild 4, die Strukturinformation $\sigma_{\Delta}^2(L_{peak})$ ist mit 2% Abweichung gegenüber Teilbild 4 verdoppelt. Erstaunlicherweise erreicht dieses Δ -Varianz-Spektrum bereits oberhalb von $L=12'$ den L^{-2} Abfall. Dies ergibt sich einfach aus dem steileren Abfall des Δ -Varianz-Spektrum oberhalb von L_{peak} .

Die Karte in **Teilbild 6** unterscheidet sich von Teilbild 5 nur in der unterschiedlichen Anordnung der beiden Quadrate in der Karte. Abbildung 3.3 zeigt einen Vergleich der Δ -Varianz-Spektren der Teilbilder 4, 5 und 6. Die Teilbilder 5 und 6 unterscheiden sich signifikant bis zu 20% bei großen Strukturgrößen, ansonsten sind sie quasi identisch. Erklärbar ist dies damit, daß der räumliche Abstand der Quadrate zu den Kartenrändern praktisch eine weitere Strukturgröße innerhalb der Karten ist, die diese beiden Karten unterscheidet. Sowohl σ_{Δ}^2 von Teilbild 5 als auch von Teilbild 6 erreichen bei

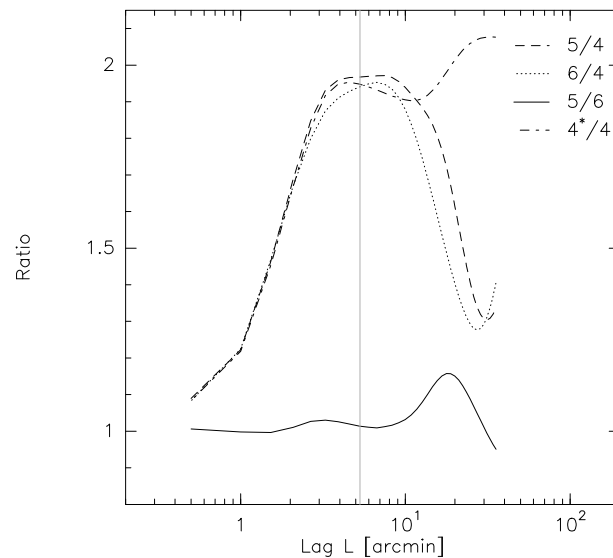


Abbildung 3.3: Verhältnisse der Δ -Varianz-Spektren der Teilbilder 4, 5 und 6 aus Abbildung 3.2. 4^* bezeichnet eine zu 4 identische Karte mit dem gleichen Rauschniveau, jedoch ist die Intensität des Quadrates zur passenden Gewichtung um $\sqrt{2}$ gegenüber Teilbild 4 erhöht. Die senkrechte Linie markiert L_{peak} aus Teilbild 4.

den zentralen Strukturgrößen nur knapp die doppelten Werte der σ_{Δ}^2 von Teilbild 4. Zum Vergleich ist die Kurve $4^*/4$ eingetragen, die das Δ -Varianz-Spektrum aus Teilbild 4 mit dem einer fast identischen Karte (4^*) vergleicht, bei der die Intensität des Quadrates um $\sqrt{2}$ gegenüber der Karte in Teilbild 4 erhöht ist. Bis hin zu Strukturgrößen, die deutlich oberhalb von L_{peak} liegen, liefern sowohl die Teilbilder 5 und 6 als auch 4^* vergleichbare Ergebnisse, bei den größten Skalen unterscheiden sich die Δ -Varianz-Spektren jedoch deutlich voneinander. Entsprechend erreicht auch 4^* analog zu Teilbild 4 in Abbildung 3.2 den L^{-2} Abfall erst bei größeren Strukturgrößen als die Δ -Varianz-Spektren der Teilbilder 5 und 6.

In **Teilbild 7** der Abbildung 3.2 ist als Struktur ein Rechteck der Größe $4.5' \times 19.5'$ dargestellt. Der Peak im Δ -Varianz-Spektrum liegt bei $7.5'$, also deutlich unterhalb der längeren Kantenlänge.

Das Quadrat in **Teilbild 8** hat eine Kantenlänge von $19.5'$, der Peak im Δ -Varianz-Spektrum liegt bei $23.5'$. Gemäß der Erwartungen ist hier die Peakposition relativ zum Teilbild 4 skaliert, L_{peak} liegt oberhalb der Kantenlänge und damit deutlich oberhalb derer von Teilbild 7. Betrachtet man den von kleinen Strukturgrößen zum Peak hin ansteigenden Bereich dieses Δ -Varianz-Spektrums, so fällt auf, daß hier kein Potenzgesetz vorliegt; ein konstanter

Exponent d_{Δ} kann somit nicht angegeben werden. Dies ist verständlich, da eine einzige Strukturkomponente nicht durch eine fraktale Strukturverteilung erklärt werden kann.

Im Fall astronomischer Karten beobachtet man jedoch im Gegensatz zu oben gezeigten relativ einfachen Systemen Kombinationen verschiedener Größenskalen bei unterschiedlichen Intensitäten. Einen ersten Schritt hierzu zeigt **Teilbild 9**: Gezeigt ist die Überlagerung des großen Quadrates aus Teilbild 8 mit der Kantenlänge von $19.5'$ und einem kleineren Quadrat der Kantenlänge $9.5'$ und folglich einer Diagonalen von $\sim 13.4'$. Der Strukturpeak liegt bei $21.1'$, also leicht unterhalb desjenigen in Teilbild 8 aber immer noch oberhalb der Diagonalen des größeren Quadrates. Betrachtet man den Anstieg zum Peak bei kleineren Strukturgrößen, so fällt auf, daß zwischen $\sim 6'$ und $\sim 11'$ ein quasi linearer Anstieg vorliegt. Bei einer Kombination von lediglich Objekten liegt kein Fraktal vor! Es ist folglich, wie dieses Beispiel zeigt, relativ einfach möglich, in einem gewissen Strukturgrößenbereich einen konstanten Exponenten d_{Δ} zu erhalten, ohne daß ein Fraktal vorliegt. Selbstverständlich ist dies nur ein Gegenbeispiel und keine Widerlegung der Annahme selbstähnlicher Wolkenstrukturen in Molekülwolken.

Ich möchte nun ermitteln, inwiefern die Lage des Peaks L_{peak} mit der Strukturgröße korreliert ist. Dazu habe ich in Abbildung 3.4 das Δ -Varianz-Spektrum des Teilbildes 8 aus Abbildung 3.2 gezeigt und vier Strukturgrößen eingetragen: L_{peak} , die Kantenlänge und die Diagonale des Quadrates sowie den effektiven Durchmesser, also den Durchmesser eines Kreises mit der Fläche dieses Quadrates. Die Lage des Peaks des Δ -Varianz-Spektrums liegt, wie oben bereits erwähnt, zwischen der Diagonalen und der Kantenlänge des Quadrates. Bei der Δ -Varianz-Methode werden kreissymmetrische Filterfunktionen eingesetzt, die untersuchten Strukturen werden daher entsprechend effektiv verschmiert. Der effektive Durchmesser weicht nur eine Stützstelle von der Lage des Peaks ab; diese effektive Strukturgröße wird somit relativ gut durch L_{peak} repräsentiert. Als möglicher Grund für die verbleibende Abweichung ist die gaußförmige Wichtung der Einzelpixel der Struktur im Kern und im Kranz des Filterns *Mexican Hat* zu nennen.

Abbildung 3.5 zeigt die entsprechende Untersuchung für das in Teilbild 7 der Abbildung 3.2 gezeigte Rechteck. Diese Struktur ist weniger gut durch eine kreissymmetrische Struktur annäherbar wie das oben gezeigte Quadrat, daher ist die Abweichung von effektivem Kreisdurchmesser und L_{peak} auch deutlich größer als im Fall des Quadrates.

Abbildung 3.6 zeigt die entsprechende Untersuchung für die Anordnung zwei-

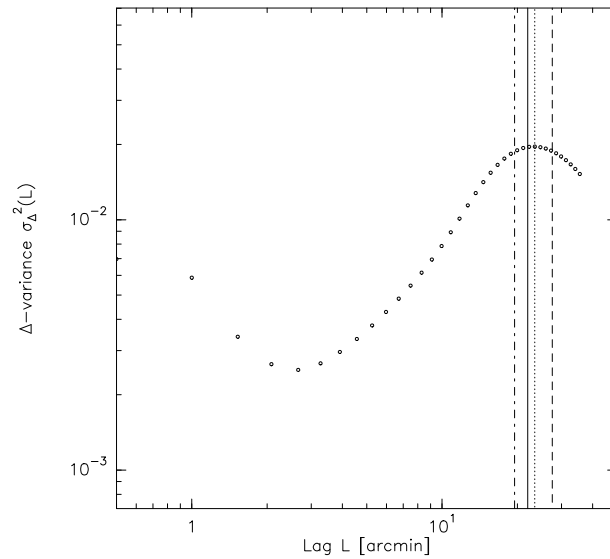


Abbildung 3.4: Gezeigt ist das Δ -Varianz-Spektrum des Teilbildes 8 der Abbildung 3.2. Die gepunktete Linie gibt die Lage des Peaks L_{peak} an, die gestrichelte Linie die Größe der Diagonalen und die kurz-lang gestrichelte Linie die Kantenlänge des Quadrates an. Die durchgezogene Linie gibt den Durchmesser einer Kreisscheibe mit zum Quadrat gleichen Flächeninhalt an.

er Quadrate in Teilbild 9 der Abbildung 3.2. Die effektive Größe des großen Quadrates wird gut durch L_{peak} reproduziert, die effektive Größe des kleinen Quadrates stimmt in etwa mit der Strukturgröße des Turnovers $L_{turnover}$ überein, bis zu der der lineare Anstieg im Δ -Varianz-Spektrum erscheint.

Alle bisher diskutierten simulierten Strukturen zeigten oberhalb von L_{peak} einen streng monotonen Abfall des Δ -Varianz-Spektrums. Die Untersuchungen des Feldes G30-31, auf die ich in Teilabschnitt 3.4.2 eingehen werde, zeigen jedoch teilweise genau das entgegengesetzte Verhalten (siehe Abbildung 3.14). Der Vergleich der Teilbilder 4 und 8 der Abbildung 3.2 hat gezeigt, daß die Lage von L_{peak} mit der Größe der in der Karte befindlichen Struktur skaliert. Man erwartet daher bei einer sehr großen Struktur, daß die Lage von L_{peak} oberhalb L_{max} liegen wird und das Δ -Varianz-Spektrum folglich nur den Anstieg zum Peak hin zeigt. Das Teilbild 2 jedoch zeigt, daß in diesem Beispiel einer extrem großen Struktur (konstanter Intensitätsoffset in der gesamten Karte) keinerlei Strukturinformation im Δ -Varianz-Spektrum gegeben ist.

Teilbild 10 zeigt ein Quadrat mit einer Kantenlänge von $29.5'$, daher müßte der Peak bei $L_{peak}=L_{max}=35.5'$ liegen. Tatsächlich zeigt das Δ -Varianz-

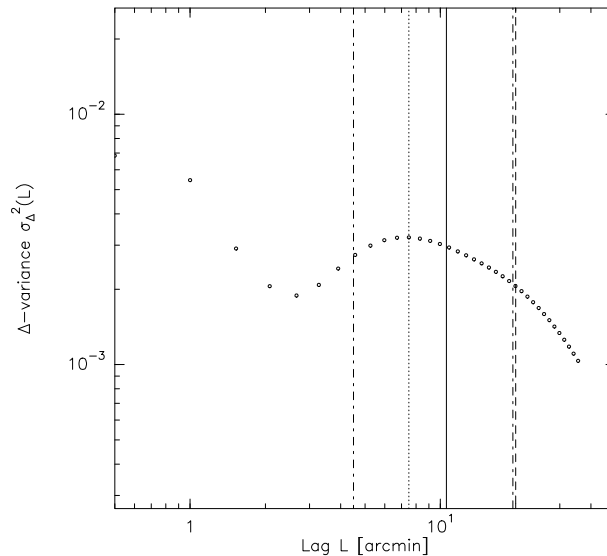


Abbildung 3.5: Gezeigt ist das Δ -Varianz-Spektrum des Teilbildes 7 der Abbildung 3.2. Die gepunktete Linie gibt die Lage des Peaks L_{peak} an, die gestrichelte Linie die Größe der Diagonalen und die kurz-lang gestrichelten Linien die Kantenlängen des Rechtecks an. Die durchgezogene Linie gibt den Durchmesser einer Kreisscheibe mit zum Rechteck gleichen Flächeninhalt an.

Spektrum $L_{peak}=32.7'$.

Teilbild 11 zeigt ein Rechteck, dessen kurze Kantenlänge der des Quadrates aus Teilbild 10 und dessen lange Kantenlänge der gesamten Breite der Karte von $76.5'$ ist. Der Peak des Δ -Varianz Spektrums liegt oberhalb von L_{max} , jedoch erkennt man eine deutliche Abnahme der Steigung bei den obersten Größenskalen, so daß L_{peak} nur leicht oberhalb von L_{max} liegen sollte.

In Teilbild 9 war die Überlagerung zweier Strukturen relativ ähnlicher Strukturgrößen gezeigt worden. **Teilbild 12** zeigt die Überlagerung eines relativ riesigen Rechtecks mit einem relativ kleinen Quadrat. Die Superposition dieser beiden Struktureinheiten resultiert in einem Δ -Varianz-Spektrum, das diese beiden Strukturgrößen separiert zeigt. Die Karte des Teilbildes 12 kann durch Addition zweier Karten erzeugt werden, die eine mit dem Rechteck, die andere mit dem Quadrat. Das Rauschniveau beider Einzelkarten ist um $\sqrt{2}$ niedriger als das der Superposition. Zur genaueren Untersuchung dieser Superposition zeigt Abbildung 3.7 das Δ -Varianz-Spektrum aus Teilbild 12 der Abbildung 3.2 sowie die Δ -Varianz-Spektren der beiden beschriebenen Einzelkarten. Neben diesen drei Δ -Varianz-Spektren ist in Abbildung 3.7 ferner die Summe der beiden Δ -Varianz-Spektren der Einzelkarten gezeigt.

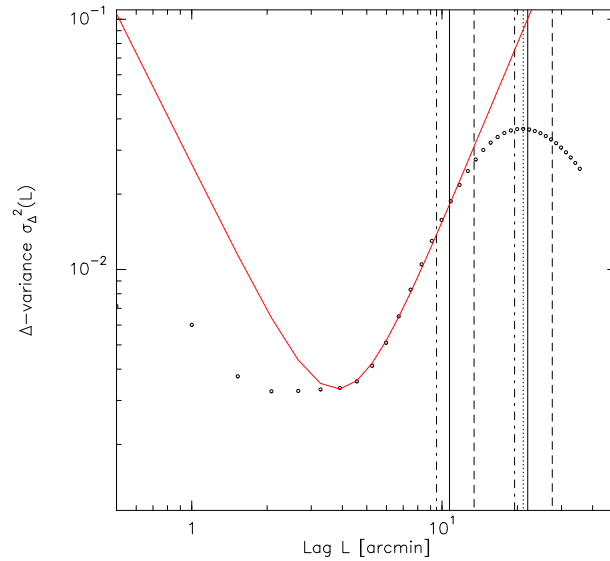


Abbildung 3.6: Gezeigt ist das Δ -Varianz-Spektrum des Teilbildes 9 der Abbildung 3.2. Die gepunktete Linie gibt die Lage des Peaks L_{peak} an, die gestrichelten Linien die Größe der Diagonalen und die kurz-lang gestrichelten Linien die Kantenlängen der beiden Quadrate an. Die durchgezogenen Linien geben die Durchmesser der Kreisscheiben mit den zu den Quadraten gleichen Flächeninhalten an.

Bei kleinen Strukturgrößen stimmen das Δ -Varianz-Spektrum der Superposition mit der Superposition der Δ -Varianz Spektren der Einzelkarten überein, bei großen Strukturgrößen allerdings unterscheiden sich diese beiden Δ -Varianz-Spektren um mehr als eine halbe Größenordnung; das Δ -Varianz-Spektrum der superpositionierten Karte zeigt deutlich überhöhte Werte σ_{Δ}^2 .

Abbildung 3.8 zeigt das Δ -Varianz Spektrum des Teilbildes 3 der Abbildung 3.2. Die Routine *deltavarwidget* ermöglicht die von Ossenkopf et al. (2004) implementierte Möglichkeit, die untersuchte Karte mit einer normierten (1/rms)-Karte mit dem Grundlinien-rms der Beobachtungsdaten zu wichten. Um diese Funktion zu testen, habe ich das in Abbildung 3.8 gezeigte eigengewichtete Δ -Varianz Spektrum derselben Karte $f(r)$ erzeugt. Hierfür habe ich die Wichtungskarte $w(r)$ gemäß der Vorschrift $w(r) = \frac{1}{|f(r)|}$ erzeugt. Die Bereiche der otf-Streifen werden hierdurch weniger stark gewichtet, jedoch nicht eliminiert. Ferner ändern sich auch die absoluten Werte $\sigma_{\Delta}^2(L)$, weshalb ich das resultierende eigengewichtete Δ -Varianz-Spektrum in Abbildung 3.8 mit $\sigma_{\Delta}^2(L_{min})$ des nicht gewichteten Δ -Varianz-Spektrums normiert habe.

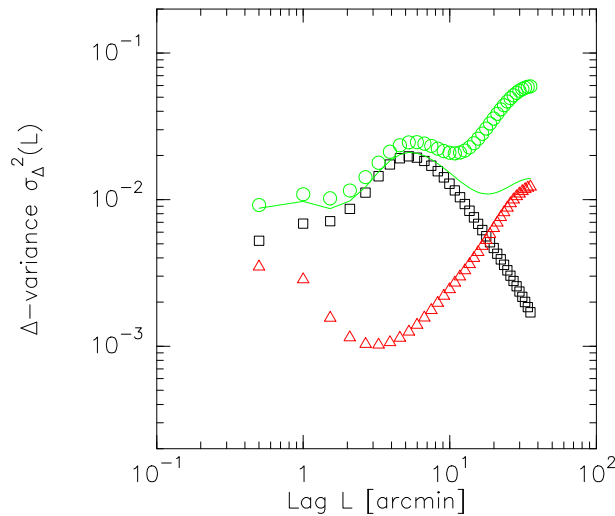


Abbildung 3.7: Die grünen Kreise repräsentieren das Δ -Varianz-Spektrum des Teilbild 12 der Abbildung 3.2. Die Intensität im Rechteck liegt bei 0.5, die im Quadrat bei 5.5. Das weiße Rauschen hat einen rms-Wert von 0.2. Die roten Dreiecke zeigen das Δ -Varianz-Spektrum einer entsprechenden Karte nur mit einem Rechteck der Intensität 0.5 an der selben Position und weißem Rauschen der Stärke $0.2/\sqrt{2}$. Die schwarzen Quadrate zeigen das Δ -Varianz-Spektrum einer entsprechenden Karte nur mit einem Quadrat der Intensität 5.0 an der selben Position und weißem Rauschen der Stärke $0.2/\sqrt{2}$. Die grüne Kurve zeigt die Addition der beiden letztgenannten Δ -Varianz-Spektren; das Rauschniveau ist durch die Wahl des Rauschens der beiden Karten identisch mit dem erstgenannten Δ -Varianz-Spektrum.

Gut zu erkennen ist, daß die otf-Streifen weniger stark detektiert werden. Entsprechend werden bei einer echten Grundlinien-rms-Wichtung von Meßdaten die am stärksten verrauschten Bereiche einer Karte weniger stark gewichtet werden; die aus einer solchen Intensitätsfluktuation herrührenden virtuellen kleinskaligen Strukturen relativ zum weißen Rauschen der übrigen Karte werden somit wirkungsvoll unterdrückt werden.

3.3.2 Diskussion

Ich habe gezeigt, daß ein konstanter Exponent d_Δ in einem gewissen Bereich des Δ -Varianz-Spektrums kein eindeutiger Indikator für fraktale Strukturverteilungen ist. Aufgrund der breiten Peaks werden stufenweise selbstähnliche Strukturen, wie Fraktale definiert. Andererseits konnte ich zeigen, daß die Größe L_{peak} , die Lage des Peaks im Δ -Varianz-Spektrum, die dominanten

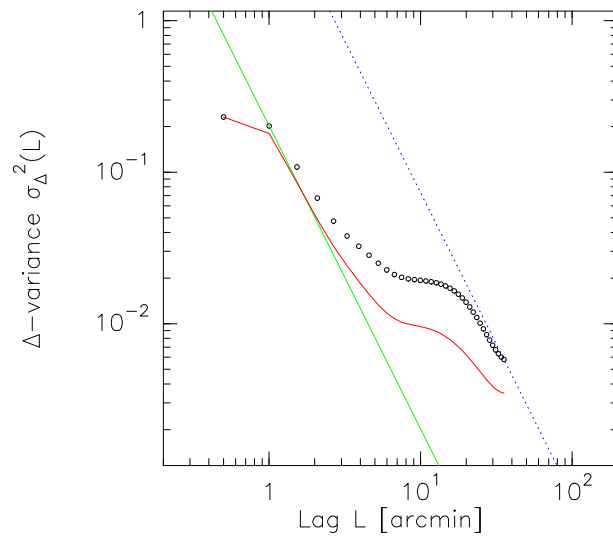


Abbildung 3.8: Δ -Varianz-Spektrum des Teilbildes 3 der Abbildung 3.2. Zusätzlich zur Abbildung 3.2 ist hier als durchgezogene Kurve das eigengewichtete Δ -Varianz derselben Karte gezeigt (siehe Text).

Strukturgrößen relativ gut wiedergibt. Obige Untersuchungen belegen, daß die Lage des Peaks L_{peak} im Δ -Varianz Spektrum eine gute Reproduktion der effektiven Strukturgröße einer Strukturkomponenten und im Fall der Überlagerung unterschiedlich großer Strukturkomponenten die der größten Strukturkomponente ist. Dies trifft weniger gut bei stark anisotropen Strukturen zu, die nicht einfach kreissymmetrisch approximiert werden können. Die Überlagerung zweier unterschiedlicher Strukturkomponenten kann einen geringen Einfluß auf die Lage von L_{peak} haben. Im Rahmen der Diskussion um selbstähnliche Wolkenstrukturen ist interessanterweise festzuhalten, daß die Strukturgröße des *Turnovers* $L_{turnover}$ in den untersuchten Karten keine Rolle spielt.

Bei Komponenten mit sehr großen Größenunterschieden spaltet das Δ -Varianz-Spektrum in zwei Bereiche auf, die separat analysiert werden können.

Die in Abbildung 3.2 untersuchten Strukturen sind alle von relativ einfacher und so in astronomischen Karten des ISM nicht vorkommender Natur. Die Intensitätsverteilung innerhalb dieser Strukturen ist, abgesehen vom weißen Rauschen, konstant; der Rand dieser Strukturen und damit deren Größe war entsprechend wohldefiniert.

Ich konnte zeigen, daß Datenfehler, wie otf-Streifen, keinen signifikanten Einfluß auf die Δ -Varianz-Spektren der astronomischen Karten haben. Die otf-

Streifen sind in emissionsfreien Karten mit der Δ -Varianz-Methode detektierbar, jedoch sind die $\sigma_{\Delta}^2(L)$ verschwindend gering gegenüber den σ_{Δ}^2 -Werten von emissionsbehafteten Karten. Das gezeigte Beispiel hatte stärkere off-Streifen, als der später untersuchte Datensatz. Entsprechend gering sind die Einflüsse der off-Streifen auf die Δ -Varianz-Analyse in Abschnitt 3.4. Oberhalb der Strukturgröße der off-Streifen sind die Datenfehler völlig unkorreliert. Ferner konnte ich zeigen, daß die rms-Karten-Wichtung den gewünschten Effekt hat, Kartenbereiche mit schlechterer Datenqualität bei der Bestimmung von $\sigma_{\Delta}^2(L)$ weniger stark zu wichten.

Die Δ -Varianz-Analyse kann die beiden möglichen Strukturwichtungen, eine stärkere Intensität oder eine höhere Anzahl gleichartiger Strukturen, nicht unterscheiden. Ich konnte verifizieren, daß die entsprechenden Δ -Varianz-Spektren bis $L \gg L_{peak}$ identisch sind. Die Überlagerung von Strukturen mit deutlich unterschiedlichen effektiven Strukturgrößen in einer Karte resultiert nicht in einem Δ -Varianz-Spektrum, das der Superposition der Δ -Varianz-Spektren der einzelnen Strukturen entspräche. Die Abweichungen steigen mit zunehmender Strukturgröße L ; der Anstieg zu den großen Strukturgrößen hin ist im Δ -Varianz Spektrum der superpositionierten Karte überproportioniert (siehe Abbildung 3.7). Er ist folglich ein Hinweis auf eine sehr schwach intensive Komponente mit einer sehr großen effektiven Strukturgröße. Eine solch große Struktur wäre, wie obige Simulationen gezeigt haben, real in der Karte vorhanden und nicht mit Kartenrandeffekten erklärbar, die effektive Strukturgröße läge oberhalb von $L_{max}=35.5'$. Ferner könnten Datenfehler nicht eine solche Strukturkomponente erklären; sowohl ein konstanter Offset als auch die off-Streifen konnte ich als Ursache für eine solche Strukturinformation ausschließen.

3.4 Analyse des Datensatzes

In diesem Abschnitt präsentiere ich die Δ -Varianz-Analyse des vorliegenden Datensatzes, in Teilabschnitt 3.4.1 die des Feldes G45-46, in Teilabschnitt 3.4.2 die des Feldes G30-31. In Teilabschnitt 3.4.3 werde ich schließlich einen Teil des BU-FCRAO $^{13}\text{CO}1-0$ -Datensatzes analysieren.

3.4.1 G45-46

In diesem Abschnitt präsentiere ich die Analyse des Feldes G45-46. In Teilabschnitt 3.4.1.1 zitiere ich die bisherige Strukturanalyse, die an den in diesem Feld vorhandenen Molekülwolken durchgeführt wurden. In Teilabschnitt

3.4.1.2 präsentiere ich die Ergebnisse der Δ -Varianz-Analyse von integrierten Karten dieses Feldes und in Teilabschnitt 3.4.1.3 eine Kanalkarten- Δ -Varianz-Analyse dieses Datenkubus mittels der Berechnung der Δ -Varianz-Spektren aller Kanalkarten. In Teilabschnitt 3.4.1.4 diskutiere ich die aus den Δ -Varianz-Spektren ableitbaren Linienverhältnisse.

3.4.1.1 Bisherige Strukturanalyse

Simon et al. (2001) untersuchten u.a. die $^{13}\text{CO}1\text{-}0$ BU-FCRAO-Daten der beiden ausgedehnten Emissionsbereiche des Feldes G45-46 mit Hilfe des *gauss-clumps*-Algorithmus und erhielten für die Vordergrundwolke (GRSMC60+0.30) $\alpha=1.78\pm 0.13$ und $\gamma=2.12\pm 0.06$ für Klumpenmassen M im Bereich $10^1 \leq M/M_\odot \leq 10^3$ sowie für die Wolke im GMR (GRSMC45.46+0.05) $\alpha=1.80\pm 0.10$ und $\gamma=2.22\pm 0.09$ für Klumpenmassen im Bereich $10^2 \leq M/M_\odot \leq 10^4$. Hieraus ergibt sich nach Gleichung 3.2 unter den dortigen Annahmen ein zu erwartender Spektralindex des Powerspektrums von $\beta=2.59\pm 0.29$ für die Vordergrundwolke und $\beta=2.66\pm 0.25$ für die GMR-Wolke im Feld G45-46.

3.4.1.2 Integrierte Karten

Analyse Für die Δ -Varianz-Analyse von integrierten Karten des Feldes G45-46 habe ich Karten von CO3-2, CO2-1 und $^{13}\text{CO}2\text{-}1$ des vorliegenden KOSMA-Surveys untersucht, sowie die räumlich auf denselben Bereich beschränkten $^{13}\text{CO}1\text{-}0$ -Karten des BU-FCRAO-Surveys. Die untersuchten Integrationsbereiche waren die Bereiche der ausgedehnten Vordergrundwolke bei 20-30 km/s und der GMR-Bereich bei 40-80 km/s.

Abbildung 3.9 zeigt die berechneten Δ -Varianz-Spektren des Feldes G45-46. Die zugrundeliegenden KOSMA-Karten integrierter Intensität sind jeweils auf der Originalauflösung untersucht worden. Bei den $^{13}\text{CO}1\text{-}0$ -Daten vom BU-FCRAO-Survey habe ich jedoch hier und im folgenden die auf die CO3-2-Auflösung gefalteten und auf das KOSMA-Datenpunktgitter umgerechneten Karten verwendet. Dies gewährleistet den Vergleich identischer Raumbereiche.

Die Fehlerangabe von d_Δ ist die maximale Streuung der d_Δ , ermittelt mit den drei Filtern *Mexican Hat* mit $v=1.5$ und *French Hat* mit $v=2.3$ bzw. mit $v=3.0$. Zu dieser Fehlerdefinition von d_Δ ist folgendes zu sagen: Der mathematische Fehler der einzelnen $\sigma_\Delta^2(L)$ ist bestimmt durch den Poissonfehler (Bensch et al. 2001; Ossenkopf et al. 2004); bei der Angabe der für die gesamte Karte gemittelten $\sigma_\Delta^2(L)$ ist somit die bei einer festen Kartengröße von

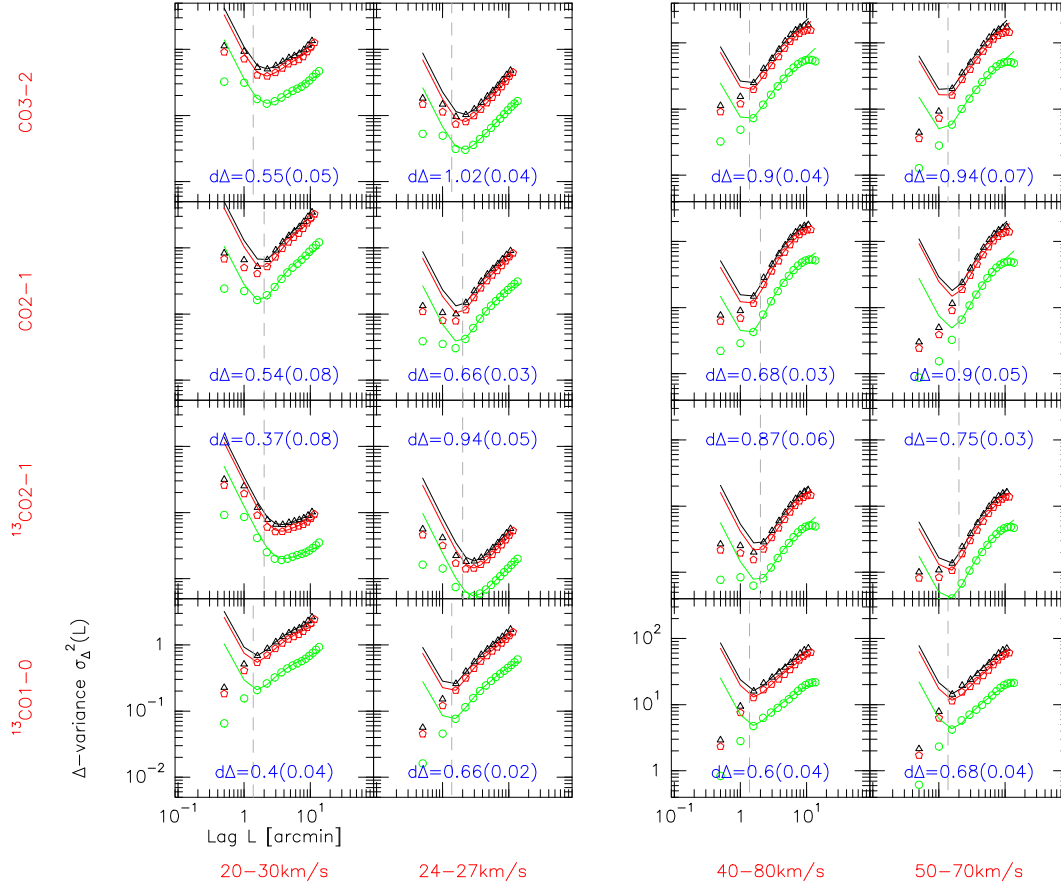


Abbildung 3.9: Δ -Varianz-Spektren integrierter Karten des Feldes G45-46. In den vier Spalten von links nach rechts sind die Integrationsbereiche 20-30, 24-27, 40-80 und 50-70 km/s gezeigt. In den vier Zeilen von oben nach unten die Linien CO3-2, CO2-1, $^{13}\text{CO2-1}$ und $^{13}\text{CO1-0}$. Jede einzelne Box zeigt drei verschiedene Δ -Varianz-Spektren $\sigma^2(L)$ unter Verwendung dreier verschiedener Filterfunktionen: Die schwarzen Dreiecke zeigen die Berechnungen unter Verwendung des *French Hat* Filters mit $v=3.0$, die roten Fünfecke entsprechend für den *French Hat* Filter mit $v=2.3$ und die grünen Kreise entsprechend für den *Mexican Hat* Filter mit $v=1.5$. Alle Berechnungen wurden mithilfe der Karte der Grundlinien-rms Werte der Einzelspektren gewichtet. Die durchgezogenen Kurven zeigen den jeweiligen Fit unter Annahme eines Potenzgesetzes sowie weißen Rauschens und dem durch die gestrichelte senkrechte Linie markierte Größe des Teleskopbeams (Bensch et al. 2001); im Fall der $^{13}\text{CO1-0}$ Daten habe ich die auf die Auflösung und das Raster der CO3-2 Daten verschmierten Daten verwendet. Der Mittelwert für $d\Delta$ unter Verwendung der drei untersuchten Filterfunktionen sowie der Maximalfehler der Streuung ist in der jeweiligen Box angegeben.

L abhängige Anzahl der Stützstellen der Faltung maßgebend. Bensch et al. (2001) zeigten jedoch, daß unabhängig von L der bekannte Spektralindex modellierter fraktaler Karten gleichermaßen von der Δ -Varianz-Methode reproduziert werden kann. Die Analyse simulierter Karten, die ich in Abschnitt 3.3 präsentiert habe, zeigt ferner, daß diese Methode gleichermaßen gut kleine und große Strukturgrößen detektieren kann. Dies deutet darauf hin, daß der tatsächliche Fehler, verglichen zum Poissonfehler, geringer ist.

Bei der Bestimmung von d_Δ ergeben sich sowohl aufgrund der Wahl der Filterfunktion als auch aufgrund der subjektiven Bestimmung der Fitgrenzen Fehler. Durch die Wahl dreier unterschiedlicher Filterfunktionen im Rahmen sinnvoller Filterfunktionen (Ossenkopf et al. 2004) und die Wahl des Maximalfehlers der Streuung des jeweils ermittelten Exponenten d_Δ sind diese Fehlerquellen erfaßt. Außen vor bleiben hierbei systematische Fehler der Δ -Varianz-Methode; aufgrund obiger Argumente schätze ich diese jedoch als gering ein.

Die Wichtung der berechneten $\sigma_\Delta^2(L)$ mit Hilfe der Grundlinien-rms-Karten (siehe Teilabschnitt 3.3.1) hat einen stärkeren Einfluß auf die Bestimmung der Exponenten d_Δ als die verbleibende Streuung der d_Δ -Werte bei der Bestimmung mit den drei angegebenen Filterfunktionen. Dieser Effekt ist am stärksten bei den $^{13}\text{CO1-0}$ -Karten. Die Ursache hierfür findet sich in regelmäßigen Strukturen in der zugehörigen rms-Karte. Diese wurden hervorgerufen durch ein schlechtes Pixel im 16-Pixel-SEQUOIA-Array (Simon 2004). Die Wichtung mit Hilfe der Grundlinien-rms Karten trägt somit, neben der von mir gewählten Fehlerdefinition, entscheidend zur Minimierung der Spektralindexfehler bei; die im folgenden diskutierten unterschiedlichen Spektralindizes erhalten erst hierdurch ihre Signifikanz.

Das prinzipielle Verhalten der berechneten Δ -Varianz-Spektren zeigt sich wie folgt: Die absoluten Werte von $\sigma^2(L)$ liegen bei den GMR-Bereichen etwa ein bis zwei Größenordnungen oberhalb derer der Vordergrundwolke. Bei kleinen Strukturgrößen unterhalb der jeweiligen Teleskopbeamgrößen sind die Karten der KOSMA-Daten vom Rauschen dominiert, die Karten der FCRAO-Daten vom Teleskopbeam. Hierbei spielt es prinzipiell keine Rolle, daß sich dieser aus einer Faltung des tatsächlichen Teleskopbeams und desjenigen *Kernels* ergibt, mit dem die Daten auf die Auflösung der CO3-2 verschmiert wurden. Aufgrund der Verschmierung reduzierte sich das ohnehin schon niedrige Rauschniveau der $^{13}\text{CO1-0}$ Spektren derart, daß es hier nicht mehr signifikant ist. Oberhalb der jeweiligen Teleskopbeamgrößen sind alle gezeigten Δ -Varianz-Spektren dominiert durch einen geraden Verlauf von $\sigma^2(L)$ in der doppeltlogarithmischen Darstellung. Die maximal berechnete Strukturgröße

L_{max} liegt bei $\approx 13.5'$, der kleinste Abstand zweier gegenüberliegender Kartenränder dieser Karten beträgt $16.5'$.

Im Fall der GMR-Bereiche 40-80km/s und 50-70km/s weichen die Δ -Varianz-Spektren der KOSMA-Daten bei $L_{turnover} \approx 8'$ von diesem linearen Verhalten ab und erreichen das Maximum bei $L_{peak} \approx 10-11'$. Die Δ -Varianz-Spektren der $^{13}\text{CO}1-0$ -Karten zeigen ein lineares Verhalten bis $\approx 10'$. Das prinzipielle Verhalten der Δ -Varianz-Spektren aller untersuchten Linien unterscheidet sich nicht, vergleicht man die beiden Integrationsbereiche 50-70km/s und 40-80km/s.

Im Fall der Vordergrundwolken-Bereiche 20-30km/s und 24-27km/s lassen sich jedoch Unterschiede zwischen den beiden Integrationsbereichen feststellen: Mit Ausnahme der Δ -Varianz-Spektren von CO2-1 bei 20-30km/s mit einem rein linearen Verlauf bis hin zur maximal berechneten Strukturgröße L_{max} zeigen die Δ -Varianz-Spektren des breiteren Integrationsbereiches 20-30km/s einen linearen Verlauf bis $L \approx 9'$ und einem deutlich steileren Verlauf bis L_{max} . Bei den Karten des engeren Integrationsbereichs 24-27km/s zeigen alle zugehörigen Δ -Varianz-Spektren einen linearen Verlauf bis L_{max} .

Es gibt eine signifikante Variation der Exponenten d_{Δ} in den untersuchten 16 Karten, die ermittelten Werte liegen zwischen 0.37 ± 0.08 und 1.02 ± 0.04 . Zwei grobe Tendenzen zeichnen sich sofort ab: Unter Berücksichtigung der relativ hohen Ungenauigkeit von d_{Δ} bei $^{13}\text{CO}2-1$ und 20-30 km/s ergeben sich für die $^{13}\text{CO}1-0$ -Karten in allen vier Integrationsbereichen (mit) die niedrigsten und für die CO3-2-Karten (mit) die höchsten Werte für d_{Δ} . Für die $^{13}\text{CO}1-0$ -Karten liegen die d_{Δ} -Werte alle unterhalb von 0.68 ± 0.04 . Ferner zeigt sich, mit Ausnahme von $^{13}\text{CO}2-1$ im GMR-Bereich, daß der jeweils engere Integrationsbereich zu einem höheren Wert für d_{Δ} führt.

Im Fall der Vordergrundwolke ist der Unterschied von d_{Δ} der beiden Integrationsbereiche bei CO3-2 und $^{13}\text{CO}2-1$ sehr groß und deutlich geringer bei CO2-1 und $^{13}\text{CO}1-0$. Im Fall des GMR-Bereichs ergeben sich für CO3-2 und $^{13}\text{CO}1-0$ nur marginal höhere Werte für d_{Δ} beim engeren Integrationsbereich 50-70km/s als bei 40-80km/s; bei $^{13}\text{CO}2-1$ ist dieser Wert sogar leicht niedriger. Deutlich unterscheiden sich die beiden Integrationsbereiche des GMR im Wert von d_{Δ} der CO2-1-Karten.

Diskussion Mit Ausnahme der $^{13}\text{CO}2-1$ Karte über 20-30km/s ergaben sich in der gezeigten Analyse Werte für d_{Δ} , die im Rahmen der von Bensch et al. (2001) für unterschiedliche Galaktische Molekülwolken gefundenen Werte zwischen 0.5 und 1.3 liegen.

Die Betrachtung der Kanalkarten ergibt, daß der Hauptteil der Emission jeweils im engeren gewählten Integrationsbereich liegt. Unter der Berücksichtigung, daß es sich bei den $\sigma_{\Delta}^2(L)$ um intensitätsgewichtete Parameter handelt, läßt sich sagen, daß die dominanten Emissionsgebiete vom 40-80km/s Bereich im Grunde bereits vom 50-70km/s Bereich erfaßt wurden. Das ist anders im Fall der Vordergrundwolke, da bei niedrigen Geschwindigkeiten $<25\text{km/s}$ einzelne, nicht mit der ausgedehnten Wolke assoziierte Klumpen ähnlicher Intensität vorliegen. Dies erklärt das vergleichbare prinzipielle Verhalten der Δ -Varianz-Spektren bei 40-80km/s bzw. 50-70km/s und den verstärkten Anstieg der meisten Δ -Varianz-Spektren bei 20-30km/s oberhalb von $\approx 9'$, der im Fall 24-27km/s nicht mehr vorhanden ist. Eine mögliche Erklärung ist der Überlapp mit nicht assoziierten Klumpen mit abweichenden dominanten Strukturgrößen.

Die Analysen der Spektralindizes dieses Kapitels stehen im völligen Gegensatz zu den Vorhersagen von Lazarian & Pogosyan (2000). Der Anstieg von d_{Δ} in fast allen Fällen bei den jeweils engeren Integrationsbereichen ist damit erklärbar, daß es sich bei den $\sigma_{\Delta}^2(L)$ um Parameter handelt, die die Dynamik relativ zum Rauschen der jeweiligen Karte widerspiegeln. Diese ist bei einem zu groß gewählten Integrationsbereich entsprechend geringer.

Die Wahl der untersuchten Linie hat einen deutlichen Einfluß auf den Wert d_{Δ} . Deutlich zeigt sich der Trend abhängig vom Energieniveau der Übergänge: Die $^{13}\text{CO}1-0$ -Karten haben jeweils (mit) den niedrigsten und die $\text{CO}3-2$ -Karten jeweils (mit) den höchsten Wert für d_{Δ} , die d_{Δ} Werte der Karten der beiden 2-1-Übergänge liegen dazwischen.

Beim Vergleich der verschiedenen Isotope zeigt sich kein einheitliches Bild. Im Fall der Vordergrundwolke bei 24-27km/s zeigen die beiden wenig intensiven und daher gering angeregten Linien $\text{CO}3-2$ und $^{13}\text{CO}2-1$ mit ≈ 1 deutlich höhere Werte für d_{Δ} als die beiden intensiveren und daher stärker angeregten Linien $\text{CO}2-1$ und $^{13}\text{CO}1-0$ mit ≈ 0.7 . Dies deutet auf einen Effekt, der abhängig ist von der optischen Tiefe dieser Linien; er führt dazu, daß optisch dünnere Linien höhere d_{Δ} -Werte haben, als optisch dickere Linien.

Dieses Verhalten von d_{Δ} der Δ -Varianz-Spektren geht damit einher, daß die Karten der optisch dünneren Linien verstärkt die dichten Klumpen der Wolken zeigen, die aufgrund ihrer starken relativen Intensität die dominante Strukturgröße im Δ -Varianz-Spektrum bestimmen. Optisch dickere Linien zeigen mehr ausgedehntes Material, was zu einem geringeren Kontrast der dichten Kerne und somit zu einem niedrigeren d_{Δ} führt (vergleiche mit Abbildung 2.12 in Teilabschnitt 2.3.3 des Kapitels 2).

Bei den Wolken im GMR handelt es sich, wie Kapitel 4 zeigen wird, um ausgedehnt warmes Gas. Die Vordergrundwolke ist kalt. Im Fall der Vordergrundwolke konnte davon ausgegangen werden, daß die optische Tiefe von Linien mit höherem J_{up} geringer ist. Im Fall des GMR ist diese Annahme nicht möglich; ein Vergleich der optischen Tiefen ist somit nur durch den Vergleich der beiden Linien des 2-1-Übergangs möglich. Im Fall 50-70km/s ist der Trend jedoch gegenüber obigem Bild in der Vordergrundwolke umgekehrt, d_{Δ} liegt für CO2-1 bei 0.9 ± 0.05 und für $^{13}\text{CO2-1}$ bei 0.75 ± 0.03 . Dies hängt wahrscheinlich damit zusammen, daß die dominanten Strukturen dieser Karte von Gas mit hoher Temperatur stammen. Dies erklärt, daß der Kontrast dieser Strukturen in der CO2-1 Karte sehr hoch ist.

Zusammengefaßt bedeutet dies, daß auch die physikalischen Eigenschaften der untersuchten Wolke einen signifikanten Einfluß auf die d_{Δ} -Werte haben, der jedoch für jede Linie unterschiedlich ist: Vergleicht man die beiden engeren untersuchten Regionen, die Integrationsbereiche 24-27km/s und 50-70km/s, dann zeigt sich kein Unterschied in d_{Δ} im Fall von $^{13}\text{CO1-0}$, ein marginal niedrigerer Wert im GMR für CO3-2 von 0.94 ± 0.07 gegenüber 1.02 ± 0.04 , ein deutlich niedrigerer Wert im GMR für $^{13}\text{CO2-1}$ von 0.75 ± 0.03 gegenüber 0.94 ± 0.05 , jedoch ein deutlich höherer Wert im GMR für CO2-1 von 0.90 ± 0.05 gegenüber 0.66 ± 0.03 .

Wie oben diskutiert, hängt dies wahrscheinlich damit zusammen, daß der Kontrast der dominanten Strukturen verschiedener Linien unterschiedliche Ursachen (optische Tiefe bzw. physikalische Temperatur) hat.

Die Werte für d_{Δ} der $^{13}\text{CO1-0}$ -Karten 24-27km/s und 50-70km/s reproduzieren mit 0.66 ± 0.02 und 0.68 ± 0.04 die aufgrund der Analysen von Simon et al. (2001) in Teilabschnitt 3.4.1.1 vorhergesagten Werte für diese beiden Bereiche von 0.59 ± 0.29 und 0.66 ± 0.25 . Legt man das bisherige Untersuchungsergebnis von Strukturanalysen astronomischer Molekülwolken zugrunde, demzufolge bei einer Wolke die Strukturparameter unabhängig von der untersuchten Linie sind (Kramer et al. 1998; Bensch et al. 2001), dann trifft obige Vorhersage von β nicht nur für $^{13}\text{CO1-0}$, sondern für alle Linien des vorliegenden Datensatzes zu. Aufgrund ihrer hohen Fehlergrenzen dieser Vorhersagen schließen diese die d_{Δ} -Werte von CO2-1 beider Bereiche und von $^{13}\text{CO2-1}$ für 50-70km/s mit ein. Die Werte von d_{Δ} von $^{13}\text{CO2-1}$ bei 24-27km/s und CO3-2 bei 50-70km/s liegen leicht, der Wert für CO3-2 bei 24-27km/s deutlich oberhalb dieser Grenzen.

Entgegen dem Ergebnis von Kramer et al. (1998), nachdem für den Klumpenmassenindex α keine Abhängigkeit von der untersuchten Linie und der Sternentstehungsaktivität der untersuchten Wolke gefunden werden konnte,

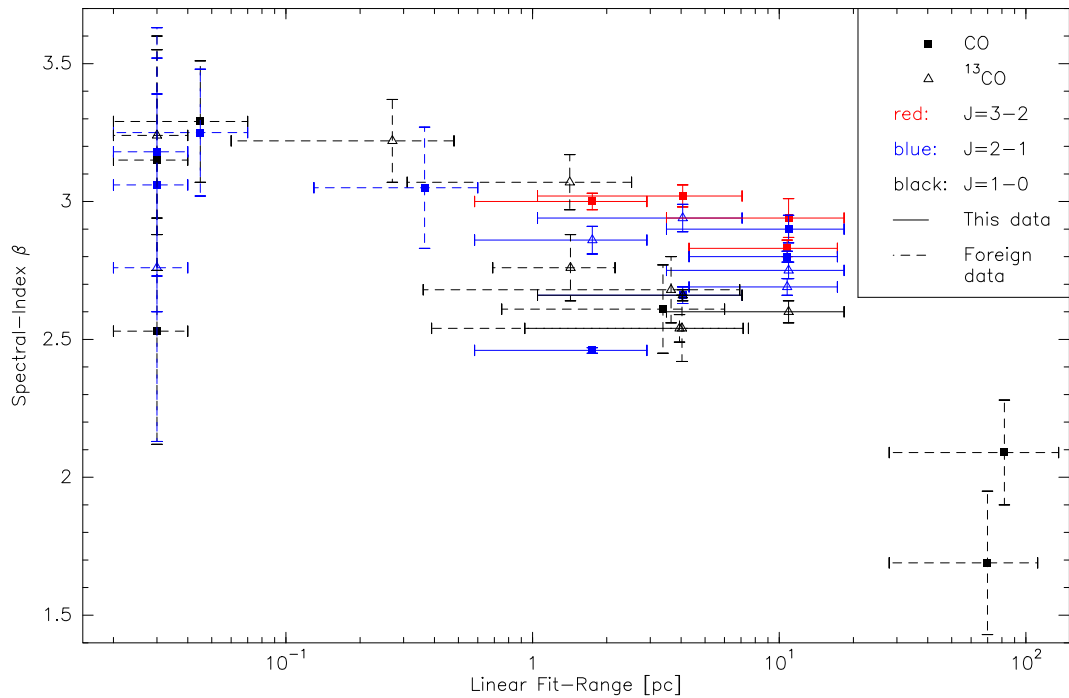


Abbildung 3.10: Spektralindizes β in Abhängigkeit vom linearen Fit-Bereich. Gezeigt sind die Daten von Huber (2002), Bensch et al. (2001) und dieser Arbeit (siehe Abbildungen 3.9 und 3.14).

konnte ich somit zeigen, daß solche Abhängigkeiten für den Spektralindex des Powerspektrums $\beta = d_{\Delta} + 2$ gefunden werden können. Eine klare Abhängigkeit ergab sich vom gewählten Integrationsbereich und vom untersuchten Energieniveau. Dies ist erklärbar mit den optischen Tiefen der untersuchten Linien. Ferner zeigten sich für verschiedene Isotope differierende Unterschiede beider Objekte, der inaktiven Vordergrundwolke und dem GMR Bereich mit massereicher Sternentstehung. Dies ist erklärbar mit den unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften (Temperaturen) der beiden untersuchten Regionen.

Der lineare Fit-Bereich der Vordergrundwolke bei einem Abstand von 1.8 kpc liegt bei 1-7 pc, für den GMR unter der Annahme eines Abstandes von 6.0 kpc bei 3.5-23.5 pc. Die von Bensch et al. (2001) und Huber (2002) gefundene Abhängigkeit von d_{Δ} mit dem linearen Fit-Bereich würde hier bedeuten, daß d_{Δ} der Vordergrundwolke höher sein müßte als der des GMR-Bereichs. Diese Tendenz ist signifikant nur im Fall von ^{13}CO -2-1 im Vergleich der beiden enge-

ren Integrationsbereiche feststellbar; der entsprechende Vergleich von CO2-1 ist jedoch genau entgegengesetzt.

Abbildung 3.10 zeigt die Spektralindizes β in Abhängigkeit des linearen Fit-Bereichs. Es zeigt sich keine signifikante Abhängigkeit innerhalb der Milchstraße. Demgegenüber ist die oben gefundene Abhängigkeit von J_{up} deutlich zu erkennen.

3.4.1.3 Kanalkarten

Die Analyse des vorangegangenen Teilabschnittes 3.4.1.2 hat gezeigt, daß die Wahl des Integrationsbereiches einen deutlichen Einfluß auf das Δ -Varianz-Spektrum hat. Dieses Ergebnis motiviert in natürlicher Weise eine Berechnung der Δ -Varianz-Spektren einzelner Kanalkarten. Die in diesem Abschnitt präsentierten Berechnungen wurden mit dem *Mexican Hat* mit $v=1.5$ und der Wichtung der mit Hilfe der Karte der Grundlinien-rms-Werte der Einzelspektren berechnet.

Abbildung 3.11 zeigt die Kanalkarten- Δ -Varianz des CO3-2-Datenkubus; im oberen Teilbild ist auf der Ordinate die Strukturgröße L und durch den Farbkeil die $\sigma_{\Delta}^2(L)$ gezeigt, auf der Abszisse die Geschwindigkeit v . Die Kanalkarten- Δ -Varianz setzt sich zusammen aus den Δ -Varianz-Spektren der einzelnen Kanalkarten, wie es in Abbildung 3.11 am Beispiel des Kanals 59.06km/s veranschaulicht ist. In dieser dreidimensionalen Darstellung der Δ -Varianz des Datenkubus des Feldes G45-46 zeigt sich somit die Variation der Strukturinformation $\sigma_{\Delta}^2(L)$ mit L und v . Man erkennt sechs voneinander isolierte Bereiche um 6, 8, 14, 18, 26 und 58km/s mit deutlicher Strukturinformation. Innerhalb aller dieser Bereiche findet sich jeweils ein einziges Maximum, relativ zentral sowohl bzgl. L als auch bzgl. v . Diese Maxima bezeichne ich im folgenden mit $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peaks. Fünf dieser Bereiche liegen bei niedrigen Geschwindigkeiten unterhalb von 30km/s, dominiert wird diese Darstellung vom Bereich mit der stärksten Struktur zwischen 50-70km/s, dem GMR. Der Übergang der Δ -Varianz-Spektren benachbarter Geschwindigkeitskanäle erfolgt stetig. Die Breite der fünf Bereiche bei niedrigen Geschwindigkeiten ist jeweils wenige km/s; deren $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peaks liegen zwischen $L_{peak} \approx 5'$ und, in drei Fällen, bei der maximal berechneten Strukturgröße $L_{max} \approx 13.5'$. Der Vergleich dieser verschiedenen Bereiche dieser Kanalkarten- Δ -Varianz-Darstellung läßt vermuten, daß die tatsächliche dominante Strukturgröße L_{peak} dieser drei Bereiche (inkl. der ausgedehnten Vordergrundwolke bei 24-27km/s) oberhalb von L_{max} und damit außerhalb des berechneten Bereichs liegt. Die in Abbildung 3.9 gezeigten konstanten Exponenten d_{Δ} bis zur höchsten berechneten Strukturgröße decken sich mit obiger Annahme, daß die dominante Strukturgröße L_{peak} oberhalb von L_{max} liegt.

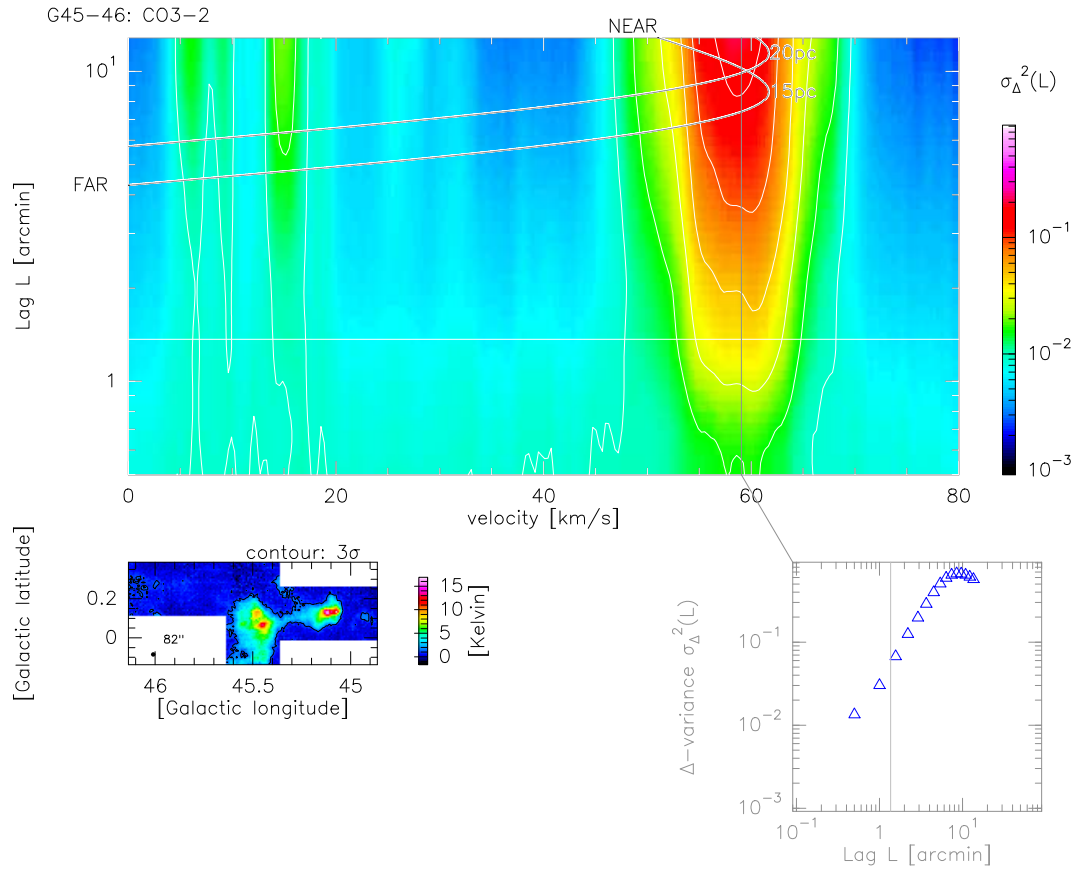


Abbildung 3.11: Kanalkarten- Δ -Varianz des CO3-2 Datenkubus des Feldes G45-46. Das obere Teilbild zeigt auf der Abszisse die Geschwindigkeiten, auf der Ordinate die Strukturgröße L und in Graustufen $\sigma_{\Delta}^2(L)$. In jedem einzelnen Geschwindigkeitskanal in diesem Diagramm ist somit die Information eines Δ -Varianz-Spektrums enthalten; dies wird am Beispiel des Kanals 59.06km/s verdeutlicht (Teilbild rechts unten). Die hierfür entsprechende Kanalkarte ist im Teilbild links unten gezeigt. Im Teilbild rechts unten die vertikale und im oberen Teilbild die horizontale Linie entspricht dem Teleskopbeam. Die Konturen im oberen Teilbild entsprechen vier logarithmischen Stufen pro Dekade, ausgehend vom $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peak bei $L=58.0\text{km/s}$ und $v=11.2'$. Im oberen Teilbild sind die linearen Größen 15 und 20pc abhängig von der Geschwindigkeit nach Gleichung 1.3 als weitere Konturen überlagert.

Die stärkste Struktur in Abbildung 3.11 liegt zwischen 50 und 70 km/s, dem Geschwindigkeitsbereich des GMR. Das Maximum liegt bei $L_{peak}=11.2'$

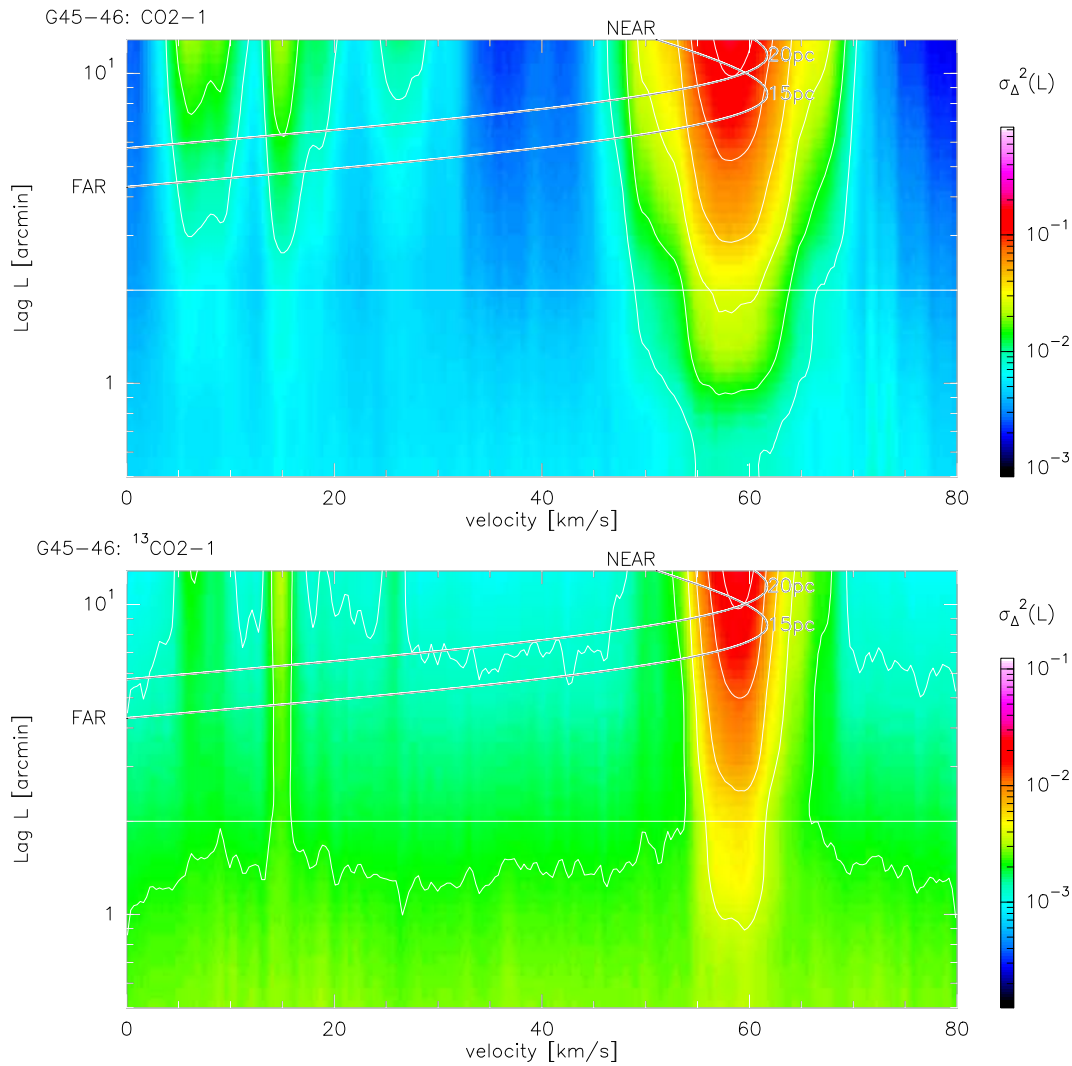


Abbildung 3.12: **Oberes Teilbild:** Kanalkarten- Δ -Varianz des CO₂-1 Datenkubus des Feldes G45-46, **unteres Teilbild:** Kanalkarten- Δ -Varianz des ¹³CO₂-1 Datenkubus des Feldes G45-46. Bezeichnungen analog zu Abbildung 3.11.

bei $\sim 58.0 \text{ km/s}$ und deckt sich somit mit dem L_{peak} aus den Δ -Varianz-Spektren der integrierten Karten in Abbildung 3.9. Die entsprechende Größe $L_{turnover} \approx 8'$ des *Turnovers*, der Abweichung vom konstanten Exponenten d_{Δ} , ist in dieser Darstellung anhand der Änderung der Konturlinienabstände in L-Richtung dieses Geschwindigkeitskanals erkennbar. Wie auch schon bei den einzelnen Δ -Varianz-Spektren in Teilabschnitt 3.4.1.2 ist die Größe

v[km/s]	L_{peak} [']	L_{peak} [pc]	
		nah	fern
6	>13.5	> 2.0	>45.0
8	5.0	0.9	16.5
14	5.5	1.8	17.3
18	>13.5	> 5.5	>41.0
26	>13.5	> 8.0	>39.0
58	10.5	15.3	21.0

Tabelle 3.1: Tabelle der sechs Strukturgrößen L_{peak} der $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peaks der Kanalkarten- Δ -Varianz des CO3-2-Datensatzes des Feldes G45-46 aus Abbildung 3.11. Die Umrechnung in lineare Strukturgrößen erfolgte mit Hilfe der Rotationskurve von Wouterloot et al. (1990) ist doppeldeutig (siehe Abschnitt 1.2.2, Gleichung 1.3). Unter der Annahme typischer linearer Größen L_{peak} (siehe Text) kann die doppeldeutige Entfernung aufgelöst werden; die entsprechenden Werte sind in fetten Zahlen angegeben.

L_{peak} einfacher bestimmbar als $L_{turnover}$, da sie unabhängig vom d_{Δ} -Fit ist. Nach den Analysen des Abschnittes 3.3 ist es eine Frage der Interpretation, welche dieser beiden Strukturgrößen interessant ist: Die Größe $L_{turnover}$ ist im Zusammenhang mit selbstähnlicher Wolkenstruktur und dem Spektralindex β die entscheidende Strukturgröße, die Größe L_{peak} im Zusammenhang mit der Diskussion der dominanten Strukturgröße. Im Zusammenhang mit der Kanalkarten- Δ -Varianz beschränke ich die Diskussion auf die dominante Strukturgröße L_{peak} .

Abbildung 3.12 zeigt die Kanalkarten- Δ -Varianz der Datenkuben CO2-1 und $^{13}\text{CO2-1}$. Man erkennt, daß der Kontrast der dominanten Strukturen bei CO2-1 weniger hoch ist als bei CO3-2. σ_{Δ}^2 von $^{13}\text{CO2-1}$ ist vergleichsweise schwächer und die gefundenen Komponenten sind auf der v -Achse klarer getrennt als bei den CO Linien. Die physikalische Interpretation des unterschiedlichen Kontrastes ist identisch zu der in Teilabschnitt 3.4.1.2 für die unterschiedlichen Werte für d_{Δ} .

Tabelle 3.1 zeigt die linearen Strukturgrößen L_{peak} der sechs Bereiche. Die beiden Werte für die Bereiche bei 8 und 14km/s unter der Annahme, daß diese Wolken bei der fernen Distanz liegen, deckt sich mit denen des GMR-Bereichs. Dies motiviert die Annahme, daß es sich bei dieser Strukturgröße um eine typische lineare Größe handelt, die zwischen 15 und 20 parsec liegt. Extrapoliert man dies auf die drei anderen Bereiche, dann bedeutet das, daß diese alle beim jeweils nähergelegenen Entfernung liegen müssen. Im Fall der

ausgedehnten Vordergrundwolke um 26km/s trifft dieser Teil der Extrapolation zumindest zu. Die in den Abbildungen 3.11 und 3.12 überlagerten Kurven der linearen Dimensionen für 15 und 20 parsec visualisieren diese Extrapolation.

In dieser Analyse ergibt sich für die Komponente bei $\sim 6\text{km/s}$ ein Abstand vom Beobachter von $\sim 0.5\text{kpc}$. Dies würde bedeuten, daß die in Abschnitt 2.3.3 diskutierte Assoziation mit der IRAS-Punktquelle 19124+1106 nicht als möglicher Auftreffpunkt des relativistischen Jets von GRS1915+105 in Frage käme. Andererseits ist es auch denkbar, daß die typischen linearen Skalen im Falle eines solchen Auftreffens deutlich größer sind als die von typische Molekülwolken. An dieser Stelle kann daher nicht eindeutig ausgeschlossen werden, ob es sich hierbei um einen solchen Auftreffpunkt handelt.

Die Ausdehnung des Bereichs 50-70km/s ist asymmetrisch, bei Strukturgrößen L oberhalb von $\approx 3.5'$ fällt auf dem Flügel hoher Geschwindigkeiten $\sigma_{\Delta}^2(L)$ langsamer mit Δv ab als auf dem Flügel niedrigeren Geschwindigkeiten. Unterhalb von $\approx 3.5'$ ist der Abfall symmetrisch. In Teilabschnitt 3.4.1.4 werde ich zeigen, daß diese Asymmetrie durch die Überlagerung zweier Wolken bei leicht unterschiedlichen Geschwindigkeiten zustande kommt.

3.4.1.4 Linienverhältnisse

Der vorliegende Datensatz bietet aufgrund seiner Größe die Möglichkeit, die Strukturinformationen mittels der Δ -Varianz zu bestimmen. Ferner können die relativen Intensitäten (Linienverhältnisse) der beobachteten Wolken ausgedehnt untersucht werden; eine solche Analyse ermöglicht die Bestimmung physikalischer Parameter im Emissionsgebiet. In Kapitel 4 werde ich mich diesem Thema ausführlich widmen.

Wie oben gesehen, ergeben sich Unterschiede der verschiedenen untersuchten Linien bei der Δ -Varianz-Analyse. Bei der Interpretation ergaben die typischen Argumente der Linienverhältnisdiskussion schlüssige Erklärungen. In diesem Teilabschnitt werde ich beide Analysen, die Linienverhältnisanalyse und die Kanalkarten- Δ -Varianz, miteinander verknüpfen.

Analyse In den bisherigen Darstellungen der Δ -Varianz ist jeweils σ_{Δ}^2 angegeben. Dies bewirkt, daß relative Strukturen unabhängig vom Intensitätsvorzeichen ($\hat{=}$ Emission bzw. Absorption) detektiert werden. Das Vorzeichen der Intensität der dominanten Strukturen in Emissionskarten ist jedoch eindeutig positiv, daher gilt für diese Karten $\sigma_{\Delta} \equiv \sqrt{\sigma_{\Delta}^2}$. Die physikalische Dimension von σ_{Δ} ist die einer Intensität; σ_{Δ} ist proportional zur gewichteten

Mittelung der bzgl. der Karte relativen Intensität der dominanten Strukturen, gewichtet mit dem jeweiligen Grad der Dominanz. Unter der Annahme, daß die Proportionalitätsfaktoren für verschiedene Linien identisch sind¹, erhält man mit $R_{1/2}^{\sigma\Delta} := \frac{\sigma_{\Delta,1}}{\sigma_{\Delta,2}}$ ein gewichtetes Verhältnis der Linien 1 und 2 der dominanten Strukturen in der untersuchten Karte.

Um die Ergebnisse der $R_{1/2}^{\sigma\Delta}$ bestimmten Wolken im GMR zuordnen zu können, beschränke ich den Datensatz des Feldes G45-46 an dieser Stelle auf einen 51x33 Pixel großen Teil um die Sternentstehungswolke G45.1 herum. Diesen Bereich habe ich bereits in Teilabschnitt 2.3.3 untersucht und kam dort zu dem Ergebnis, daß es sich hierbei um zwei Geschwindigkeitskomponenten handelt: Einer intensiven Komponente bei 58.25km/s, der eigentlichen Sternentstehungswolke G45.1, und einer schwächeren Komponente räumlich weiter ausgedehnten Gases bei 65.38km/s. Die größte berechnete Strukturgröße dieses Datenkubus ist $L_{max} \approx 6.5'$. Die Beschränkung des Datensatzes auf diese Region ermöglicht die einfachere Zuordnung der Geschwindigkeitskomponenten der Kanalkarten- Δ -Varianz zu den beiden in Teilabschnitt 2.3.3 gefundenen Geschwindigkeitskomponenten.

Betrachtet man die in Abbildung 3.13 dargestellten Verhältnisse $R^{\sigma\Delta}$, dann fällt zunächst auf, daß die Wertebereiche dieser Verhältnisse denen der entsprechenden Linienverhältnisse entspricht, die im Datensatz gefunden werden können (siehe Abschnitt 4.2 in Kapitel 4). Dies gilt insbesondere in den Bereichen starker Strukturinformation, d.h. grob zwischen 50 und 70km/s und oberhalb von $L=2'$.

Ein bemerkenswertes Ergebnis ist, daß das Verhältnis $R_{CO2-1/^{13}CO2-1}^{\sigma\Delta}$ im unteren Teilbild der Abbildung 3.13 im Bereich der GMR Emission dieser Region oberhalb von $L=2'$ innerhalb jedes Geschwindigkeitskanals nahezu konstant ist. In diesem Bereich finden sich zwei lokale Minima des Isotopenverhältnisses: Bei 65.38km/s ist das Verhältnis ~ 2.6 und stimmt in der Geschwindigkeit mit der in Abschnitt 2.3.3 bestimmten Komponente überein. Bei 59.0km/s ist das Verhältnis ~ 3 und stimmt mit der Lage des Maximums der Kanalkarten- Δ -Varianz-Darstellung dieser Region überein. Die Komponente 58.25km/s liegt bei leicht niedrigeren Geschwindigkeiten, was konsistent mit Abschnitt 2.3.3 ist; dort liegt die Lage des Maximums der Spektren, das sich aus der Überlagerung der beiden Komponenten ergibt, ebenfalls bei ~ 59.0 km/s. Analog zu dem typischen Verhalten von Linienverhältnissen ei-

¹Die Anteile der Faltung sind per Definition identisch, die übrigen Anteile der Proportionalitätsfaktoren werden in Anhang A diskutiert.

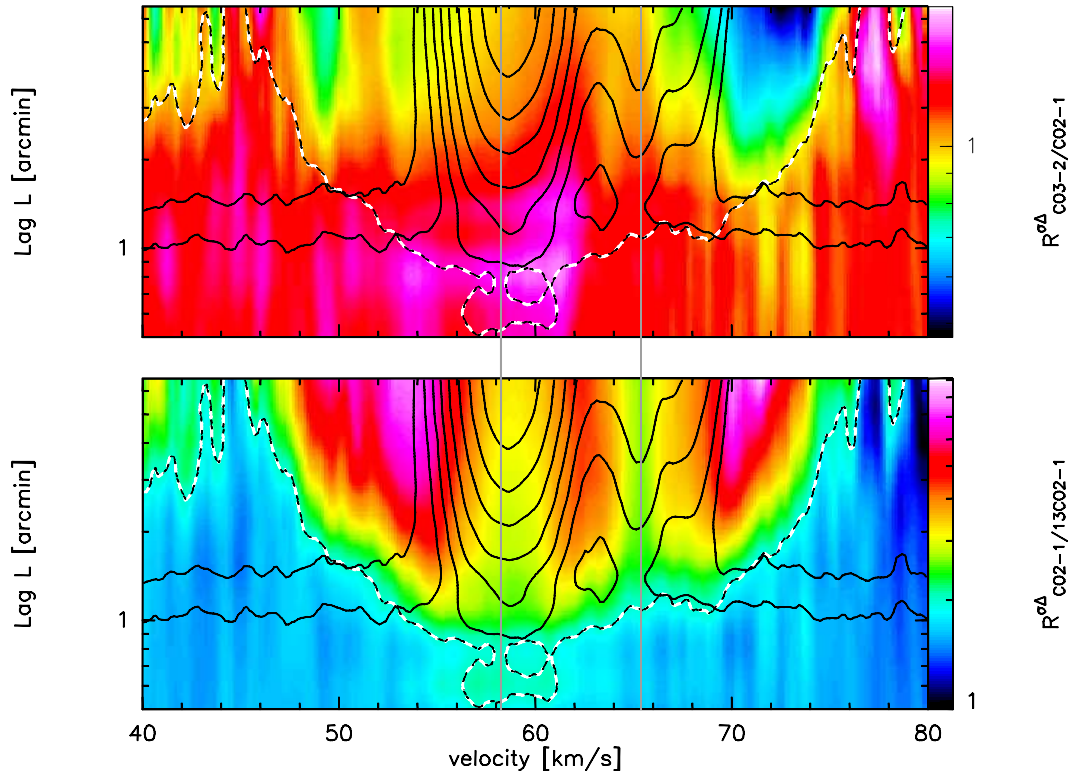


Abbildung 3.13: Kanalkarten- Δ -Varianz-Verhältnisse $R^{\sigma\Delta}$ auf einem Teilausschnitt von G45-46: 51x33 Pixel um G45.1 herum im Geschwindigkeitsbereich von 40-80km/s. Im oberen Teilbild ist das Verhältnis $R^{\sigma\Delta}_{CO3-2/CO2-1}$, im unteren Teilbild das Verhältnis $R^{\sigma\Delta}_{CO2-1/^{13}CO2-1}$ dargestellt. Die schwarzen Konturen zeigen die Kanalkarten- Δ -Varianz von $^{13}CO2-1$ mit vier Stufen pro Dekade. Die beiden senkrechten Linien markieren die in Teilabschnitt 2.3.3 bestimmten Geschwindigkeitskomponenten 58.25 und 65.38km/s. In beiden Teilbildern ist die $R^{\sigma\Delta}_{CO2-1/^{13}CO2-1}=2$ Kontur als gestrichelte Kurve überlagert.

ner Wolkenkomponente entlang der Geschwindigkeitsachse (siehe Kapitel 4) ist das Verhältnis $R^{\sigma\Delta}_{CO2-1/^{13}CO2-1}$ im Wolkenzentrum minimal. Dies wird im Fall von Linienverhältnissen mit einem Optischen-Tiefe-Effekt bzw. einer höheren Säulendichte im Geschwindigkeitszentrum erklärt. Entsprechend steigt das Isotopenverhältnis zum Geschwindigkeitsrand der Komponenten hin an, was mit einer abnehmenden Säulendichte zum Wolkenrand hin erklärbar ist. Diese Interpretation ist direkt auf $R^{\sigma\Delta}_{CO2-1/^{13}CO2-1}$ übertragbar. Das Verhältnis $R^{\sigma\Delta}_{CO2-1/^{13}CO2-1}$ bei kleinen Strukturgrößen $L < 1$ liegt unter 2.

Fern des GMR-Bereichs zeigt sich dieses Isotopenverhältnis bei allen Strukturgrößen L . Von diesem Wert setzt sich der Bereich des GMR deutlich ab. Bei den maximalen Strukturgrößen von $\sim 6.5'$ dehnt sich der Bereich des GMR folglich auf den Bereich zwischen 48 und 74km/s aus.

Das Verhältnis $R_{CO_3-2/CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ zeigt den GMR-Bereich nicht so klar wie das Verhältnis $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma\Delta}$. In den zentralen Bereichen liegt das Verhältnis grob um ~ 1 . Im oberen Teilbild der Abbildung 3.13 ist die abgrenzende Kontur dieses Bereichs aus dem unteren Teilbild überlagert. Man erkennt bei hohen Geschwindigkeiten übereinstimmende abgrenzende Konturen beider Verhältnisse.

Diskussion Das hier gefundene Ergebnis bestätigt mit einer unabhängigen Methode die Aussagen des Abschnittes 2.3.3, daß die Daten dieser Region um G45.1 zwei überlappende Wolken zeigen. In Abschnitt 2.3.3 habe ich anhand eines Zweikomponentenfits die Linienform der Spektrallinie CO2-1 in dieser Region gefittet. In diesem Abschnitt 3.4.1.4 zeigen sich lokale Säulendichtenmaxima auf der Geschwindigkeitsachse durch lokale Minima des Verhältnisses der Intensität zweier Isotope, hier zusätzlich gewichtet durch die Dominanz der untersuchten Strukturkomponenten, also der Wolkenkerne.

Die Δ -Varianz ist sehr sensitiv, d.h. auch Strukturen mit sehr schwacher Intensität werden detektiert. Die Abweichungen vom konstanten $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ bei reinem weißen Rauschen sind ein sehr sensitives Kriterium zur Detektion schwach emittierender Strukturen. Die gezeigte Analyseverfahren detektiert die optische Dicke des diffusen Materials, dessen Intensität bereits unterhalb des Rauschens verschwindet. Die $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma\Delta}=2$ Kontur in Abbildung 3.13 zeigt somit die tatsächliche physikalische Wolkengrenze. Bei Geschwindigkeiten fern des Wolkenzentrums erwartet man nur diffuses Gas, keine dichten Kerne. Entsprechend ist der hier erwartete Strukturparameter L_{peak} groß, die Intensität dieser Struktur jedoch gering. Dies geht damit einher, daß die $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ -Kontur am Emissionsrand (v) bei höheren L liegt und $L_{peak} > L_{max}$ gilt.

Im Bereich des $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peaks sind die σ_{Δ}^2 -Werte von den Kernen hoher Säulendichte dominiert, fern von den $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peaks nicht. Die jeweils konstanten $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma}$ bestätigen das schon in 3.4.1.2 verwendete Argument, daß das Verhältnis $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ von der optischen Tiefe (Säulendichte) abhängt.

Das Verhältnis $R_{CO_3-2/CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ im oberen Teilbild der Abbildung 3.13 ist entgegen $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ nicht konstant in den signifikanten Strukturgrößen-

bereichen der v -Kanäle, vielmehr nimmt es in der Regel mit zunehmender Strukturgröße L ab. Das bedeutet, daß das Verhältnis $R_{CO_3-2/CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ nicht alleine von der Säulendichte abhängt. Die hier diskutierten Verhältnisse sind, abweichend zu einfachen Intensitätsverhältnissen, gewichtet durch die dominanten Strukturen in den untersuchten Datenkuben. Die Veränderung von $R_{CO_3-2/CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ von kleinen zu großen L hin entspricht daher den gemittelten radialen Linienverhältnissen, ausgehend vom Zentrum der dominanten Strukturen. Somit zeigt sich, daß das hier diskutierte Linienverhältnis im Kern der dominanten Strukturen hoch ist und zum Rand hin abnimmt. Ein solcher radialer Gradient von CO_3-2/CO_2-1 ist mit einem Temperaturgradienten zum Kern der dominanten Wolkenkerne hin erklärbar (siehe Kapitel 4).

Die Linienverhältnisse dieser Kerne lassen sich mit dieser Methode genauer zugeordnet bestimmen, als durch eine einfache Karte der Linienverhältnisse, da die Intensitätskarten in Überlagerung zu den Kernen die Intensität des ausgedehnten Materials zeigen. Die obigen Erkenntnisse stellen die Grundlage einer noch zu entwickelnden Routine dar, die die Separation der Intensitäten und deren Verhältnisse von Wolkenkernen und Zwischenklumpenmaterial ermöglicht. Hierfür müßten sukzessive entsprechend kleine lb-Ausschnitte der Datenkuben mit Hilfe der Kanalkarten- Δ -Varianz analysiert werden. Das Verhältnis $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ sollte zur Identifizierung der Kerne herangezogen werden; die Hinzunahme weiterer Verhältnisse dient der Analyse der physikalischen Eigenschaften. Wie am Beispiel von $R_{CO_3-2/CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ gezeigt sind dann sogar radial gemittelte Gradienten festzustellen.

3.4.2 G30-31

Das molekulare Gas im Feld G30-31 wurde bisher nicht einer Strukturana-lyse unterzogen. Motte et al. (2003) untersuchten Staubkontinuumskarten der inneren $10' \times 12'$ um W43 und bestimmten mit Hilfe des *gaussclumps*-Algorithmus ~ 50 einzelne Klumpen mit $40M_{\odot} \leq M \leq 4000M_{\odot}$, ohne jedoch auf die hier u.a. interessierende Fragestellung der selbstähnlichen Wolkenstruk-tur einzugehen. In Teilabschnitt 3.4.2.1 diskutiere ich die Δ -Varianz Spektren integrierter Karten, in Teilabschnitt 3.4.2.2 die Kanalkarten- Δ -Varianz des Datenkubus. In Teilabschnitt 3.4.2.3 schließlich gehe ich auf die Linienver-hältnisse in Verbindung mit der Δ -Varianz dieses Feldes ein.

3.4.2.1 Integrierte Karten

Das Feld G30-31 unterscheidet sich vom Feld G45-46 primär dadurch, daß es eine etwa viermal so große Kartenfläche besitzt. Für die Δ -Varianz-Analyse bedeutet dies, daß weitaus größere Strukturen untersucht werden können. Lag beim Feld G45-46 die obere Grenze bei $L_{max} \approx 13.5'$, so liegt sie beim Feld G30-31 bei $L_{max} \approx 35.5'$.

Als Einstieg in die Δ -Varianz-Analyse dieses Datensatzes bietet sich an, die Δ -Varianz-Spektren ausgewählter integrierter Karten zu untersuchen. Abbil-dung 3.14 zeigt die Δ -Varianz-Spektren der ausgedehnten Vordergrundwolke bei 10-14km/s, des Sagittarius-Arms bei 35-55 km/s und des Scutum-Arms bei 70-120km/s. Die gezeigten Spektren wurden mit dem *Mexican Hat* mit $v=1.5$ berechnet und mit der Grundlinien-rms Karte der Einzelspektren ge-wichtet. Die Fehlerangabe von d_{Δ} entspricht der in Teilabschnitt 3.4.1.2 dis-kutierten maximalen Streuung der d_{Δ} , ermittelt mit den drei Filtern *Mexican Hat* mit $v=1.5$ und *French Hat* mit $v=2.3$ bzw. mit $v=3.0$.

Die gezeigten Δ -Varianz-Spektren unterscheiden sich von den bisher gezeig-ten Δ -Varianz-Spektren auffallend davon, daß $\sigma_{\Delta}^2(L)$ bei den großen Struk-turgrößen weit oberhalb der Strukturgröße $L_{turnover}$ des *Turnovers* nicht mit L^{-2} abfällt. In allen drei Fällen liegt $L_{turnover}$ knapp unterhalb von $10'$. Im Fall der Vordergrundwolke bei 10-14km/s steigt bei CO3-2 $\sigma_{\Delta}^2(L)$ bis L_{max} hin mit abnehmender Steigung an und erreicht anscheinend bei L_{max} ein Plateau bzw. L_{peak} , im Fall von CO2-1 wächst $\sigma_{\Delta}^2(L)$ bei den größten Struk-turgrößen wieder stärker an, im Fall von $^{13}\text{CO}2-1$ fällt $\sigma_{\Delta}^2(L)$ oberhalb von L_{peak} ab und stagniert bei einem konstanten $\sigma_{\Delta}^2(L)$.

Im Fall der beiden Spiralarme, Sagittarius bei 35-55km/s und Scutum bei 70-120km/s, zeigen die Δ -Varianz-Spektren von CO3-2 und CO2-1 im Bereich oberhalb von $L_{peak} \approx 10'$ einen deutlichen Wiederanstieg von $\sigma_{\Delta}^2(L)$, dieser

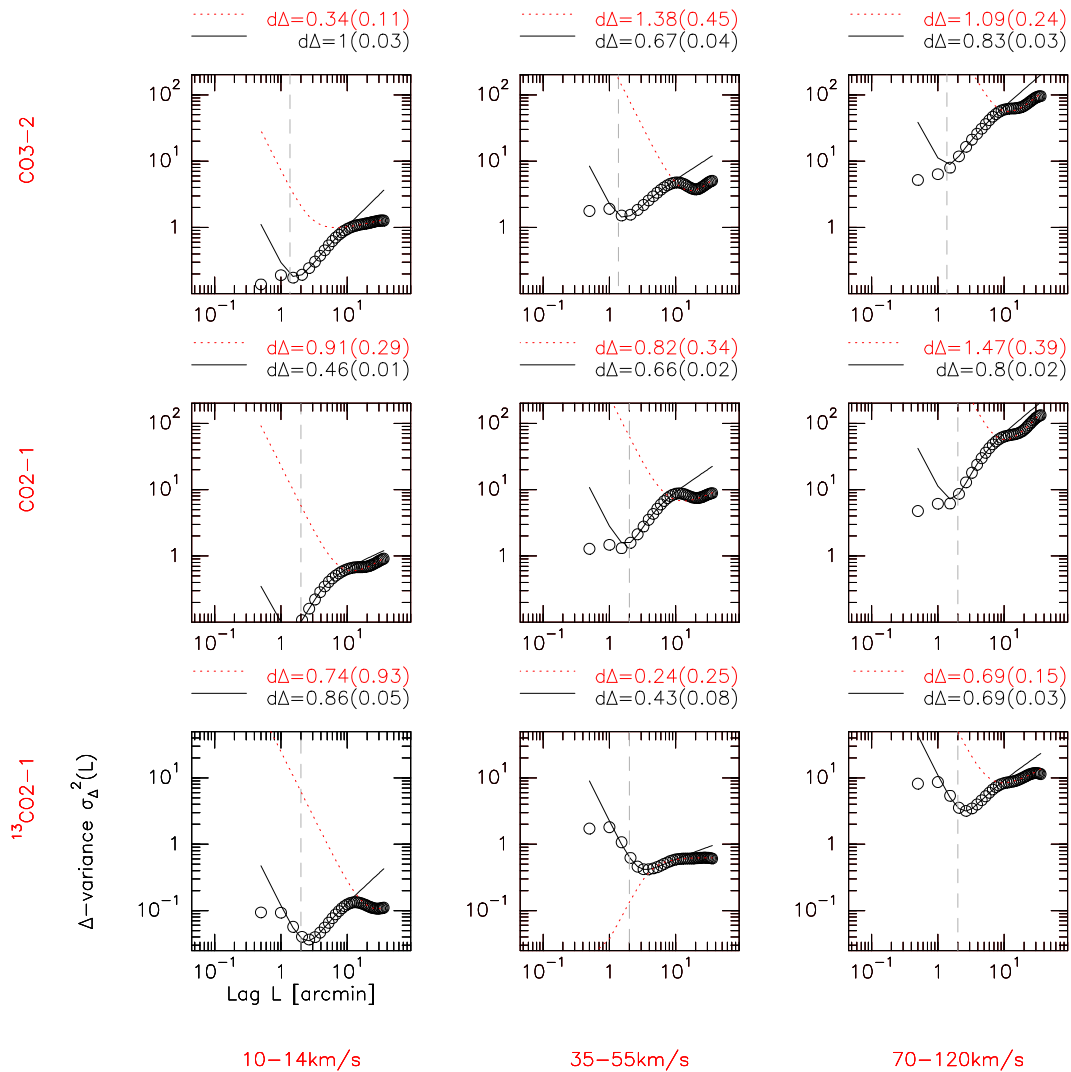


Abbildung 3.14: Δ -Varianz-Analyse von Karten integrierter Intensität im Feld G30-31, berechnet mit dem *Mexican Hat* Filter mit $v=1.5$; die Fehlerberechnung erfolgte analog zu Abschnitt 3.4.1.2. In den Zeilen von oben nach unten sind die Δ -Varianz-Spektren der Karten von CO3-2, CO2-1 und ¹³CO2-1 gezeigt, in den Spalten von links nach rechts die Integrationsbereiche 10-14 km/s (Vordergrundwolke), 35-55km/s (Sagittarius-Arm) und 70-120km/s (Scutum-Arm). Die schwarze durchgezogene Linie fittet den Exponenten d_Δ bei kleinen Skalen, die rote gestrichelte Linie den Exponenten d_Δ bei großen Skalen.

ist weniger stark ausgeprägt im Fall von $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$.

In Abbildung 3.14 ist der jeweilige Fit des Exponenten d_Δ bis zum $L_{peak} \approx 10'$ gezeigt. Analog zum Feld G45-46 in Abschnitt 3.4.1.2 zeigt sich am deutlichsten der Trend der Abhängigkeit der d_Δ -Werte von J_{up} : Sie liegen für CO3-2 (CO2-1, $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$) in der Vordergrundwolke bei 1.00 ± 0.03 (0.46 ± 0.01 , 0.86 ± 0.05), im Sagittarius Arm bei 0.67 ± 0.04 (0.66 ± 0.02 , 0.43 ± 0.08) und im Scutum Arm bei 0.83 ± 0.03 (0.80 ± 0.02 , 0.69 ± 0.03).

Um die Exponenten d_Δ der Wiederanstiege oberhalb von $L_{peak} \approx 10'$ zu fit-ten, habe ich dieselbe Fitroutine verwendet. Dies allerdings ist problematisch, da diese mit der Annahme nur eines Anstieges im Δ -Varianz-Spektrum den Bereich bei kleinen Strukturgrößen mit weißem Rauschen und dem Teleskop-beam rechnet (Bensch et al. 2001). Entsprechend groß ist jeweils der mit den drei Filterfunktionen (siehe Abschnitt 3.4.1.2) ermittelte Fehler. Die größten Werte ergaben sich für CO2-1 im Scutum Arm mit $d_\Delta = 1.47 \pm 0.39$ und für CO3-2 im Sagittarius Arm mit $d_\Delta = 1.38 \pm 0.45$, die den von (Bensch et al. 2001) ermittelten Wertebereich für Molekülwolken übersteigen.

Einen ähnlichen Verlauf der Δ -Varianz-Spektren bei großen Skalen zeigte Bensch et al. (2001) für Perseus/NGC 1333 und für Mon R2. Als Ursache nahmen sie Kartenrandeffekte an (Bensch 2004). Basierend auf den Analyseergebnissen simulierter Karten in Abschnitt 3.3 ergibt sich jedoch, daß es sich hier um reale Strukturkomponenten handelt mit $L_{peak} > L_{max}$ und sehr niedriger Intensität pro Pixel.

3.4.2.2 Kanalkarten

Abbildung 3.15 zeigt die Kanalkarten- Δ -Varianz des CO3-2 Datenkubus des Feldes G30-31. Im Vergleich zum Feld G45-46 (siehe Abbildung 3.11) liegen hier in weitaus mehr Geschwindigkeitskanälen Strukturen vor. Dominiert wird diese Darstellung vom Geschwindigkeitsbereich des Scutum-Arms, in dem auch der absolute $\sigma_\Delta^{channel}$ -Peak bei 97.3km/s und 12.8' liegt.

In der gezeigten Kanalkarte bei 96km/s findet man die beiden ausgedehnten Intensitätskerne bei W43 ($l=30.8$, $b=0.0$) und G29.9 ($l=30.0$, $b=0.0$) auf eben dieser Größe. Es finden sich zahlreiche kleine Bereiche (Spots) mittlerer Intensität sowie auf großen Skalen ausgedehntes, schwach emittierendes Material. Obwohl verschiedene Strukturgrößen in der Kanalkarte zu sehen sind, dominieren die beiden intensivsten Positionen W43 und G29.9 das Δ -Varianz-Spektrum.

Im Gegensatz zum GMR-Bereich des Feldes G45-46 mit einem dominanten

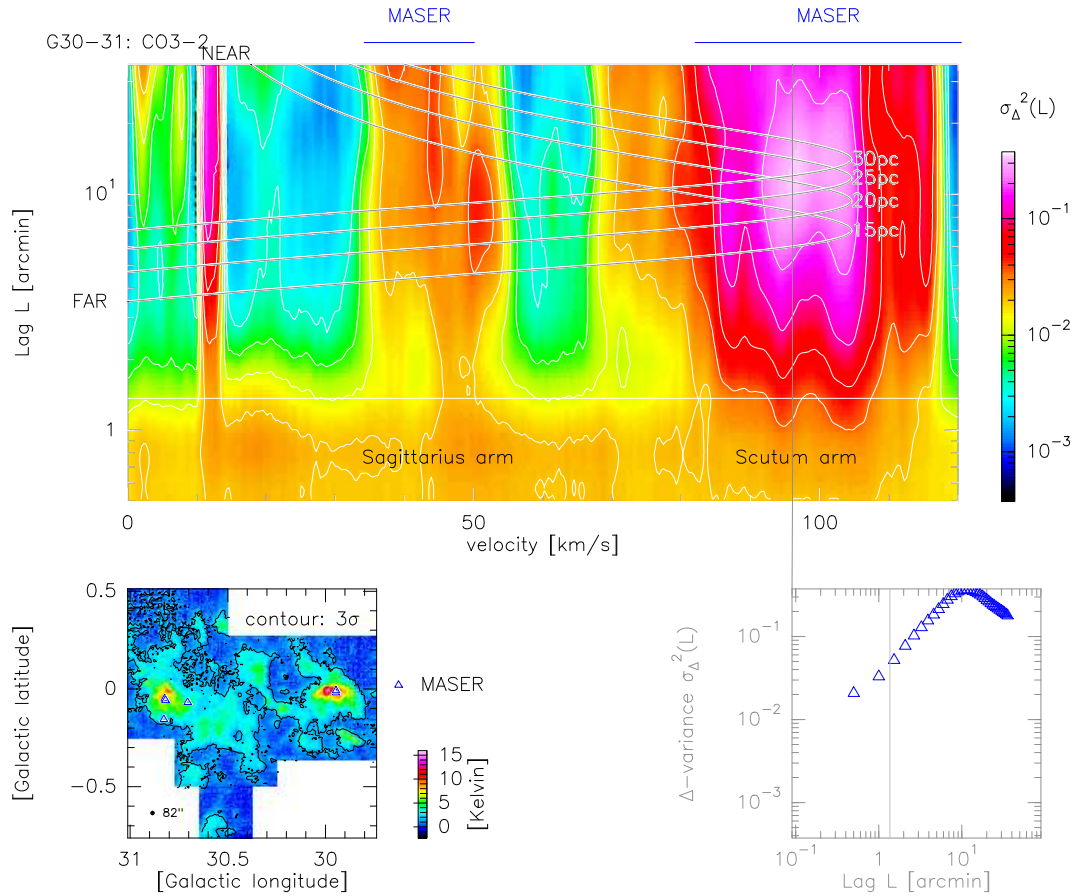


Abbildung 3.15: Kanalkarten- Δ -Varianz des CO3-2 Datenkubus des Feldes G30-31. Die Darstellung ist analog zur Abbildung 3.11. Gezeigt ist hier das Δ -Varianz-Spektrum am Beispiel der Kanalkarte 96km/s. Oberhalb des oberen Teilbilds sind die Geschwindigkeitsbereiche der OH-, H₂O und CH₃OH Maser gezeigt (Referenzen siehe Abbildung 2.22). Die in der Kanalkarte gezeigten Maser Positionen entsprechen den tatsächlich bei dieser Geschwindigkeit gemessenen Maser.

$\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peak und einem Nebenpeak erkennt man hier eine hohe Anzahl an lokalen $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peaks. Selbst im relativ schmalen Geschwindigkeitsbereich des Sagittarius-Arms des Feldes G30-31 erkennt man mindestens drei separierbare Strukturbereiche. Klar ist zu erkennen, daß der Bereich zwischen den beiden Spiralarmen (57-67km/s) fast frei von Strukturinformation ist, was mit dem Summenspektrum aus Abbildung 2.19 konform geht, da auch dort die Emission auf Null zurückgeht. Ebenso findet sich keine Struktur-

v[km/s]	L_{peak} [']	L_{peak} [pc]	
		nah	fern
2.3	>35.5	> 2.1	148.7
7.4	21.2	3.7	86.3
12.0	15.3	4.5	60.5
38.8	>35.5	> 28.9	121.9
44.6	16.4	15.3	54.9
51.0	7.5	7.6	24.2
61.8	10.0	11.9	30.5
71.0	7.2	9.6	20.9
74.0	10.5	14.7	30.2
79.9	9.7	14.4	27.1
87.2	9.2	14.7	24.4
95.3	10.3	18.3	25.5
97.1	13.6	24.9	33.3
103.4	11.5	24.4	
112.3	10.0	21.2	
116.1	8.0	17.0	

Tabelle 3.2: Tabelle der Strukturgrößen L_{peak} der $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peaks der Kanalkarten- Δ -Varianz des CO3-2 Datensatzes des Feldes G30-31 aus Abbildung 3.15, analog zu Tabelle 3.1.

formation im Bereich 15-35km/s. Bei niedrigen Geschwindigkeiten erkennt man drei voneinander getrennte Bereiche bei 2.3, 7.4 und 12.0km/s mit ausgeprägten Strukturen und jeweils einem $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peak, von denen die Wolke bei 12.0km/s die stärksten $\sigma_{\Delta}^2(L)$ -Werte zeigt.

Die überlagerten Kurven der linearen Strukturgrößen zeigen, daß in vielen Fällen die dominante Strukturgröße zwischen 15 und 30 pc liegt (siehe Abbildung 3.15 und Tabelle 3.2). Unter der Annahme, daß es sich hierbei um eine typische lineare Strukturgröße dieser Molekülwolken handelt, ergibt sich, daß die drei Emissionsgebiete bei niedrigen Geschwindigkeiten nahegelegene Wolken sind. Dies deckt sich mit der in Kapitel 2 aufgeführten Begründung, daß es sich bei der ausgedehnten Wolke bei 12km/s um eine nahegelegene Wolke handeln muß.

Entsprechend erkennt man im Sagittarius-Arm eine Zweiteilung: Der Bereich 35-46km/s ist nach dieser Annahme dem nahegelegenen Teil des Sagittarius-Arms (~ 3 kpc) zuzuordnen, der Bereich 46-55km/s dem entfernten Teil (~ 11 kpc). Im Scutum-Arm finden sich folglich mehrere nah- wie fern-gelegene Wol-

ken. Die gesamte Säule zwischen 4.5kpc und 10kpc Abstand zum Beobachter scheint somit mit Molekülwolken besetzt zu sein.

Oberhalb des Tangentenpunktes finden sich zwei lokale Maxima bei ca. 112 und 116 km/s, in Übereinstimmung mit den entsprechenden Kanalkarten in Abbildung 2.30. Üblicherweise argumentiert man derart, daß solch hohe Geschwindigkeiten logischerweise nur dem Tangentenpunkt zugeordnet werden könnten (siehe z.B. Simon et al. (2001)). Die lineare Strukturgröße läge dann bei ca. 15-20 pc. Da die Tangentenpunkte dieses Feldes bei $101.5 \leq v_{tg} \leq 105.3$ km/s liegen, zeigt dieses Beispiel, daß hier Abweichungen von $\gtrsim 11$ km/s von der Rotationskurve möglich sind.

Ferner erkennt man anhand der Konturlinien in den Abbildungen 3.15 und 3.16, ab stärksten jedoch im Fall von CO2-1, daß innerhalb der Spiralarms der Abfall der $\sigma_{\Delta}^2(L)$ oberhalb von L_{peak} in den jeweiligen Geschwindigkeitskanälen schwächer ist, als L^{-2} . Unter Zuhilfenahme der Ergebnisse aus Abschnitt 3.3 bedeutet dies, daß hier innerhalb der Spiralarms weit ausgedehnte, jedoch nur schwach emittierendes Material vorliegt.

Ich habe die Streuung der in der Literatur bekannten Maser-Emissionen oberhalb der Darstellung der Kanalkarten- Δ -Varianz in Abbildung 3.15 angegeben. Es findet sich eine gute Korrelation mit dem Aufkommen von Maser Emission und den beiden Spiralarms. Dies ist allerdings nicht weiter verwunderlich, da die Sternentstehungsaktivitäten innerhalb der Spiralarms zu finden ist, in denen auch die meisten Molekülwolken liegen.

Abbildung 3.16 zeigt die Kanalkarten- Δ -Varianz-Darstellung der Datenkuben CO2-1 und $^{13}\text{CO2-1}$ des Feldes G30-31. Analog zu Feld G45-46 findet sich im Fall von CO2-1 weniger Kontrast innerhalb der Bereiche mit Strukturinformation, die maximalen $\sigma_{\Delta}^2(L)$ -Werte sind ähnlich zu denen für CO3-2. Im Fall von $^{13}\text{CO2-1}$ sind die Strukturinformationen in analoger Weise auf der Geschwindigkeitsachse besser separiert. Die Lage der $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peaks sind im Fall von $^{13}\text{CO2-1}$ identisch zu denen von CO3-2, innerhalb der Spiralarms liegen die Maxima von CO2-1 allerdings bei höheren Strukturgrößen. Ich interpretiere dies damit, daß die Wolkenkerne relativ wenig Kontrast relativ zum weit ausgedehnten Material haben.

Im Fall der entfernten Komponente des Sagittarius-Arms bei 45-55 km/s ist die Strukturinformation von $^{13}\text{CO2-1}$ sehr gering relativ zu den anderen GMR Bereichen. Ebenfalls gering ist die $^{13}\text{CO2-1}$ Strukturinformation der nahgelegenen Bereiche bei 2.3 und 7.4 km/s. Das interpretiere ich damit, daß die optische Tiefe der dominanten Strukturen dieser Wolken und damit die der gesamten zugehörigen Wolken gering ist.

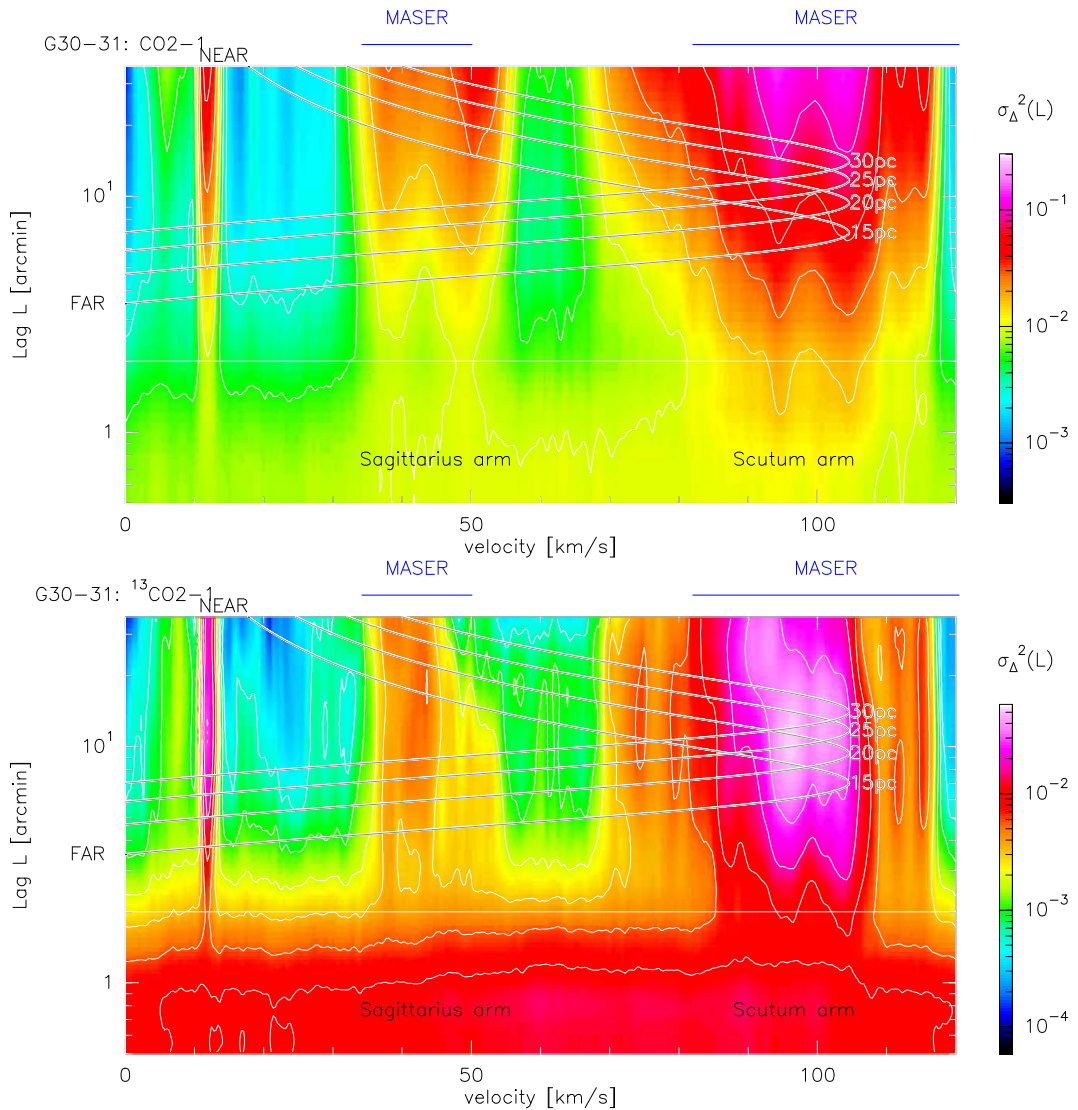


Abbildung 3.16: **Oberes Teilbild:** Kanalkarten- Δ -Varianz des CO₂-1 Datenkubus des Feldes G30-31, **unteres Teilbild:** Kanalkarten- Δ -Varianz des ¹³CO₂-1 Datenkubus des Feldes G30-31. Bezeichnungen analog zu Abbildung 3.15.

Diskussion Die gefundenen dominanten Strukturgrößen dieses Datenkubus liegen zwischen 15 und 30 pc; im Fall von G45-46 lagen diese zwischen 15 und 20 pc. Die beiden separierten Bereiche 112 und 116 km/s des Feldes G30-31 zeigen eine Strukturgröße von ca. 15-20 pc in Übereinstimmung mit

den Ergebnissen des Feldes G45-46.

Das breite, leicht schräg liegende lokale Maximum bei 95-97 km/s im Feld G30-31 in CO3-2 scheint sich aus der Überlagerung verschiedener dominierender Strukturen zu ergeben. Möglicherweise bewirkt der Überlapp verschiedener Wolken in diesem Datenkubus auch an anderen Positionen effektiv höhere dominante Strukturgrößen, was die höheren gefundenen linearen Strukturgrößen gegenüber den separierten Wolken erklärt. Der Tangentenpunktbereich des Scutum Arms ist folglich stärker mit Wolken besetzt als der Tangentenpunktbereich des Sagittarius Arms.

In den Geschwindigkeitskanälen des GMR findet sich, wie bereits in den Karten integrierter Intensität in Abbildung 3.14, Strukturinformation oberhalb der dominanten Strukturgrößen. Analog zur Interpretation der Δ -Varianz-Spektren der integrierten Karten folgere ich, daß es sich hierbei um weit ausgedehntes, schwach emittierendes Gas handeln muß.

Bei Geschwindigkeiten fern des Tangentenpunktes mag man argumentieren, daß die Koexistenz von nah- und fernegelegenen Wolken im Überlapp ein Δ -Varianz-Spektrum ergeben, das sowohl ein ausgeprägtes L_{peak} gemäß der fernegelegenen Wolke aufweist, aber auch Strukturinformation bis L_{max} aufgrund der nahegelegenen Wolke. Die Analysen aus Teilabschnitt 3.3 ergeben jedoch, daß dann jeweils die nahegelegenen Wolken deutlich schwächer emittieren müssen, als die fernegelegenen Wolken. Ferner kann ein solcher Überlapp nicht die Δ -Varianz-Spektren am Tangentenpunkt erklären, sofern sich die typischen linearen Größen dominanten Strukturen nicht deutlich voneinander unterscheiden.

Es handelt sich bei diesen großen Strukturen somit um weit ausgedehntes, schwach emittierendes Material. Das kann zum einen der Überlapp von Wolkenhalos sein oder auch das in den Spiralarmlen breit verteilte Zwischenwolkenmaterial.

Die Tatsache, daß diese Strukturen in den gesamten Geschwindigkeitsbereichen 35-55km/s und 70-120km/s auftreten favorisiert jedoch eher die Deutung als auf großen Skalen verteiltes Zwischenwolkenmaterial.

Im übrigen ist dies kein Widerspruch dazu, daß ein konstanter Offset in der Karte nicht detektiert werden würde! Die Ausdehnung der Karte in Galaktischen Breiten ist relativ hoch (0.5 Grad). Bei einem Abstand von 7.4kpc am Tangentenpunkt entspricht dies ± 65 pc von der Galaktischen Ebene. Es ist sehr unwahrscheinlich, daß das Zwischenwolkenmaterial in den Spiralarmlen über derart große Galaktische Breiten eine konstante Säulendichten aufweist. Vielmehr ist anzunehmen, daß die Säulendichte bei $b \approx 0$ am höchsten ist. Unabhängig davon, ob das Interwolkenmaterial bei $b=0$ optisch dick oder dünn

ist, folgt daraus, daß die von ihm stammende Emission bei höheren Breiten weniger intensiv ist. Beispiele 11 und 12 aus Abbildung 3.2 haben gezeigt, daß die dort gezeigte modellhafte Ebene ausreichen würde, um die im Feld G30 gemessenen großen Strukturen zu erklären. Bemerkenswert ist, daß diese Strukturen in CO3-2 zu sehen sind.

Es ist unwahrscheinlich, daß es sich bei den großen Strukturen um sehr dichtes Gas handelt. Viel plausibler ist daher, daß die Anregung der CO3-2 Linie durch eine hohe Temperatur des Mediums zustande kommt. Beim hier gefundenen Zwischenwolkengas handelt es sich folglich um warmes, fein verteiltes Gas. Die Modellierung der physikalischen Parameter dieses Gases erfolgt in Kapitel 4 in Teilabschnitt 4.5.2.

3.4.2.3 Linienverhältnisse

In Teilabschnitt 3.4.1.4 habe ich erläutert und gezeigt, wie und daß die Ermittlung der Linienverhältnisse $R_{1,2}^{\sigma\Delta}$ abhängig von der Strukturgröße L möglich ist. Abbildung 3.17 zeigt die Darstellung der Linienverhältnisse $R_{1,2}^{\sigma\Delta}$ des Datenkubus G30-31. Analog zu Abbildung 3.13 habe ich die $R_{CO2-1/^{13}CO2-1}^{\sigma\Delta}=2$ Kontur in beide Teilbilder durch die gestrichelte Konturlinie eingetragen. Diese Konturlinie ist, wie in Abschnitt 3.4.1.4 gezeigt, eine sinnvolle Begrenzungslinie der Emissionsgebiete.

Betrachtet man diese Konturlinie, so fällt auf, daß der Bereich des GMR zwischen 30 und 120 km/s von dieser eingeschlossen wird und daß an den genannten Geschwindigkeitsrändern auch dieser Bereich endet. Selbst der Bereich 55-70km/s zwischen den beiden Spiralarmen ist nicht vollständig emissionsfrei, allerdings ist die Emission dort nur sehr schwach. Folglich ist der Raum zwischen den beiden Spiralarmen nicht vollständig frei von warmem molekularem Gas.

Im Sagittarius-Arm erkennt man die oben beschriebene Zweiteilung unter- und oberhalb von ~ 45 km/s durch einen Einknick dieser Konturlinie.

In Abbildung 3.4.1.4 war das Linienverhältnis $R_{CO2-1/^{13}CO2-1}^{\sigma\Delta}$ im Geschwindigkeitszentrum der beiden dort vorhandenen Wolken niedriger als am Geschwindigkeitsrand. Folglich kann ein $R_{CO2-1/^{13}CO2-1}^{\sigma\Delta}$ -Minimum auf der Geschwindigkeitsachse als Indikator für eine separierte Komponente gedeutet werden. Ferner war in Abbildung 3.4.1.4 das Linienverhältnis $R_{CO2-1/^{13}CO2-1}^{\sigma\Delta}$ im Geschwindigkeitszentrum dieser Komponenten konstant für alle gezeigten Strukturgrößen L .

Betrachtet man nun die Verteilung von $R_{CO2-1/^{13}CO2-1}^{\sigma\Delta}$ im unteren Teilbild der Abbildung 3.17, so fällt auf, daß korrespondierend mit der Lage der lokalen $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peaks, Streifen mit niedrigen $R_{CO2-1/^{13}CO2-1}^{\sigma\Delta}$ längs der Ordi-

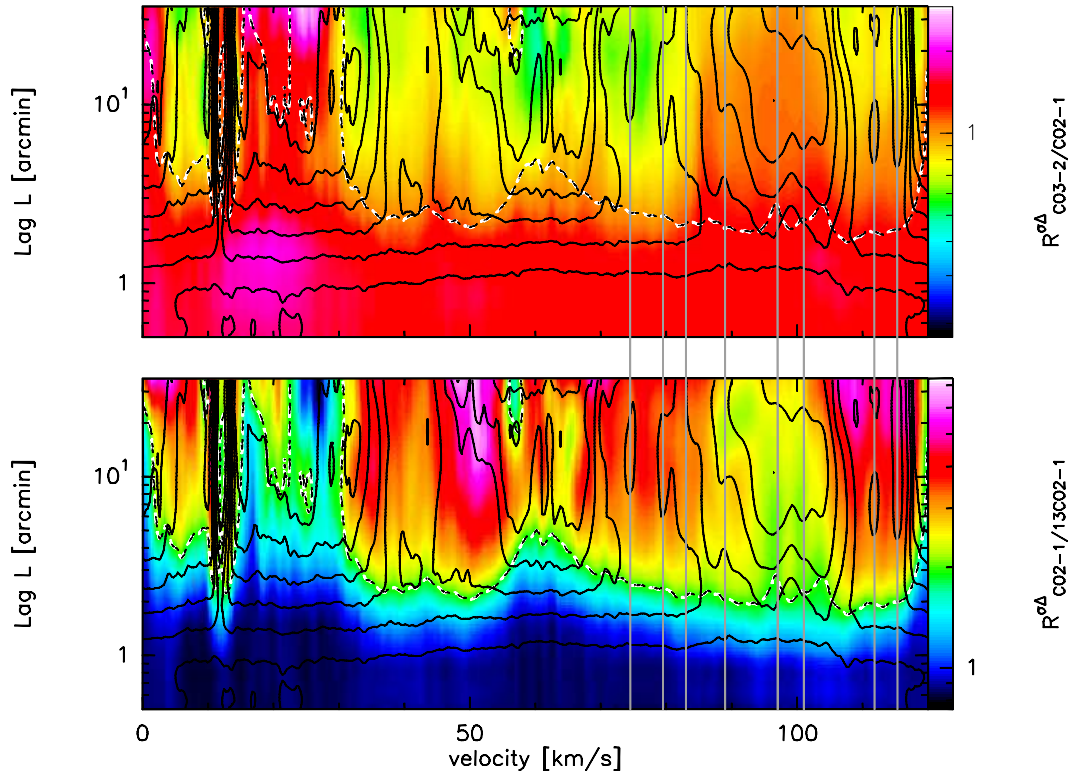


Abbildung 3.17: Kanalkarten- Δ -Varianz Verhältnisse $R^{\sigma\Delta}$ des Datenkubus G30-31. Im oberen Teilbild ist das Verhältnis $R^{\sigma\Delta}_{CO3-2/CO2-1}$, im unteren Teilbild das Verhältnis $R^{\sigma\Delta}_{CO2-1/^{13}CO2-1}$ dargestellt. Die schwarzen Konturen zeigen die Kanalkarten- Δ -Varianz von $^{13}CO2-1$ mit vier Stufen pro Dekade. In beiden Teilbildern ist die $R^{\sigma\Delta}_{CO2-1/^{13}CO2-1}=2$ Kontur als gestrichelte Kurve überlagert.

nate (der Strukturgröße L) zu finden sind. Im gesamten Anstieg bis etwas oberhalb von L_{peak} ist dieses Linienverhältnis konstant. Weit oberhalb von L_{peak} weicht das Linienverhältnis in der Regel von diesen Werten zu höheren Werten hin ab. Das bedeutet, daß das Verhältnis $R^{\sigma\Delta}_{CO2-1/^{13}CO2-1}$ der dominanten Strukturen schon bei kleinen L zuverlässig bestimmt werden kann; der am Ende von Abschnitt 3.4.1.4 skizzierte Algorithmus sollte von dieser Erkenntnis profitieren. Ferner bedeutet dies, daß das weit verteilte Gas deutlich weniger optisch dick ist, als die dichten Wolkenkomponenten.

Im zentralen Bereich des Scutum-Arms zwischen 90 und 105 km/s erreichen die $R^{\sigma\Delta}_{CO2-1/^{13}CO2-1}$ -Werte zwischen 2 und 2.5 in breiten Geschwindig-

keitsbereichen um die $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peaks, außerhalb dieses Bereichs liegen die $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma_{\Delta}}$ -Werte der separierten Wolken bei ~ 3 und die Geschwindigkeitsbreite ist sehr schmal.

Betrachten wir nun das Verhältnis $R_{CO_3-2/2-1}^{\sigma_{\Delta}}$. Bei den niedrigsten Lags erscheint wieder das Verhältnis des weißen Rauschens beider Datensätze. Zu größeren Strukturgrößen hin erkennt man, daß dieses Verhältnis im Gegensatz zu $R_{CO/^{13}CO_2-1}^{\sigma_{\Delta}}$ nicht konstant bleibt. Vielmehr verringert es sich mit zunehmender Strukturgröße und das schon unterhalb von L_{peak} . Das bedeutet, daß sich dieses Verhältnis innerhalb der dominanten Strukturen mit unterschiedlichen Filtern ändert.

Die Deutung ist analog zu Feld G45-46 mit einem Gradienten des Linienverhältnisses $R_{CO_3-2/2-1}^{\sigma_{\Delta}}$ zu den Intensitätsmaxima der Kanalkarten hin.

3.4.3 BU-FCRAO Daten

Ich möchte in diesem Abschnitt der Frage nachgehen, ob es sich bei den oben gefundenen linearen Größen der dominanten Strukturen in den Datenkuben molekularen Gases um typische Werte handelt. Daher habe ich acht Felder des BU-FCRAO Datensatzes in $^{13}CO_1-0$ untersucht. Jedes Feld hat eine Ausdehnung von einem Grad in Galaktischer Länge mit den Mittelpunkten bei ganzen Graden von 41-48 Grad. Die Ausdehnung in Galaktischer Breite reicht von +0.5 bis -1.0 Grad. Untersucht habe ich Kanalkarten in einem Umfang von 40km/s um die jeweiligen Tangentenpunkte.

Abbildungen 3.18-3.25 zeigen die Kanalkarten- Δ -Varianz dieser $^{13}CO_1-0$ Datenkuben. Aus den überlagerten Kurven der linearen Dimensionen ergibt sich, daß in diesen Feldern an den Tangentenpunkten die typischen dominanten Strukturgrößen zwischen 5 und 15pc liegen. Abbildung 3.23 zeigt in Ausnahme von diesem Wertebereich dominante Strukturgrößen von ~ 30 pc am Tangentenpunkt. Dieser Bereich zeigt überlagerte Wolkenkomponenten und daher auch diese großen $\sigma_{\Delta}^{channel}$ -Peaks.

Zusammengefaßt bedeutet dies, daß die typischen Strukturgrößen aller Linien zwischen 5 und 15pc liegen. Häufig finden sich Strukturgrößen von bis zu 30pc, die sich jedoch wahrscheinlich aus der Überlagerung mehrerer Komponenten ergeben.

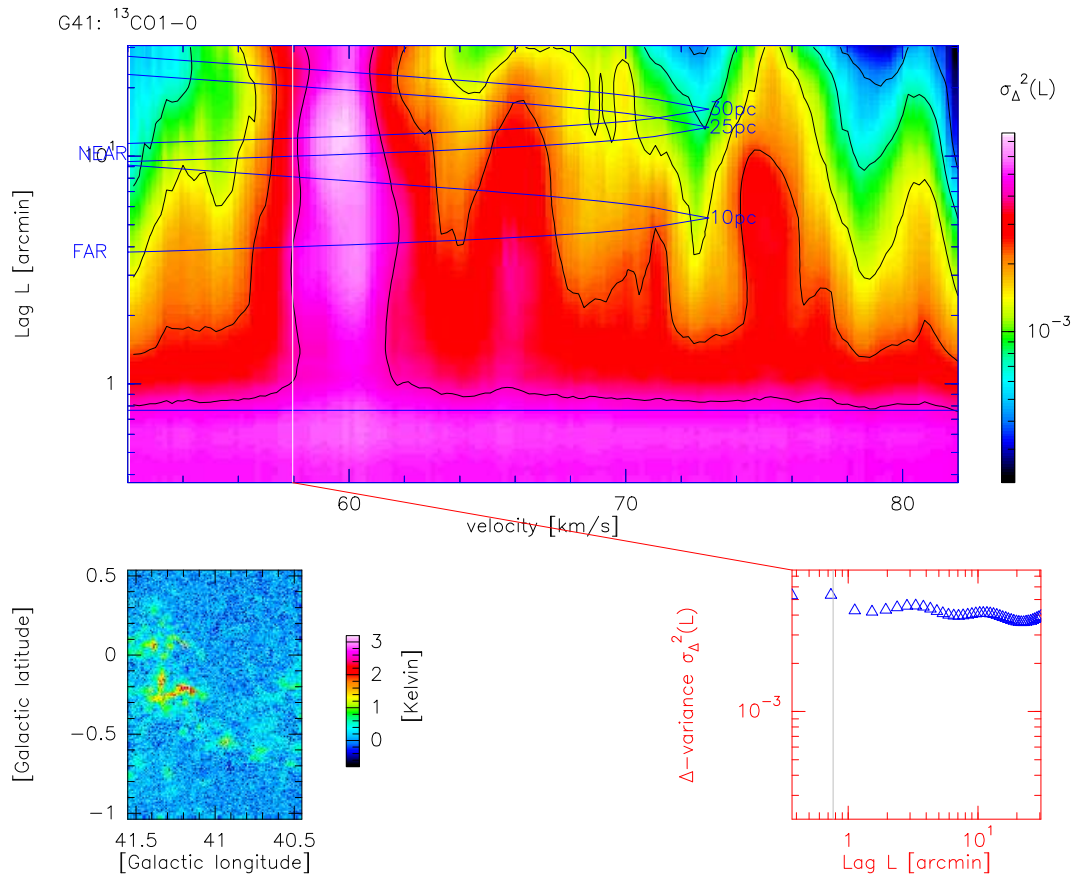


Abbildung 3.18: Kanalkarten- Δ -Varianz des Tangentenpunkt-Bereichs des $^{13}\text{CO}1-0$ Datenkubus um $l=41$ $b=0$ herum.

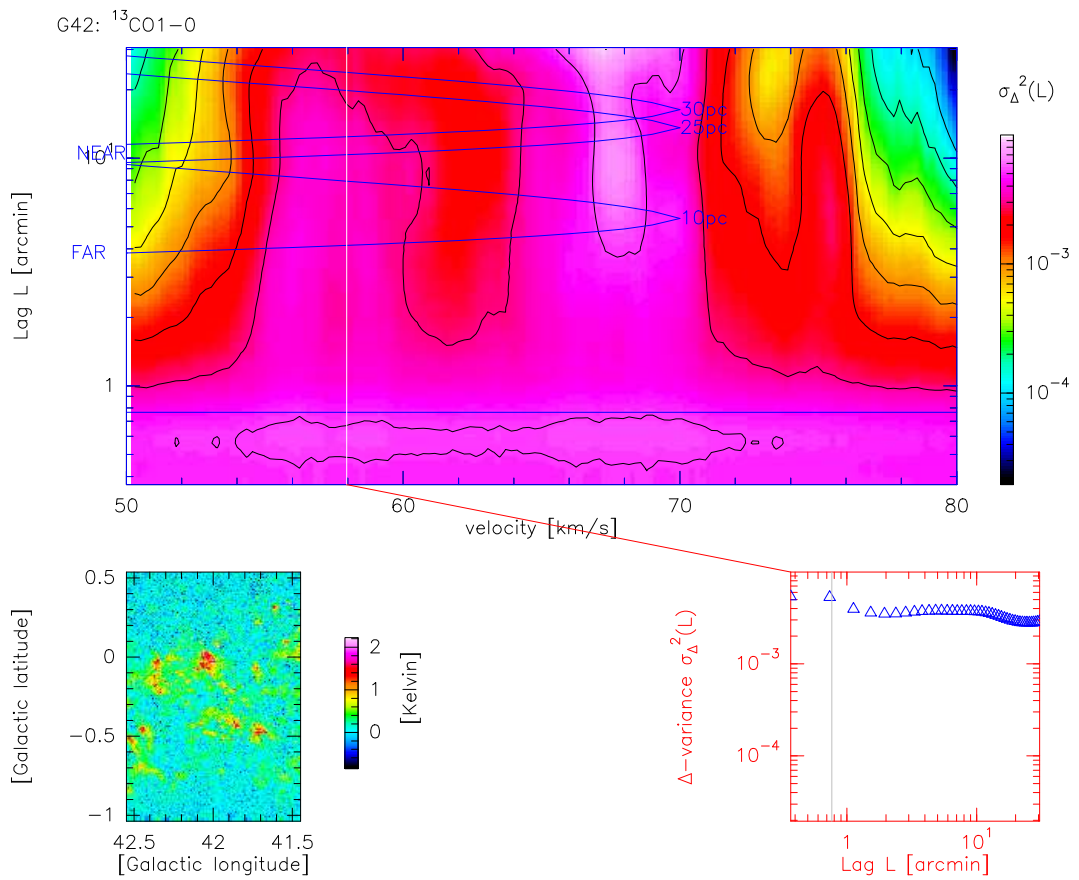


Abbildung 3.19: Kanalkarten- Δ -Varianz des Tangentenpunkt-Bereichs des $^{13}\text{CO}1-0$ Datenkubus um $l=42$ $b=0$ herum.

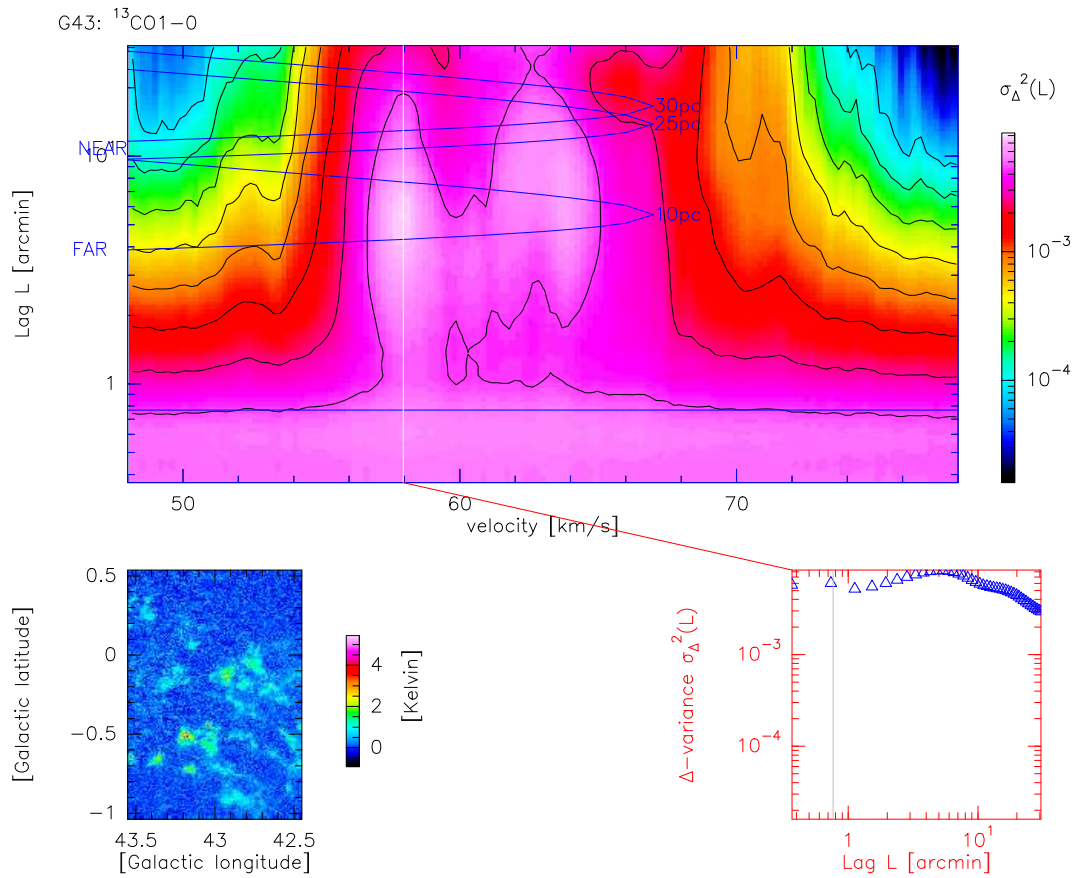


Abbildung 3.20: Kanalkarten- Δ -Varianz des Tangentenpunkt-Bereichs des $^{13}\text{CO}1-0$ Datenkubus um $l=43$ $b=0$ herum.

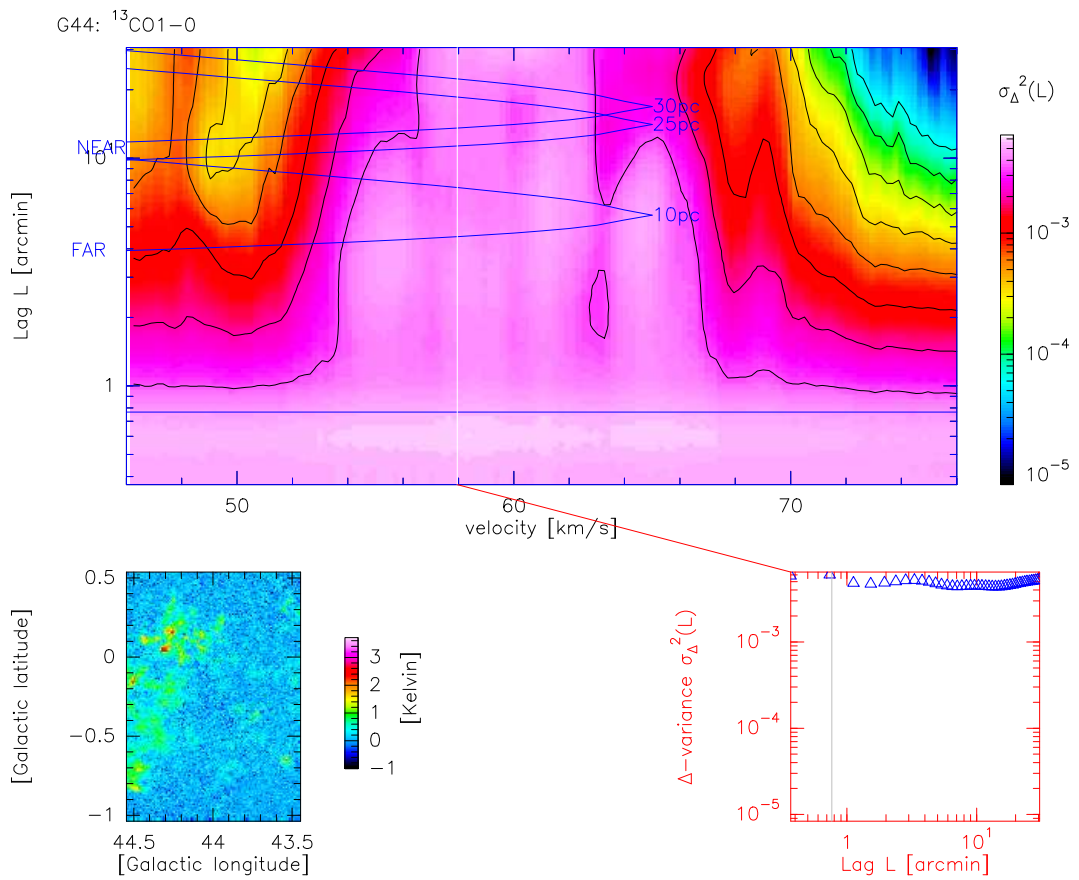


Abbildung 3.21: Kanalkarten- Δ -Varianz des Tangentenpunkt-Bereichs des $^{13}\text{CO}1-0$ Datenkubus um $l=44$ $b=0$ herum.

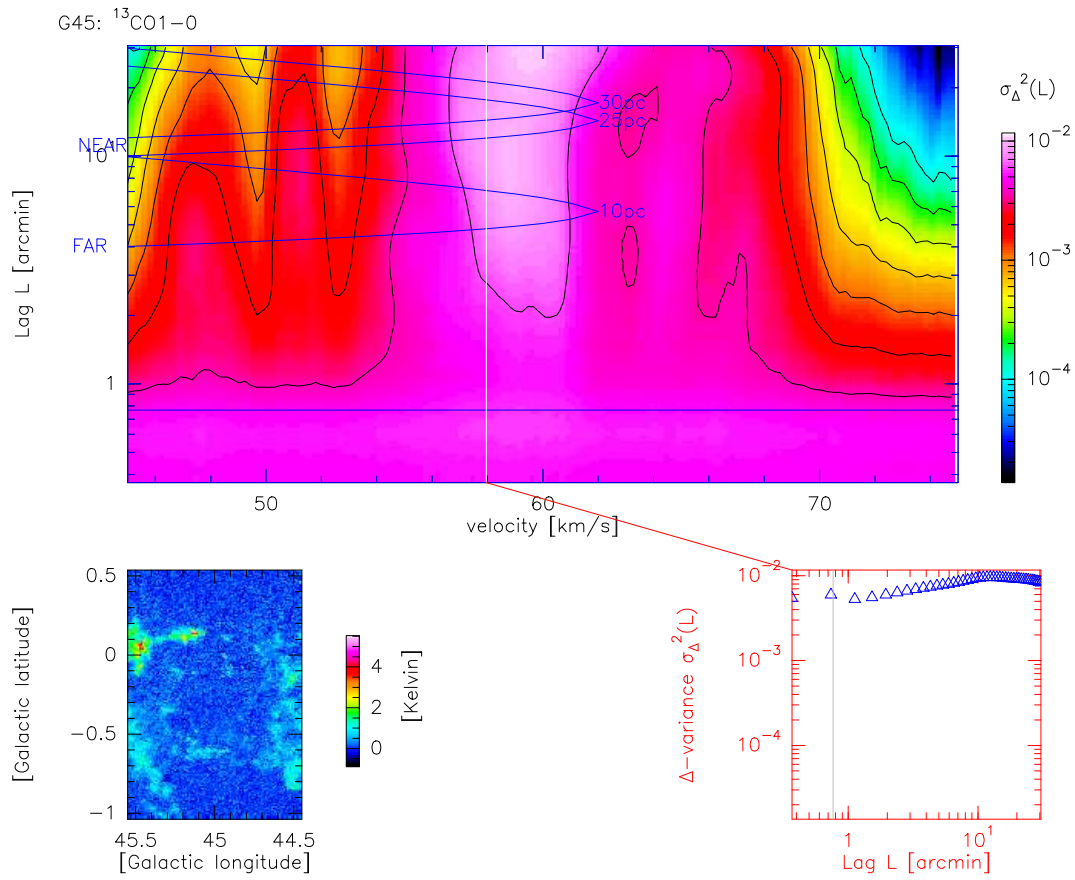


Abbildung 3.22: Kanalkarten- Δ -Varianz des Tangentenpunkt-Bereichs des $^{13}\text{CO}1-0$ Datenkubus um $l=45$ $b=0$ herum.

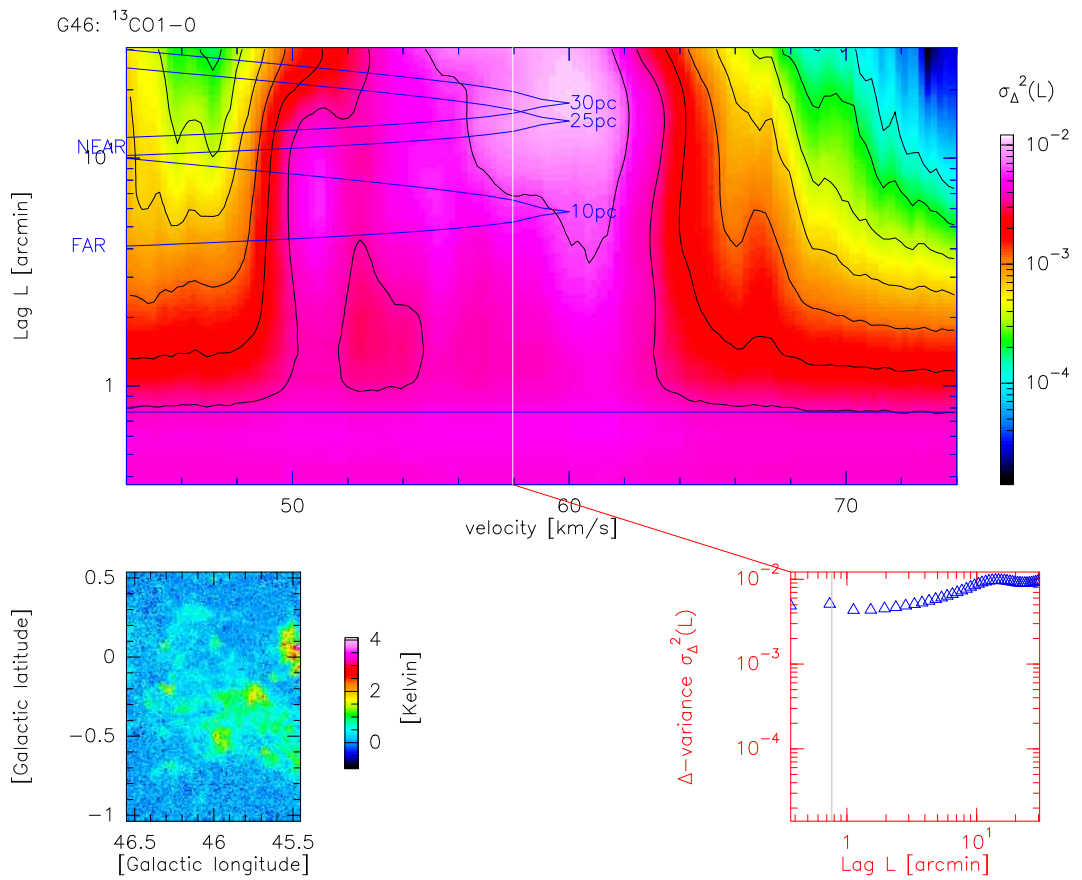


Abbildung 3.23: Kanalkarten- Δ -Varianz des Tangentenpunkt-Bereichs des $^{13}\text{CO}1-0$ Datenkubus um $l=46$ $b=0$ herum.

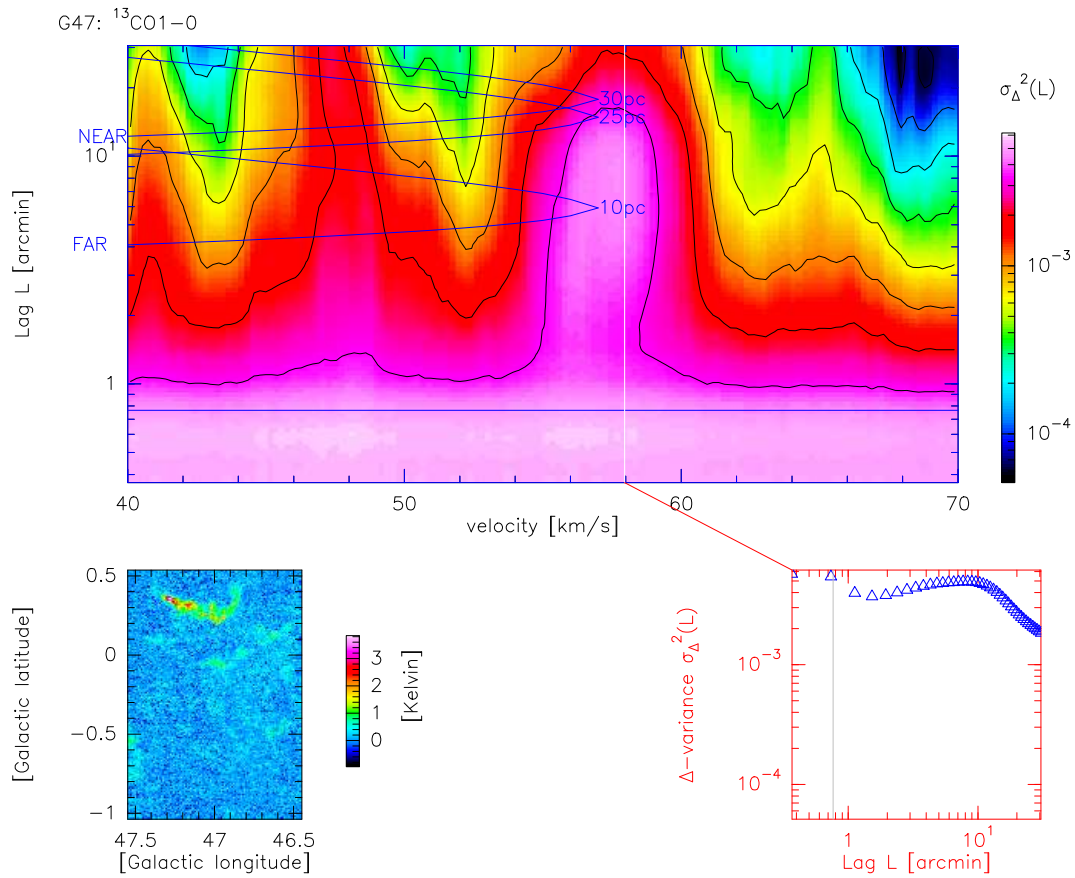


Abbildung 3.24: Kanalkarten- Δ -Varianz des Tangentenpunkt-Bereichs des $^{13}\text{CO}1-0$ Datenkubus um $l=47$ $b=0$ herum.

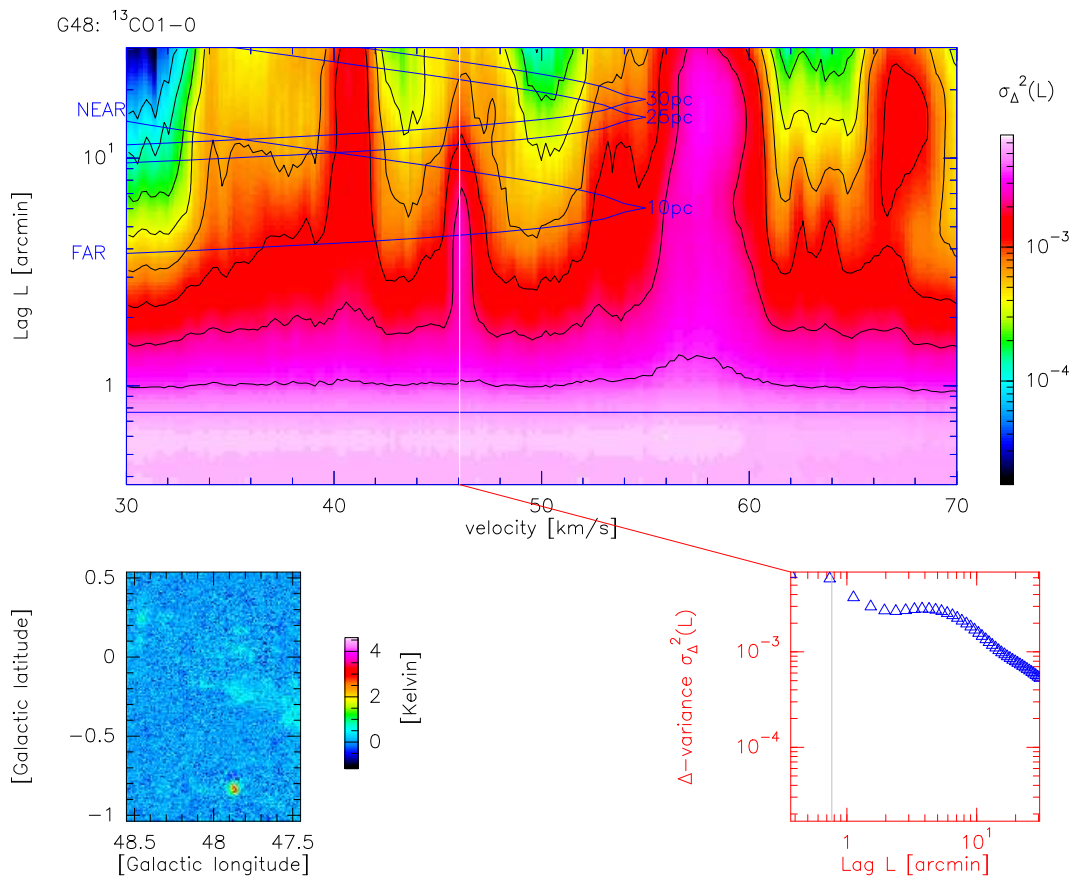


Abbildung 3.25: Kanalkarten- Δ -Varianz des Tangentenpunkt-Bereichs des $^{13}\text{CO}1-0$ Datenkubus um $l=48$ $b=0$ herum.

3.5 Zusammenfassung

Ich fasse im folgenden die Ergebnisse der Analysen simulierter Karten sowie der Untersuchung des vorliegenden Datensatz bzgl. Spektralindizes, Kanalkarten- Δ -Varianz-Analyse sowie der Linienverhältnisanalyse zusammen.

Die Untersuchung simulierter Karten ergab folgende Ergebnisse:

- Die dominante Strukturgröße spiegelt sich in der Größe L_{peak} des lokalen Maximums im Δ -Varianz-Spektrum wider. Die Δ -Varianz kann jedoch nicht zwischen Häufigkeits- bzw. Intensitätswichtung gleichartiger Strukturen unterscheiden.
- Die Interpretation konstanter Potenzen d_Δ im Δ -Varianz-Spektrum mit dem Spektralindex β einer fraktalen Struktur ist kritisch zu betrachten: Bereits einfache Kombinationen geometrischer Figuren können innerhalb eines gewissen Strukturgrößenbereichs eine konstante Potenz d_Δ im Δ -Varianz-Spektrum erzeugen. Ferner stellte sich heraus, daß die im Zusammenhang fraktaler Wolkenstruktur wichtige Strukturgröße $L_{turnover}$, die Obergrenze der Selbstähnlichkeit, sowohl in den gezeigten Simulationen als auch in den Meßdaten des GMR keine Rolle gespielt hat.

Die gute Reproduktion des Spektralindex β von fraktalen Strukturen mit der Δ -Varianz (Bensch et al. 2001) läßt folglich nicht den Umkehrschluß zu, daß bei einem konstanten d_Δ eine fraktale Struktur vorläge.

- Die Überlagerung zweier Objekte mit deutlich unterschiedlichen dominanten Strukturgrößen führt zu zwei separaten lokalen Maxima im Δ -Varianz-Spektrum bei $L_{peak,1}$ und $L_{peak,2}$, die den beiden separaten Strukturgrößen entsprechen.
- Ich habe gezeigt, daß bei der Verwendung der IDL-Routine *deltavarwidget* (Version 2.0) von Volker Ossenkopf ein Wiederanstieg des Δ -Varianz Spektrums oberhalb von L_{peak} nicht auf Kartenrandeffekte zurückzuführen ist, sondern nur mit tatsächlich in den Karten vorliegenden Strukturen erklärbar ist, deren dominante Strukturgröße und damit $L_{peak,2}$ oberhalb des größten berechneten Lags L_{max} liegt. Sofern die Strukturinformation $\sigma_\Delta^2(L)$ dieser großen Struktur in der Größenordnung der kleineren, dominanten Strukturgröße bei $L_{peak,1}$ liegt, muß die Intensität dieser größeren Strukturkomponente relativ zu der der kleineren sehr gering sein.

- Die üblichen oft-Streifen bei oft-Beobachtungen haben keinen merklichen Einfluß auf die Δ -Varianz-Spektren, da deren Strukturinformationsbeitrag $\sigma_{\Delta}^2(L)$ um Größenordnungen unterhalb derjenigen von hier untersuchten Karten mit tatsächlicher Wolkenemission liegt.

Die Untersuchung der Spektralindizes β integrierter Karten des vorliegenden Datensatzes ergab folgende Ergebnisse:

- Die gefundenen Spektralindizes der hier untersuchten Emissionsbereiche im GMR und der Vordergrundwolken zwischen 0.37 ± 0.08 und 1.02 ± 0.04 und somit, mit einer im Text diskutierten Ausnahme, im Bereich 0.5-1.3 der von Bensch et al. (2001) gefundenen Spektralindizes für Molekülwolken.
- Es zeigten sich signifikante Unterschiede des ermittelten Spektralindex β bei Karten unterschiedlicher Moleküllinien von derselben Region. Dies steht im Kontrast zu bisherigen Strukturanalysen, die nicht solche Unterschiede in Strukturparametern erkennen ließen (z.B. dem Klumpen-Massen Index α bei Kramer et al. (1998)). Generell zeigte sich der Trend, daß mit steigendem J_{up} die Werte von d_{Δ} und damit von β steigen.
- d_{Δ} spiegelt den Kontrast der dominanten Strukturen zur gesamten untersuchten Karte wider. Ich konnte zeigen, daß im Fall optisch dünnerer Linien der Kontrast der Wolkenkerne zur gesamten Karte, die auch diffus verteiltes Gas zeigt, höher ist als im Fall optisch dickerer Linien; im Fall optisch dickerer Linien ist das breit verteilte diffuse Gas bereits stark angeregt.
- Ferner zeigte sich, daß die Wahl engerer Integrationsbereiche in der Regel zu höheren d_{Δ} -Werten führt. Dieser Trend steht im völligen Gegensatz zu den Vorhersagen von Lazarian & Pogosyan (2000). Erklärbar ist auch dies mit dem Kontrast der Wolkenkerne zur gesamten Karte: Bei einem breit gewählten Integrationsbereich, der mehr als die gesamte Emission dieser Wolkenkerne umfaßt, ist der Kontrast der Emission gegenüber dem Rauschen geringer als bei schmalen Integrationsbereichen und folglich ist d_{Δ} bei breiten Integrationsbereichen niedriger als bei schmalen.
- Die von Bensch et al. (2001) und Huber (2002) gefundene abfallende Abhängigkeit von d_{Δ} mit größerem lineare Fit-Bereich konnte nicht verifiziert werden.

- Die Δ -Varianz-Spektren der integrierten Karten des Feldes G30-31 zeigten im Bereich der Spiralarme eine großskalige Struktur, deren dominante Strukturgröße $L > 35'$ ist. Dies interpretiere ich als Zwischenwolkengas in den Spiralarmen. Die Exponenten d_Δ dieser großskaligen Strukturen reichen herauf bis 1.47 ± 0.39 und liegen damit oberhalb des von Bensch et al. (2001) gefundenen Bereichs für Molekülwolken.

Ich habe erstmalig die Δ -Varianz-Spektren von Kanalkarten eines *lbv*-Datenkubus untersucht. Diese Kanalkarten- Δ -Varianz-Analyse ergab folgende Ergebnisse:

- Die dominante Strukturgröße ist jeweils einem bestimmten Geschwindigkeitskanal zuzuordnen, die Nachbarkanäle zeigen einen stetigen Abfall der Strukturinformation.
- Der Kontrast der dominanten Strukturen ist abhängig von der untersuchten Linie, ähnlich zur Diskussion der unterschiedlichen d_Δ weiter oben.
- Im Bereich des Tangentenpunktes des Scutum Arms im Feld G30-31 finden sich deutlich mehr auf der Geschwindigkeitsachse separierbare Komponenten als im Fall des Tangentenpunktes des Sagittarius Arms im Feld G45-46.
- In den Bereichen der Tangentenpunktsgeschwindigkeiten ergeben sich unter der Annahme des Abstandes gemäß der Tangentenpunkte lineare Größen der dominanten Strukturen von 5-30pc, typischerweise jedoch $\lesssim 20$ pc. Unter der Annahme einer solchen typischen linearen Strukturgröße lassen sich die doppeldeutigen Entfernungen bei niedrigeren Geschwindigkeiten auflösen.

Die größeren dominanten Strukturen des genannten Wertebereichs lassen sich durch einen Überlapp mehrerer Wolkenkerne erklären; dies ist konsistent damit, daß diese großen Werte im Bereich von Tangentenpunktsgeschwindigkeiten auftreten, die aufgrund der Projektion der Rotationskurve dichter bevölkert sind als die Bereiche bei niedrigeren Geschwindigkeiten.

- Hieraus folgt, daß die IRAS Punktquelle 19124+1106 an der naheliegenden Entfernung zum Beobachter bei 0.5kpc liegt und folglich wahrscheinlich nicht als Auftreffpunkt eines relativistischen Jets des stellaren schwarzen Lochs GRS1915+105 in Frage kommt. Alternativ sind die typischen linearen Skalen in solchen Fällen deutlich größer als im Fall typischer Molekülwolken.

- Beim Zwischenwolkengas handelt es sich um warmes, fein verteiltes Gas. Die Kanalkarten- Δ -Varianz zeigt deutlich, daß das Zwischenwolkenmaterial auf die beiden Spiralarms beschränkt ist. Es ist deutlich in CO3-2 zu sehen und daher warm. Eine Modellierung folgt in Kapitel 4 in Teilabschnitt 4.5.2.

Schließlich habe ich gezeigt, daß es möglich ist, mit Hilfe der Δ -Varianz-Spektren verschiedener Moleküllinien die Linienverhältnisse der dominanten Strukturgrößen zu bestimmen. Die Kanalkarten- Δ -Varianz-Linienverhältnisse bietet vielfältige Analysemöglichkeiten, die durch folgende Ergebnisse gezeigt werden:

- Das Linienverhältnis $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ ist in einem Geschwindigkeitskanal konstant für alle signifikanten Strukturgrößen bis oberhalb von L_{peak} . Analog zu einfachen Spektren der Linienverhältnisse zeigten sich lokale Minima (Säulendichtemaxima) in den Wolkenzentren. Dieses Verfahren kann folglich zur Identifikation der Geschwindigkeit von Wolkenkernen herangezogen werden. Am Beispiel von G45.12 und G45.07 habe ich mit dieser Methode das Ergebnis aus Kapitel 2 bestätigt, daß es sich bei dieser Region um die Überlagerung zweier separater Wolken handelt.
- Die Kanalkarten-Analyse von $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ ist ein sehr sensitives Verfahren zur Detektion molekularen Materials. Ausgedehntes molekulares Material unterhalb der Rauschgrenze einer einzelnen Position zeigt sich durch vom Rauschverhältnis abweichendes $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma\Delta}$. Dies ermöglicht folglich bei genügend großer Kartengröße die Bestimmung einer physikalisch begründeten Wolkengrenze auf der Geschwindigkeitsachse gegenüber einer von der Datenqualität begründeten S/R Grenze.
- Das ausgedehnte Zwischenwolkengas hat eine deutlich geringere optische Tiefe als die Wolkenkerne. Die Analyse von $R_{CO_2-1/^{13}CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ zeigt, daß die beiden Spiralarms Sagittarus und Scutum im Feld G30-31 auf der Geschwindigkeitsachse nicht vollständig voneinander getrennt sind; der mögliche Kontakt besteht jedoch nur im Bereich sehr dünnen Gases.
- Das Linienverhältnis $R_{CO_3-2/CO_2-1}^{\sigma\Delta}$ der dominanten Strukturen ist bei kleinen Strukturgrößen maximal und nimmt mit steigendem L und daher, ausgehend vom Wolkenkern, räumlich gemittelt radial nach außen hin ab.

Die gesamte Δ -Varianz-Analyse zeigte keinen prinzipiellen Unterschied der beiden Spiralarme Sagittarius und Scutum bzw. der beiden untersuchten Felder G30-31 und G45-46.

Ich schlage die Entwicklung einer sukzessiven Routine vor, die die physikalischen Eigenschaften der Wolkenkerne von dem des diffusen Materials separiert, basierend auf der Kanalkarten- Δ -Varianz-Linienverhältnisanalyse kleiner Teilkuben.

Kapitel 4

Linienverhältnisse und physikalische Eigenschaften

Abstract

In diesem Kapitel vergleiche ich die Linienverhältnisse CO3-2/CO2-1, CO2-1/¹³CO2-1 und ¹³CO2-1/¹³CO1-0 (im folgenden ¹²R_{3/2}, ^{12/13}R₂ bzw. ¹³R_{2/1}) in den Kanalkarten der Wolken des Galaktischen Molekularen Rings (GMR) und denen der beiden ausgedehnten Vordergrundwolken der Felder G30-31 und G45-46. Im Vergleich und in der Analyse beschränke ich mich auf die Linienverhältnisse, da die Bestimmung der absoluten Intensitäten sowie der Linienbreiten einzelner Wolken im GMR aufgrund des Überlapps vieler Wolken nur beschränkt möglich ist.

Ich konnte im GMR anhand dieser Linienverhältnisse zwei Wolkentypen identifizieren: Typ I hat ausgedehnte Bereiche mit Linienverhältnissen $0.7 \leq^{12}R_{3/2} \leq 1.0$, $2.5 \leq^{12/13}R_2 \leq 4.0$ und $0.3 \leq^{13}R_{2/1} \leq 1.0$. Typ II hat ausgedehnte Bereiche mit Linienverhältnissen $^{12}R_{3/2} \leq 0.7$, $1.0 \leq^{12/13}R_2 \leq 2.5$ und $^{13}R_{2/1} \leq 0.3$, also bei den Linienverhältnissen innerhalb eines Isotops jeweils deutlich niedrigere Werte als Typ I, ebenso bei ^{12/13}R₂. Die absoluten Intensitäten sind bei den Typ I Wolken in der Regel deutlich höher als in den Typ II Wolken: Die maximalen T_{peak}-Werte der Typ I Wolken liegen bei ~ 17K, die typischen maximalen T_{peak}-Werte der Typ II Wolken liegen bei wenigen K. Ferner zeichnen sich Typ I Wolken gegenüber den Typ II Wolken dadurch aus, daß zusätzlich zu den ausgedehnt vorkommenden Linienverhältniswerten zwei verschiedene kleine spotförmige Regionen der Größe ~2-4' auftauchen: Bei den einen Spots vergrößert sich das Linienverhältnis ¹²R_{3/2} auf Werte zwischen 1.0 und 1.3, bei den anderen Spots verringert sich das Linienverhältnis ^{12/13}R₂ auf Werte zwischen 1.5 und 2.5. Diese beiden Spotarten sind in

der Regel räumlich nicht miteinander assoziiert. Ferner können viele Wolken des Typs I mit Indikatoren für massive Sternentstehungsregionen assoziiert werden, jedoch keine Wolke des Typs II.

Die Wolken des GMR vergleiche ich ferner mit zwei ausgedehnten Vordergrundwolken im gleichen Datensatz: Die 1.0kpc entfernte Vordergrundwolke des Feldes G30-31 ist eine Typ I Wolke, die 1.8kpc entfernte Vordergrundwolke des Feldes G45-46 ist eine Typ II Wolke. Die Typ I Vordergrundwolke unterscheidet sich von den Typ I Wolken des GMR jedoch durch relativ schwächere $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$ Intensität, was sich in niedrigeren $^{12/13}R_2$ und höheren $^{13}R_{2/1}$ bemerkbar macht. Ferner sind die Regionen mit $^{12}R_{3/2} > 1$ in der Vordergrundwolke ausgedehnt und die $^{12/13}R_2$ -Spots liegen innerhalb der Regionen mit $^{12}R_{3/2} > 1$. Schließlich erreichen die Spots in der Vordergrundwolke extremere Werte: $^{12}R_{3/2}$ reicht herauf bis zu 1.5, $^{12/13}R_2$ reicht herab bis 0.5.

Die Modellierung der Linienverhältnisse der Typ II Wolken mit Hilfe des Entweichwahrscheinlichkeitsmodells von Stutzki & Winnewisser (1985) ergibt $T \leq 10\text{K}$, $n \leq 10^{2.5}\text{cm}^{-3}$. Für die ausgedehnten Bereiche der Typ I Wolken folgt $15\text{K} \leq T < 30\text{K}$, die durchschnittliche Dichte der Typ I Wolken im GMR liegt, aufgrund der niedrigen $^{13}R_{2/1} \leq 1.0$ Werte, bei $n \approx 10^{3.5}\text{cm}^{-3}$. Die Typ I Vordergrundwolke erreicht $^{13}R_{2/1}$ Werte bis 2.0. Diese Bereiche dieser Wolke können mit $T \leq 20\text{K}$ und $n \geq 10^4\text{cm}^{-3}$, bzw. mit hohen Temperaturen (modelliert bis 100K) und Dichten $n \leq 10^4\text{cm}^{-3}$ erklärt werden.

	$^{12}R_{3/2}$	$^{12/13}R_2$	$^{13}R_{2/1}$	T[K]	n[cm^{-3}]
Typ I	0.7-1.0	2.5-4.0	0.3-1.0	15-30	$\approx 10^{3.5}$
Typ II	≤ 0.7	1.0-2.5	≤ 0.3	≤ 10	$\leq 10^{2.5}$

Tabelle 4.1: Linienverhältnisse der weit verteilten Bereiche der beiden im Text diskutierten Wolkentypen des GMR. Die physikalischen Parameter sind mit dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell von Stutzki & Winnewisser (1985) modelliert worden.

Die $^{12}R_{3/2}$ -Spots können mit dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell nicht erklärt werden, jedoch diskutiere ich folgende zwei mögliche Interpretationen: Optisch dünnes Gas mit Dichten $\sim 10^{3-5}\text{cm}^{-3}$ und $T \gg 50\text{K}$, bzw. Gas mit einem Temperaturgradienten.

Die $^{12/13}R_2$ -Spots in den GMR Wolken bedeuten in einem homogenen Modell, daß $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$ optisch dick wird. Mit dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell ergeben sich Säulendichten N zwischen 10^{22}cm^{-2} und 10^{23}cm^{-2} bei niedrigen Dichten $n \leq 10^3\text{cm}^{-3}$ und niedrigen Temperaturen $T \leq 15\text{K}$.

Die $^{12/13}R_2$ -Spots ≈ 0.5 der Typ I Vordergrundwolke können mit einem homogenen Modell nicht erklärt werden. Ich interpretiere diese Positionen mit einem Klumpen, der einen Temperaturgradienten zum Klumpeninnern hat.

Das Linienverhältnis $^{13}R_{2/1}$ zeigt in den Typ I Wolken häufig einen Gradienten von einem zum anderen Wolkenrand. Dies ist mit einem entsprechenden Gradienten der durchschnittlichen Dichte des Gases erklärbar. Ein solcher Gradient ist im Zusammenhang mit einer sequentiellen Sternentstehung in diesen Wolken plausibel erklärbar, die möglich ist, wenn die induzierte Sternentstehung eine bedeutende Rolle spielt.

Das relativ schwächere $^{13}\text{CO}_2-1$ in den Typ I Wolken des GMR im Vergleich zur Typ I Vordergrundwolke interpretiere ich mit dem Vorhandensein eines Zwischenwolkengases im GMR; die Präsenz eines solchen Zwischenwolkengases ist motiviert durch die Ergebnisse der Δ -variance Analyse in Kapitel 3. Unter der Annahme, daß die Typ I Wolken im GMR die gleichen Linienverhältnisse emittieren wie die Typ I Vordergrundwolke, sowie aus den Ergebnissen der Δ -variance Analyse ermittle ich die folgenden Linienverhältnisse des Zwischenwolkengases: $0.7 \leq ^{12}R_{3/2} \leq 1.0$, $^{12/13}R_2 > 4.0$ und $^{13}R_{2/1} < 0.7$. Die Modellierung dieser Linienverhältnisse mit dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell ergibt, daß das Zwischenwolkengas in den Spiralarmlen Temperaturen von $15\text{K} \leq T \leq 70\text{K}$ hat sowie eine geringe Dichte, die mit zunehmender Temperatur abnimmt: $n \leq 10^3\text{cm}^{-3}$ bei 15K und $n \leq 10^2\text{cm}^{-3}$ bei 70K.

Ich konnte für das durchschnittliche Linienverhältnis $^{12}R_{3/2}$ bestätigen, was Sakamoto et al. (1997) für das durchschnittliche Linienverhältnis $^{12}R_{2/1}$ in der inneren Milchstraße herausgefunden haben: Die durchschnittlichen Werte nehmen mit abnehmendem Galaktischen Radius zu aufgrund einer höheren Anzahl von Positionen mit sehr hohen $^{12}R_{3/2}$ -Werten. Im Gegensatz zu den $^{12}R_{2/1} > 1$ Positionen können jedoch keine $^{12}R_{3/2} > 1$ Werte bei der gleichen Auflösung von $\sim 8'$ gefunden werden. Die $^{12}R_{3/2} > 1$ -Spots sind folglich viel lokalisierter und nur bei einer Auflösung von $\sim 2'$ detektierbar. Ich schließe mich der Vermutung von Wielebinski et al. (1999) an, daß die Heizmechanismen in verschiedenen Regionen und Galaxien die gleichen sind, und folglich das durchschnittliche Linienverhältnis $^{12}R_{3/2}$ großer Regionen ein Maß für die Anzahldichte von Sternentstehungskernen in diesen Regionen ist. Ein $^{12}R_{3/2}$ -Wert > 0.7 im Durchschnitt einer einzelnen Molekülwolke ist folglich bereits ein Hinweis auf Sternentstehungsaktivität. Im Vergleich mit Meßdaten externer Spiralgalaxien folgt, daß die Sternentstehungsaktivität in den Kernen von Starburst Galaxien weitaus höher ist als im GMR, der gegenüber dem Durchschnitt der Milchstraße bereits eine deutlich erhöhte Sternentstehungsaktivität zeigt.

4.1 Einleitung

Die Sternentstehung ist eng verknüpft mit den physikalischen Eigenschaften der molekularen Wolke, aus der der Stern entsteht, und die sich evtl. in der Nachbarschaft eines bereits entstandenen Sterns befindet und daher vom Strahlungsfeld des Sterns beeinflusst wird. Ferner durchqueren Schockwellen von Supernovae Explosionen das Wolkenmaterial. Neben diesen verhältnismäßig kleinskaligen und damit eher lokalen Einflußursachen kann das Interstellare Material (ISM) Einflüssen unterliegen, deren Ursachen großskaliger Natur sind, wie Galaktischen Scherkräften aufgrund der differentiellen Rotation, Dichtewellen durch die Spiralarme, Magnetfeldern und extragalaktischen Strahlungsfeldern.

Die physikalischen Eigenschaften des ISM spiegeln sich im gemessenen Linienspektrum wider. Prinzipiell trägt eine astronomisch gemessene Linie drei Informationsarten: Die Dopplerverschiebung, die Intensität und die Linienform. Die Dopplerverschiebung (Gleichung 1.1) zur bekannten Laborfrequenz gibt die Relativgeschwindigkeit zum Beobachter an. Die Intensität der Linie ist beeinflusst durch die physikalischen Anregungsbedingungen in der Molekülwolke, den Strahlungstransport und den Füllfaktor des Teleskopbeams. Die Linienform ist geprägt durch den Strahlungstransport und kann ferner durch die Überlagerung mehrerer Quellen beeinflusst werden.

Um nun auf die physikalischen Anregungsbedingungen in der Molekülwolke schließen zu können benötigt man mehrere Informationsträger, d.h. mehrere Linien desselben sowie weiterer Moleküle. Linienvverhältnisse, d.h. die relativen Intensitäten zweier solcher Linien, sind deutlich weniger vom Füllfaktor des Teleskopbeams beeinflusst und spiegeln somit weitaus zuverlässiger die Anregungsbedingungen und die Einflüsse des Strahlungstransports wider. Notwendig hierfür sind gleiche Beamgrößen; um dies bei deutlich unterschiedlichen Frequenzen zu gewährleisten, verrechnet man, wie in Abschnitt 2.2.3 in Kapitel 2 beschrieben, die Karten höherer Frequenz auf die Auflösung der Karte der niedrigeren Auflösung. Notwendig hierfür ist eine *fully sampled* aufgenommene Karte. Der dieser Arbeit zugrundeliegende Datensatz ermöglicht es erstmalig, die Linienvverhältnisse von vier verschiedenen Linien großskalig im GMR zu untersuchen.

In Abschnitt 4.2 stelle ich die im vorliegenden Datensatz gemessenen Linienvverhältnisse dar und vergleiche diese in Abschnitt 4.3 mit aus der Literatur bekannten Messergebnissen. In Abschnitt 4.4 stelle ich die Modellierung der behandelten Daten vor, die ich in Abschnitt 4.5 diskutieren werde. Abschnitt 4.6 faßt die Ergebnisse dieses Kapitels zusammen. Die theoretischen Grund-

lagen zur Linienemission habe ich im Anhang A zusammengefaßt. Im Anhang C zeige ich Daten ausgewählter Teilregionen, bei denen ich zum Teil weitere gemessene Linien präsentieren kann.

4.2 Beobachtungen

In diesem Abschnitt werde ich die Verteilung der Linienverhältnisse des vorliegenden Datensatzes auf verschiedene Arten zusammenfassend darstellen. In Teilabschnitt 4.2.1 zeige ich die Linienverhältnisse in den Summenspektren, in Teilabschnitt 4.2.2 zeige ich die Häufigkeitsverteilungen der Linienverhältnisse in einzelnen Pixeln aller Kanalkarten der Hauptemissionsgebiete. In Teilabschnitt 4.2.3 schließlich zeige ich anhand ausgewählter Kanalkarten die typische Verteilung der Linienverhältnisse innerhalb der Wolken.

4.2.1 Linienverhältnisse der Summenspektren

Ich betrachte zunächst in Abbildung 4.1 die Linienverhältnisse $^{12}R_{3/2}$ und $^{12/13}R_2$ der bereits in den Abbildungen 2.4 und 2.19 gezeigten Summenspektren. Die Nomenklatur der Linienverhältnisse habe ich in Gleichung A.33 angegeben. Es fällt auf, daß diese Linienverhältnisse starke Fluktuationen aufweisen. Dies hat zwei Ursachen: Die Datenqualität und die Überlagerung mehrerer Wolken.

Im Fall des Linienverhältnisses $^{12/13}R_2$ bestimmt hauptsächlich das relativ hohe Rauschen des $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$ Spektrums das Rauschen in $^{12/13}R_2$. Das vergleichsweise schlechte Signal zu Rausch Verhältnis (S/R) von $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$ pro Pixel ergibt sich aus der in der Regel niedrigeren Intensität im Vergleich zu $\text{CO}_2\text{-1}$ bei in etwa gleichem absoluten Rauschniveau. Bei der Mittelung einer gesamten Kanalkarte kommt ferner hinzu, daß die Wolkenflächen in jeder Kanalkarte im Fall der $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$ Linie relativ klein sind im Vergleich zur Kartengröße; somit erhält man sehr niedrige gemittelte Intensitäten. Bei ähnlich starkem Rauschen der Summenspektren dieser drei Linien liegt das S/R Verhältnis im Peak für $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$ bei ~ 14 , für $\text{CO}_2\text{-1}$ jedoch bei ~ 87 . Entsprechend habe ich in Abbildung 4.1 für $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$ die niedrige 2σ -Grenze wählen müssen, um $^{12/13}R_2$ in den Geschwindigkeitsbereichen der beiden Spiralarme und der Vordergrundwolke angeben zu können, wohingegen für $\text{CO}_3\text{-2}$ und $\text{CO}_2\text{-1}$ eine Beschränkung an der 6σ -Grenze möglich ist. Ferner erklärt das schlechte S/R von $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$ die absolut höheren Fehler von $^{12/13}R_2$ gegenüber $^{12}R_{3/2}$. Die Fluktuationen der Linienverhältnisse in den Summenspektren im Scutum-Arm des Feldes G30-31 im Geschwindigkeitsbereich 80-110km/s sind innerhalb dieser Fehler nicht erklärbar. Die Ursache hierfür liegt in der Über-

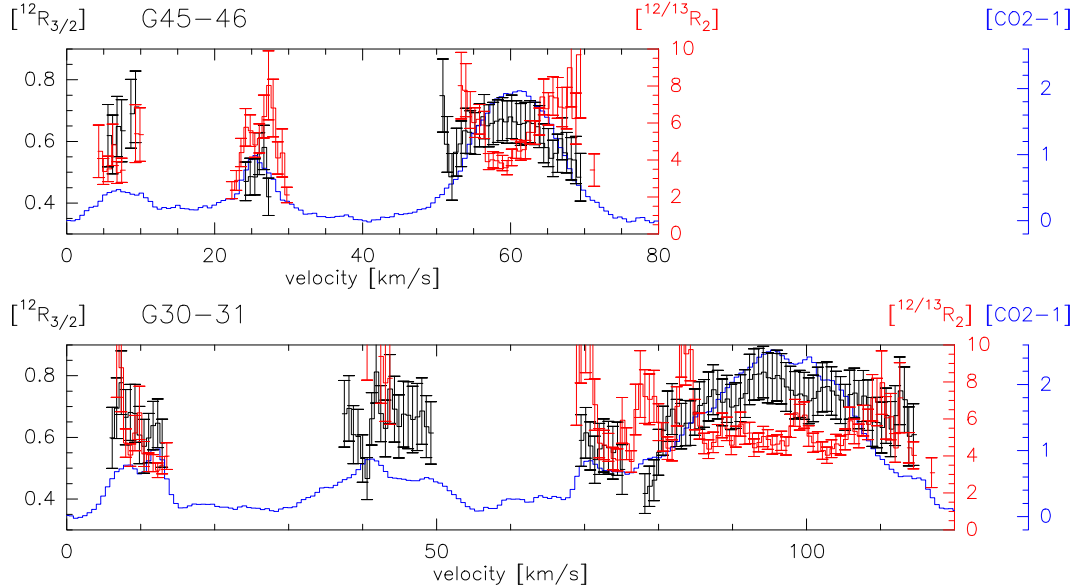


Abbildung 4.1: Linienverhältnisse $^{12}R_{3/2}$ und $^{12/13}R_2$ über die Summenspektren der beiden mit KOSMA beobachteten Felder. Es wurde eine 6σ -Begrenzung der CO3-2 und CO2-1 Daten sowie eine 2σ -Begrenzung der $^{13}\text{CO}2\text{-1}$ Daten angesetzt (siehe Text). Zur Orientierung ist das CO2-1 Summenspektrum hinzugeplottet. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen $\Delta R = R \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{rms}}{I}\right)^2 + \Delta_{cal}^2}$, wobei ein Kalibrationsfehler $\Delta_{cal}=10\%$ angenommen wurde; ferner wurde die Geschwindigkeitsauflösung halbiert.

lagerung mehrerer Wolken: Häufig variiert das Linienverhältnis einer einzelnen Wolke vom Wolkenzentrum zum Wolkenrand hin, so steigt z.B. $^{12/13}R_2$ typischerweise zum Wolkenrand hin an. Die Überlagerung mehrere Wolken bei benachbarten Geschwindigkeiten führt daher zu den genannten Fluktuationen.

Die Linienverhältnisse des Sagittarius-Spiralarms im Feld G45-46 bei 40-80 km/s zeigt das typische Verhalten einer einzelnen Wolke: Das $^{12/13}R_2$ liegt im Zentrum bei $\sim 3.6 \pm 0.6$ und steigt zum Rand hin auf $\sim 8 \pm 1.5$ an. Das $^{12}R_{3/2}$ ist im Zentrum auf einer Breite von ca. 10 km/s in etwa konstant bei $\sim 0.67 \pm 0.09$ und fällt zum Rand hin auf $\sim 0.5 \pm 0.1$ ab. Die Linienverhältnisse des Scutum-Arms im Feld G30-31 zeigen ebenfalls $^{12/13}R_2 \geq 3.6 \pm 0.15$. Zwischen 85 und 105 km/s variieren diese Werte bis zu 6.4 ± 2 , in den äußeren Bereichen bis 70 und 120 km/s variieren diese Werte bis zu $> 10 \pm 2$. $^{12}R_{3/2}$

variiert zwischen 85 und 110km/s zwischen $\sim 0.65 \pm 0.1$ und $\sim 0.80 \pm 0.1$, oberhalb von 110km/s varriert es zwischen $\sim 0.5 \pm 0.15$ und $\sim 0.75 \pm 0.15$, unterhalb von 85km/s zwischen $\sim 0.43 \pm 0.15$ und $\sim 0.70 \pm 0.15$. Das Summenspektrum von $^{13}\text{CO}2-1$ im Bereich 35-55km/s des Sagittarius-Arms des Feldes G30-31 zeigt keine signifikante Emission, entsprechend kann das Linienverhältnis $^{12/13}R_2$ hier nicht bestimmt werden. $^{12}R_{3/2}$ variiert stark zwischen $\sim 0.43 \pm 0.15$ und $\sim 0.83 \pm 0.15$. Die ausgedehnte Vordergrundwolke des Feldes G45-46 zeigt bei $^{12/13}R_2$ zwischen $\sim 2.0 \pm 0.15$ und $\sim 9.5 \pm 0.15$, im Bereich des $^{13}\text{CO}2-1$ Peaks bei $\sim 26\text{km/s}$ ein lokales Minimum von $\sim 5 \pm 0.6$. Der $^{12/13}R_2$ Peak bei $\sim 28\text{km/s}$ liegt am Rand der im Vergleich zur gemittelten CO2-1 Linie schmaleren gemittelten $^{13}\text{CO}2-1$ Linie. $^{12}R_{3/2}$ variiert in dieser Wolke zwischen $\sim 0.58 \pm 0.09$ und $\sim 0.35 \pm 0.09$ mit einem lokalen Minimum bei $\sim 25\text{km/s}$ von $\sim 0.45 \pm 0.09$. Die ausgedehnte Vordergrundwolke des Feldes G30-31 bei 10-14km/s zeigt $^{12/13}R_2$ im Zentrum von $\sim 3.6 \pm 1$, das zum Rand hin bis $\sim 7 \pm 1$ ansteigt. $^{12}R_{3/2}$ erreicht im Zentrum $\sim 0.68 \pm 0.12$ und fällt zum Rand hin auf $\sim 0.55 \pm 0.12$ ab. Der zentrale Bereich hat im Mittel $\sim 0.65 \pm 0.11$. Zusammengefaßt zeigt $^{12/13}R_2$ in allen Gebieten folgendes Verhalten: In den zentralen Bereichen liegen niedrige Werte von ~ 3.6 vor, zu den Rändern hin steigt $^{12/13}R_2$ jeweils an. Das Linienverhältnis $^{12}R_{3/2}$ ist deutlich am niedrigsten in der Vordergrundwolke des Feldes G45-46 und am höchsten im Scutum-Arm.

4.2.2 Häufigkeitsverteilungen der Linienverhältnisse

In der oberen Zeile der Abbildung 4.2 ist die Verteilung der gefundenen Linienverhältnisse in den Einzelkanälen der Geschwindigkeitsbereiche für fünf verschiedene Geschwindigkeitsabschnitte gezeigt: Im Datensatz G45-46 die Geschwindigkeitsbereiche 40-80km/s und 23-29km/s, im Datensatz G30-31 die Geschwindigkeitsbereiche 70-120km/s, 30-60km/s und 9-15km/s. Gezeigt sind die drei Linienverhältnisse $^{12}R_{3/2}$, $^{12/13}R_2$ und $^{13}R_{2/1}$. Auffällig ist die sehr asymmetrische Verteilung von $^{12/13}R_2$ und $^{13}R_{2/1}$. Die untere Zeile der Abbildung 4.2 zeigt die Verteilungsflügel. Hierfür habe ich von den Verteilungen der oberen Zeile die jeweilige Normalverteilung subtrahiert; zur Bestimmung dieser Normalverteilungen habe ich für die drei Parameter Position, Breite und Maximum den Median, die Varianz und den Wert beim Median gewählt. Tabelle 4.2 faßt die zugehörigen Mediane und Varianzen, sowie den relativen Anteil der Verteilungen abweichend von der Normalverteilung zusammen.

Zunächst fällt auf, daß die Verteilungen von $^{12/13}R_2$ und $^{13}R_{2/1}$ stark asymmetrisch sind. Betrachtet man die Verteilungsflügel, so zeigt sich, daß im Schnitt

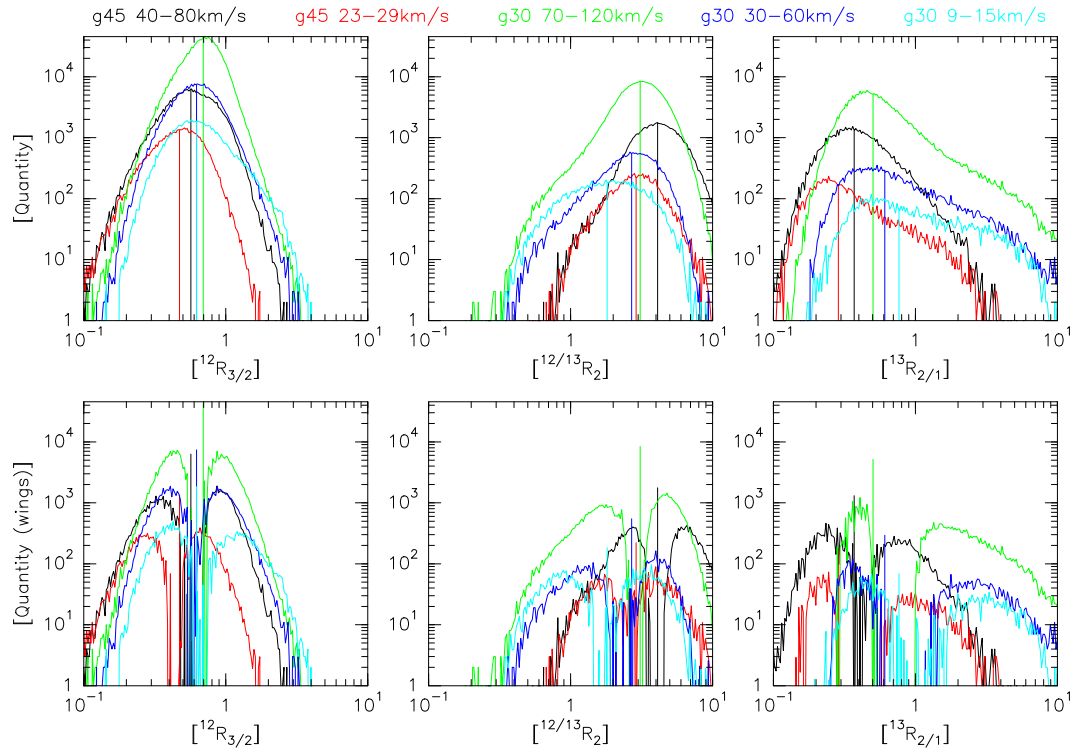


Abbildung 4.2: **Obere Zeile:** Histogramme der Linienverhältnisse auf der \tilde{T}_{mb} -Skala: Links $^{12}R_{3/2}$, Mitte $^{12/13}R_2$, unten $^{13}R_{2/1}$. Die fünf Integrationsbereiche der verschiedenen Felder sind oben farbkodiert angegeben. Gezählt wurde jeder Kanal jeder Position im angegebenen Integrationsbereich mit $I > 3\sigma_{rms}$ des jeweiligen Spektrums. Die senkrechte Linie gibt die Lage des Medians an; diese Position ist zusätzlich als Zahlenwert angegeben. Die Histogrammkanäle verteilen sich logarithmisch mit 100 Kanälen pro Dekade. **Untere Zeile:** Verteilungsflügel, berechnet durch Subtraktion der Normalverteilungen von den Histogrammen, gegeben durch Median, Varianz und Verteilungspeak.

aller 15 Verteilungen ca. 25% der untersuchten Pixel von einer statistischen Verteilung abweichen, sofern man die oben beschriebene Normalverteilung zugrunde legt.

Im folgenden erläutere ich, daß man in den Verteilungen der Linienverhältnisse in Abbildung 4.2 zum einen Abhängigkeiten bzgl. des untersuchten Feldes und zum anderen Abhängigkeiten bzgl. des jeweiligen Wolkentyps erkennen

	$^{12}R_{3/2}$			$^{12/13}R_2$			$^{13}R_{2/1}$		
	M	V	W[%]	M	V	W[%]	M	V	W[%]
G30@70-120km/s	0.69	0.22	20.5	3.09	0.17	18.9	0.50	0.26	13.4
G30@30-60km/s	0.62	0.15	27.8	2.69	0.20	22.6	0.61	0.34	21.9
G30@9-15km/s	0.62	0.19	25.1	1.81	0.25	36.3	0.77	0.36	38.3
G45@40-80km/s	0.57	0.17	25.2	4.10	0.16	24.5	0.37	0.21	27.0
G45@23-29km/s	0.47	0.17	27.2	2.89	0.18	30.3	0.29	0.27	21.5

Tabelle 4.2: Diese Tabelle zeigt für die fünf diskutierten Geschwindigkeitsbereiche und die drei diskutierten Linienverhältnisse jeweils drei Parameter der in Abbildung 4.2 gezeigten Histogramme der Linienverhältnisse: Den Median [M], die logarithmische Varianz bzgl. des Medians [V] und den Anteil der Verteilung in den Verteilungsflügeln [W].

kann:

Die Verteilungen des Linienverhältnisses $^{12/13}R_2$ der beiden Bereiche des Feldes G45-46 haben eine untere Grenze von ~ 0.7 , die der drei Bereiche des Feldes G30-31 von ~ 0.35 . Ein ähnlicher Zusammenhang zeigt sich bei der oberen Grenze der Verteilung von $^{13}R_{2/1}$: Die Bereiche des Feldes G45-46 haben als Obergrenze einen Wert von ~ 3 , die Bereiche des Feldes G30-31 einen Wert von $\gtrsim 10$. Die beiden Felder unterscheiden sich deutlich in den rms-Werten der einzelnen Spektren (siehe Tabelle 2.2).

Die Kanalkarten zeigen, daß die $^{13}\text{CO}2-1$ Emission in der Regel innerhalb der Emissionsgebiete von $\text{CO}2-1$ und $^{13}\text{CO}1-0$ liegt. Die deutliche Korrelation der Untergrenze von $^{12/13}R_2$ und der Obergrenze von $^{13}R_{2/1}$ mit den beiden Datenfeldern und somit dem jeweiligen Rauschen der Spektren bedeutet folglich, daß an den 3σ -Konturen der $^{13}\text{CO}2-1$ Emission jeweils eine durch diese Grenzen angegebene Mindestintensität von $\text{CO}2-1$ bzw. $^{13}\text{CO}1-0$ vorliegt. Die Linienverhältnisse bei diesen Konturen unterscheiden sich jedoch wie oben beschrieben abhängig vom betrachteten Datenfeld. Geht man von prinzipiell gleichartigen Wolken im gesamten Datensatz aus, dann folgt mit der unterschiedlichen absoluten Höhe der 3σ -Konturen, daß bei all diesen Wolken der Abfall der $^{13}\text{CO}2-1$ Emission zum Rand hin stärker ist als der von $\text{CO}2-1$ und $^{13}\text{CO}1-0$.

Abbildung 4.3 zeigt die hier diskutierten Linienverhältnisse als Scatterplots der einzelnen Quellen, aufgetragen gegen die Intensität von $^{13}\text{CO}2-1$. Gut zu sehen ist, daß der oben diskutierte Überhang der Verteilungsflügel im Feld G30-31 gegenüber dem Feld G45-46, d.h. niedrigere Werte für $^{12/13}R_2$ und

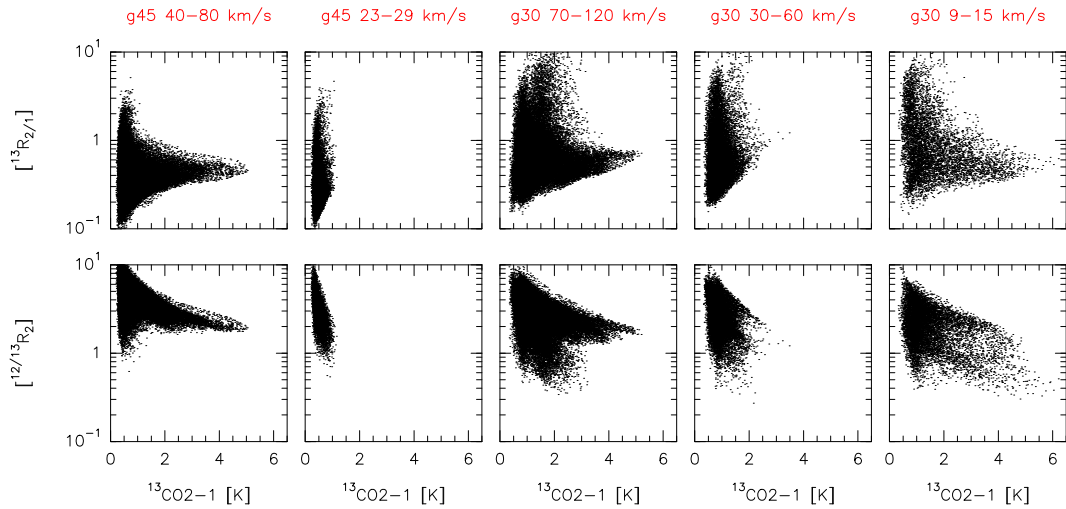


Abbildung 4.3: Gezeigt sind die Linienverhältnisse $^{12/13}R_2$ und $^{13}R_{2/1}$ aller der Abbildung 4.2 zugrundeliegenden Datenpunkte, aufgetragen als Scatterplot gegen die zugehörige $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$ Intensität. Die verschiedenen Felder sind in den fünf Spalten aufgetragen. Die untere Zeile zeigt die Datenpunkte korrespondierend zum mittleren Teilbild der oberen Zeile von Abbildung 4.2, die obere Zeile zeigt die Datenpunkte korrespondierend zum rechten Teilbild der oberen Zeile von Abbildung 4.2.

höhere Werte für $^{13}R_{2/1}$, bei niedrigen Intensitäten von $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$ liegt und somit die oben aufgezeigte Argumentationslinie bzgl. des Abfalls der Intensitäten zum Wolkenrand hin stützt. Eine Ausnahme hiervon bildet $^{12/13}R_2$ im Feld G30 bei 9-15 km/s; hier ist der Überhang dieses Linienverhältnisses zusätzlich auch bei hohen $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$ Intensitäten zu sehen. Diese Daten sind einer Region zusammenhängender Datenpunkte innerhalb der Wolke mit außergewöhnlich niedrigem $^{12/13}R_2$ zuzuordnen, auf die ich in Teilabschnitt 4.4 näher eingehen werde.

Ein ähnliches Verhalten abhängig vom Datenfeld, wenn auch weitaus weniger deutlich ausgeprägt, zeigt sich in den unteren Grenzen der Verteilungen von den Linienverhältnissen des jeweils gleichen Isotops, $^{12}R_{3/2}$ und $^{13}R_{2/1}$. Die Kanalkarten zeigen analog, daß die Emission des jeweils höheren Übergangs in der Regel innerhalb der Emission des unteren Übergangs liegt. Das bedeutet, daß die untere Grenze der Verteilung einer maximalen absoluten Intensität von $\text{CO}_2\text{-1}$ (bzw. $^{13}\text{CO}_1\text{-0}$) auf der 3σ -Grenze von $\text{CO}_3\text{-2}$ (bzw. $^{13}\text{CO}_2\text{-1}$) entspricht. Entsprechend bedeuten höhere minimale Werte der Verteilungen von $^{12}R_{3/2}$ und $^{13}R_{2/1}$ im Feld G30-31 im Vergleich zum Feld G45-46, daß

der Abfall der CO3-2 (bzw. $^{13}\text{CO2-1}$) Emission der Wolken zum Rand hin stärker ist als der von CO2-1 (bzw. $^{13}\text{CO1-0}$).

Konsistent bedeutet dies für alle drei Linienverhältnisse, daß der Abfall der Intensität der jeweils weniger stark ausgedehnten Linie zum Rand hin relativ stärker ist.

Die obere Grenze der Verteilungen von $^{12}R_{3/2}$ und $^{12/13}R_2$ zeigt keine solche Korrelation. Folglich ist dieser Teil der Verteilungen nicht alleine durch die Linienverhältnisse bei schwachen Intensitäten erklärbar.

Der Anstieg der Verteilung von $^{12/13}R_2$ beider Bereiche im Feld G45-46 ist zwischen ~ 0.7 und ~ 1.8 identisch. Oberhalb von ~ 1.8 übersteigt die Verteilung des Bereichs 40-80km/s die von 23-29km/s um mehr als eine Größenordnung. Die weitere Ausdehnung der Verteilung von 40-80km/s zu höheren Linienverhältnissen hin ist erklärbar mit einer höheren Intensität der einzelnen Pixel im Vergleich zum Bereich 23-29km/s und somit aufgrund der 3σ -Grenze einer unterschiedlichen oberen Grenze von $^{12/13}R_2$.

Die Verteilung von $^{12}R_{3/2}$ ist in allen Fällen relativ symmetrisch um den Median, abgesehen von einer überhöhten Anzahl hoher $^{12}R_{3/2}$ -Werte in der 9-15km/s Wolke des Feldes G30-31. Tatsächlich übersteigen jedoch alle Wolkenflügel aller Verteilungen die einer Normalverteilung. Das deutet auf signifikant unterschiedliche Anregungsbedingungen in verschiedenen Bereichen der Wolken hin. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung von $^{12}R_{3/2}$ abhängig vom Galaktischen Radius. Mit geringer Signifikanz zeigt sich ein systematischer Anstieg von $^{12}R_{3/2}$ mit abnehmendem Galaktischen Radius.

Die Verteilung von $^{13}R_{2/1}$ zeigt die extremsten Mediane in den beiden Vordergrundwolken, den niedrigsten Wert in der des Feldes G45-46, den höchsten in der des Feldes G30-31, die Mediane der drei GMR-Bereiche liegen dazwischen.

4.2.3 Räumliche Verteilungen in den Wolken

Die Verteilung der Linienverhältnisse folgt innerhalb der Datenkuben in den meisten Fällen ähnlichen Mustern, die ich im folgenden beschreiben werde. Es zeigte sich ferner, daß es möglich ist, die Linienverhältnisse analog zu Sakamoto et al. (1997) in wenige Klassen einzuteilen.

Abbildungen 4.5-4.10 zeigen exemplarisch die vier Linienverhältnisse $^{12}R_{3/2}$, $^{12/13}R_2$, $^{13}R_{2/1}$ und $^{12/13}R_{3/1}$ (= CO3-2/ $^{13}\text{CO1-0}$) in jeweils einer Kanalkarte des Datensatzes, auf die ich in den nächsten Teilabschnitten eingehen wer-

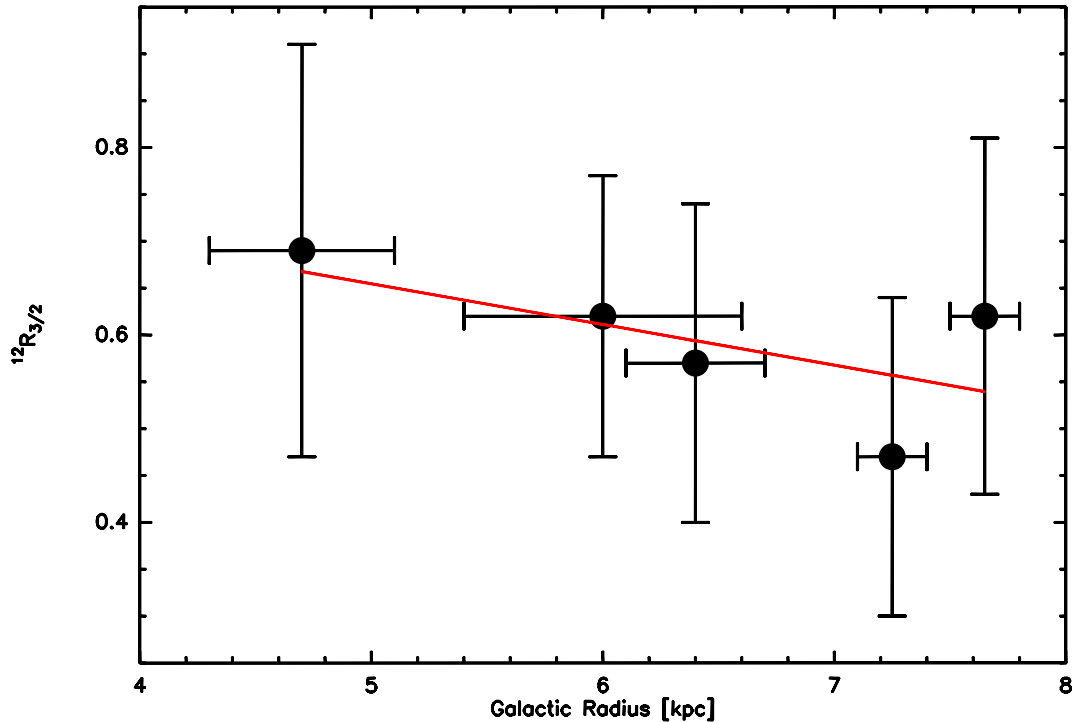


Abbildung 4.4: Gezeigt ist der Median des Linienvverhältnisses $^{12}R_{3/2}$ nach Tabelle 4.2 in Abhängigkeit vom Galaktischen Radius. Die Fehlerbalken in Richtung des Galaktischen Radius spiegeln den Geschwindigkeitsbereich der den Medianen zugrundeliegenden Datensätze wider.

de. Ich werde dabei nur solche Linienvverhältnisse diskutieren, die ausgedehnt vorkommen, d.h. isolierte Einpixelwerte werde ich vernachlässigen. Das Linienvverhältnis $^{12/13}R_{3/1}$ werde ich nur am Rande diskutieren, da es sich aus den anderen dreien ergibt. Allerdings kann dieses Linienvverhältnis aus den vorliegenden Datensätzen mit einer höheren räumlichen Auflösung ermittelt werden.

4.2.3.1 CO3-2/CO2-1 ($^{12}R_{3/2}$)

Das Linienvverhältnis $^{12}R_{3/2}$ lässt sich in vier Klassen ¹ einteilen:

¹Diese Bezeichnungen erscheinen zunächst unglücklich gewählt, leiten sich jedoch von den drei Klassen von Sakamoto et al. (1997) für das Linienvverhältnis $^{12}R_{2/1}$ ab; die im folgenden gezeigten Parallelen zum Linienvverhältnis $^{12}R_{2/1}$ motivieren diese Bezeichnungen.

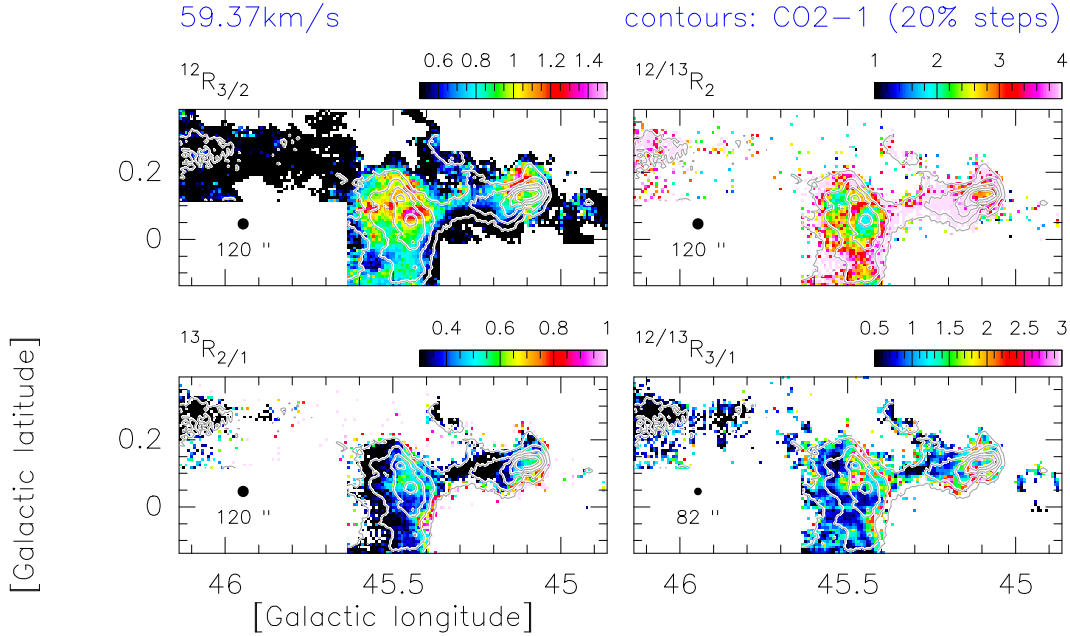


Abbildung 4.5: Karten der Intensitätsverhältnisse des Feldes G45-46 bei $v=59.37$ km/s (GMR). Links oben: $^{12}R_{3/2}$, rechts oben: $^{12/13}R_2$, links unten: $^{13}R_{2/1}$ und rechts unten: $^{12/13}R_{3/1}$. Es wurden nur Positionen dargestellt, bei denen die Intensität $>3\sigma_{rms}$ des jeweiligen Spektrums liegt. Überlagert sind jeweils die Intensitätskonturen der CO2-1 Linie.

Low Ratio Gas (LRG)	$(0.3) \leq ^{12}R_{3/2} \leq 0.7$
High Ratio Gas (HRG)	$0.7 \leq ^{12}R_{3/2} \leq 1.0$
Very High Ratio Gas (VHRG)	$1.0 \leq ^{12}R_{3/2} \leq 1.3$
Extrem High Ratio Gas (EHRG)	$1.3 \leq ^{12}R_{3/2} \leq (1.5)$

Die Verteilung der verschiedenen Klassen folgt in den Kanalkarten der drei Bereiche der inneren Spiralarme (G45-46 Sagittarius, G30-31 Scutum und Sagittarius; Abbildungen 4.5, 4.7 und 4.8) den gleichen folgenden Mustern: In großen Bereichen ohne Anzeichen für Sternentstehungsaktivität findet sich ausgedehntes LRG. In den Wolken mit Sternentstehungsaktivität findet sich ausgedehntes HRG. Innerhalb dieser HRG-Wolken findet sich in Bereichen nur wenig größer als die räumliche Auflösung der Karten ($2'$) VHRG. In einigen wenigen dieser VHRG-Regionen findet sich EHRG auf einer Fläche, die kleiner ist als die räumliche Auflösung, häufig nur ein Pixel groß. Die Bereiche mit VHRG und EHRG finden sich häufig in der Nähe von Sternentstehungsgebieten, jedoch nicht bei bekannten Maser-Positionen, sondern

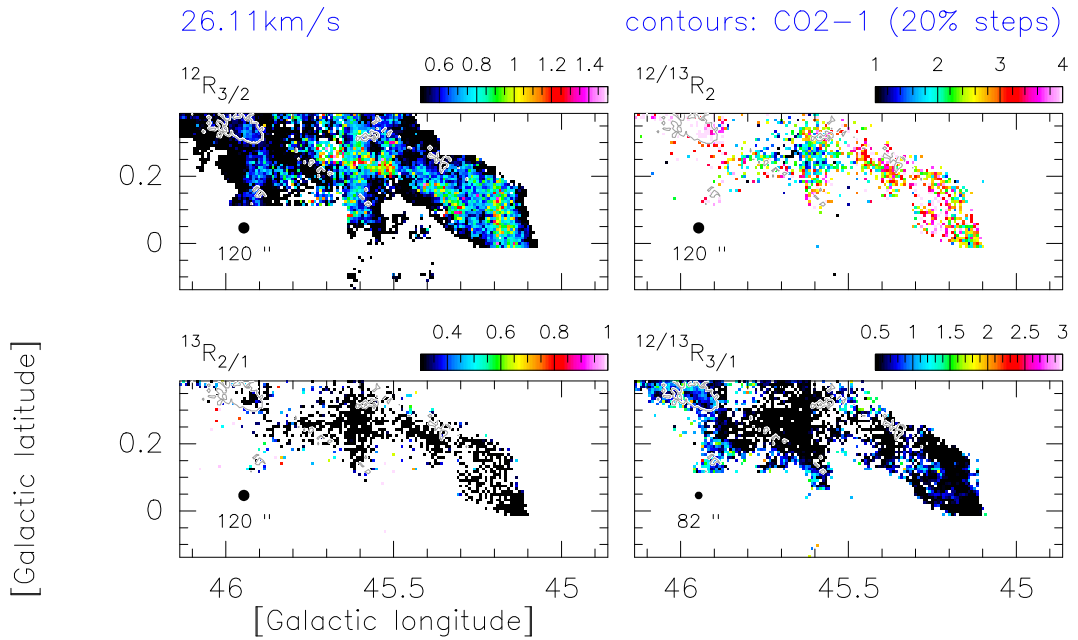


Abbildung 4.6: Karten der Intensitätsverhältnisse des Feldes G45-46 bei $v=26.11$ km/s (Vordergrundwolke). Links oben: $^{12}R_{3/2}$, rechts oben: $^{12/13}R_2$, links unten: $^{13}R_{2/1}$ und rechts unten: $^{12/13}R_{3/1}$. Es wurden nur Positionen dargestellt, bei denen die Intensität $>3\sigma_{rms}$ des jeweiligen Spektrums liegt. Überlagert sind jeweils die Intensitätskonturen der CO2-1 Linie.

häufig um ca. $1'$ relativ zu diesen versetzt. Diese Sternentstehungsregionen sind, wie in Kapitel 2 gezeigt, mit lokalen Maxima in den Karten der verschiedenen Isotope und Übergänge assoziiert. Die Positionen der höchsten Linienverhältnisse liegen somit an einer Flanke dieser CO Peaks, d.h. daß die Intensität der CO3-2 Linie in diese Richtung weniger stark abfällt als die Intensität der CO2-1 Linie. Bei den CO Peaks in den Sternentstehungsgebieten liegt in der Regel HRG vor.

Die Vordergrundwolke im G30-31 Feld (Abbildungen 4.9-4.10) zeigt ein ähnliches Verhalten wie die GMR Bereiche: Der größte Teil besteht aus HRG, am Rand der Wolke findet sich LRG. Im zentralen Bereich finden sich ferner einige VHRG sowie EHRG Bereiche, die jedoch ausgedehnter sind, als die Spots in den GMR-Wolken.

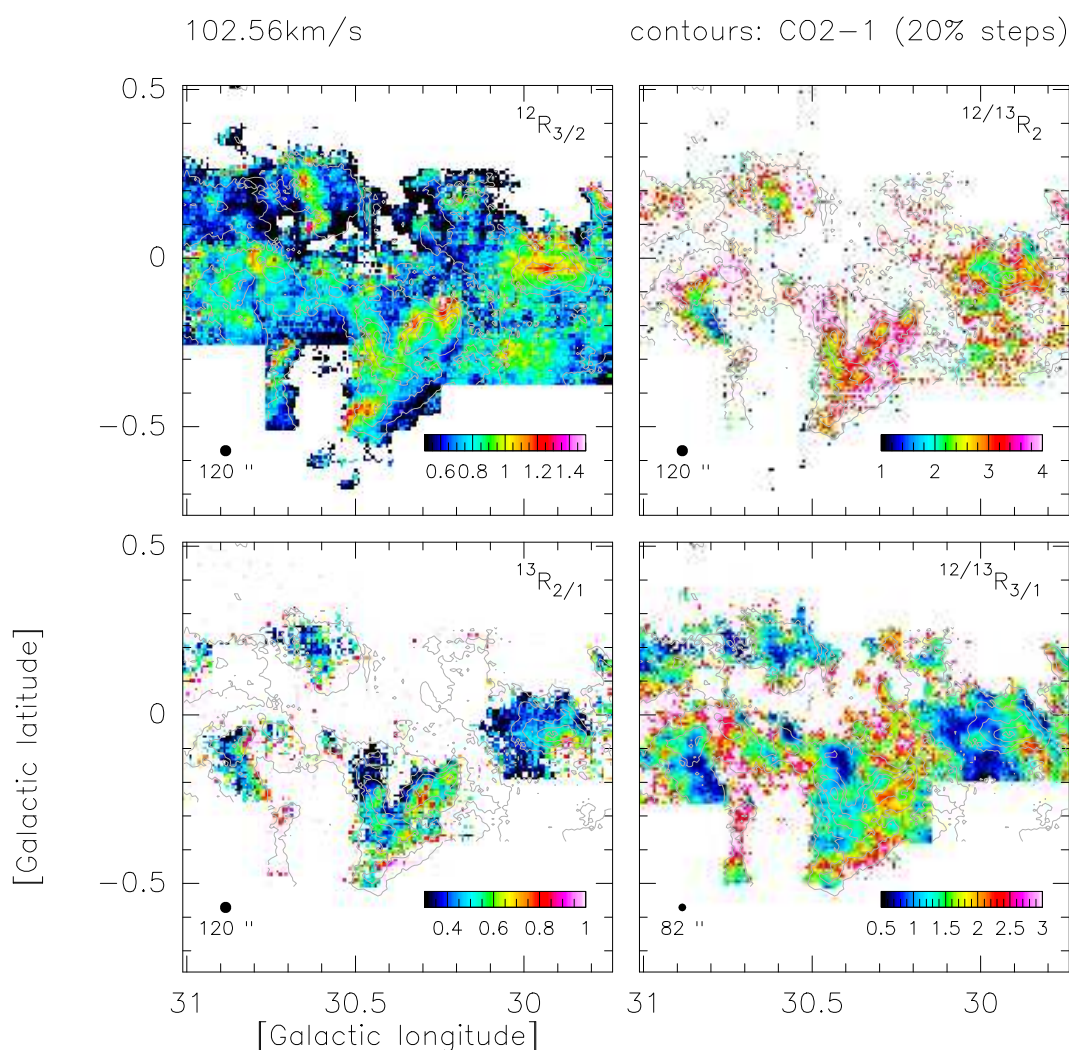


Abbildung 4.7: Karten der Intensitätsverhältnisse des Feldes G30-31 bei $v=102.56$ km/s (Scutum-Arm). Links oben: $^{12}R_{3/2}$, rechts oben: $^{12/13}R_2$, links unten: $^{13}R_{2/1}$ und rechts unten: $^{12/13}R_{3/1}$. Es wurden nur Positionen dargestellt, bei denen die Intensität $>3\sigma_{rms}$ des jeweiligen Spektrums liegt. Überlagert sind jeweils die Intensitätskonturen der CO2-1 Linie.

Die Vordergrundwolke des Feldes G45-46 (Abbildung 4.6) unterscheidet sich deutlich von den oben beschriebenen Wolken. Sie zeigt im östlichen und südöstlichen Bereich MRG, im zentral westlichen Bereich HRG mit LRG am Wolkenrand. Der Bereich im Nordosten zeigt bei niedrigen Geschwindigkeiten ~ 24 km/s ähnlich zum zentral-westlichen Bereich HRG. VHRG-Regionen

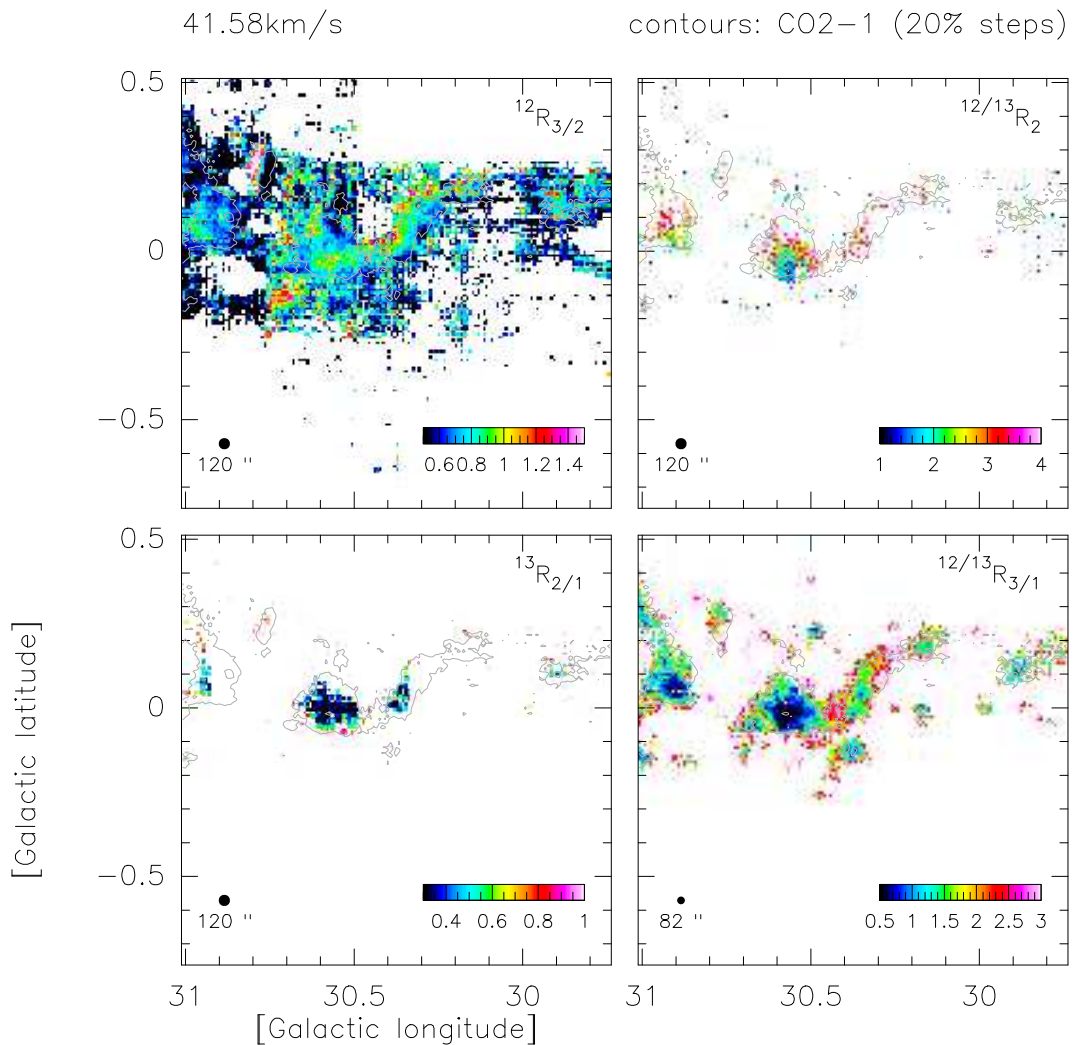


Abbildung 4.8: Karten der Intensitätsverhältnisse des Feldes G30-31 bei $v=41.58$ km/s (Sagittarius-Arm). Links oben: $^{12}R_{3/2}$, rechts oben: $^{12/13}R_2$, links unten: $^{13}R_{2/1}$ und rechts unten: $^{12/13}R_{3/1}$. Es wurden nur Positionen dargestellt, bei denen die Intensität $>3\sigma_{rms}$ des jeweiligen Spektrums liegt. Überlagert sind jeweils die Intensitätskonturen der CO2-1 Linie.

fehlen gänzlich.

In allen Wolken ist der Übergang zwischen den gezeigten Bereichen verschiedener Gasklassen fließend und nicht durch scharfe Ränder gekennzeichnet.

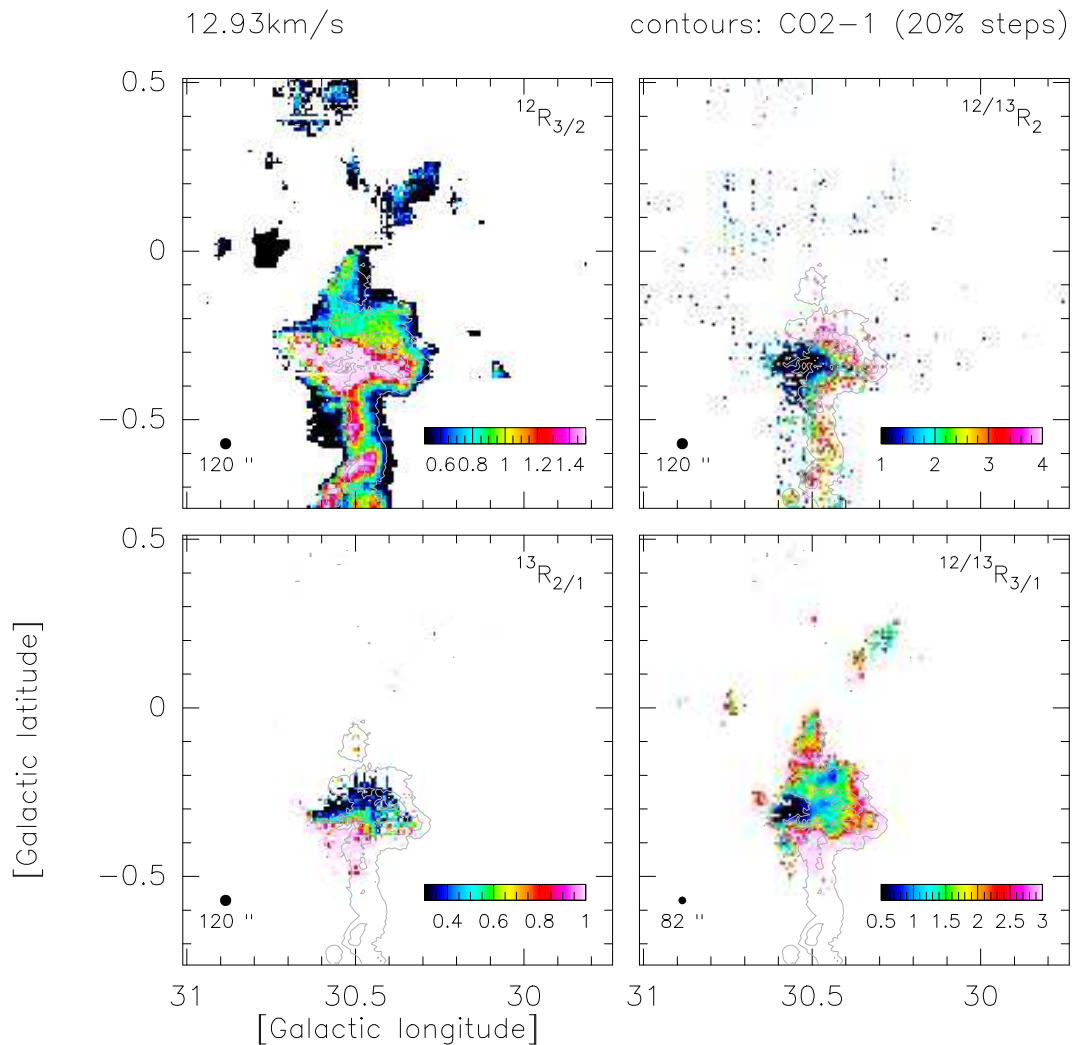


Abbildung 4.9: Karten der Intensitätsverhältnisse des Feldes G30-31 bei $v=12.93$ km/s (Vordergrundwolke). Links oben: $^{12}R_{3/2}$, rechts oben: $^{12/13}R_2$, links unten: $^{13}R_{2/1}$ und rechts unten: $^{12/13}R_{3/1}$. Es wurden nur Positionen dargestellt, bei denen die Intensität $>3\sigma_{rms}$ des jeweiligen Spektrums liegt. Überlagert sind jeweils die Intensitätskonturen der CO2-1 Linie.

4.2.3.2 CO2-1/ 13 CO2-1 ($^{12/13}R_2$)

Das Verhältnis $^{12/13}R_2$ läßt sich in folgende fünf Klassen aufteilen:

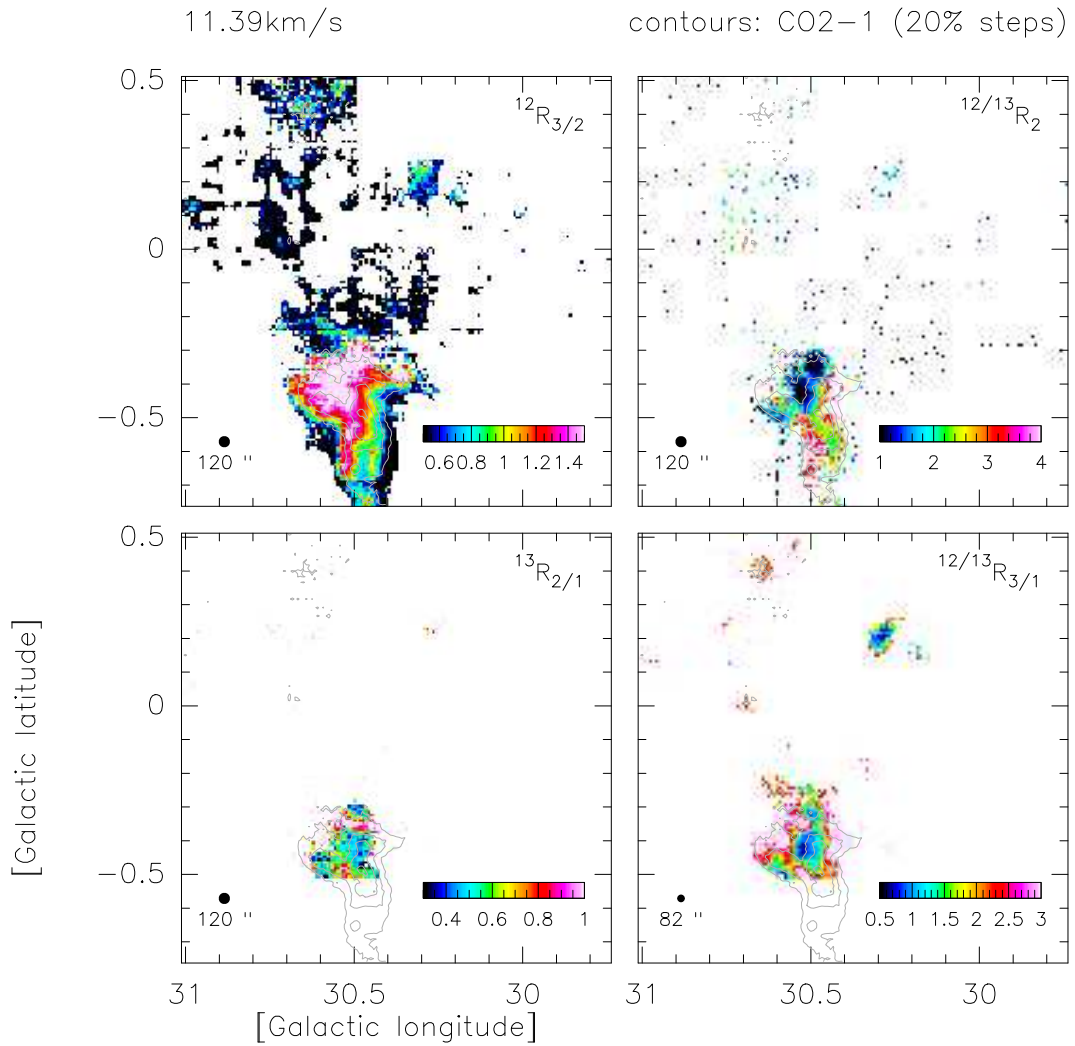


Abbildung 4.10: Karten der Intensitätsverhältnisse des Feldes G30-31 bei $v=11.39$ km/s (Vordergrundwolke). Links oben: $^{12}R_{3/2}$, rechts oben: $^{12/13}R_2$, links unten: $^{13}R_{2/1}$ und rechts unten: $^{12/13}R_{3/1}$. Es wurden nur Positionen dargestellt, bei denen die Intensität $>3\sigma_{rms}$ des jeweiligen Spektrums liegt. Überlagert sind jeweils die Intensitätskonturen der CO2-1 Linie.

Extrem Low Ratio Gas (ELRG)	$(0.5) \leq ^{12/13}R_2 \leq 1.0$
Very Ratio Gas (VLRG)	$1.0 \leq ^{12/13}R_2 \leq 1.5$
Low Ratio Gas (LRG)	$1.5 \leq ^{12/13}R_2 \leq 2.5$
Mid Ratio Gas (MRG)	$2.5 \leq ^{12/13}R_2 \leq 4.0$
High Ratio Gas (HRG)	$4.0 \leq ^{12/13}R_2 \leq -$

Die drei Bereiche im GMR (Sagittarius im Feld G45-46 und G30-31 sowie Scutum im Feld G30-31) zeigen eine ähnliche Verteilung der verschiedenen Klassen: In diesen Wolken ist ausgedehntes MRG zu finden. Ferner finden sich einige Spots mit LRG. Im Sagittarius-Bereich des Feldes G45-46 ist zusätzlich an den Rändern der Wolken HRG zu finden. Wahrscheinlich ist dieses HRG aufgrund der stärker verrauschten Spektren im Feld G30-31 in den anderen beiden Regionen nicht zu sehen.

Die Vordergrundwolke im Feld G30-31 zeigt MRG. Im Norden ist ein ausgehnter LRG-Bereich zu finden, in dem sogar ein ELRG-Spot mit $^{12/13}R_2 \approx 0.5$ liegt. Im Vergleich verschiedener Kanalkarten erkennt man, daß es sich bei der LRG-Region um eine Überlagerung mehrerer Spots handelt.

Die Vordergrundwolke im Feld G45-46 unterscheidet sich wiederum gänzlich von den oben beschriebenen Wolken: Im zentral-westlichen Teil und im Nordosten bei ~ 24 km/s findet sich ausgedehntes LRG, im Osten und Südosten sogar ausgedehntes VLRG.

Das in Abschnitt 4.2.2 diskutierte ELRG taucht hier nicht signifikant auf. Der Grund ist, daß es sich hierbei um einzelne nicht zusammenhängende Positionen am Rand der Wolken handelt. Die Linienverhältnisse dort haben einen hohen relativen Fehler. Die Diskussionen aus Abschnitt 4.2.2 haben jedoch weiterhin Bestand.

4.2.3.3 $^{13}\text{CO}2-1/^{13}\text{CO}1-0$ ($^{13}R_{2/1}$)

Das Linienverhältnis $^{13}R_{2/1}$ läßt sich in die folgenden Klassen einteilen:

Low Ratio Gas (LRG)	$^{13}R_{2/1} \leq 0.3$
Mid Ratio Gas (MRG)	$0.3 \leq ^{13}R_{2/1} \leq 0.7$
High Ratio Gas (HRG)	$0.7 \leq ^{13}R_{2/1} \leq 1.0$
Very High Ratio Gas (VHRG)	$1.0 \leq ^{13}R_{2/1} \leq (2.0)$

Die Verteilung dieses Linienverhältnisses in den Molekülwolken ist sehr interessant und gegenüber den bisher gezeigten Verhältnissen außergewöhnlich. In den drei GMR Bereichen sind die Wolken von MRG geprägt, in den zentralen, sternbildenden Regionen finden sich kleine HRG Positionen.

Die Ränder vieler dieser Wolken im GMR zeigen folgende außergewöhnliche Verteilung: Auf der einen Seite der Wolke findet sich HRG, auf der anderen, gegenüberliegenden Seite findet sich LRG. Senkrecht zu diesen Rändern verlaufen Gradienten sich verändernder Linienverhältnisse durch die Wolken.

Die Vordergrundwolke des Feldes G30-31 zeigt ähnliche Werte, allerdings erreichen sie bei hohen Geschwindigkeiten (12.93 km/s) im Zentrum der Wolke VHRG-Werte bis 2. Die Intensitäten hier sind jedoch niedrig, diese Region entspricht daher dem südlichen Rand des Emissionsgebietes in dieser Kanal-karte.

In dieser Wolke findet sich daher ein ähnlicher Gradient des $^{13}R_{2/1}$ von Süd nach Nord. Im vorliegenden $^{13}\text{CO}1-0$ Datensatz fehlt der südliche Teil dieser Wolke, daher kann dort das $^{13}R_{2/1}$ nicht bestimmt werden.

Die Vordergrundwolke des Feldes G45-46 ist nur schwach in $^{13}\text{CO}2-1$ zu sehen. Das Linienverhältnis $^{13}R_{2/1}$ zeigt LRG bis hin zu mittlerem MRG. Es ist hier keine Variation des Linienverhältnisses vom einen zum anderen Wolkenrand zu bemerken.

4.2.3.4 CO3-2/ $^{13}\text{CO}1-0$ ($^{12/13}R_{3/1}$)

Das Linienverhältnis $^{12/13}R_{3/1}$ ergibt sich bei gleicher Auflösung aus den drei bisher diskutierten Verhältnissen. Da jedoch diese beiden Datensätze in höherer Auflösung vorliegen, ist es sinnvoll, dieses Linienverhältnis hier bei höherer Auflösung separat zu diskutieren. Ferner ist das S/R Verhältnis sowohl in CO3-2 als auch in den $^{13}\text{CO}1-0$ Daten meist höher als das der $^{13}\text{CO}2-1$ Daten. Daher läßt sich dieses Linienverhältnis auch in ausgedehnten Bereichen niedrigerer Intensität bestimmen.

Das Linienverhältnis $^{12/13}R_{3/1}$ läßt sich in folgende fünf Klassen einteilen:

Extrem Low Ratio Gas (ELRG)	$-\leq^{12/13}R_{3/1}\leq 0.5$
Very Low Ratio Gas (VLRG)	$0.5\leq^{12/13}R_{3/1}\leq 1.0$
Low Ratio Gas (LRG)	$1.0\leq^{12/13}R_{3/1}\leq 2.0$
Mid Ratio Gas (MRG)	$2.0\leq^{12/13}R_{3/1}\leq 3.0$
High Ratio Gas (HRG)	$3.0\leq^{12/13}R_{3/1}\leq ()$

Die Verteilung von $^{12/13}R_{3/1}$ ist in den sternbildenden GMR-Wolken sowie der Vordergrundwolke im Feld G30-31 morphologisch sehr ähnlich zu der von $^{12/13}R_2$: In den klumpenförmigen Bereichen niedrigster Linienverhältnisse in $^{12/13}R_2$ findet sich auch VLRG von $^{12/13}R_{3/1}$. Diese Klumpen sind eingefaßt in ausgedehnte LRG Bereiche in den sternbildenden Wolken. Getrennt werden die sich überlagernden Wolken von MRG, am Rand der Emissionsbereiche steigt das $^{12/13}R_{3/1}$ auf HRG an.

In Abbildung 4.11 ist ein Scatterplot des Linienverhältnisses $^{12/13}R_{3/1}$ aus einer typischen sternbildenden Region (großräumig um G29.9) gegen $^{12/13}R_2$ bzw. gegen $^{12}R_{3/2}$ gezeigt. Wie man deutlich erkennen kann, verändert sich

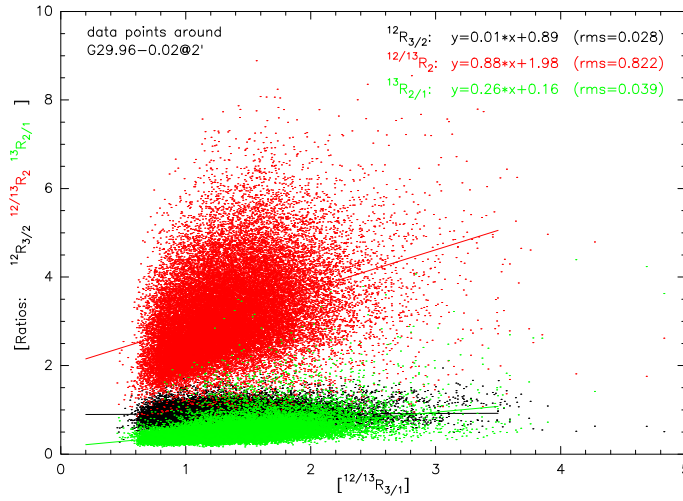


Abbildung 4.11: Vergleich des Linienverhältnis $^{12/13}R_{3/1}$ mit $^{12}R_{3/2}$, $^{12/13}R_2$ und $^{13}R_{2/1}$ in der Molekülwolke G29.9. Gezeigt sind Datenpunkte mit $I > 3\sigma_{rms}$; alle Daten wurden bei einer Auflösung von $2'$ verglichen. Lineare Fits an die drei Datensätze sind eingezeichnet und die Parameter des Fits sind angegeben.

$^{12/13}R_{3/1}$ mit $^{12}R_{3/2}$ nahezu gar nicht und leicht mit $^{13}R_{2/1}$. Die größte Veränderung erfährt $^{12/13}R_{3/1}$ mit $^{12/13}R_2$, wenn auch mit einer großen Streuung der Werte.

Der Unterschied gegenüberliegender Wolkenränder in $^{13}R_{2/1}$ spiegelt sich entsprechend in $^{12/13}R_{3/1}$ wider.

Die Vordergrundwolke im Feld G45-46 erscheint jedoch völlig anders in $^{12/13}R_{3/1}$ als in $^{12/13}R_2$: Im zentral-südlichen Bereich und im Nordosten bei $\sim 24\text{km/s}$ liegt $^{12/13}R_{3/1}^{VLRG}$ vor, im östlichen und südöstlichen Bereich $^{12/13}R_{3/1}^{ELRG}$. An den Rändern der Wolke steigt es auf $^{12/13}R_{3/1}^{LRG}$ an.

4.2.3.5 Kombinierte Linienverhältnisse

In der Zusammenfassung der verschiedenen aufgezeigten Linienverhältnisse zeigt sich, daß eine Aufteilung der GMR-Wolken in zwei prinzipiell verschiedene Wolkentypen möglich ist.

Die Wolken des Typs I haben ausgedehnte Bereiche mit $^{12}R_{3/2}^{HRG}$ (0.7-1.0), $^{12/13}R_2^{MRG}$ (2.5-4.0) und $^{13}R_{2/1}^{MRG/HRG}$ (0.3-0.7/0.7-1.0); die Wolken des Typs II haben ausgedehnte Bereiche mit $^{12}R_{3/2}^{LRG}$ (≤ 0.7), $^{12/13}R_2^{VLRG/LRG}$ (1.0-1.5/1.5-

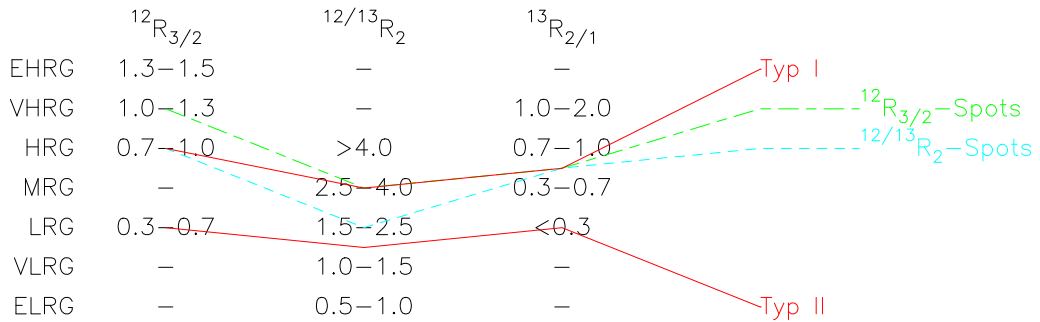


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Linienverhältnisklassen im vorliegenden Datensatz. Ferner sind die typischen Werte der beiden Wolkentypen im GMR sowie die beiden häufig vorkommenden spotförmigen Abweichungen innerhalb der Typ I Wolken markiert.

2.5) und $^{13}R_{2/1}^{LRG} (\leq 0.3)$. Betrachtet man die absoluten Intensitäten dieser beiden Wolkentypen, dann stellt man fest, daß die Typ-II-Wolken maximale Intensitäten von nur ein paar Kelvin haben, die Typ-I-Wolken jedoch maximale Intensitäten bis zu 17 Kelvin. Die Typ I Wolken unterscheiden sich von den Typ II Wolken ferner darin, daß innerhalb der Typ I Wolken zwei in jeweils einem Linienverhältnis deutlich abweichende spotförmige Regionen der Größe $\sim 2\text{--}4'$ auftauchen: Bei den einen Spots vergrößert sich das Linienverhältnis $^{12}R_{3/2}$ zu VHRG (1.0-1.3), bei den anderen Spots verringert sich das Linienverhältnis $^{12/13}R_2$ zu LRG (1.5-2.5). Diese herausstechenden Positionen der $^{12}R_{3/2}$ - und der $^{12/13}R_2$ -Karten sind in der Regel räumlich nicht miteinander assoziiert. Ferner können viele Wolken des Typs I mit Indikatoren für massive Sternentstehungsregionen assoziiert werden, jedoch keine Wolke des Typs II. Der oben beschriebene $^{13}R_{2/1}$ -Gradient vom einen zum anderen Wolkenrand findet sich nur in Typ I Wolken. Die typischen Linienverhältnisse der beiden Wolkentypen sind in Abbildung 4.12 schematisch dargestellt.

Die beiden Vordergrundwolken stellen als isolierte und nähergelegene Wolken interessante Vergleichsobjekte dar: Die 1.0kpc entfernte Vordergrundwolke des Feldes G30-31 ist eine Typ I Wolke, die 1.8kpc entfernte Vordergrundwolke des Feldes G45-46 ist eine Typ II Wolke.

Die Typ I Vordergrundwolke unterscheidet sich von den Typ I Wolken des GMR jedoch durch relativ schwächere $^{13}\text{CO}2\text{-}1$ Intensität, was sich in niedrigeren $^{12/13}R_2$ und höheren $^{13}R_{2/1}$ bemerkbar macht. Ferner sind die Regionen mit $^{12}R_{3/2} > 1$ in der Vordergrundwolke ausgedehnt und die $^{12/13}R_2$ -Spots liegen innerhalb der Regionen mit $^{12}R_{3/2} > 1$. Schließlich erreichen die Spots

in der Vordergrundwolke extremere Werte: $^{12}R_{3/2}$ reicht herauf bis zu 1.5, $^{12/13}R_2$ reicht herab bis 0.5.

4.3 Literatur

In diesem Abschnitt stelle ich mehrere astronomische Beobachtungen von Linienverhältnissen zum Vergleich mit dem KOSMA-GMR-Datensatz vor. Zunächst die einzige ausgedehnte CO-Linienverhältnisanalyse im Bereich des KOSMA Datensatzes, den $^{12}R_{2/1}$ Vergleich von Sakamoto et al. (1995, 1997), sowie das Isotopenverhältnis $^{12/13}R_1$ in der Galaktischen Ebene, das Solomon et al. (1979) entlang eines Streifens im ersten Quadranten der Milchstraße bei $l \leq 44^\circ$ untersucht haben.

Die in dieser Arbeit untersuchten Linienverhältnisse wurden bisher nicht ausgedehnt im GMR beobachtet, ich zitiere daher im folgenden die Untersuchungen der Linienverhältnisse $^{12}R_{3/2}$, $^{12/13}R_2$ und $^{13}R_{2/1}$ in anderen Molekülwolken: Kramer et al. (1996), Schneider et al. (1996) und Beuther et al. (2000) untersuchten u.a. $^{12}R_{3/2}$ und $^{12/13}R_2$ in massiven Sternentstehungsregionen, Loren et al. (1981) und Falgarone et al. (1998) untersuchten u.a. $^{13}R_{2/1}$ in Kernen von Sternentstehungswolken bzw. ausgedehnt in inaktiven Wolken.

Im folgenden zitiere ich Williams & Blitz (1998), die den Vergleich einer im Bezug auf Sternentstehungsaktivität aktiven mit einer inaktiven Wolke durchgeführt haben. Schließlich stelle ich die Messungen des Linienverhältnisses $^{12}R_{3/2}$ sowie des Isotopenverhältnisses von verschiedenen Autoren in externen Galaxien vor.

Sakamoto et al. (1995) führten im ersten Quadranten einen nicht vollständig dicht gerasterten CO2-1 survey mit einer zum CO1-0 Dame survey vergleichbaren räumlichen Auflösung von $9'$ durch. Gemessen wurde im Bereich zwischen 20° und 60° Galaktischer Länge und $\pm 1^\circ$ Galaktischer Breite. Sie bestimmten das Linienverhältnis $^{12}R_{2/1} = \frac{\int_{10\text{km/s}} \hat{T}(\text{CO2-1})}{\int_{10\text{km/s}} \hat{T}(\text{CO1-0})}$, wobei sie die über 10 km s^{-1} integrierten Intensitäten auf der T_{mb} Skala miteinander verglichen. Der Mittelwert der gefundenen Linienverhältnisse im gesamten Bereich lag bei $^{12}R_{2/1} = 0.66 \pm 0.01$. $^{12}R_{2/1}$ variiert im untersuchten Bereich zwischen ~ 0.6 in Nähe der Sonnenumlaufbahn bei 8kpc und ~ 0.75 beim Galaktischen Radius von 4kpc. Aus diesem linearen Verhalten stehen die Galaktischen Radien 6.25kpc und 4.5 kpc mit jeweils $^{12}R_{2/1} \approx 0.75$ heraus, die dem Sagittarius und dem Scutum Spiralarm zugeordnet werden können.

Bei der Aufteilung des Datensatzes in Spiralarm- und Interarmmaterial stell-

ten sie ein höheres gemittelttes Verhältnis $^{12}R_{2/1}=0.73\pm 0.01$ und in Interarmregionen ($l=38^\circ, v=80\text{kms}^{-1}$) ein niedrigeres gemittelttes Verhältnis $^{12}R_{2/1}=0.56\pm 0.01$ fest.

Sakamoto et al. (1997) unterteilten die gefundenen Verhältnisse des gesamten Datenkubus in drei Klassen:

Low Ratio Gas (LRG)	$^{12}R_{2/1} \leq 0.7$
High Ratio Gas (HRG)	$0.7 \leq ^{12}R_{2/1} \leq 1.0$
Very High Ratio Gas (VHRG)	$1.0 \leq ^{12}R_{2/1}$

und interpretierten und lokalisierten diese Klassen wie folgt:

LRG hat eine niedrige Anregungstemperatur des J=2-1 Übergangs ($T_{ex} < 10\text{K}$) aufgrund niedriger Dichte n oder niedriger kinetischer Temperatur T_{kin} des Gases. Ein solches $^{12}R_{2/1}^{LRG}$ wird in Dunkelwolken und den äußeren Bereichen riesiger Molekülwolken (GMC) beobachtet.

HRG ist warm und dicht und hat eine relativ hohe Anregungstemperatur des J=2-1 Übergangs ($T_{ex} \gtrsim 10\text{K}$). Ein solches $^{12}R_{2/1}^{HRG}$ wird oft in den zentralen Bereichen von GMCs beobachtet.

VHRG ist entweder dichtes und warmes, jedoch optisch dünnes Gas, oder es handelt sich um extern geheiztes Gas. Ein solches $^{12}R_{2/1}^{VHRG}$ findet sich in einer nur wenige Parsec großen Umgebung um HII-Regionen.

Die Unterschiede der oben beschriebenen durchschnittlichen Verhältnisse erklären Sakamoto et al. (1997) mit der unterschiedlichen Durchmischung der verschiedenen oben beschriebenen Materialklassen: Ein höheres gemittelttes Verhältnis bedeutet somit eine höhere Anzahlichte von Positionen bzw. Bereichen mit HRG und VHRG. Das Gas bei Galaktischen Radien von 8kpc besteht somit zu 20% aus HRG und VHRG, bei Galaktischen Radien von 5kpc zu 40% aus HRG und VHRG.

Solomon et al. (1979) bestimmten das Isotopenverhältnis $^{12/13}R_1 = 5.5 \pm 0.63$ für die innere Milchstraßenscheibe.

Kramer et al. (1996) haben CO und ^{13}CO 2-1 und 3-2 im südlichen Teil der massiven Sternentstehungsregion Orion B (NGC2024, NGC2023, B33) mit KOSMA kartiert. Sie finden im Mittel $^{12}R_{3/2} \approx 1$, $^{12/13}R_2 \approx 3$ sowie $^{13}R_{3/2} \approx 1$ und zeigen, daß sich diese Linienverhältnisse nicht mit einem homogenen Wolkenmodell erklären lassen. Ähnlich wie Castets et al. (1990) argumentieren sie, daß die Beobachtungen auf Temperaturgradienten entlang der Sichtlinien (kalte Temperaturen im Innern der Wolken, warme an den Oberflächen) hindeuten. An den Grenzgebieten zur diffusen HII-Region IC434 finden Kramer

et al. (1996) signifikante Abweichungen von den mittleren Linienverhältnissen: $^{12}R_{3/2} \leq 1.5$, $^{12/13}R_2 \approx 9-10$ in NGC2024 bzw. $^{12}R_{3/2} \leq 0.7$ in B33.

Schneider et al. (1996) kartierten in der massiven Sternentstehungsregion Rosette ebenfalls CO und ^{13}CO 2-1 und 3-2 mit KOSMA. Sie finden im Mittel $^{12}R_{3/2} \approx 1$, $^{12/13}R_2 \approx 5$ sowie $^{13}R_{3/2} \approx 1$ und können, ebenso wie Kramer et al. (1996), diese Linienverhältnisse nicht widerspruchsfrei mit einem homogenen Modell erklären. Sie erhalten einen Volumenfüllfaktor von 2% und deuten die Daten mit einem Ensemble von extern geheizten Klumpen.

Beuther et al. (2000) untersuchten die massive Sternentstehungsregion Cepheus B in CO, ^{13}CO und C^{18}O in den 2-1 und 3-2 Übergängen. Der Großteil der Wolke zeigt Linienverhältnisse $R_{3/2} \sim 1$ für alle Isotopen. Die Isotopenverhältnisse $^{12/13}R$ und $^{13/18}R$ sind korreliert mit den Intensitäten des jeweils selteneren Isotops: $^{12/13}R$ variiert zwischen 2.5 und >8 , $^{13/18}R$ variiert zwischen 5 und 22.

Die $R_{3/2}$ weichen in der Nähe des *hot cores* im Nordwesten signifikant ab: Sie finden ein $1.5 \leq ^{12}R_{3/2} \leq 2.0$ und ein wenig niedrigeres Linienverhältnis in den anderen Isotopen: $^{13}R_{3/2} \leq 0.9$, $^{18}R_{3/2} \leq 1.8$. Auch am nordöstlichen Rand der Wolke steigt das $^{12}R_{3/2}$ wieder auf Werte ähnlich zu denen beim *hot core* an. Sie finden einen Temperaturgradienten von 70K nahe der HII-Region im Westen bis 20K im südöstlichen Ende der Karte. Diese Temperaturen interpretieren Beuther et al. (2000) damit, daß die Wolke mit Ausnahme des *hot cores* inaktiv ist; Sternentstehung findet nur in unmittelbarer Umgebung um den *hot core* statt. Die Bereiche mit hohen $^{12}R_{3/2}$ Werten können weder mit einem homogenen Modell noch mit dem sphärischen PDR Modell von Störzer et al. (2000) erklärt werden.

Diese drei Untersuchungen zeigen für $^{12}R_{3/2}$, analog zu der von Sakamoto et al. (1997) für $^{12}R_{2/1}$ aufgestellten These, daß $^{12}R_{2/1} > 1$ -Kerne mit Sternentstehungsregionen korreliert sind, daß tatsächlich $^{12}R_{3/2} > 1$ in der direkten Umgebung von HII-Regionen in Wolken mit massiver Sternentstehung gefunden werden. Andererseits findet sich anscheinend in inaktiven Wolken kein $^{12}R_{3/2} > 1$.

Loren et al. (1981) untersuchten die Kerne von acht Molekülwolken mit massiver Sternentstehung in den beiden unteren Übergängen von CO und ^{13}CO . Das $^{12}R_{2/1}$ lag in allen Fällen im Peak unterhalb von 1, das $^{13}R_{2/1}$ zeigte jedoch einen Bereich von 0.8 bis 1.7. Im Falle heißen Gases ($\sim 30\text{K}$) erwarteten Loren et al. (1981) $2 \leq ^{13}R_{2/1} \leq 3$. Sie interpretierten dieses Befund damit, daß entweder die ^{13}CO Linien optisch dick sind, oder daß kaltes Gas ($\sim 10\text{K}$) die Intensität von ^{13}CO dominiert. Falgarone et al. (1998) kartierten drei inaktive Wolken in den beiden unteren Übergängen von CO und ^{13}CO .

Sowohl das $^{12}R_{2/1}$ als auch $^{13}R_{2/1}$ blieb in allen Fällen deutlich unter 1.

Williams & Blitz (1998) verglichen die massive Sternentstehungswolke Rosette mit der nicht sternbildenden Riesenmolekülwolke G216-2.5 in CO3-2, CO1-0 und CS2-1. In G216-2.5 fanden sie uniforme Anregungsbedingungen, wohingegen in Rosette eine große Variation der Linienverhältnisse gefunden wurde. Sie interpretieren dies damit, daß ca. 20% der Klumpen in Rosette aktiv sternbildend oder im Frühstadium der Sternentstehung sind, die Wolke G216-2.5 jedoch inaktiv ist. Die durchschnittlichen Dichten beider Wolken liegen ähnlich bei $n \simeq 10^3 \text{cm}^{-3}$. Williams & Blitz (1998) folgern daher, daß die sternbildenden Klumpen wärmeres und dichteres Gas haben und daher intensiver in CO3-2 und CS2-1 emittieren.

Ausgedehnte Beobachtungen von CO3-2 in externen Galaxien sind rar, häufig wurden nur die aktiven Kerne von starburst Galaxien untersucht. Die Anzahl der gemessenen $^{12}R_{3/2}$ Linienverhältnisse ist gering, häufiger findet man das Linienverhältnis $^{12}R_{3/1}$ diskutiert. Die Historie der CO3-2 Beobachtungen in Galaxien beginnend mit der ersten Detektion von Ho et al. (1987) in IC342 ist in der Einleitung der Veröffentlichung von Wielebinski et al. (1999) zusammengefaßt.

Devereux et al. (1994) ermittelten ein $^{12}R_{3/1} = 0.64 \pm 0.06$ in den Kernen der untersuchten Starburst-Galaxien des frühen Typs, der signifikant höher ist als der durchschnittliche in GMCs in der Milchstraße gefundene Wert von $^{12}R_{3/1} = 0.4 \pm 0.05$. Mauersberger et al. (1999) untersuchten die Kerne von 29 nahegelegenen Galaxien und fanden für die meisten Galaxien ein $^{12}R_{3/1} \ll 1$ und damit $T < 50\text{K}$ und $n < 10^3 \text{cm}^{-3}$. Aus den angegebenen Intensitäten läßt sich für 18 dieser Galaxien der Bereich $0.2 \leq ^{12}R_{3/2} \leq 1.5$ für diese Galaxien berechnen. Ferner widerlegen Mauersberger et al. (1999) das außergewöhnlich hohe und daher häufig zitierte Linienverhältnis $^{12}R_{2/1} = 3 \pm 1$ in M82 (Sutton et al. 1983) und zeigten, daß es ≈ 1 ist.

Wielebinski et al. (1999) präsentieren als erste die CO3-2 Kartierungen dreier morphologisch ziemlich unterschiedlicher Galaxien: M51, NGC278 und NGC4631. Sie finden warmes und dichtes CO Gas weitverteilt in all diesen Objekten. Trotz der niedrigen Zahl der untersuchten Galaxien schließen sie daher daraus, daß es sehr wahrscheinlich ist, daß sich dieses warme und dichte CO Gas in allen nahen Galaxien finden sollte. Sie deuten diesen Befund damit, daß dieselben Heizmechanismen in allen drei Galaxientypen präsent sind und daß diese nur einen kleinen Teil des Teleskopbeams ausfüllen. Dieser Trend findet sich auch in dem Datensatz von Mauersberger et al. (1999).

Hafok & Stutzki (2003) fanden in 17 Mitgliedern des Virgo-Haufens, allesamt

wenig aktive Spiralgalaxien, ein $^{12}R_{3/2} \leq 0.45$ (siehe auch Hafok (2001)).

Vila-Vilaró et al. (2003) untersuchten Galaxien des frühen Typs (elliptische und linsenförmige) in CO3-2 und niedrigeren Übergängen. Sie konnten die Galaxien in ihrem Datensatz in zwei Gruppen einteilen: Die Mehrheit dieser Galaxien hat $n < 10^3$ und $T \leq 30\text{K}$. Zwei Galaxien (NGC 3593 und NGC 4691), beide Starburst-Galaxien, zeigen dichteres und wärmeres Gas, sowie Gradienten der physikalischen Parameter. Das $^{12}R_{3/2}$ ihres Galaxien-Datensatzes streut innerhalb aller vier Klassen, in die der KOSMA Datensatz eingeordnet werden konnte. Zwei Galaxien, N2320 und N855, zeigen Gas mit $^{12}R_{3/2}^{EHRG}$, jedoch nur ein $^{12}R_{2/1} < 0.5$. Die beiden Starburst-Galaxien NGC 3593 und NGC 4691 zeigen $^{12}R_{3/2}^{VHRG}$ und $^{12}R_{2/1}^{HRG}$. Vila-Vilaró et al. (2003) verglichen für ihren Datensatz die Staubtemperaturen anhand von IRAS FIR Daten und fanden heraus, daß die Staubtemperaturen in Galaxien des frühen Typs ähnlich der in Spiralgalaxien ist. Sie interpretieren dies damit, daß deren durchschnittliche Sternentstehungseffizienz nahezu gleich ist, im Gegensatz dazu jedoch die Sternentstehungsrate sich um einige Größenordnungen unterscheidet. Folglich suggeriert dies die Möglichkeit, daß es einen evolutionären Zusammenhang zwischen Starburst-Galaxien und Galaxien mit niedriger Sternentstehungsaktivität gibt. Starburst-Galaxien würden sich folglich zu weniger aktiven Galaxien hin entwickeln, wenn die Bedingungen für die überhöhte Sternentstehungsaktivität nicht mehr vorliegen würden.

Das Isotopenverhältnis wurde in den Galaxien bisher fast nur für $^{12/13}R_1$ bestimmt: Young & Sanders (1986) ermittelten für 6 Galaxien des späten Typs (Spiralgalaxien) 8.3 ± 2.0 - 14.7 ± 2.0 . Chance et al. (1984) fanden für NGC5055/M63 (Sbc) 6.3 ± 0.5 im Zentrum bis 26 ± 14 beim Radius von 7kpc. Aalto et al. (1991) untersuchten 14 Galaxien, die größtenteils Interaktionen mit anderen Galaxien zeigen oder Merger sind. Sie fanden im Durchschnitt $^{12/13}R_1 \approx 10$, wobei die Werte zwischen 5 ± 1 und 32 ± 6 streuen. Kikumoto et al. (1998) fanden in der Starburst-Galaxie M82 sehr hohe Werte: Im SW-Lappen fanden sie $^{12/13}R_1 = 20$ -25, im NE-Lappen $^{12/13}R_1 = 35$ -40 und auf dem zweiten $2.2\mu\text{m}$ Peak fanden sie $^{12/13}R_1 > 70$. Paglione et al. (2001) zeigten in 17 nahgelegenen Galaxien Karten beider Isotope und fanden im Durchschnitt im inneren 2kpc-Bereich $^{12/13}R_1 = 11.6 \pm 1.5$ und außerhalb $^{12/13}R_1 = 9.8 \pm 1.2$.

Glenn & Hunter (2001) untersuchten in 9 Galaxien verschiedenen Typs das Isotopenverhältnis des 2-1 Übergangs. Die Werte für $^{12/13}R_2$ variieren hier zwischen 8.8 und > 37.5 .

Abbildung 4.13 zeigt den Vergleich der Linienverhältnisse $^{12}R_{3/2}$ und $^{12/13}R_2$ der Einzelpositionen integrierter Karten der oben diskutierten fünf Bereiche

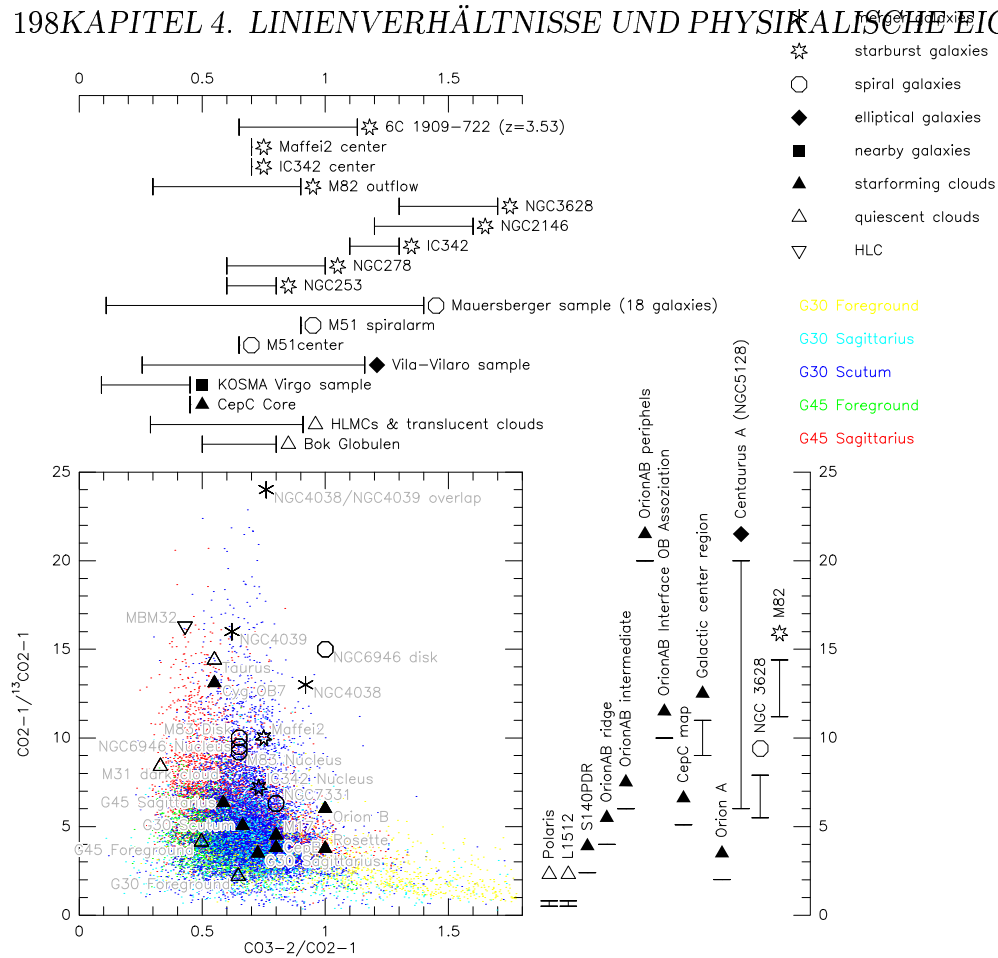


Abbildung 4.13: Literaturvergleich der Verhältnisse CO_3-2/CO_2-1 ($^{12}R_{3/2}$) und $CO_2-1/^{13}CO_2-1$ ($^{12/13}R_2$). Sofern beide Verhältnisse zu einer Quelle gefunden wurden, sind die Punkte ohne Angabe der Fehlerbereiche im zentralen Kasten eingetragen. Sofern nur eines der beiden Verhältnisse gefunden werden konnte, ist dieses incl. der angegebenen Fehler bzw. der Wertebereiche neben dem zentralen Kasten dargestellt. Die verschiedenen Symbole repräsentieren verschiedene Wolkentypen; die Legende ist rechts oben gegeben. Die farbigen Punkte entsprechen den Einzelpositionswerten der Karten integrierter Intensität des vorliegenden Datensatzes, die farbliche Zuordnung ergibt sich nach der Legende. **Referenzen:** GMR (diese Arbeit), Galactic center region (Sgr A) (Sawada et al. 2001), M17 (Wilson et al. 1999), Orion A (Castets et al. 1990), Orion B (Kramer et al. 1996), Orion A+B (Sakamoto et al. 1994), Rosette (Schneider et al. 1998), Galactic plane (Sanders 1993), Cepheus B (Beuther et al. 2000), Cepheus C (Heyer & Ladd 1995), S140 PDR peak (Minchin et al. 1993), Taurus & Cyg OB 7 (Falgarone et al. 1991), Bok globules (Avery et al. 1987), MBM32 (Wouterloot et al. 2000), Antennae Galaxies NGC 4038/9 (Zhu et al. 2003), high-latitude molecular clouds (HLMC) (van Dishoeck et al. 1991), M82 (Mao et al. 2000; Seaquist & Clark 2001; Mauersberger et al. 1999), 6C 1909+722 ($z=3.53$) (Papadopoulos et al. 2000), M83 & NGC6946 (Israel & Baas 2001), NGC253 (Israel et al. 1995), NGC7331 & M31 dark cloud (Israel & Baas 1999), M51 (Garcia-Burillo et al. 1993; Wielebinski et al. 1999), NGC3628 (Israel et al. 1990), Centaurus A (NGC5128) (Wild et al. 1997), IC 342, NGC6946, NGC3627(center), Maffei2 & KOSMA virgo (Hafok 2001; Hafok & Stutzki 2003), Mauersberger sample (Mauersberger et al. 1999), Polaris & L1512 (Falgarone et al. 1998).

im vorliegenden Datensatz und den in der Literatur angegebenen Werten anderer Quellen.

Bei den Galaktischen Quellen haben die Sternentstehungsregionen höhere $^{12}R_{3/2}$ Werte als die inaktiven Wolken; hohe $^{12/13}R_2$ werden hier nur in der Nähe von HII-Regionen gefunden. Bei den externen Galaxien liegen die Kerne von Starburst-Galaxien bei teilweise sehr hohen $^{12}R_{3/2}$ -Werten, wohingegen weniger aktive Galaxien bei niedrigen $^{12}R_{3/2}$ -Werten liegen; hohe $^{12/13}R_2$ Werte finden sich in den Kernen von Starburst-Galaxien.

4.4 Ergebnisse

In diesem Abschnitt gehe ich auf die Modellierung der in Abschnitt 4.2 präsentierten Daten ein. Die Interpretation der gemessenen relativen Linienintensitäten mit dem Ziel, physikalische Parameter am Quellort und auf dem Weg von dort bis zum Beobachter zu bestimmen, erfordert den Vergleich mit den Ergebnissen eines physikalischen Modells. Einfache Modelle gehen von der Annahme homogener physikalischer Parameter aus; diese Annahme ist jedoch in der Regel falsch. In sternbildenden Wolken sind physikalisch motivierte Modelle, wie z.B. die von *photon dominated regions* (PDRs) (z.B. Koester et al. (1994), Zielinsky (2000)), daher sinnvoller. Realistische Modelle beinhalten dichte Klumpen, die von außen einer UV-Strahlung ausgesetzt sind, eingebettet in Zwischenklumpengas (Koester 1998). Die hier untersuchten Moleküllinien spannen allerdings keinen für solche Modelle sinnvollen Parameterraum auf: Störzer et al. (2000) zeigten, daß die typischerweise gefundenen relativen Intensitäten dieser Linien dadurch erklärt werden können, daß die Intensität zu einem großen Teil vom Zwischenklumpengas stammt. Somit seien diese Linienverhältnisse nicht sensitiv genug, um die physikalischen Eigenschaften der Wolken zu repräsentieren. Anders herum betrachtet verbleiben somit bei der zusätzlichen Modellierung möglicher Eigenschaften des Zwischenwolkengases zu viele Freiheitsgrade. Dies rechtfertigt den Einsatz der im folgenden diskutierten simplen, aber unrealistischen Modelle.

Im Teilabschnitt 4.4.1 diskutiere ich homogene physikalische Parameter und in Teilabschnitt 4.4.2 gebe ich Interpretationsansätze abweichend vom homogenen Wolkenmodell an.

4.4.1 Homogenes Modell

Unter stark vereinfachten Annahmen (siehe Anhang A) ist es möglich, analytische bzw. quasianalytische Formeln der physikalischen Parameter aufzustellen. Hierfür ist die Annahme in der Wolke homogen vorliegender phy-

sikalischer Parameter hilfreich. In 4.4.1.1 diskutiere ich zunächst Grenzfälle des homogenen Modells, in 4.4.1.2 gebe ich die Modellergebnisse mithilfe des Entweichwahrscheinlichkeitsmodells von Stutzki & Winnewisser (1985) an.

4.4.1.1 Grenzfälle

Die Niveaupopulation der hier untersuchten CO Moleküle bestimmt die relativen Intensitäten der emittierten Linien, die Niveaupopulation berechnet sich allgemein durch Lösung der Gleichungen des statistischen Gleichgewichts. Im Grenzfall hoher Dichten ist diese Population durch die Stoßanregung mit H_2 -Molekülen mit der kinetischen Temperatur T_{kin} dominiert und kann daher durch eine Boltzmann-Verteilung mit $T=T_{kin}$ beschrieben werden. Das Gas befindet sich lokal im thermodynamischen Gleichgewicht; folglich wird dieser Grenzfall mit LTE (local thermodynamic equilibrium) bezeichnet. Im Grenzfall niedriger Dichten kann die Stoßanregung vernachlässigt werden, die Strahlungsanregung der Niveaus dominiert. Auch hier liegt folglich der LTE Grenzfall vor.

Der Strahlungstransport durch die Wolke beeinflusst die Strahlungsintensität abhängig von der optischen Tiefe. Unter der Annahme homogener Anregungsbedingungen wird dies durch die *detection equation* (Gleichung A.28) beschrieben.

Aufgrund der typischen Säulendichte von Molekülwolken und der relativen Häufigkeit von CO zu H_2 geht man in der Regel davon aus, daß die niedrigen CO Linien optisch dick sind. Ferner ist die kritische Dichte der niedrigen CO Übergänge (Tabelle A.1) relativ niedrig, so daß auch die Annahme von LTE in den meisten Fällen gerechtfertigt ist.

Für die beiden Grenzfälle der optischen Tiefe habe ich in Abbildung 4.14 das Linienverhältnis $^{12}R_{3/2}$ in Abhängigkeit der Anregungstemperatur T_{ex} dargestellt. Die blaue durchgezogene Kurve zeigt $^{12}R_{3/2}$ unter LTE Bedingungen im Fall optisch dicken Gases nach Gleichung A.36. $^{12}R_{3/2}(T)$ ist streng monoton steigend und konvergiert gegen 1. $^{12}R_{3/2}=0.7$ bedeutet eine Temperatur $T \approx 10\text{K}$.

Im Grenzfall optisch dünner Linien spielt das Verhältnis der optischen Tiefen $^{12}\tau_{3/2}$ (Gleichung A.23) eine entscheidende Rolle. Dieses Verhältnis ist abhängig von der Temperatur und in Abbildung 4.14 durch die grüne gestrichelte Kurve gezeigt. Der Umkehrpunkt $^{12}\tau_{3/2}=1$ liegt bei 23.5 Kelvin. Das Linienverhältnis $^{12}R_{3/2}$ ergibt sich nach der *detection equation* durch Multiplikation der beiden Kurven, der für optisch dicke Linien und der von $^{12}\tau_{3/2}$; in Abbildung 4.14 ist die entsprechende Kurve gestrichelt dargestellt. Im LTE Grenzfall übersteigt $^{12}R_{3/2}$ den Wert 1 bei 27.3 Kelvin. Somit lassen sich folglich alle $^{12}R_{3/2} \leq 2.2$ mit diesen Grenzfällen des homogenen Modells

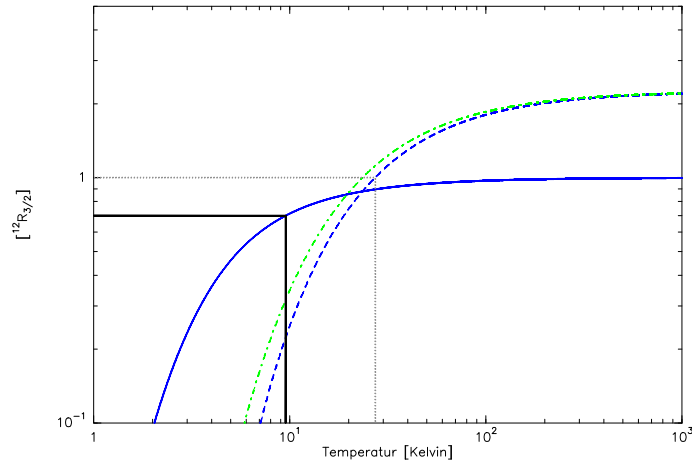


Abbildung 4.14: Linienverhältnis $^{12}R_{3/2}$ abhängig von der Temperatur in Grenzfällen eines homogenen Wolkenmodells. Die blauen Kurven entsprechen Gas unter LTE Bedingungen. Die durchgezogenen Kurven entsprechen optisch dicken Linien, die gestrichelten Kurven optisch dünnen Linien. Das Verhältnis der optischen Tiefen $^{12}\tau_{3/2}$ ist in der grünen, gestrichpunkteten Kurve gezeigt.

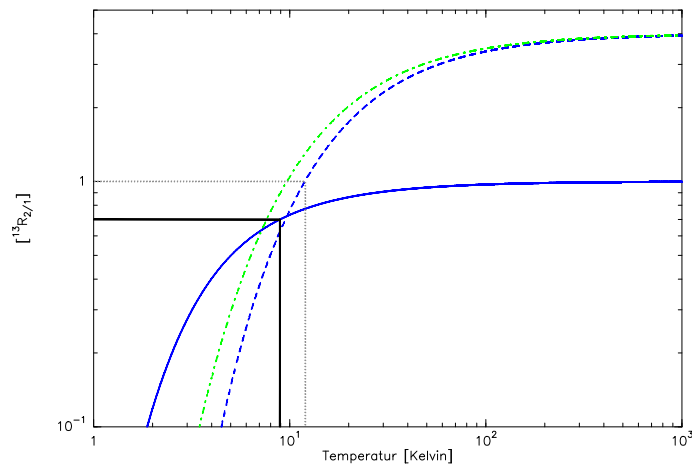


Abbildung 4.15: Linienverhältnis $^{13}R_{2/1}$ abhängig von der Temperatur analog zu Abbildung 4.14. Dieses Diagramm ist praktisch identisch für $^{12}R_{2/1}$.

erklären.

Das in Abbildung 4.15 gezeigte Linienverhältnis $^{13}R_{2/1}$ folgt den gleichen Gesetzmäßigkeiten wie $^{12}R_{3/2}$ mit entsprechend verschobenen Grenzwerten: Im optisch dicken Fall gilt $^{13}R_{2/1} < 1$, und $^{13}R_{2/1} = 0.7$ entspricht 9K. Im optisch dünnen Fall entspricht die Grenze $^{13}R_{2/1} = 1$ einer Temperatur von 12K im LTE Grenzfall. Die Obergrenze von $^{13}R_{2/1}$ liegt in diesen Grenzfällen bei ≈ 3.9 .

Für das Isotopenverhältnis folgt nach Gleichung A.34 für $\tau_{13} \leq 1$

$$^{12/13}R_2 \approx \frac{\Psi_\tau}{\tau_{13}} \quad (4.1)$$

mit der relativen Isotopenhäufigkeit $\alpha = \frac{\tau_{\nu, \text{opt. dünn}}}{\tau_{\nu, \text{opt. dick}}}$ und dem in Gleichung A.35 definierten Faktor $\Psi_\tau \lesssim 1$, der für Temperaturen unter 10 Kelvin < 0.9 ist. Für $\tau_{13} > 1$ gilt $^{12/13}R_2 \approx \Psi_\tau$. Im Grenzfall, daß ^{13}CO optisch dick ist, folgt für $T \geq 10\text{K}$ $0.9 \leq ^{12/13}R_2 \leq 1$ ($^{12/13}R_2 > 0.7$ für $T > 3\text{K}$). Im Fall, daß ^{13}CO optisch dünn ist, folgt $^{12/13}R_2 = \alpha_{13}^{-1}$, auch wenn sogar CO optisch dünn ist. Aus Gleichung A.50 in Abschnitt A.5 folgt, daß die relative Häufigkeit α_{13}^{-1} aller hier untersuchten Regionen ≥ 28 ist.

Typ II Wolken Das Linienverhältnis $0.3 \leq ^{12}R_{3/2}^{LRG} \leq 0.7$ der Typ II Wolken läßt sich unter der Annahme optisch dicker CO Linien und LTE mit Temperaturen unter 10K erklären (siehe Abbildung 4.14); sie wird jedoch oberhalb von 2.7K, der Temperatur der kosmischen Hintergrundstrahlung, liegen. Unter diesen Annahmen deutet das $^{13}R_{2/1}^{LRG} < 0.3$ darauf hin, daß die ^{13}CO Linien vollständig optisch dünn sind (siehe Abbildung 4.15).

Bezieht man jedoch das Linienverhältnis $^{12/13}R_2$ mit in die Diskussion ein, so ergeben sich Widersprüche: Der Bereich $1.0 \leq ^{12/13}R_2 \leq 2.5$ deutet darauf hin, daß die $^{13}\text{CO} 2-1$ Linie fast optisch dick ist, im Widerspruch zu obigen Ergebnissen. Konsequenterweise ergäbe sich ein außergewöhnlich geringes Isotopenverhältnis, was der obigen Annahmen von optisch dick für CO aber optisch dünn für ^{13}CO widerspricht. Folglich sind die Linienverhältnisse der Typ II Wolken, speziell der Vordergrundwolke im Feld G45-46, mit den Grenzfällen des homogenen Modells nicht erklärbar. Abweichungen von den Grenzfällen innerhalb des homogenen Modells diskutiere ich in Teilabschnitt 4.4.1.2.

Typ I Wolken Die Typ I Wolken haben unter der LTE Annahme und unter der Annahme optisch dicker CO Linien aufgrund des großräumig gefundenen $^{12}R_{3/2}^{HRG}$ Temperaturen oberhalb von 10K.

Unter der Annahme von LTE begrenzen die gefundenen $^{13}R_{2/1} < 1.0$ Werte in den Typ I Wolken jedoch die Temperatur auf $T < 12\text{K}$, in vielen Bereichen der Wolken schließen sich Temperaturen nach $^{12}R_{3/2}$ und $^{13}R_{2/1}$ völlig aus. Folglich muß angenommen werden, daß die ^{13}CO Linien nicht optisch dünn sind, was mit den mäßigen $2.5 \leq^{12/13} R_2 \leq 4.0$ korrespondiert. Letztere schließen jedoch andererseits vollständig optisch dicke $^{13}\text{CO}2-1$ Linien aus, ebenso wie die häufig deutlich unterschiedlichen $^{12}R_{3/2}$ und $^{13}R_{2/1}$ Verhältnisse. Somit widersprechen auch die weit verbreiteten Linienverhältnisse der Typ I Wolken den LTE Grenzfällen des homogenen Modells.

Die gefundenen spotförmigen Abweichungen in den Typ I Wolken widersprechen einem homogenen Wolkenmodell in trivialer Weise. Geht man jedoch nur von lokal homogenen physikalischen Parametern aus, dann lassen sich $^{12}R_{3/2}^{VHRG/HRG}$ in den $^{12}R_{3/2}$ -Spots in den hier diskutierten Grenzfällen nur mit optisch dünnem und warmem bis heißem Gas erklären. Daher muß an diesen Positionen eine sehr geringe Säulendichte vorliegen. Folglich sind die ^{13}CO Linien vollständig optisch dünn, was den moderaten $^{12/13}R_2 \ll \alpha_{13}^{-1}$ widerspricht. Ferner müßte $^{13}R_{2/1} > ^{12}R_{3/2}$ vorliegen, was nicht der Fall ist. Die $^{12}R_{3/2}$ -Spots widersprechen folglich völlig den Annahmen eines homogenen Modells.

Die $^{12/13}R_2$ -Spots sind einfach mit einer optisch dicken $^{13}\text{CO}2-1$ erklärbar, unabhängig von der Temperatur. Der oben gezeigte Widerspruch der weit verbreiteten Linienverhältnisse $^{12}R_{3/2}$ und $^{13}R_{2/1}$ dieser Typ I Wolken in diesen Grenzfällen des homogenen Modells bleibt jedoch bestehen.

Die $^{12/13}R_2^{ELRG}$ -Spots der Typ I Vordergrundwolke mit Werten bis $^{12/13}R_2 \approx 0.5$ können mit dem homogenen Modell nur mit extrem niedrigen Temperaturen $\lesssim 3\text{K}$ und einem hohen Meßfehler erklärt werden. Diese Kombination erscheint jedoch unrealistisch.

4.4.1.2 Entweichwahrscheinlichkeitsmodell

Das Entweichwahrscheinlichkeitsmodell von Stutzki & Winnewisser (1985) beschreibt ein Wolkenmodell mit homogenen physikalischen Parametern; die Strahlungsintensität am Quellort wird durch Lösung der Gleichungen des statistischen Gleichgewichts gelöst. Der Strahlungstransport wird modelliert mithilfe der Entweichwahrscheinlichkeit $\beta_\nu = \exp(-\tau_{\nu_0})$. Diese gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Photon vom Wolkenrand zum modellierten Punkt innerhalb der Wolke gelangt. Der komplementäre Faktor $1 - \beta$ gibt entsprechend an, daß ein Photon auf diesem Weg absorbiert wird. Die am zu modellierenden Punkt ankommende Strahlung ist folglich gegeben durch

$$I_\nu = (1 - \beta_\nu) \cdot S + \beta_\nu \cdot Bg \quad (4.2)$$

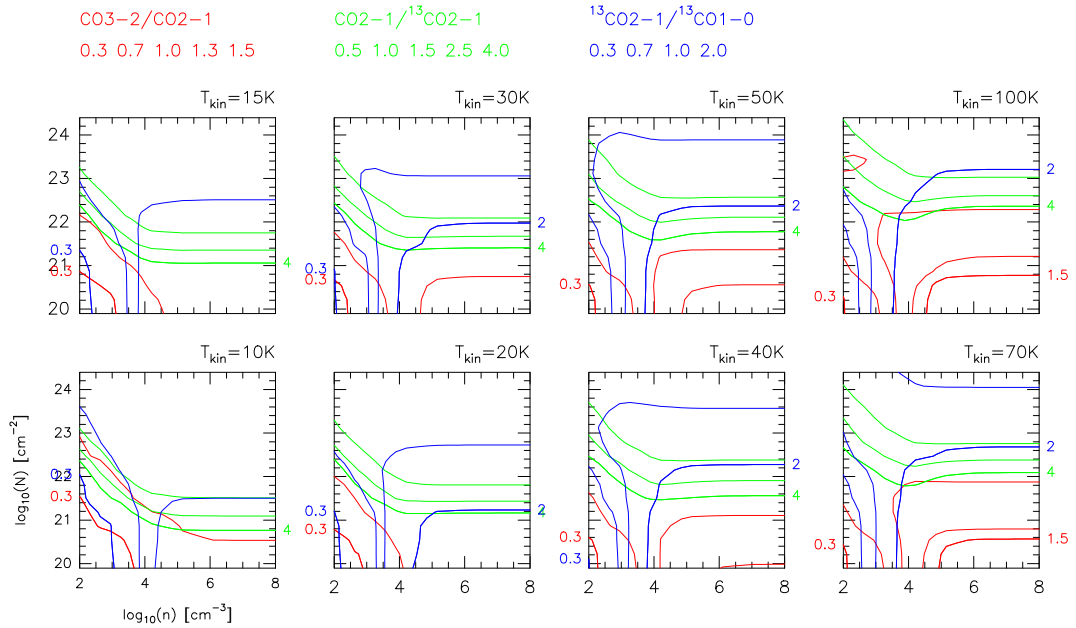


Abbildung 4.16: Ergebnisse des Entweichwahrscheinlichkeitsmodells. Die verschiedenen Plots zeigen Bereiche der Parameter H_2 -Säulendichte N , H_2 -Dichte n und kinetische Temperatur T_{kin} . Eingezeichnet sind die Grenzlinien der Klassen der Linienverhältnisse $^{12}R_{3/2}$ ($CO3-2/CO2-1$, rot), $^{12/13}R_2$ ($CO2-1/^{13}CO2-1$, grün) und $^{13}R_{2/1}$ ($^{13}CO2-1/^{13}CO1-0$, blau), die im KOSMA-Datensatz vorkommen und die ich in Abschnitt 4.2 erläutert habe.

mit der Quellfunktion S und der Hintergrundstrahlung B_g . Zusammen mit den Stoßparametern werden hiermit die Gleichungen des statistischen Gleichgewichts gelöst, und schließlich der Strahlungstransport der resultierenden Strahlung entlang der Sichtlinie verrechnet. Der Modellparameterraum wird aufgespannt aus Dichte, Säulendichte und kinetischer Temperatur.

Abbildung 4.16 zeigt Ergebnisse des Entweichwahrscheinlichkeitsmodells. Gezeigt sind die Grenzlinien der in Abschnitt 4.2 Wolkenklassengrenzen. Auf die hieraus resultierenden Ergebnisse für die oben erwähnten Bereiche der Wolken gehe ich im Folgenden ein.

Typ II Wolken Zu den Wolken des Typs II gehört die Vordergrundwolke im Feld G45-46 sowie einige wenige Wolken im Bereich des GMR, die in den meisten Fällen in den Karten nicht isoliert auftreten, jedoch zur Vordergrundwolke vergleichbare Linienverhältnisse zeigen. Ich diskutiere daher im folgenden die Vordergrundwolke im Feld G45-46.

Diese Wolke scheint aus zwei Bereichen zu bestehen: Dem zentral-westlichen Bogen sowie den Bereichen im Osten und Südosten. Bei niedrigen Geschwindigkeiten um ~ 24 km/s ähneln die Linienverhältnisse im Nordosten denen im zentral-westlichen Bogen, bei höheren Geschwindigkeiten weichen sie jedoch hiervon ab.

Der zentral-westliche Bogen zeigt $^{12}R_{3/2}^{HRG}$ Gas, das der Form der Wolke folgt und das im zentralen Bereich der Karte den Wert ~ 1 erreicht, sowie $^{12/13}R_2^{LRG}$. Die Bereiche im Osten und Südosten bestehen aus $^{12}R_{3/2}^{LRG}$ und $^{12/13}R_2^{VLRG}$ Gas. Beide Bereiche dieser Wolke zeigen $^{13}R_{2/1}^{LRG}$ Gas, jedoch hat der zentral-westliche Bereich Werte von $^{13}R_{2/1}^{LRG} \approx 0.3$, die Bereiche im Osten und Südosten zeigen sehr niedriges $^{13}R_{2/1}^{LRG}$. Es liegt keine merkliche Variation dieses Linienverhältnisses vom einen zum anderen Wolkenrand hin vor. Im zentral-westlichen Bereich liegt $^{12/13}R_{3/1}^{VLRG}$ vor, im östlichen und südöstlichen Bereich $^{12/13}R_{3/1}^{ELRG}$. An den Rändern steigt es auf $^{12/13}R_{3/1}^{LRG}$ an.

Beide Bereiche dieser Wolke können mit kaltem Material erklärt werden: Die bei niedrigen Temperaturen subthermisch angeregten E_3 Niveaus des CO Moleküls führen daher zu einer schwächeren 3-2 Linie im Vergleich zur 1-0 Linie, was zu den schwachen $^{12/13}R_{3/1}$ und den niedrigen $^{12}R_{3/2}$ im Osten führt. In der gesamten Vordergrundwolke ist dieses Verhältnis $^{12/13}R_2$ sehr niedrig, ^{13}CO ist folglich auch im 2-1 Übergang optisch relativ dick. Die Linienbreiten liegen bei wenigen km/s.

Die Linienverhältnisse beider Wolkenbereiche können im Entweichwahrscheinlichkeitsmodell bei hohen Temperaturen nicht in Einklang gebracht werden. Bei $T_{kin} < 10\text{K}$ ergibt sich für den zentral-westlichen Bereich eine Übereinstimmung bei $n \leq 10^{2.5}\text{cm}^{-3}$ und $N \approx 10^{22.5}\text{cm}^{-2}$. Die Linienverhältnisse des östlichen Bereichs dieser Wolke zeigen eine größere Diskrepanz und sind mit dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell nicht in Einklang zu bringen. Die Diskrepanz ist jedoch am niedrigsten bei Temperaturen $T_{kin} \leq 10\text{K}$. Die Begrenzung auf sehr niedrige Dichten stammt vor allem vom in beiden Fällen sehr niedrigen Linienverhältnis $^{13}R_{2/1}$.

Um die Masse aus der Säulendichte $N \geq 10^{22.5}\text{cm}^{-2}$ des Entweichwahrscheinlichkeitsmodells zu berechnen, benötigt man die Fläche der Wolke. Hierfür habe ich die Positionen der Karte im Integrationsbereich 24-27 km/s gezählt, deren $^{13}\text{CO}1-0$ Intensität $\geq T_{peak}/2$ ist und habe so eine Fläche von 0.08deg^2 erhalten. Bei einem Abstand zum Beobachter von 1.8 kpc ergibt sich folglich

eine Masse von $5.85 \cdot 10^4 M_{\odot}$. Die Masse nach dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell ist folglich deutlich größer als die in Kapitel 2.3.2 in Tabelle 2.6 gezeigten Massen. Erklärbar ist dies durch einen Beamfüllfaktor $\eta_{df} \ll 1$. Aus der Säulendichte des Entweichwahrscheinlichkeitsmodells ergibt sich nach Gleichung A.49 für diese Wolke eine durchschnittliche Dichte von $n \approx 1.5 \cdot 10^3 \text{cm}^{-3}$. Diese Dichte ist jedoch zu groß verglichen mit den Dichten, die nach dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell modelliert wurden. Dieses Ergebnis ist geometrisch begründbar: Die Ausdehnung der Wolke entlang des Sehstrahls muß größer sein als $\sqrt{A/\pi}$, wobei A die Wolkenfläche ist. Betrachtet man die gesamte Wolke in Simon et al. (2001)², dann erscheint sie wie eine von der Seite betrachtete Shell-Struktur. In einem solchen Fall ist es plausibel, wenn die Ausdehnung längs des Sehstrahls größer als $\sqrt{A/\pi}$ ist. Diese Interpretation ist konsistent mit der um ~ 3 erhöhten Virialmasse (siehe Tabelle 2.6).

Die Vordergrundwolke des Feldes G45-46 ist kalt, hat geringe durchschnittliche Dichten und es finden sich keine Anzeichen für Sternentstehungsaktivität. Dies bestätigt die bisherige Annahme von Simon et al. (2001), daß diese Wolke inaktiv ist. Die ähnlichen Linienverhältnisse dieser Wolke mit denen der Typ II Bereiche des GMR deutet darauf hin, daß diese Wolken im GMR auch kalt und ohne Sternentstehungsaktivität sind.

Typ Ia Wolken Die meisten Wolken des GMR sowie die Vordergrundwolke des Feldes G30-31 sind Typ I Wolken. Die Linienverhältnisse der Vordergrundwolke unterscheiden sich jedoch von denen im GMR durch relativ stärkere $^{13}\text{CO}2-1$ Intensität. Ich gehe zunächst auf die Modellierung der Linienverhältnisse in den GMR Wolken (Typ Ia) und dann auf die der Vordergrundwolke (Typ Ib) ein.

Ausgedehnte Bereiche

In ausgedehnten Bereichen der aktiven Wolken des GMR findet sich $^{12}R_{3/2}^{HRG}$ und $^{13}R_{2/1}^{MRG}$. $^{13}R_{2/1}$ variiert von einem zum anderen Wolkenrand von HRG \rightarrow LRG, ein $^{13}R_{2/1} > 1$ wird nicht erreicht.

Diese drei Linienverhältnisklassen lassen sich mit dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell gut in Übereinstimmung bringen, wenn Dichten $n < 10^{3.5} \text{cm}^{-3}$, Säulendichten von $10^{21} \text{cm}^{-2} \leq N \leq 10^{23} \text{cm}^{-2}$ sowie kinetische Temperaturen $15 \leq T_{kin} < 30 \text{K}$ angenommen werden. Hierbei ist zu bemerken, daß gerade das niedrige $^{13}R_{2/1}$ den Parameterbereich einschränkt. Ferner ist zu bedenken, daß die kritische Dichte von CO3-2 bei etwa $3 \cdot 10^4 \text{cm}^{-3}$ liegt (siehe

²Wie oben erwähnt ist die Ausdehnung dieser Vordergrundwolke größer als die vorliegende Kartierung des Feldes G45-46.

Tabelle A.1). Folglich sind die oberen Grenzen der Dichten $n \approx 10^{3.5} \text{cm}^{-3}$ die Wahrscheinlichsten.

Das außergewöhnlich niedrige $^{13}R_{2/1}$ im gesamten GMR-Bereich schränkt auch die Modelle der übrigen Positionen auf Dichten $n < 10^4 \text{cm}^{-3}$ ein und begrenzt in der Regel die kinetische Temperatur auf wenige 10K.

Innerhalb der ausgedehnten Bereiche der aktiven Wolken finden sich zwei Arten spotförmig lokalisierter Linienverhältnisse: $^{12}R_{3/2}$ -Spots und $^{12/13}R_2$ -Spots, die in den Typ I Wolken des GMR in der Regel nicht miteinander assoziiert sind.

$^{12}R_{3/2}$ -Spots

Um die $^{12}R_{3/2}^{VHRG}$ -Spots zu erklären, betrachte ich für die GMR-Quellen $^{12}R_{3/2}^{VHRG}$, $^{12/13}R_2^{MRG}$ und $^{13}R_{2/1}^{MRG}$. $^{12}R_{3/2}^{VHRG}$ und $^{12/13}R_2^{MRG}$ lassen sich mit $T_{kin} \geq 70\text{K}$, $n \geq 10^4 \text{cm}^{-3}$ und $N = 10^{22} \text{cm}^{-2}$ in Einklang bringen. $^{12/13}R_2^{MRG}$ und $^{13}R_{2/1}^{MRG}$ lassen sich mit $T_{kin} \leq 20\text{K}$, $n \leq 10^{3.5} \text{cm}^{-3}$ und $10^{19.5} \text{cm}^{-2} \leq N \leq 10^{22.5} \text{cm}^{-2}$ in Einklang bringen. Die Parameter für $^{12}R_{3/2}^{VHRG}$ und $^{13}R_{2/1}^{MRG}$ schließen sich jedoch vollständig aus. Folglich können die $^{12}R_{3/2}$ -Spots mit dem homogenen Modell nicht erklärt werden.

$^{12/13}R_2$ -Spots

Um die $^{12/13}R_2$ -Spots zu erklären, modelliere ich mit dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell für den GMR $^{12}R_{3/2}^{HRG}$, $^{12/13}R_2^{LRG}$ und $^{13}R_{2/1}^{MRG}$. Dieses Tripel läßt sich mit $T_{kin} \leq 15\text{K}$, $n \leq 10^3 \text{cm}^{-3}$ und $10^{22} \leq N \leq 10^{23} \text{cm}^{-2}$ erklären.

Die Typ Ib Wolke Diese 1kpc entfernte Wolke ist die mit Abstand nächstgelegene Typ I Wolke im vorliegenden Datensatz.

Ich betrachte im Folgenden zwei in der Dynamik der Linienverhältnisse extreme Kanalkarten dieser Wolke: 11.39km/s und 12.93km/s. Ausgedehnt findet sich $^{12}R_{3/2}^{HRG}$ und $^{12/13}R_2^{LRG}$. Das $^{13}R_{2/1}$ verhält sich nicht gleichförmig. In der Kanalkarte 11.39km/s findet sich $^{13}R_{2/1}^{MRG}$, in der Kanalkarte 12.93km/s findet sich ein zweigeteiltes Bild: Im Norden findet sich $^{13}R_{2/1}^{LRG}$ und im Süden liegt $^{13}R_{2/1}^{VHRG}$ vor. Der Übergang zwischen beiden Bereichen ist ziemlich abrupt. Zentral in der Kanalkarte 12.93km/s findet sich ein Spot mit $^{12}R_{3/2}^{EHRG}$, $^{12/13}R_2^{ELRG}$ und $^{13}R_{2/1}^{VHRG}$. Nördlich dieses Spots befindet sich der Übergang von $^{13}R_{2/1}^{VHRG}$ zu $^{13}R_{2/1}^{LRG}$ innerhalb $< 2' (< 0.6\text{pc})$. In der Kanalkarte 11.39km/s findet sich nördlich des Hauptteils der CO2-1 Intensität ein Anstieg sowohl der CO3-2 als auch der $^{13}\text{CO}_2$ -1 Intensität. Dort liegen auch zwei Spots mit $^{12}R_{3/2}^{EHRG}$ und $^{12/13}R_2^{ELRG}$. Das $^{13}R_{2/1}$ ist hier HRG bis niedriges VHRG.

Ausgedehnte Bereiche

Ich verwende zunächst das Entweichwahrscheinlichkeitsmodell, um die ausgedehnten Bereiche dieser Wolke zu modellieren. Ich werde daher $^{12}R_{3/2}^{HRG}$ und $^{12/13}R_2^{LRG}$ mit $^{13}R_{2/1}^{VHRG}$, $^{13}R_{2/1}^{HRG}$, $^{13}R_{2/1}^{MRG}$ bzw. $^{13}R_{2/1}^{LRG}$ modellieren.

Für $^{13}R_{2/1}^{VHRG}$ (Süden von 12.93km/s) ergibt sich bei niedrigen Temperaturen $T_{kin} \leq 20K$ eine Übereinstimmung im thermalisierten LTE-Grenzfall mit Dichten $n \geq 10^4 \text{cm}^{-3}$ und Säulendichten von $N \approx 10^{21.5}$. Bei Temperaturen $\geq 30K$ weicht der übereinstimmende Bereich vom thermalisierten Grenzfall zu niedrigeren Dichten hin ab, die Säulendichte nimmt zu. Bei $T_{kin}=100K$ liegt die Dichte $n \leq 10^4 \text{cm}^{-3}$ und die Säulendichte $10^{22.5} \text{cm}^{-2} \leq N \leq 10^{24.5} \text{cm}^{-2}$.

Für $^{13}R_{2/1}^{HRG}$ (Grenzlinie 12.93km/s) ist die Dichte auf $n \leq 10^{3.75} \text{cm}^{-3}$ beschränkt, die Temperatur ist $\geq 15K$ und die Säulendichte liegt zwischen $10^{21.5} \text{cm}^{-2} \leq N \leq 10^{23.5} \text{cm}^{-2}$. Mit steigender Temperatur beschränken sich die Dichten auf die niedrigeren und die Säulendichten auf die höheren Werte dieser Bereiche.

Für $^{13}R_{2/1}^{MRG}$ (11.39km/s) wird die Temperatur auf $\leq 15K$, die Dichte unter $n \leq 10^{3.5} \text{cm}^{-3}$ und die Säulendichte zwischen $10^{21.5} \text{cm}^{-2} \leq N \leq 10^{22.5}$ beschränkt.

Für $^{13}R_{2/1}^{LRG}$ (Norden von 12.93km/s) sind mit dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell keine konsistenten Parameter in Zusammenhang mit $^{12}R_{3/2}^{HRG}$ und $^{12/13}R_2^{LRG}$ angebar.

Zusammengefaßt bedeutet dies, daß nach dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell die ausgedehnten Bereiche der Kanalkarte 11.39km/s mit niedrigen Dichten und niedrigen Temperaturen erklärt werden können. Die südlichen Bereiche der Kanalkarte 12.93km/s können mit moderaten Temperaturen und hohen Dichten bzw. mit hohen Temperaturen und moderaten Dichten erklärt werden. Der Norden der Kanalkarte 12.93km/s ist mit diesem Modell nicht erklärbar.

Nach den Säulendichten $N \geq 10^{21.5} \text{cm}^{-2}$ des Entweichwahrscheinlichkeitsmodells ergeben sich Massen von $\geq 7.4 \cdot 10^2 M_{\odot}$, die somit konsistent mit den Massen nach CO2-1 in Tabelle 2.9 in Abschnitt 2.4.2 sind; höhere Massen aufgrund von höheren Säulendichten sind mit Beamfüllfaktoren $\eta_{df} < 1$ erklärbar. Für die durchschnittliche Dichte ergibt sich aus diesen Säulendichten $n \geq 4.2 \cdot 10^2 \text{cm}^{-3}$, was konsistent mit den direkten Modellierungen der Dichte mit dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell ist.

$^{12/13}R_2$ -Spots

Der zentrale Spot in den Linienverhältnissen $^{12}R_{3/2}$ und $^{12/13}R_2$ der Kanal-karte 12.93km/s läßt sich mit dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell nicht modellieren: Zum Einen widerspricht $^{12/13}R_2^{ELRG}$, wie oben gezeigt, dem homogenen Modell, zum Anderen werden $^{12}R_{3/2}^{EHRG}$ -Werte mit Temperaturen $>40\text{K}$, Dichten $n \geq 10^5 \text{cm}^{-3}$ und Säulendichten $N \leq 10^{21} \text{cm}^{-2}$, was nicht mit $^{13}R_{2/1}^{VHRG} \leq 2$ in Deckung zu bringen ist.

4.4.2 Inhomogene Modellansätze

Die ausgedehnten Bereiche der beiden Wolkentypen können mit einem homogenen Wolkenmodell erklärt werden. Die spotförmigen Bereiche stark veränderter Linienverhältnisse sind jedoch in den meisten Fällen mit dem homogenen Wolkenmodell nicht konsistent. Auf der anderen Seite widerspricht ein homogenes Wolkenmodell der Sternentstehungsaktivität: Zur Sternbildung muß es Kondensationskerne und damit lokal hohe Dichten und Säulendichten geben. In einem späteren Entwicklungsstadium des Sterns ist der Bereich um den Stern frei von Material, somit muß dort die Säulendichte entsprechend niedriger sein. Ferner ist ein homogenes Temperaturpattern in solchen Regionen ebenso unrealistisch.

4.4.2.1 Vordergrundwolken als Modell für GMR-Wolken

Der vorliegende Datensatz bietet die Möglichkeit, ohne ein physikalisches Modell einfach die beiden Vordergrundwolken als Modelle für die Wolken im GMR zu verwenden. Hierfür genügt es, die Daten der Vordergrundwolken auf eine Auflösung zu verschmieren, die der linearen Auflösung der Daten im GMR entspricht. Im Fall der Typ II Wolken habe ich dies oben bereits implizit angenommen, da die Linienverhältnisse innerhalb der Vordergrundwolke nicht stark variieren.

Die Linienverhältnisse der Typ I Wolken variieren räumlich deutlich stärker. Wie oben gezeigt unterscheiden sich die Linienverhältnisse der Typ Ia Wolken im GMR von der Typ Ib Vordergrundwolke hauptsächlich dadurch, daß die relative $^{13}\text{CO}_2-1$ Intensität in einigen Bereichen der Vordergrundwolke höher ist als im GMR. Eine interessante Fragestellung an den hier diskutierten Vergleich ist folglich, ob diese relativ höhere Intensität von $^{13}\text{CO}_2-1$ in der Vordergrundwolke ein lokales oder ein globales Phänomen ist.

Zum Vergleich der 1kpc entfernten Vordergrundwolke mit dem GMR habe ich diese auf eine Auflösung von $12'$ verschmiert und somit virtuell auf eine Entfernung von 6kpc verschoben. Abbildung 4.17 zeigt den Vergleich einer

beispielhaften Kanalkarte des Feldes G30-31 im Scutum Arm in CO3-2 mit einer CO3-2 Kanalkarte der verschobenen Vordergrundwolke. Vergleicht man die absoluten Intensitäten, dann zeigt sich, daß im Vergleich zu den Wolken im GMR die Vordergrundwolke klein und schwach ist. Abbildung 4.18 zeigt die Spektren der virtuell verschobenen Vordergrundwolke. Man erkennt, daß im Zentrum $^{12}R_{3/2} > 1$, $^{12/13}R_2 > 2.0$ und $^{13}R_{2/1} \ll 1$ vorliegt. Diese Linienvverhältnisse entsprechen denen in den $^{12}R_{3/2}$ -Spots im GMR. Die hohen $^{13}R_{2/1}$ -Werte der Vordergrundwolke im Zentrum der Kanalkarte 12.93km/s finden sich in der virtuell verschobenen Wolke nicht mehr. Die Ursache hierfür ist, daß die schwachintensiven Wolkenränder mit $^{13}R_{2/1}^{VHRG}$ bei der Mittelung kaum Gewicht haben. Dem entgegen steht, daß diese Vordergrundwolke den deutlich höchsten Median-Wert der $^{13}R_{2/1}$ -Verteilungen aller fünf in Abbildung 4.2 untersuchten Regionen hat; der relative Anteil der Pixel mit hohen $^{13}R_{2/1}$ -Werten ist in dieser Wolke am höchsten.

Höhere $^{13}R_{2/1}$ -Werte der Vordergrundwolke lassen sich mit einer zweiten Gas-Komponente im GMR erklären, die in $^{13}\text{CO1-0}$, jedoch nicht in $^{13}\text{CO2-1}$ angeregt ist. Denkbar hierfür ist ein Zwischenwolkengas in den Spiralarmen des GMR mit einer geringen physikalischen Dichte.

4.4.2.2 Gradienten der physikalischen Parameter

$^{12}R_{3/2}^{VHRG}$ -Spots Die $^{12}R_{3/2}$ -Spots, die $^{12}R_{3/2}^{VHRG}$ in Verbindung mit den beiden Linienvverhältnisklassen $^{12/13}R_2^{MRG}$ und $^{13}R_{2/1}^{MRG-HRG}$ zeigen, sind im homogenen Modell nicht erklärbar. Wie bereits von Beuther et al. (2000) gezeigt, sind auch mit Hilfe des sphärischen PDR-Modells von Störzer et al. (2000) die hohen $^{12}R_{3/2}$ -Werte nicht erklärbar.

$^{12}R_{3/2}^{VHRG}$ Gas läßt sich jedoch relativ einfach durch zwei Komponenten entlang des Sehstrahls mit unterschiedlichen Temperaturen bzw. einem Klumpen mit einem Temperaturgradienten erklären. Betrachtet man einen Klumpen mit einem Temperaturgradienten, so ist die Richtung des Temperaturgradienten jedoch nicht eindeutig.

Bei einem von außen geheizten Klumpen kann aufgrund des sich einstellenden Temperaturgradienten davon ausgegangen werden, daß die äußerste heiße Schicht am Rand des Klumpen optisch dünn ist. Diese Schichten emittieren folglich nach Diagramm 4.14 $^{12}R_{3/2} \approx 2$. Aus den tieferliegenden, kälteren Schichten entstammt optisch dicke Strahlung mit einem Linienvverhältnis $^{12}R_{3/2} \lesssim 1.0$. Die Stärke des Gradienten ergibt dann in einem Einklumpenmodell den tatsächlichen Wert des Linienvverhältnisses zwischen diesen Extremwerten. In der Regel ist von einem Ensemble von Klumpen verschiedener Masse auszugehen, was eine Quantifizierung des Temperaturgradienten

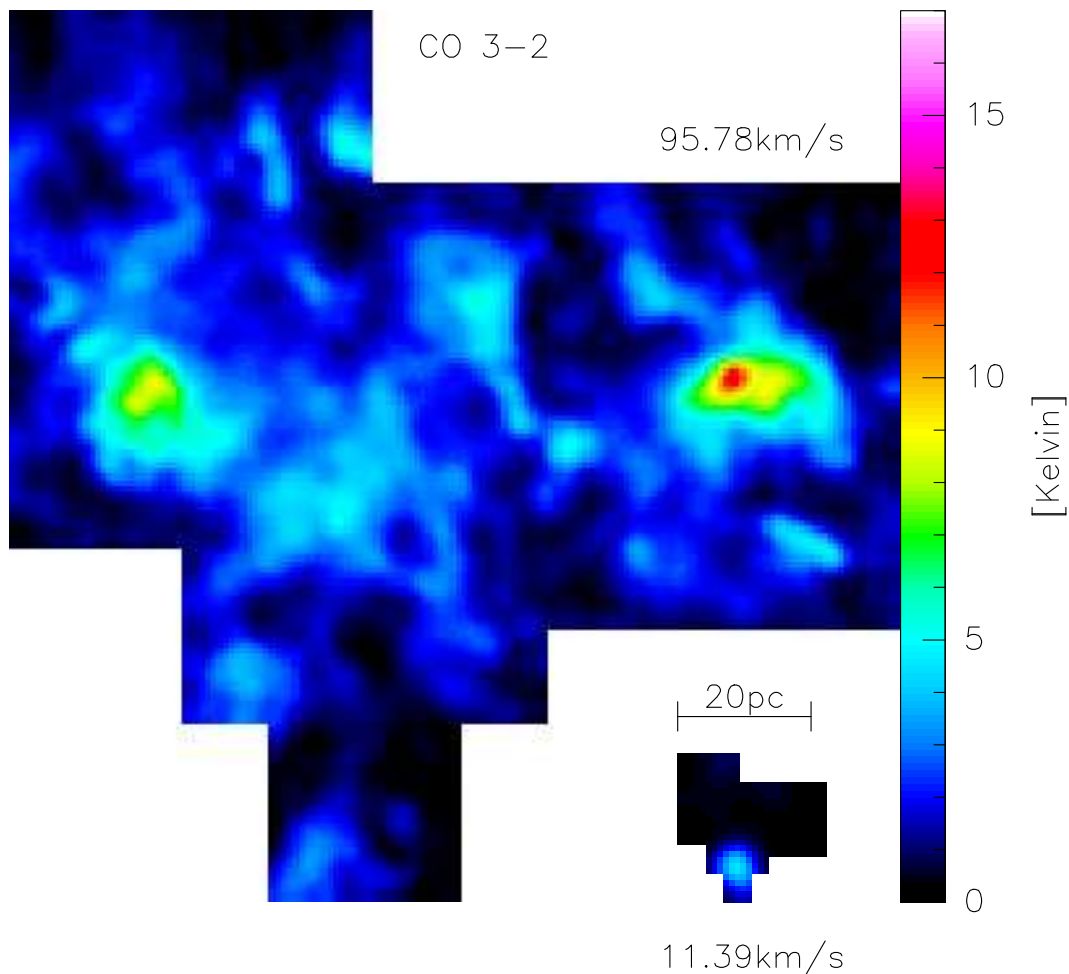


Abbildung 4.17: Eine CO3-2 Kanalkarte im Scutum Arm im Vergleich mit der Vordergrundwolke des Feldes G30-31, die künstlich auf 6kpc Entfernung verschoben wurde. Rechts sind die Linienverhältnisse der Vordergrundwolke bei dieser Entfernung dargestellt. Die Spektren der verschobenen Vordergrundwolke sind in Abbildung 4.18 gezeigt.

nicht mehr eindeutig zulässt. Ein solches Szenario wird von Kramer et al. (1996), Schneider et al. (1996) sowie Beuther et al. (2000) angenommen. Alternativ kann aber auch ein von innen geheizter Klumpen das $^{12}R_{3/2}^{VHRG}$ erklären: In den äußersten kalten Schichten dieses Klumpens ist die optische Tiefe der CO3-2 Linie sehr gering, die CO2-1 Linie ist jedoch teilweise gesättigt. Steigt zum Innern die Temperatur an, dann entstammt folglich fast die gesamte CO3-2 Emission von dort, der meiste Teil der CO2-1 Emission

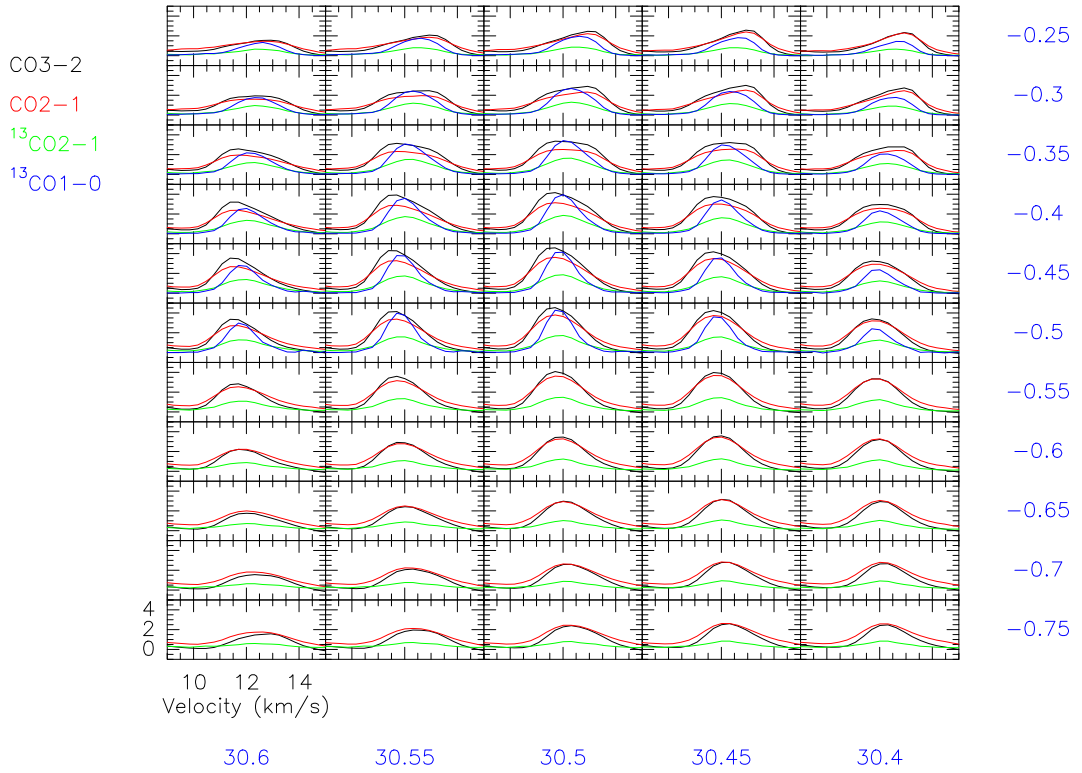


Abbildung 4.18: Spektren der virtuell auf 6kpc Entfernung verschobenen Vordergrundwolke des Feldes G30-31.

jedoch vom kalten Rand der Wolke. Dem steht entgegen, daß die vom Innern des Klumpen stammende CO3-2 Strahlung an den äußeren Schichten reabsorbiert werden kann. Bei genügend hoher Temperatur und sofern die Absorption der CO3-2 in den äußeren Schichten nicht überwiegt, ergibt sich in einem solchen Klumpen für den Beobachter ein Linienverhältnis $^{12}R_{3/2} > 1$.

Schließlich ist ein Linienverhältnis $^{12}R_{3/2} > 1$ möglich, sofern sich das Besetzungspattern N_J fern des statistischen Gleichgewichts befindet. Aufgrund der Einstein-A-Koeffizienten (siehe Tabelle A.1) stellt sich jedoch in weniger als einem Jahr das statistische Gleichgewicht ein; bei den astronomischen Zeitskalen kann daher ein solcher Ansatz verworfen werden.

Alle gezeigten Modellansätze haben gemeinsam, daß $^{12}R_{3/2}^{VHRG}$ ein Indikator für warmes bis heißes Gas mit Temperaturen $\gtrsim 33\text{K}$ ist.

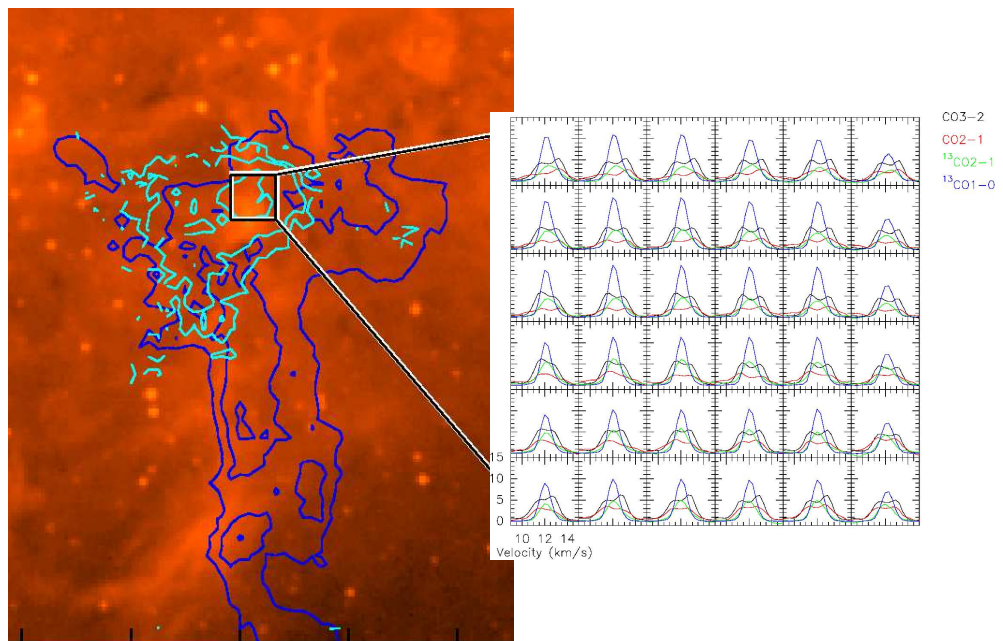
^{12/13}R₂^{ELRG} Spot in der Vordergrundwolke Die ^{12/13}R₂-Spots im GMR sind, wie oben gezeigt, in einem homogenen Modell mit optisch fast dickem ¹³CO₂-1 und damit einer hohen Säulendichte erklärbar. Tatsächlich wird in den ^{12/13}R₂-Spots die Untergrenze von 1 nicht erreicht. Dies ist anders im ^{12/13}R₂-Spot der Vordergrundwolke des Feldes G30-31, bei der ^{12/13}R₂ ≈ 0.5 im Zentrum dieser Regionen vorliegt. Erklärbar ist dieser Wert mit einem Klumpen, der einen Temperaturgradienten zum Zentrum hin hat: Die ¹³CO₂-1 Emission entstammt dann hauptsächlich den inneren warmen Bereichen des Klumpen, wohingegen die CO₂-1 Linie schon von den äußeren kalten Bereichen teilweise gesättigt ist. Im Gegensatz zur nichteindeutigen Richtung des Temperaturgradienten im Fall der ¹²R_{3/2}-Spots ist hier die Gradientenrichtung eindeutig. Ein von außen geheizter Klumpen würde entsprechend ein Verhältnis ^{12/13}R₂ > 1 ergeben. Dies ist konsistent damit, daß im Bereich typischer physikalischer Parameter, wie in Störzer et al. (2000) gezeigt, das sphärische PDR Modell nur Linienverhältnisse ^{12/13}R₂ > 1.5 erklärt. Abbildung 4.19 zeigt, daß mit dem ^{12/13}R₂^{ELRG}-Spots ein Emissionsmaximum im MSX-A-Band assoziiert ist. Dieser A-Band Peak deutet auf PAH-Emission hin, d.h. auf heiße Staubemission. Dies bestätigt die oben angenommenen hohen Temperaturen in dieser Region.

4.5 Diskussion

In diesem Abschnitt diskutiere ich die zuvor ermittelten Ergebnisse. In Teilabschnitt 4.5.1 zeige ich die typischen Aspekte sternbildender Wolken im GMR auf, in Teilabschnitt 4.5.2 diskutiere ich das Vorhandensein und die Eigenschaften des Interwolkenmaterials in den untersuchten Spiralarmlen und in Teilabschnitt 4.5.3 vergleiche ich die Sternentstehungsaktivität des GMR der Milchstraße mit der anderer Galaxien.

4.5.1 Sternentstehungsaktivität

Ich habe gezeigt, daß es möglich ist, die Wolken im gesamten Datensatz in zwei unterschiedliche Wolkentypen aufzuteilen (siehe Tabelle 4.1). Analog zur Untersuchung zweier unterschiedlicher Wolken von Williams & Blitz (1998) und gestützt durch die von Kramer et al. (1996), Schneider et al. (1996) und Beuther et al. (2000) gefundenen Linienverhältnisse in Wolken mit massiver Sternentstehung, deute ich die Typ I Wolken als aktiv sternbildende Molekülwolken, wohingegen die Typ II Wolken inaktiv sind. Dies ist konsistent damit, daß alle Hinweise für Sternentstehungsaktivität assoziiert mit dem vorliegenden Datensatz (Maser, Mid-IR-Staubtemperaturen,



30.5

Abbildung 4.19: **Links:** MSX-A-Band Karte. In dunkelblauen Konturen ist die CO₂-1 Emission der Kanalkarte 12.93km/s in 20%-Schritten, in hellblauen Konturen die entsprechenden Konturen (0.5,1.0 & 1.5) von ¹²/₁₃R₂ gezeigt. **Rechts:** Die Spektren der in der MSX-Karte markierten Region.

HII-Regionen) in den Typ I Wolken gefunden wurden (siehe Kapitel 2). Diese Wolkenklassifizierung nach den untersuchten Linienverhältnissen ist folglich als selbständiger Indikator für Sternentstehungsaktivität zu werten.

Die Modellierungen des vorliegenden Datensatzes haben gezeigt, daß die Typ II Wolken kalt und wenig dicht sind, die ausgedehnten Bereiche der Typ I Wolken wärmer und möglicherweise dichter sind. Innerhalb dieser warmen Wolken finden sich Klumpen mit verschiedenen oben diskutierten Anregungsbedingungen, die wahrscheinlich auf verschiedene Stadien der Sternentwicklung hindeuten. Diese Sternentstehungsaktivität ist die wahrscheinlichste Ursache für die höheren Temperaturen dieser Wolken. Die $^{12/13}R_2$ -Spots zeigen möglicherweise Kondensationsklumpen, in denen die zukünftige Bildung neuer Sterncluster stattfinden kann. In den meisten Fällen dieser Klumpen liegen die Temperaturen wahrscheinlich im Bereich der übrigen Wolke. Die $^{12}R_{3/2}$ -Spots sind Hinweise auf hohe Temperaturen und somit Indikatoren für junge (Proto-)Sternhaufen. Bemerkenswert ist die räumlich beschränkte Ausdehnung dieser $^{12}R_{3/2}$ -Spots im GMR, was bedeutet, daß die Sternentstehungsaktivität ein lokales Phänomen innerhalb der Wolken zu sein scheint. In einem Fall, dem $^{12/13}R_2^{ELRG}$ -Spot der Vordergrundwolke im Feld G30-31, deutet sich an, daß neben der hohen Säulendichte auch ein nach innen gerichteter Temperaturgradient vorliegt. Die Assoziation mit MSA-A-Band Emission bestätigt das Vorhandensein einer hohen Temperatur. Eine entsprechende Assoziation mit Hilfe des K-Bandes der 2mass-Daten konnte nicht gefunden werden. Es ist folglich denkbar, daß hier ein junger Protostern liegt, der das ihn noch umgebende Gas heizt.

Die Vordergrundwolke konnte als Modell für einen $^{12}R_{3/2}$ -Spot im GMR herangezogen werden. In dieser Vordergrundwolke zeigte sich ausgedehntes $^{12}R_{3/2}^{VHRG}$ an der nördlichen Flanke des Emissionsgebietes, innerhalb dessen der oben beschriebene Klumpen liegt. Ob es sich hierbei um eine zufällige oder eine typische Assoziation handelt, kann anhand der GMR-Daten aufgrund der schlechteren Auflösung nicht überprüft werden.

Ungeklärt ist der Gradient in $^{13}R_{2/1}$ vom einen zum anderen Wolkenrand. Die Front der sich rapide verändernden $^{13}R_{2/1}$ in der Kanalkarte 12.93km/s geht einher mit einem assoziierten Band von $^{12}R_{3/2}^{EHRG}$. Wie oben gezeigt, findet nach dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell senkrecht zu dieser Front ein rapider Wechsel der mittleren Dichte des Materials statt. Die Breite der Front zwischen $^{13}R_{2/1}^{VHRG}$ und $^{13}R_{2/1}^{MRG-LRG}$ beträgt weniger als $2' (\approx 0.6\text{pc})$. Ferner schneidet diese Front den $^{12/13}R_2^{ELRG}$ -Klumpen. Es ist denkbar, daß es sich hierbei um einen dynamischen Prozess handelt, d.h. daß die Lage dieser Front zeitabhängig ist. Eine schnelle Abnahme der Dichte bei warmem

Material kann, wie oben gezeigt, dazu führen, daß fern vom statistischen Gleichgewicht ein $^{12}R_{3/2} \gg 1$ für ein kurzes Zeitfenster auftritt.

Der $^{13}R_{2/1}$ -Gradient der Vordergrundwolke bleibt bei der virtuellen Verschiebung zum GMR (siehe Abschnitt 4.4.2.1) nicht erhalten. Die lineare Ausdehnung der Vordergrundwolke kann jedoch auf keinen Fall die linearen Skalen dieser $^{13}R_{2/1}$ -Gradienten in den GMR-Wolken erklären. Auch Pointingfehler können diese Gradienten nicht erklären: Zum einen liegt im Feld G45-46 in der simultan gemessenen Vordergrundwolke dieser Gradient nicht vor, zum anderen müßte dieser Pointingfehler in der Größenordnung des Teleskopbeams (0.5-2') liegen, was auszuschließen ist.

Erklärbar ist diese sequentielle, wahrscheinlich dynamische Variation der physikalischen Parameter mit induzierter und daher sequentieller Sternentstehung. Ein solches Szenario wurde bereits von Elmegreen & Lada (1977) beschrieben: Ein entstehender OB-Stern trennt sich demnach nach $5 \cdot 10^5$ Jahren von seiner Hülle und induziert somit eine Schock- und Ionisationsfront in der ihn umgebenden Molekülwolke, was dort neue Sternentstehung induziert. Beobachtungen in der Nähe von HII-Regionen deuten darauf hin, daß ein solches Szenario tatsächlich stattfindet (Handa & Sofue 1986; Yamaguchi et al. 1999; Deharveng et al. 2003). Auch in der Umgebung der HII-Regionen G45.45+0.06 und G45.47+0.05, die sich im Feld G45-46 befinden, gibt es ebenfalls Hinweise auf induzierte Sternentstehung (Wilner et al. 1996; Feldt et al. 1998).

Bei dem im vorliegenden Datensatz gefundenen $^{13}R_{2/1}$ -Gradienten handelt es sich im Gegensatz zu den oben beschriebenen Szenarien allerdings um ein Phänomen, das die gesamte Wolke betrifft. Wenn obige Annahme richtig ist, daß dieser Gradient mit induzierter Sternentstehung erklärbar ist, dann folgt hieraus eine Historie der massiven Sternentstehung in all den gezeigten Wolken. Kraemer et al. (2003) untersuchten die vier prominenten Sternentstehungsgebiete im Feld G45-46 und fanden einen Trend von West nach Ost derart, daß an der westlichsten Position, G45.07, diejenige Sternentstehungsregion auf der jüngsten Entwicklungsstufe zu finden ist, und die Positionen weiter östlich entsprechend weiter fortgeschritten sind. Vergleicht man dies mit dem $^{13}R_{2/1}$ -Gradienten in Abbildung 4.5, dann ergibt sich, daß die jungen Sternentstehungsregionen räumlich näher an den hohen $^{13}R_{2/1}$ -Werten und daher im Bereich höherer mittlerer Gasdichten, und die weiter entwickelten Sternentstehungsregionen räumlich näher an den niedrigen $^{13}R_{2/1}$ -Werten und damit im Bereich niedriger mittlerer Gasdichten liegen. Dies ist konsistent mit der Vorstellung, daß eine Sternentstehungsfront durch die Molekülwolke zieht, auf deren Rückseite aufgrund der Sternentstehung weniger kondensiertes molekulares Gas verbleibt.

4.5.2 Zwischenwolkenmaterial

Basierend auf der relativen $^{13}\text{CO}2\text{-}1$ Intensität habe ich oben bereits angedeutet, daß es möglich ist, auf eine zweite Gaskomponente zu schließen. Die maximalen $^{13}R_{2/1}$ in zusammenhängenden Bereichen im GMR beschränken den gesamten Datensatz nach dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell auf Dichten von $n \leq 10^{3.5}\text{cm}^{-3}$. Dieses Ergebnis ist nicht ungewöhnlich für durchschnittliche Werte in verschiedenaktiven Molekülwolken (siehe z.B. Williams & Blitz (1998)). Auf der anderen Seite bedeutet das aber auch, daß sich unter den beschriebenen Annahmen im GMR generell keine dichten Kerne finden lassen. Die Typ I Vordergrundwolke zeigt höhere maximale $^{13}R_{2/1}$, was die prinzipielle Beschränkung der möglichen Dichten aufhebt.

Es ist plausibel, daß die Wolken im GMR eingebettet sind in diffuses und weit verteiltes Gas. Dieses Zwischenwolkengas sollte in den unteren Niveaus (CO2-1 bzw. $^{13}\text{CO}1\text{-}0$) angeregt sein, in den höheren Niveaus jedoch deutlich weniger stark angeregt sein (CO3-2 und vor allem $^{13}\text{CO}2\text{-}1$). Die Präsenz eines solchen Gases zeigte sich bereits in der Δ -Varianz Analyse des Datensatzes in Kapitel 3. Ferner konnte anhand der Histogramme in Abschnitt 4.2 gezeigt werden, daß sowohl CO2-1 als auch $^{13}\text{CO}1\text{-}0$ im Vergleich zu den anderen Linien zum Rand der Wolke hin weniger stark abfallen. Dies ist erklärbar, wenn in Richtung der Sichtlinie eine zweite, weit verbreitete Gaskomponente liegt, die in diesen unteren Niveaus angeregt ist.

Eine Diskussion der Anregungsbedingungen des Interwolkenmaterials ist nur im Zusammenhang mit großen Ungenauigkeiten möglich, da dieses Gas niedrige Intensitäten hat, und der Übergang vom Wolkenrand zum Zwischenwolkengas wahrscheinlich fließend ist. In den Abschnitten 3.4.1.4 und 3.4.2.3 im Kapitel 3 habe ich die Linienverhältnisse von verschiedenen Strukturgrößen L durch das Verhältnis der $\sqrt{\sigma_{\Delta}^2(L)}$ separiert. Im Datenkubus des Feldes G30-31 konnten zwei verschiedene Strukturgrößen voneinander unterschieden werden. Wie bereits gezeigt ist es in der Regel nicht eindeutig möglich, das Linienverhältnis eindeutig einer der beiden sich überlagernden strukturbestimmenden Größen zuzuordnen. Mit wachsender Strukturgröße L hat allerdings der Anteil der kleineren Strukturgröße im Datensatz des Feldes G30-31 weniger Gewicht, und das Gewicht der größeren Strukturgröße nimmt deutlich zu.

Aus Abbildung 3.17 folgt somit für $L=35.5'$, der größten berechneten Strukturgröße im Feld G30-31, daß für das Zwischenwolkenmaterial $^{12}R_{3/2}^{HRG}$ sowie $^{12/13}R_2^{HRG}$ angenommen werden kann.

Ferner folgt aus obigen Überlegungen, daß das Interwolkenmaterial nur re-

lativ schwache ^{13}CO -1 Emission haben sollte. Ich nehme daher für das Zwischenwolkengas $^{12}R_{3/2}^{HRG}$, $^{12/13}R_2^{HRG}$ und $^{13}R_{2/1}^{MRG}$ an. Mit dem Entweichwahrscheinlichkeitsmodell folgt, daß dieses Tripel der Linienverhältnisse mit Temperaturen zwischen 15K und 70K mit geringer Dichte erklärbar ist, die mit zunehmender Temperatur abnimmt: $T_{kin} \geq 15\text{K}$, $n \approx 10^3\text{cm}^{-3}$ und $10^{21.5}\text{cm}^{-2} \leq N \leq 10^{22.5}\text{cm}^{-2}$ bis $T_{kin} \leq 70\text{K}$, $n \leq 10^2\text{cm}^{-3}$ und $N = 10^{22}\text{cm}^{-2}$.

4.5.3 Vergleich der Milchstraße mit anderen Galaxien

Alle in externen Galaxien gefundenen CO Linienverhältnisse liegen im Bereich der Linienverhältnisse, die in Molekülwolken in der Milchstraße gefunden wurden (siehe vor allem die vorliegende Arbeit). Die $^{12}R_{3/2}$ Werte streuen im Rahmen der im vorliegenden Datensatz gefundenen Klassen, die Intensitätsverhältnisse der Isotopen in den Galaxien liegen in der Regel deutlich höher als in den zentralen Bereichen der hier untersuchten Wolken.

Nach den Untersuchungen von Wielebinski et al. (1999) ist es sinnvoll, von den gleichen Heizmechanismen in den verschiedenen Galaxien, also auch in der Milchstraße auszugehen. Wie aus obiger Analyse ersichtlich ist, ergibt sich für den GMR der Milchstraße, und somit nach Wielebinski et al. (1999) wohl für die anderen Galaxien ebenso, ein erhöhtes $^{12}R_{3/2}$ der gemittelten Daten bei einer erhöhten Durchmischung des Datensatzes mit VHRG/EHRG-Bereichen. Nach obiger Interpretation entspricht dies einer erhöhten Sternentstehungsaktivität.

Vergleicht man die Mediane der verschiedenen Bereiche im vorliegenden Datensatz mit den in Galaxien gefundenen Werten, so zeigt sich folgendes Bild: Die $^{12}R_{3/2}$ Werte der Milchstraße liegen oberhalb der von Hafok & Stutzki (2003) untersuchten, wenig aktiven Galaxien im Virgo-Haufen. Andererseits liegen die $^{12}R_{3/2}$ Werte der Milchstraße deutlich unterhalb der Werte in Starburst-Galaxien. Die Daten der beiden Galaxien N2320 und N855 aus dem Datensatz von Vila-Vilaró et al. (2003) sind allerdings mit diesem Erklärungsschema nicht direkt verständlich.

Das höhere Intensitätsverhältnis der Isotopen in den Galaxien im Vergleich zu den hier untersuchten Molekülwolken kann damit erklärt werden, daß die in den Galaxien gemittelt gemessenen Werte sowohl Bereiche mit hoher Säulendichte (Molekülwolken) als auch Bereiche mit niedriger Säulendichte (Wolkenränder und Zwischenwolkengas) beinhalten. Eine Metallizitätsanalyse ist hieraus nicht direkt ableitbar.

4.6 Zusammenfassung

Die Untersuchung der Linienverhältnisse des vorliegenden Datensatzes hat ergeben, daß es möglich ist, die Wolken aufgrund der hier untersuchten Linienverhältnisse in zwei Typen zu unterteilen. Wolken des Typs I haben Temperaturen zwischen 15K und 30K und durchschnittliche Dichten $n \approx 10^{3.5} \text{cm}^{-3}$. Sie zeichnen sich ferner dadurch aus, daß in lokalisierten Bereichen dieser Wolken die Anregungsbedingungen stark von den durchschnittlichen Werten abweichen: Es finden sich Klumpen mit sehr niedrigen $^{12/13}R_2$, was mit einer hohen Säulendichte interpretiert wurde, sowie Klumpen mit $^{12}R_{3/2} > 1$, was im Rahmen der anderen Linienverhältnisse nur in inhomogenen Modellansätzen (z.B. einem Temperaturgradienten) erklärt werden konnte, in jedem Fall aber ein Hinweis auf hohe Temperaturen ist. Wolken des Typs II haben niedrige Temperaturen von $T \leq 10\text{K}$ und durchschnittliche Dichten $n \leq 10^{2.5} \text{cm}^{-3}$. Es konnten nur Wolken des Typs I mit Anzeichen für massive Sternentstehungsaktivität assoziiert werden, was den Schluß zuläßt, daß diese Klassifikation bereits ein Indikator für die Sternentstehungsaktivität ist.

In den Wolken des Typs I findet sich ferner ein in bisherigen Untersuchungen nicht dokumentierter Gradient des Linienverhältnisses $^{13}R_{2/1}$ vom einen zum anderen Wolkenrand. Dieser Gradient entspricht einem Gradienten der durchschnittlichen Dichte. Die Ursache ist unklar, möglicherweise jedoch mit induzierter Sternentstehung erklärbar.

Die Analyse des Datensatzes ergab ferner, daß in den Spiralarmlen des GMR die Präsenz eines Zwischenwolkengases wahrscheinlich ist. Die Eigenschaften dieses Gases konnten nicht eindeutig festgestellt werden: Bei Dichten $n \approx 10^3 \text{cm}^{-3}$, leicht unterhalb der Dichten der GMR-Typ-I-Wolken, hätte es eine niedrige Temperatur von $\approx 15\text{K}$; bei Dichten $n \leq 10^2 \text{cm}^{-3}$, deutlich niedriger als die der GMR-Typ-I-Wolken, erreichte das Zwischenwolkengas Temperaturen von $\approx 70\text{K}$.

Der Vergleich der GMR-Daten mit den Daten anderer Galaxien ergab, daß es sich bei der Milchstraße um eine mäßig aktive, sternbildende Galaxie handelt. Die Sternentstehungsaktivität, indiziert durch den durchschnittlichen $^{12}R_{3/2}$ -Wert, liegt in inaktiven Galaxien unterhalb der Werte, die im GMR gefunden wurden; die Werte von *Starburst*-Galaxien jedoch deutlich über den Werten des GMR.

Anhang A

Theoretische Grundlagen zur Linienemission

In diesem Kapitel fasse ich die theoretischen Grundlagen zur Interpretation der astrophysikalisch untersuchten CO Spektren dieser Arbeit zusammen. Als Quellen haben mir Emerson (1996), Stutzki (2002) und Zielinsky (2000) gedient.

A.1 Linienemission

Linienemission der Frequenz ν entsteht durch Emission eines Photons der Energie $h\nu$ beim Übergang eines Atoms, Ions oder Moleküls zwischen zwei Quantenniveaus; der Einfachheit halber verwende ich im Folgenden nur den Begriff Molekül - viele Aussagen treffen aber genauso auch auf Atome und Ionen zu. Da ich mich mit relativ kalten Molekülwolken beschäftigen werde, gehe ich hier auf Ionisations- und Dissoziationsprozesse nicht ein.

Bezeichnet man die Anzahl der Teilchen im Niveau i mit N_i , und mit R_{ij} die relative Rate des Übergangs von Niveau i nach Niveau j per Strahlungs-, sowie mit C_{ij} per Stoßanregung, dann beträgt die Gesamtzahl der Übergänge von Niveau i nach Niveau j somit $N_i(R_{ij} + C_{ij})$. Im Fall statistischen Gleichgewichts gilt somit

$$\sum_{i \neq j} N_i(R_{ij} + C_{ij}) = \sum_{j \neq i} N_j(R_{ji} + C_{ji}) \quad (\text{A.1})$$

wobei per Konvention j das obere und i das jeweils untere Niveau bezeichnet.

Die *spontane Emission*

[Molekül(j) \rightarrow Molekül(i)+Photon]

wird durch den Einstein-A Koeffizienten beschrieben, wobei A_{ji} die Übergangswahrscheinlichkeit von Niveau j nach Niveau i pro Sekunde angibt. Der Einstein-A Koeffizienten berechnet sich nach

$$A_{ji} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} \nu^3 |\vec{\mu}|^2 \quad (\text{A.2})$$

mit dem Dipolmoment $\vec{\mu}$, dem Planck'schen Wirkungsquantum h und der Lichtgeschwindigkeit c .

Befindet sich das Molekül in einem Strahlungsfeld, dann kann ein Photon der Frequenz $\nu = E_{ij}/h$ absorbiert werden.

Die *Absorption*

[Molekül(i)+Photon \rightarrow Molekül(j)]

wird durch einen der beiden Einstein-B-Koeffizienten beschrieben, die Absorptionswahrscheinlichkeit beträgt $4\pi J_\nu B_{ij}$ bei einer durchschnittlichen Intensität $J_\nu = \int I_\nu d\Omega$. Die Wahrscheinlichkeit zur Absorption aus einem Raumwinkel $d\Omega$ beträgt somit $B_{ij} I_\nu d\Omega$.

Die *stimulierte Emission*

[Molekül(j) + Photon \rightarrow Molekül(i) + Photon + Photon]

wird entsprechend durch B_{ji} beschrieben. Es gilt ferner

$$A_{ji} = \left(\frac{8\pi h\nu^3}{c^2} \right) B_{ji} \quad (\text{A.3})$$

$$B_{ij} = \left(\frac{g_j}{g_i} \right) B_{ji} \quad (\text{A.4})$$

mit den statistischen Gewichten g der jeweiligen Niveaus. Für die Strahlungsraten folgt nun

$$R_{ij} = 4\pi B_{ij} J_\nu \quad (\text{A.5})$$

$$R_{ji} = A_{ji} + 4\pi B_{ji} J_\nu \quad (\text{A.6})$$

Bei der *Stoßanregung*

[Molekül(i) + Stoßpartner(E_{vor}) \rightarrow Molekül(j) + Stoßpartner(E_{nach})]

wird ein Teil der kinetischen Energie des Stoßpartners in die Übergangsenergie des Moleküls E_{ij} umgewandelt mit $E_{vor} = E_{nach} + E_{ij}$; es ist offensichtlich, daß die kinetische Energie des Stoßpartners vor dem Stoß mindestens der Übergangsenergie des Moleküls entsprechen muß. Bei der *Stoßabregung*

[Molekül(j) + Stoßpartner(E_{vor}) \rightarrow Molekül(i) + Stoßpartner(E_{nach})]

mit $E_{nach} = E_{vor} + E_{ji}$ wird die Übergangsenergie des Moleküls E_{ji} in kinetische Energie des Stoßpartners umgewandelt, ohne Bedingungen an E_{vor} .

Die Stoßkoeffizienten können beschrieben werden durch das Produkt des Teilchenflusses $n \cdot v$ an einem Molekül mit dem Wirkungsquerschnitt σ . Sowohl der Teilchenfluß als auch der Wirkungsquerschnitt sind eine Funktion der Geschwindigkeit. Die Stoßraten lauten somit

$$C_{ij} = \int_{v_0}^{\infty} n(v)v\sigma_{ij}(v)dv \quad (\text{A.7})$$

$$C_{ji} = \int_0^{\infty} n(v)v\sigma_{ji}(v)dv \quad (\text{A.8})$$

wobei $n(v)dv$ die Teilchen mit Relativgeschwindigkeiten zwischen v und dv bezeichnet und v_0 durch $E_{ij} = \frac{1}{2}mv_0^2$ mit der reduzierten Masse m .

In fast allen Fällen ist die Annahme der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung

$$n(v)dv = N4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv \quad (\text{A.9})$$

zulässig. Mit der kinetischen Energie $E = (1/2)mv^2$, der Substitution $v dv = dE/m$ und der Gesamtzahl der stoßenden Teilchen pro Einheitsvolumen $N = \int n(v)dv = \int n(E)dE$ folgt

$$C_{ij} = N \frac{2\pi}{(\pi kT)^{(3/2)}} \sqrt{\frac{2}{m}} \int_{E_{ij}}^{\infty} \sigma_{ij}(E) e^{-\frac{E}{kT}} E dE \quad (\text{A.10})$$

und ähnlich für C_{ji} mit unterer Integrationsgrenze $E = 0$ und dem Wirkungsquerschnitt σ_{ji} .

Die genaue Berechnung der Stoßkoeffizienten ist kompliziert (Flower & Lounay 1985; Schinke et al. 1985). In den meisten Fällen dominiert der exponentielle Faktor der Maxwellverteilung und die hauptsächliche Temperaturabhängigkeit der Stoßkoeffizienten ist durch $e^{-\frac{E_{ij}}{kT}}$ gegeben. In allen Fällen sind die Stoßkoeffizienten proportional zur Dichte der Stoßpartner. Schließlich definiert man die kritische Dichte n_{crit} mit

$$n_{crit} = \frac{A_{ij}}{C_{ji}} n(H_2) \quad (\text{A.11})$$

als die Dichte, bei der die Stoßraten bzgl. der H_2 -Dichte gleich dem Einstein-A-Koeffizienten sind. Oberhalb der kritischen Dichte ist die jeweilige Linie folglich thermalisiert.

Unter Annahme eines stationären Zustands und sofern die relative Zusammensetzung, die Dichte und die Temperatur des Gases sowie alle Atom- und Molekülkonstanten der beteiligten Spezies bekannt sind, dann kann man prinzipiell alle Anregungszustände, sowie alle Ionisations- und Dissoziationszustände des Gases (letztere habe ich oben nicht behandelt) mit Hilfe der Gleichungen des statistischen Gleichgewichts berechnen.

Die Interpretation astronomischer Spektren bedeutet, den umgekehrten Weg zu gehen, d.h. aus den gemessenen Spektren auf die Anregungsbedingungen zurückzuschließen. Hierzu muß man die Anregungsbedingungen inklusive dem Strahlungstransport modellieren und die Ergebnisse verschiedener Modelle mit den Messdaten vergleichen um so auf die Anregungsbedingungen zu schließen. Unter stark vereinfachenden Annahmen ist es jedoch möglich, analytische Funktionen der physikalischen Parameter Temperatur, Dichte und Teilchenzahl (bzw. Säulendichte) von den Messdaten aufzustellen und somit direkt zu berechnen.

Ein Ansatz zur Vereinfachung ist die Annahme vollständigen thermodynamischen Gleichgewichts. In diesem Fall gehorchen sowohl das Strahlungsfeld als auch die Quellfunktion, d.h. die am betrachteten Ort in der Molekülwolke erzeugte Strahlung, der Planck-Funktion:

$$J_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_{rad}}} - 1} \quad (\text{A.12})$$

mit der Boltzmann-Konstanten k . Die Planck-Funktion gibt die Intensität J_ν zur Frequenz ν eines Schwarzkörper-Strahlers an. Im Fall des thermodynamischen Gleichgewichts ist die Strahlungstemperatur T_{rad} gleich der physikalischen Temperatur T .

Der relative Anteil Teilchen einer gewissen atomaren, molekularen oder ionisierten Spezies, der zum Niveau n mit der Energie E_n über dem Grundzustand angeregt ist durch die Boltzmann-Gleichung gegeben:

$$\frac{N_n}{N} = \frac{g_n}{Z} e^{-\frac{E_n}{kT_{ex,n}}} \quad (\text{A.13})$$

mit der Zustandssumme $Z = \sum_i g_i e^{-\frac{E_i}{kT_{ex,i}}}$, dem statistischen Gewicht g_i des i -ten Niveaus und der Anregungstemperatur T_{ex} . Wenn die Anregungstemperatur für alle Niveaus gleich ist, spricht man von einem thermalisierten System. Im Fall des thermodynamischen Gleichgewichts ist die Anregungstemperatur ferner identisch mit der physikalischen Temperatur T .

Die Annahme vollständigen thermodynamischen Gleichgewichts ist in der Regel nicht haltbar. Eine häufig haltbare Näherung ist jedoch die des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE), bei dem die Temperatur innerhalb der Quelle variieren kann, der lokale Beitrag zum Strahlungsfeld, die lokale Quellfunktion, jedoch durch die Planck-Funktion mit der lokal vorherrschenden Temperatur gegeben ist und die Boltzmann-Gleichung mit dieser thermalisiert ist.

Im Fall hoher Dichten der potentiellen Stoßpartner ist die Anregung durch Stöße dominanter als die Strahlungsanregung. Die kinetische Temperatur des Gases beeinflusst dann die Population der Niveaus und somit ist die LTE-Annahme erfüllt. Im Fall hoher optischer Tiefen legen die Photonen nur kurze Wegstrecken zurück. Selbst wenn nun die Strahlungsanregung weit dominanter wäre als die Stoßanregung, so wäre die Population der Niveaus durch die lokal vorherrschenden Bedingungen gegeben, LTE wäre also auch in diesem Fall erfüllt.

Im Fall optisch und physikalisch dünnen interstellaren Mediums ist die LTE Näherung nicht erfüllt, da hier das Strahlungsfeld dominiert und dieses von weit entfernten Orten stammen kann. Häufig sind in einem solchen Gas jedoch nur wenige niedrige Niveaus signifikant besetzt, was die Rechnungen wiederum vereinfacht. Im Fall optisch dünnen Gases fällt ferner die Notwendigkeit der Strahlungstransportrechnung weg, da alle Photonen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit ohne Reabsorption die Wolke verlassen können.

Viele der in dieser vorliegenden Arbeit untersuchten Gebiete werden jedoch nicht diesen Extremfällen zuzuordnen sein. Aus der Besetzung eines Niveaus n läßt sich jedoch formal die Anregungstemperatur $T_{ex,n}$ gemäß der Boltzmann-Gleichung berechnen. Ebenso kann dem Strahlungsfeld, sofern es sich näherungsweise gemäß einer Planck-Funktion verhält, eine Strahlungstemperatur T_{rad} zugeordnet werden. Sofern die Strahlungsanregungsprozesse dominieren, entspricht die Anregungstemperatur der Strahlungstemperatur, weicht jedoch möglicherweise von der physikalischen Temperatur ab.

A.2 Rotationsspektrum von CO

Alle Linien, die ich in Abschnitt 4.2 untersuchen werde, sind reine Rotationslinien von CO Molekülen und Isotopen, auf die ich in diesem Abschnitt eingehen werde. Im kalten interstellaren Medium reicht es aufgrund der niedrigen für die Anregung zur Verfügung stehenden Energien aus, sich auf die Behandlung des Vibrationsgrundzustandes des CO Moleküls zu beschränken. Die Energie eines J-Niveaus ($J=0,1,2,\dots$) beträgt

$$E_{rot}(J) = hB \cdot J(J+1) [-hDJ^2(J+1)^2 + \dots] \quad (\text{A.14})$$

$$B = \frac{h}{8\pi^2 I}, D = 16\pi^2 B^3 \frac{m}{k} \quad (\text{A.15})$$

mit der Rotationskonstanten B , der Zentrifugalkonstanten D , dem Trägheitsmoment I und der reduzierten Masse m des Moleküls; die Energie der Rotationsniveaus wird häufig auch als Rotationstemperatur $T_{rot} = E_{rot}/k$ angegeben.

Die Auswahlregel $\Delta J = \pm 1$ ergibt ein Rotationspektrum mit nur einer Serie, die sogenannte Rotationsleiter, die Frequenzen der möglichen Übergänge $J_{up} \rightarrow J_{low}$ sind somit:

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} = 2B(J_{low} + 1) [-4D(J_{low} + 1)^3] \quad (\text{A.16})$$

Beim starren Rotator beträgt das Betragsquadrat des Dipolmoments $\vec{\mu}$

$$|\vec{\mu}|^2 = \frac{J + 1}{2J + 3} \mu_0^2 \quad (\text{A.17})$$

mit dem permanenten Dipolmoment μ_0 . Der Einstein-A-Koeffizient, ergibt sich dann zu

$$A_{ji} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} \nu^3 \mu_0^2 \frac{J_{low} + 1}{2J_{low} + 3} = 1.046 \cdot 10^{21} \nu^3 \mu_0^2 \frac{J_{low} + 1}{2J_{low} + 3} \quad (\text{A.18})$$

Der Einstein-A-Koeffizient ist somit nach Gleichung A.16 und A.18 proportional zu $\frac{(J_{low}+1)^4}{2J_{low}+3}$, was für die CO-Übergangslinien im submm-Bereich grob mit $\simeq 0.4 \cdot J_{low}^3$ genähert werden kann.

Bei spinfreien Kernen ist das statistische Gewicht einfach $2J + 1$. Die Zustandssumme Z der Boltzmann-Gleichung ist bei einer uniformen Anregungstemperatur T_{ex}

$$Z = \sum_i (2J + 1) e^{-\frac{hBJ(J+1)}{kT_{ex}}} \simeq \frac{kT_{ex}}{hB} + \frac{1}{3} \quad (\text{A.19})$$

Im Fall von Kohlenmonoxid beträgt der Gleichgewichtsabstand der beiden Atome im Molekül $1.128 \cdot 10^{-10} \text{m}$, die reduzierte Masse $m = 6.859 m_H$ und daher $B \approx 57.636 \text{ GHz}$, die Frequenzen der Rotationsübergänge somit $\nu \approx 115.27 \text{ GHz} \cdot (J_{low} + 1)$. Die Konstante D beträgt $D = 180 \text{ kHz}$, d.h. $B/D \approx 3.2 \cdot 10^{-5}$. Für die folgenden Berechnungen der physikalischen Parameter genügt somit die in der oben gezeigten Gleichungen gemachte Beschränkung auf den B-Term. Für die Frequenz- bzw. Geschwindigkeitszuordnung ist der D -Term jedoch nicht zu vernachlässigen, da der Term $-4D(J_{low} + 1)^3$ beim $J = 1-0$ Übergang 0.72 MHz , beim $J = 3-2$ Übergang 19.44 MHz und beim

CO J→J-1	ν [GHz]	E_u [K]	$A_{J,J-1}$ $10^{-8} \cdot [s^{-1}]$	$n_{crit}(10K)$ $10^3 \cdot [cm^{-3}]$	$n_{crit}(40K)$ $10^3 \cdot [cm^{-3}]$	$n_{crit}(100K)$ $10^3 \cdot [cm^{-3}]$
1→0	115.2712018	5.53	7.2	1.5	1.7	1.3
2→1	230.5380000	16.60	69.2	12.2	11.1	8.7
3→2	345.7959899	33.19	250.2	56.2	36.8	28.6
4→3	461.0407682	55.32	615.0	144.7	87.5	66.7
5→4	576.2679305	82.98	1228.4	378.0	176.8	117.6
6→5	691.4730763	116.18	2155.4	586.5	329.1	218.8
7→6	806.6518060	154.90	3460.7	407.1	393.3	353.1

Tabelle A.1: Tabelle der Parameter Frequenz ν , Energie des oberen Niveaus E_u , Einstein-A-Koeffizient sowie kritische Dichten bei drei verschiedenen T_{kin} für niedrige bis mittlere Rotationsübergänge von CO. Quelle sind die im Text erläuterten Formeln und die CDMS (Ausscheiben und Referenz!). Die kritischen Dichten entstammen Flower & Launay (1985); bis zum Übergang 6→5 wurden die Stoßkoeffizienten bzgl. Ortho- und Para-H₂ mit 3:1 gewichtet gemittelt, bei den höheren Übergängen geben Flower & Launay (1985) nur die kritischen Dichten Para-H₂ an.

$J = 7 - 6$ Übergang 246.96 MHz beträgt. Das permanente Dipolmoment von CO beträgt $\mu_0 = 0.11011$ Debye = $3.67 \cdot 10^{-31} \text{Cm}^1$, die Übergangswahrscheinlichkeit des 1-0 Übergangs beträgt daher $7 \cdot 10^{-8} \text{s}^{-1}$. Die Parameter des ¹³CO Moleküls sind $B \approx 55.101$ GHz, $\nu \approx 110.20 \text{GHz} \cdot (J_{low} + 1)$ und $\mu_0 = 0.11046$ Debye.²

In den Tabellen A.1 und A.2 habe ich die für die folgenden Diskussionen wichtigsten Parameter von CO bzw. ¹³CO aufgeführt.

A.3 Strahlungstransport

Nehmen wir zunächst eine optisch dünne Molekülwolke an, in der eine gewisse Übergangslinie emittiert wird. Die Linienstrahlung des einzelnen emittierenden Moleküls entweicht zufällig in eine beliebige Raumrichtungen, ein genügend großes Ensemble von Molekülen somit gleichmäßig in alle Raumrichtungen. In Richtung des Sehstrahls des Beobachters addieren sich die Linien mehrerer Moleküle zu einer für den Beobachter messbaren Spektrallinie, die proportional zur Anzahl der Moleküle entlang der Sichtlinie ist.

¹1Debye = $3.336 \cdot 10^{-30} \text{Cm}$, Cm = Coulomb Meter

²The Cologne Database for Molecular Spectroscopy (www.cdms.de, Müller et al. (2001))

^{13}CO J \rightarrow J-1	ν [GHz]	E_u [K]	$A_{J,J-1}$ $10^{-8}\cdot[\text{s}^{-1}]$	$n_{crit}(10K)$ $10^3\cdot[\text{cm}^{-3}]$	$n_{crit}(40K)$ $10^3\cdot[\text{cm}^{-3}]$	$n_{crit}(100K)$ $10^3\cdot[\text{cm}^{-3}]$
1 \rightarrow 0	110.2013541	5.29	7.3	1.5	1.7	1.3
2 \rightarrow 1	220.3986635	15.87	69.6	12.3	11.1	8.7
3 \rightarrow 2	330.5879470	31.73	251.8	56.6	37.0	28.8
4 \rightarrow 3	440.7651556	52.89	618.9	145.6	88.1	67.1
5 \rightarrow 4	550.9262663	79.33	1236.2	380.4	177.9	118.3
6 \rightarrow 5	661.0672586	111.07	2169.1	590.2	331.2	220.2
7 \rightarrow 6	771.1841250	148.09	3482.7	409.7	395.8	355.4
8 \rightarrow 7	881.2728080	190.40	5242.3	1165.0	616.7	540.4

Tabelle A.2: Erklärung siehe Tabelle A.1, hier für ^{13}CO .

3

Verändern wir bei konstanter Teilchenzahl die Anregungsbedingungen (d.h. $T_{ex,J}$), so ändert sich der relative Anteil der Moleküle, die diese Linie emittieren kann und somit die Intensität der Spektrallinie, die der Beobachter mißt; somit ist in diesem Fall die Linienintensität ein Maß für die Anregungsbedingungen in der beobachteten Wolke. Verändern wir bei konstanten Anregungsbedingungen jedoch die Teilchenzahl, dann steigt zunächst die Intensität der Spektrallinie proportional mit der Anzahl der Moleküle in der Sichtlinie. Mit zunehmender Teilchenzahl steigt die Opazität, d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß die Emission eines einzelnen Moleküls von einem anderen in Richtung des Beobachters reabsorbiert wird; die Intensität der Spektrallinie wächst nun langsamer als die Teilchenzahl entlang der Sichtlinie. Steigt die Teilchenzahl weiter an, dann erreicht die Absorption ein Gleichgewicht mit der Zunahme der Emission, die Intensität der Spektrallinie bleibt konstant, die Linie ist gesättigt und man spricht von einer optisch dicken Linie.

Die optische Tiefe der verschiedenen Emissionslinien eines Moleküls muß nicht gleich sein, da die Anregungsbedingungen für die verschiedenen Linien unterschiedlich sind. Ferner variiert die optische Tiefe häufig über die Breite der Spektrallinie. Geht man von einer Wolke im thermodynamischen Gleichgewicht aus, dann ist die Annahme der Geschwindigkeitsverteilung nach der Maxwell'schen Gleichung zulässig. Das bedeutet, daß die Anzahl der Teilchen mit zunehmender relativen Geschwindigkeit zur Geschwindigkeit des Massenschwerpunktes der Wolke abnimmt, so daß an den Linienflügeln der be-

³Der hier verwendete Begriff *Sichtlinie* bezeichnet nicht eine mathematisch unendlich dünne Linie, sondern vielmehr den Kegel der möglichen Raumrichtungen, die zu einem Beobachtungspixel beitragen; dessen räumliche Auflösung kann nicht unendlich klein sein.

obachteten Spektrallinie eine niedrigere optische Tiefe zu erwarten ist als im Linienzentrum. Verschiedene Nichtgleichgewichtsbedingungen (z.B. Schockfronten und Ausflüsse) sowie die asymmetrische Überlagerung mehrere Wolken entlang der Sichtlinie verkomplizieren die Verteilung der optischen Tiefe über die Spektrallinie zusätzlich.

Nehmen wir an, in Richtung des Sehstrahls würde genau eine Wolke liegen und die Absorption vom Rand der Wolke bis zum Beobachter durch diffuses Interwolkenmaterial wäre auch nicht gegeben. Nehmen wir weiterhin an, daß die Quellfunktion S , d.h. die in der Wolke erzeugte Strahlung, in der gesamten Wolke gleich ist, dann ergibt sich die beim Beobachter ankommende Strahlung mit Hilfe der *detection equation*:

$$I_\nu = \eta_{df} \cdot [S - Bg] \cdot (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (\text{A.20})$$

für die vom Beobachter gemessene spektrale Linienintensität I_ν , wobei Bg die Hintergrundstrahlung und τ_ν die optische Tiefe bezeichnet. τ_ν berechnet sich aus dem τ_{ν_0} des Linienzentrums ν_0 nach $\tau_\nu = \tau_{\nu_0} \Delta\nu \phi(\nu - \nu_0)$ mit dem normierten Linienprofil $\phi(\nu - \nu_0)$ und der Äquivalenzbreite $\Delta\nu$. Für das τ_{ν_0} gilt

$$\tau_{\nu_0} = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} A_{ji} N_j \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) - 1 \right] \frac{1}{\Delta\nu} \quad (\text{A.21})$$

und mit $N_j \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) - 1 \right] = \frac{g_j}{g_i} N_i \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) \right]$ und der Äquivalenzlinienbreite $\Delta\nu = \Delta\nu_c^J$ folgt für CO

$$\tau_{\nu_0} = \frac{8\pi^3 \mu_0^2}{3h} \cdot \frac{J+1}{2J+1} \cdot N_J \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) \right] \frac{1}{\Delta\nu} \quad (\text{A.22})$$

mit $J = J_{low}$. Die optische Tiefe ist so definiert, daß sie mit zunehmender Absorption steigt. Diese Bezeichnung kann verwirren, da sie nicht proportional zur räumlichen Tiefe ist, aus der noch Strahlungsbeiträge zur Linienintensität detektiert werden. Unter der Annahme gleicher Anregungstemperaturen T_{ex} und gleicher Linienprofile folgt für das Verhältnis zweier benachbarter Übergänge im selben Molekül

$$\frac{\tau_{J+1 \rightarrow J}}{\tau_{J \rightarrow J-1}} = \frac{2J^2 + J - 1}{2J^2 + J} \cdot \frac{N_J}{N_{J-1}} \frac{1 - \exp\left(-\frac{2hB(J+1)}{kT_{ex}}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{2hBJ}{kT_{ex}}\right)} \quad (\text{A.23})$$

und folglich ist die optische Tiefe des jeweils oberen Übergangs in der Regel niedriger als die des unteren Übergangs. Der Füllfaktor η_{df} in Gleichung A.20

skaliert die Intensität entsprechend der Quellgröße θ_{Quelle} und der Teleskop-beamgröße θ_{Teleskop} und beträgt

$$\eta_{df}[K] = \frac{1}{1 + \left(\frac{\theta_{\text{Teleskop}}}{\theta_{\text{Quelle}}}\right)^2} \quad (\text{A.24})$$

im Falle von den hier diskutierten Intensitätsmessungen bzw.

$$\eta_{df}[Jy] = 1 + \left(\frac{\theta_{\text{Quelle}}}{\theta_{\text{Teleskop}}}\right)^2 \quad (\text{A.25})$$

im Falle von Strahlungsflußmessungen.

Ich gehe nun davon aus, daß sich sowohl die Quellfunktion als auch die Hintergrundstrahlung gemäß einer Planckkurve verhalten. Die submm-Spektren sind in der Temperaturskala \tilde{T}_ν der Intensität I_ν gegeben, daher folgt:

$$\tilde{T}_\nu = \frac{\lambda^2}{2k} I_\nu = \frac{c^2}{2k\nu^2} I_\nu \quad (\text{A.26})$$

$$= \frac{h\nu}{k} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{\text{rad}}}\right) - 1} \quad (\text{A.27})$$

und schließlich die detection equation zu

$$\tilde{T}_{\nu,\text{mb}} = \eta_{df} \cdot [\tilde{T}_\nu(T_{\text{rad}}) - \tilde{T}_\nu(T_{\text{bg}})] \cdot (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (\text{A.28})$$

Die Rayleigh-Jeans Näherung $T = \tilde{T}_\nu$ ist nicht zulässig, da mit $\frac{h}{k} \cdot 115 \text{ GHz} = 5.5 \text{ Kelvin}$ typische Temperaturen von Molekülwolken erreicht werden, gerade auch für die höheren Frequenzen, und somit die notwendige Näherung $h\nu \ll kT$ nicht zutrifft.

A.4 Analytische Formeln zur Berechnung Physikalischer Parameter

In zwei Grenzfällen der optischen Tiefe vereinfacht sich die detection equation durch

$$\text{optisch dick: } \tau_\nu \gg 1 \Rightarrow 1 - e^{-\tau_\nu} \rightarrow 1 \quad (\text{A.29})$$

$$\text{optisch dünn: } \tau_\nu \ll 1 \Rightarrow 1 - e^{-\tau_\nu} \rightarrow \tau_\nu \quad (\text{A.30})$$

Wie bereits oben diskutiert gilt im Grenzfall optisch dick $T = T_{rad}$ und es folgt für die physikalische Temperatur:

$$T = T_{rad, opt. dick} = \frac{h\nu}{k} \left[\ln \left[\frac{h\nu}{k} \frac{1}{\tilde{T}_{\nu, mb}/\eta_{df} + \tilde{T}_{\nu}(T_{bg})} \right] + 1 \right]^{-1} \quad (\text{A.31})$$

Im Grenzfall optisch dünn erhält man die optische Tiefe via

$$\tau_{\nu, opt. dünn} = \frac{\tilde{T}_{\nu, mb}}{\eta_{df} \cdot [\tilde{T}_{\nu}(T_{rad}) - \tilde{T}_{\nu}(T_{bg})]} \quad (\text{A.32})$$

Beide Gleichungen, A.31 und A.32, beinhalten den unbekanntem Füllfaktor η_{df} , Gleichung A.32 zusätzlich die unbekannte Größe T_{rad} . Die Ungenauigkeiten bei Annahmen über diese beiden unbekanntem Größen reduzieren sich beim Vergleich zweier gemessener Linien. Ich definiere daher zunächst das Linienverhältnis zweier Linien in der Art

$${}^{12/13}R_{J/\hat{j}} := \frac{\int \tilde{T}_{\nu, mb, j}(CO_{J \rightarrow J-1}) dv}{\int \tilde{T}_{\nu, mb, J}({}^{13}CO_{\hat{j} \rightarrow \hat{j}-1}) dv} \quad (\text{A.33})$$

wobei die Indizes bei gleichem Isotop bzw. gleichem J nur einfach geschrieben werden. Hierbei bezeichnet J immer das obere Niveau und 12, 13 und 18 die Isotope CO, ${}^{13}\text{CO}$ und C^{18}O . Bei der Angabe astronomischer Linienverhältnisse hat sich folgende Konvention durchgesetzt: Innerhalb eines Isotops steht der höhere Übergang im Zähler, der niedrigere Übergang im Nenner. Vergleicht man jedoch verschiedene Isotope, dann steht das häufigere Isotop im Zähler, das seltenere Isotop im Nenner.

Nimmt man nun die gleiche Anregungstemperatur und die gleichen Füllfaktoren für eine optisch dicke und eine optisch dünne Linie an, kennt man ferner die relative Häufigkeit $\alpha = \frac{[\text{opt. dünn}]}{[\text{opt. dick}]} = \frac{\tau_{\nu, opt. dünn}}{\tau_{\nu, opt. dick}}$ beider Isotope, dann gilt

$${}^{opt. dick/opt. dünn}R_{J_{up}/\hat{J}_{up}} = \Psi_{\tau} \cdot \frac{1 - \exp(-\tau_{opt. dick})}{1 - \exp(-\alpha\tau_{opt. dick})} \approx \frac{\Psi_{\tau}}{\alpha\tau_{opt. dick}} \quad (\text{A.34})$$

$$\text{mit } \Psi_{\tau} = \frac{J_{up}}{\hat{J}_{up}} \cdot \frac{\exp\left(\frac{2hB_{opt. dünn} \hat{J}_{up}}{kT} - 1\right)}{\exp\left(\frac{2hB_{opt. dick} J_{up}}{kT} - 1\right)} \quad (\text{A.35})$$

Betrachtet man zwei CO Isotope beim gleichen Rotationsübergang, dann gilt $\Psi_{\tau} \approx 1$ ⁴. In einem homogenen Modell folgt aus Gleichung A.34 $1 \ll$

⁴Für ${}^{12/13}R_2$ gilt $\Psi_{\tau} < 0.9$ nur für $T < 10\text{K}$.

$\tau_{\text{opt.dick}} \ll \alpha^{-1}$ und man erhält die optische Tiefe der optisch dicken Linie alleine aus dem Verhältnis der beiden Linien: $\tau \approx \Psi_{\tau}/(R \cdot \alpha)$. Im Fall, daß auch die optisch dickere Linie optisch dünn ist, ergibt sich $R = \Psi_{\tau}/\alpha$, im Fall, daß auch die optisch dünnere Linie optisch dick ist, ergibt sich $R = \Psi_{\tau}$. Auf die relativen Häufigkeiten der CO Isotope in der inneren Milchstraße gehe ich in Abschnitt A.5 ein.

Betrachtet man das Linienverhältnis zweier Linien des Hauptisotops von CO, dann folgt:

$${}^{12}R_{J/\hat{J}} = {}^{12}\Psi_{J/\hat{J}} \cdot \frac{J_{\nu}(T_{\text{ex},J \rightarrow J-1}) - J_{\nu}(T_{\text{bg},J})}{J_{\nu}(T_{\text{ex},\hat{J} \rightarrow \hat{J}-1}) - J_{\nu}(T_{\text{bg},\hat{J}})} \quad (\text{A.36})$$

mit ${}^{12}\Psi_{J/\hat{J}} = \frac{\eta_{\text{df},J,12}}{\eta_{\text{df},\hat{J},12}} \cdot \frac{1 - \exp(-\tau_{J,12})}{1 - \exp(-\tau_{\hat{J},12})}$; im optisch dünnen Fall muß diese Gleichung mit einem Term entsprechend zu Gleichung A.23 multipliziert werden. Bei $|J - \hat{J}| = 1$ ist häufig, zumindest bei den niedrigen Übergängen, die Näherung ${}^{12}\Psi_{J/\hat{J}} \approx 1$ zulässig. Unter der Annahme, daß sich die J_{ν} durch Planckkurven beschreiben lassen und unter der Annahme von LTE, d.h. daß die Anregungstemperaturen beider Niveaus gleich sind, läßt sich somit numerisch die Anregungstemperatur T_{ex} mit Hilfe von ${}^{12}R_{J/\hat{J}}$ relativ genau bestimmen. ${}^{12}R_{J/\hat{J}}$ verhält sich dann streng monoton, Linienverhältnisse deutlich unter 1 bedeuten niedrige Anregungstemperaturen, das Verhältnis 1 wird erst bei unendlich hoher Anregungstemperatur erreicht. Ein Linienverhältnis größer als 1 ist somit unter den gemachten Annahmen nicht zulässig. Allerdings findet man, wie ich in den Abschnitten 4.3 und 4.2 zeigen werde, in Sternentstehungsgebieten relativ häufig Bereiche mit ${}^{12}R_{J/J-1}$ signifikant größer als 1. Auf die Interpretation gehe ich in den genannten Abschnitten, vor allem in Abschnitt 4.2 ein.

Die Säulendichte N ist definiert als die Anzahl der Moleküle längs des Sehstrahls pro Einheitsfläche; üblicherweise wird sie in der Radioastronomie im cgs-System, d.h. in $[\text{cm}^{-2}]$ angegeben. Unter der Annahme einer optisch dünnen Linie und unter Vernachlässigung der Hintergrundstrahlung folgt für jedes j -Niveau eines Zweiniveausystems

$$\int I_{\nu} d\nu = \frac{h\nu}{4\pi} A_{ji} N_j \quad (\text{A.37})$$

d.h. jedes einzelne auf das Niveau N_j angeregte Molekül in Richtung des Sehstrahls trägt bei der Emission zur gemessenen integrierten Intensität bei, da es mit der Wahrscheinlichkeit A_{ji} ein Photon mit der Energie $h\nu$ emittiert.

Die Gesamtsäulendichte ergibt sich aus der Addition aller dieser Teilsäulendichten, $N = \sum_{J=1}^{\infty} N_J$. Zur Berechnung der Säulendichte aus der gemessenen Intensität einer optisch dünnen Linie benötigt man folglich noch die Besetzung aller Niveaus N_J , die i.A. nicht trivial aus wenigen tatsächlich gemessenen N_J folgt.

Für das CO Molekül folgt aus Gleichung A.37 unter der LTE-Annahme, somit also der Boltzmann-Gleichung A.13 und ferner unter Zuhilfenahme der Gleichungen A.16, A.18, A.19 und Gleichung A.26 sowie der Substitution $d\nu/\nu = dv/c$

$$N_{13CO} = \frac{3k}{8\pi^3 2Bd_p^2} \cdot \frac{1}{f(T_{rot}/T_0, J)} \cdot \int T_{mb, J \rightarrow J-1} dv \quad (A.38)$$

$$\approx \frac{1.14 \cdot 10^{14} [cm^{-2}]}{f(T_{rot}/T_0, J)} \cdot \int T_{mb, J \rightarrow J-1} dv \quad (A.39)$$

mit $f(x, J) = \frac{J^2}{x+1/3} \exp\left(\frac{-J(J+1)}{x}\right)$ und $T_0 = \frac{hB}{k} \approx 2.8K$. Für CO gilt $T_{rot}/T_0 = J(J+1)$, wodurch sich $f(x, J)$ zu

$$f(J) = \frac{J^2}{J(J+1) + 1/3} \exp -1 \quad (A.40)$$

vereinfacht. Die ^{13}CO Säulendichte N ist abhängig von der Temperatur, jedoch wächst für niedrige Rotationstemperaturen T_{rot} die Funktion $f(T_{rot}/T_0, J)$ nur langsam mit der Temperatur, die Säulendichte ist somit auch bei ungenauer Temperaturbestimmung relativ genau bestimmbar, sofern die verwendete ^{13}CO -Linie tatsächlich optisch dünn ist.

Die tatsächliche Säulendichte des molekularen Gases läßt sich nun einfach durch Multiplikation von α_{13} und der relativen Häufigkeit von $CO/H_2=8 \cdot 10^{-5}$ (Blake et al. 1987) berechnen:

$$N = \frac{N_{13CO}}{\alpha_{13} \cdot 8 \cdot 10^{-5}} \quad (A.41)$$

Empirisch zeigt sich, daß auch mit Hilfe des Integrals über eine optisch dicken Linie die Säulendichte berechnet werden kann, die sogenannte X-Faktor Methode:

$$N(H_2) = 2.3 \cdot 10^{20} cm^{-2} \cdot \Psi_x^J \int \tilde{T}(^{12}C^{16}O) dv \quad (A.42)$$

Mit dem X-Faktor $2.3 \cdot 10^{20} cm^{-2}$ Williams & Blitz (1998), der in der Milchstraße je nach Wolkentyp zwischen $[1-4] \cdot 10^{20} cm^{-2}$ variiert, in Wolkenkernen

sogar $\leq 2.7 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-2}$ sein kann (Combes 1991; Magnani et al. 1996). Der unbestimmte Faktor $\Psi_x^J = X(\text{CO}1 \rightarrow 0)/X(\text{CO}J \rightarrow J-1)$ skaliert den X-Faktor für alle J, deren Übergang $\text{CO}J \rightarrow J-1$ noch optisch dick ist. Ψ_x^J entspricht folglich dem Verhältnis der integrierten Intensitäten der beiden Linien. Für J=3 sollte folglich $0.5 \leq \Psi_x^3 \leq 2$ eine sinnvolle Einschränkung sein und die Massenbestimmung ist somit auch mit der integrierten Intensität von CO3-2 gut möglich.

Die Masse der Wolke läßt sich auf verschiedenen Arten berechnen. Mit Hilfe der Säulendichte und der Fläche A folgt:

$$M[\text{kg}] = \langle N(\text{H}_2) \rangle \cdot A[\text{cm}^2] \cdot \bar{m} \quad (\text{A.43})$$

Mit den Größen $m_H = 1.673 \cdot 10^{-27} \text{kg}$, der mittleren Teilchenmasse $\bar{m} = 2 \cdot (1.36m_H)$ (?), der Sonnenmasse $M_\odot = 1.989 \cdot 10^{30} \text{kg}$, $1 \text{pc} = \frac{180 \cdot 3600}{\pi} \text{AU}$, $1 \text{AU} = 1.4959787 \cdot 10^{11} \text{m}$ und dem Abstand $D[\text{pc}]$ der Wolke zum Beobachter folgt:

$$M[M_\odot] = 6.636 \cdot 10^{-24} \langle N(\text{H}_2)[\text{cm}^{-2}] \rangle \cdot A[\text{deg}^2] \cdot (D[\text{pc}])^2 \quad (\text{A.44})$$

$$= 1.526 \cdot 10^{-3} \cdot \Psi_x^J \int \tilde{T}({}^{12}\text{C}^{16}\text{O}) dv \cdot A[\text{deg}^2] \cdot (D[\text{pc}])^2 \quad (\text{A.45})$$

$$= \frac{9.456 \cdot 10^{-6} \cdot \int \tilde{T}({}^{13}\text{CO}_{J \rightarrow J-1}) dv}{\alpha_{13} \cdot f(J)} \cdot A[\text{deg}^2] \cdot (D[\text{pc}])^2 \quad (\text{A.46})$$

Eine alternative Berechnung der Massen folgt aus der Annahme, daß die Wolken virialisiert sind, ihre Struktur also durch die eigene Gravitation dominiert wird. Aus dem Virialsatz, $2\langle E_{kin} \rangle = -\langle E_{pot} \rangle$ mit $\langle E_{kin} \rangle = \frac{1}{2} M v^2$ und $\langle E_{pot} \rangle = -GM^2 / \langle R \rangle$ folgt:

$$M_{vir} \approx \frac{\Delta v^2 \cdot R}{G} \quad (\text{A.47})$$

$$= 2.289 \cdot (\Delta v[\text{km/s}])^2 \cdot D[\text{pc}] \cdot \sqrt{A[\text{deg}^2]} \quad (\text{A.48})$$

mit der Gravitationskonstanten $G = 6.672591 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}^3}{\text{kg} \cdot \text{s}^2}$

Die durchschnittliche Teilchendichte der Wolke ist die Teilchenzahl pro Volumen und daher

$$\langle n \rangle = \frac{\langle N(\text{H}_2) \rangle \cdot A[\text{cm}^2]}{\frac{4\pi}{3} R[\text{cm}]^3} \approx \frac{2.47 \cdot 10^{-17} \langle N(\text{H}_2) \rangle}{D[\text{pc}] \sqrt{A[\text{deg}^2]}} \quad (\text{A.49})$$

A.5 Relative Isotopen-Häufigkeiten

Langer & Penzias (1990) untersuchten die relativen Häufigkeiten der Isotope $\text{CO}/{}^{13}\text{CO}$ in Molekülwolken in der inneren Milchstraße und stellten eine Variation mit dem Galaktischen Radius fest. Umkaliert auf die heute üblichen

8.5kpc Abstand der Sonne zum Galaktischen Radius statt der von Langer & Penzias (1990) angenommenen 10kpc folgt:

$$\frac{[\text{CO}]}{[^{13}\text{CO}]} = \alpha_{13}^{-1} = 5.4 \cdot R_{GC}[\text{kpc}] \cdot \frac{10}{8.5} + 2.3 \quad (\text{A.50})$$

mit dem Galaktischen Radius R_{GC} .

Es folgt für die Sonnenumlaufbahn $\alpha_{13}^{-1} \approx 56$, für den Sagittarius-Arm mit $R_{GC} \approx 6\text{kpc}$ folgt $\alpha_{13}^{-1} \approx 40$ und für den Scutum-Arm mit $R_{GC} \approx 4\text{kpc}$ folgt $\alpha_{13}^{-1} \approx 28$.

Der durchschnittliche Wert in der gesamten Milchstraße liegt jedoch höher bei $\alpha_{13}^{-1} = 60-70$, im Sonnensystem bei $\alpha_{13}^{-1} = 90$ (Combes 1991).

Anhang B

Datenreduktionspipeline

B.1 Datenreduktion

Die in diesem Teilabschnitt gezeigten Routinen sind im Paket *sinusfit_v1.1.tgz* enthalten.

read.me

```
Sinus-Fit @ class spectra VERSION 1.1
written by Martin Bruell
20.April 2004
```

```
----- new in VERSION 1.1 -----
```

```
You now have the chance to accelerate this fit-routine with the
option "turbo". The larger this value is, the smaller will be
the number of checked sinus-waves.
```

```
-----
```

0. Contents

```
sinusfit.tgz contains:
  sinus.bash
  sinus_fit.class
  sinus_maschine.class
  sinus_polynom.class
  sinus_start.class
  read.me
```

1. Run the routine

To run this routine, you have to work on Linux, because it uses some Linux-shell-commands.

- a) Either run `sinus_start.class` in `class`, or
- b) run `sinus.bash`.

A nice way to use this routine is the following:

```
ln -s /dev/null nohup.out
nohup sinus.bash &
(you will then just see the display)
```

Needed Options:

`inputfile`, `outputfile`, `linewindow[2]`, `turbo`

[The two borders of the `linewindow [km/s]` are needed, which will be blanked for the fit.]

[Turbo could be any real number, it should be >0 and at most 10. I prefer `turbo=1`. The routine will be `turbo-times` faster compared to the fit I prefer.]

In case a) you will be asked for these options.

2. What does this routine?

This routine first subtracts a polynomial of highest degree, which has no overshoot within the `linewindow`. Afterwards the best-fitting sinus-wave.

The progress-files will be in the directory `sinus` and can be deleted after the calculation. The `outputfile` wont be changed until all calculations are done. This awares you of overwriting former calculations by chance.

3. Questions?

Please contact me: bruell@ph1.uni-koeln.de

sinus.bash

```
#!/bin/bash
# M.Brüll, 20.April.2004
# 5 Options of sinus_start: inputfile outputfile linewindow[2][km/s] turbo
```

```
nice -n9 class @sinus_start test.in test.out 0 80 1
```

```
sinus_start.class
```

```
! M.Bruell, sinus_start.class @ KOSMA, 2000
! last modified on 20.04.2004 by M.Bruell
! sinus_start.class uses sinus_maschine.class and sinus_fit.class
! and further sinus_polynom.class
```

```
dev image white
```

```
define char zeile*100 zeile2*100 zeile3*100 zeile4*100 /global
define real faktor /global
```

```
!----- koennten auch in sinus_maschine.class definiert werden ----
```

```
define int sinusgrad stehwellengrad /global
define int ess step /global
define real raster turbo /global
define real kuh /global
define real amp per /global
define real minrms meanrms minpha minamp minper /global
define int richtung /global
define real stehwelle[3] /global
define int gefunden[3] /global
define char inputfile*200 outputfile*200
define real wdown wup /global
define real rohrms startrms /global
```

```
!-----
```

```
set format long
on error next
```

```
say &1
say &2
say &3
say &4
say &5
```

```
!----- to be defined -----
```

```
let inputfile = &1
```

```

let outputfile = &2
say " define the line window in km/s"
say " (the part, which should be blanked out for the sinus-fit)"
let wdown = &3
let wup = &4
say " Please give the turbo factor. "
say " The routine then will be roughly turbo-times faster than before."
say " You can give any real-value, but it should be >0 and at most 10."
say " If it's larger than 1, please check if the fit is ok in any case."
let turbo = &5
!-----

file in 'inputfile'
find
set var spectro read
if (found.ne.0)
  get f
  let faktor = (restf|1000)|345 !Zur Dimensionierung der Stehwellenparameter
  let zeile = 'inputfile' @ "'nint(restf)|1000'" GHz"
  system "mkdir sinus"
  system "cp "'inputfile'" sinus/sinus.input"
  @sinus_maschine
  system "cp sinus/sinus.output "'outputfile'"
  system "cp sinus/sinus.log "'outputfile'".log"
else
  say "no spectrum in "'inputfile'"
endif

system "rm -f sinus/sinus.output"
system "rm -f sinus/sinus.input"
system "rm -f sinus/sinus.output.old"
system "rm -f sinus/sinus.progress"
system "rm -f sinus/sinus.log"

exit

```

sinus_maschine.class

```

! M.Bruell, sinus_maschine.class @ KOSMA, 2000
! last modified on 20.4.2004 by M.Bruell

```



```

! used by sinus_start.class
! uses sinus_polynom.class and sinus_fit.class

!----- Variablen schon global in sinus_start definiert ----

define real loff boff vorzeichen lende bende
define real start ende
define int spektren

define real l b
set def

#####
!----- user parameter -----!
let sinusgrad = 1 !3
let stehwellengrad = 3 !3
if (turbo.eq.0)
  let raster = 0.5*faktor
else
  let raster = 0.5*faktor*turbo !1*faktor
endif
!-----!
#####

set window wdown wup

let stehwelle[1] = 39*faktor
let stehwelle[2] = 28*faktor
let stehwelle[3] = 20*faktor
!let stehwelle[4] = 18*faktor

!!-----
!! Die Periode "stehwelle" muss in km/s im 345er angegeben werden. Der Faktor
!! "faktor" korrigiert zur richtigen Periode in der richtigen Geschwindigkeit
!!-----

set variable base read
set variable position read
set variable general read
set mode x total !-200 170!total

```

```

set mode y total
set angle minute
set format long
set plot histo

```

```

system "mv sinus/sinus.output sinus/sinus.output.old"
file out "sinus/sinus.output" new

```

```

!-----!
!--- subtracting a polynom first ---!
!-----!
@sinus_polynom
!-----!
!--- input: sinus/sinus.input -----!
!--- output: sinus/sinus.progress ---!
!-----!

!-----!
!--- schreibe header des log-files ---!
!-----!
sic output "sinus/sinus.log"
  say "!num # amplitude periode phase 2*rms[before/after the fit]"
sic output

!-----!
!----- Find the best sinus-Fit -----!
!-----!

file in "sinus/sinus.progress"
find
let spektren = found
for q 1 to spektren
  file in "sinus/sinus.progress"
  find
  get index[q]
  let zeile3 = "Spektrum "'q'" von "'spektren'" Spektren"
  let zeile4 = "(Polynomgrad "'deg'"")"
  let ess = 0
  for i 1 to stehwellengrad

```

```

    let gefunden[i] = 0
next
for s 1 to sinusgrad
    let ess = ess+1
    if (ess.ne.1)
        file in "sinus/sinus_"'(ess-1)'.progress"
        find
        get f
    endif
    let zeile2 = 'ess'. Stehwelle von "'sinusgrad'" angefittet"
    @sinus_fit
    say 's'. Stehwelle erfolgreich abgezogen"
    sic output "sinus/zeile.log"
        say 'q' "'s'" "'minamp'" "'minper'" "'minpha'" "'nint(10000*startrms)|10000'"
    sic output
    system "cat sinus/zeile.log >> sinus/sinus.log"
next s

file in "sinus/sinus_"'sinusgrad'.progress"
find
get f
file out "sinus/sinus.output"
write
next q

!-----!
!----- now deleting the temp-files -----!
!-----!
for s 1 to sinusgrad
    system "rm -f sinus/temp_"'s'".out"
    system "rm -f sinus/sinus_"'s'".progress"
next s
!-----!

```

sinus_polynom.class

```

! sinus_polynom.class created by M.Bruell @KOSMA
! Die Mär 25 17:41:07 CET 2003
! used by sinus_maschine.class
! last modified 31.3.2003 by M.Bruell

```

```
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! This subroutine substracts a polynom !
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
```

```
define int runter basegrad maxbasegrad
define int cdown cup cmin cmax cstep vorzeichen
define real mini maxi
```

```
let maxbasegrad = 8
```

```
define char input*100 output*100
let input = "sinus/sinus.input"
let output = "sinus/sinus.progress"
set window wdown wup
```

```
file in 'input'
find
system "rm -rf "'output'
file out 'output' new
set mode x total
set mode y -2 6
for i 1 to found
  set weight equal
  let basegrad = maxbasegrad
  let runter = 1
  for /while (runter.eq.1)
    file in 'input'
    find
    get index[i]
    base 'basegrad' !/plot
    mult -1
    get index[i]
    accu
    system "rm -rf sinus/polynom.del"
    file out "sinus/polynom.del" new
    write 1
    file in "sinus/polynom.del"
    find
    get f
    set var spectro read
```

```

let cdown = (wdown-voff)|vres+rchan
let cup = (wup-voff)|vres+rchan
let cstep = 'nint((cup-cdown)|25)'
let vorzeichen = nint(cstep|abs(cstep))
say 'cdown'" --> "'cup'" by "'cstep'
let mini = ry['cdown']
let maxi = ry['cdown']
cmin = 0
cmax = 0
for c cdown to cup by cstep
  if (ry[c].lt.mini)
    let mini = ry[c]
    let cmin = c
  else if (ry[c].gt.maxi)
    let maxi = ry[c]
    let cmax = c
  endif
  say 'c': "'ry[c]
  say 'cmin'" "'cup'" "'nchan'
next c
say ""
say " c-min: "'cmin': "'mini'
say " c-max: "'cmax': "'maxi'
say " window: "'cdown'" --> "'cup'
say ""
!Die folgende Verrechnung mit >>vorzeichen<< ist wegen unterschiedlicher
!Kanalrichtung VRS/MRS noetig!
if (((vorzeichen*cmin).gt.(vorzeichen*cdown)).and.((vorzeichen*cmin).lt.(vorzeichen*cmax))
  say " Minimum liegt im Fenster - Basegrad "'basegrad'" war zu hoch"
else if (((vorzeichen*cmax).gt.(vorzeichen*cdown)).and.((vorzeichen*cmax).lt.(vorzeichen*cmin))
  say " Maximum liegt im Fenster - Basegrad "'basegrad'" war zu hoch"
else
  say " Basegrad "'basegrad'" koennte in Ordnung sein"
  let runter = 0
endif
if (runter.eq.1)
  let basegrad = basegrad-1
endif
if (basegrad.lt.1)
  let basegrad = 2
  let runter = 0

```

```
        endif
        say ""
    next
    file in 'input'
    find
    pen 0
    get index[i]
    set mode y total
    base 'basegrad'
    file out 'output'
    write i
    plot
    pen 1
    draw text 15 16.5 'zeile' 5
    draw text 15 15.5 "Polynom vom Grad ''basegrad'' abgezogen" 5
    pen 0
next i
```

sinus_fit.class

```
! M.Bruell, sinus_fit.class @ KOSMA, 2000
! last modified on 20.4.2004 by M.Bruell
! used by sinus_maschine.class which is used by sinus_start.class
```

```
system "rm -f sinus/temp_'ess'".out"
file out "sinus/temp_'ess'".out" new
base 0
let amp = sigfi
let minrms = sigfi
let startrms = sigfi
let minpha = 200
let minper = 200
let minamp = amp
let meanrms = 200
write

file in "sinus/temp_'ess'".out"
find
for g 1 to stehwellengrad
    let per = stehwelle[g]
```

```

if (gefunden[g].eq.0)
  say "Durchlauf "'ess'", Welle "'g'" getestet"
  for m 1 to stehwelle[g] by raster
    get f
    base sinus amp per m
    base 0
    let meanrms = sigfi
    if (meanrms.lt.minrms)
      let minrms = meanrms
      let minpha = m
      let minper = per
      let minamp = amp
    endif
  next m
  say "Startwerte:"
  say "Amplitude: "'minamp'"
  say "Periode: "'minper'"
  say "Phase: "'minpha'"
endif
next g
for j 1 to stehwellengrad
  if (minper.eq.stehwelle[j])
    let gefunden[j] = 1
  endif
  say "gefunden "'j'" = "'gefunden[j]'"
next j

file in "sinus/temp_'ess'".out"
find
get f
plot
pen 2
base sinus minamp minper minpha /plot
pen 0
system "rm -f sinus/sinus_'ess'".progress"
file out "sinus/sinus_'ess'".progress" new
write

pen 1
draw text 15 16 'zeile3' 5
draw text 15 15 'zeile2'" "'zeile4' 5

```

```
draw text 15 17 'zeile' 5
pen 0
```

B.2 Datenbewertung

Die Hauptroutine *autoselektion.class* bedient sich der Subroutine *autoselektion_2.class* zur Bewertung und Selektion aller Spektren einer Frequenz an einer bestimmten Position.

autoselektion.class

```
! autoselektion.class: mbr, extracted out of kubus.class @ KOSMA, 2000
! last modified on 5.5.2003 by mbr
! uses autoselektion_2.class

define int feld
define char null*1
define int frequenz drucken drucken_test drucken_test2 frequi
define char backend*3
define int auswahl[100,100,6] auswahl_down[100,100,6,6]
define int auswahl_up[100,100,6,6]!Feld, Abdeckung, Frequenz
define int gefunden
define char Abdeckung*300
define int sel
define int feinheit
define char drucker*20
define int drucki
define real yps
define real daten[267] daten2[267]
define int offgrenze[100]
define char filename*100

define int nummer flag feldzahl
define int raster_x raster_y
define double xstep ystep
define double xmin xmax ymin ymax /global
define char kommentar*1000
define int mode_x_down mode_x_up mode_y_down mode_y_up
define int frage filenummer counter
```



```
define char datum*20 user*20
define real factor_fcrao factor_230 factor_345 factor
```

```
!-----fuer off-Korrektur:
```

```
define real lambda_off beta_off
define char offfile*100
set variable position write
define real la be
```

```
!-----
```

```
define double res_v res_f
define int mache_offkorrektur
define int beam
define int filezahl zaehler outputzahl
```

```
set def
set var base read
set mode x total
set mode x -5 125
set mode y -4 6
set format long
set plot histo
set angle second
set weight sigma
dev ima w
cl g
let frequenz = 345
let backend = "vrs"
let feldzahl = 8
```

```
!-----
```

```
set angle second
set variable spectro read
set variable spectro write
for b 1 to 3 !1 to 6
  if (b.eq.1)
    let frequenz = 230
  else if (b.eq.2)
    let frequenz = 345
```

```

else if (b.eq.3)
  let frequenz = 220
else if (b.eq.4)
  let frequenz = 330
else if (b.eq.5)
  let frequenz = 219
else if (b.eq.6)
  let frequenz = 318
else
  let frequenz = 0
endif

system "mv gesamt/g30_alle_''frequenz''.selected gesamt/g30_alle_''frequenz''.selected" new
file out "gesamt/g30_alle_''frequenz''.selected" new

!----- Definition der Werte xmin,xmax,ymin,ymax -----
@ "gesamt/g30_''frequenz''_range.class"
!-----
say " Habe fuer ''frequenz''GHz folgenden range gefunden:"
say ""
say " x-range: ''xmin'' -> ''xmax'' (arcsec)"
say "          ''xmin|60'' -> ''xmax|60'' (arcmin)"
say " y-range: ''ymin'' -> ''ymax'' (arcsec)"
say "          ''ymin|60'' -> ''ymax|60'' (arcmin)"

say ""
say "Sind diese Werte in Orndung (ja = 1, nein = 0)?"
let frage = 1

if (frage.eq.0) then
  say "Bitte die gewuenschten Grenzen (in arcsec) angeben:"
  say "xmin = "
  let xmin =
  say "xmax = "
  let xmax =
  say "ymin = "
  let ymin =
  say "ymax = "
  let ymax =
endif

```

```

sic output "gesamt/grs_range_''frequenz''.class"
  say "let xmin = ''nint(100*xmin)|100'"
  say "let xmax = ''nint(100*xmax)|100'"
  say "let ymin = ''nint(100*ymin)|100'"
  say "let ymax = ''nint(100*ymax)|100'"
sic output

say ""
say ""
say " Es werden folgende Positionsextrema (arcsec) verwendet:"
say " x-range:''xmin'' -> ''xmax'"
say " y-range:''ymin'' -> ''ymax'"

say ""
say ""
pause "c und enter fuer continue eingeben"

sic output "pipeline/kubus2.nachmessen"
  say "!schlechte Spektren in ''filename'"
  say "!NACHMESSEN ERFORDERLICH!!"
  say "!lambdaof betaof[arcmin] Feld"
sic output
sic output "pipeline/kubus2.nachmessen.log"
  say "0"
sic output
sic output "pipeline/kubus2.result"
  say "!lam bet [arcsec] nehmen[2=ja] scan dobs ratio maxratio sigfi sig"
  say "! ... mittel maxmittel mittelsig"
  say "! definition of these parameters in kubus2.class"
sic output
let xstep = 30
let ystep = 30
let nummer = 0
for xoff xmin to xmax by xstep !xmin to xmax by xstep
  for yoff ymin to ymax by ystep
    say " ''xoff'' ''yoff'"
system "rm -f pipeline/kubus2.input"
file out "pipeline/kubus2.input" new
let zaehler = 0
file in "gesamt/g30_''frequenz''.alle"
  find /offset xoff yoff /all

```

```

if (found.ne.0)
  for i 1 to found
    get index[i]
    let zaehler = zaehler+1
    write zaehler
  next i
endif
      if (zaehler.gt.1)
@autoselektion_2
system "cp pipeline/kubus2.nachmessen pipeline/grs_''frequenz''.nachmessen"
system "cp pipeline/kubus2.nachmessen.log pipeline/grs_''frequenz''.nachmes
system "cp pipeline/kubus2.result pipeline/grs_''frequenz''.result"
file in "pipeline/kubus2.output"
find
file out "gesamt/g30_alle_''frequenz''.selected"
for i 1 to found
  let nummer = nummer+1
  get n
  write nummer
next i
else if (zaehler.eq.1)
  ! Keine Wahl, bei nur einem Spektrum!
  file in "pipeline/kubus2.input"
  find
  get f
  file out "gesamt/g30_alle_''frequenz''.selected"
  let nummer = nummer+1
  write nummer
endif
      next yoff
      next xoff
      system "test |mail bruell@ph1.uni-koeln.de -s g30_''frequenz''.selected_i
next b
exit

```

autoselektion_2.class

```

! mbr, kubus_2.class @ KOSMA, 13.Mar 2002
! last modified on 26.3.2002 by mbr
! last modified 17.2.2004 by mbr

```

```

! used by kubus.class

define real mitte mittel maxmittel mittelsig
define real maximittel
define real sig ratio maxratio reso
define int v_down v_up v_down2 v_up2
define int position basegrad
define int nummer minuten frage
define int win_down win_up
define int chup chdown nehmen chup2 chdown2
define real c
define real offtime
define int testbreite testabstand
define int blanktest code
define int unterschwinger unterpos unterstart unterende
define real untermin usgrenze untertest

!!----- zum Uebertrag einiger Werte ----
!define int position file /global
!define real freq /global
!define char quelle*100 /global
!@ grspos_log
!!-----

set variable spectro read
set variable base read
set var position read
set var general read
set format long
set weight sigma
set align velocity
set angle seconds
set plot histo

define real xstart ystart xsize ysize xstep ystep
define int xzaehler yzaehler xanzahl yanzahl
define real xl xu yl yu
let xstart = 1
let xsize = 5

```

```

let xstep = 6
let xanzahl = 5
let ystart = 16
let ysize = 3
let ystep = 4
let yanzahl = 3

!----- user-Parameter für die Qualitätsauswahl -----

!   let basegrad = 0!5 !basegrad wird in sinus-Prozedur schon korrigiert
!   let maxratio = 2 !5!2.8 fuer optimale Datenqualitaet!!
!   !Fuer 3-2 03.2001: 15
!   let maxmittel = 0.2!1 !0.2 !0.12 fuer optimale Datenqualitaet!!
!   !lineare Grenze der maximalen Testmittelung in Kelvin
!   !Fuer 3-2 03.2001: 1
!   let win_down = 0
!   let win_up = 120

!   let testbreite = 40 !Kanalbreite eines checks
!   let testabstand = 20
!-----

system "rm -rf pipeline/result.del2"
!diese Zwischendatei soll zu Beginn leer sein, um Schreibfehler bei
!Abbruch der Routine zu vermeiden

file in "pipeline/kubus2.input"
find
system "mv pipeline/kubus2.output pipeline/kubus2.output.old"
file out "pipeline/kubus2.output" new

if (found.ne.0)
  get f
  !dev ima w
  set plot landscape

!..... offtime bestimmen .....
if (abs(restf|1000-230).lt.1)
  file in "offposition/g30_230.off"
  let maxratio = 2
  let maximittel = 0.05 !Uebertrag ueber expected rms

```

```

    let usgrenze = 1.5
    set mode y -1 1
else if (abs(restf|1000-345).lt.1)
    file in "offposition/g30_345.off"
    let maxratio = 3
    let maximittel = 0.10 !0.08!0.05
    let usgrenze = 1.5
    set mode y -2 2
else if (abs(restf|1000-220).lt.1)
    file in "offposition/g30_220.off"
    let maxratio = 1.8 !2
    let maximittel = 0 !0.08 !0.12 !0.04
    let usgrenze = 1.5
    set mode y -1 1
endif
find
get f
let offtime = time
!.....
file in "pipeline/kubus2.input"
find

set window win_down win_up
set mode x total
cl a
let nummer = 0
let xzaehler = 0
let yzaehler = 0
for i 1 to found
    get index[i]
    if ((xzaehler.eq.0).and.(yzaehler.eq.0))
        clear
        draw text 2 20.5 'source'("("nint(100*lambda*180|pi)|100'"/'"nint(100*beta*1
        draw text 14 20.5 "offsets: '"nint(100*60*lamof*180|pi)|100'"/'"nint(100*60*
        draw text 28 20.5 'telescope'" "'nint(restf)|1000'" GHz" 4 0.0
    endif

let xl = 'xstart+xstep*xzaehler'
let xu = 'xstart+xstep*xzaehler+xsize'
let yl = 'ystart-ystep*yzaehler'

```

```

let yu = 'ystart-ystep*yzaehler+ysize'
set box_location xl xu yl yu
box
base 0
spec

greg1\draw text 0 3.9 "\\d''i''(''found'')" 6 0.0 /box 0
if ((abs(fres).lt.(0.341)).and.(abs(fres).gt.(0.32)))
  !(telescope.eq.'KOSMA VRS1')
  !((abs(fres).lt.(0.34)).and.(abs(fres).gt.(0.32)))
  say "Mit dem VRS gemessen!"
  let reso = 550000 !VRS
say " alte Werte"
!pause
  else if ((abs(fres).lt.(0.17)).and.(abs(fres).gt.(0.15)))
  !(telescope.eq.'KOSMA MRS1')
  !((abs(fres).lt.(0.17)).and.(abs(fres).gt.(0.15)))
  say "Mit dem MRS gemessen!"
  let reso = 360000 !MRS
say " alte Werte"
!pause
  else if ((abs(fres).lt.(0.25)).and.(abs(fres).gt.(0.22)))
  say "Mit dem MRS gemessen!"
  let reso = 360000 !MRS
  else if ((abs(fres).lt.(0.37)).and.(abs(fres).gt.(0.32)))
  say "Mit dem VRS gemessen!"
  let reso 550000 !VRS
  else
  say ""
say " ERROR:"
  say " Resolution vom Spektrometer unbekannt!"
say ""
  pause
endif
let v_down = -100
let v_up = -20
let v_down2 = 140
let v_up2 = 'vres*(vres|abs(vres))*(nchan-rchan)+voff-20'
say "v-tests in ''v_down''->''v_up'' and ''v_down2''->''v_up2'"

```



```

        if (time.gt.offtime)
            let sig = tsys*sqrt(2)|sqrt(reso*(time-offtime))
!ignoriere hier die sqrt(2) Effekte der off-Position, da
!dort sehr niedriges Rauschen ist
        else
            let sig = tsys*sqrt(2)|sqrt(reso*time)
if (time.gt.30)
    say " integration time > 30 sec !!"
    say " please check it!!"
    pause
endif
    endif
    let ratio = sigfi|sig
    let maxmittel = sig+maximittel

    let mittel = 0
    let chdown = int(rchan+(v_down-voff)|vres)
    let chup = int(rchan+(v_up-voff)|vres)
    let chdown2 = int(rchan+(v_down2-voff)|vres)
    let chup2 = int(rchan+(v_up2-voff)|vres)
    say "in channels: ''chdown''->''chup'' and ''chdown2''->''chup2'"

    sic output "pipeline/kubus2.channels"
    say "analyse channels ''chdown''->''chup'' and ''chdown2''->''chup2'"
    sic output

    !-- Unterschwinger in Window finden -----
    let untermin = 0
    for a chup to chdown2 by 10
        let unterstart = a-2
let unterende = a+2
let untertest = 0
for k unterstart to unterende by 1
    let untertest = untertest+ry[k]
next k
        if (untertest.lt.untermin)
            let untermin = untertest
            let unterpos = a
endif
    next a

```

```

    let unterpos = max(unterpos,11) !zur Sicherheit!!
    let untermin = 0
    let unterstart = 'unterpos-10'
    let unterende = 'unterpos+10'
    for a unterstart to unterende by 1
        let untermin = untermin+ry[a]
    next a
    let untermin = untermin|21
    say 'unterpos'" "'untermin'" "'sigfi'
    let unterschwinger = 0
    if (abs(untermin).gt.(usgrenze*sigfi))
        say "Unterschwinger gefunden"
let unterschwinger = 1
    pen 1
greg1\draw text 5 0.5 "\\dUnterschwinger!\\u" 4 0.0 /box 0
pen 0
    endif
    for a chdown to chup by 13 chup chdown2 to chup2 by 13 chup2
        if (mittel.lt.maxmittel) !Diese Abfrage beschleunigt die Routine
            let mitte = 0
            let mittelsig = 0
let blanktest = 0
            for b 1 to testbreite
                let c = a+b
if (((ry[c].gt.1000).and.(blanktest.eq.0)).and.((b.eq.1).or.(b.eq.testbr
                let blanktest = blanktest+1
            endif
                let mitte = mitte+ry[c]
                let mittelsig = mittelsig+ry[c]*ry[c]
            next b
                let mittelsig = sqrt(mittelsig|testbreite)
                let mitte = (mitte|testbreite)
if (blanktest.eq.0)
                let mittel = max(abs(mitte),mittel)
            endif
endif
endif
    next a
    say 'mittel'" < "'maxmittel'" ?"

!say "!Datencode: "

```

```
!say "!" +1: Baseline nicht glatt genug"
!say "!" +2: zu schlechtes rms"
!say "!" +4: Unterschwinger im Window gefunden"
let code = 0
let nehmen = 0
  if (mittel.lt.maxmittel)
    pen 2
    greg1\draw text 0 3.5 "\\dbaseline glatt genug" 6 0.0 /box 0
    pen 0
    let nehmen = nehmen+1
  else
    pen 1
    greg1\draw text 0 3.5 "\\dbaseline nicht glatt genug" 6 0.0 /box 0
    pen 0
let code = code+1
endif

  if (ratio.lt.maxratio)
    pen 2
    greg1\draw text 5 3.9 "\\drms < "'nint(10*maxratio)|10'" * erwartet" 4 0
    pen 0
    let nehmen = nehmen+1
  else
    pen 1
    greg1\draw text 5 3.9 "\\dzu schlechtes rms" 4 0.0 /box 0
    pen 0
let code = code+2
endif

if (unterschwinger.eq.0)
  !keine Unterschwinger da
  let nehmen = nehmen+1
else
  let code = code+4
endif

  if (nehmen.eq.3)
    let nummer = nummer+1
    write nummer
  else
    pen 1
```

```

greg1\draw relocate 0 0 /box 0
greg1\draw line 5 3 /box 0
pen 0
    endif
    say ""
    say "ratio      = ''ratio'' (''maxratio'')"
    say "sigfi      = ''sigfi''"
    say "sig        = ''sig''"
    say "mittel     = ''mittel'' (''maxmittel'')"
    say "mittelsig  = ''mittelsig''"
    say ""
    sic output "pipeline/result.del"
    say 'nint(3600*lamof*180|pi)'' ''nint(3600*betof*180|pi)'' ''nehmen'' ''s
    sic output
system "more pipeline/result.del >> pipeline/result.del2"
    let xzaehler = xzaehler+1
    if (xzaehler.eq.xanzahl)
        let xzaehler = 0
let yzaehler = yzaehler+1
if (yzaehler.eq.yanzahl)
    let yzaehler = 0
    say " Mehr als ''xanzahl*yanzahl'' Spektren"
    say " => Spektren werden wieder von vorne weg gezeichnet"
endif
    endif
next i
set box_location 4 11 1 5
box
file in "pipeline/kubus2.input"
find
sum
spec
greg1\draw text 0 4.5 "all ''found'' spectras" 6 0.0 /box 0
set box_location 15 22 1 5
box
file in "pipeline/kubus2.output"
find
if (found.ne.0)
    greg1\draw text 0 4.5 "here selected ''nummer'' spectras" 6 0.0 /box 0
    sum
    spec

```

```

else
  file out "pipeline/kubus2.output"
  file in "pipeline/kubus2.input"
  find
  for i 1 to found
    get n
write
  next i
  sic output "pipeline/kubus2.nachmessen.del"
  say 'nint(100*60*lamof*180|pi)|100' " "nint(100*60*betof*180|pi)|100' " "'so
  sic output
  system "more pipeline/kubus2.nachmessen.del >> pipeline/kubus2.nachmessen"
  say ""
  say "Falsch kalibriert? Nehme schlechte Spektren fuer diese Position"
  say "NACHMESSEN ERFORDERLICH!!"
  say ""
  column x 1 /file "pipeline/kubus2.nachmessen.log"
  let x = x+1
  sic output "pipeline/kubus2.nachmessen.log"
  say 'x'
  sic output
  file in "pipeline/kubus2.output"
  find
  sum
  pen 15
  spec
  pen 1
  greg1\draw text 0.2 0.2 "need new measurements!" 6 30.0 /box 0
endif
system "more pipeline/result.del2 >> pipeline/kubus2.result"
pen 0
endif

```

B.3 Sinusparameter

sinusperiode_start.class

```

! sinusperiode_start.class created by M.Bruell @KOSMA
! Don Jan 22 16:55:51 CET 2004
! uses sinusperiode.class

```

```

!dev i w

define char null*1 backend*3
define char dir*20 file*200 /global
define int gefunden bereits

let dir = "sinusperiode"

for feld 1 to 20
  if (feld.lt.10)
    let null = "0"
  else
    let null = ""
  endif
  for a 1 to 20
    for f 220 230 345
      if (f.gt.300)
        let backend = "vrs"
      else if (f.lt.300)
        let backend = "mrs"
      endif
      let file = "g30-''null''feld''/g30-''null''feld''_'a''_'f''_'backend"
      let gefunden = 0
      !----- teste auf bash-Ebene, ob file ueberhaupt da!! -----
      system "ls ''file''.3m > .filecheck.ls"
      system "ls ''file''.sinus_out >> .filecheck.ls"
      system "ls ''file''.korrektur >> .filecheck.ls"
      system "cat .filecheck.ls | wc -l > .filecheck.check"
      column x 1 /file ".filecheck.check"
      let gefunden = 'x'
      system "rm .filecheck.ls"
      system "rm .filecheck.check"
      say 'gefunden'" files gefunden"
      !----- teste, ob schon extrahiert
      let bereits = 0
      system "ls ''file''.sinusperiode > .filecheck.ls"
      system "cat .filecheck.ls | wc -l > .filecheck.check"
      column x 1 /file ".filecheck.check"
      let bereits = 'x'
      system "rm .filecheck.ls"

```

```

    system "rm .filecheck.check"
    if (bereits.eq.1)
        say " Habe aus diesem Datensatz bereits die Daten extrahiert."
    endif
    if (((feld.eq.4).and.(a.eq.5)).and.(f.eq.220))
        let gefunden = 0
    else if (((feld.eq.13).and.(a.eq.1)).and.(f.eq.230))
        let gefunden = 0
    endif
    !-----
    if ((gefunden.gt.1).and.(bereits.eq.0)) !2 = beide files gefunden 3=korrektur
        if (gefunden.eq.3)
            system "cp -f "'file'".korrektur "'dir'"/sp.3m"
        else
            system "cp -f "'file'".3m "'dir'"/sp.3m"
        endif
        system "cp -f "'file'".sinus_out "'dir'"/sp.sinus_out"
    say ""
    say ""
    say "-----"
    say " Abdeckung "'a'"
    say " Frequenz "'f'"
    say " Feld "'feld'" GHz"
    say "-----"
    system "sleep 5"
        @sinusperiode
        system "mv "'dir'"/dat.sinusperiode "'file'".sinusperiode"
        system "mv "'dir'"/dat.error "'file'".error"
    system "test |mail bruell@ph1.uni-koeln.de -s "'file'"._Perioden_bestimmt"
        endif
    next f
    next a
next feld

del /var dir file

! system "rm -rf plot.eps"
! hardcopy plot.eps /dev eps color
exit

```

sinusperiode.class

```

! sinusperiode.class created by M.Bruell @KOSMA
! Don Jan 22 17:02:37 CET 2004
! uses sinusperiode_polynom.class

define int anzahl lamint betint grad
define real lambdaof betaof rms[2]
define real amplitude periode[3]
define char datei*30
define real offset value

set var pos read
set var base read
set var spectro read
set var cali read
set var general read
file in 'dir'"/sp.3m"
find
let anzahl = found
get f
define real extremchan['nchan'] extremwert['nchan']
define int extremart['nchan'] kanalzahl['nchan'] extremcounter
define int steigung steigungalt periodenzaehler

let datei = 'dir'"/del.kosma"

sic output 'dir'"/dat.sinusperiode"
say "! File ''file'' ''anzahl'' Spektren"
say "! vres = ''vres'"
say "! fres = ''fres'"
say "! # lam bet [arcsec] Amplitude[K] Periode [channel|km/s|MHz] Polynomgrad"
say "! rms [vor|nach sinusfit] tau Tsys[K] Elevation[deg]"
for s 1 to anzahl
  system "rm -rf ''datei'"
  file out 'datei' new
  file in 'dir'"/sp.3m"
  find
  get index[s]
  let lambdaof = 'lamof'
  let betaof = 'betof'

```



```

let lamint = nint(lambdaof*3600*180|pi)
let betint = nint(betaof*3600*180|pi)
write 1
file in 'dir'"/sp.sinus_out"
find
get index[s]
let rms = 0
if ((abs(lambdaof-lamof).lt.(0.01)).and.(abs(betaof-betof).lt.(0.01)))
  write 2
  let rms[2] = 'sigfi'
  !##### Polynomabzugswiederholung #####
  file in 'datei'
  find
  get index[1]
  system "rm -rf sinusperiode/sinus.input"
  file out "sinusperiode/sinus.input" new
  write 1
  @sinusperiode_polynom
  file in "sinusperiode/sinus.progress"
  find
  get f
  header
  let grad = 'deg'
  !say "Polynomgrad "'grad'
  file out 'datei'
  write 3
  let rms[1] = 'sigfi'
  !#####
  file in 'datei'
  find
  get index[3]
  get index[2]
  mult -1
  accu
  plot
  !##### Bestimmung der sinus-Parameter #####
  let extremchan = 0
  let extremart = 0
  let kanalzahl = 0
  let periodenzaehler = 0
  let extremcounter = 0

```

```

for i 2 to nchan
  let steigungalt = steigung
  if (ry[i].gt.ry['i-1'])
    let steigung = 1
  else if (ry[i].lt.ry['i-1'])
    let steigung = -1
  else
    let steigung = 0
  endif
  let periodenzaehler = periodenzaehler+1
  if ((i.gt.2).and.(steigung.ne.steigungalt)) !ab 2.Steigungsbestimmung
    !--> Wechsel der Steigung
!--> Periode erst ab 2.Eintrag bestimmbar!!
let extremcounter = extremcounter+1
let kanalzahl['extremcounter'] = 'periodenzaehler'
let extremchan['extremcounter'] = 'i-1'
let extremwert['extremcounter'] = ry['i-1']
let extremart['extremcounter'] = 'steigungalt'
let periodenzaehler = 0
  endif
next i
##### Auswertung der Sinus-Kurve #####
for i 1 to extremcounter
  !say 'i' " "extremart[i]" "extremwert[i]" "kanalzahl[i]'
next i
!..... Periode .....
let periode = 0
if (extremcounter.gt.2)
  for i 2 to extremcounter
    let periode = periode+kanalzahl[i]
  next i
  let periode = 2*periode|(extremcounter-1)
endif
let periode[2] = abs(periode[2]*vres)
let periode[3] = abs(periode[3]*fres)
!say "Periode: "periode[1]" "periode[2]" "periode[3]'
!..... Amplitude .....
!--> unter Annahme einer verbliebenen linearen Steigung!!
let offset = 0
if (extremcounter.gt.2)
  if (int(extremcounter|2).eq.nint(extremcounter|2))

```

```

        !say "letzter ist gerade"
        let offset = '2*(extremwert[extremcounter]-extremwert[2])|(extremcounter-2)
    else
        !say "letzter ist ungerade"
        let offset = '2*(extremwert[extremcounter]-extremwert[1])|(extremcounter-1)
    endif
endif
let amplitude = 0
!say " Amplitudenbestimmung"
for i 2 to extremcounter
    let value = 0.5*(abs(extremwert[i]-extremwert['i-1']-0.5*offset))
    let amplitude = 'amplitude+value'
next i
let amplitude = abs(amplitude|(extremcounter-1))
say 's' " 'lamint' " "'betint' " "'nint(10000*amplitude)|10000' " "'nint(100*periodo
else
    sic output
    sic output 'dir'"/dat.error"
    say 's' " 'lamint' " "'betint' " Position inkonsistent in beiden files"
endif
next s
sic output

```

sinusperiode_polynom.class Diese Subroutine entspricht der Subroutine *sinus_polynom.class* der Datenreduktion (siehe Abschnitt B.1).

Anhang C

Ausgewählte Positionen

C.1 CO und Isotope

In diesem Abschnitt zeige ich 3-2 und 2-1 Spektren der drei Hauptisotope von CO an ausgewählten Positionen im Feld G45-46, jeweils bei der originalen räumlichen Auflösung.

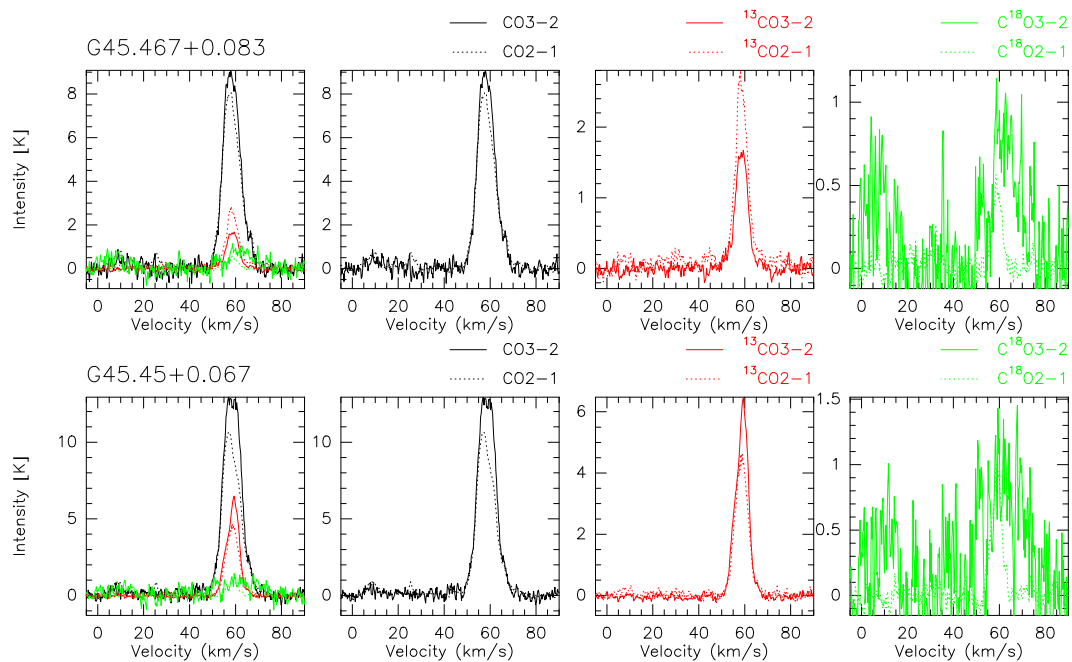


Abbildung C.1: Spektren der Positionen G45.467+0.083 und G45.45+0.067 von CO, ^{13}CO und ^{18}O beim Übergang 3-2 und 2-1.

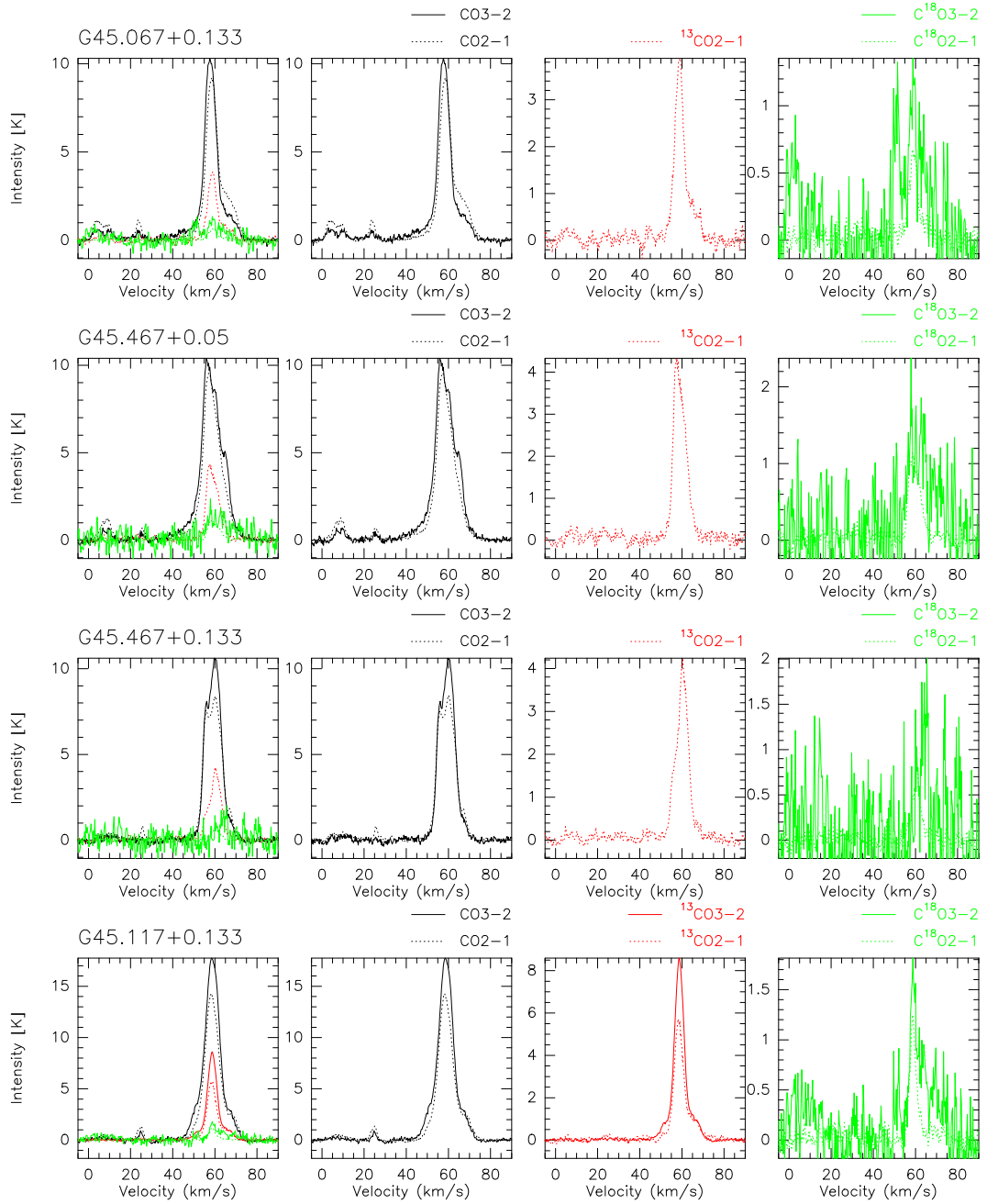


Abbildung C.2: Spektren der Position G45.067+0.133, 45.467+0.05, G45.467+0.133 & G45.117+0.133 von CO, ^{13}CO und C^{18}O beim Übergang 3-2 und 2-1.

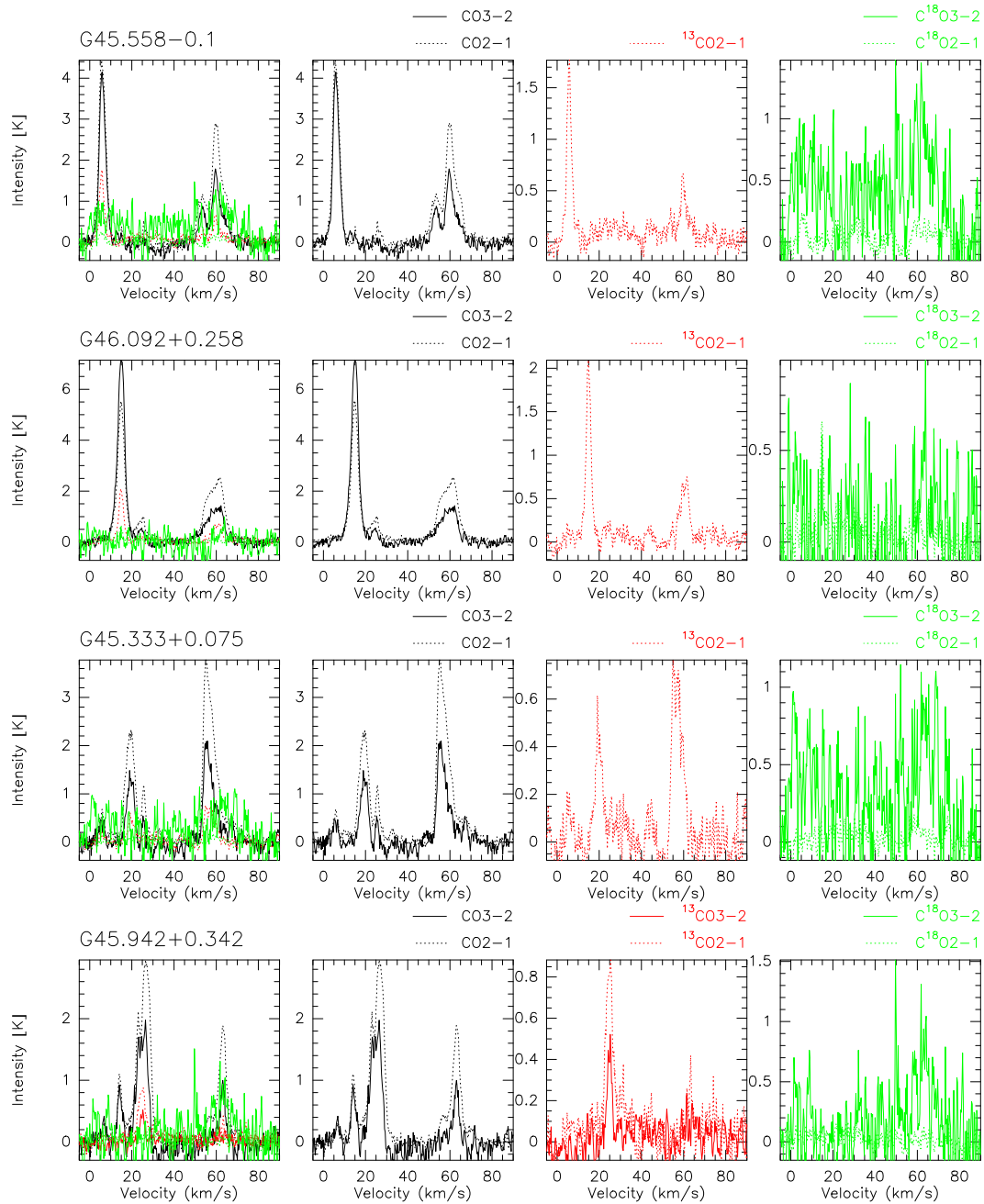


Abbildung C.3: Spektren der Positionen G45.558-0.1, G46.092+0.258, G45.333+0.75 & G45.942+0.342 von CO, ^{13}CO und C^{18}O beim Übergang 3-2 und 2-1.

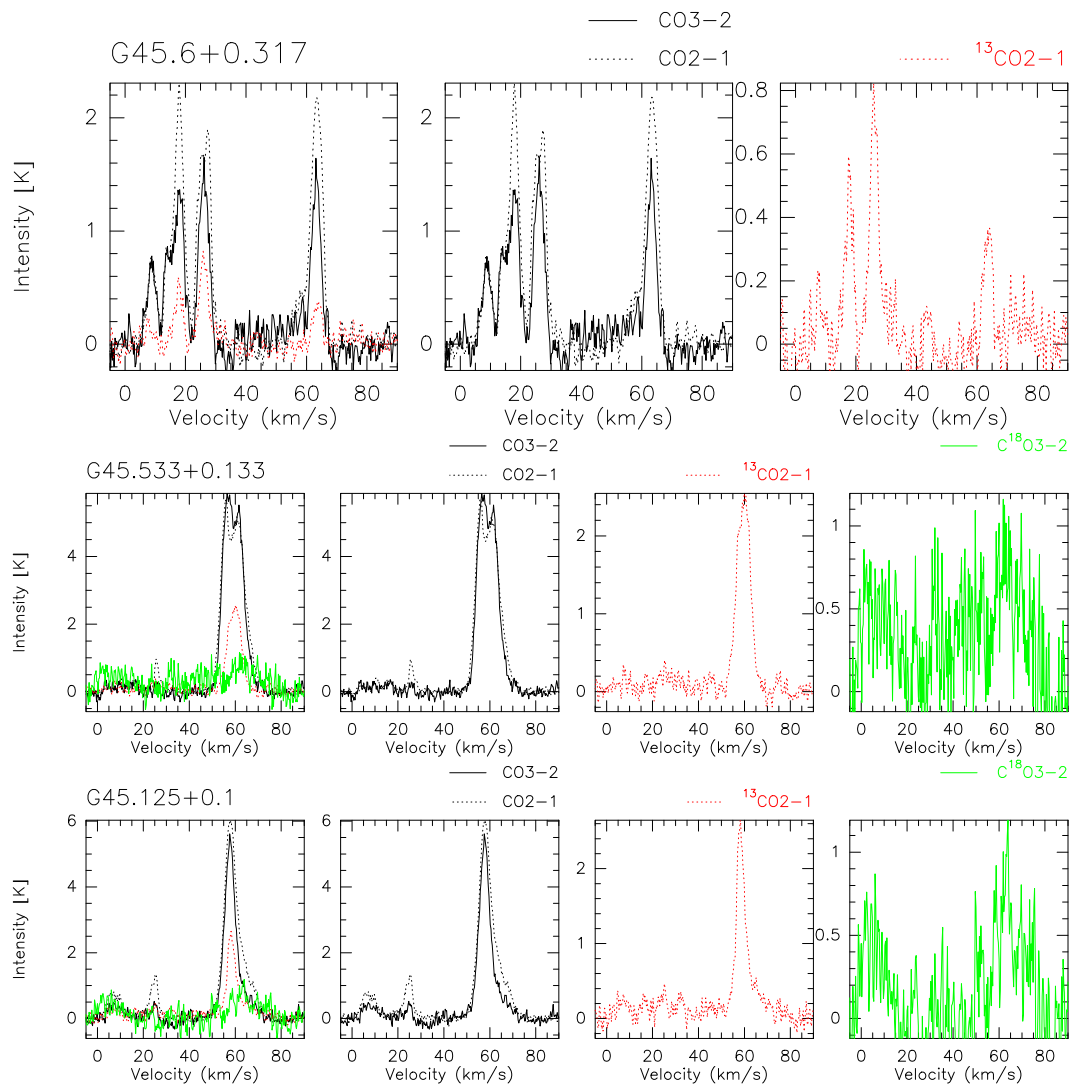


Abbildung C.4: Spektren der Positionen G45.6+0.317, G45.533+0.133 & G45.125+0.1 von CO, ¹³CO und C¹⁸O beim Übergang 3-2 und 2-1.

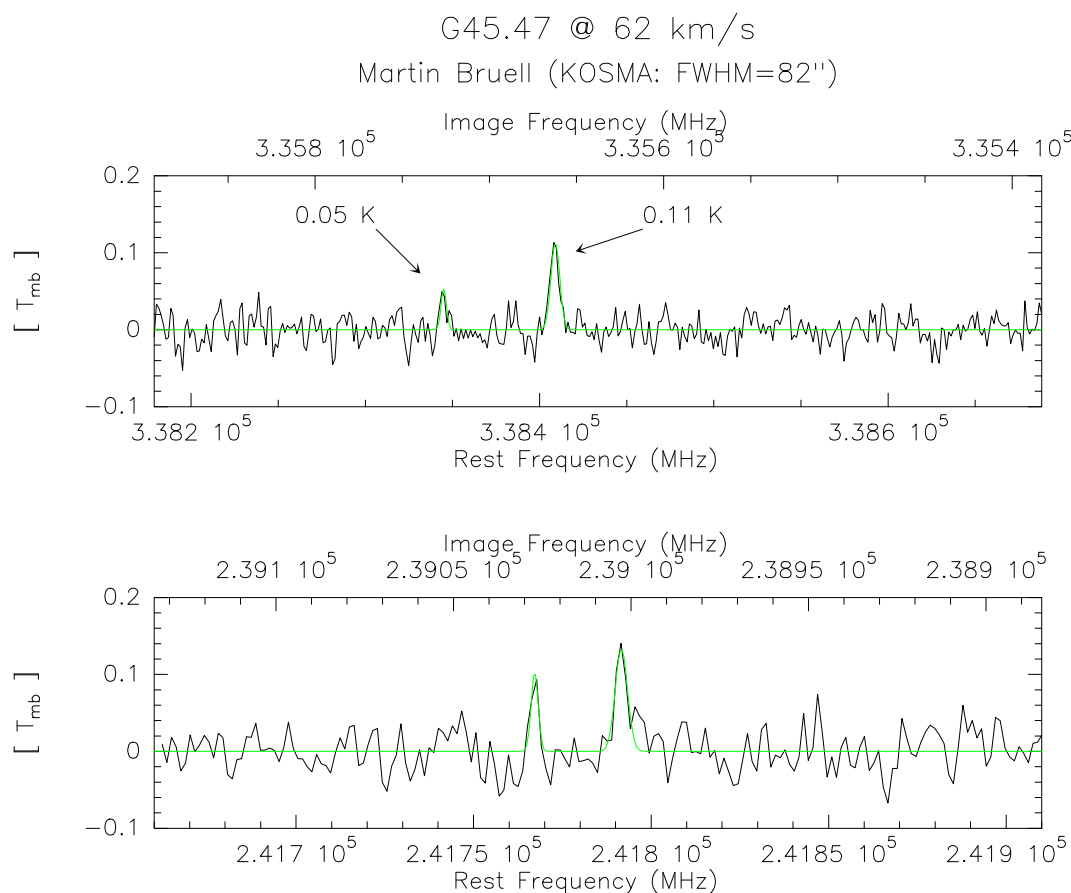


Abbildung C.5: KOSMA Messungen von Methanollinien in der Sternentstehungsregion G45.465+0.045.

C.2 Methanol - CH₃OH

Ich habe an der Position G45.465+0.045 Methanollinien mit dem KOSMA-Teleskop detektiert; van der Tak (2001) detektierten hier bereits Methanollinien mit dem JCMT (siehe Abbildung C.6). Um die beiden Beobachtungen miteinander vergleichen zu können, muß das quadratische Verhältnis der Teleskopbeamgrößen von KOSMA $\theta_{KOSMA}=82''$ und $\theta_{JCMT}=15''$ in Betracht gezogen werden: $\frac{\theta_{JCMT}^2}{\theta_{KOSMA}^2} = \frac{15^2}{82^2} = 0.033$. Betrachtet man die Intensität der Spektrallinie bei 338.4GHz von van der Tak (2001), dann ergibt bei $T_{mb}=1.4K$ und der Annahme, daß der beobachtete *Hot-Spot* kleiner ist als $\theta_{JCMT}=15''$, eine zu erwartende Intensität der KOSMA-Beobachtung von $\lesssim 0.05K$. Tatsächlich liegt die gemessene Intensität aber etwa beim 23fa-

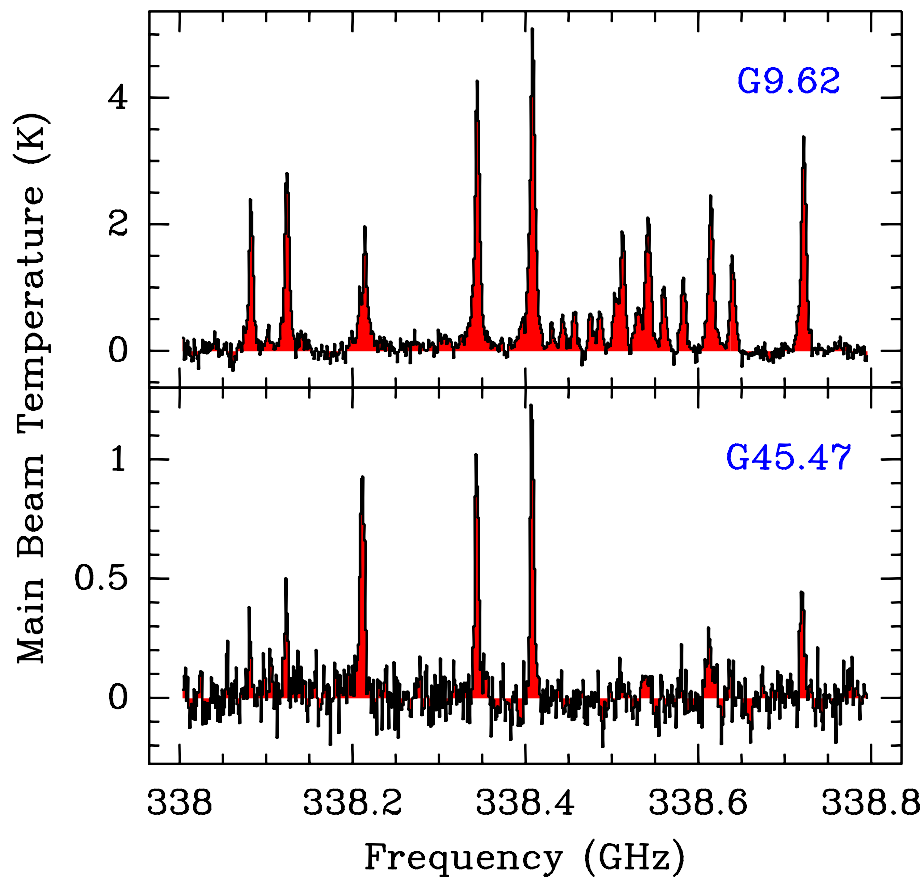


Abbildung C.6: Abbildung aus van der Tak (2001): JCMT Beobachtungen von $\text{CH}_3\text{OH}_{7-6}$ der Quellen G9.62 und G45.47.

chen dieser Abschätzung. Dies zeigt, daß hier Methanol ausgedehnt vorliegt. Methanol wird in der Nähe von Sternentstehungsregionen in sogenannten *Hot-Spots* detektiert. Nach heutiger Vorstellung lösen sich die komplexen Moleküle bei genügend hohen Temperaturen von den Staubkornmänteln und sind dann spektroskopisch detektierbar (van Dishoeck & Blake 1998). Ausgedehntes Methanol deutet beim großen Teleskopbeam des KOSMA-Teleskops darauf hin, daß hier mehr als nur ein solcher *Hot-Spot* vorzuliegen scheint. Dies korrespondiert mit der komplexen Geschwindigkeitsstruktur dieser Wolke (siehe Teilabschnitt 2.3.2).

Abbildung C.5 zeigt die Spektren und die gefitteten Linien CH_3OH , $v_t=0$ ($J, K_a, K_c=5, -1, 5, E \rightarrow 4, -1, 4, E$) bei 241.767224GHz und ($J, K_a, K_c=5, 0, 5, A^+ \rightarrow 4, 0, 4, A^+$) bei 241.791431GHz sowie ($J, K_a, K_c=7, -1, 7, E \rightarrow 6, -1, 6, E$) bei 338.344628GHz und ($J, K_a, K_c=7, 0, 7, A^+ \rightarrow 6, 0, 6, A^+$) bei 338.408681GHz. Abbildung C.7 zeigt

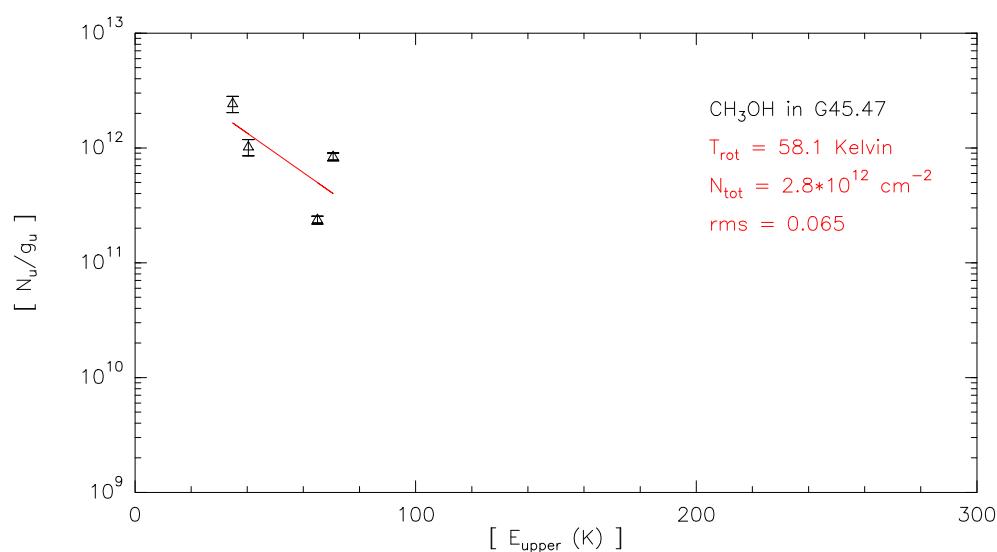


Abbildung C.7: Rotationsdiagramm der in Abbildung C.5 gezeigten Methanollinien von G45.465+0.045.

das hieraus und mit Hilfe der Molekülparameter von Müller et al. (2001) abgeleitete Rotationsdiagramm, aus dem sich unter Annahme der Boltzmann-Statistik eine Rotationstemperatur (siehe z.B. Thompson et al. (1999)) $T_{rot}=58.1\text{K}$ und eine Methanol-Säulendichte $N_{tot} = 2.8 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-2}$ ergibt. Bei diesem Fit habe ich die $(J,K_a,K_c=7,6,2,E \rightarrow 6,6,1,E)$ Linie bei 338.404580GHz ignoriert, die hier nicht spektral aufgelöst werden konnte und zur Anregung eine deutlich höhere Energie $E_{upper}=158\text{K}$ benötigt.

An der Position G45.12+0.13, dem Intensitätsmaximum des Feldes G45-46 bei einer massiven Sternentstehungsregion, habe ich ebenfalls versucht, Methanollinien zu detektieren. Die Spektren zeigen keine Emissionslinien, entsprechend kann für diese Linien nur eine Obergrenze von $<0.1\text{K}$ angegeben werden. Interpretiert werden kann dies damit, daß hier eine geringere Anzahl an *Hot-Spots* innerhalb des KOSMA-Teleskopbeams vorliegt, als in der Quelle G45.465+0.045. Das ist schon aufgrund der Komplexität von G45.465+0.045 in den CO Datenkuben plausibel. Bei der vergleichsweise schlechten Auflösung des KOSMA-Teleskops kann hier folglich keine Diskussion bzgl. der Entwicklungsstufen der beiden Sternentstehungsregionen getroffen werden; die Ergebnisse von Kraemer et al. (2003) können daher hierdurch nicht bewertet werden.

Anhang D

Folgeprojekt

Das Gas im GMR zeigt auf den ersten Blick große Ähnlichkeiten zu dem Gas der Wolke SgrB2 im Bereich des Galaktischen Zentrums: Physikalische Parameter wie z.B. die warme Gastemperatur und die relativ dichten Gasregionen fern von Sternentstehungsregionen sind vergleichbar. Im Fall der Wolken beim Galaktischen Zentrum zeigt sich ferner eine Fülle unterschiedlicher chemischer Komponenten, die Ihren Anregungsursprung in Schocks haben; die physikalischen Bedingungen in dieser Region sind höchstwahrscheinlich stark von Einflüssen der Galaxiendynamik geprägt (Martín-Pintado et al. 2001). Zur vergleichenden Untersuchung haben wir, unter der Federführung von Nemesio Rodriguez Fernandez vom *Observatoire de Paris*, und in weiterer Zusammenarbeit mit Carsten Kramer *KOSMA, I.Physikalisches Institut der Universität zu Köln, Deutschland*, Jesus Martin-Pintado *DAMIR, CSIC, Spain* und Francoise Combes *LERMA-Observatoire de Paris, France*, Schlüssel-moleküle an ausgewählten Positionen im GMR mit dem IRAM 30m Teleskop untersucht. Ziel war die Untersuchung, ob sich im GMR auch Hinweise auf großskalige Schockanregungen finden lassen. Abbildung D.1 zeigt die Lage der ausgewählten Positionen anhand der CO3-2 T_{peak} -Karte, Abbildungen D.2 bis D.5 zeigt die gemessenen Spektren dieser Moleküle.

Alle ausgewählten Spezies wurden in W43 detektiert, in G30.4-0.11 jedoch, obwohl auch hier mit Detektionen in CS und HNC Hinweise auf dichtes Gas vorliegen, wurden weder Methanol, Ethanol noch SiO detektiert. Auch die weiteren Positionen zeigen keine deutlichen Detektionen der ausgewählten Schlüssel-moleküle. Die Analyse der Daten wird in einer späteren Arbeit erfolgen, vorweg zeigt die oben skizzierte Sichtung der Daten, daß sich im GMR anscheinend nicht dieselben Schockanregungen wie in SgrB2 und damit Einflüssen der Galaxiendynamik finden lassen. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den in dieser Arbeit erlangten

Ergebnisse aus Teilabschnitt 2.4.3.

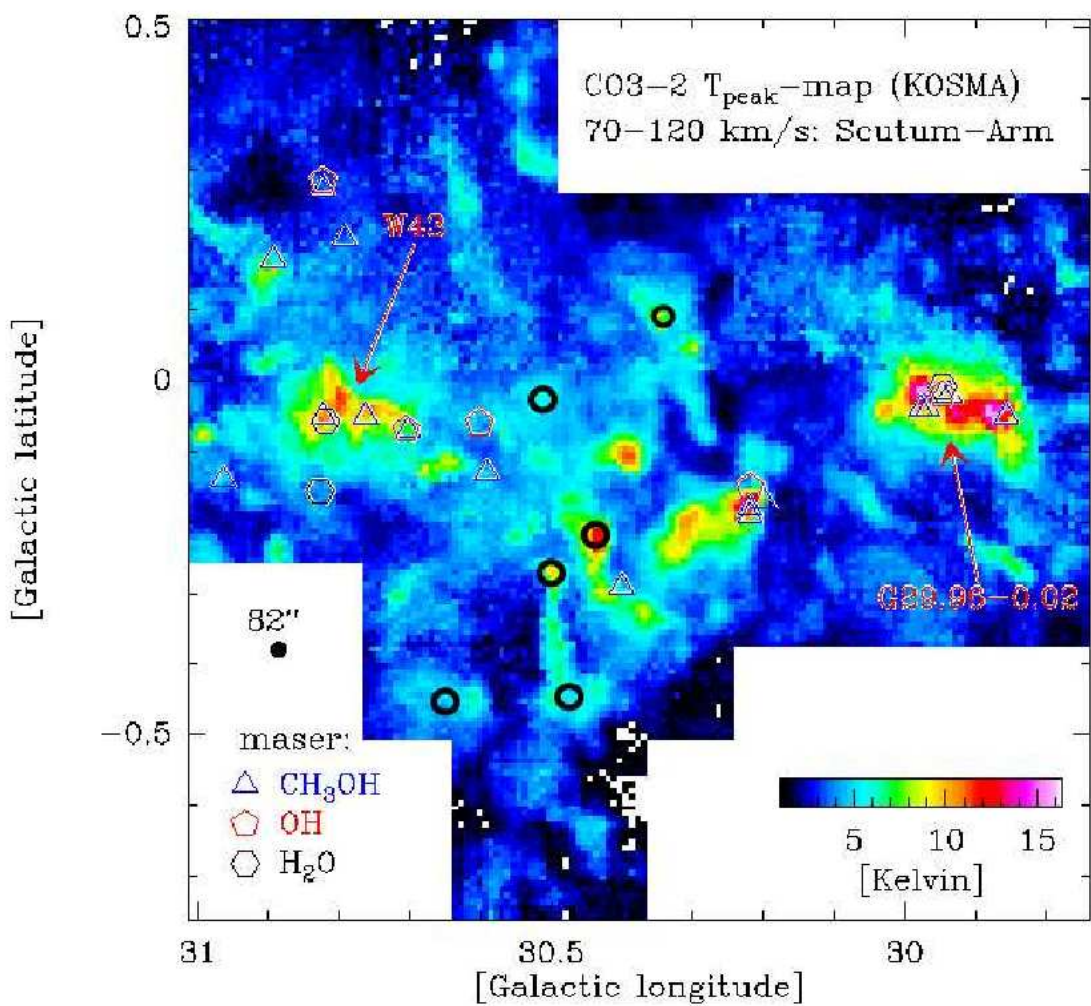


Abbildung D.1: CO3-2 T_{peak} -Karte des Scutum Arms des Feldes G30-31. Die schwarzen Kreise markieren die sechs neben W43 ausgewählten Positionen der hier gezeigten Multiliniemessungen.

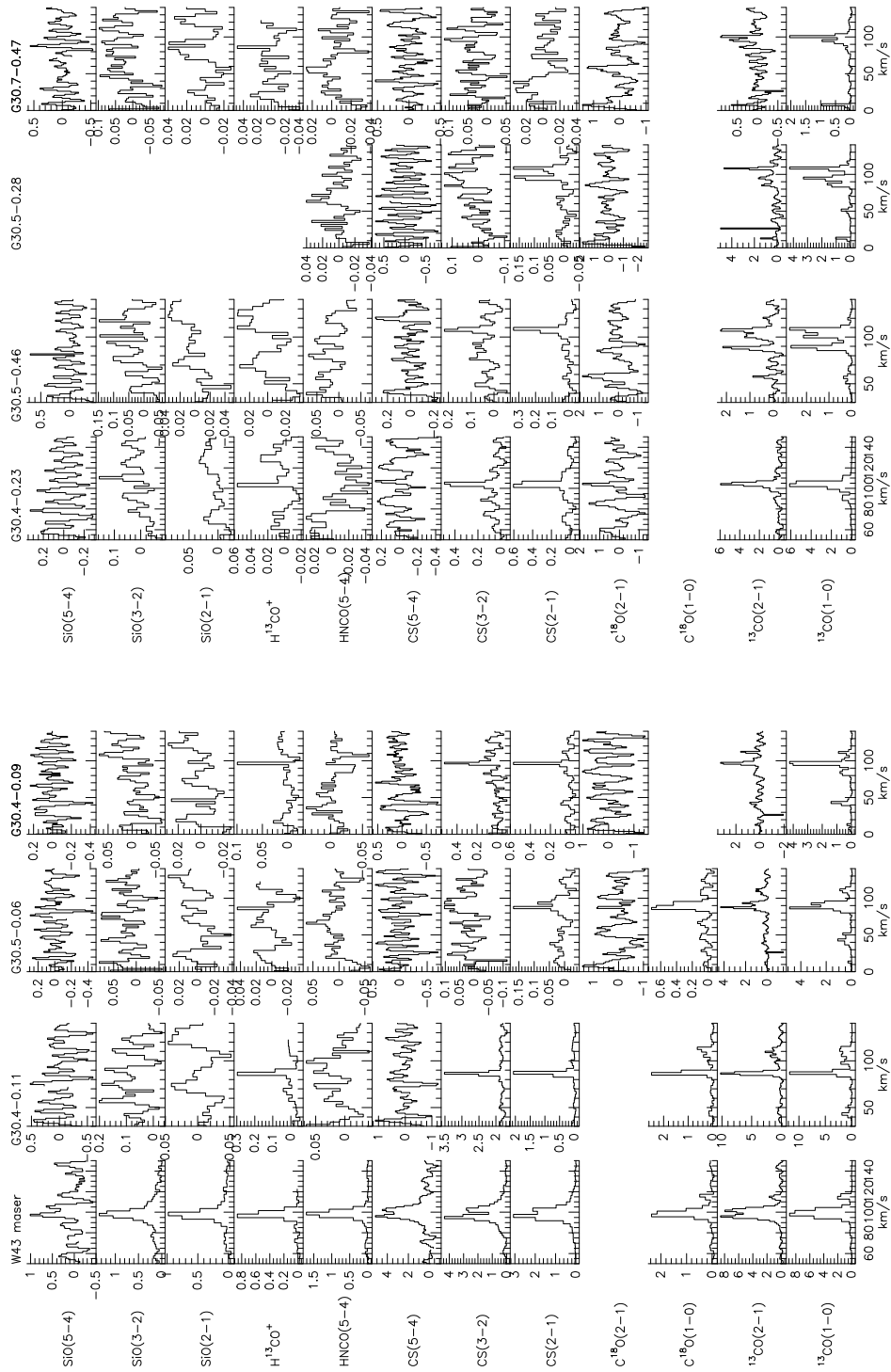


Abbildung D.2: Erster Teil der hier beschriebenen Messungen niedriger spektraler Auflösung mit der 1Mhz Filterbank.

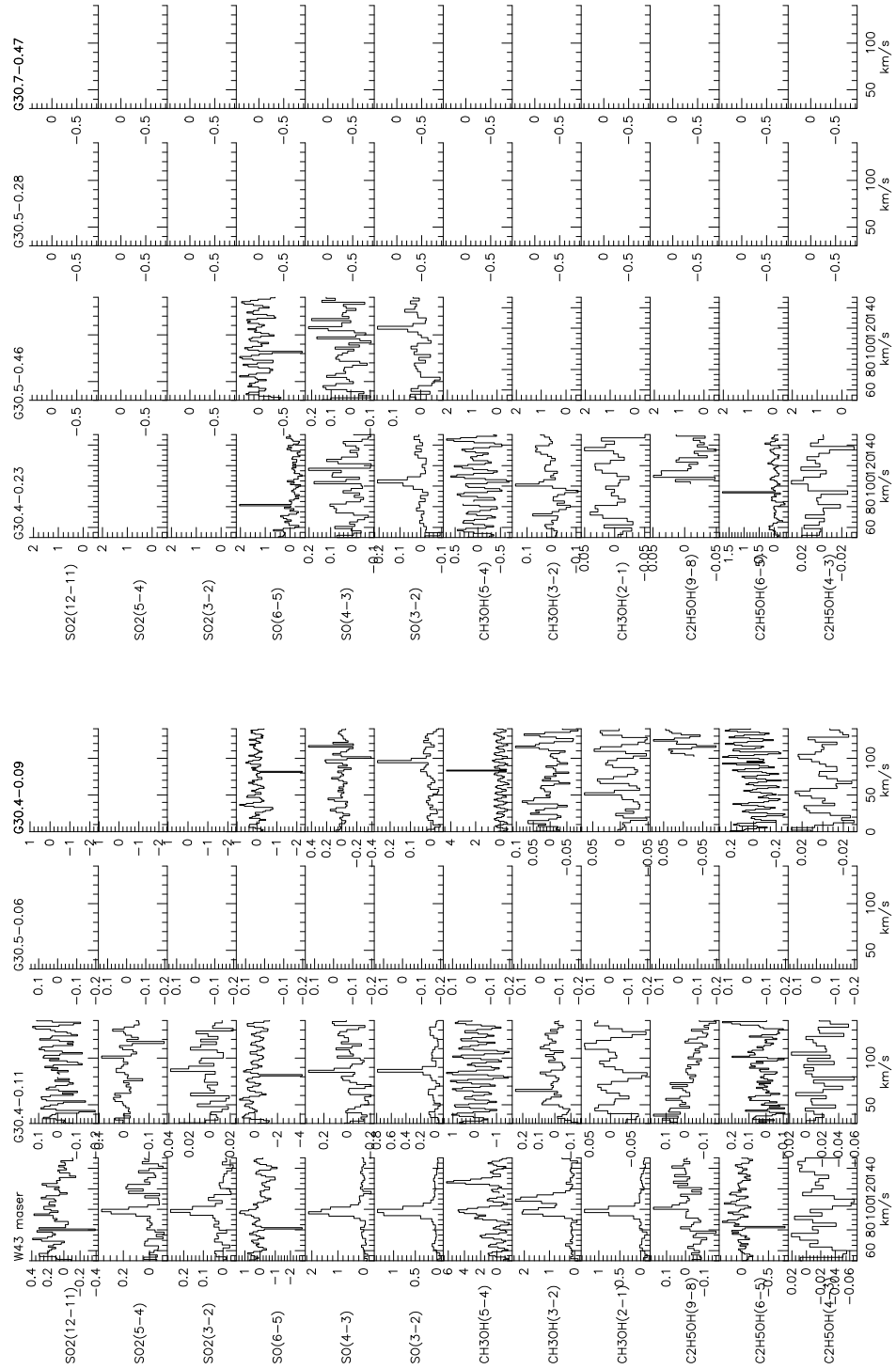


Abbildung D.3: Zweiter Teil der hier beschriebenen Messungen niedriger spektraler Auflösung mit der 1Mhz Filterbank.

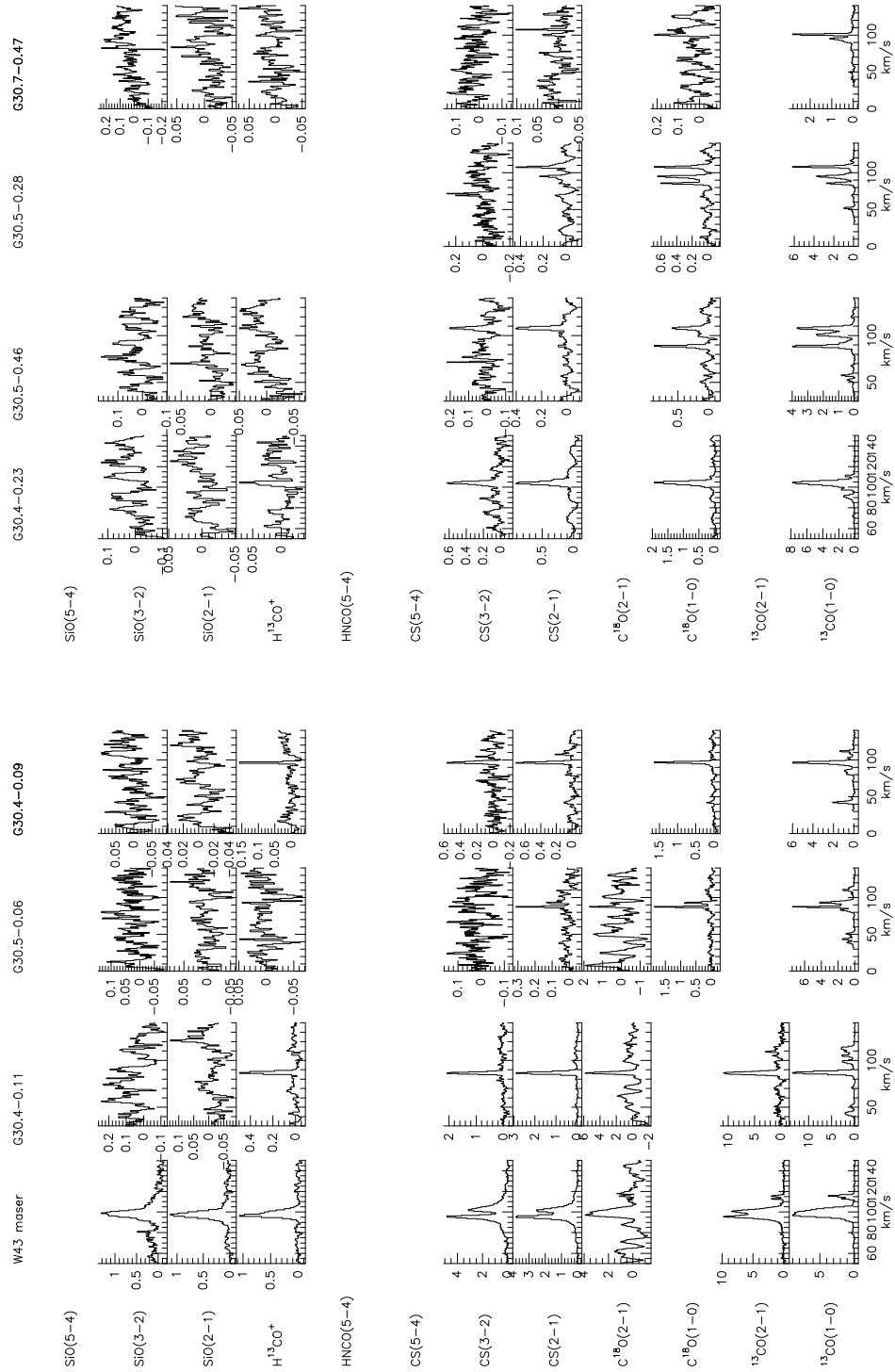


Abbildung D.4: Erster Teil der hier beschriebenen Messungen höherer spektraler Auflösung mit dem Autokorrelator.

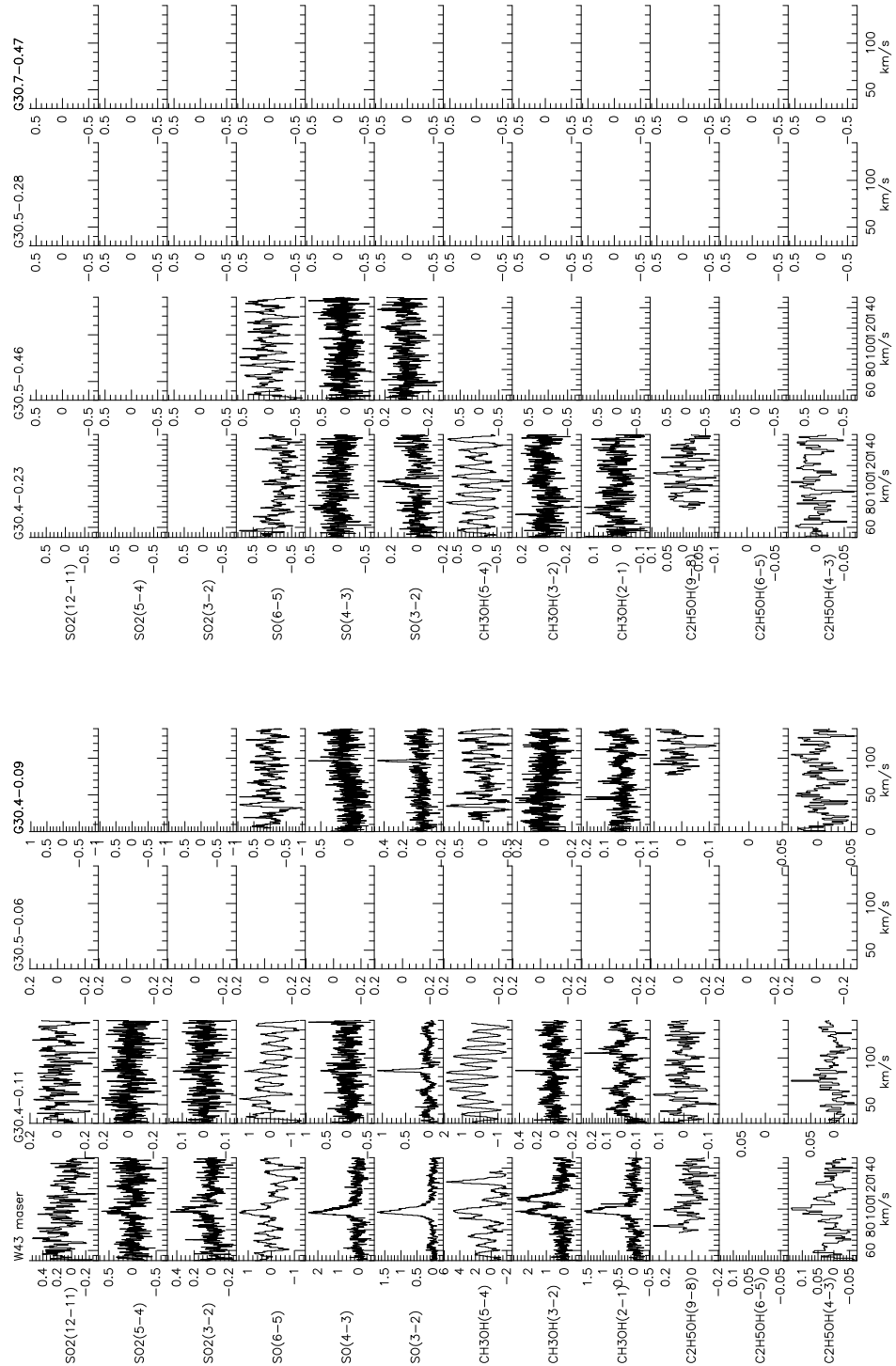


Abbildung D.5: Zweiter Teil der hier beschriebenen Messungen höherer spektraler Auflösung mit dem Autokorrelator.

Anhang E

SMART

Neben der im Hauptteil dieser Arbeit gezeigten Messung und Analyse des Galaktischen Molekularen Rings habe ich im Rahmen meiner Arbeit am KOSMA Observatorium mit weiteren Themen beschäftigt. In diesem Kapitel zeige ich meine Arbeit im Zusammenhang mit dem *SubMillimeter Array Receiver for Two Frequencies* (SMART) (Graf et al. 2003). Im Abschnitt E.1 zeige ich eine Ergänzung zu meiner Diplomarbeit (Brüll 2000), in der ich mich mit Entwicklung des Bildfeldrotators für SMART beschäftigt habe, in Abschnitt E.2 zeige ich die von mir gemessenen höchstfrequenten Beobachtungen am KOSMA Teleskop von $^{13}\text{CO}8-7$ bei 881 GHz mit SMART.

E.1 KOBRA: Kosma Beam Rotator Assembly

KOBRA bezeichnet das **K**OSma **B**eam **R**otator **A**ssembly. Ausführlich habe ich dessen Entwicklung und Optimierung in meiner Diplomarbeit beschrieben (Brüll 2000). Im Abschnitt E.1.1 zeige ich den fertigen Bildfeldrotator, im Abschnitt E.1.2 gebe ich den verallgemeinerte Abbildungsoperator des Rotators an und zeige, daß leichte Justagefehler in der Rotatoroptik die im Zuge der Pointingmessungen von SMART am KOSMA-Teleskop durchgeführten Messungen der schneckenförmigen Bahnkurve eines Laserpunktes erklären können.

E.1.1 Der Bildfeldrotator

Abbildungen E.1 und E.2 zeigen den Bildfeldrotator und dessen Antrieb. In dieser Ausführung besteht der Bildfeldrotator aus drei Planspiegeln, in meiner Diplomarbeit habe ich ferner einen Bildfeldrotator mit einem abbildenden Ellipsoidspiegel diskutiert (Brüll 2000).

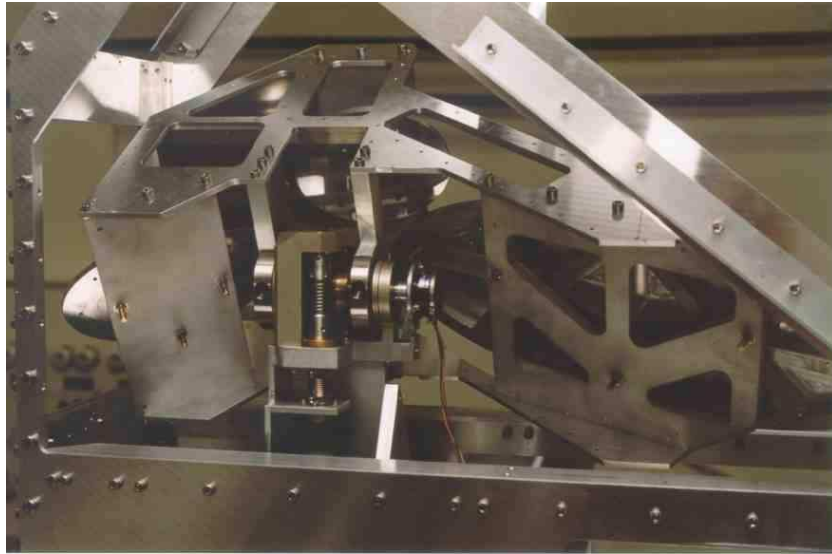


Abbildung E.1: Der Bildfeldrotator am SMART. Foto: Graf (2004)

E.1.2 Einfluß der Fehljustage auf die Abbildungseigenschaften

Dieser Abschnitt wird durch die in Abbildung E.4 gezeigte Messung vom 11. Oktober 2002 (Miller 2002) motiviert. Im Zuge von Pointingmessungen zeigte sich, daß der auftreffende Lichtpunkt eines optischen Justagelasers bei der Drehung des Bildfeldrotators am Schirm eine schneckenförmige Bahn beschreibt.

Die Abbildungseigenschaften des Bildfeldrotators können mit $\vec{r}_{out} = M \cdot \vec{r}_{in}$ durch den Operator M beschrieben werden. Für einen idealen Rotator, bei dem sowohl der einfallende als auch der ausfallende Strahl parallel zur Drehachse des Spiegelaufbaus (z-Achse) verläuft, habe ich in Brüll (2000) die Matrix

$$M = \begin{pmatrix} \cos(2\vartheta) & -\sin(2\vartheta) & 0 \\ -\sin(2\vartheta) & -\cos(2\vartheta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{E.1})$$

hergeleitet, in der ϑ den Drehwinkel des Rotators bezeichnet. Bevor ich vom idealen Aufbau des Rotators abweiche, möchte ich zunächst kurz diskutieren, wie der ideale Rotator (Gleichung E.1) einen einfallenden Strahl abbildet:

- Liegt der einfallende Strahl exakt auf der Drehachse, dann wird er auch wieder exakt auf die Drehachse abgebildet.

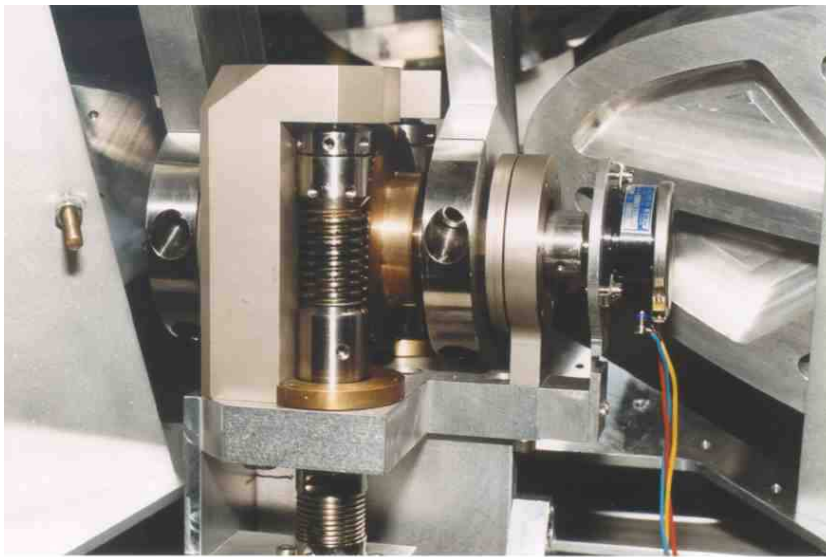


Abbildung E.2: Der Antrieb des Bildfeldrotators, bestehend aus einem messingfarbenen Schneckenrad (Bildmitte), differentiell angetrieben durch zwei identische motorisierte Schnecken (eine ist im Vordergrund zu sehen), um Totgang im Getriebe zu unterbinden. Die Hauptführung der Drehachse befindet sich links vom Schneckenrad. Links hiervon und rechts vom Schneckenrad erkennt man die beiden Klammern, die den Rotatoraufbau an der Drehachse befestigen. Rechts folgt die zweite Führung der Drehachse und ein Winkelnehmer. Foto: Graf (2004)

- Liegt der einfallende Strahl parallel zur Drehachse, jedoch mit einem Versatz in der xy -Ebene, dann wird er als Kreis (abhängig von 2ϑ) in der xy -Ebene abgebildet.
- Ist der einfallende Strahl zusätzlich geneigt, dann wird er ebenfalls als Kreis in der xy -Ebene abgebildet, allerdings hängt dann der Radius des Ausgangskreises linear von der Weglänge des Strahls ab. Dies ist einsichtig, da beide Effekte einen (teilweise von z abhängigen) Versatz in der xy -Ebene bewirken. Die Summe zweier Vektoren in einer Ebene ist wieder ein Vektor in dieser Ebene. Für jeden Ort z ergibt sich somit ein reiner Versatz in der xy -Bildebene.

Ein idealer Rotator im Zusammenhang mit einem schlecht justierten Strahl kann folglich nicht die in Abbildung E.4 gezeigte Schneckenbahn reproduzieren.

Bei der Beschreibung der Abweichung vom idealen Rotator schließe ich hier

aus, daß sich während des Betriebs des Rotators seine Abbildungseigenschaften ändern. Möglich wäre dies, wenn z.B. einer der Spiegel wackeln könnte; zum Einen ist dies dann aber analytisch nicht mehr faßbar, zum anderen zeigten mehrere Tests, daß die Spiegel im Rotator fest sitzen.

Es sind genau zwei Abweichungen vom idealen Aufbau denkbar: Zum einen kann der Strahl nicht exakt in die Drehachse zurückgelenkt werden, jedoch weiterhin zu dieser parallel verlaufen. Zum anderen kann der Strahl mit einem Winkel aus dem Rotator gelenkt werden, so daß dieser nicht mehr parallel zur Drehachse des Rotators verläuft.

Ausgehend von einem idealen Strahl, d.h. einem Strahl der exakt auf der Drehachse eingestrahlt wird betrachte ich den Fall, daß der Ausgangsstrahl nicht exakt auf der Drehachse, aber parallel zu ihr verläuft. Ein solcher Strahlverlauf ist denkbar, wenn einer der beiden ersten Spiegel, o.B.d.A. der zweite, einen Winkelfehler derart produziert, daß der Strahl den dritten Spiegel nicht im Schnittpunkt mit der Drehachse trifft. Unabhängig davon, ob der dritte Spiegel diesen Strahl nun parallel zur Drehachse oder nicht parallel reflektiert, resultiert eine Kreisbahn des Ausgangspunktes bei Drehung des Rotators. Diese Fehljustage ist folglich nicht ausreichend zur Beschreibung der gemessenen Schnecke.

Den Winkel der Fehljustage beschreibe ich hier, der Nomenklatur und der Herleitung aus Brüll (2000) folgend, durch eine Drehung des Ausgangsvektors um die x-Achse und um die z-Achse. Dies kann man „alleine dem dritten Spiegel“ zuordnen, somit muß man in der D_ϑ - und in der B-Matrix jeweils den dortigen Winkel durch hinzuaddierens eines $\Delta\vartheta$ bzw. $\Delta\varphi$ verändern. Der Einfluß in der D_ϑ -Matrix kann man zunächst durch die Umdefinition $\tilde{D}_\vartheta(\tilde{\vartheta})$ mit $\tilde{\vartheta} = \vartheta + \Delta\vartheta$ vernachlässigen. Den gravierensten Einfluß hat die Veränderung der B-Matrix, die nun keine reine Spiegelmatrix mehr ist. Es folgt:

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \cos(\tilde{\vartheta}) & \sin(\tilde{\vartheta}) & 0 \\ -\sin(\tilde{\vartheta}) & \cos(\tilde{\vartheta}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\pi + \Delta\varphi) & \sin(\pi + \Delta\varphi) \\ 0 & \sin(\pi + \Delta\varphi) & -\cos(\pi + \Delta\varphi) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\tilde{\vartheta}) & -\sin(\tilde{\vartheta}) & 0 \\ \sin(\tilde{\vartheta}) & \cos(\tilde{\vartheta}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ & \tilde{M} = \\ & \begin{pmatrix} \left[\cos^2(\tilde{\vartheta}) - \sin^2(\tilde{\vartheta}) \cdot \cos(\Delta\varphi) \right] & \left[-(1 + \cos(\Delta\varphi)) \sin(\tilde{\vartheta}) \cos(\tilde{\vartheta}) \right] & -\sin(\tilde{\vartheta}) \sin(\Delta\varphi) \\ \left[-(1 + \cos(\Delta\varphi)) \sin(\tilde{\vartheta}) \cos(\tilde{\vartheta}) \right] & \left[\sin^2(\vartheta) - \cos^2(\vartheta) \right] & -\cos(\tilde{\vartheta}) \sin(\Delta\varphi) \\ -\sin(\tilde{\vartheta}) \sin(\Delta\varphi) & -\cos(\tilde{\vartheta}) \sin(\Delta\varphi) & \cos(\Delta\varphi) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

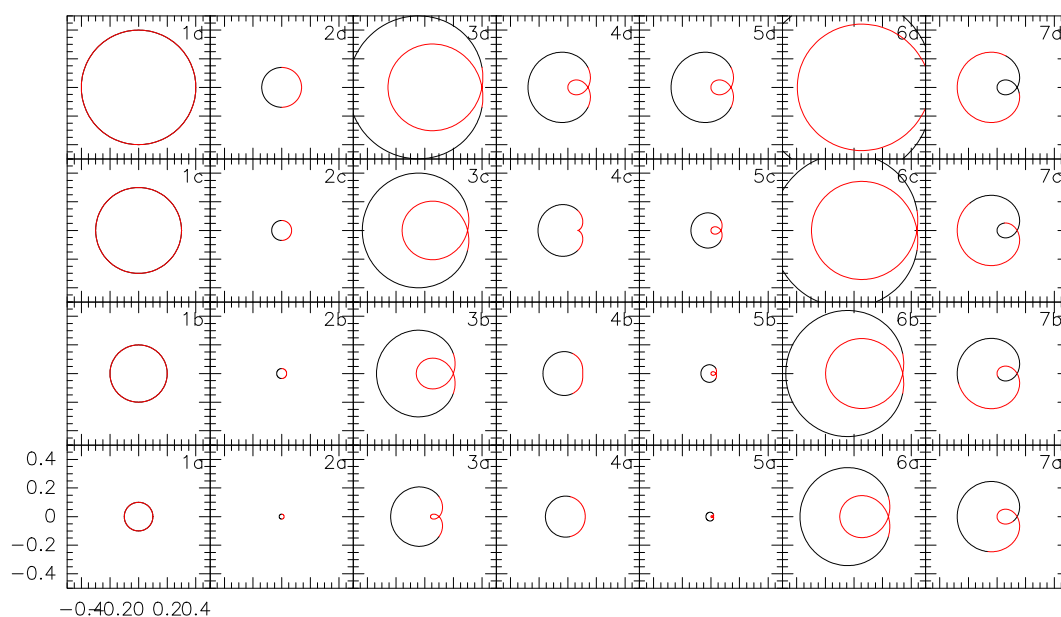


Abbildung E.3: Numerische Lösungen der Rotatorfehljustage für verschiedene Parametereinstellungen. Schwarz: $\vartheta: 0 \rightarrow 90$, Rot: $\vartheta: 90 \rightarrow 180$, bis auf Spalte 7 ist $\Delta\vartheta=0$. Die Strahlvektoren sind auf die z-Komponente normiert. Die Abstände zur Drehachse linear (a ... d: 0.1 ... 0.4), die Winkel logarithmisch (1,2,4,8 °) und daher bei schiefen Strahlen die x-Komponente des Strahls entsprechend ($\tan(1^\circ) \dots \tan(8^\circ)$). **Spalte 1:** idealer Rotator, Strahl parallel zur Drehachse, Abstand zur Drehachse nimmt von a-d zu, **Spalte 2:** Eingangsstrahl auf Drehachse, $\Delta\varphi$ steigt von a-d an, **Spalte 3:** $0 \neq \Delta\varphi = \text{const.}(=8^\circ)$, Eingangsstrahl parallel zur Drehachse, Abstand zur Drehachse wächst von a-d. **Spalte 4:** $0 \neq \Delta\varphi = \text{const.}(=8^\circ)$, Winkel des einfallenden Strahls α_z steigt von a-d an, **Spalte 5:** $\Delta\varphi$ und α_z steigen von a-d an, **Spalte 6:** Bild 5d mit von a-d ansteigendem offset des einfallenden Strahls in der Bildebene, **Spalte 7:** Bild 5d mit unterschiedlichen $\Delta\vartheta$.

Hier ist der gravierendste Einfluß der Winkelfehljustage des Rotators erkennbar: Die C_2 -Symmetrie in \tilde{M} ist nicht mehr gegeben! Man erkennt leicht für kleine Winkelfehler $\Delta\varphi$ den Übergang zur Drehmatrix M des idealen Rotators. Das Verhalten dieser Matrix möchte ich anhand der Abbildung E.4 numerisch demonstrieren.

In dieser Abbildung habe ich mit schwarz die Kurve gezeichnet, die mit einer Drehung des Rotators um 180° abgebildet wird. Mit rot habe ich den Effekt der nächsten 180° gezeichnet, die der tatsächliche Rotator aufgrund

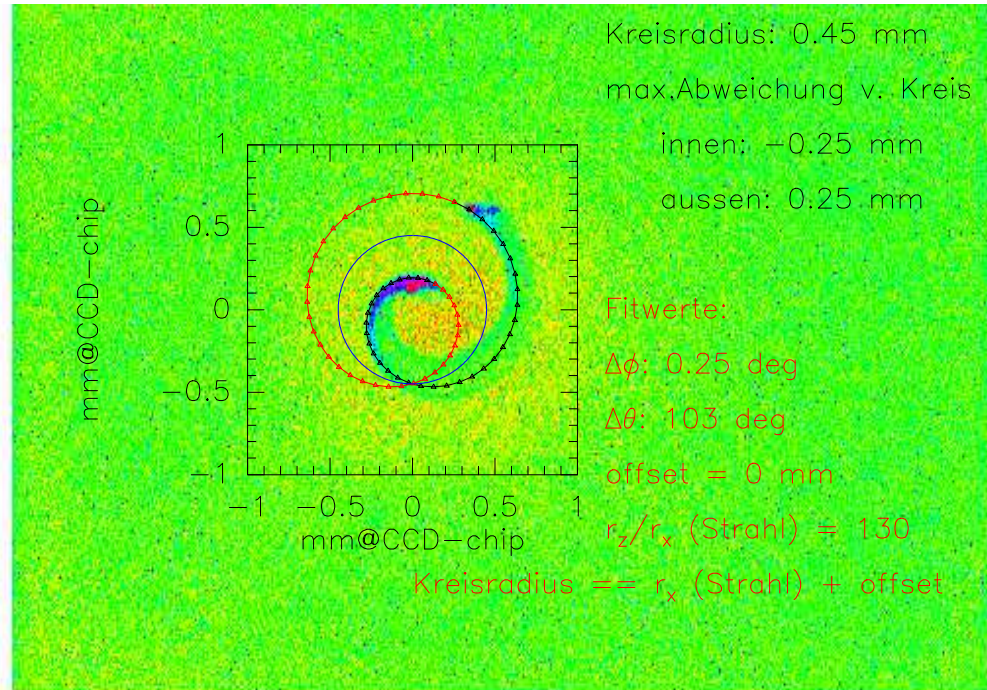


Abbildung E.4: Am 11. Oktober 2002 gemessene Schnecke mit einem möglichen Satz freier Parameter, die diese Schnecke erklären können. Beachte: Es handelt sich hierbei um keinen echten Fit, da es unendlich viele mögliche Parametersätze gibt, die zur Erklärung des Bildes herangezogen werden könnten.

seiner Mechanik nicht erreichen kann, der aber zum Verständnis der Matrix in Gleichung E.2 hilfreich ist.

In Spalte 1 sieht man das Verhalten eines idealen Rotators bei einem zur Drehachse parallelen Strahl. Man erkennt durch die rein rote Kurve der zweiten 180° der Rotatordrehung die Deckung zur schwarzen Kurve der ersten 180°. Hier liegt also die C_2 -Symmetrie vor. In Spalte 2 wird ein Strahl auf der Drehachse eingestrahlt und durch einen Winkelfehler $\Delta\varphi$ des Rotators aus dieser herausgelenkt. Man erkennt, daß diese Abweichung mit einfachen ϑ verläuft. In Spalte 3 wird für ein konstantes $\Delta\varphi$ der Abstand des zur Drehachse parallelen Strahls variiert. Bemerkenswert ist der konstante maximale radiale Abstand der schwarzen und der roten Figur. In Spalte 4 wird der Winkel des einfallenden Strahls α_z variiert. In Spalte 5 wird sowohl $\Delta\varphi$, als auch α_z von a-d vergrößert. In Spalte 6 wird auf der Grundlage von 5d der

Abstand des einfallenden Strahls zur Drehachse variiert. Hier sieht man, wie schon in Spalte 3, einen konstanten maximalen radialen Abstand beider Figurteile. In Spalte 7 wird auf der Grundlage von 5d der Winkelfehler $\Delta\vartheta$ in Drehrichtung variiert. Man sieht, daß man bei einer Drehung des Rotators um 180° verschiedene Ausschnitte dieser Kurve erhält.

Man erkennt, daß eine Winkelfehljustage des Rotators sowie ein nicht perfekt auf der Drehachse liegender Eingangsstrahl nötig ist, um die beobachtete Schnecke zu erklären. Jedoch erkennt man im Vergleich der Spalten 3 bis 5, daß die Aufspaltung der Figur aus Spalte 1 nicht eindeutig einem einzigen Winkelfehler der Rotatorspiegel zugeordnet werden kann. Die Abbildung ist ferner durch die Justagefehler des einfallenden Strahls beeinflusst. Spalte 7 zeigt schließlich, wie die gemessene Schnecke erklärt werden könnte. In Abbildung E.4 ist ein möglicher Parametersatz gezeigt, der, basierend auf Gleichung E.2, die gemessene Schnecke erklärt. Jedoch muß beachtet werden, daß dies nur einer von beliebig vielen Parametersätzen ist (Vergleiche hierzu z.B. Bilder 3d, 4d und 5d aus Abbildung E.4).

Die Messungen vom 10.9.2001 bei submm Wellenlängen zeigten die oben beschriebene Schnecke jedoch nicht (Graf 2001). Daher ist es bei der derzeitigen Konfiguration nicht notwendig, das Pointingmodell um den oben beschriebenen Effekt zu erweitern.

E.2 $^{13}\text{CO}8-7$

Bei den in diesem Abschnitt gezeigten $^{13}\text{CO}8-7$ Spektren mit einer Laborfrequenz von 881.272808 GHz (Müller et al. 2001) handelt es sich um die höchstfrequenten Beobachtungen am KOSMA Teleskop. Ferner handelt es sich bei der in Abbildung E.5 gezeigten Karte ausgedehnter Emission dieser Linie um die erste Kartierung von $^{13}\text{CO}8-7$ überhaupt. Tabelle A.2 zeigt, daß diese Linie eine Energie des oberen Niveaus von $E_u=190\text{K}$ und eine kritische Dichte $n_{crit} \approx 10^6\text{cm}^{-3}$ hat. Folglich ist sie nur in der nächsten Umgebung von Sternentstehungsregionen detektierbar. Bei der Analyse der Sternentstehungsregion W3 (Kramer et al. 2004) war diese Linie folglich (mit) ein Indikator für die höchsten untersuchten kritischen Dichten und höchsten Temperaturen. Das molekulare Material im Bereich von IRS5 konnte mit einem Zweikomponentenmodell erklärt werden, einer heißen Komponente bei 200K und einer relativ niedrigen Dichte von $3 \cdot 10^4\text{cm}^{-3}$ zu der 10% des Gases zugeordnet werden können, sowie einer Komponente bei niedrigerer Temperatur, die 90% des Gases ausmacht. Gerade die $^{13}\text{CO}8-7$ Daten ermöglichten es, die

relative Häufigkeit $[\text{CO}]/[^{13}\text{CO}]$ auf ein sehr niedriges Verhältnis von 22 zu bestimmen.

Abbildungen E.6 und E.7 zeigen weitere, bisher unveröffentlichte $^{13}\text{CO}8-7$ -Spektren der Quellen CepB, W75, DR21 und Orion B (NGC2024).

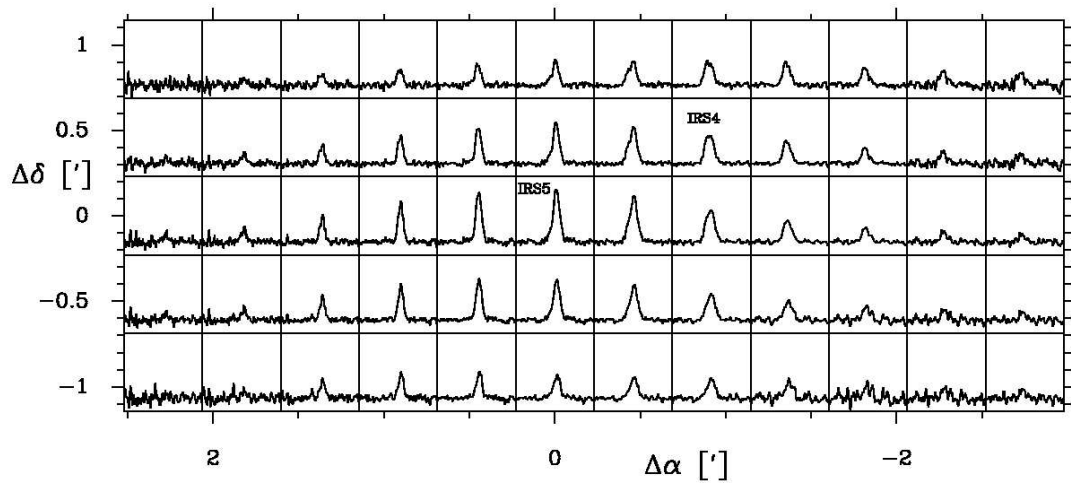
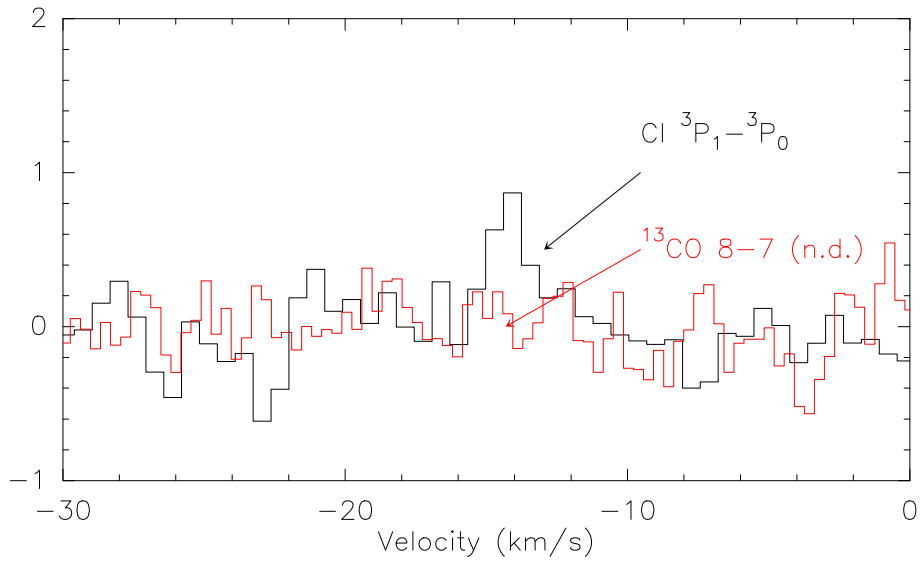


Abbildung E.5: Erste Kartierung der astronomischen Linie $^{13}\text{CO}8-7$. Gezeigt sind die auf eine Auflösung von $75''$ verschmierten $^{13}\text{CO}8-7$ Spektren in der massiven Sternentstehungsregion W3 um die beiden Infrarotquellen IRS4 und IRS5 (Kramer et al. 2004) auf der T_{mb} -Skala (Kramer et al. 2004). Die Intensitätsskala reicht von -2 bis 10K, die v_{lsr} -Skala von -70 bis -10km/s.

22:55:10.0 62:21:30.0 (1950)

Data in T_A^* ($^{13}\text{CO}8-7$ n.d.)

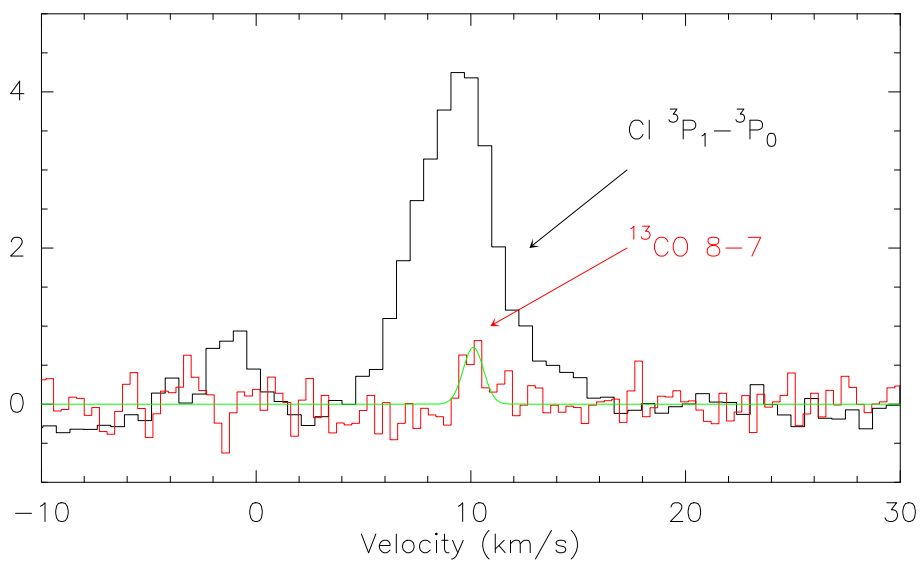
1.-2.Februar 2003, Martin Bruell, KOSMA

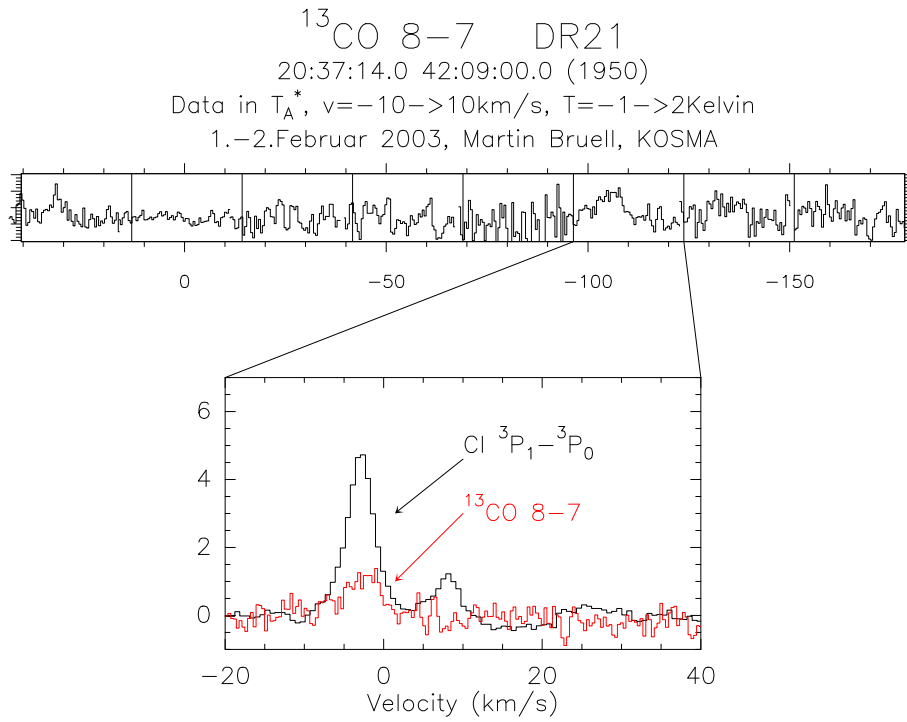
 $^{13}\text{CO} 8-7$ W75

20:36:50.4 42:26:54.0 (1950)

Data in T_A^*

1.-2.Februar 2003, Martin Bruell, KOSMA

Abbildung E.6: $^{13}\text{CO}8-7$ Spektren von CepB und W75 auf der T_A^* -Skala.



$^{13}\text{CO } 8-7 - \text{Orion B (NGC2024)}$
 5:39:13.0 -1:57:10 (1950)
 Data in T_A^* , $v=0 \rightarrow 20 \text{ km/s}$, $T=-1 \rightarrow 4 \text{ Kelvin}$
 31. Januar & 2. Februar 2003, Martin Bruell, KOSMA

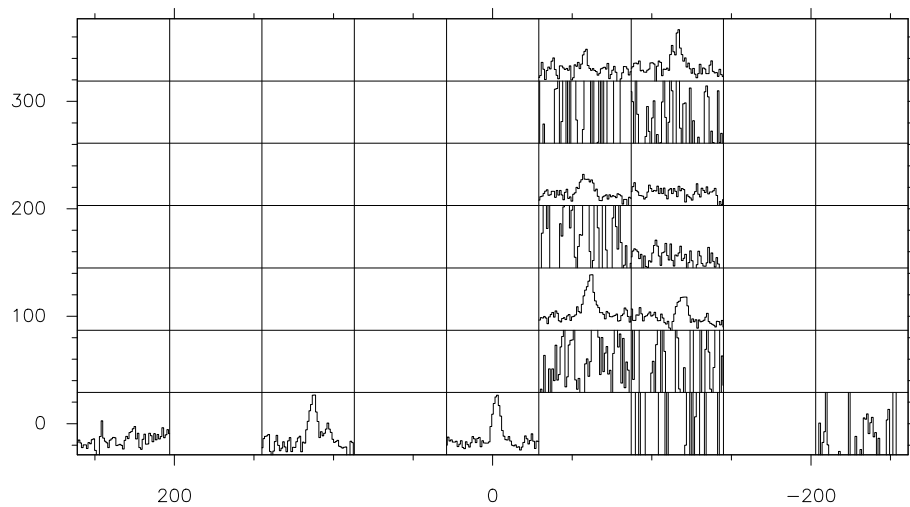


Abbildung E.7: $^{13}\text{CO } 8-7$ Spektren von DR21 und Orion B auf der T_A^* -Skala.

Literaturverzeichnis

1959, MNRAS, 119, 422

Aalto, S., Johansson, L. E. B., & Booth, R. S. 1991, in IAU Symp. 146:
Dynamics of Galaxies and Their Molecular Cloud Distributions, 151–+

Alard, C. 2001, A&A, 379, L44

Allan, D. 1966, Proc. IEEE, 54, 2

Altenhoff, W. J., Downes, D., Pauls, T., & Schraml, J. 1979, A&AS, 35, 23

Argon, A. L., Reid, M. J., & Menten, K. M. 2000, ApJS, 129, 159

Avery, L. W., White, G. J., Williams, I. P., & Cronin, N. 1987, ApJ, 312,
848

Bains, I., Bryce, M., Mellema, G., Redman, M. P., & Thomasson, P. 2003,
MNRAS, 340, 381

Barbuy, B. 2002, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Confe-
rence Series, 29–32

Becker, R. 2003, in Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of Our
Galaxy (The 5th Boston University Astrophysics Conference)

Becker, R. H. & White, R. L. 1985, ApJ, 297, 649

Bensch, F. 2004, priv.comm.

Bensch, F., Stutzki, J., & Ossenkopf, V. 2001, A&A, 366, 636

Beuther, H. 1999, Diplomarbeit

—. 2004, priv.comm.

Beuther, H., Kramer, C., Deiss, B., & Stutzki, J. 2000, A&A, 362, 1109

- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., et al. 2002, *A&A*, 383, 892
- Binney, J. 1992, *ARA&A*, 30, 51
- Binney, J., Gerhard, O., & Spergel, D. 1997, *MNRAS*, 288, 365
- Bissantz, N., Englmaier, P., & Gerhard, O. 2003, *MNRAS*, 340, 949
- Blake, G. A., Sutton, E. C., Masson, C. R., & Phillips, T. G. 1987, *ApJ*, 315, 621
- Branch, D. 1998, *ARA&A*, 36, 17
- Braz, M. A. & Epchtein, N. 1983, *A&AS*, 54, 167
- Bruce, C. E. R. 1965, in *Problems of Atmospheric and Space Electricity*, 577–+
- Brüll, M. 2000, *Diplomarbeit*
- Buta, R. 1999, *Ap&SS*, 269, 79
- Buta, R. & Combes, F. 1996, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 17, 95
- Castets, A., Duvert, G., Dutrey, A., et al. 1990, *A&A*, 234, 469
- Castro-Tirado, A. J., Brandt, S., Lund, N., et al. 1994, *ApJS*, 92, 469
- Caswell, J. L., Vaile, R. A., Ellingsen, S. P., Whiteoak, J. B., & Norris, R. P. 1995, *MNRAS*, 272, 96
- Chance, D., Bally, J., & Elmegreen, B. G. 1984, *BAAS*, 16, 977
- Chaty, S., Rodríguez, L. F., Mirabel, I. F., et al. 2001, *A&A*, 366, 1035
- Churchwell, E. 1990, *A&A Rev.*, 2, 79
- . 1997, *ApJ*, 479, L59+
- Clemens, D. P. 1985, *ApJ*, 295, 422
- Clemens, D. P., Sanders, D. B., & Scoville, N. Z. 1988, *ApJ*, 327, 139
- Cohen, R. S., Cong, H., Dame, T. M., & Thaddeus, P. 1980, *ApJ*, 239, L53
- Cole, A. A. & Weinberg, M. D. 2002, *ApJ*, 574, L43
- Combes, F. 1991, *ARA&A*, 29, 195

- Crovisier, J. & Dickey, J. M. 1983, *A&A*, 122, 282
- Dame, T. M., Elmegreen, B. G., Cohen, R. S., & Thaddeus, P. 1986, *ApJ*, 305, 892
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792
- Day, G. A., Warne, W. G., & Cooke, D. J. 1970, *Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement*, 13, 11
- de Vaucouleurs, G. 1959, *Handbuch der Physik*, 53, 275
- Deharveng, L., Lefloch, B., Zavagno, A., et al. 2003, *A&A*, 408, L25
- Devereux, N., Taniguchi, Y., Sanders, D. B., Nakai, N., & Young, J. S. 1994, *AJ*, 107, 2006
- Dinescu, D. I., Majewski, S. R., Girard, T. M., et al. 2002, *ApJ*, 575, L67
- Downes, D., Wilson, T. L., Bieging, J., & Wink, J. 1980, *A&AS*, 40, 379
- Duncan, A. R., Reich, P., Reich, W., & Fürst, E. 1999, *A&A*, 350, 447
- Egan, M. P. & Price, S. D. 1996a, *AJ*, 112, 2862
- . 1996b, *AJ*, 112, 2862+
- Eisenhauer, F., Schödel, R., Genzel, R., et al. 2003, *ApJ*, 597, L121
- Elitzur, M. 1992, *ARA&A*, 30, 75
- Elmegreen, B. G. & Falgarone, E. 1996, *ApJ*, 471, 816
- Elmegreen, B. G. & Lada, C. J. 1977, *ApJ*, 214, 725
- Emerson, D. 1996, *Interpreting astronomical spectra* (Chichester, UK: Wiley, |c1996)
- Englmaier, P. & Gerhard, O. 1999, *MNRAS*, 304, 512
- Falgarone, E., Panis, J.-F., Heithausen, A., et al. 1998, *A&A*, 331, 669
- Falgarone, E., Phillips, T. G., & Walker, C. K. 1991, *ApJ*, 378, 186
- Feldt, M., Stecklum, B., Henning, T., et al. 1998, *A&A*, 339, 759
- Felli, M., Comoretto, G., Testi, L., Omont, A., & Schuller, F. 2000, *A&A*, 362, 199

- Fender, R. & Belloni, T. 2004, *ARA&A*, 42, 317
- Fender, R. P., Garrington, S. T., McKay, D. J., et al. 1999, *MNRAS*, 304, 865
- Fich, M. & Tremaine, S. 1991, *ARA&A*, 29, 409
- Fixsen, D. J., Bennett, C. L., & Mather, J. C. 1999, *ApJ*, 526, 207
- Flower, D. R. & Launay, J. M. 1985, *MNRAS*, 214, 271
- Forster, J. R. & Caswell, J. L. 1989, *A&A*, 213, 339
- Fux, R. 1997, *A&A*, 327, 983
- Garcia-Burillo, S., Guelin, M., & Cernicharo, J. 1993, *A&A*, 274, 123+
- Gill, A. G. & Henriksen, R. N. 1990, *ApJ*, 365, L27
- Glenn, J. & Hunter, T. R. 2001, *ApJS*, 135, 177
- Goss, W. M. & Shaver, P. A. 1970, *Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement*, 14, 1
- Graf, U. 2001, priv.comm.
- . 2004, priv.comm.
- Graf, U. U., Haas, S., Honingh, C. E., et al. 1998, in *Proc. SPIE Vol. 3357*, p. 159-166, *Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes*, Thomas G. Phillips; Ed., 159–166
- Graf, U. U., Heyminck, S., Michael, E. A., et al. 2003, in *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*. Edited by Phillips, Thomas G.; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE, Volume 4855*, pp. 322-329 (2003)., 322–329
- Green, D. A. 1993, *MNRAS*, 262, 327
- Hafok, H. 2001, PhD thesis
- Hafok, H. & Stutzki, J. 2003, *A&A*, 398, 959
- Handa, T. & Sofue, Y. 1986, *Ap&SS*, 119, 127
- Handa, T., Sofue, Y., Nakai, N., Hirabayashi, H., & Inoue, M. 1987, *PASJ*, 39, 709

- Heyer, M. H. & Ladd, E. F. 1995, *ApJ*, 439, 269
- Hiyama, S. 1998, Diplomarbeit
- Ho, P. T. P., Turner, J. L., & Martin, R. N. 1987, *ApJ*, 322, L67
- Holden, D. J. & Caswell, J. L. 1969, *MNRAS*, 143, 407
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1997, *ARA&A*, 35, 179
- Huber, D. 2002, PhD thesis
- Hunter, T. R., Phillips, T. G., & Menten, K. M. 1997, *ApJ*, 478, 283
- Israel, F. P. 1982, *ApJ*, 255, 475
- Israel, F. P. & Baas, F. 1999, *A&A*, 351, 10
- , 2001, *A&A*, 371, 433
- Israel, F. P., Maloney, P. R., & Baas, F. 1990, *A&A*, 237, 17
- Israel, F. P., White, G. J., & Baas, F. 1995, *A&A*, 302, 343+
- Jackson, J. M., Bania, T. M., Simon, R., et al. 2002, *ApJ*, 566, L81
- Kennicutt, R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Kerr, F. J. & Lynden-Bell, D. 1986, *MNRAS*, 221, 1023
- Kikumoto, T., Taniguchi, Y., Nakai, N., et al. 1998, *PASJ*, 50, 309
- Klessen, R. S. 2001, *ApJ*, 556, 837
- Koester, B. 1998, PhD thesis
- Koester, B., Stoerzer, H., Stutzki, J., & Sternberg, A. 1994, *A&A*, 284, 545
- Kraemer, K. E., Jackson, J. M., Kassis, M., et al. 2003, *ApJ*, 588, 918
- Kramer, C., Jakob, H., Mookerjea, B., et al. 2004, *A&A*, 424, 887
- Kramer, C., Stutzki, J., Rohrig, R., & Corneliussen, U. 1998, *A&A*, 329, 249
- Kramer, C., Stutzki, J., & Winnewisser, G. 1996, *A&A*, 307, 915
- Kurtz, S., Churchwell, E., & Wood, D. O. S. 1994, *ApJS*, 91, 659
- Langer, W. D. & Penzias, A. A. 1990, *ApJ*, 357, 477

- Langer, W. D., Wilson, R. W., & Anderson, C. H. 1993, *ApJ*, 408, L45
- Langston, G., Minter, A., D'Addario, L., et al. 2000, *AJ*, 119, 2801
- Larson, R. B. 1992, *MNRAS*, 256, 641
- Lazarian, A. & Pogosyan, D. 2000, *ApJ*, 537, 720
- Lester, D. F., Dinerstein, H. L., Werner, M. W., et al. 1985, *ApJ*, 296, 565
- Liverts, E. 2000, *Ap&SS*, 274, 513
- Loren, R. B., Plambeck, R. L., Davis, J. H., & Snell, R. L. 1981, *ApJ*, 245, 495
- Müller, H. S. P., Thorwirth, S., Roth, D. A., & Winnewisser, G. 2001, *A&A*, 370, L49
- Magnani, L., Onello, J. S., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 1996, in *IAU Symp. 170: CO: Twenty-Five Years of Millimeter-Wave Spectroscopy*, 68P–+
- Majewski, S. R. 2003, *priv.comm.*
- Mao, R. Q., Henkel, C., Schulz, A., et al. 2000, *A&A*, 358, 433
- Martín-Pintado, J., Rizzo, J. R., de Vicente, P., Rodríguez-Fernández, N. J., & Fuente, A. 2001, *ApJ*, 548, L65
- Mauersberger, R., Henkel, C., Walsh, W., & Schulz, A. 1999, *A&A*, 341, 256
- McQuinn, K. B. W., Simon, R., Law, C. J., et al. 2002, *ApJ*, 576, 274
- Merrifield, M. 2003, in *Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of Our Galaxy (The 5th Boston University Astrophysics Conference)*
- Miller, M. 2002, *priv.comm.*
- Minchin, N. R., White, G. J., & Padman, R. 1993, *A&A*, 277, 595
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1994, *Nature*, 371, 46
- Motte, F., André, P., Ward-Thompson, D., & Bontemps, S. 2001, *A&A*, 372, L41
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150

- Motte, F., Schilke, P., & Lis, D. C. 2003, *ApJ*, 582, 277
- Nakanishi, H. & Sofue, Y. 2003, *PASJ*, 55, 191
- Nelson, A. H., Johns, T., & Matsuda, T. 1984, *MNRAS*, 210, 381
- Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., et al. 1984, *ApJ*, 278, L1
- Omont, A., Gilmore, G. F., Alard, C., et al. 2003, *A&A*, 403, 975
- Oort, J. H. 1952, *ApJ*, 116, 233
- Oort, J. H., Kerr, F. J., & Westerhout, G. 1958, *MNRAS*, 118, 379
- Ossenkopf, V. 2003, in *The Dense Interstellar Medium in Galaxies*, Springer Verlag
- Ossenkopf, V. 2004, priv.comm.
- Ossenkopf, V., Klessen, R. S., & Heitsch, F. 2001, *A&A*, 379, 1005
- Ossenkopf, V., Krips, M., & Stutzki, J. 2004, *A&A*
- Ossenkopf, V. & Mac Low, M.-M. 2002, *A&A*, 390, 307
- Ostrowski, M. & Fürst, E. 2001, *A&A*, 367, 613
- Paglione, T. A. D., Wall, W. F., Young, J. S., et al. 2001, *ApJS*, 135, 183
- Paladini, R., Burigana, C., Davies, R. D., et al. 2003, *A&A*, 397, 213
- Palagi, F., Cesaroni, R., Comoretto, G., Felli, M., & Natale, V. 1993, *A&AS*, 101, 153
- Papadopoulos, P. P., Röttgering, H. J. A., van der Werf, P. P., et al. 2000, *ApJ*, 528, 626
- Peeters, E., Martín-Hernández, N. L., Damour, F., et al. 2002, *A&A*, 381, 571
- Peters, W. L. 1975, *ApJ*, 195, 617
- Radhakrishnan, V., Goss, W. M., Murray, J. D., & Brooks, J. W. 1972, *ApJS*, 24, 49
- Reich, W., Reich, P., & Fuerst, E. 1990, *A&AS*, 83, 539
- Reid, M. J. 1993, *ARA&A*, 31, 345

- Riley, P. W., Little, L. T., Brown, A. T., et al. 1982, MNRAS, 199, 197
- Robinson, B. J., Manchester, R. N., Whiteoak, J. B., et al. 1984, ApJ, 283, L31
- Robinson, B. J., Manchester, R. N., Whiteoak, J. B. and Otrupcek, R. E., & McCutcheon, W. H. 1988, A&A, 193, 60
- Sakamoto, S., Hasegawa, T., Handa, T., Hayashi, M., & Oka, T. 1997, ApJ, 486, 276
- Sakamoto, S., Hasegawa, T., Hayashi, M., Handa, T., & Oka, T. 1995, ApJS, 100, 125
- Sakamoto, S., Hayashi, M., Hasegawa, T., Handa, T., & Oka, T. 1994, ApJ, 425, 641
- Sakamoto, T., Chiba, M., & Beers, T. C. 2003, A&A, 397, 899
- Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161
- Sanders, D. B., S. N. Z. T. R. P. J. W. Z. . Z. S. 1993, New York: AIP, 1, 311
- Sawada, T., Hasegawa, T., Handa, T., et al. 2001, ApJS, 136, 189
- Schieder, R., T. V. W. G. 1989, Experimental Astronomy, 1, 1
- Schinke, R., Engel, V., Buck, U., Meyer, H., & Diercksen, G. H. F. 1985, ApJ, 299, 939
- Schneider, N., Stutzki, J., Winnewisser, G., & Blitz, L. 1996, ApJ, 468, L119+
- Schneider, N., Stutzki, J., Winnewisser, G., & Block, D. 1998, A&A, 335, 1049
- Scoville, N. Z. & Solomon, P. M. 1975, ApJ, 199, L105
- Seaquist, E. R. & Clark, J. 2001, ApJ, 552, 133
- Sempere, M. J. & Garcia-Burillo, S. 1997, A&A, 325, 769
- Shaver, P. A. & Goss, W. M. 1970, Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement, 14, 77
- Shepherd, D. S. & Churchwell, E. 1996, ApJ, 472, 225
- Shibai, H., Okuda, H., Nakagawa, T., et al. 1991, ApJ, 374, 522

- Simon, R. 2004, priv.comm.
- Simon, R., Jackson, J. M., Clemens, D. P., Bania, T. M., & Heyer, M. H. 2001, *ApJ*, 551, 747
- Skrutskie, M. F., Reber, T. J., Murphy, N. W., & Weinberg, M. D. 2001, American Astronomical Society Meeting, 199, 0
- Sodroski, T. J., Bennett, C., Boggess, N., et al. 1994, *ApJ*, 428, 638
- Sofue, Y. 1985, *PASJ*, 37, 507
- Sofue, Y. & Rubin, V. 2001, *ARA&A*, 39, 137
- Solomon, P. M. & Rivolo, A. R. 1989, *ApJ*, 339, 919
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Solomon, P. M., Sanders, D. B., & Rivolo, A. R. 1985, *ApJ*, 292, L19
- Solomon, P. M., Sanders, D. B., & Scoville, N. Z. 1979, *ApJ*, 232, L89
- Störzer, H., Zielinsky, M., Stutzki, J., & Sternberg, A. 2000, *A&A*, 358, 682
- Stanimirović, S. & Lazarian, A. 2001, *ApJ*, 551, L53
- Stanimirovic, S., Staveley-Smith, L., Dickey, J. M., Sault, R. J., & Snowden, S. L. 1999, *MNRAS*, 302, 417
- Stutzki, J. 2002, Skript zur Vorlesung *Astrophysik I* (Universität zu Köln)
- Stutzki, J., Bensch, F., Heithausen, A., Ossenkopf, V., & Zielinsky, M. 1998, *A&A*, 336, 697
- Stutzki, J. & Guesten, R. 1990, *ApJ*, 356, 513
- Stutzki, J., Stacey, G. J., Genzel, R., et al. 1988, *ApJ*, 332, 379
- Stutzki, J. & Winnewisser, G. 1985, *A&A*, 144, 13
- Subrahmanyan, R. & Goss, W. M. 1996, *MNRAS*, 281, 239
- Sun, K. 2004, priv.comm.
- Sutton, E. C., Phillips, T. G., & Masson, C. R. 1983, *ApJ*, 275, L49
- Szymczak, M., Kus, A. J., Hrynek, G., Kępa, A., & Pazderski, E. 2002, *A&A*, 392, 277

- Taylor, A. R., Goss, W. M., Coleman, P. H., van Leeuwen, J., & Wallace, B. J. 1996, *ApJS*, 107, 239
- Taylor, A. R., Stil, J. M., Dickey, J. M., et al. 2002, in *ASP Conf. Ser. 276: Seeing Through the Dust: The Detection of HI and the Exploration of the ISM in Galaxies*, 68–+
- Testi, L., Felli, M., Omont, A., et al. 1997, *A&A*, 318, L13
- Testi, L., Felli, M., & Taylor, G. B. 1999, *A&AS*, 138, 71
- Testi, L. & Sargent, A. I. 1998, *ApJ*, 508, L91
- Thompson, M. A., MacDonald, G. H., & Millar, T. J. 1999, *A&A*, 342, 809
- van den Bergh, S. 2002, *AJ*, 124, 786
- van der Tak, F., H. J. 2001, *ESO-VLT workshop, Garching*
- van der Walt, D. J., Gaylard, M. J., & MacLeod, G. C. 1995, *A&AS*, 110, 81
- van Dishoeck, E. F. & Blake, G. A. 1998, *ARA&A*, 36, 317
- van Dishoeck, E. F., Phillips, T. G., Black, J. H., & Gredel, R. 1991, *ApJ*, 366, 141
- Vila-Vilaró, B., Cepa, J., & Butner, H. M. 2003, *ApJ*, 594, 232
- Weinberg, M. 2003, in *Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of Our Galaxy (The 5th Boston University Astrophysics Conference)*
- Weinberg, M. D. 1995, *ApJ*, 455, L31+
- Westerhout, G. 1958, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 14, 215
- Westerhout, G. & Wendlandt, H.-U. 1982, *A&AS*, 49, 143
- Wielebinski, R., Dumke, M., & Nieten, C. 1999, *A&A*, 347, 634
- Wild, W., Eckart, A., & Wiklind, T. 1997, *A&A*, 322, 419
- Williams, J. P. & Blitz, L. 1998, *ApJ*, 494, 657
- Williams, J. P., de Geus, E. J., & Blitz, L. 1994, *ApJ*, 428, 693
- Wilner, D. J., Ho, P. T. P., & Zhang, Q. 1996, *ApJ*, 462, 339
- Wilson, C. D., Howe, J. E., & Balogh, M. L. 1999, *ApJ*, 517, 174

- Wilson, W. J., Schwartz, P. R., Epstein, E. E., et al. 1974, *ApJ*, 191, 357
- Wood, D. O. S. & Churchwell, E. 1989, *ApJS*, 69, 831
- Wouterloot, J. G. A. & Brand, J. 1989, *A&AS*, 80, 149
- Wouterloot, J. G. A., Brand, J., Burton, W. B., & Kwee, K. K. 1990, *A&A*, 230, 21
- Wouterloot, J. G. A., Heithausen, A., Schreiber, W., & Winnewisser, G. 2000, *A&AS*, 144, 123
- Wright, E. L., Mather, J. C., Bennett, C. L., et al. 1991, *ApJ*, 381, 200
- Yamaguchi, R., Akira, M., & Yasuo, F. 1999, in *Star Formation 1999, Proceedings of Star Formation 1999, held in Nagoya, Japan, June 21 - 25, 1999*, Editor: T. Nakamoto, Nobeyama Radio Observatory, p. 383-384, 383-384
- Young, J. S. & Sanders, D. B. 1986, *ApJ*, 302, 680
- Zhu, M., Seaquist, E. R., & Kuno, N. 2003, *ApJ*, 588, 243
- Zielinsky, M. 2000, PhD thesis
- Zielinsky, M. & Stutzki, J. 1999, *A&A*, 347, 630
- Zoonematkermani, S., Helfand, D. J., Becker, R. H., White, R. L., & Perley, R. A. 1990, *ApJS*, 74, 181

Danksagung

Zu allererst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. J. Stutzki bedanken, mir diese Arbeit am I.Physikalischen Institut der Universität zu Köln und am KOSMA ermöglicht zu haben. Seine konstruktiven Impulse waren für die Datenanalyse sehr hilfreich.

Herrn Prof. Dr. J. Jolie möchte ich für die Übernahme des Zweitgutachtens danken, Herrn Prof. Dr. M. Kerschgens für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Meinen beiden fachlichen Betreuern, Carsten Kramer und Volker Ossenkopf, danke ich für ihre Geduld und die zahlreichen Hinweise.

Robert Simon und Jim Jackson möchte ich für ihr Engagement für den BU-FCRAO $^{13}\text{CO}1\text{-}0$ -Survey danken, denn Ihr gabt die Initialzündung zu dieser Arbeit. Gene Roddenberry für seine Weitsicht: Wir haben das erste echte Foto!

Ganz besonders möchte ich mich bei Martin Miller und Urs Graf bedanken. Ihr ward stets bereit, mir bei technischen Problemen Rat zu geben. Der gesamten Mannschaft, die Beobachtungen für dieses Projektes durchgeführt hatten: Frank Bensch, Bruno Deiss, Urs Graf, Heiko Hafok, Holger Jakob, Carsten Kramer, Martin Miller, Bhaswati Mookerjea, Volker Ossenkopf, Robert Simon und Achim Tieftrunk.

Den beiden Korrekturlesern der Arbeit, Julia und Edgar, für die Schönheitskorrekturen am Text (*Rotation ...*)

Meiner Familie für die Entbehrungen und für meinen Lebensmittelpunkt.

Der Besetzung von Raum 108, Martin Philipp und Armin Wagner, sowie Armin Wagner-Gentner (Hast Dich nicht verändert!). War eine Klasse Zeit!

Nicht vergessen möchte ich die ehemaligen Mitbewohner, Sven Bedorf (*Räum doch mal die Platte auf!*), Anja Müller und besonders Michael Brandt.

Bettina, Steffi und Petra für jederzeit offene Ohren.

An letzter Stelle und dadurch besonders hervorgehoben: Meinen Eltern für die jahrelange Unterstützung.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 494 *Die Entwicklung der interstellaren Materie: Terahertz-Spektroskopie in Weltall und Labor* angefertigt und durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft und durch das Ministerium für Wissenschaft und Technologie des Landes Nordrhein-Westfalen gefördert.

Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen -, die anderen Werken in Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Anlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie, abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen, noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, daß ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen der Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Prof. Dr. Stutzki betreut worden.

Teilpublikationen:

Brüll, M., Kramer, C., Ossenkopf, V., Simon, R., & Stutzki, J. 2004, *Ap&SS*, 289, 255

Kramer, C., Jakob, H., Mookerjea, B., Schneider, N., Brüll, M., & Stutzki, J. 2004, *A&A*, 424, 887

Brüll, M., Kramer, C., Ossenkopf, V., & Stutzki, J., Simon, R., and Bensch, F. 2003, *The KOSMA Multi-line CO Survey of Clouds in the Galactic Molecular Ring in The Dense Interstellar Medium in Galaxies*, ISSN 0930-8989 ISBN 3-540-21254-X Springer Verlag

Brüll, M., Kramer, C., Ossenkopf, V., & Stutzki, J., Simon, R., and Bensch, F. 2003, *The KOSMA multi-line CO Survey of Clouds in the Galactic Molecular Ring in Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of Our Galaxy*, ASP Conference Series

Brüll, M., Kramer, C., Ossenkopf, V., Stutzki, J., Simon, R., & Bensch, F. 2003, *Astronomische Nachrichten Supplement*, 324, 146

Brüll, M., Kramer, C., & Stutzki, J. 2003, *Astronomische Nachrichten Supplement*, 324, 79

Graf, U. U., et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4855, 322

Brüll, M., Kramer, C., & Stutzki, J. 2000, Abstracts from a conference held in Granada, 17-20 of September 2000 and hosted by the Instituto de Radioastronomía Millimétrica (URAM), Universidad de Granada and Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA), meeting abstract.

Brüll, M., Kramer, C., & Stutzki, J. 2000, *Astronomische Gesellschaft Meeting Abstracts*, 17, 40

Lebenslauf



Martin Brüll

geboren 18. Juli 1974, Mönchengladbach

Familie

Eltern: Christoph Karl Brüll (geboren 1939, gestorben 2004), Rechtsanwalt
Rosa Maria Brüll, (geboren 1940), Apothekerin
ein älterer Bruder

Familie: Verheiratet mit Juliane Brüll
Drei Kinder: Johanna (geboren 1993),
Jakob (geboren 1997) und Elias (geboren 2000)

Schulbildung

1980-84 Grundschule:
Gemeinschaftsgrundschule Windberg, Mönchengladbach

1984-93 Gymnasium:
Gymnasium Am Geroweier, Mönchengladbach

Zivildienst

10/1993-11/1994 Betreuung schwerstgeistigbehinderter Menschen
St.Josefsheim Hardt, Mönchengladbach

Studium

10/1994-02/2000 Studium an der Universität zu Köln
Hauptfach: Physik
Nebenfächer: Astrophysik, Geophysik und Chemie

01/1999-02/2000 Diplomarbeit, Universität zu Köln:
*Entwicklung und Optimierung eines Bildfeldrotators
für einen Zwei-Frequenz-Mehrkanalempfänger am
KOSMA-Teleskop*

03/2000-09/2004 Promotion, Universität zu Köln:
*Großräumige Kartierung und Analyse
von sternbildenden Molekülwolken im
Galaktischen Molekularen Ring*

Angestelltenverhältnisse am I.Physikalischen Institut

01/1999-02/2000 Studentische Hilfskraft
03/2000-09/2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter