

УДК 524.52-36

ХИМИЧЕСКОЕ РАЗНООБРАЗИЕ И КИНЕМАТИКА ГАЗА В ОБЛАСТИ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД RCW 120

© 2024 К. В. Плакитина^{1*}, М. С. Кирсанова^{1,2},
С. В. Каленский², С. В. Салий³, Д. С. Вибе¹

¹Институт астрономии Российской академии наук, Москва 119017 Россия

²Астрономический центр Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, Москва 117997

³Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, 620000 Россия

Поступила в редакцию 5 февраля 2024 года; после доработки 5 марта 2024; принята к публикации 18 марта 2024

Представлены результаты анализа спектральных данных, которые получены в направлении плотного молекулярного сгустка и протозвезд, находящихся на границе зоны H II области RCW 120. Наблюдения были проведены с помощью телескопа APEX в диапазоне частот от 200 до 260 ГГц. В работе приведен ряд аргументов в пользу наличия истечений в области образования массивных звезд. Признаки истечения, направленного вдоль луча зрения, наблюдаются вблизи ядра S2. Вблизи ядра S1 истечение, по-видимому, направлено перпендикулярно лучу зрения. В работе показано, что область, где наблюдается яркое излучение в линиях метилцианида (CH_3CN), является более прогретой по сравнению с областями, где наблюдается излучение в линиях молекул метилацетилена (CH_3CCH) и метанола (CH_3OH). Поскольку температуры в окрестности протозвезд недостаточно высоки для тепловой десорбции, вероятно, метанол переходит в газовую фазу за счет разрушения пылинок ударными волнами вблизи истечений. Единственным проявлением ультрафиолетового излучения является повышенное обилие простых углеводородов CCH и $\text{c-C}_3\text{H}_2$ в области фотодиссоциации.

Ключевые слова: *астрохимия — звезды: формирование — МЗС: молекулы — области фотодиссоциации — радиолинии: МЗС*

1. ВВЕДЕНИЕ

С конца XX века внимание исследователей было обращено к процессу образования массивных звезд и воздействию их на окружающую межзвездную среду (см., например, обзоры Zinnecker and Yorke, 2007; Feigelson, 2018). Массивные звезды — редкие объекты в Галактике. Однако, являясь источником мощного ультрафиолетового (УФ) излучения, они оказывают значительное влияние на межзвездную среду (МЗС), изменяя ее химический состав и физические характеристики. Воздействие со стороны массивных звезд может способствовать образованию протозвезд. Этот процесс может быть запущен триггерными механизмами или расширяющимися оболочками ионизированного водорода (H II-областей) (Elmegreen and Lada, 1977). Чтобы убедиться в правильности этих предположений, нужно исследовать крупномасштабные структуры (порядка кпк) в отдаленных галактиках, где можно наблюдать отдельные поколения звезд и области ионизированного водорода (см., например, работы

Egorov et al., 2014; 2017). Однако при исследовании областей звездообразования в нашей Галактике сложно установить, было ли образование конкретной группы протозвезд вызвано внешним (триггерным) фактором (Preibisch and Zinnecker, 1999; Miret-Roig et al., 2022; Briceño-Morales and Chanamé, 2023; Ratzenböck et al., 2023). Считается, что образование протозвезд связано с определенными условиями в окружающей их среде. Эти условия включают в себя наличие молодых скоплений звезд, плотного молекулярного газа и ионизированного газа вблизи молодых массивных звезд. Но наличие только этих условий не является достаточным для однозначного утверждения, что именно эти факторы способствовали образованию протозвезд (см. Dale et al., 2015).

При активном проведении обширных исследований и широко распространенного корреляционного анализа заманчивой становится идея поиска отличий между разными этапами процесса звездообразования с помощью данных о физических условиях в областях звездообразования, таких как интенсивности спектральных ли-

*E-mail: plakitina.kv@inasan.ru

ний, обилие молекул и многие другие. Например, Pety et al. (2017) продемонстрировали, что эмиссионные линии N_2H^+ и CH_3OH являются более надежными индикаторами плотного молекулярного газа по спектральным линиям на 3 мм (см., например, Pety et al., 2017), по сравнению с другими широко используемыми индикаторами — линиями HCO^+ или HCN . По нескольким изотопологам CO и HCO^+ в одном и том же молекулярном облаке Bron et al. (2018) смогли выявить различия между газом, находящимся под воздействием УФ-излучения и экранированным от него. Основываясь на анализе лучевых концентраций, Kirsanova et al. (2021a) показали, что молекулярные облака вокруг Н II-областей (S 235 и S 235 A) имеют состав, типичный для темных звездообразующих облаков без признаков воздействия УФ-излучения. Масштабные исследования в ближнем ИК-диапазоне позволяют определить разницу между оболочками, образованными массивными звездами главной последовательности, и оболочками, которые связаны с молодыми звездными объектами (МЗО), погруженными в молекулярные облака (например, Roman-Lopes, 2009; Kaplan et al., 2021; Deng et al., 2023; Kirsanova et al., 2023c и многие другие).

Область фотодиссоциации (ФДО) RCW 120 имеет кольцеобразную форму, сформированную в уплощенном молекулярном облаке (Anderson et al., 2015; Kirsanova et al., 2019; Zavagno et al., 2020). Ранее Figueira et al. (2017), используя данные наблюдений космического телескопа, выделили на краю Н II-области RCW 120 ряд компактных источников. Среди них они обнаружили объекты с характерными массивными оболочками, отождествленные с массивными молодыми протозвездами. В ходе дальнейших исследований Figueira et al. (2020) подвергли сомнению сценарий триггерного механизма образования массивных протозвезд в RCW 120 и предположили, что образование массивных МЗО вокруг Н II-области предшествовало расширению самой Н II-области. Kirsanova et al. (2023b) обнаружили плотный слой, возникший при расширении Н II-области, а также молодые звезды за его пределами, тем самым подтвердив результат предыдущего исследования.

Несмотря на упомянутые выше работы, вопрос о влиянии расширяющейся Н II-области на текущий процесс звездообразования в RCW 120 по-прежнему остается открытым. Он интересен в связи с возможным влиянием этой области на функцию масс или характерную шкалу времени звездообразования (см., например, Luisi et al., 2021). Недавно Kirsanova et al. (2021b) проанализировали излучение молекул CH_3CN и CH_3OH в двух МЗО в окрестности RCW 120. Они оценили содержание этих молекул и физические параметры

газа в обоих МЗО и обнаружили у массивного МЗО RCW 120 S2 (Figueira et al., 2017) начальные признаки перехода к фазе прогрева. По сравнению с более массивным МЗО RCW 120 S2, менее массивный RCW 120 S1 находится на более ранней стадии эволюции. В этой работе мы определяем физические условия, делаем оценки обилий молекул и изучаем кинематику газа около этих МЗО, чтобы выяснить, влияет ли близкое расположение Н II-области на эти источники в настоящее время.

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

В этом исследовании мы рассматриваем плотный молекулярный сгусток, расположенный непосредственно на юго-западной границей Н II-области RCW 120. В рассматриваемой области находится несколько молодых массивных протозвезд, предположительно, на самой ранней стадии горячего ядра, погруженных в этот плотный сгусток и получивших обозначения S1, S2, S9, S10 и S39 (см. рис. 1).

2.1. Наблюдения на телескопе APEX

Наблюдения были выполнены с использованием телескопа APEX (Atacama Pathfinder Experiment telescope) в Чили (Güsten et al., 2006) с 16 по 23 сентября 2021 года в рамках проекта O-0108.F-9313-2021 (основной заявитель — М. С. Кирсанова), который был реализован под шведским руководством. Для наблюдений использовался гетеродинный приемник nFLASH230, который одновременно охватывает две полосы частот по 8 Гц. При работе в режиме USB (верхняя боковая полоса) приемник был настроен на частоту 217 ГГц. В этом режиме наблюдения проводились в двух полосах частот: от 199 до 207 ГГц и от 215 до 223 ГГц. В режиме LSB (нижняя боковая полоса) частота была настроена на 241 ГГц, поэтому наши наблюдения охватывали две полосы частот: 238–246 ГГц и 258–262 ГГц. Спектральное разрешение в спектрометре с Фурье-преобразованием (FFT) составляло около 0.3 км с^{-1} . Пространственное разрешение при частоте 230 ГГц равно $26''$, что соответствует 0.17 пк при расстоянии до RCW 120 в 1.34 кпк (см. расстояние до ионизирующей звезды в статье Russeil, 2003). Методом сканирования с запоминанием положения (On-The-Fly (OTF)) мы подготовили две карты размером $140''$ на $85''$ с поворотом на 45° в экваториальной системе координат (с длинной стороной в направлении с юго-востока на северо-запад) и временем записи 1 с. Строки/столбцы на карте поочередно наблюдались по x -и y -направлениям, при времени записи данных 1.0 с и шаге $1/3$ от размера пучка.

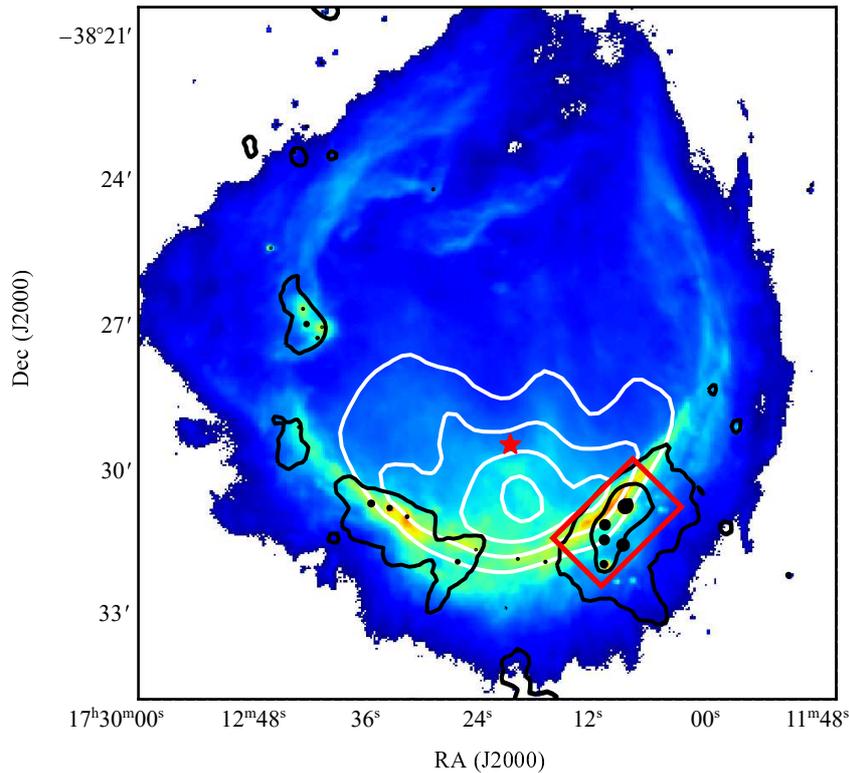


Рис. 1. Изображение RCW 120 в полосе 70 мкм. Цветная шкала показывает излучение нейтрального вещества вокруг ионизированного газа. Положение ионизирующего объекта RCW 120 обозначено красной звездой. Контурами белого цвета с линейным шагом в диапазоне от 0.1 до 0.4 Ян/луч показаны области континуального радиоизлучения на частоте 843 МГц (Bock et al., 1999), соответствующего свободному излучению ионизированного газа. Контуры для 870 мкм (Deharveng et al., 2009) — 0.4, 2.0 и 10.0 Ян/луч — приведены черным цветом. Контуры для 870 мкм (Figueira et al., 2017) отмечено черными кружками. Здесь и далее размеры кружков соответствуют (пропорциональны) массе источников. Область, наблюдаемая в рамках данного исследования, выделена красным прямоугольником.

Калибровка данных для привязки к антенной температуре была сделана в реальном времени с использованием стандартного пакета `apexOnlineCalibrator`, однако впоследствии мы также применили дополнительные коэффициенты $\eta_{\text{mb}} = 0.79^1$, чтобы перевести данные антенной температуры в шкалу яркостной температуры.

Координатная привязка и вычитание базовой линии выполнялись с помощью пакета `CLASS` из программного обеспечения `GILDAS`²⁾. Дальнейший анализ проводился с использованием пакета `Astropy` (Robitaille et al., 2013; Price-Whelan et al., 2018), а для представления результатов использовался `APLpy` (Robitaille и Bressert, 2012; Robitaille, 2019). Конечные кубы данных в FITS-формате были преобразованы в общепринятую сетку с шагом $10''$ по направлениям x и y . Типичный уровень шума (1σ) для данных с измененной сеткой составляет 20–40 мК. Выполнение программы

потребовало примерно 10 часов наблюдательного времени (включая время работы телескопа и затраты на калибровку).

2.2. Архивные данные

Помимо наших собственных наблюдений молекулярных линий мы использовали готовые кубы данных с интегральной интенсивностью линии излучения $\text{SiO}(2-1)$ из обзора MALT90 (Jackson et al., 2013).

Для оценки лучевых концентраций ядер водорода $N(\text{HI} + \text{H}_2)$ и температуры пыли T_{dust} мы использовали данные Hi-GAL (Molinari et al., 2016) на длинах волн 70, 160, 250, 350 и 500 мкм, загруженные с веб-сайта SSDC³⁾, а также данные ATLASGAL (Schuller et al., 2009) на длине волны 870 мкм⁴⁾.

¹⁾<https://www.apex-telescope.org/telescope/efficiency/index.php>

²⁾<https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

³⁾<https://tools.ssdsc.asi.it/HiGAL.jsp>

⁴⁾https://atlasgal.mpifr-bonn.mpg.de/cgi-bin/ATLASGAL_DATABASE.cgi

3. МЕТОДЫ

Мы изучаем молекулярный сгусток, граничащий с ФДО области RCW 120. Как было показано ранее (например, Figueira et al., 2020; Kabanovic et al., 2022; Kirsanova et al., 2019, 2021b, 2023b), ЛТР-приближение дает разумные результаты для исследуемого молекулярного сгустка. Поэтому мы используем это приближение для анализа излучения всех обнаруженных молекул, за исключением метанола (см. ниже). Для тех молекул, для которых у нас есть три или более переходов, мы построили вращательные диаграммы для определения вращательных температур. Во всех остальных случаях предполагалось, что температура возбуждения молекулярных линий равна температуре пыли. Эта температура пыли была определена путем анализа данных далекой инфракрасной области спектра, полученных с помощью космической обсерватории Herschel, а также данных ATLASGAL.

3.1. Метод вращательных диаграмм

Такие молекулы, как метилацетилен (CH_3CCH) и метилцианид (CH_3CN), часто используются в качестве «термометров» для теплого и плотного газа (см., например, Kalenskii et al., 2000; Giannetti et al., 2017; Andron et al., 2018; Calcutt et al., 2019; Brouillet et al., 2022). Обе молекулы являются молекулами типа симметричного волчка. Вращательные переходы между состояниями CH_3CCH и CH_3CN описываются двумя квантовыми числами: полным моментом импульса (J) и его проекцией на ось симметрии (K). Переходы этих молекул охватывают широкий диапазон энергетических уровней. Вращательные переходы $J \rightarrow J-1$ с теми же числами K тесно расположены по частоте и могут наблюдаться одновременно. Мы применяем метод вращательных диаграмм для определения температур возбуждения и лучевых концентраций молекул CH_3CCH , CH_3CN , CH_3OH и SiO . Как показали Askne et al. (1984), CH_3CCH является важной молекулой для определения кинетической температуры молекулярного газа, поскольку у метилацетилена относительно небольшой дипольный момент, а именно $0.784D$ (Burrell et al., 1980), в то время как CH_3CN термализуется только в областях с высокой плотностью, поскольку его дипольный момент $3.92D$ (Gadhiet et al., 1995). В дополнение к построению вращательных диаграмм для определения лучевых концентраций метанола по всей карте мы также применили не-ЛТР анализ для оценки физических параметров с использованием линий излучения метанола в направлении МЗО, так как эффекты не-ЛТР могут быть значимыми (Kalenskii и Kurtz, 2016). Яркие линии излучения метанола в направлении МЗО позволяют нам использовать

метод не-ЛТР и найти ограничения на физические параметры в этой области.

Для проведения анализа применялся описанный в работе метод вращательных диаграмм, основанный на статье Goldsmith and Langer (1999), в которой был обобщен и систематизирован этот метод. Он использует зависимость натурального логарифма лучевой концентрации молекул на верхнем уровне N_u^{thin} :

$$\ln\left(\frac{N_u^{\text{thin}}}{g_u}\right) = \ln\left(\frac{N_{\text{tot}}^{\text{thin}}}{Q(T_{\text{rot}})}\right) - \frac{E_u}{k_B T_{\text{rot}}}, \quad (1)$$

где T_{rot} — вращательная температура, Q — статистическая сумма для конкретного значения T_{rot} , g_u — статистический вес уровня, E_u — энергия верхнего уровня, k_B — постоянная Больцмана. Лучевая концентрация молекул в оптически тонком приближении N_u^{thin} может быть найдена как:

$$N_u^{\text{thin}} = \frac{8\pi k_B \nu^2 W}{hc^3 A_{\text{ul}}}, \quad (2)$$

где ν — это частота линии, $W = \int T_{\text{mb}} dV$ — интегрированная интенсивность линии, h — постоянная Планка, c — скорость света, A_{ul} — коэффициент Эйнштейна спонтанного излучения из верхнего в нижнее состояние. Для построения вращательной диаграммы мы учитывали только линии с $S/N > 3$.

Если линии оптически тонкие и соответствующие переходы имеют примерно одинаковую температуру возбуждения, график $\ln(N_u^{\text{thin}}/g_u)$ относительно E_u/k_B выглядит как прямая линия, и мы можем получить вращательную температуру, которая обратно пропорциональна тангенсу угла ее наклона к оси x . Полная лучевая концентрация молекулы N_{tot} может быть найдена тогда из точки, где построенная линия пересекает ось y , как $\ln(N_{\text{tot}}^{\text{thin}}/Q(T_{\text{rot}}))$. Вращательная статистическая сумма $Q(T_{\text{rot}})$, зависящая от T_{rot} , была получена путем интерполяции данных, представленных в Кельнской базе данных по молекулярной спектроскопии (CDMS⁵), Müller et al., 2001). Мы использовали значения Q , включающие A - и E -типы молекул CH_3CCH , CH_3CN , CH_3OH . Все возможные неопределенности и погрешности, возникающие в процессе измерений и анализа данных, были учтены и оценены с помощью известных общепринятых методов.

3.2. Лучевые концентрации молекул в приближении ЛТР

Чтобы определить лучевые концентрации молекул, для которых мы не смогли оценить температу-

⁵<https://cdms.astro.uni-koeln.de>

ру возбуждения, мы следовали методике, описанной в работе Mangum and Shirley (2015). Сначала мы вычислили лучевые концентрации, используя оптически тонкое приближение:

$$N_{\text{tot}}^{\text{thin}} = \left(\frac{3h}{8\pi^3 S \mu^2 R_i} \right) \left(\frac{Q(T_{\text{rot}})}{g_u} \right) \frac{\exp\left(\frac{E_u}{k_B T_{\text{ex}}}\right)}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_{\text{ex}}}\right) - 1} \times \frac{1}{(J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}}))} \int \frac{T_{\text{mb}} dV}{f}, \quad (3)$$

где сила линии вычисляется как $S = \frac{J_u}{2J_u + 1}$ для линейных молекул и $S = \frac{J_u^2 - K^2}{J_u(2J_u + 1)}$ для молекул типа симметричного волчка, μ — постоянный дипольный момент, взятый из CDMS, R_i — относительные сверхтонкие интенсивности. Вращательная статистическая сумма Q была вычислена для линейных молекул ($Q \simeq kT_{\text{ex}}/hB + 1/3$) и интерполирована с использованием данных, представленных в CDMS, для молекул типа симметричного и асимметричного волчка, g_u — статистический вес, T_{ex} — температура возбуждения, $J_\nu(T)$ — эквивалентная интенсивность черного тела при температуре T :

$$J_\nu(T) \equiv \frac{h\nu}{k_B \left(\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1 \right)}.$$

В дальнейшем мы предполагаем, что коэффициент заполнения диаграммы направленности $f = 1$ и $T_{\text{bg}} = 2.7$ К.

Проводя наблюдения в широком диапазоне частот, мы смогли обнаружить как оптически толстые линии молекул, так и линии некоторых изотопологов. Учитывая малые обилия изотопологов, разумно предположить, что связанные с ними линии можно считать оптически тонкими, что позволяет оценить оптическую толщину основного изотополога τ_ν , используя значения максимумов яркостных температур $T_{\text{mb, thin}}$ и $T_{\text{mb, thick}}$ для оптически тонких и оптически толстых линий соответственно:

$$\frac{T_{\text{mb, thin}}}{T_{\text{mb, thick}}} = \frac{1 - e^{-\tau_\nu/r}}{1 - e^{-\tau_\nu}}, \quad (4)$$

где r — это соотношение изотопов, которое зависит от галактоцентрического расстояния объекта (мы использовали значения, приведенные Wilson (1999)). Уравнение было решено с помощью функции `fsolve` из модуля Python `scipy.optimize`⁶.

Воспользовавшись той же функцией Python и предполагая, что среда однородна, мы получили температуру возбуждения T_{ex} следующим образом:

$$T_{\text{mb, thick}} = (J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}})) (1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (5)$$

Исходя из сопоставимых сечений столкновений, мы предположили, что все изотопологи имеют одну и ту же температуру возбуждения. Используя это предположение, мы определили лучевые концентрации молекул CO (по изотопологам ^{13}CO и C^{18}O) и CS (в сочетании с C^{34}S). Для расчета были применены изотопные соотношения: $r = 50.1$ для $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ и $r = 440.5$ для $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, в соответствии с галактоцентрическим расстоянием RCW 120 (см. Wilson, 1999). Для отношения изотопов $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ мы использовали значение $r = 22$. Как показали Frerking et al. (1980), это отношение не изменяется с расстоянием от галактического центра. Для всех остальных молекул мы использовали температуру пыли T_{dust} в качестве температуры возбуждения T_{ex} .

Наконец, учитывая оптическую толщину линий главных изотопологов, мы можем ввести поправку на оптическую толщину к лучевой концентрации ($N_{\text{tot}}^{\text{thick}}$):

$$N_{\text{tot}}^{\text{thick}} = N_{\text{tot}}^{\text{thin}} \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}}. \quad (6)$$

Для анализа дейтерированных молекул и соединений, для которых нет доступных наблюдений их изотопологов, мы использовали альтернативный подход. Считая их излучение оптически тонким, мы воспользовались уравнением (2) и (1) для вычисления их лучевых концентраций.

Для расчета лучевых концентраций орто- и пара-состояний молекул H_2CO и $\text{s-C}_3\text{H}_2$, мы взяли соотношение ядерных спиновых весов 3 : 1 для орто : пара соответственно. Для определения общей лучевой концентрации $\text{s-C}_3\text{H}_2$ мы учли, что орто-состояние находится на 1.63 см^{-1} выше основного состояния.

3.3. He-LTP анализ метанола

На основе 22 обнаруженных линий излучения метанола, используя приближение большого градиента скорости (LVG, Large Velocity Gradient), были оценены физические условия в окрестностях массивных МЗО. Мы использовали предварительно рассчитанные значения из базы данных населенности квантовых энергетических уровней метанола, представленную в работе Saliı et al.

⁶<https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.fsolve.html>

(2018). Здесь мы описываем основные характеристики базы данных. Населенности энергетических уровней метанола были рассчитаны для модели возбуждения метанола в типичных условиях для областей звездообразования. А именно, кинетическая температура газа (T_k), плотность молекулярного водорода (n_{H_2}), удельная лучевая концентрация метанола ($N/\Delta V$) и его обилие (N/N_{H_2}) изменялись в пределах диапазонов базы данных: от 10 до 600 К для T_k , от 3.0 до 9.0 для $\lg(n_{\text{H}_2})$, от 7.5 до 14.0 для $\lg(N_{\text{CH}_3\text{OH}}/\Delta V)$, от -9.0 до -5.5 для $\lg(N_{\text{CH}_3\text{OH}}/N_{\text{H}_2})$ и от 1 до 5 км с $^{-1}$ для $FWHM$ (полная ширина линии на половине высоты). Модель отдельно описывает энергетические уровни метанола типов А и Е в основном состоянии и крутильно-возбужденном состоянии с квантовыми числами v_t вплоть до 2. Квантовые числа рассматриваемых состояний ограничены $J \leq 22$ и $|K| \leq 9$ с энергиями верхних уровней $E_{\text{ур}} = 1015.5$ и 1020.2 см $^{-1}$, типов А и Е соответственно (см. Cragg et al., 2005). Для учета излучения пыли внутри области мы применяли дополнительные коэффициенты к оптической толщине метанола и функции источника, как описано в работе Sutton et al., (2004). Столкновения с водородом и гелием были рассчитаны с использованием коэффициентов из Rabli and Flower (2010a) и Rabli and Flower (2010b) соответственно. База данных содержит населенности, рассчитанные для трех значений ширины линий метанола: 1, 3 и 5 км с $^{-1}$. Следовательно, для использования базы данных мы фиксировали ширину всех линий метанола в положении каждого из изучаемых МЗО, а именно $FWHM = 5$ км с $^{-1}$ для RCW 120 S1 и S2, $FWHM = 3$ км с $^{-1}$ для всех остальных МЗО (S9, S10 и S39). Как видно из спектров ниже, наш выбор является обоснованным для рассматриваемых МЗО. Коэффициент заполнения диаграммы направленности f варьировался от 10 до 100% с шагом 10%. Для всех источников использовались значения $T_{\text{мб}}$, полученные из однократного гауссовского приближения линий метанола. Для всех источников мы проверяли, чтобы в рассматриваемом диапазоне не было линий, превышающих значение 1σ .

3.4. Лучевая концентрация водорода и температура пыли

Все данные об излучении пыли в дальнем ИК-диапазоне были сглажены с разрешением карты Herschel-SPIRE при 500 мкм и перестроены на изображение ATLASGAL. Затем в каждый пиксель мы вписывали модель абсолютно черного тела для получения плотностей и температур пыли,

предполагая, что наблюдаемая интенсивность задается уравнением

$$I_\lambda = B_\lambda(T)(1 - e^{-\tau_\lambda}) \approx B_\lambda(T)\tau_\lambda = B_\lambda(T)\Sigma\kappa_\lambda, \quad (7)$$

где $B_\lambda(T)$ — функция Планка, τ_λ — оптическая толщина, Σ — поверхностная плотность пыли, T — температура пыли и κ_λ — непрозрачность пыли. Мы сделали общепринятое предположение, что

$$\kappa_\lambda = \kappa_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^\beta, \quad (8)$$

где $\kappa_0 = 7$ см 2 г $^{-1}$, $\lambda_0 = 450$ мкм, $\beta = 2.2$, в соответствии с оценками, представленными Shirley et al. (2011). Полученная поверхностная плотность была преобразована в лучевую концентрацию ядер водорода, предполагая расстояние до RCW 120 равным 1.34 кпк. Наконец, $N(\text{HI} + \text{H}_2) = 100 \Sigma / (1.4 m_{\text{H}})$, где 100 — предполагаемое отношение массы газа к массе пыли (Lilley, 1955; Bohlin et al., 1978). Причем это значение 100 используется в качестве предположительного отношения массы газа к массе пыли, которое может меняться в различных областях Н II из-за воздействия излучения (см., например, Draine, 2011; Akimkin et al., 2015, 2017; Kirsanova et al., 2023a). В данном случае, поскольку исследуются молекулярные облака, мы используем значение 100 для оценки лучевой концентрации водорода.

3.5. Кинематика молекулярного газа

Для изучения кинематики газа мы искали высокоскоростные крылья линий излучения SiO (5–4) и CH $_3$ OH (5 $_{0,5}$ –4 $_{0,4}$). Эти молекулы обычно используются для обнаружения истечений в окрестностях горячих молекулярных ядер (например, Araya et al., 2008; Codella et al., 2013; Sánchez-Monge et al., 2013). Молекулярный сгусток, который мы изучаем, имеет градиент скорости с северо-запада на юго-восток, приблизительно равный -1 км с $^{-1}$ (см. Kirsanova et al., 2019, 2023). Поэтому нам необходимо учитывать этот градиент при изучении истечений по крыльям спектральных линий вблизи МЗО. Для выделения крыльев на картах излучения мы провели фитирование линий функцией Гаусса в каждом пикселе. Излучение, выходящее за пределы порога, равного скорости, на которую приходится максимум излучения $\pm FWHM/2$, идентифицировалось как синие и красные интервалы. Интегрированное излучение, попадающее в интервал ширины профиля на половине высоты, считается основным излучением в каждом пикселе и называется средним интервалом.

Таблица 1. Найденные спектральные линии двадцати обнаруженных молекул и характеристики линий: переходы, частоты покоя, энергии верхних уровней E_u . Вся информация была взята из базы данных CDMS. Интегральные карты интенсивности для всех обнаруженных молекул вместе с картами яркостной температуры отображаются на рис. 3 и 4

Молекулы	Переходы	Частота, МГц	E_u , К
HDCO	$J_{K_a, K_c} = 3_{1,2} - 2_{1,1}$	201341.362	27.3
CH ₃ CCH ^a	$J_K = 12_0 - 11_0$	205080.732	64.0
CH ₃ CN ^a	$J_K = 11_0 - 10_0$	202355.510	58.3
DCO ⁺	$J = 3 - 2$	216112.582	20.7
H ₂ S	$J_{K_a, K_c} = 2_{2,0} - 2_{1,1}$	216710.437	84.0
SiO	$J = 5 - 4$	217104.919	31.3
DCN	$J = 3 - 2$	217238.538	20.9
c-C ₃ H ₂	$J_{K_a, K_c} = 6_{0,6} - 5_{1,5}$	217822.148	38.6
H ₂ CO	$J_{K_a, K_c} = 3_{0,3} - 2_{0,2}$	218222.192	21.0
C ¹⁸ O	$J = 2 - 1$	219560.354	15.8
HNCO	$J_{K_a, K_c} = 10_{0,10} - 9_{0,9}$	219798.274	58.0
¹³ CO	$J = 2 - 1$	220398.667	15.9
CH ₃ CN ^a	$J_K = 12_0 - 11_0$	220747.261	68.9
CH ₃ CCH ^a	$J_K = 13_0 - 12_0$	222166.971	74.6
CH ₃ CN ^a	$J_K = 13_0 - 12_0$	239137.917	80.3
CH ₃ CCH ^a	$J_K = 14_0 - 13_0$	239252.294	86.1
H ₂ CS	$J_{K_a, K_c} = 7_{0,7} - 6_{0,6}$	240266.872	46.1
C ³⁴ S	$J = 5 - 4$	241016.089	27.8
CH ₃ OH, $v_t = 0 - 2^{a,b}$	$J_{K_a, K_c} = 5_{0,5} - 4_{0,4}, A^+$	241791.352	34.8
CS	$J = 5 - 4$	244935.557	35.3
SO	$N_J = 6_6 - 5_5$	258255.826	56.5
H ¹³ CN	$J = 3 - 2$	259011.798	24.9
H ¹³ CO ⁺	$J = 3 - 2$	260255.339	25.0
SiO	$J = 6 - 5$	260518.009	43.8
CCH ^a	$N_J = 3_{7/2} - 2_{5/2}, F = 4 - 3$	262004.260	25.1

^aХарактеристики наиболее яркой компоненты обнаруженной серии линий.

^bДругие линии метанола показаны в таблице 2.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Обнаруженные молекулы

Молекулярный сгусток, изучаемый в этой работе, имеет общую границу с ФДО RCW 120. Следовательно, при движении от границы молекулярного сгустка вглубь будут обнаружены области с разнообразными физическими условиями и химическим составом. Самое богатое разнообразие молекул проявляется в направлении массивных МЗО. В частности, мы рассматривали пять МЗО, среди которых есть как промежуточные, так и массивные

МЗО, найденные Figueira et al. (2017). В выбранном спектральном диапазоне и при пороге в 3σ мы идентифицировали 38 молекул в направлении RCW 120 S2, включая изотопологи. В настоящей статье мы ограничиваемся только 20 молекулами (см. таблицу 1), которые дают самые яркие линии. Линии излучения этих молекул представлены на рис. 2. Обнаруженные молекулы варьируются от двухатомных соединений (например, SO, CO) до сложных органических молекул (СОМ), таких как CH₃OH, CH₃CN, CH₃CCH, которые обычно наблюдаются в окрестностях горячих молекулярных

ядер. Насколько нам известно, это первое молекулярное исследование области RCW 120 в миллиметровом диапазоне с высоким разрешением.

4.2. Карты молекулярной эмиссии

Для изучения пространственного распределения молекулярного излучения вокруг МЗО и на границе ФДО RCW 120 мы выбрали самые яркие обнаруженные молекулярные линии и построили карты интегральных интенсивностей, которые показаны на рис. 3. Карты яркостных температур для тех же линий представлены на рис. 4. Мы учитывали пороговое значение $S/N = 3\sigma$, а разрешение всех карт было снижено до $33''6$ с целью улучшения качества изображения и увеличения отношения сигнал—шум. После построения карт производилась визуальная оценка распределения молекулярного излучения, на основе которой карты были классифицированы по трем группам, в зависимости от обнаруженных особенностей молекулярного излучения.

Первая группа молекул включает в себя соединения, которые имеют протяженное излучение вдоль молекулярного сгустка от северо-востока к юго-западу параллельно ФДО RCW 120. Группа состоит из четырех молекул: ^{13}CO , C^{18}O , CCN и $\text{c-C}_3\text{H}_2$. Эти молекулы распространены в ФДО, и их излучение можно наблюдать вдоль излучения пыли на длине волны 70 мкм, что показано голубыми контурами на рис. 3. Излучение C^{18}O , например, распространяется от юго-востока к северо-западу, с наибольшей интенсивностью в направлении S2, в то время как яркое излучение ^{13}CO более равномерно распространено и даже простирается в направлении S1. Интегральные карты интенсивности излучения CCN и $\text{c-C}_3\text{H}_2$ представляют промежуточное распределение излучения между первой и второй группами интегральных карт интенсивности (см. ниже). Их излучение также имеет вытянутую форму в направлении с северо-востока на юго-запад, но с максимумом излучения в направлении S2 и заметным распространением в направлении S1. Молекула $\text{c-C}_3\text{H}_2$ имеет другие условия возбуждения из-за своей критической плотности, которая на два порядка выше, чем у ^{13}CO и C^{18}O . Тем не менее видно, что излучение $\text{c-C}_3\text{H}_2$ также параллельно ФДО RCW 120.

Карта яркостной температуры для молекулы C^{18}O (2–1), изображенная на рис. 4, показывает значительное снижение величины яркостной температуры в направлении протозвезд S10 и S39. Это снижение вызвано эффектом самопоглощения. Карты яркостных температур для молекул CCN и $\text{c-C}_3\text{H}_2$ в значительной степени схожи с их картами интегральной интенсивности, за исключением

относительно яркого излучения к северо-западу, которое видно на карте T_{mb} и едва различимо на карте интегральной интенсивности. Это обусловлено тем, что линии CCN и $\text{c-C}_3\text{H}_2$ становятся яркими и узкими в направлении северо-запада. Мы предполагаем, что плотность газа выше в этом направлении, поскольку у этих двух простых углеводородов критическая плотность n_{crit} практически на два порядка выше, чем у изотопологов CO . В то время как ^{13}CO и C^{18}O обнаружены вдоль всей ФДО, простые углеводороды наблюдаются только в его наиболее плотной части.

Во второй группе карт наблюдается пространственная корреляция между молекулярным излучением и излучением пыли на длине волны 870 мкм. В частности, в направлении на МЗО S1 и S2 наблюдается возрастание интегральной интенсивности, в то время как промежуточная область обладает относительно более слабым уровнем излучения. В эту группу входят следующие молекулы: CS , CH_3OH , SiO , DCO^+ , H^{13}CO^+ , H_2CO , HNCO , HDCO . Линии молекулярного излучения из этой группы имеют схожее распределение с компактным точечным возрастанием интенсивности в направлении S1 и S2, а также с однородным и в 1.5–3 раза менее ярким излучением между ними. Кроме того, можно видеть, что молекулы метанола и оксида кремния проявляют яркие эмиссионные признаки к югу от исследуемого молекулярного сгустка. На карте яркостной температуры молекулы DCO^+ видно несколько отдельных ярких пикселей сравнимой яркости, вблизи каждого из МЗО, тогда как на карте интегральной интенсивности наблюдается более непрерывное излучение вдоль контуров излучения пыли на длине волны 870 мкм. Также отмечается различие между областью с самой яркой интегральной интенсивностью и областью, где проявляется максимум яркостной температуры молекулы DCO^+ , последняя смещена дальше от ФДО.

Третья группа карт в основном показывает молекулярное излучение, исходящее от МЗО S2 и едва заметное в окрестностях S1. Эта группа включает в себя такие молекулы, как C^{34}S , SO , DCN , CH_3CCN , CH_3CN , H_2S , H_2CS , H^{13}CN . Интегральная интенсивность азотсодержащих соединений (DCN , CH_3CN , H^{13}CN) симметрична относительно S2, в то время как асимметричное распределение молекулярного излучения в направлении S2 наблюдается для серосодержащих видов (C^{34}S , SO , H_2S , H_2CS). Яркое излучение смещено на восток относительно S2. Распределение излучения CH_3CCN имеет наивысшую интегральную интенсивность в направлении S2, и, в отличие от других карт в этой группе, его излучение в некоторой степени симметрично.

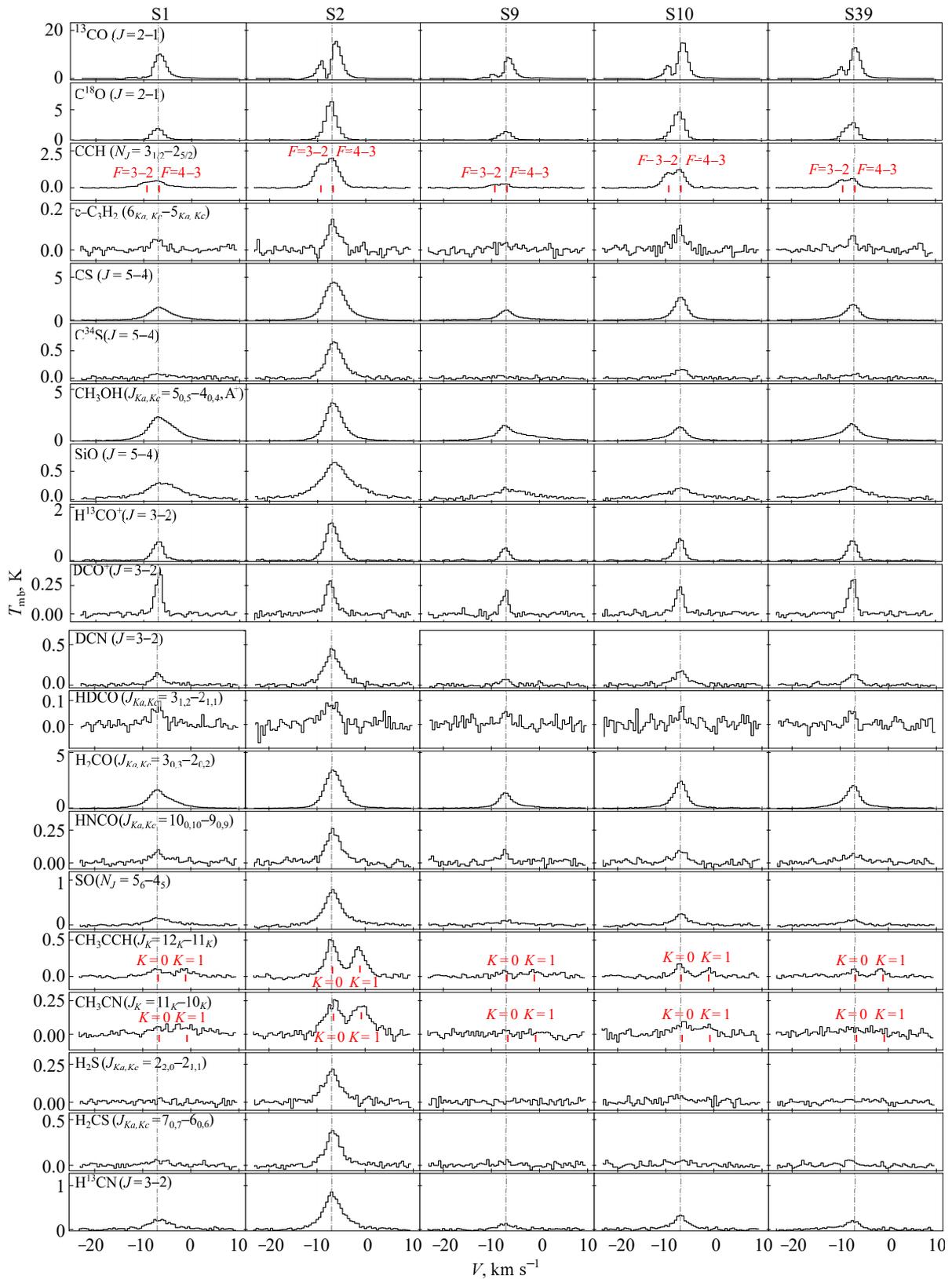


Рис. 2. Выбранные спектральные линии 20 обнаруженных молекул в направлении пяти МЗО: S1, S2, S9, S10, S39. Пунктирная серая линия обозначает $V_{\text{LSR}} = -7 \text{ km s}^{-1}$.

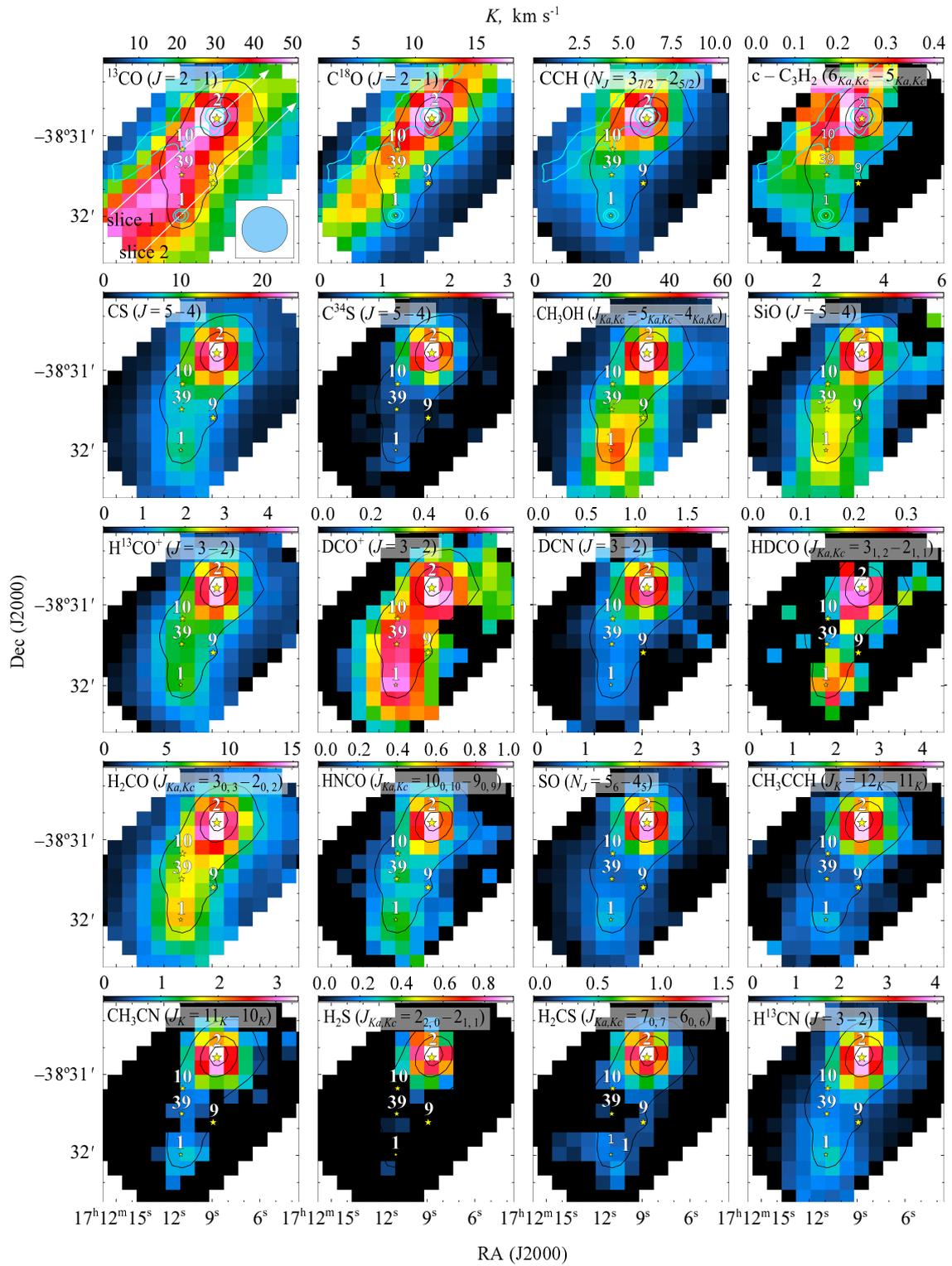


Рис. 3. Карты интегральных интенсивностей (карты нулевых моментов) 20 рассматриваемых молекул. Молодые звездные объекты обозначены желтыми звездочками, размер маркера-звездочки пропорционален массе каждого МЗО. Черные контуры показывают излучение пыли на длине волны 870 мкм, уровни контуров составляют 2.0, 6.0, 10.0 Ян/луч. Синие контуры показывают излучение пыли на длине волны 70 мкм, уровни контуров составляют 0.47, 1.0 Ян/пиксель. Белые стрелки, обозначенные как slice 1 и slice 2 («срез 1» и «срез 2»), указывают выбранные направления для построения диаграмм «положение – скорость» (PV-диаграммы), обсуждаемых в разделе 4.7. Для карт CH₃CN и CH₃CCH мы рассматривали $K = 0, 1, 2, 3$. Для карты CH₃OH были рассмотрены линии эмиссии метанола в диапазоне частот 241680–241910 МГц (см. таблицу 2). Голубым кружком в нижнем правом углу панели ¹³CO обозначен приведенный размер диаграммы направленности APEX.

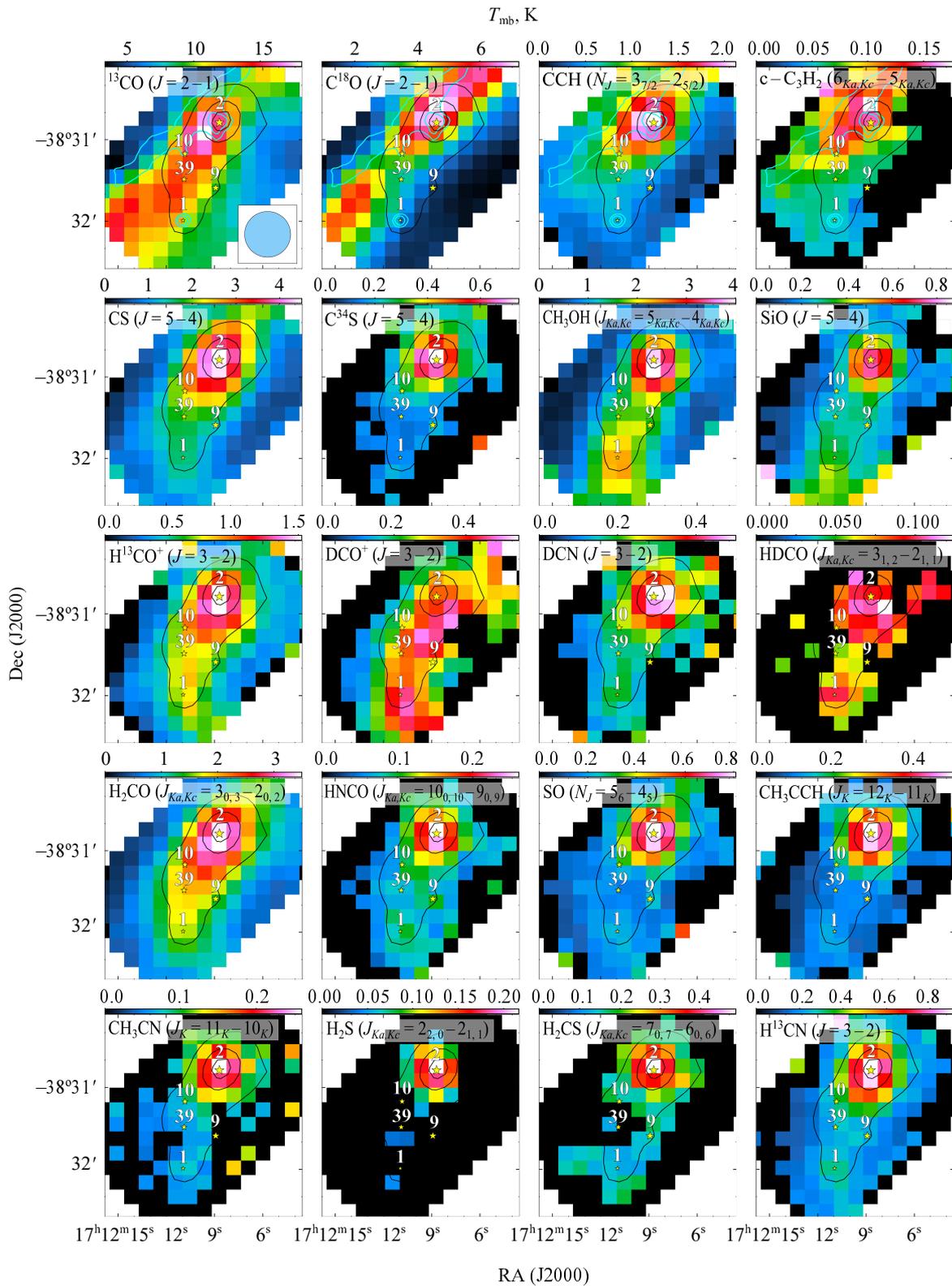


Рис. 4. Карты яркостной температуры линий 20 обнаруженных молекул. Молодые звездные объекты обозначены желтыми звездами, размер маркера-звезды пропорционален массе каждого МЗО. Черные контуры показывают излучение пыли на длине волны 870 мкм, уровни контуров составляют 2.0, 6.0, 10.0 Ян/луч. Синие контуры показывают излучение пыли на длине волны 70 мкм, уровни контуров составляют 0.47, 1.0 Ян/пиксель. Для карт CH_3CN и CH_3CCH мы рассматривали $K = 0, 1, 2, 3$. Для карты CH_3OH мы рассматривали линии эмиссии метанола в диапазоне частот 241680–241910 МГц (см. таблицу 2). Голубым кружком в нижнем правом углу панели ^{13}CO обозначен приведенный размер диаграммы направленности APEX.

Таблица 2. Данные линий CH₃CCH, CH₃CN и CH₃OH из спектров в МЗО

Виды	Частота, МГц	J _K	E _{ур} , К	lg A _{ул}	g _{ур}	∫ T _{mb} dV, К км с ⁻¹				
						S1	S2	S9	S10	S39
CH ₃ CCH	205045.500	12 ₃ -11 ₃	129.0	-4.557	100	0.14±0.03	0.63±0.04	—	0.15±0.02	—
	205065.070	12 ₂ -11 ₂	92.88	-4.541	50	0.18±0.03	0.75±0.03	—	—	0.13±0.02
	205076.816	12 ₁ -11 ₁	71.20	-4.532	50	0.37±0.03	1.32±0.04	0.25±0.03	0.25±0.03	0.24±0.03
	205080.732	12 ₀ -11 ₀	63.98	-4.529	50	0.40±0.03	1.61±0.04	0.22±0.03	0.40±0.03	0.22±0.02
	222128.815	13 ₃ -12 ₃	139.7	-4.447	108	0.13±0.02	0.58±0.03	—	0.13±0.03	—
	222150.010	13 ₂ -12 ₂	103.5	-4.433	54	0.16±0.02	0.72±0.03	—	0.19±0.03	—
	222162.730	13 ₁ -12 ₁	81.9	-4.426	54	0.29±0.02	1.27±0.03	0.14±0.03	0.35±0.03	0.23±0.03
	222166.971	13 ₀ -12 ₀	74.6	-4.423	54	0.30±0.02	1.43±0.03	0.20±0.03	0.37±0.03	0.29±0.03
	239211.215	14 ₃ -13 ₃	151.14	-4.346	116	0.13±0.03	0.49±0.03	—	—	—
	239234.034	14 ₂ -13 ₂	115.02	-4.334	58	—	0.58±0.03	—	—	—
	239247.728	14 ₁ -13 ₁	93.35	-4.327	58	0.21±0.03	0.94±0.03	0.12±0.03	0.16±0.03	0.12±0.03
	239252.294	14 ₀ -13 ₀	86.12	-4.325	58	0.30±0.03	1.13±0.04	0.13±0.03	0.17±0.03	0.19±0.03
CH ₃ CN	202320.443	11 ₃ -10 ₃	122.57	-3.183	92	—	0.70±0.05	—	—	—
	202339.922	11 ₂ -10 ₂	86.85	-3.164	46	0.18±0.03	0.75±0.05	—	—	—
	202351.612	11 ₁ -10 ₁	65.42	-3.153	46	0.29±0.03	1.06±0.05	—	0.22±0.04	—
	202355.510	11 ₀ -10 ₀	58.27	-3.149	46	0.24±0.03	1.13±0.05	—	0.36±0.04	—
	220709.017	12 ₃ -11 ₃	133.16	-3.062	100	0.17±0.02	0.75±0.04	—	0.17±0.03	—
	220730.261	12 ₂ -11 ₂	97.44	-3.047	50	0.13±0.02	0.70±0.04	—	0.16±0.03	—
	220743.011	12 ₁ -11 ₁	76.01	-3.037	50	0.15±0.03	0.93±0.04	—	0.24±0.03	—
	220747.262	12 ₀ -11 ₀	68.87	-3.034	50	0.17±0.03	1.11±0.04	—	0.20±0.03	—
	239096.497	13 ₃ -12 ₃	144.63	-2.952	108	—	0.78±0.07	—	—	—
	239119.505	13 ₂ -12 ₂	108.92	-2.939	54	—	0.68±0.07	—	—	—
	239133.313	13 ₁ -12 ₁	87.49	-2.931	54	—	0.76±0.07	—	—	—
	239137.917	13 ₀ -12 ₀	80.34	-2.929	54	—	0.89±0.07	—	—	—
	257482.792	14 ₃ -13 ₃	156.99	-2.852	116	—	0.58±0.05	—	—	—
	257507.562	14 ₂ -13 ₂	121.28	-2.840	58	—	0.57±0.05	—	—	—
	257522.428	14 ₁ -13 ₁	99.85	-2.833	58	—	0.65±0.04	—	—	—
	257527.384	14 ₀ -13 ₀	92.7	-2.831	58	—	0.77±0.04	—	—	—
CH ₃ OH	205791.270	1 ₁ -2 ₀ A ⁺	16.84	-4.473	3	0.56±0.02	1.55±0.02	0.29±0.02	0.30±0.02	0.07±0.01
	216945.521	5 ₋₁ -4 ₋₂ E	55.87	-4.916	11	0.29±0.02	0.97±0.03	0.12±0.02	0.18±0.02	0.03±0.01
	218440.063	4 ₋₂ -3 ₋₁ E	45.46	-4.329	9	2.86±0.03	7.11±0.04	1.51±0.04	1.38±0.03	0.36±0.05
	220078.561	8 ₀ -7 ₋₁ E	96.61	-4.599	17	0.25±0.02	1.05±0.03	0.09±0.02	0.15±0.02	0.03±0.01
	239746.219	5 ₁ -4 ₁ A ⁺	49.06	-4.246	11	1.36±0.03	3.74±0.02	0.67±0.02	0.60±0.03	0.15±0.03
	241700.219	5 ₀ -4 ₀ E	47.93	-4.219	11	2.86±0.04	6.49±0.06	1.44±0.05	1.20±0.04	0.34±0.05
	241767.224	5 ₋₁ -4 ₋₁ E	40.39	-4.236	11	10.15±0.30	14.03±0.24	5.78±0.30	4.26±0.18	1.39±0.20

Таблица 2. (Продолжение)

Виды	Частота, МГц	J_K	$E_{\text{ур}},$ К	$\lg A_{\text{ul}}$	$g_{\text{ур}}$	$\int T_{\text{mb}} dV, \text{ К км с}^{-1}$				
						S1	S2	S9	S10	S39
	241791.431	$5_0-4_0A^+$	34.82	-4.218	11	12.37 ± 0.30	16.19 ± 0.18	6.99 ± 0.40	5.17 ± 0.23	1.68 ± 0.25
	241806.508	$5_4-4_4A^+A^-$	115.16	-4.662	11	—	0.23 ± 0.03	—	—	—
	241813.257	$5_{-4}-4_{-4}E$	122.72	-4.662	11	—	0.10 ± 0.03	—	—	—
	241829.646	5_4-4_4E	130.82	-4.660	11	—	—	—	—	—
	241832.910 ^a	$5_3-4_3A^+$	84.61	-4.413	11	0.24 ± 0.04	1.09 ± 0.15	—	—	—
	241833.104 ^a	$5_3-4_3A^-$	84.61	-4.413	11	0.24 ± 0.04	1.09 ± 0.15	—	—	—
	241842.324 ^b	$5_2-4_2A^-$	72.53	-4.291	11	0.21 ± 0.04	1.21 ± 0.02	—	0.12 ± 0.02	—
	241843.646 ^b	5_3-4_3E	82.53	-4.411	11	0.21 ± 0.04	1.21 ± 0.02	—	0.12 ± 0.02	—
	241852.352	$5_{-3}-4_{-3}E$	97.53	-4.409	11	—	0.29 ± 0.03	—	—	—
	241879.073	5_1-4_1E	55.87	-4.224	11	1.06 ± 0.04	3.52 ± 0.10	0.55 ± 0.03	0.52 ± 0.02	0.13 ± 0.02
	241887.704	$5_2-4_2A^+$	72.53	-4.290	11	0.19 ± 0.03	0.88 ± 0.07	—	—	—
	241904.147 ^c	$5_{-2}-4_{-2}E$	60.72	-4.293	11	1.53 ± 0.03	4.53 ± 0.12	0.76 ± 0.05	0.73 ± 0.02	0.18 ± 0.03
	241904.645 ^c	5_2-4_2E	57.07	-4.298	11	1.53 ± 0.03	4.53 ± 0.12	0.76 ± 0.05	0.73 ± 0.02	0.18 ± 0.03
	243915.788	$5_1-4_1A^+$	49.66	-4.224	11	1.88 ± 0.03	4.62 ± 0.03	0.91 ± 0.05	0.74 ± 0.04	0.20 ± 0.04
	261805.675	$2_{-1}-1_0E$	28.01	-4.254	5	1.88 ± 0.03	3.38 ± 0.03	0.92 ± 0.03	0.77 ± 0.04	0.24 ± 0.04

^{a,b,c} Смешанные линии, которые не были разрешены отдельно и вместо этого были аппроксимированы одной гауссианой. Линии CH_3OH были аппроксимированы в программе CLASS of GILDAS (<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>) с помощью одной гауссианы с фиксированным значением $FWHM = 5 \text{ км с}^{-1}$ для S1 и 4 км с^{-1} для остальных МЗО. Кроме того, значения V_{LSR} , совпадающие с максимумами излучения, были зафиксированы ($-6.59, -7.14, -6.94, -6.80, -7.05 \text{ км с}^{-1}$ для S1, S2, S9, S10 и S39 соответственно).

4.3. Физические условия в молекулярном газе

В наблюдаемом диапазоне частот мы обнаружили серии линий $J_K = 14_K-13_K$, $J_K = 13_K-12_K$, $J_K = 12_K-11_K$ для CH_3CCN и $J_K = 14_K-13_K$, $J_K = 13_K-12_K$, $J_K = 12_K-11_K$, $J_K = 11_K-10_K$ для CH_3CN . Для этих переходов мы применили метод вращательных диаграмм, описанный в разделе 3.1, с помощью которого определяются физические условия в плотном молекулярном сгустке. Также мы использовали четыре наиболее яркие линии серии $J_{K_a, K_c} = 5_{K_a, K_c} - 4_{K_a, K_c}$ метанола для оценки лучевой концентрации этой молекулы по всей полученной карте. Интегральные интенсивности использованных линий излучения в направлении на МЗО приведены в таблице 2. Спектры серий линий CH_3CCN и CH_3CN в направлении на массивные протозвезды показаны на рис. 5, для увеличения S/N спектр был сглажен до спектрального разрешения 0.6 км с^{-1} .

4.3.1. CH_3CCN

Вращательные диаграммы серий линий CH_3CCN в МЗО показаны на рис. 6. Учитывая, что на-

ши данные на вращательных диаграммах для S1, S2 демонстрируют общий линейный тренд, можно сделать вывод, что наше предположение о ЛТР разумно. Мы получили вращательные температуры для CH_3CCN и его лучевую концентрацию во всех рассматриваемых МЗО (см. результаты в таблице 3). Компоненты $K = 2$ и $K = 3$ серии линий для S9 и S39 относительно слабы. В результате мы использовали только $K = 0$ и $K = 1$ для этих МЗО (и $K = 3$ в случае наименьшего наблюдаемого перехода J для S39). Это ограничение привело к увеличению неопределенностей при анализе этих МЗО по сравнению с другими, где было рассмотрено большее количество переходов. Мы видим из таблицы 3, что в МЗО значения T_{rot} лежат в диапазоне $30-40 \text{ К}$. Значения $N_{\text{CH}_3\text{CCN}}$ близки во всех МЗО, кроме S2, где лучевая концентрация примерно в 4–5 раз выше. Для расчета относительной концентрации CH_3CCN мы разделили $N_{\text{CH}_3\text{CCN}}$ на лучевую концентрацию атомов водорода $N_{\text{H}+\text{H}_2}$ (см. на рис. 7), полученную из анализа дальнего ИК-излучения пыли.

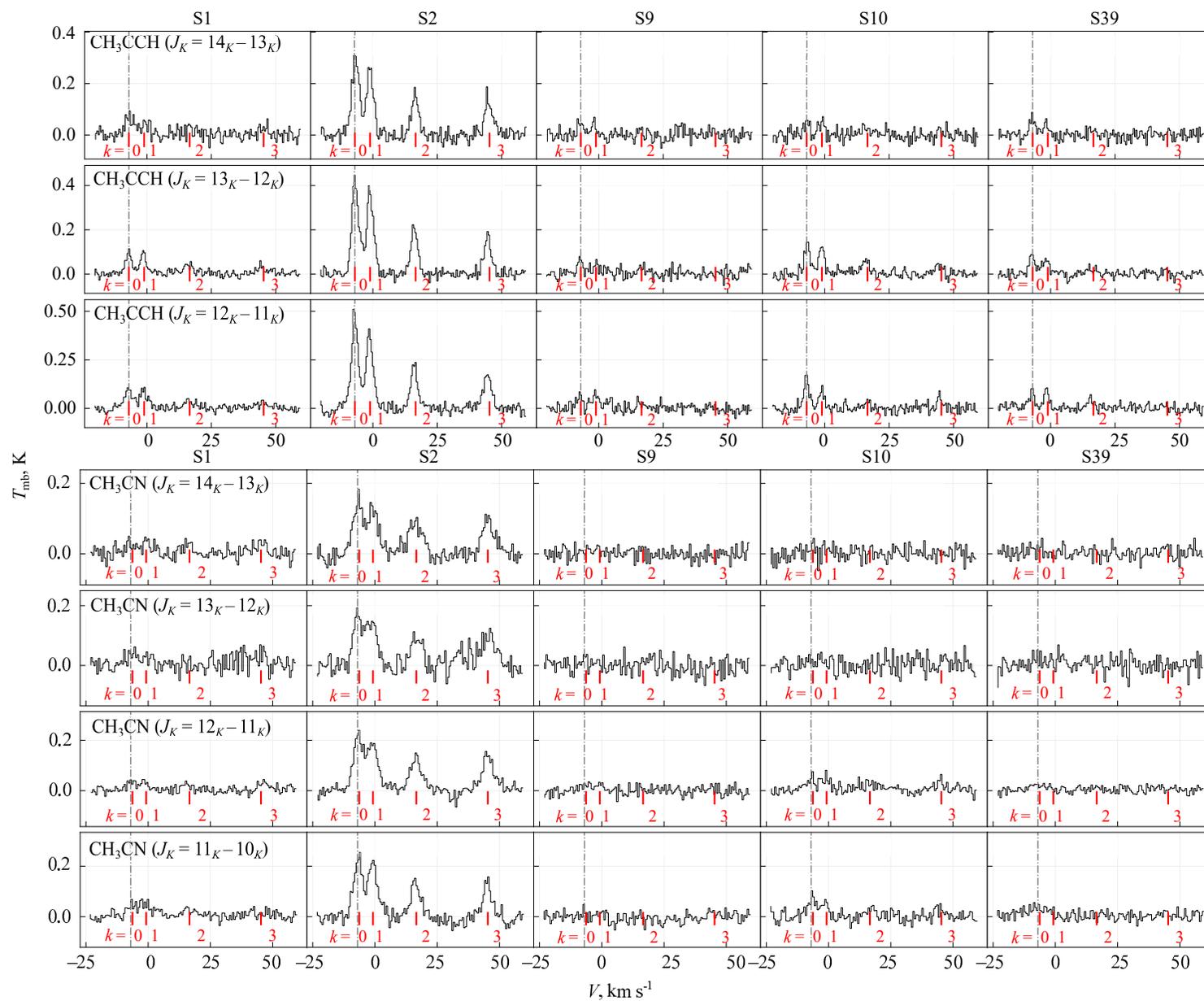


Рис. 5. Спектральные линии, используемые для анализа в условиях локального термодинамического равновесия (ЛТР), спектры в направлении на пять источников. Пунктирная серая линия обозначает скорость локального стандарта покоя $V_{\text{LSR}} = -7 \text{ km s}^{-1}$. Верхняя панель: K -лесенки CH_3CCH сверху вниз: $J_K = 14_K - 13_K$, $J_K = 13_K - 12_K$, $J_K = 12_K - 11_K$. Нижняя панель: K -лесенки CH_3CN сверху вниз: $J_K = 14_K - 13_K$, $J_K = 13_K - 12_K$, $J_K = 12_K - 11_K$, $J_K = 11_K - 10_K$.

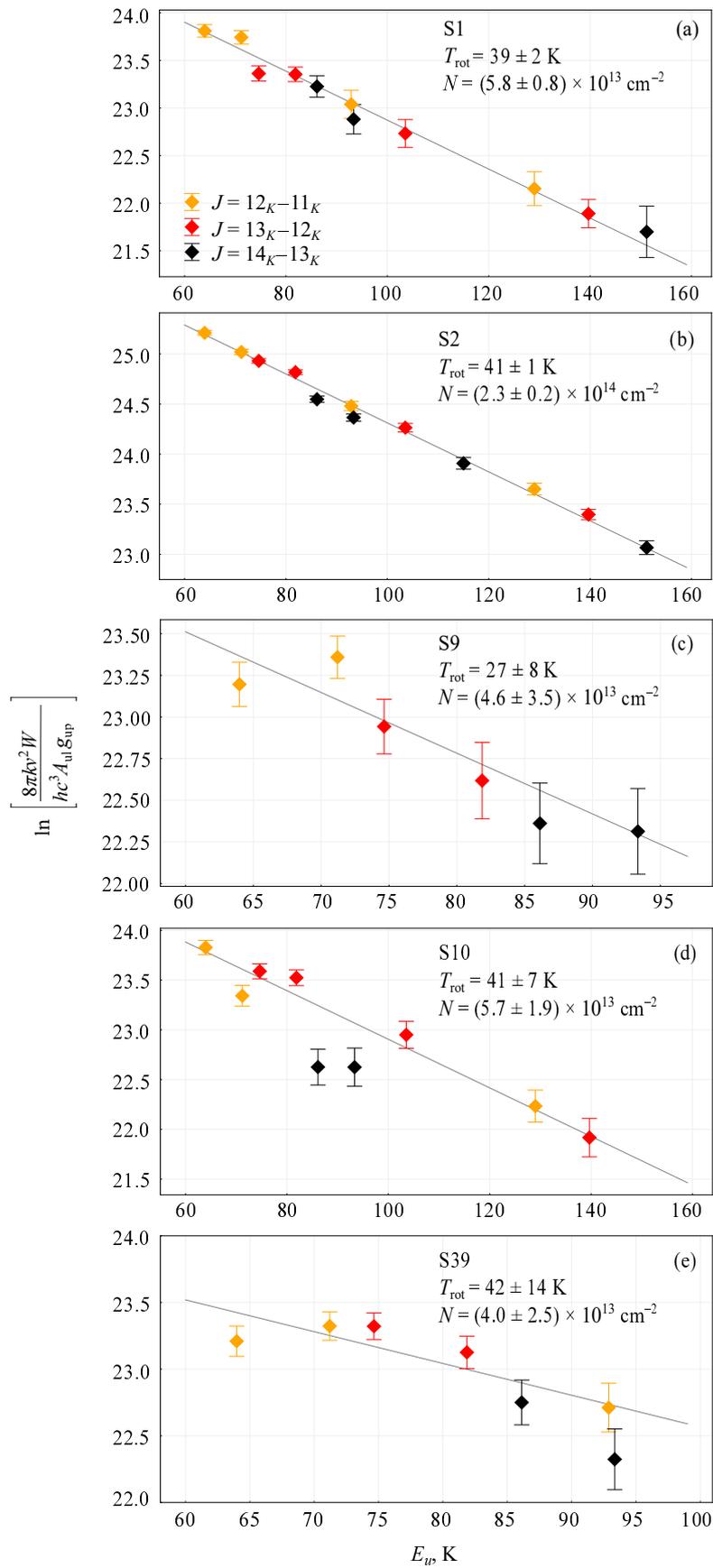


Рис. 6. Вращательные диаграммы исследуемых серий линий CH_3CCH . Показаны только переходы для $S/N > 3$.

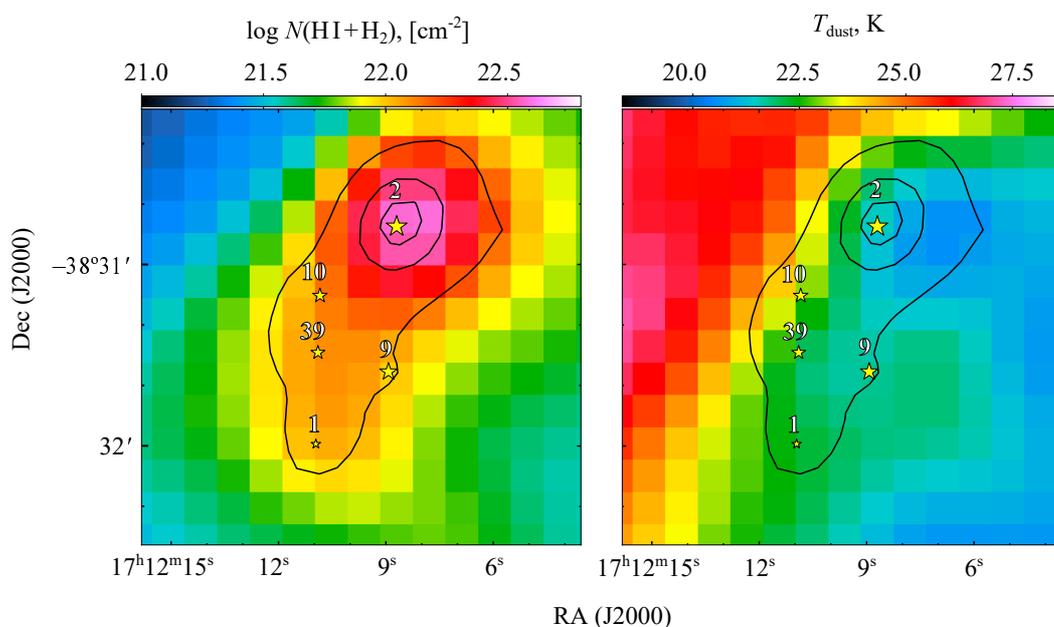


Рис. 7. Лучевая концентрация атомов водорода и температура пыли, полученные из анализа дальнего инфракрасного излучения пыли по данным Herschel и ATLASGAL.

Таблица 3. Вращательные температуры, лучевые концентрации и относительные содержания по отношению к ядрам водорода для CH_3CCH , CH_3CN и SiO в направлении наблюдаемых горячих молекулярных ядер в RCW 120

МЗО	CH_3CCH			CH_3CN			SiO			T_{dust} , К	$N(\text{HI}+\text{H}_2)$, 10^{22} cm^{-2}
	T_{rot} , К	N_{tot} , 10^{13} cm^{-2}	X , 10^{-9}	T_{rot} , К	N_{tot} , 10^{12} cm^{-2}	X , 10^{-10}	T_{rot} , К	N_{tot} , 10^{12} cm^{-2}	X , 10^{-11}		
1	39 ± 2	5.8 ± 0.8	5.2	61 ± 16	1.5 ± 0.6	1.4	12.1 ± 0.4	8.5 ± 0.3	12.2	22.20	1.11
2	41 ± 1	23 ± 2	6.2	58 ± 4	6.5 ± 0.7	1.8	18.5 ± 0.7	9.9 ± 0.3	4.10	21.49	3.71
9	27 ± 8	4.6 ± 3.5	4.7	—	—	—	14.1 ± 0.7	5.2 ± 0.3	8.99	21.74	0.98
10	41 ± 7	5.7 ± 1.9	4.0	52 ± 11	1.7 ± 0.5	1.2	14.2 ± 0.1	4.4 ± 0.1	4.71	23.04	1.42
39	42 ± 14	4.0 ± 2.5	3.2	—	—	—	16.3 ± 1.3	4.9 ± 0.9	6.19	22.02	1.26

4.3.2. CH_3CN

Для CH_3CN мы использовали тот же метод анализа, что и для молекулы CH_3CCH , выбрав четыре линии из каждой серии переходов для CH_3CN , они были представлены на нижней панели рис. 5. Отношение сигнал/шум для наблюдения серий линий CH_3CN в направлении S9 и S39 недостаточно для получения надежных результатов. В отличие от этого S2 был единственным МЗО, где нам удалось успешно обнаружить все четыре линии для каждой серии. Вращательные диаграммы показаны на рис. 8, а физические параметры представлены в таблице 3. Мы видим, что T_{rot} линий CH_3CN приблизительно на 20 К выше для S1 и S2 и примерно на 10 К выше для S10, чем для линий CH_3CCH . Следовательно, излучение CH_3CN указывает на

более высокую температуру газа по сравнению с излучением CH_3CCH , образуя структуру, напоминающую луковицу. Излучение CH_3CN в более компактных областях, вероятно, указывает на более высокую плотность и температуру газа вблизи МЗО по сравнению с излучением CH_3CCH . Лучевая концентрация $N(\text{CH}_3\text{CN})$ в направлении S2 примерно в четыре раза выше, чем в S1 и S10. Это такой же контраст между МЗО, какой мы наблюдали для CH_3CCH . Поэтому мы предполагаем, что аналогичные факторы или процессы контролируют образование этих молекул в направлении МЗО.

4.3.3. SiO

Вращательная температура SiO в 2–3 раза меньше по сравнению с CH_3CCH и находится в интервале

Таблица 4. Предполагаемые физические условия в ядрах, оцененные с помощью не-ЛТР-анализа. Мы представляем доверительные интервалы 95% по параметрам в квадратных скобках. Для получения доверительных интервалов мы использовали байесовский подход (см., например, Ward et al., 2003)

МЗО	T_k , К	$n(\text{H}_2)$, 10^5 cm^{-3}	N	χ^2 , 10^{14} cm^{-2}	X , 10^{-8}	f , %
1	20 (10–30)	0.3 (0.2–1.0)	25.1 (19.9–31.6)	116.2	316 (100–316)	20 (10–30)
2	40 (30–50)	10.0 (5.6–17.8)	5.0 (4.0–6.3)	373.5	316 (100–316)	20 (10–30)
9	30 (20–50)	1.8 (0.6–3.2)	3.0 (0.2–3.8)	44.9	316 (10–316)	10 (10–20)
10	30 (20–40)	1.8 (0.6–5.6)	1.9 (1.2–3.8)	45.6	3.16 (0.63–316.23)	10 (10–20)
39	30 (20–40)	1.0 (0.1–3.2)	2.4 (1.2–3.8)	32.1	3.16 (1.00–19.95)	10 (10–20)

12–19 К. Линии SiO, используемые для анализа, имеют значения энергии возбуждения E_u от 6 до 40 К. Эти значения на несколько порядков меньше, чем для молекул CH_3CCH и особенно для молекул CH_3CN . Это указывает на то, что молекулы SiO находятся в менее возбужденном состоянии, чем молекулы других рассматриваемых соединений. Лучевые концентрации $N(\text{SiO})$ в направлении на S1 и S2 почти одинаковы и лишь в два раза превышают значения, полученные для других МЗО в рассматриваемой области.

4.3.4. CH_3OH

Метанол — единственная молекула, для которой мы применяем не-ЛТР анализ, оценивая физические параметры газа непосредственно вблизи МЗО. В таблице 2 суммируются 22 линии спектра метанола, которые использовались в анализе, и представлены их интегральные интенсивности. Например, на рис. 9 представлены линии метанола, которые наблюдались в диапазоне частот 241 680–241 910 МГц. Все остальные линии распределены по разным частям наблюдаемого диапазона частот. Линии метанола из разных серий делают не-ЛТР анализ чувствительным как к температуре газа, так и его плотности. Оцененные физические условия, а также их доверительные интервалы представлены в таблице 4. Сравнивая оптимальную температуру газа из анализа метанола со значениями T_{rot} для CH_3CCH , мы видим, что первое приблизительно на 10 К ниже последнего. Но полученные значения, хотя и отличаются, попадают в одинаковый 95% доверительный интервал, что указывает на согласованность результатов. Лучшая оценка лучевой концентрации метанола составляет около $2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ в S1, $5.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ в S2 и примерно в два раза ниже в S9, S10 и S39. Чувствительность наших линий метанола выше к численной плотности газа и позволяет заключить, что наивысшая плотность в S2. Относительное содержание метанола, согласно нашим результатам, составляет 3×10^{-6} в

S1, S2 и S9 и только 3×10^{-8} в направлении других массивных МЗО. Поскольку соотношение значений $N(\text{CH}_3\text{OH})$ между МЗО не такое же, как для $N(\text{CH}_3\text{CCH})$ и $N(\text{CH}_3\text{CN})$, а именно контраст $N(\text{CH}_3\text{OH})$ не такой высокий над разными МЗО, мы предполагаем, что различные процессы или факторы контролируют $N(\text{CH}_3\text{OH})$ в молекулярном сгустке. Видно, что коэффициент заполнения диаграммы составляет как минимум 10% в направлении МЗО.

Также для анализа излучения метанола по всей карте мы применили метод вращательных диаграмм. Мы проверили полученные значения $N(\text{CH}_3\text{OH})$ из анализа в приближении ЛТР и не-ЛТР и обнаружили, что значения лучевых концентраций метанолов, полученные этими двумя методами, согласуются между собой, в отличие от температур возбуждения. Поэтому ниже мы используем результаты в приближении ЛТР для изучения крупномасштабного распределения метанола в плотных сгустках.

4.4. Лучевая концентрация водорода и температура пыли

На рис. 7 показаны значения лучевых концентраций ядер водорода $N(\text{HI} + \text{H}_2)$, а также температуры пыли в плотном сгустке. Очевидно, что наибольшее значение лучевой концентрации ядер водорода $N(\text{HI} + \text{H}_2)$ наблюдается в направлении МЗО S2 и составляет до $3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. В других направлениях к МЗО значения концентрации водорода на луче зрения примерно $N(\text{HI} + \text{H}_2) \approx 1.0\text{--}1.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Температура пыли T_{dust} составляет приблизительно 21–24 К по всей области плотного сгустка, и мы считаем, что она примерно постоянна. Температура пыли возрастает только до 27 К в направлении ФДО и самой области Н II.

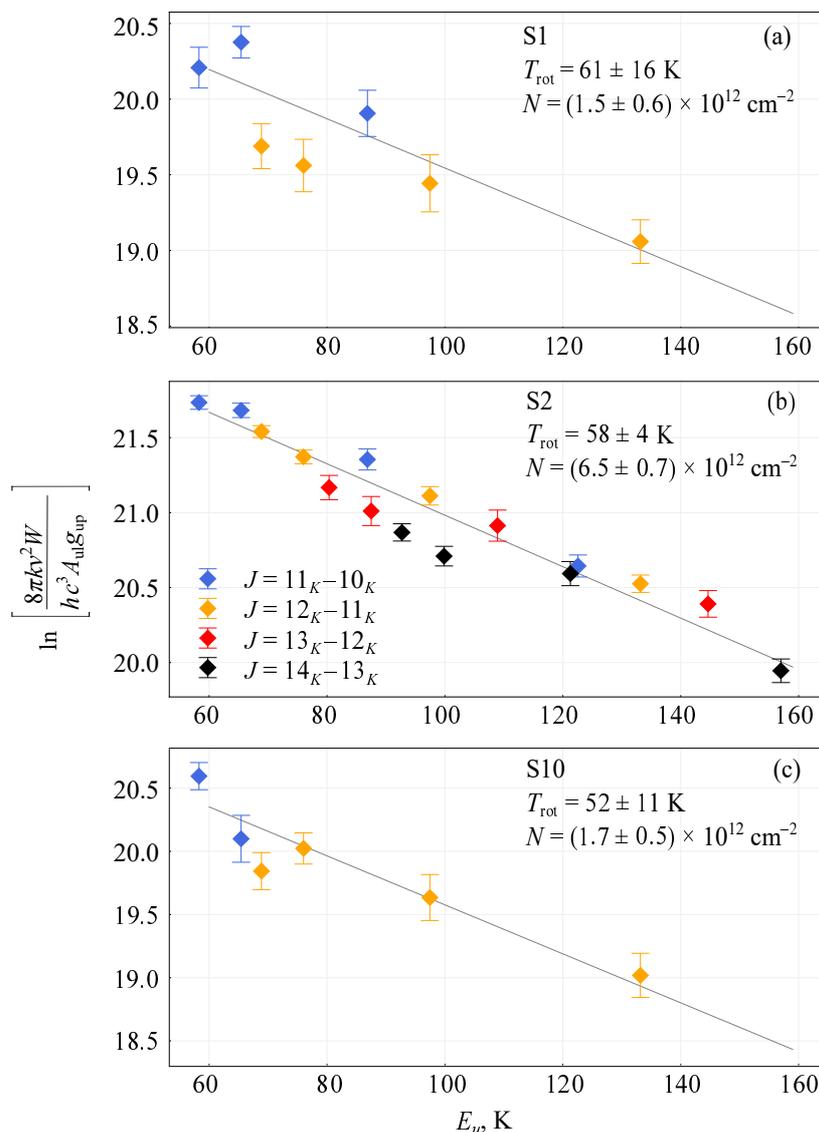


Рис. 8. Вращательные диаграммы исследуемых серий линий CH_3CN . Мы показываем только переходы для $S/N > 3$.

4.5. Молекулярные обилия

На рис. 10 показаны молекулярные обилия относительно ядер водорода. Мы не учитываем обилие CO в области ФДО, так как наш анализ в ЛТР-приближении может быть там неактуальным. Значения обилий молекулы CO достигают 2×10^{-4} в плотном молекулярном сгустке. Такая величина соответствует уровню обилия углерода, наблюдаемому в разреженных облаках (см., например, Sofia et al., 2004), но возможны некоторые вариации (см. обсуждение в работе Kirsanova et al., 2020). Поэтому мы предполагаем, что почти весь углерод связан в молекулах CO в наблюдаемом плотном сгустке. Обилия простых углеводородов достигают своих максимальных значений за пределами плотного молекулярного сгустка, в отличие от всех других наблюдаемых молекул. Мы видим, что

область наивысшего обилия малых углеводородов CCH и *c*-C₃H₂ совпадает с пиком излучения пыли в непрерывном спектре на длине волны 70 мкм, определяющим ФДО RCW 120. Обилия CCH и *c*-C₃H₂ возрастают там примерно до 2.5×10^{-8} и 1.5×10^{-10} соответственно.

Обилия таких молекул, как H₂CO, HDCO, H¹³CO⁺, DCO⁺, CH₃OH, достигают своих максимальных значений в направлении S1. Карта обилия для H₂CO показывает его максимальное значение — около 7.5×10^{-9} — к югу от S1. Аналогично карта обилия для HDCO демонстрирует тенденцию, напоминающую распределение H₂CO, максимальное значение обилия (около 2×10^{-10}) также наблюдается к югу от S1. Карта обилия для H¹³CO⁺ показывает постепенное увеличение

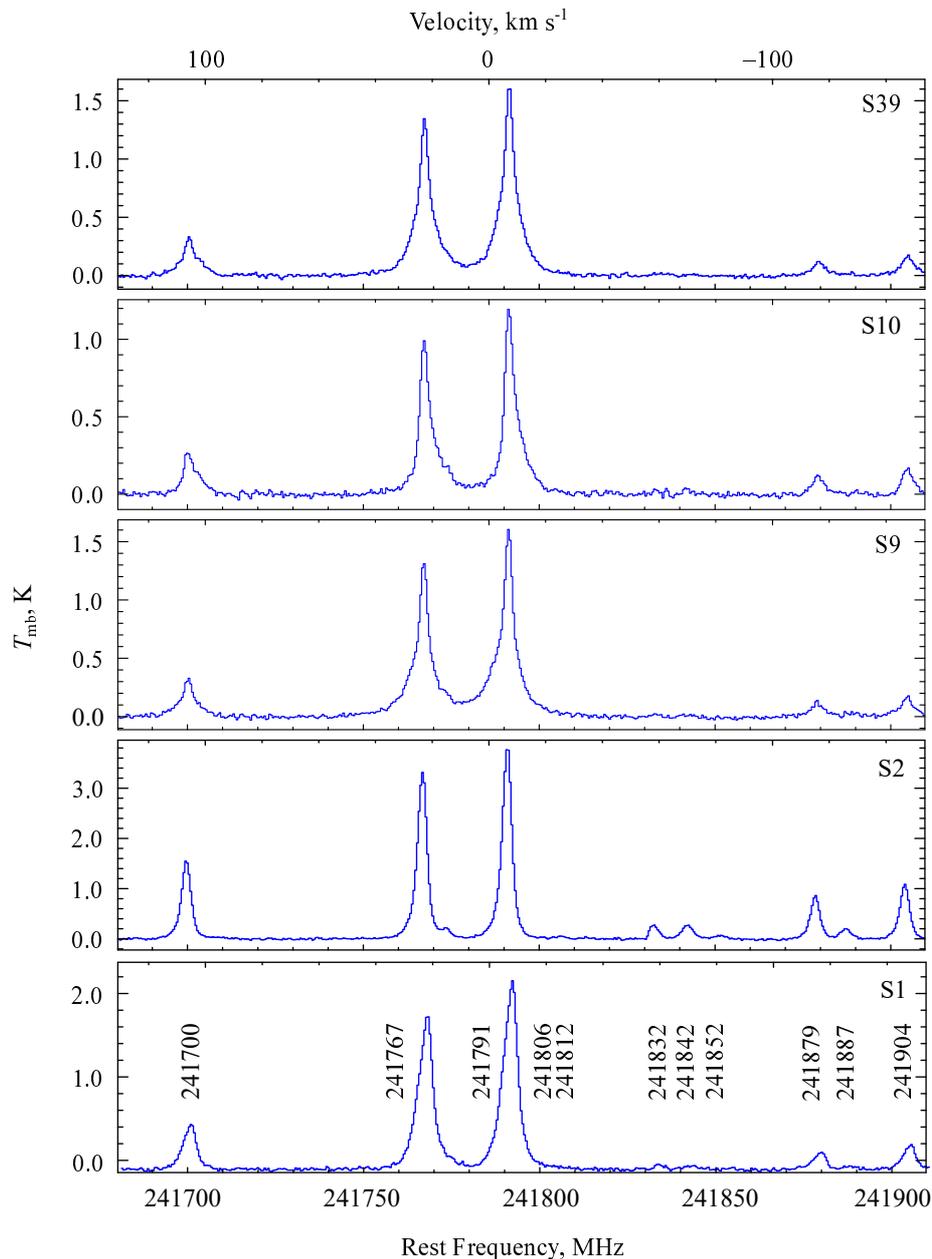


Рис. 9. Линии метанола в диапазоне 241 680–241 910 МГц в направлении пяти молодых звездных объектов (МЗО). Частоты линий в МГц указаны на нижней панели. Названия МЗО показаны в верхнем правом углу.

от S2 к югу, достигая своего максимального значения (примерно 0.8×10^{-10}) в направлении S1. Мы отмечаем, что обилия H^{13}CO^+ , умноженные на отношение $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, могут рассматриваться только как нижняя граница обилия HCO^+ , потому что мы не смогли учесть эффекты оптической толщи. Любопытно, что обилие H^{13}CO^+ увеличивается вдвое по сравнению с S2 по мере удаления на юг от S1. Обилие DCO^+ относительно низкое (примерно 1.2×10^{-11}) вблизи S2, а затем увеличивается почти вдвое в направлении к S10 и S9 и достигает максимального значения (около

4.3×10^{-11}) к югу от S1. Карта обилия CH_3OH схожа с картой обилия DCO^+ , показывая низкие значения обилия около S2, а затем наблюдается постепенное увеличение концентрации молекул по направлению к югу. Наибольшее значение обилия (примерно 4.1×10^{-7}) достигается к югу от S1, и оно более чем в шесть раз превышает значение вблизи S2.

Обилия CH_3CCH , а также азотсодержащих молекул H^{13}CN , DCN и CH_3CN показывают два пика, в отличие от всех остальных молекул. Оба пика связаны с S1 и S2. Для HC^{13}N мы на-

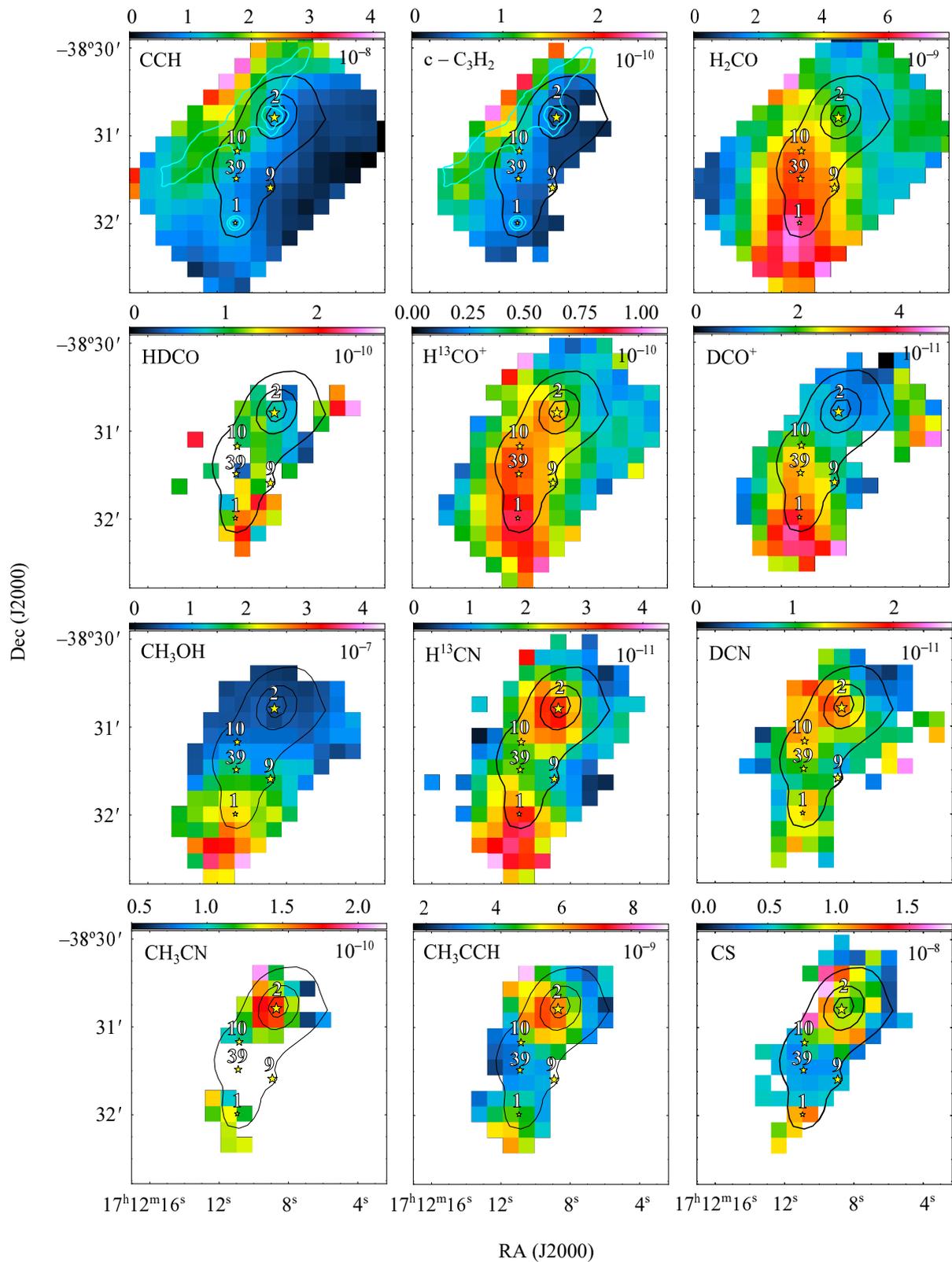


Рис. 10. Обилие молекул. Массивные молодые звездные объекты обозначены желтыми звездочками, размер маркера-звездочки пропорционален массе МЗО. Черные контуры показывают излучение пыли на длине волны 870 мкм, уровни контуров составляют 2.0, 6.0, 10.0 Ян/луч. Синие контуры показывают излучение пыли на длине волны 70 мкм, уровни контуров составляют 0.47, 1.0 Ян/пиксель.

блюдаем максимальное обилие (1.5×10^{-11}) к югу от S1. Второй максимум в направлении S2 ниже в 1.5 раза. Подчеркнем, что H^{13}CN может дать только нижнюю границу для основного изотополога HCN из-за неучтенного эффекта оптической толщи. Изучая карту обилия DCN, мы видим, что эта молекула обладает наивысшим обилием в районе S2, со значением около 1.8×10^{-11} . Кроме того, DCN показывает относительно постоянный уровень обилия к востоку от S2. Еще один заметный пик в обилии DCN наблюдается вблизи S1 на том же уровне. Карта обилия CH_3CN показывает наивысшее значение (1.8×10^{-10}) в направлении S2. В направлении S1 обилие немного ниже (1.4×10^{-10}). По мере движения на юг от S1 обилие практически не возрастает, поддерживая примерно одинаковые значения. На карте обилия для CH_3CCH наибольшие значения проявляются в направлении S2, где оно достигает максимума (6.5×10^{-9}). Обилие примерно в 1.5 раза ниже в направлении S1. В отличие от H^{13}CN , DCN и CH_3CN , по мере движения на юг, обилие CH_3CCH увеличивается, в конечном итоге достигая значений, сходных с наблюдаемыми в направлении S2.

Обилие CS составляет примерно 0.5×10^{-8} к западу от S2, немного увеличивается (до 1.1×10^{-8}) на южной стороне и достигает значений около 1.5×10^{-8} к северо-востоку от S2. Вблизи S1 мы наблюдаем обилия CS около 1.0×10^{-8} , которые остаются практически постоянными на юго-западе. Важно отметить, что излучение между S1 и S2, по-видимому, оптически тонкое, что не дает нам возможности определить температуру возбуждения в этой области, поэтому мы применили среднюю температуру возбуждения 9 К.

Завершая раздел об обилиях молекул, отметим, что молекулы, содержащие кислород, такие как H_2CO , HDCO, H^{13}CO^+ , DCO⁺ и CH_3OH , достигают своих наибольших значений обилия на юге от МЗО S1. Молекулы без кислорода, такие как DCN, CH_3CN , CH_3CCH и CS, имеют свои основные пиковые значения обилий в районе МЗО S2 и вторичные максимумы обилия в районе МЗО S1. Простые углеводороды, такие как CCH и *c*- C_3H_2 , в основном обильны у границы ФДО. Мы планируем обсудить этот результат в нашем следующем исследовании. Возможно, наблюдаемая химическая структура связана не только с температурой пыли и термической десорбцией, но и с другими процессами, такими, как ударные волны и нетермическая десорбция.

4.6. Дейтериевая фракция

Среди всех соотношений D/H, полученных в этом исследовании для различных молекулярных

облаков, содержащих дейтерий, HDCO/ H_2CO выделяется наибольшим содержанием дейтерия, которое остается, в основном, равномерным со значением 0.02–0.04. Соотношение DCO⁺/HCO⁺ дает самое низкое значение, не превышающее 0.01. Минимальное соотношение DCO⁺/HCO⁺ в размере 0.005 обнаружено в области S2, а максимальное в размере 0.01 наблюдается к югу от S1. Дейтериевая фракция DCN/HCN составляет 0.005 на протяжении рассматриваемого молекулярного густка.

4.7. Кинематика газа

Для изучения истечений вокруг исследуемых массивных МЗО мы построили карты излучения линий SiO (5–4) и CH_3OH ($5_{0,5}$ – $4_{0,4}$) в красных, центральных и синих интервалах скоростей (см. раздел 3.5). Примеры интервалов для МЗО S1 и S2 и карты излучения в этих интервалах показаны на рис. 11. Излучения красного и синего крыла в обеих линиях практически накладываются друг на друга в направлении на МЗО S2. Поэтому мы предполагаем, что истечение в этом МЗО ориентировано вдоль луча зрения. В то же время видно, что синее крыло менее выражено в излучении метанола по сравнению с SiO. Это можно увидеть на примере спектров SiO и метанола слева на графике рис. 11. Вокруг S1 также наблюдаются красные и синие крылья. Это излучение выглядит как биполярное истечение, ориентированное с северо-запада на юго-восток. Есть еще одна область с излучением синего крыла в направлении к S39. Профили метанола выглядят как состоящие из нескольких перекрывающихся компонентов, однако разделение этих компонентов в некоторых конкретных областях невозможно. Вероятная причина — размер нашей диаграммы направленности, который сопоставим с угловым расстоянием между МЗО.

Для изучения кинематики на более крупном масштабе мы построили диаграммы «положение — скорость» (PV-диаграммы) из срезов, ориентированных параллельно ФДО RCW 120, используя линии CH_3OH ($5_{0,5}$ – $4_{0,4}$), C^{18}O (2–1) и DCO⁺(3–2) на рис. 12. Сами срезы показаны белыми стрелками, наложенными на панель ^{13}CO (см. рис. 3), и обозначены как «срез 1» и «срез 2». Эти срезы пересекаются с S10 и S2 (обозначенные как «срез 1»), а также с S1 и S9 (обозначенные как «срез 2»). Заметный контраст в компонентах скорости выявился при изучении PV-диаграммы вдоль «среза 1» C^{18}O (рис. 12). Двигаясь вдоль «среза» с юго-востока на северо-запад, мы четко видим, как пик скорости линии сдвигается примерно с -9 км с^{-1} на -6 км с^{-1} недалеко от S10. На рис. 7, слева от S10 по этому срезу, нет плотного

газа. Этот сдвиг становится менее выраженным на «срезе 2», который находится вдали от ФДО. Мы наблюдаем почти прямую линию вдоль «среза 2» с незначительным признаком самопоглощения.

PV-диаграммы линий таких молекул, как CH_3OH и SiO , отличаются от того, что мы наблюдали для C^{18}O . Однако они обладают заметным сходством: широкая линия, связанная с истечением, наблюдается в направлении S2. Сравнивая направления МЗО S1 и S2, мы обнаруживаем, что истечение более заметно на диаграмме SiO , чем на диаграмме CH_3OH .

Однако PV-диаграмма линии $\text{DCO}^+(3-2)$ узкая, даже в направлении МЗО. Мы видим узкую линию между S2 и S10 на «срезе 1» и отсутствие DCO^+ в области со сдвинутой линией $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$. На «срезе 2» есть две разделенные области с одинаковой скоростью: первая — между S1 и S9 и вторая — за пределами МЗО. Положения МЗО совпадают с границами областей на обеих диаграммах. Очевидно, в противоположность всем рассмотренным выше молекулам, истечений на диаграммах $\text{DCO}^+(3-2)$ нет, а виден только неподвижный молекулярный газ.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ кинематики газа и содержания молекул показывает, что плотный молекулярный сгусток на границе ФДО RCW 120 состоит из двух частей: южной, включающей S1, и северной, содержащей МЗО S2. В обеих частях имеются неподвижный молекулярный газ, видимый по узкой линии $\text{DCO}^+(3-2)$, и истечения, диагностируемые по широкому крыльям линий CH_3OH и SiO . Узкая линия C^{18}O на PV-диаграмме согласуется со скоростью слоя, подвергнутого воздействию расширяющейся оболочки II, если сравнить наши результаты с PV-диаграммами, полученными Kirsanova et al. (2023b). Luisi et al. (2021) обнаружили, что ФДО расширяется в сторону наблюдателя. Мы видим, что вблизи МЗО S10 скорости линии $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ сдвигаются в синюю область спектра от -6 до -9 км с^{-1} . Отметим, что этот сдвиг может быть связан с различной плотностью молекулярного сгустка, где плотный газ вокруг S2 замедляет ударную волну более эффективно, чем менее плотный газ к востоку от МЗО.

Южная и северная части сгустка имеют различные молекулярные содержания, где молекулы, имеющие в составе азот (H^{13}CN , DCN , CH_3CN), более обильны в северной части, а молекулы, содержащие кислород (DCO^+ , SiO , H_2CO , CH_3OH), более сконцентрированы в южной части. Малые углеводороды (CCN and $\text{c-C}_3\text{H}_2$) концентрируются в направлении ФДО. Этот феномен

может быть объяснен газофазным образованием $\text{c-C}_3\text{H}_2$, который, как считается, образуется из CH_4 посредством химических реакций, происходящих в условиях нагрева протозвездами окружающей среды, и приводящих к образованию молекул с углеродными цепочками (механизм WCCC) (см., например, Hassel et al., 2008; Sakai and Yamamoto, 2013). Наличие УФ-излучения вызывает диссоциацию молекул CO , что приводит к образованию атомов углерода, тем самым способствуя увеличению их содержания.

Несмотря на практически одинаковую температуру пыли — $T_{\text{dust}} \approx 21-23 \text{ K}$, во всех МЗО, — существует отчетливая химическая дифференциация в плотном молекулярном сгустке. Очевидно, эти различия не вызваны испарением пылевых зернистых оболочек. Молекулы CO , наблюдаемые в газовой фазе на уровне около 10^{-4} , испаряются с пыли, так как их температура испарения менее 20 K при имеющихся в МЗО плотностях (см. Harsono et al., 2015).

Возбуждение таких сложных органических молекул (COMs, Complex Organic Molecules), как CH_3CCN и CH_3CN , по излучению линий показывает более высокие значения T_{rot} , чем T_{dust} . Анализ излучения метанола также показывает, что возбуждение линий может происходить при более высоких температурах, чем $T_k \geq T_{\text{dust}}$. Следовательно, возбуждение этих COMs происходит не в холодной среде, отслеживаемой дальней ИК-эмиссией по данным Herschel (см. наблюдения Molinari et al., 2016), а в более теплых и компактных областях вокруг МЗО. Figueira et al. (2018), используя интерферометр ALMA, выделили в направлении источника S2 пять фрагментов. Следовательно, там существуют более компактные компоненты. Наши значения для T_{rot} для CH_3CN в S2 согласуются с ранее найденными значениями Kirsanova et al. (2021b), в то время как авторы цитируемой работы использовали только серию линий $J_K = 12_K-11_K$. Kirsanova et al. (2021b) также предполагают, что горячий газ существует по крайней мере вокруг S2. Мы не анализируем здесь излучение линий CH_3CCN и CH_3CN с $K > 3$, оставляя этот вопрос для будущих статей, но сосредотачиваемся на распределении молекул на большом масштабе. Наш анализ линий излучения метанола также не противоречит Kirsanova et al. (2021b). Оба этих исследования показывают, что в направлении на МЗО коэффициент заполнения диаграммы направленности $f < 1$. Сравнивая температуры возбуждения для CH_3OH , CH_3CCN и CH_3CN , мы предполагаем, что метанол появляется в более холодной и обширной области вокруг МЗО, чем та, что занята молекулами CH_3CCN и

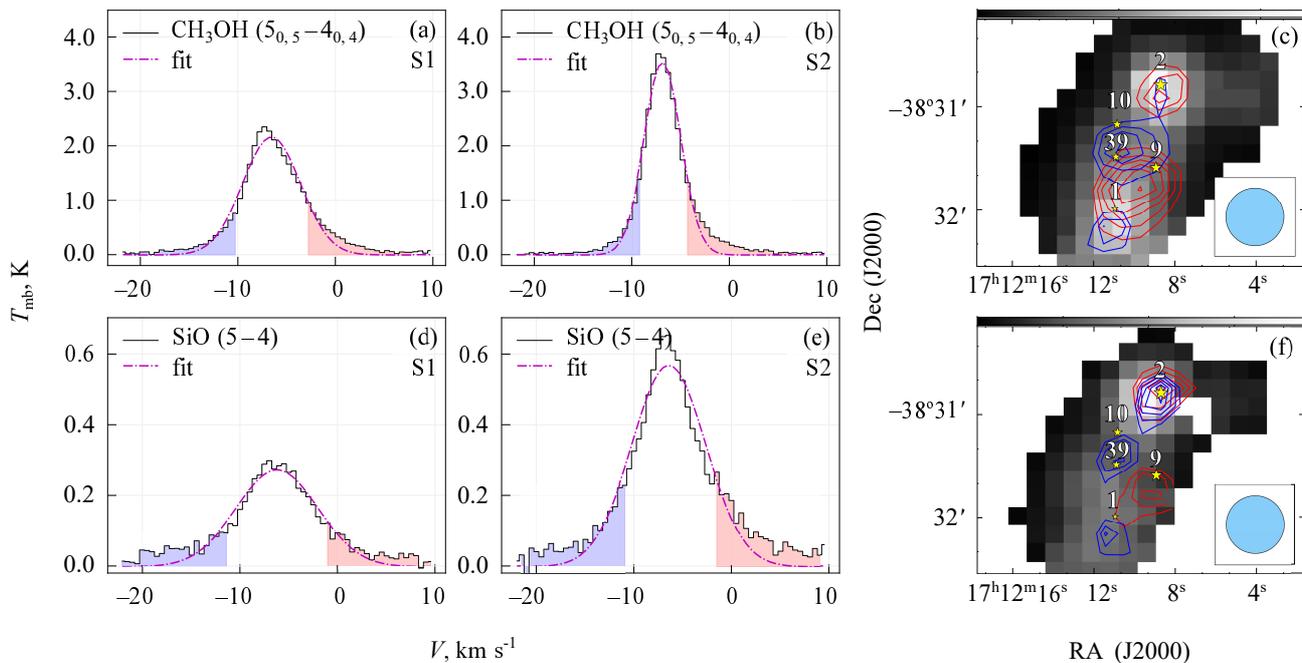


Рис. 11. Верхние панели: фоновая серая шкала представляет собой интегральную интенсивность средней компоненты излучения линии CH_3OH ($5_{0,5}-4_{0,4}$, A^+). Синие и красные контуры указывают на излучение линии CH_3OH , смещенное в синюю и красную стороны соответственно. Уровни красных контуров составляют 20, 24, 28, 32, 36, 40 σ , а уровни синих контуров — 14, 16, 18, 20 σ ($\sigma = 0.15 \text{ K km s}^{-1}$). Нижние панели: фоновая серая шкала представляет собой интегральную интенсивность средней компоненты излучения линии SiO ($5-4$). Синие и красные контуры указывают на излучение линии SiO , смещенное в синюю и красную стороны соответственно. Уровни красных контуров составляют 6, 7, 8, 9, 10 σ , а уровни синих контуров составляют 5, 5.5, 6, 6.5, 7, 7.5 σ ($\sigma = 0.14 \text{ K km s}^{-1}$).

CH_3CN . Притом, возбуждение CH_3CN происходит в более теплых и плотных областях по сравнению с CH_3CCH . Молекулы CH_3CN и CH_3CCH имеют большее обилие в области высокой плотности вокруг S2. Следовательно, мы предполагаем химическую и физическую структуру, напоминающую луковицу, вокруг МЗО S1 и S2. Последовательное появление CH_3OH , CH_3CCH и CH_3CN в газе вокруг МЗО означает переход к более теплому газу ближе к МЗО.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием телескопа АРЕХ мы провели наблюдения излучения молекулярных линий в плотном молекулярном сгустке на границе ФДО RCW 120, где МЗО все еще погружены в родительское облако плотного молекулярного газа. Были охвачены частоты от 200 до 260 ГГц. В этой работе были рассмотрены наиболее яркие молекулярные линии, которые были отождествлены с 20 различными молекулами, включая двухатомные молекулы (CS и SO), а также сложные органические молекулы (CH_3CN и CH_3CCH). Сделаны следующие выводы.

- Мы обнаружили, что все карты интегральной интенсивности можно разделить на три группы:

- 1) молекулы, которые присутствуют повсеместно в ФДО (^{13}CO , C^{18}O , малые углеводороды CCH и $c\text{-C}_3\text{H}_2$);
 - 2) молекулы, чье излучение пространственно коррелирует с излучением пыли на длине волны 870 мкм (CS , CH_3OH , SiO , DCO^+ , H^{13}CO^+ , H_2CO , HNCO , HDCO);
 - 3) молекулы, излучение которых, в основном, наблюдается в направлении на МЗО S2 (молекулы, содержащие серу — SO , C^{34}S , H_2S , H_2CS ; азотсодержащие соединения — DCN , H^{13}CN , CH_3CN ; CH_3CCH).
- Физические условия были изучены в ЛТР-предположении с использованием ряда переходов CH_3CN , CH_3CCH , CH_3OH и SiO . Анализируя данные по CH_3CCH , мы обнаружили, что вращательная температура для МЗО S1, S2 и S10 составляет около 40 К. Анализ CH_3CN показывает более высокие значения вращательных температур в направлении на МЗО S1, S2 и S10 до 61 К. Не-ЛТР анализ излучения метанола показал, что температура газа вокруг МЗО составляет от 20 до 40 К. МЗО S2 оказывается самой плотной областью. МЗО S1 является

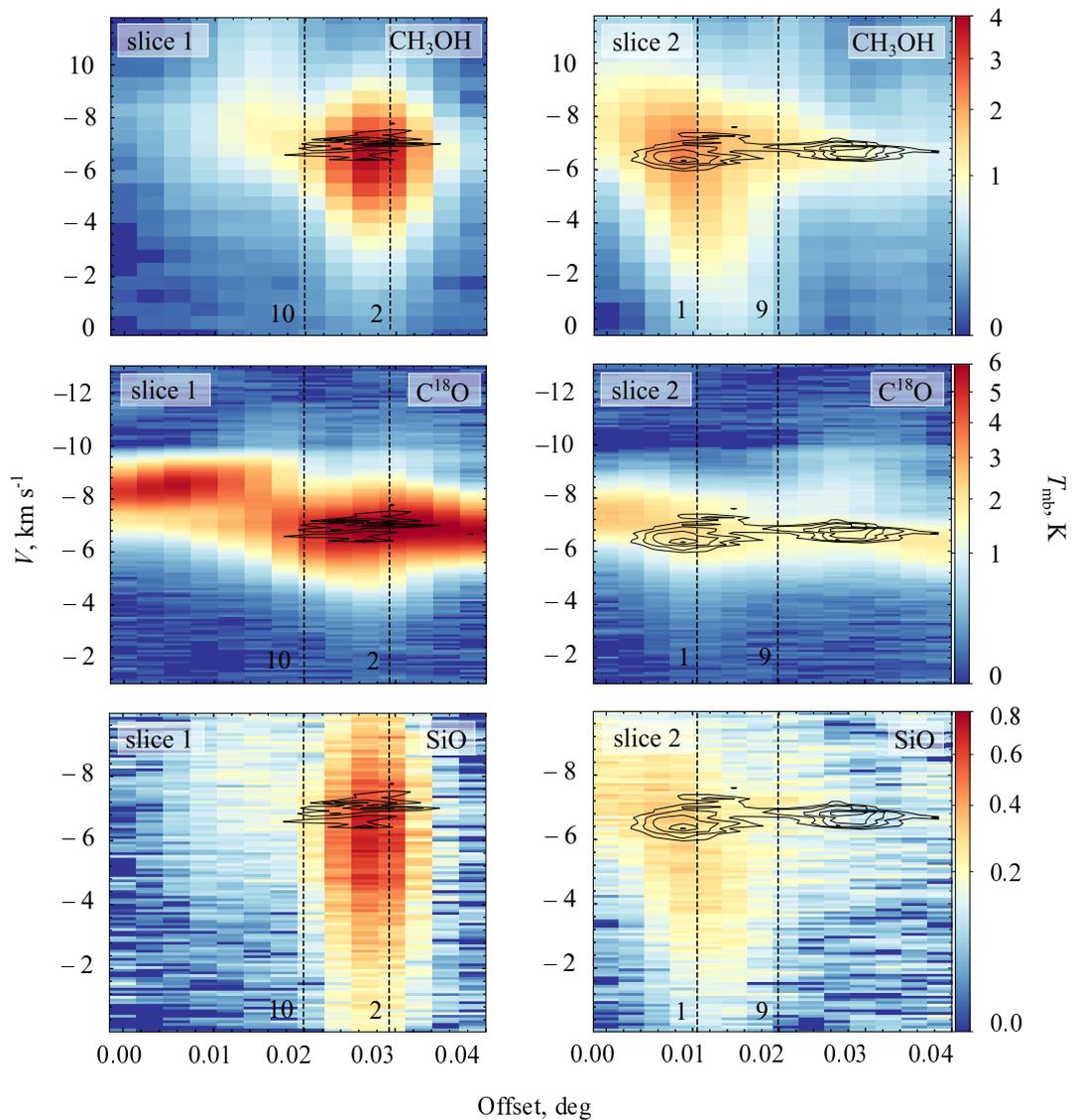


Рис. 12. PV-диаграммы излучения линий CH_3OH ($5_{0,5}-4_{0,4}$), SiO ($5-4$) и C^{18}O ($3-2$) показаны цветом. Черные пунктирные линии указывают на положение МЗО. PV-диаграмма излучения линии DCO^+ ($3-2$) показана черными контурами. Уровни контуров изменяются от 0.25 до 0.6 K с шагом 0.05 K.

- самым холодным МЗО с наибольшей лучевой концентрацией метанола.
- Анализ спектральных линий молекул-индикаторов ударных волн, таких как CH_3OH и SiO , показал широкие и асимметричные профили вблизи МЗО. Это свидетельствует об истечениях в наблюдаемых областях. Мы предполагаем наличие истечения вдоль луча зрения около МЗО S2, и также предполагаем присутствие биполярного истечения вблизи МЗО S1. Дополнительные исследования излучения CH_3OH и SiO требуются для выяснения происхождения истечений, поскольку наши данные имеют недостаточное пространственное разрешение.

- Карты молекулярных обилий также можно разделить на три группы:
 - с наибольшими обилиями около ФДО (CO , CCN , $\text{c-C}_3\text{H}_2$);
 - с наибольшими обилиями молекул вблизи МЗО S1;
 - с примерно одинаковыми обилиями молекул вблизи МЗО S2 и S1 или большими в МЗО S2.
 Обилия простых углеводородов, в частности CCN и $\text{c-C}_3\text{H}_2$, связаны с первой группой, что указывает на распространенность этих молекул вблизи ФДО.
- Доля дейтерированных молекул с пиковым значением около 3% была обнаружена для пары

молекул HDCO/H₂CO в МЗО S2, подчеркивая влияние известного кинетического изотопного эффекта. Самая низкая доля дейтерированных молекул, ниже 0.5%, была выявлена для пары DCO⁺/НСО⁺ в МЗО S2. Эти результаты будут полезны для дальнейшего астрохимического моделирования.

- Повышенное содержание простых углеводов в северной части плотного сгустка — это единственное проявление воздействия массивной звезды на молекулярное обилие в плотном сгустке. Локальные явления, такие как распространение ударных волн и истечения, изменяют молекулярный состав в двух частях плотного сгустка (S1 и S2), связанных с МЗО.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим А. О. Н. Олофсона за проведение наблюдений на телескопе АРЕХ. Мы выражаем благодарность А. В. Лапинову, А. Б. Островскому и А. М. Соболеву за плодотворные обсуждения, а также анонимному рецензенту за ценные замечания. Эта публикация основана на данных, полученных в рамках эксперимента Atacama Pathfinder (АРЕХ) по программе ID 0108.F-9313(A). АРЕХ является совместным проектом Радиоастрономического института им. Макса Планка (<https://www.mps.mpg.de/en>), Европейской южной обсерватории (<https://www.eso.org/public/>) и обсерватории Онсала (<https://www.chalmers.se/en/infrastructure/oso/>). Шведские наблюдения на АРЕХ поддерживаются по гранту Шведского исследовательского совета № 2017-00648.

ДОСТУПНОСТЬ ДАННЫХ

Данные, лежащие в основе этой статьи, доступны в архиве ESO (<http://archive.eso.org/wdb/wdb/eso/apex/form>) программа ID 0108.F-9313(A).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работы К. В. Плакитиной и М. С. Кирсановой были поддержаны Российским научным фондом, грант № 24-22-00097.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **449** (1), 440 (2015). DOI:10.1093/mnras/stv187
2. V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **469** (1), 630 (2017). DOI:10.1093/mnras/stx797
3. L. D. Anderson, L. Deharveng, A. Zavagno, et al., *Astrophys. J.* **800**, article id. 101 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/800/2/101
4. I. Andron, P. Gratier, L. Majumdar, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **481** (4), 5651 (2018). DOI:10.1093/mnras/sty2680
5. E. Araya, P. Hofner, S. Kurtz, et al., *Astrophys. J.* **675** (1), 420 (2008). DOI:10.1086/527284
6. J. Askne, B. Hoglund, A. Hjalmarsen, and W. M. Irvine, *Astron. and Astrophys.* **130**, 311 (1984).
7. D. C. J. Bock, M. I. Large, and E. M. Sadler, *Astron. J.* **117** (3), 1578 (1999). DOI:10.1086/300786
8. R. C. Bohlin, B. D. Savage, and J. F. Drake, *Astrophys. J.* **224**, 132 (1978). DOI:10.1086/156357
9. G. Briceño-Morales and J. Chanamé, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **522** (1), 1288 (2023). DOI:10.1093/mnras/stad608
10. E. Bron, C. Daudon, J. Pety, et al., *Astron. and Astrophys.* **610**, id. A12 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201731833
11. N. Brouillet, D. Despois, J. Molet, et al., *Astron. and Astrophys.* **665**, id. A140 (2022). DOI:10.1051/0004-6361/202243669
12. P. M. Burrell, E. Bjarnov, and R. H. Schwendeman, *Journal of Molecular Spectroscopy* **82** (1), 193 (1980). DOI:10.1016/0022-2852(80)90109-5
13. H. Calcutt, E. R. Willis, J. K. Jørgensen, et al., *Astron. and Astrophys.* **631**, id. A137 (2019). DOI:10.1051/0004-6361/201936323
14. C. Codella, M. T. Beltrán, R. Cesaroni, et al., *Astron. and Astrophys.* **550**, id. A81 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201219900
15. D. M. Cragg, A. M. Sobolev, and P. D. Godfrey, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **360** (2), 533 (2005). DOI:10.1111/j.1365-2966.2005.09077.x
16. J. E. Dale, T. J. Haworth, and E. Bressert, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **450** (2), 1199 (2015). DOI:10.1093/mnras/stv396
17. L. Deharveng, A. Zavagno, F. Schuller, et al., *Astron. and Astrophys.* **496** (1), 177 (2009). DOI:10.1051/0004-6361/200811337
18. Y. Deng, Z.-Y. Zhang, P. Zhou, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **518** (2), 2320 (2023). DOI:10.1093/mnras/stac3139
19. B. T. Draine, *Astrophys. J.* **732** (2), article id. 100 (2011). DOI:10.1088/0004-637X/732/2/100
20. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and Y. A. Shchekinov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **464** (2), 1833 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw2367

21. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and G. V. Smirnov-Pinchukov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **444** (1), 376 (2014). DOI:10.1093/mnras/stu1369
22. B. G. Elmegreen and C. J. Lada, *Astrophys. J.* **214**, 725 (1977). DOI:10.1086/155302
23. E. D. Feigelson, *The Birth of Star Clusters, Astrophysics and Space Science Library* **424**, 119 (2018). DOI:10.1007/978-3-319-22801-3_5
24. M. Figueira, L. Bronfman, A. Zavagno, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. L10 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201832930
25. M. Figueira, A. Zavagno, L. Bronfman, et al., *Astron. and Astrophys.* **639**, id. A93 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/202037713
26. M. Figueira, A. Zavagno, L. Deharveng, et al., *Astron. and Astrophys.* **600**, id. A93 (2017). DOI:10.1051/0004-6361/201629379
27. M. A. Frerking, R. W. Wilson, R. A. Linke, and P. G. Wannier, *Astrophys. J.* **240**, 65 (1980). DOI:10.1086/158207
28. J. Gadhi, A. Lahrouni, J. Legrand, and J. Demaison, *Journal de Chimie Physique* **92**, 1984 (1995). DOI:10.1051/jcp/1995921984
29. A. Giannetti, S. Leurini, F. Wyrowski, et al., *Astron. and Astrophys.* **603**, id. A33 (2017). DOI:10.1051/0004-6361/201630048
30. P. F. Goldsmith and W. D. Langer, *Astrophys. J.* **517** (1), 209 (1999). DOI:10.1086/307195
31. R. Güsten, L. Å. Nyman, P. Schilke, et al., *Astron. and Astrophys.* **454** (2), L13 (2006). DOI:10.1051/0004-6361:20065420
32. D. Harsono, S. Bruderer, and E. F. van Dishoeck, *Astron. and Astrophys.* **582**, id. A41 (2015). DOI:10.1051/0004-6361/201525966
33. G. E. Hassel, E. Herbst, and R. T. Garrod, *Astrophys. J.* **681** (2), 1385 (2008). DOI:10.1086/588185
34. J. M. Jackson, J. M. Rathborne, J. B. Foster, et al., *Publ. Astron. Soc. Australia* **30**, id. e057 (2013). DOI:10.1017/pasa.2013.37
35. S. Kabanovic, N. Schneider, V. Ossenkopf-Okada, et al., *Astron. and Astrophys.* **659**, id. A36 (2022). DOI:10.1051/0004-6361/202142575
36. S. V. Kalenskii and S. Kurtz, *Astronomy Reports* **60** (8), 702 (2016). DOI:10.1134/S1063772916080047
37. S. V. Kalenskii, V. G. Promislov, A. Alakoz, et al., *Astron. and Astrophys.* **354**, 1036 (2000).
38. K. F. Kaplan, H. L. Dinerstein, H. Kim, and D. T. Jaffe, *Astrophys. J.* **919** (1), id. 27 (2021). DOI:10.3847/1538-4357/ac0899
39. M. S. Kirsanova, A. V. Moiseev, and P. A. Boley, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **526** (4), 5187 (2023a). DOI:10.1093/mnras/stad3060
40. M. S. Kirsanova, V. Ossenkopf-Okada, L. D. Anderson, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **497** (3), 2651 (2020). DOI:10.1093/mnras/staa2142
41. M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, A. O. H. Olofsson, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **520** (1), 751 (2023b). DOI:10.1093/mnras/stac3737
42. M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, D. S. Wiebe, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **488** (4), 5641 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz2048
43. M. S. Kirsanova, A. F. Punanova, D. A. Semenov, and A. I. Vasyunin, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **507** (3), 3810 (2021a). DOI:10.1093/mnras/stab2361
44. M. S. Kirsanova, S. V. Salii, S. V. Kalenskii, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **503** (1), 633 (2021b). DOI:10.1093/mnras/stab499
45. M. S. Kirsanova, A. M. Tatarnikov, P. A. Boley, et al., *Astrophysical Bulletin* **78** (3), 372 (2023c). DOI:10.1134/S199034132360014X
46. A. E. Lilley, *Astrophys. J.* **121**, 559 (1955). DOI:10.1086/146022
47. M. Luisi, L. D. Anderson, N. Schneider, et al., *Science Advances* **7** (15), id. eabe9511 (2021). DOI:10.1126/sciadv.abe9511
48. J. G. Mangum and Y. L. Shirley, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **127** (949), 266 (2015). DOI:10.1086/680323
49. N. Miret-Roig, P. A. B. Galli, J. Olivares, et al., *Astron. and Astrophys.* **667**, A163 (2022). DOI:10.1051/0004-6361/202244709
50. S. Molinari, E. Schisano, D. Elia, et al., *Astron. and Astrophys.* **591**, id. A149 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201526380
51. H. S. P. Müller, S. Thorwirth, D. A. Roth, and G. Winnewisser, *Astron. and Astrophys.* **370**, L49 (2001). DOI:10.1051/0004-6361:20010367
52. J. Pety, V. V. Guzmán, J. H. Orkisz, et al., *Astron. and Astrophys.* **599**, id. A98 (2017). DOI:10.1051/0004-6361/201629862
53. T. Preibisch and H. Zinnecker, *Astron. J.* **117** (5), 2381 (1999). DOI:10.1086/300842
54. A. M. Price-Whelan et al. (Astropy Collab.), *Astron. J.* **156** (3), article id. 123 (2018). DOI:10.3847/1538-3881/aabc4f
55. D. Rabli and D. R. Flower, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **406** (1), 95 (2010a). DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.16671.x
56. D. Rabli and D. R. Flower, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **403** (4), 2033 (2010b). DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.16240.x
57. S. Ratzenböck, J. E. Gröbbschedl, J. Alves, et al., *Astron. and Astrophys.* **678**, id. A71 (2023). DOI:10.1051/0004-6361/202346901
58. T. P. Robitaille et al. (Astropy Collab.), *Astron. and Astrophys.* **558**, id. A33 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201322068
59. T. Robitaille, *APLpy v2.0: The Astronomical Plotting Library in Python* (2019). DOI:10.5281/zenodo.2567476
60. T. Robitaille and E. Bressert, *APLpy: Astronomical Plotting Library in Python, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1208.017* (2012).

61. A. Roman-Lopes, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **398** (3), 1368 (2009). DOI:10.1111/j.1365-2966.2009.15119.x
62. D. Russeil, *Astron. and Astrophys.* **397**, id. 133 (2003). DOI:10.1051/0004-6361/201321589
63. N. Sakai and S. Yamamoto, *Chemical Reviews* **113** (12), 8981 (2013). DOI:10.1021/cr4001308
64. S. Saliı, S. Parfenov, and A. Sobolev, in *Proc. Conf. on Modern Star Astronomy, Astronomy-2018 (XIII Congress of the International Public Organization "Astronomical Society")*, Moscow, Russia 2018, Ed. by O. Yu. Malkov, V. N. Obridko, A. S. Rastorguev, and N. N. Samus (IZMIRAN, Moscow, 2018), vol. 1, p. 276–279. DOI:10.31361/eaas.2018-1.062
65. Á. Sánchez-Monge, A. López-Sepulcre, R. Cesaroni, et al., *Astron. and Astrophys.* **557**, id. A94 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201321589
66. F. Schuller, K. M. Menten, Y. Contreras, et al., *Astron. and Astrophys.* **504** (2), 415 (2009). DOI:10.1051/0004-6361/200811568
67. Y. L. Shirley, T. L. Huard, K. M. Pontoppidan, et al., *Astrophys. J.* **728** (2), article id. 143 (2011). DOI:10.1088/0004-637X/728/2/143
68. U. J. Sofia, J. T. Lauroesch, D. M. Meyer, and S. I. B. Cartledge, *Astrophys. J.* **605** (1), 272 (2004). DOI:10.1086/382592
69. E. C. Sutton, A. M. Sobolev, S. V. Saliı, et al., *Astrophys. J.* **609** (1), 231 (2004). DOI:10.1086/420962
70. J. S. Ward, J. Zmuidzinas, A. I. Harris, and K. G. Isaak, *Astrophys. J.* **587**, 171 (2003). DOI: 10.1086/368175
71. T. L. Wilson, *Reports on Progress in Physics* **62** (2), 143 (1999). DOI:10.1088/0034-4885/62/2/002
72. A. Zavagno, P. André, F. Schuller, et al., *Astron. and Astrophys.* **638**, id. A7 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/202037815
73. H. Zinnecker and H. W. Yorke, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **45** (1), 481 (2007). DOI:10.1146/annurev.astro.44.051905.092549

Chemical Differentiation and Gas Kinematics around Massive Young Stellar Objects in RCW 120

K. V. Plakitina¹, M. S. Kirsanova^{1,2}, S. V. Kalenskii², S. V. Saliı³, and D. S. Wiebe¹

¹Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119017 Russia

²Astro Space Center, Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

³Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University named after the first President of Russia B. N. Yeltsin, Yekaterinburg, 620000 Russia

We present the results of a spectral survey towards a dense molecular condensation and young stellar objects (YSOs) projected on the border of the H II region RCW 120 and discuss the emission of the 20 molecules that produce the brightest lines. The survey was performed with the APEX telescope in the 200–260 GHz frequency range. We provide evidences for two outflows in the dense gas. The first one is powered by the RCW 120 S2 YSO and oriented along the line of sight. The second outflow around RCW 120 S1 is aligned almost perpendicular to the line of sight. We show that the areas with bright emission of CH₃OH, CH₃CCH and CH₃CN are organised into an onion-like structure where CH₃CN traces warmer regions around the YSOs than the other molecules. Methanol seems to be released into the gas phase by shock waves in the vicinity of the outflows while thermal evaporation still does not work towards the YSOs. We find only a single manifestation of the UV radiation in the molecules, namely, enhanced abundances of small hydrocarbons CCH and c-C₃H₂ in the photo-dissociation region.

Keywords: *astrochemistry—stars: formation—ISM: molecules—photodissociation region (PDR)—radio lines: ISM*