

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина»

На правах рукописи

Петрашкевич Игорь Вячеславович

Исследование фракционирования дейтерия
в химических соединениях в областях
образования звезд малых масс

Специальность 1.3.1 Физика космоса, астрономия
Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
к. ф.-м. н. А. И. Васюнин

Екатеринбург 2026

Оглавление

Обозначения и сокращения	4
Введение	5
1 Фракционирование дейтерия в химических соединениях в областях звездообразования	20
1.1 Межзвездная среда	20
1.2 Звездообразование	21
1.3 Химические процессы в начальных стадиях звездообразования	23
1.3.1 Фракционирование дейтерия в химических соединениях	24
1.3.2 Доля дейтерия в разных соединениях в холодных плотных ядрах и протозвездах класса 0/I	26
1.3.3 Орто- и пара- водород	28
1.4 Области образования звезд малых масс L1688 и Barnard 5	28
1.5 Наблюдение и обработка спектральных линий в субмиллиметровом диапазоне на одиночной антенне	32
1.6 Лучевая концентрация и доля дейтерия химических соединений	32
1.7 Степень вымерзания CO	35
1.8 Описание астрохимической модели холодного плотного ядра	36
1.9 Особенность учета спинов H и D	37

1.10	Выводы по главе 1	39
2	Обработка и анализ наблюдений холодных плотных ядер в области образования звезд малых масс L1688 и B5	41
2.1	Наблюдения	41
2.2	Наблюдательные данные из литературы	43
2.3	Обработка и анализ наблюдений линий соединений	46
2.3.1	Спектральные карты	46
2.3.2	Анализ линий	49
2.4	Пространственное распределение излучения	55
2.5	Параметры приближения спектров	56
2.5.1	Лучевая скорость и дисперсия скорости в холодных плотных ядрах в L1688	60
2.5.2	Скоростные компоненты соединений в B5	63
2.6	Анализ лучевых концентраций	64
2.7	Обсуждение результатов	72
2.8	Выводы по второй главе	74
3	Фракционирование дейтерия в химических соединениях в области образования звезд малой массы L1688	76
3.1	Доля дейтерия в соединениях в холодных плотных ядрах в L1688	76
3.2	Сопоставление доли дейтерия в соединениях с физически- ми параметрами плотных ядер	79
3.3	Степень вымерзания CO в холодных плотных ядрах в L1688	81
3.4	Степень ионизации	82
3.5	Химическое моделирование	85
3.5.1	Физическая модель	86
3.5.2	Переход от концентрации к лучевой концентрации .	87

3.5.3	Связь с диаграммой направленности телескопа . . .	88
3.5.4	Эволюция и химический возраст	89
3.5.5	Лучевые концентрации и доли дейтерия соединений по результатам моделирования	91
3.6	Обсуждение	92
3.6.1	Высокая доля дейтерия в соединениях	92
3.6.2	Три индикатора плотности газа	98
3.6.3	Эффективность астрохимической модели	100
3.7	Выводы по 3 главе	102
4	Фракционирование дейтерия в химических соединениях в волокне В5	105
4.1	Дополнительная оценка физических параметров в направ- лении В5	105
4.2	Содержания наблюдаемых соединений	106
4.3	Степень вымерзания СО в В5	109
4.4	Доля дейтерия в соединениях в В5	111
4.5	Обсуждение	116
4.5.1	Каноническое содержание СО	116
4.5.2	Высокая доля дейтерия в соединениях в В5 в на- правлении протозвезды	117
4.5.3	Распределение доли дейтерия в соединениях в В5 .	118
4.6	Выводы по главе 4	121
	Заключение	124
	Список использованных источников и литературы	128

Обозначения и сокращения

ЛТР — локальное термодинамическое равновесие

МЗС — межзвездная среда

IRAM — Institut de Radioastronomie Millimétrique (Институт радиоастрономии миллиметрового диапазона)

SPIRE — Spectral and Photometric Imaging Receiver (Инструмент для наблюдений в дальнем инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах длин волн) GILDAS — Grenoble Image and Line Data Analysis Software (программа для обработки и анализа данных в радиоастрономии)

IRAS — InfraRed Astronomical Satellite (Инфракрасный астрономический телескоп)

LDN — Lynds' Catalogue of Dark Nebulae (каталог тёмных туманностей Линдса)

QSO — Quasi-Stellar Object (квазар)

pwv — Precipitable Water Vapor (содержание водяного пара в атмосфере)

FCRAO — Five College Radio Astronomy Observatory (Радиоастрономическая обсерватория пяти колледжей)

FWHM — Full Width at Half Maximum (полная ширина на уровне половины максимума)

HPBW — Half-Power Beam Width (ширина диаграммы направленности на уровне половины максимума)

а. е. м. — атомная единица массы

а. е. — астрономическая единица

RADEX — Statistical equilibrium radiative transfer code (программа для расчета переноса излучения в молекулярных линиях)

rms — Среднеквадратичная погрешность

Введение

Актуальность темы исследования

Исследование процессов звездообразования является одной из фундаментальных тем в астрофизике и астрохимии. Исследования начальных стадий звездообразования помогают понять, как формировались планетарные системы и наша Солнечная система. Современные исследования показывают, что формирование химических соединений, содержащихся в планетарных системах, начинается на ранних стадиях звездообразования – в молекулярных облаках и холодных плотных ядрах. Это позволяет использовать наблюдения химического состава объектов для анализа физических условий, начиная с самых ранних стадий звездообразования.

Молекулярные облака — это холодные газопылевые структуры с температурой ~ 20 К и плотностью $100\text{--}1\,000\text{ см}^{-3}$. Молекулярные облака Персея и Змееносца [1, 2], благодаря своей относительной близости (130—300 пк), представляют собой удобные объекты для исследования химических процессов в межзвездной среде, поскольку позволяют с достаточным пространственным разрешением изучать структуру и физические условия в холодных плотных ядрах и протозвездах [3, 4]. Молекулярные облака состоят из 70 % водорода в атомарной, ионизированной или молекулярной форме, 28 % гелия и оставшиеся 2 % — более тяжелые элементы. Химические реакции протекают и при низкой плотности молекулярных облаков, на этой стадии уже формируются важнейшие молекулы, такие как CO и H₂O [4, 5]. Молекулярные облака содержат более плотные сгустки газа и пыли — холодные плотные ядра. Холодные плотные ядра имеют температуру ниже средней в молекулярных облаках ~ 10 К

и плотность $10^3\text{--}10^6\text{ см}^{-3}$ [6, 7]. При такой плотности активно формируются различные соединения в газовой фазе и на поверхности пыли [8, 9]. При таких физических параметрах активно протекают процессы фракционирования изотопов в химических соединениях, наиболее выраженный из них — фракционирование дейтерия в химических соединениях (далее фракционирование дейтерия), так как дейтерий тяжелее протия в два раза, что ведет к значительному различию потенциалов взаимодействия в газовой фазе и на поверхности пылевых частиц для протия и дейтерия [10, 11].

Фракционирование дейтерия — это процесс изменения количества дейтерированных изотопологов относительно количества водородсодержащих (с протием) изотопологов в зависимости от физических параметров среды. В диффузной среде Галактики наблюдается сравнительно низкая доля дейтерия относительно водорода ($D/H = 1.5 \times 10^{-5}$ [12, 13]). В областях звездообразования наблюдается повышенное содержание дейтерия в соединениях [10, 11, 14, 15, 16], что служит индикатором формирования и эволюции холодных плотных ядер (доля дейтерия по отношению к водороду в составе молекул и ионов доходит до 0.01—1). Доля дейтерия R_D в составе молекул и ионов (в соединениях) — отношение количества дейтерированных изотопологов к количеству водородсодержащих изотопологов. Согласно последним исследованиям [17, 18, 19, 20], доля дейтерия в соединениях достигает пика перед переходом от стадии холодного ядра к стадии протозвезды класса 0 [21, 22], в котором начинается нагрев, который запускает процесс фракционирования в обратную сторону. Поэтому фракционирование дейтерия становится инструментом изучения эволюции начальных стадий звездообразования. На данный момент большинство исследований направлено на измерение доли дейтерия в соединениях на разных этапах звездообразования в ближайших областях образования звезд [10, 11, 15, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29]. Физические параметры газа и межзвездной среды напрямую влияют на скорость образования дейтерированных соединений.

Ключевую роль в эффективности образования дейтерированных соединений играют два фактора: отношение орто- и пара-водорода в соединениях и содержание CO в газовой фазе. Отношение орто- и пара-водорода в соединениях определяет эффективность реакции образования H_2D^+ из-за разницы в энергиях [11]: $\text{H}_3^+ + \text{HD} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{D}^+ + \text{H}_2 + 230 \text{ K}$. Преобладание пара-водорода смещает равновесие этой реакции вправо, увеличивая содержание H_2D^+ . Вторым важным фактором является содержание CO в газе. Поскольку H_3^+ активнее реагирует с CO, чем с HD, наличие CO в газовой фазе конкурирует с реакцией образования H_2D^+ и снижает ее эффективность. Вымерзание CO на пыль, напротив, освобождает H_3^+ для реакции с HD и способствует росту содержания H_2D^+ . Для оценки содержания CO в газе используют степень вымерзания CO — отношение канонического суммарного содержания CO в газе и на пыли к содержанию наблюдаемого CO в газе [30, 31, 32]. Оба этих фактора зависят от плотности и температуры газа и пыли. Степень ионизации газа дополнительно определяет общее количество ионов, доступных для этих реакций. Астрохимические модели предсказывают, что доля дейтерия в соединениях увеличивается с увеличением степени вымерзания CO и при низком соотношении орто- и пара-водорода [10, 11, 14, 33, 34]. Как доля дейтерия в соединениях зависит от различных физических параметров (например, температуры и степени вымерзания CO) на данный момент активно исследуется с помощью наблюдений. Фракционирование дейтерия происходит на протяжении всего времени эволюции холодного плотного ядра, при этом изменяется содержание разных молекул в газе. Азотсодержащие соединения могут содержать больше дейтерия при более низкой температуре газа и пыли, когда углеродсодержащие соединения активно вымерзают. Оценки пространственного распределения доли дейтерия в соединениях, связанные с другими физическими параметрами холодных плотных ядер, необходимы для более точного описания фракционирования дейтерия и для использования в качестве наблюдательных ограничений для астрохимических и астрофизических моделей.

Для решения этой задачи в данной работе был проведен анализ новых наблюдений с высоким пространственным разрешением низких вращательных переходов дейтерированных и водородсодержащих изотопологов в областях образования звезд малых масс L1688 и B5. Особое внимание в работе уделялось получению статистически значимых численных оценок и пространственного распределения доли дейтерия в трех соединениях, которые являются индикаторами разной плотности в газе в холодных плотных ядрах: $R_D(N_2D^+/N_2H^+)$, $R_D(DCO^+/HCO^+)$ и $R_D(NH_2D/NH_3)$. Полученные оценки доли дейтерия в соединениях я сопоставлялись с физическими параметрами холодных плотных ядер: температурой пыли, температурой газа, лучевой концентрацией молекулярного водорода, дисперсией скорости в дейтерированных соединениях и степенью вымерзания CO. Также полученные пространственные распределения доли дейтерия в соединениях применялись для оценки химического возраста холодных плотных ядер. Полученные в этой работе результаты могут быть применены в различных астрохимических и астрофизических моделях для исследования эволюции начальных стадий звездообразования.

Цели и задачи

Целью работы является изучение фракционирования дейтерия в химических соединениях на начальных стадиях звездообразования в областях образования звезд малых масс L1688 и B5 на основе наблюдательных данных в субмиллиметровом диапазоне.

Задачи работы:

1. Выполнить обработку спектров переходов сверхтонкой структуры спектроскопического уровня для картированных и точечных наблюдений линий $N_2H^+(1-0)$, $N_2H^+(2-1)$, $N_2D^+(2-1)$, $N_2D^+(1-0)$, $DCO^+(2-1)$, $HCO^+(1-0)$, $HCO^+(2-1)$, $p-NH_3(1_1, 1_1)$, $p-NH_3(2_1, 2_1)$, $p-NH_3(3_1, 3_1)$ и $p-NH_2D(1_{11}-1_{01})$. Наблюдения были получены на телескопе IRAM-30 м в направлении холодных плотных ядер в обла-

- стях образования звезд малых масс L1688 и B5. Выполнить анализ наблюдений и определить параметры спектров: оптическую толщину, лучевую скорость и дисперсию скорости.
2. Определить лучевые концентрации и доли дейтерия в следующих соединениях в направлении плотных ядер областей образования звезд малых масс L1688 и волокна B5: $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$, $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ и $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$, при условии единой температуры возбуждения для всех компонентов перехода сверхтонкого расщепления выбранного спектроскопического уровня каждого соединения.
 3. Определить оптимальное каноническое содержание CO в направлении областей звездообразования Персея и Змееносца по данным наблюдений линий $^{13}\text{CO}(1-0)$ из обзора COMPLETE [35]. Определить верхний предел степени вымерзания CO в холодных плотных ядрах в L1688 по данным COMPLETE. Построить карту степени вымерзания CO в направлении B5 по наблюдениям линии $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, полученным на телескопе IRAM-30 м. Лучевые концентрации молекул ^{13}CO и C^{18}O определить в предположении о локальном термодинамическом равновесии.
 4. Провести астрохимическое моделирование холодных плотных ядер в области звездообразования L1688, используя модель PyRate3 [33]. По результатам сравнения наблюдательных данных и результатов моделирования оценить химический возраст холодных плотных ядер.
 5. Исследовать распределение доли дейтерия в соединениях в плотных ядрах в L1688 и B5 в выбранных соединениях; ее зависимость от лучевой концентрации молекулярного водорода, температуры газа, температуры пыли и степени вымерзания CO.
 6. Исследовать, как доля дейтерия в соединениях, степень вымерзания CO и лучевая концентрация молекулярного водорода в волокне B5 меняются в направлении от протозвезды до холодного плотного ядра.

Научная новизна

1. Впервые представлены карты лучевых концентраций для соединений N_2D^+ , DCO^+ , HCO^+ и NH_2D в направлении Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F, Oph-H-MM1 холодных плотных ядер в L1688 и N_2H^+ , N_2D^+ , DCO^+ , HCO^+ для волокна B5. На основе этих лучевых концентраций впервые получены карты доли дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$, $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ и $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ для этих объектов. Дополнительно были впервые получены лучевые концентрации N_2D^+ и N_2H^+ и доля дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ в направлениях Oph-H-MM2 и Oph-I-MM2.
2. Исследованы распределения доли дейтерия в соединениях в плотных ядрах в соединениях и их корреляции с температурой, лучевой концентрацией молекулярного водорода и степенью вымерзания CO в областях звездообразования L1688 и B5. Впервые было проведено сравнение значений доли дейтерия в азотсодержащих и углеродсодержащих соединениях L1688 и B5. Значения доли дейтерия в углеродсодержащих соединениях в 2—10 раз меньше, чем в азотсодержащих соединениях. Оценки этих отношений подтверждают предположения об увеличении доли дейтерия в соединениях с ростом плотности газа.
3. Впервые представлены радиальные профили доли дейтерия в соединениях, степени вымерзания CO и степени ионизации в направлении от горячего протозвездного ядра до пика излучения пыли холодного плотного ядра, погруженные в одном волокне B5.
4. На основе архивных данных обзора COMPLETE — наблюдений линии $^{13}\text{CO}(1-0)$ было выбрано наиболее подходящее каноническое содержание CO (количество CO в газе и на пыли) в молекулярных облаках Змееносца и Персея. Были получены карты степени вымерзания CO в волокне B5 по наблюдениям $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$.
5. Впервые был применен подход для поиска наиболее вероятной температуры возбуждения в данных с низким отношением сигнал-

шум на основе исследования пространства таких параметров, как оптическая толщина и температура возбуждения при приближении спектров сверхтонких структур переходов $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, $\text{N}_2\text{D}^+(2-1)$, $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$, $\text{DCO}^+(2-1)$, $p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}-1_{01})$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(2-1)$. Такой подход позволил включить данные с низкой чувствительностью в анализ.

Научная и практическая значимость

Научная значимость работы обусловлена результатами анализа данных наблюдений, которые подтверждают основные теоретические предположения об особенностях процесса фракционирования дейтерия на начальных стадиях звездообразования в областях образования звезд малых масс. Практическая значимость диссертации заключается в возможности использовать результаты как наблюдательные ограничения для астрохимических моделей и моделей эволюции дозвездных ядер. Разработанные методы обработки карт наблюдений линий могут быть применены при обработке других наблюдений в субмиллиметровом диапазоне. Пакет `ruspckit` был дополнен для анализа соединений N_2H^+ и HCO^+ новыми файлами параметров сверхтонкой структуры переходов, которые вошли в релиз. Все результаты наблюдений опубликованы в базе данных CDS.

Методика исследования

Для решения поставленных задач выполнен анализ наблюдений субмиллиметровых переходов ряда соединений в плотных ядрах в L1688 и B5, наблюдения которых были получены на телескопе IRAM-30 м. Для анализа применялись методы приближения спектров сверхтонких структур переходов с предположением общей температуры возбуждения для всех компонентов сверхтонкого расщепления выбранного спектроскопического уровня. Для определения оптической толщины в данных наблюдений с низким отношением сигнал-шум (~ 3) использовалась наиболее ве-

роятная температура возбуждения, полученная при исследовании пространства параметров оптической толщины и температуры возбуждения для каждой карты каждого перехода в направлении центра источника. Карты пространственного распределения наблюдений аммиака взяты из обзора GAS [16] и для их обработки использовался метод с приближением сверхтонких структур переходов $p\text{-NH}_3(1_1, 1_1)$, $p\text{-NH}_3(2_1, 2_1)$ и $p\text{-NH}_3(1_1, 1_1)$. Было проведено астрохимическое моделирование с помощью модели PyRate3. В модели проводится различие между спиновыми состояниями соединений, содержащих водород и дейтерий, где соотношения каналов реакции определяются путем применения правил селекции в соответствии с принципом сохранения ядерного спина.

Положения, выносимые на защиту

1. В результате систематического анализа наблюдений плотных ядер в областях образования звезд малых масс L1688 и B5 были построены двадцать карт лучевых концентраций шести молекул в направлении пяти источников, которые использовались для построения карт доли дейтерия в соединениях. Карты доли дейтерия в соединениях в плотных ядрах Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F, Oph-H-MM1 и волокне B5 и карта степени вымерзания CO в B5 были получены впервые. Доля дейтерия $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ составила 0.014—0.094, а $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ и $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ составили 0.15—0.81.
2. Показано, что доля дейтерия в соединениях увеличивается с увеличением плотности и уменьшением температуры холодных плотных ядер в L1688. Доля дейтерия во всех соединениях увеличивается к центру холодных плотных ядер, это связано с активным вымерзанием CO на пыль, особенно этот эффект заметен в картах $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$. Также это подтверждается разницей между индикаторами плотности (углеродсодержащими и азотсодержащими соединениями), доля дейтерия в азотсодержащих соединениях в 2–10 раз больше, чем в углеродсодержащих.

3. Впервые представлены радиальные профили доли дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ и $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$, степени вымерзания CO, температуры пыли и степени ионизации между пиками излучения пыли теплого протозвездного ядра и холодного дозвездного ядра, погруженных в волокно B5. Продемонстрировано, что присутствие протозвезды IRAS 03445+3242 снижает долю дейтерированных изотопологов ионов N_2H^+ и HCO^+ в окружающем волокне B5. Доли дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ и $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ уменьшаются от 0.44 ± 0.11 и 0.09 ± 0.02 в направлении пика излучения пыли холодного дозвездного ядра до 0.15 ± 0.03 и 0.05 ± 0.01 в направлении протозвезды, соответственно. Полученное распределение согласуется с современными представлениями о механизме фракционирования дейтерия: повышение температуры и десорбция CO снижают долю дейтерия, тогда как в холодных плотных областях она возрастает.

Достоверность полученных результатов

Полученные научные результаты можно считать достоверными поскольку результаты анализа наблюдений и моделей согласуются между собой и с результатами других авторов. Основные результаты и выводы докладывались и обсуждались на всероссийских и международных конференциях, и описаны в рецензируемых научных статьях.

Апробация результатов

Основные результаты работы обсуждались на международных и всероссийских конференциях.

Устные доклады на международных конференциях:

1. Международная конференция «Fractionation of isotopes in space II: from the Solar System to galaxies» (Флопенция, Galileo Galilei Institute for Theoretical Physics, 2024 г.).

Устные доклады на всероссийских конференциях:

1. Всероссийская с международным участием научная конференция студентов и молодых ученых, посвященная памяти Полины Евгеньевны Захаровой «Астрономия и исследование космического пространства» (Екатеринбург, УрФУ, Коуровская астрономическая обсерватория, 2021 г.)
2. Всероссийская с международным участием научная конференция студентов и молодых ученых «Астрономия и исследование космического пространства» (Екатеринбург, УрФУ, Коуровская астрономическая обсерватория, 2022 г.).
3. Всероссийская двенадцатая конференция из цикла «Современная звездная астрономия» (Кичи-Балык, КГО ГАИШ МГУ, 2022 г.)

Стендовые доклады на всероссийских конференциях:

1. Всероссийская десятая конференция из цикла «Современная звездная астрономия» (Нижний Архыз, САО РАН, 2019 г.)
2. Научная школа «Задачи и методы радиоастрономии» (Нижний Новгород, ИПФ РАН, 2019 г.)
3. 49-я Международная студенческая научная конференция «Физика космоса» (Екатеринбург, УрФУ, Коуровская астрономическая обсерватория, 2020 г.)
4. 50-я Международная студенческая научная конференция «Физика космоса» (Екатеринбург, УрФУ, Коуровская астрономическая обсерватория, 2023 г.)
5. 51-я Международная студенческая научная конференция «Физика космоса» (Екатеринбург, УрФУ, Коуровская астрономическая обсерватория, 2024 г.)
6. Всероссийская астрономическая конференция, ВАК-2024: «Современная астрономия: от ранней вселенной до экзопланет и черных дыр» (Нижний Архыз, САО РАН, 2024 г.)

Публикации

Основные результаты по теме диссертации опубликованы в трех работах в списке изданий, рекомендованных ВАК [А1–А3], и шести работах [Б1–Б6] в материалах конференций. Статьи в журналах, рекомендованных ВАК:

- A1 **Petrashkevich I. V.**, Punanova A. F., Caselli P. et al. Deuterium Fractionation in the Oph-H-MM1 Dense Core of the L1688 Low Mass Star-Forming Region // *Astronomy Reports*. — 2020. — Vol. 64, № 8. — Pp. 637–640.
- A2 **Petrashkevich I. V.**, Punanova A. F., Caselli P., Sipilä O., Pineda J. E., Friesen R. K., Korotaeva M. G., Vasyunin A. I. Deuterium fractionation in cold dense cores in the low-mass star-forming region L1688 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2024. — Vol. 528, № 2. — Pp. 1327–1353.
- A3 **Petrashkevich I.**, Punanova A., Caselli P., Sipilä O., Pineda J. E., Vasyunin A. I. Deuterium Fractionation and CO Depletion in Barnard 5 // *Astrophys. J.* — 2026. — Vol. 997, № 2. — P. 296

Другие публикации автора по теме диссертации:

- Б1 **Петрашкевич И. В.**, Пуанова А. Ф. Фракционирование дейтерия в дозвездных ядрах в области звездообразования ρ Змееносца // *Физика космоса: труды 49-й Международной студенческой научной конференции* — 2020 — стр. 101–102.
- Б2 **Петрашкевич И. В.**, Пуанова А. Ф. Доля дейтерия в холодных плотных ядрах в области звездообразования L1688 // *Астрономия и исследование космического пространства: Всероссийская с международным участием научная конференция студентов и молодых ученых, посвященная памяти Полины Евгеньевны Захаровой* — 2021 — стр. 64–67.
- Б3 Пуанова А. Ф., **Петрашкевич И. В.** Фракционирование дейтерия в областях маломассивного звездообразования // *Астрономия*

и исследование космического пространства: Всероссийская с международным участием научная конференция студентов и молодых ученых, посвященная памяти Полины Евгеньевны Захаровой — 2021 — стр. 166–169.

Б4 Петрашкевич И. В., Пунанова А. Ф. Фракционирование дейтерия в Per-B5 // Астрономия и исследование космического пространства: Всероссийская с международным участием научная конференция студентов и молодых ученых — 2022 — стр. 66–68.

Б5 Петрашкевич И. В., Пунанова А. Ф., Васюнин А. И. Моделирование доли дейтерия в области образования звезд малых масс L1688 // Физика космоса: труды 50-й Международной студенческой научной конференции — 2023 — стр. 271–273.

Б6 Петрашкевич И. В., Пунанова А. Ф., Васюнин А. И. Сравнение доли дейтерия из наблюдений и астрохимической модели для холодных плотных ядер // Физика космоса: труды 51-й Всероссийской с международным участием студенческой научной конференции — 2024 — стр. 310–313.

Личный вклад

Автор самостоятельно обработал и провел анализ наблюдательных данных с телескопов IRAM-30 м, GBT-100 м и FCRAO-14 м. Автор выполнил приближение карт спектров и получил лучевые концентрации, доли дейтерия в соединениях и степени вымерзания CO. Автор провел астрохимическое моделирование холодных плотных ядер области звездообразования L1688 и сравнил результаты с наблюдательными данными. Автор выполнил анализ корреляций доли дейтерия в соединениях с физическими параметрами плотных ядер в L1688 и B5. Автор принимал активное участие в постановке задач, интерпретации и обсуждении результатов. Автором диссертации был написан основной текст всех совместных работ по теме диссертации.

Структура диссертации и объем

Диссертация состоит из Введения, четырех глав и Заключения. Диссертация содержит 41 рисунок и 11 таблиц, в полном объеме 146 страниц. Список цитируемой литературы содержит 154 наименования.

Во **Введении** обсуждается актуальность диссертационной работы, цели и задачи, новизна полученных результатов, их научная и практическая значимость, методы, использованные в диссертации. Во Введении представлен список положений, выносимых на защиту, и список публикаций автора по теме диссертации, а также апробация результатов и обозначен личный вклад автора.

Глава 1 диссертации содержит описание и анализ современной картины звездообразования и содержания химических элементов на основе наблюдательных данных и астрохимических моделей. Рассмотрены процессы фракционирования изотопов в соединениях и детально описан процесс фракционирования дейтерия. Показано, какие факторы влияют на изменение доли дейтерия в соединениях в холодных плотных ядрах. Фракционирование дейтерия напрямую зависит от степени вымерзания CO и отношения орто- и пара-водорода, которые зависят от плотности и температуры газа и пыли. Поэтому ожидается, что доля дейтерия в соединениях увеличивается к центру холодных плотных ядер. Наблюдения разных индикаторов плотности показывают, как изменяется доля дейтерия в разных соединениях в различных частях холодных плотных ядер. Глава содержит описание исследуемых областей образования звезд малых масс L1688 и B5, а также холодных плотных ядер в них. В конце главы приводятся методы расчета лучевой концентрации, доли дейтерия в соединениях, степени вымерзания CO, а также описание астрохимической модели PyRate3.

Глава 2 диссертационной работы посвящена обработке и анализу наблюдательных данных переходов сверхтонкой структуры спектроскопического уровня соединений: N_2H^+ , N_2D^+ , NH_3 , NH_2D , $H^{13}CO^+$ и DCO^+ . Для увеличения покрытия карт наблюдений с низким отноше-

нием сигнал-шума, при приближении спектров фиксировалась температура возбуждения линии для всей карты, найденная при исследовании пространства параметров оптической толщины и температуры возбуждения. В главе на основе этих наблюдений получены карты лучевых концентраций для четырех холодных плотных ядер в L1688 и волокна B5 и проведен анализ нетепловых компонент дисперсии скорости линий и лучевых скоростей. Показано, что дейтерированные соединения имеют дисперсию ниже, чем водородсодержащие, что согласуется с теорией фракционирования дейтерия. Также показано, что B5 имеет двойную структуру и дополнительную скоростную компоненту к востоку от холодного плотного ядра. Местоположение пиков интенсивности излучения линий и лучевых концентраций дейтерированных и водородсодержащих соединений заметно отличается в волокне B5. Пик дейтерированных соединений находится в пике излучения пыли холодного плотного ядра, а водородсодержащих в направлении на протозвезду.

В главе 3 проведено исследование фракционирования дейтерия в области образования звезд малых масс L1688. В главе были получены доли дейтерия $R_D(N_2D^+/N_2H^+)$ для четырех ядер, $R_D(NH_2D/NH_3)$ для трех ядер и $R_D(DCO^+/HCO^+)$ для двух ядер. Полученные данные свидетельствуют об увеличении доли дейтерия в соединениях в центре холодных плотных ядер. Разница между углеродсодержащими соединениями и азотсодержащими соединениями дополнительно показывает возрастание доли дейтерия в соединениях с увеличением плотности. В главе представлено сравнение результатов астрохимического моделирования с наблюдательными данными. На основе этого сравнения был получен химический возраст холодных плотных ядер.

В главе 4 диссертации приведено исследование фракционирования дейтерия в волокне B5. Проведен поиск подходящего канонического содержания CO для областей образования звезд малой массы Змееносца и Персея. В главе получены доли дейтерия $R_D(N_2D^+/N_2H^+)$ и $R_D(DCO^+/HCO^+)$, степень вымерзания CO по наблюдательным данным $C^{18}O$, степень ионизации и зависимости доли дейтерия в соединениях от

физических параметров. Также в главе обсуждается, как изменяется доля дейтерия в соединениях под воздействием протозвезды малой массы, расположенной рядом с холодным плотным ядром.

В Заключении формулируются основные результаты проведенных исследований, а также выражаются благодарности всем, кто прямо или косвенно способствовал появлению этой диссертации.

Глава 1

Фракционирование дейтерия в химических соединениях в областях звездообразования

1.1 Межзвездная среда

Межзвездная среда (МЗС) занимает пространство между звездами в Галактике и наполнена веществом, излучением и магнитным полем. Элементарный состав МЗС состоит из 70 % водорода в атомарной, ионизированной или молекулярной форме, 28 % гелия и оставшихся 2 % более тяжелых элементов [36]. МЗС можно разделить на диффузную межзвездную среду и молекулярные облака. Диффузная межзвездная среда может быть классифицирована по состоянию водорода: горячие и теплые области ионизированного водорода высокой и низкой плотности (HII или H α), области теплого и холодного нейтрального водорода (HI, излучение или поглощение на $\lambda = 21$ см). Плотность в таких средах варьируется от 10^{-3} — 10^4 см $^{-3}$, а температура от 60 К до 10^6 К в зависимости от физических условий, наличия звезд или их отсутствия. Молекулярные облака — области активного формирования молекулярного водорода, в которых протекает бурное образование звезд. В среднем концентрация газа в молекулярном облаке составляет 100—1000 см $^{-3}$ [2], а температура ~ 20 —40 К, но в некоторых плотных сгустках плотность может достигать 10^4 — 10^7 см $^{-3}$ [7]. Значительная часть химических соединений, сформированных на стадиях диффузной межзвездной среды

Таблица 1.1 – Химический состав холодной межзвездной среды [33]

Соединение	Содержание относительно полного количества ядер водорода
H ₂	0.5
He	9.0×10^{-2}
HD	1.6×10^{-5}
O	2.6×10^{-4}
C ⁺	1.2×10^{-4}
N	2.14×10^{-5}
S ⁺	8.0×10^{-8}
Si ⁺	8.0×10^{-9}
Na ⁺	2.0×10^{-9}
Mg ⁺	7.0×10^{-9}
Fe ⁺	3.0×10^{-9}
P ⁺	2.0×10^{-10}
Cl ⁺	1.0×10^{-9}
H ₂ (o/p) _{ini}	1.0×10^{-3}

или молекулярного облака, участвует в образовании звезд (например, H₂ и CO). В таблице 1.1 представлен химический состав холодной межзвездной среды (начальный состав холодного молекулярного облака).

1.2 Звездообразование

Процесс формирования новых звезд занимает важное место в жизненном цикле звезд. Молекулярные облака это место, где протекает звездообразование звезд больших и малых масс. На начальном этапе молекулярное облако находится при средней плотности $100\text{--}1000\text{ см}^{-3}$ в состоянии, близком к локальному термодинамическому равновесию. В молекулярных облаках протекает непрерывный процесс гравитационной фрагментации, а внешние воздействия, такие как ударные волны от вспышек сверхновых, стимулируют и ускоряют этот процесс. На первом этапе сжатия молекулярного плотного облака появляются нити и волокна, длинные, вытянутые структуры, сформированные под действием магнитного поля и выстроены в большой комплекс в молекулярном облаке, которые имеют плотность $10^2\text{--}10^4\text{ см}^{-3}$ [37]. Второй этап фрагментации происходит внутри нитей под действием движения газа и пыли и гравитационных неустойчивостей образуя плотные ядра с плотностью $10^4\text{--}10^7\text{ см}^{-3}$

[6, 7]. Далее процесс эволюции плотных ядер может отличаться в зависимости массы области образования звезд. Конечным результатом сжатия плотного ядра является протозвезда. В областях образования звезд малых масс преобладает образование одиночных маломассивных протозвезд, в то время как в массивных областях повышено образование кластеров протозвезд-соседей, которые в конечном итоге могут сливаться, образуя массивную протозвезду [38]. Дальнейшая эволюция протозвезды тесно связана с формированием аккреционного диска и набором массы.

Начальной стадией звездообразования принято считать холодные плотные ядра. Именно в них начинаются процессы сжатия, впоследствии приводя к следующей ступени эволюции – протозвезде. В центре холодных плотных ядер температура может опускаться ниже 10 К, а плотность доходить до 10^7 см^{-3} [6, 7]. На эволюцию холодных плотных ядер оказывают влияние множество факторов, таких как: космические лучи, ударные волны, излучения от соседних протозвезд и магнитное поле. Химические процессы в холодных плотных ядрах протекают гораздо быстрее чем в молекулярных облаках, вследствие увеличения плотности. Физические условия холодных плотных ядер способствуют формированию химических соединений, которые в дальнейшем участвуют в эволюции протозвезды и могут прослеживаться вплоть до стадии формирования планетарных систем.

Протозвезды являются следующей стадией звездообразования, самогравитирующим объектом с источником энергии. Протозвезды имеют несколько отличающихся стадий эволюции, по которым их классифицируют [21, 22, 39]: класс 0 — начальная стадия протозвезды, слабое излучение в среднем и дальнем ИК-диапазоне, низкие температуры (от 10 до 70 К в зависимости от массы), масса окружающей оболочки больше массы протозвезды; класс I — вторая стадия протозвезды, пик спектра излучения сдвигается в коротковолновую часть ИК диапазона, температура повышается (от 30 до 150 К в зависимости от массы), образуется аккреционный диск, масса протозвезды и аккреционного диска больше массы оболочки; flat (плоский) — промежуточный тип протозвезды, при

котором аккреционный диск сплющивается, а излучение пыли от диска и протозвезды становится больше, чем поглощение оболочки; класс II — третья стадия протозвезды, максимум излучения достигается в ближнем ИК-диапазоне температура составляет от 100 до 3 000 К в зависимости от массы, аккреционный диск ослабевает; класс III — стадия протозвезды относится к классу переменных звезд Т Тау, пик спектра излучения сдвигается в оптический диапазон, а температура становится более 3 000 К, а протозвезда начинает переход на главную последовательность.

1.3 Химические процессы в начальных стадиях звездообразования

Изучение химических процессов на начальных этапах звездообразования напрямую связано с содержанием химическим содержанием элементов и соединений в звездах, планетных системах. Химические процессы в газе и на поверхности пыли протекают на протяжении всего процесса звездообразования и жизни звезды. Именно на начальных стадиях формируются большое количество H_2 , H_2O , CO и сложных органических соединений. В областях звездообразования рассматриваются химические процессы в газе, на поверхности пыли и в толще льда пыли, пыль является катализатором для образования сложных соединений на ее поверхности. Пыль также охлаждает холодные плотные ядра излучая в инфракрасном диапазоне.

На химические реакции влияет большое количество факторов, такие как: космические лучи, межзвездное ультрафиолетовое поле излучения, температура газа и пыли, плотность пыли и газа, степень ионизации и излучение от соседних звезд и протозвезд. Космические лучи и ультрафиолетовое излучение в основном влияют на оболочки плотных ядер и протозвезд, ионизируя газ, разрушая пыль и способствуя протеканию реакций с барьером активации на пыли. Количество ионизированных соединений в газе напрямую влияет на скорость образования некоторых соединений, которые в дальнейшем формируют новые, более сложные

соединения, например, H_3^+ играет большую роль в формировании сложных углеродных цепочек, взаимодействуя с CO и формируя HCO^+ . На стадии холодного плотного ядра соединения в газовой фазе вымерзают на пыль и образуют сложные органические соединения на протяжении большого количества времени, при этом химия неоднородна на всем времени формирования по мере увеличения плотности, поэтому лед на пыли намерзает слоями разных соединений [9, 40, 41]. На стадии протозвезды, наоборот, происходит нагрев пыли и газа, при котором часть соединений на пыли десорбируются, а также появление в аккреционном диске центробежной силы, приводит к фракционированию соединений в диске. Влияние соседних протозвезд и звезд отличается по типу взаимодействия: они могут влиять как физически, создавая ударные волны в молекулярной среде, так и излучением, нагревая газ и пыль и повышая степень ионизации среды.

На сегодняшний день обнаружено большое количество химических соединений на разных начальных стадиях звездообразования. На рисунке 1.1 представлено количество идентифицируемых соединений по мере накопления наблюдений из работы [42]. На сегодняшний день открыто более 347 соединений, при этом с использованием новых инструментов повышается количество идентифицированных сложных соединений.

1.3.1 Фракционирование дейтерия в химических соединениях

В нашей галактике наблюдается низкая доля дейтерия относительно водорода (1.5×10^{-5} [12, 13]). Однако в областях звездообразования наблюдается повышенное содержание дейтерия в соединениях, что служит индикатором образования холодных плотных ядер и дальнейшей эволюции (доля дейтерия по отношению к водороду в составе молекул и ионов и доходит до 0.01–1). Фракционирование дейтерия это один из процессов фракционирования химических элементов внутри соединений в зависимости от физических параметров среды; изменение количества дейтерированных изотопологов к количеству водородсодержащих изотопологов

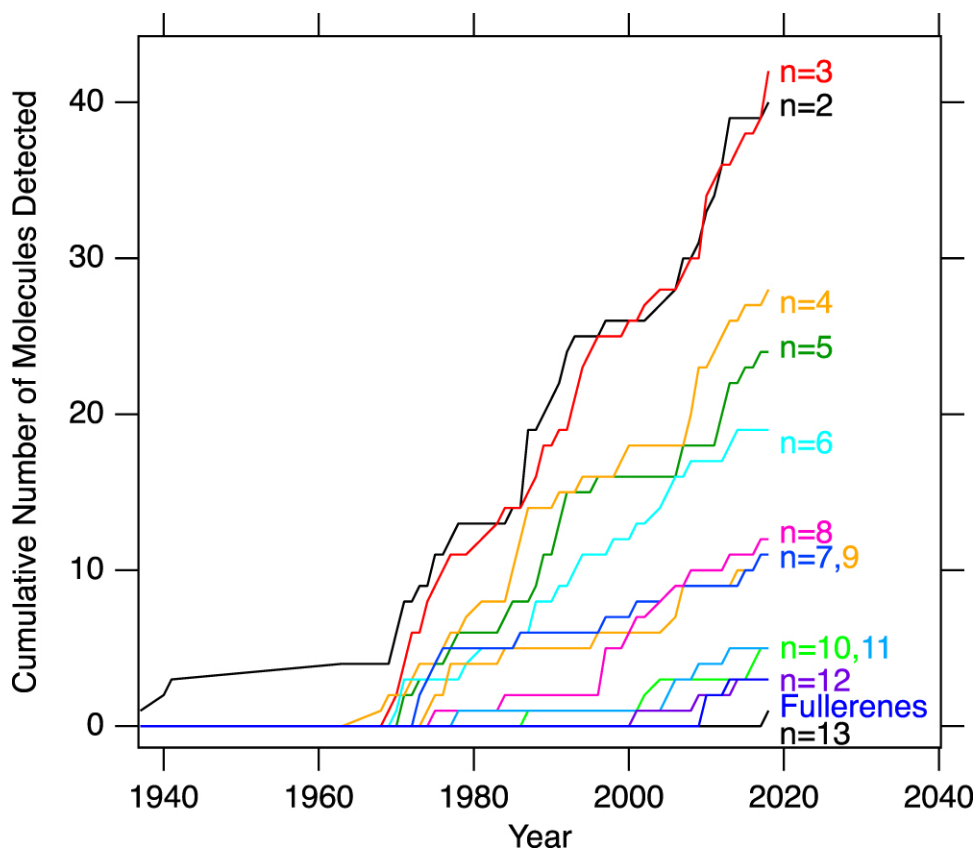
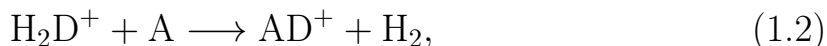
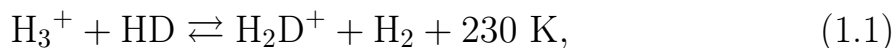


Рис. 1.1 – Темпы идентификации молекулярного состава областей звездообразования.
 n — количество атомов в соединении. Рисунок взят из работы [42]

в зависимости от физических параметров стадии эволюции. Изотопологи — это молекулы, которые отличаются только своим изотопным составом и имеют одинаковую химическую формулу и расположение атомов.

Фракционирование дейтерия в холодном газе начинается с образования иона H_2D^+ , который впоследствии распространяет дейтерий в ион-нейтральных реакциях в газовой фазе:



где A — некая молекула [12]. Высокая доля CO в газе препятствует образованию H_2D^+ , взаимодействуя с H_3^+ , разрушая его и формируя HCO^+ и другие углеродные соединения. Содержание CO относительно молекулярного водорода составляет $\text{CO}/\text{H}_2 = 2.7 \times 10^{-4}$ [43], а содержание HD составляет $\text{HD}/\text{H}_2 = 2.31 \times 10^{-5}$ [44]. При физических условиях холодных плотных ядер, где температура достигает менее 10 К а плотность возрастает, CO значительно вымерзает на пыль (температура сублимации

≈ 32 К [43]), и количество экзотермических ион-нейтральных реакций с HD заметно увеличивается. Отношение орто- и пара-водорода также влияет на протекание реакции с образованием H_2D^+ . Большое содержание пара-водорода в соединениях будет увеличивать количество реакций из-за большей скорости реакции. При этом на отношение влияет температура газа и пыли в холодных плотных ядрах [11]. На следующей ступени эволюции облака температура газа и пыли увеличивается, что приводит к обратному процессу фракционирования дейтерия и уменьшению доли дейтерия в соединениях, как показывают исследования доли дейтерия в соединениях в протозвездах [17, 18, 19, 20].

Таким образом, фракционирование дейтерия протекает на всех этапах звездообразования, поэтому можно считать одним из индикаторов возраста и стадий эволюции. Важными факторами влияющими на этот процесс являются температура газа и пыли, плотность и степень вымерзания CO. Исследования фракционирования дейтерия с пространственным распределением доли дейтерия в соединениях и корреляцией с этими параметрами имеют большое значение для понимания физических процессов и для выявления ограничений для химического моделирования [11, 45]. Измерение доли дейтерия R_D в различных индикаторах дает нам независимый способ изучения фракционирования дейтерия в широком диапазоне физических условий, в дополнение к прямому изучению корреляций между долей дейтерия и физическими условиями (плотность газа, температура газа и пыли) или линейным масштабом (расстояние до пылевого пика) внутри ядра.

1.3.2 Доля дейтерия в разных соединениях в холодных плотных ядрах и протозвездах класса 0/I

Доля дейтерия в различных соединениях отличается в зависимости от времени образования соединений, скорости реакций взаимодействия и скорости десорбции. Углеродсодержащие и кислородсодержащие соединения начинают формироваться в молекулярных облаках и на началь-

ных стадиях плотных ядер [2]. Азотсодержащие соединения начинают формироваться интенсивно с появлением N_2 в газе, когда плотность газа и пыли возрастает в холодных плотных ядрах [46]. Большая часть соединений оседает на поверхность пыли при физических условиях холодного плотного ядра, углеродсодержащие соединения значительно вымерзают на начальной стадии формирования холодного плотного ядра, тогда как азотсодержащие наблюдаются в газе в более плотных частях ядер из-за времени формирования N_2 . Сложные соединения формируются на пыли, поэтому в них доля дейтерия гораздо меньше, чем в газе, поскольку дейтерирование таких соединений проходит путем аккреции дейтерия на пыль, как водорода [47].

Различные соединения являются индикаторами различных физических условий в частях структуры холодного плотного ядра. Углеродсодержащие соединения являются индикатором менее плотного газа — волокон и оболочек плотных ядер, а азотсодержащие соединения являются индикатором более плотного газа — центров холодных плотных ядер. Соединения, которые в изобилии присутствуют в газе оболочек ядра, демонстрируют меньшие доли дейтерия (например, 0.005—0.080 в HSO^+ , H_2CO , CH_3OH ; [10, 23, 24, 25, 26, 27]), чем в соединениях в центрах ядер (0.02—0.70 в N_2H^+ , NH_3 ; [11, 15, 26, 28, 29]).

Наблюдения протозвезд показывают, что доля дейтерия в соединениях в них понижается после образования протозвезды, что приводит к обратному процессу — уменьшению доли дейтерия в соединениях [17, 18, 19, 20]. В работе [17] отмечается, что протозвезды с долей дейтерия $R_D(N_2D^+/N_2H^+) = 0.15$ находятся на стадии, близкой к началу коллапса, а протозвезды со значением ~ 0.03 — на границе класса 0/I.

Таким образом, исследования фракционирования дейтерия показывают систематические результаты, но необходимы дальнейшие исследования по уточнению связей фракционирования дейтерия и физических условий, а также более детальное изучение распределения доли дейтерия в соединениях в объектах разных типов в широком диапазоне плотностей газа.

1.3.3 Орто- и пара- водород

Различие между орто- и пара-водородом в соединениях обусловлено разной ориентацией спинов ядер водорода. Основной электронный терм водорода симметричен относительно перестановки ядер, а колебательная волновая функция также симметрична. Симметрия полной пространственной волновой функции определяется чётностью вращательного квантового числа J (полного углового момента вращения молекулы): уровни с четным J симметричны, а с нечетным J — антисимметричны. Из-за малого момента инерции разница в энергии между вращательными состояниями достаточно велика. В результате, при очень низких температурах все молекулы должны находиться на самом низком вращательном уровне $J = 0$. При охлаждении симметричные молекулы переходят в состояние $J = 0$, а антисимметричные — на уровень $J = 1$. Волновая функция орто-водорода является антисимметричной, а пара-водорода — симметричной. Со временем в холодном плотном ядре отношение орто-к пара-водороду уменьшается. На длительных временных промежутках антисимметричные молекулы также переходят на уровень $J = 0$. При нагреве симметричных молекул через некоторое время в системе появляется доля антисимметричных молекул.

Орто-водород обладает более высокой энергией низшего доступного ему вращательного уровня по сравнению с пара-водородом. Это приводит к тому, что орто-водород чаще участвует в других химических реакциях и менее склонен к вымерзанию на поверхность пылинок. Реакция 1.1 эффективнее протекает с пара-водородом из-за компонента выделения энергии. Кроме того, реакция (1.1) с участием орто-водорода остается обратимой даже при низких температурах.

1.4 Области образования звезд малых масс L1688 и Barnard 5

L1688 — это место образования звезд малых масс (см. рис. 1.2), часть молекулярного облака ρ Oph, где происходит активное звездообразование [2]. L1688 находится на расстоянии 119 пк [48], что делает область

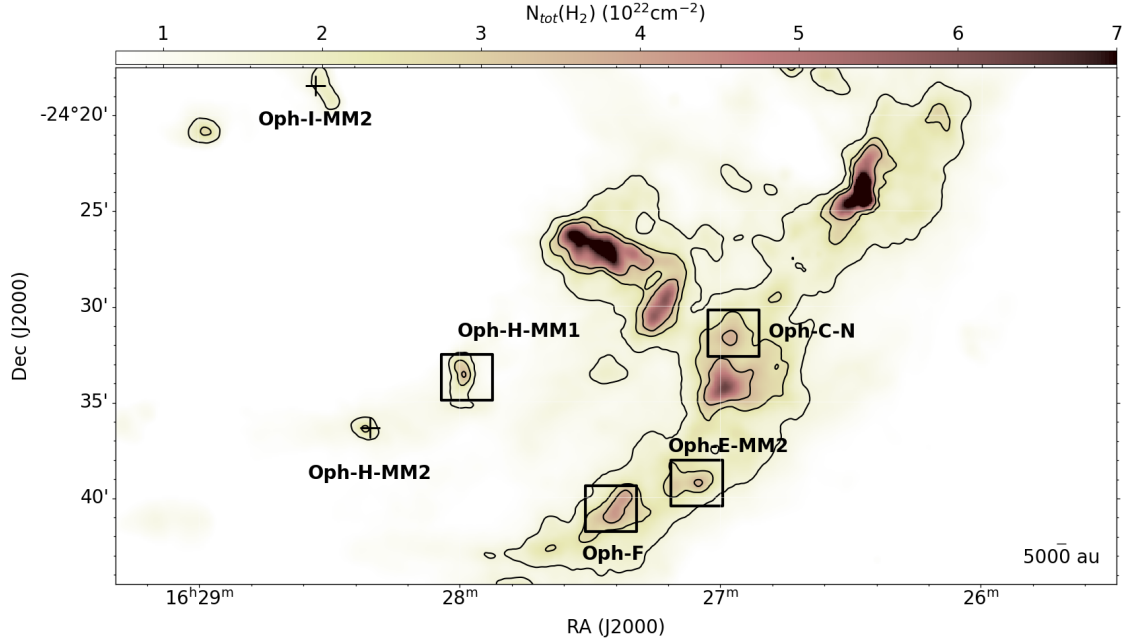


Рис. 1.2 – Область звездообразования L1688, лучевая концентрация молекулярного водорода ($N_{\text{tot}}(\text{H}_2)$, цветовая шкала) из работы [51]. Первый контур начинается с $1.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ с шагом контура $1.0 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Черными прямоугольниками показаны карты наблюдений ядер, а черными крестиками — наблюдения одиночных точек

удобным объектом для наблюдений. Эта область содержит десятки беззвездных и протозвездных ядер [49]. В работах [16] и [50] оценили температуру газа в L1688 по наблюдениям аммиака и обнаружили, что она находится в диапазоне от 10 K (в холодных плотных ядрах) до 30 K (в сгустках с протозвездами). В работе [51] оценена температура пыли (12–24 K) во всей области L1688 на основе данных телескопа имени Гершеля на инструменте SPIRE. L1688 состоит из нескольких сгустков (А, В, С, D, Е, F, Н и I) которые имеют разные размеры, массу, количество плотных ядер и встроенных протозвезд, температуру, уровень турбулентности [52, 53, 49, 16].

Barnard 5 (B5) – вытянутая холодная плотная структура в молекулярном облаке Персея (см. рис. 1.3) на расстоянии 302 ± 21 пк [54], расположенная в темном облаке LDN1471 [1] с встроенной протозвездой IRAS 03445+3242 класса I [55, 56, 57]. Согласно анализу излучения пыли [18, 55], в B5 находится несколько холодных плотных ядер. Анализ структуры и массы показал, что B5 имеет массу $859.6 M_{\odot}$ [58, 59]. Лучевая концентрация молекулярного водорода B5 превышает $1 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$

и достигает пика в $2.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, а средняя температура пыли составляет $\sim 13 \text{ K}$ с максимумом $\sim 15 \text{ K}$ в направлении протозвезды. Весь В5 состоит из двух нитей согласно анализу радиальной скорости и лучевой концентрации $N(\text{H}_2)$ [60, 61]. Наблюдения В5 показывают, что дисперсия скорости остается дозвуковой с небольшими вариациями, вдоль волокон существует постоянная дозвуковая турбулентность [62, 63].

Фракционирование дейтерия в L1688 изучалось ранее в нескольких работах для разных соединений. В работах [65] и [66] изучали $\text{o-H}_2\text{D}^+/\text{p-D}_2\text{H}^+$ в ядре Oph-H-MM1 и других ядрах в Змееносце. В работе [67] представлена карта доли дейтерия в $\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+$ для Oph-B2, звездобразующего скопления с холодными плотными ядрами и встроенными протозвездами. В работе [29] представлено подробное исследование фракционирования дейтерия в N_2H^+ и NH_3 в Oph-H-MM1, основанное на точечных наблюдениях всех их возможных изотопологов, включая дважды и трижды дейтерированный аммиак. В работе [15] представлены точечные наблюдения N_2H^+ , N_2D^+ и C^{17}O в 40 плотных ядрах. Они выявили высокие значения доли дейтерия ($R_D = 0.02 - 0.43$) и низкий уровень вымерзания CO во всех регионах L1688. Некоторые плотные ядра показали очень высокую долю дейтерия при очень низкой степени вымерзания CO, что противоречит современным представлениям о химии дейтерия в холодных ядрах, оно составило $R_D = 0.30 - 0.43$ при степени вымерзания $\text{CO} \leq 4.4$ [15]. Исследования фракционирования дейтерия в молекулярном облаке Персея были проведены с помощью точечных наблюдений беззвездных ядер [68] и протозвезд [20], которые показали также низкое содержание CO в газе при увеличении доли дейтерия в соединениях. Низкая степень вымерзания CO при высокой доли дейтерия в соединениях может быть связана с недооценкой степени вымерзания, что повлекло за собой дальнейшие исследования доли дейтерия в соединениях в связке с степенью вымерзания CO.

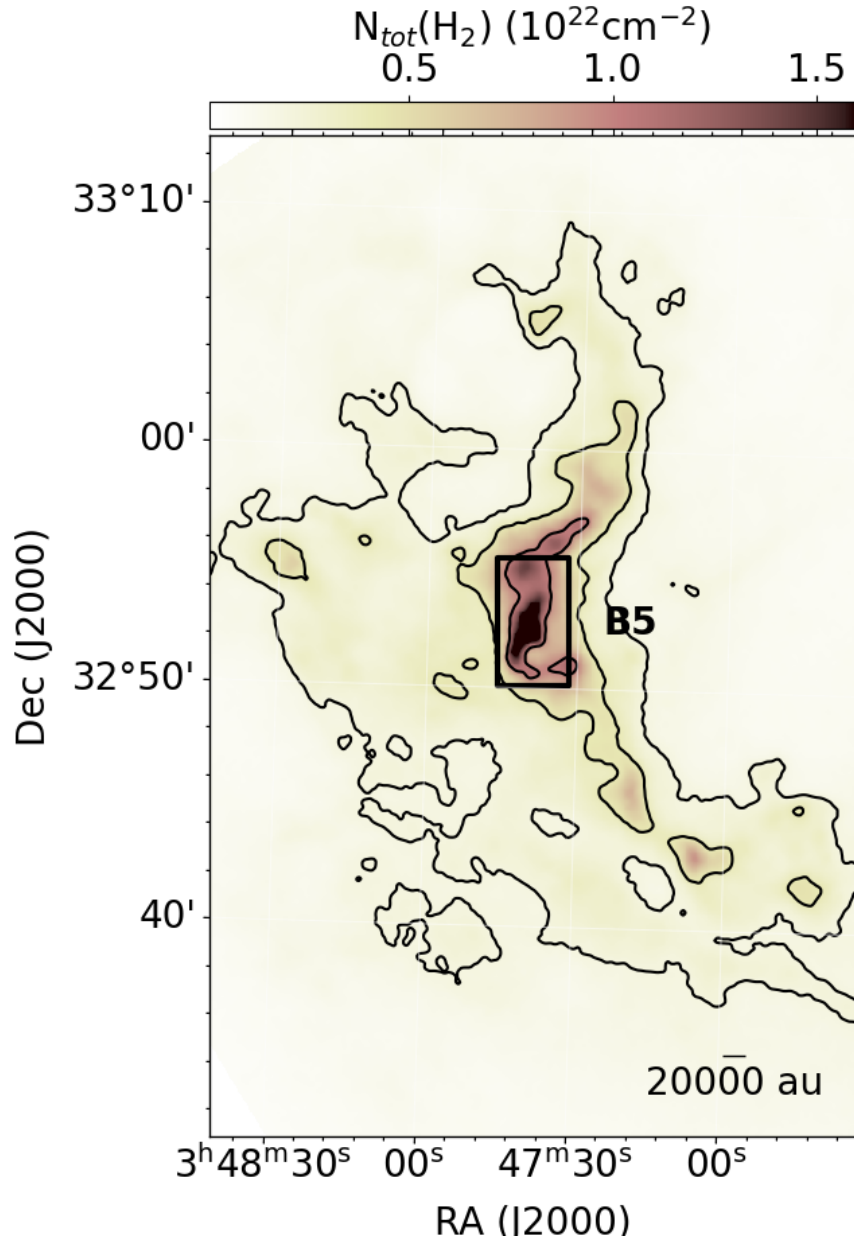


Рис. 1.3 – Лучевая концентрация молекулярного водорода ($N_{\text{tot}}(\text{H}_2)$, цветовая шкала) в направлении В5 из архива телескопа имени Гершеля [64]. Первый контур начинается с $0.1 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Черный прямоугольник показывает область наблюдений

1.5 Наблюдение и обработка спектральных линий в субмиллиметровом диапазоне на одиночной антенне

В работе используются наблюдения с радиотелескопа IRAM-30 м с применением двух типов наблюдений: точечный (классические наблюдения точки на небе с координатами и размером одной диаграммы направленности) и метод «on-the-fly». Последний метод предполагает регулярное получение отсчетов по определенной области (Рис. 1.4). Телескоп движется с заданной скоростью, фиксируя спектры в каждом отсчете. При этом интервалы между отсчетами соответствуют критерию Котельникова-Найквиста-Шеннона, то есть они меньше чем $(\lambda/2D)$. Таким образом, были получены карты с повышенным пространственным разрешением (пиксель на карте меньше углового разрешения телескопа), чем в классическом режиме работы телескопа. Угловое разрешение радиотелескопа – это размер главного лепестка диаграммы направленности, рассчитывается по формуле $\theta = 1.2\lambda/D$, где λ – длина волны наблюдаемой линии и D – диаметр телескопа. Результатом точечных наблюдений является одиночный спектр, а результатом наблюдений методом «on-the-fly» является карта спектров преобразуемая в регулярную сетку пикселей заданного размера и с заданным пространственным разрешением удовлетворяющую критерию Котельникова-Найквиста-Шеннона. В каждом пикселе такой сетки находится спектр.

1.6 Лучевая концентрация и доля дейтерия химических соединений

Для расчета доли дейтерия в соединениях по наблюдениям используются лучевые концентрации изотопологов:

$$R_D = \frac{N_{\text{tot}}(A_D)}{N_{\text{tot}}(A_H)}, \quad (1.3)$$

где $(A_D$ – дейтерированный изотополог; $(A_H$ – водородсодержащий изотополог, R_D – доля дейтерия в соединении. Лучевая концентрация (N_{tot}) – количество частиц в столбе единичной площади и измеряется в см^{-2} .

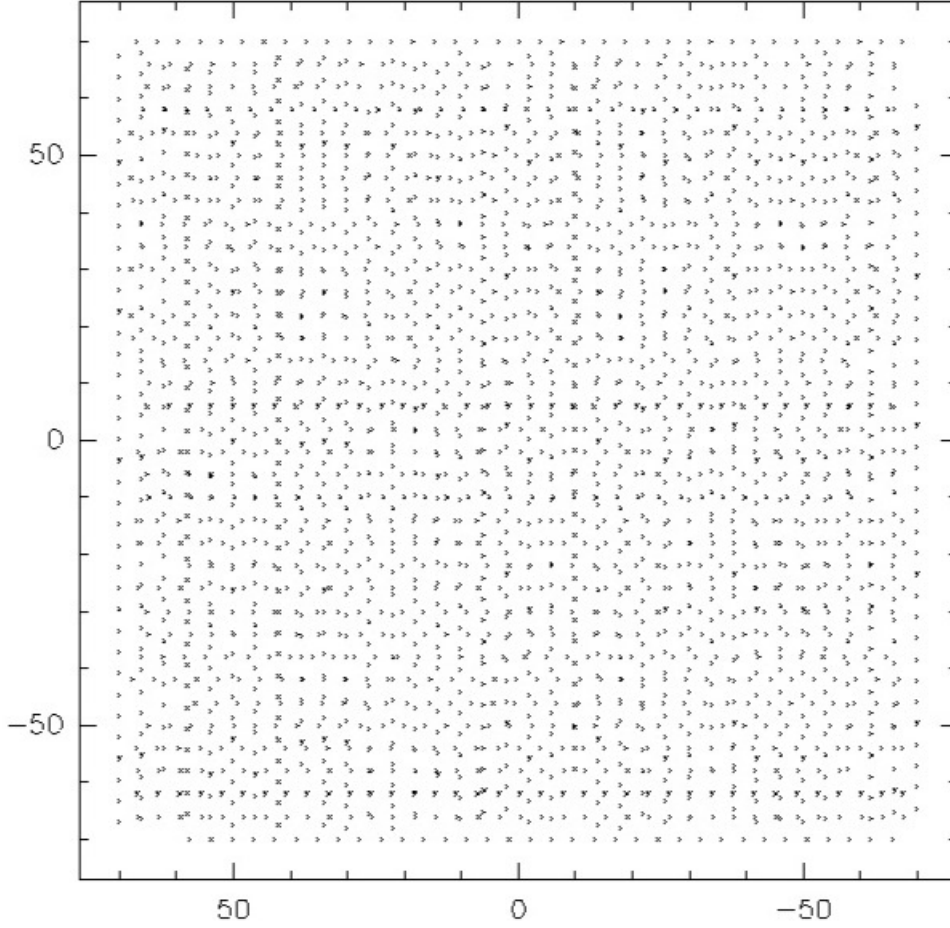


Рис. 1.4 – Расположения точек наблюдения для метода «on-the-fly». Рисунок сделан в GILDAS по наблюдениям линии $N_2H^+(1-0)$ в направлении Oph-C-N использующихся в работе

Вывод формулы лучевой концентрации по определенному переходу (или количества молекул в определенном состоянии) начинается с распределения Больцмана и включает несколько шагов, связанных с учетом вероятностей переходов, оптической толщины и условий возбуждения [69, 70, 10, 71]. Из распределения Больцмана:

$$n_u = n_l \frac{g_u}{g_l} \exp \left(-\frac{E_u - E_l}{kT_{\text{ex}}} \right), \quad (1.4)$$

где n_u и n_l — населенности верхнего и нижнего уровней; g_l и g_u — статистические веса нижнего и верхнего уровней; E_u и E_l — энергии уровней; T_{ex} — температура возбуждения; k — постоянная Больцмана. Населенность нижнего уровня n_l выражается через общее количество молекул N_{tot} и статистическую сумму Q_{rot} и подставляется в уравнение для рас-

предела Бoльцмана:

$$N_l = N_{\text{tot}} \frac{g_l \exp(-\frac{E_l}{kT_{\text{ex}}})}{Q_{\text{rot}}}. \quad (1.5)$$

Подставим в формулу (1.5) распределения Бoльцмана и переведем к интенсивности спонтанного перехода ($I_{ul} = N_u A_{ul} h\nu$):

$$I_{ul} = N_{\text{tot}} \frac{g_l \exp(-\frac{E_u}{kT_{\text{ex}}})}{Q_{\text{rot}}} A_{ul} h\nu, \quad (1.6)$$

где I_{ul} — это интенсивность вращательного перехода, которую выводим через уравнение переноса в предположении локального термодинамического равновесия:

$$I_{ul} \propto \frac{\tau}{1 - \exp(-\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}})}, \quad (1.7)$$

Таким образом, формула расчета лучевой концентрации в предположении Бoльцмановского распределения энергии учитывает оптическую толщину и условия возбуждения и описывает населенность уровней с учетом вращательной суммы по состояниям:

$$N_{\text{tot}} = \frac{8\pi^{3/2} \sigma g_l}{\lambda^3 A_{ul} g_u} \frac{\tau}{1 - \exp(-h\nu/kT_{\text{ex}})} \frac{Q_{\text{rot}}}{g_l \exp(-E_l/kT_{\text{ex}})}, \quad (1.8)$$

где σ — дисперсия скорости (км с^{-1}); τ — оптическая толщина; h — постоянная Планка (эрг с); A_{ul} — коэффициент Эйнштейна (с^{-1}); ν — частота перехода (Гц); λ — длина волны (см); Q_{rot} — статистическая сумма; E_l — энергия нижнего уровня (эрг); k — постоянная Бoльцмана (эрг К^{-1}); g_l и g_u — статистические веса нижнего и верхнего уровней, вес уровня J определяется как $g_J = 2J + 1$. Статистическую сумму можно рассчитать по формуле:

$$Q_{\text{rot}} = \sum_{J=0}^{\infty} (2J + 1) \exp(E_J/kT), \quad (1.9)$$

где E_J — энергия вращательного перехода (эрг). Такой метод широко используется для оценки лучевой концентрации соединений в областях образования звезд малых масс, например, в работах [10, 67, 72, 16, 15, 73]. Для оценки лучевой концентрации при оптически тонком случае перехода ($\tau \sim 0.1$) и все вращательные уровни характеризуются одной

температурой возбуждения, уравнение может принять вид:

$$N_{\text{tot}} = \frac{8W\pi g_l}{\lambda^3 A_{ul} g_u} \frac{1}{J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}})} \times \frac{1}{1 - \exp(-hv/kT_{\text{ex}})} \frac{Q_{\text{rot}}}{g_l \exp(-E/kT_{\text{ex}})}, \quad (1.10)$$

где W — интегральная интенсивность; $J_\nu(T)$ — эквивалентная температура Рэлея - Джинса; T_{bg} — фоновая температура 2.7 К; T_{ex} — температура возбуждения 10 К (для холодных плотных ядер). Такой метод позволяет, используя минимальное количество данных, оценить лучевую концентрацию для трудно наблюдаемых объектов или наблюдений с низким отношением сигнал-шума.

1.7 Степень вымерзания CO

Ожидается, что доля дейтерия в соединениях будет увеличиваться по мере вымораживания CO [30, 31, 32], поскольку CO, вторая по содержанию молекула в газе молекулярного облака после H_2 , вступает в реакцию и разрушает ион H_3^+ , который необходим для поддержания химии дейтерия через реакцию $\text{H}_3^+ + \text{HD} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{D}^+ + \text{H}_2$. Для оценки степени вымерзания CO используют общее содержание CO в газе и пыли и наблюдательное содержание CO в газе:

$$f_d(\text{CO}) = \frac{X(\text{CO})_{\text{ref}}}{X(\text{CO})_{\text{obs}}}, \quad (1.11)$$

где $X(\text{CO})_{\text{obs}} = N(\text{CO})/N(\text{H}_2)$; $X(\text{CO})_{\text{obs}}$ — содержание относительно лучевой концентрации молекулярного водорода; $X(\text{CO})_{\text{ref}}$ — каноническое содержание CO относительно водорода (в газе и на пыли). Каноническое содержание CO ($X(\text{CO})_{\text{ref}}$) по отношению к H_2 в межзвездной среде было оценено в ряде исследований: 0.39×10^{-4} [74], 0.95×10^{-4} [75], 1.7×10^{-4} [76] и 2.69×10^{-4} [43]. Каноническое содержание может меняться от области к области образования звезд, поэтому важно продолжать исследования по оценке содержания CO в разных областях звездообразования.

1.8 Описание астрохимической модели холодного плотного ядра

В работе используется астрохимическая модель из исследования [33], которая учитывает взаимодействие орто- и пара-изомеров дейтерия и водорода. Изначально все соединения находятся в газовой фазе, преимущественно в атомарной и ионизированной формах. Модель включает процесс вымерзания соединений, зависящий от их концентрации и энергии десорбции, а также учитывает туннелирование молекулярного водорода на поверхности пыли и ионизацию под действием космических лучей.

Эта модель является двухфазной, то есть концентрации соединений рассчитываются как в газовой фазе, так и на поверхности пыли. Для каждой фазы используется своя химическая сетка реакций. Химическая сетка представляет собой набор реакций с указанием их продуктов, реагентов и коэффициентов для расчета скоростей реакций при заданных физических условиях. Количество реакций в таких сетках может достигать нескольких тысяч, охватывая сотни соединений. В сетки также включены реакции адсорбции и десорбции, которые обеспечивают взаимодействие между газовой и твердой фазами. К физическим параметрам относятся: плотность молекулярного водорода, температура газа и пыли, коэффициент ионизации космическими лучами, межзвездное поглощение (A_V) и размер пылинок. Химические параметры включают начальные концентрации соединений и химические сетки реакций для газовой и твердой фаз. В модели также учитываются процессы туннелирования молекулярного водорода и ионизации космическими лучами [77], которые существенно влияют на скорости образования и разрушения соединений, что делает их учет важным для точного моделирования химических процессов.

На начальном этапе модель использует элементный состав, характерный для локальной межзвездной среды (см. таблицу 1.1). Для начального содержания азота были выбраны два значения: стандартное $X(N) = 2.14 \times 10^{-5}$ из работы [78] и $X(N) = 7.6 \times 10^{-5}$ из исследования

[33]. Модель [33] разработана для расчета химического состава плотных ядер (возрастом примерно 100 000—500 000 лет), поэтому временной диапазон исследования охватывает от 0 до 10 млн лет. Модель работает с шагом в 100 лет, а для расчета концентраций соединений используется метод балансных уравнений, основанный на скоростях реакций из химических сеток. Начальный состав для каждого временного шага берется из предыдущей точки, после чего с помощью химической сетки определяется состав для следующего момента времени.

1.9 Особенность учета спинов Н и D

В рассматриваемой химической модели различные состояния ядерной спиновой симметрии молекул, содержащих два или более ядер водорода и/или дейтерия, рассматриваются как отдельные виды. Это означает, что для дважды дейтерированного аммиака NHD_2 , например, отслеживается три различные формы в зависимости от двух возможных спиновых симметрий, орто- и пара-, пар ядер Н и D. Такое разделение важно, поскольку ядерная спиновая симметрия влияет на энергетические уровни молекул и их реакционную способность, что особенно актуально в условиях низких температур, характерных для межзвездной среды.

Предполагается, что в реакциях с участием нескольких ядер Н или D коэффициенты разветвления (показатели распределения по энергетическим уровням соединения) между различными ядерными спиновыми каналами определяются ядерными спиновыми статистическими весами. Эти веса представляют собой количество функций ядерного спина, принадлежащих каждому каналу, и вычисляются с использованием алгебры симметрии перестановок, как описано в работах [79, 80]. Этот метод основывается на предположении о сохранении ядерного спина, что упрощает расчеты, но может быть не согласовано в сложных системах.

Коэффициенты разветвления рассчитываются для реакций с участием до шести ядер водорода или дейтерия. В работе [33] эти коэффициенты были получены с использованием метода, описанного в исследо-

вании [81], который основан на алгебре углового момента. Этот метод применяет представления группы вращения только к волновой функции ядерного спина, что позволяет расширить расчеты для разделения элементарных реакций. Аналогичный подход был использован для правил отбора по ядерному спину в гидридах азота в работе [82]. Однако для реакций с участием нескольких ядер дейтерия метод из [81] становится непрактичным, так как виды различаются по ядерной спиновой симметрии, но отсутствует однозначное соответствие между моментом импульса и представлениями симметрии для систем с тремя или более ядрами D [79].

В работе [79] проведено сравнение между полным моментом импульса и полным представлением симметрии для систем, содержащих до пяти частиц со спином $1/2$ и спином 1. Для нескольких ядер водорода (или любой системы частиц со спином $1/2$) метод, основанный на правилах симметрии, дает результаты, идентичные методу из [81], поскольку для таких систем каждое значение углового момента связано с единственным представлением симметрии. В случае нескольких ядер дейтерия общий ядерный спин также сохраняется при использовании правил симметрии.

Для расчета статистических коэффициентов разветвления с использованием правил симметрии (Γ_i или Γ_j — тип симметрии реагентов или продуктов, например орто и пара- H_2) необходимо определить возможные виды симметрии реагентов ($\Gamma_i \otimes \Gamma_j$ где $\otimes$ обозначает прямое произведение), промежуточный комплекс (Γ_n) и продукты ($\Gamma_k \otimes \Gamma_l$, $i + j = n = k + l$) в соответствующих группах перестановок ($S_i \otimes S_j$, S_n и $S_k \otimes S_l$). Кроме того, требуется построить таблицы корреляции между группой комплекса и его подгруппами, представляющими реагенты и продукты. Это достигается с помощью стандартных методов теории групп. Корреляционные таблицы показывают, какие состояния ядерной спиновой симметрии реакционного комплекса (реакционный комплекс — система, состоящая из двух или более атомных или молекулярных фрагментов) возможны с учетом симметрии реагентов, а также какие состояния симметрии продуктов могут возникать при распаде комплекса (см.

[83]). Большинство необходимых таблиц статистических коэффициентов разветвления приведены в таблицах 3 и 4 работы [79]. Для охвата реакций с участием шести идентичных ядер, таких как NH_3^+ , H_3^+ и ND_3^+ , D_3^+ , а также для включения правил отбора по спину в химическую сетку, в работе [34] была разработана автоматизированная процедура создания этих таблиц.

1.10 Выводы по главе 1

К настоящему времени накоплен большой наблюдательный и теоретический материал, касающийся химических процессов в областях звездообразования. Химическое фракционирование соединений и его влияние на химический состав активно исследуется как одиночными, так и пространственными наблюдениями. Фракционирование дейтерия является одним из наиболее известных процессов изотопного обмена в соединениях. Анализ одиночных наблюдений показывает, что доля дейтерия в соединениях увеличивается с увеличением плотности и уменьшением температуры в холодных плотных ядрах. Пространственные наблюдения показывают, что это работает верно и в рамках одного холодного плотного ядра. После появления протозвезды процесс фракционирования дейтерия останавливается или начинается в обратную сторону, поскольку реакция изотопного обмена может протекать как экзотермический так и эндотермический. Таким образом, фракционирование дейтерия является индикатором дозвездной фазы холодных плотных ядер и указывает на состояние предпротозвездной фазы. Исследования показывают, что на процесс фракционирования дейтерия могут влиять множество факторов, помимо температуры пыли и газа и концентрации, таких как степень вымерзания CO, степень ионизации и отношение орто- и пара-водорода в соединениях. Области образования звезд малых масс отлично подходят для исследования зависимости фракционирования дейтерия от физических и химических условий на основе наблюдений холодных плотных ядер. Ближайшие области звездообразования, такие как молекулярные облака Змееносца, Персея и Тельца, дают возможность наблюдать хо-

лодные плотные ядра с высоким разрешением в субмиллиметровом диапазоне на наземных телескопах. Методы исследования фракционирования дейтерия позволяют анализировать пространственные распределения доли дейтерия в соединениях в холодных плотных ядрах, а также исследовать ее изменения и зависимости от физическими и химическими параметрами межзвездной среды. А астрохимические модели дополняют исследования химической эволюции, указывая на возраст холодных плотных ядер.

Таким образом, анализ современного состояния исследований фракционирования дейтерия в областях звездообразования показывает, что хотя причины изменения доли дейтерия в соединениях в основном выявлены, использование доли дейтерия в соединениях как индикатора дозвездной фазы, ее пространственное распределение и зависимость от физических параметров межзвездной среды нуждаются в дальнейших исследованиях.

Глава 2

Обработка и анализ наблюдений холодных плотных ядер в области образования звезд малых масс L1688 и B5

В главе представлен анализ наблюдений линий дейтерированных и водородсодержащих изотопологов в направлении шести холодных плотных ядер в области звездообразования L1688 и в направлении B5 в молекулярном облаке Персея. Анализ включает в себя описание наблюдений, построение карт, приближение спектров для получения параметров наблюдаемых линий, анализ полученных лучевых скоростей, дисперсий скоростей и лучевых концентрации соединений.

2.1 Наблюдения

В работе использованы пространственные карты наблюдений четырех холодных плотных ядер: Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F, Oph-H-MM1, расположенные в области звездообразования L1688, и одиночные наблюдения в направлении Oph-H-MM2 и Oph-I-MM2, которые обнаружены недавно [16]. Также были использованы пространственные наблюдения B5, которые охватывают самое яркое холодное плотное ядро и протозвездное ядро с IRAS03445+3242 (J2000 $\alpha = 03^h 47^m 42.4^s$, $\delta = 32^\circ 51' 44''$,

[57]). Ядра показаны на рисунке 1.2 и рисунке 1.3, а их координаты приведены в таблице 2.1. Наблюдения проводились на телескопе IRAM-30 м 26 июня – 6 июля 2015 г. (проект IRAM 009-15) и 20–23 сентября 2016 г. (проект IRAM 031-16). Наблюдались линии $\text{DCO}^+(2-1)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ или $(2-1)$, $p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}-1_{01})$, $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$ или $(2-1)$ и $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ для холодных ядер в области звездообразования L1688. Для В5 в молекулярном облаке Персея, проводились наблюдения (27–28 августа и 23 ноября 2016 г., проект 031-16) следующих линий: $\text{DCO}^+(2-1)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$ и $p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}-1_{01})$. Наблюдения on-the-fly и наблюдения одиночных точек проводились одновременно в диапазонах 2 мм и 3 мм в режиме позиционного переключения при приемлемых погодных условиях ($p_{wv} = 5-10$ мм). Отклонения наблюдались один раз в ≤ 10 минут. Телескоп был оснащен приемниками EMIR090, EMIR150 и спектрографом VESPA со спектральным разрешением 20 кГц, что соответствует $0.04-0.08$ км с $^{-1}$ на наблюдаемых частотах. Чувствительность наблюдений составила $0.05-0.60$ К (T_{mb}). Наведение телескопа для наблюдений холодных ядер из L1688 проверялось раз в два часа при наблюдении QSO 1757-240, QSO 1730-130, QSO 1253-055, QSO 1514-241, QSO 1622-297, Сатурна или Венеры. Фокус телескопа проверялся раз в шесть часов при наблюдении Сатурна, Венеры, QSO 1757-240 или QSO 1253-055. Наведение и фокусировка телескопа для наблюдений В5 проверялись каждые два и шесть часов соответственно путем наблюдения QSO 0316+413, QSO 0430+052 или QSO 0234+285. Точные частоты переходов, спектральные разрешения, размеры лучей, эффективность антенн, температура системы и погодные условия приведены в таблице 2.2.

Дополнительно, были проведены наблюдения линий $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ и $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ на телескопе IRAM-30 м (проект 025-10, руководитель проекта: Х. Пинеда) в даты: 9–13 сентября и 5–6 и 16–17 ноября 2010 г.. Наблюдения проводились с помощью приемников EMIR090, HERA1 Pixel1 и спектрографа VESPA со спектральным разрешением 10 и 39 кГц соответственно в режиме переключения положений при приемлемых погодных условиях ($p_{wv} = 2-9$ мм для наблюдений N_2H^+ и $p_{wv} = 0.5-$

-3 мм для наблюдений C^{18}O). Наведение и фокусировка телескопа проверялись каждые два и шесть часов соответственно путем наблюдения QSO 0316+413, QSO 0420-014, QSO 0336+3218, W3OH, Урана или Меркурия.

2.2 Наблюдательные данные из литературы

Данные $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ для Oph-F и Oph-E-MM2, наблюдаемые с помощью телескопа IRAM 30 м и гетеродинного приемника SIS с автокорреляционным спектрометром в качестве фона, были взяты из работы [53]. Эти наблюдения имеют спектральное разрешение 20—40 кГц и размер луча $26.4''$, сигнал-шум $\simeq 0.1-0.2$ К (T_{mb}). Наблюдения $\text{p-NH}_3(1_1^a, 1_1^s)$ и $(2_1^a, 2_1^s)$ для Oph-C-N, Oph-E-MM2 и Oph-F, полученные на телескопе GBT (луч $32''$) и спектрографе KFPA, были взяты из обзора GAS, из работы [16]. Эти наблюдения имеют спектральное разрешение 5.7 кГц и среднеквадратичное отклонение спектра 0.01 К (T_{mb}).

Для поиска корреляций между долей дейтерия и физическими условиями внутри ядер, а также для построения профилей ядер для моделирования использовались карты температуры пыли и лучевой концентрации молекулярного водорода по наблюдениям телескопа им. Гершеля из работы [51], с эффективным разрешением $18.2''$. Температура газа также была взята из обзора GAS [16], как упоминалось выше. Были использованы карты лучевой концентрации молекулярного водорода и температуры пыли в направлении В5, подготовленные в работе [64] с размером луча $36.3''$ и размером пикселя $3''$. Для оценки карт температуры газа в направлении В5, были использованы карты $\text{p-NH}_3(1_1^a, 1_1^s)$ и $(2_1^a, 2_1^s)$ из работы [18], полученные с помощью 100-метрового GBT, для оценки температуры газа (размер луча $31''$, размер пикселя $15.5''$ и спектральное разрешение 3.05 кГц).

Были использованы наблюдения $^{13}\text{CO}(1-0)$ молекулярного облака Персея и области звездообразования L1688 из обзора COMPLETE [35], полученные с помощью антенны FCRAO (размер луча $46''$, размер пик-

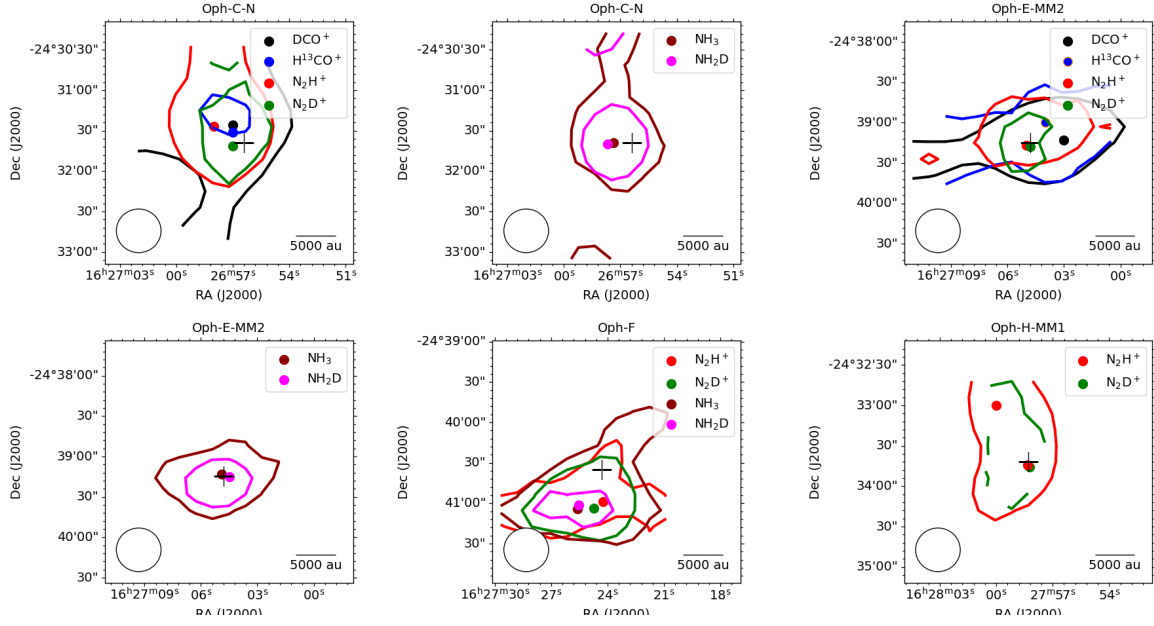


Рис. 2.1 – Интегральные интенсивности $\text{DCO}^+(2-1)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ или $\text{H}^{13}\text{CO}^+(2-1)$, $\text{NH}_2\text{D}(1_{11}-1_{01})$, $\text{NH}_3(1,1)$, $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$ или $\text{N}_2\text{D}^+(2-1)$ и $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ в направлении наблюдаемых ядер. Цветные точки показывают пики интегрированной интенсивности, а контуры — 60 % от пика интегрированной интенсивности. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты. Черный крестик обозначает положения, наблюдаемые в работе [15]

ся $23''$ и спектральное разрешение 24 кГц) для оценки общего содержания CO в облаках и выбора наиболее подходящего канонического содержания CO, необходимого для расчета коэффициента вымерзания CO (f_d).

Таблица 2.1 – Координаты пиков излучения пыли исследуемых холодных плотных ядер [49] и пиков аммиака [16] в области образования звезд L1688

Core	$\alpha(\text{J2000})$	$\delta(\text{J2000})$
Oph-C-N	$16^{\text{h}}26^{\text{m}}57.2^{\text{s}}$	$-24^{\circ}31'39.0''$
Oph-E-MM2	$16^{\text{h}}27^{\text{m}}03.1^{\text{s}}$	$-24^{\circ}39'15.0''$
Oph-F	$16^{\text{h}}27^{\text{m}}24.7^{\text{s}}$	$-24^{\circ}40'35.3''$
Oph-H-MM1	$16^{\text{h}}27^{\text{m}}58.3^{\text{s}}$	$-24^{\circ}33'43.4''$
Oph-H-MM2*	$16^{\text{h}}28^{\text{m}}20.7^{\text{s}}$	$-24^{\circ}36'21.3''$
Oph-I-MM2*	$16^{\text{h}}28^{\text{m}}33.1^{\text{s}}$	$-24^{\circ}18'28.4''$
B5	$03^{\text{h}}47^{\text{m}}42.8^{\text{s}}$	$32^{\circ}51'30.3''$

Таблица 2.2 – Список наблюдаемых переходов, параметров наблюдения и температур возбуждения (T_{ex}), использованных для расчета лучевой концентрации (см. главу 3) в направлении холодных плотных ядер области L1688

Ядро	Переход	Частота (ГГц)	T_{sys} (K)	$HPBW_{\text{obs}}$ (")	rms (K)	F_{eff}	B_{eff}	Δ_{res} (км с ⁻¹)	T_{ex} (K)
C-N	$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$	93.1737637 ^a	143	26.4''	0.09	0.95	0.80	0.063	6.0±0.6
	$\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$	77.1096162 ^a	173	33.6''	0.10	0.95	0.81	0.075	4.5±0.5
	$p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}-1_{01})$	110.153599 ^b	321	23.3''	0.05	0.95	0.79	0.053	4.7±0.9
	$\text{H}^{13}\text{CO}^+(2-1)$	173.5067003 ^c	1542	14.2''	0.61	0.93	0.69	0.134	10.0
	$\text{DCO}^+(2-1)$	144.0772804 ^d	227	17.1''	0.06	0.93	0.73	0.041	7.0±0.6
E-MM2	$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)^*$	93.1737637 ^a	—	26.4''	0.19			0.063	6.0±0.7
	$\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$	77.1096162 ^a	156	33.6''	0.12	0.95	0.81	0.076	4.9±0.5
	$p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}-1_{01})$	110.153599 ^b	265	23.5''	0.06	0.95	0.79	0.053	4.5±0.5
	$\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$	86.7542884 ^c	207	28.4''	0.10	0.95	0.80	0.067	10.0
	$\text{DCO}^+(2-1)$	144.0772804 ^d	246	17.1''	0.05	0.93	0.73	0.041	8.0±0.7
F	$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)^*$	93.1737637 ^a	—	26.4''	0.16			0.063	7.0±1.1
	$\text{N}_2\text{D}^+(2-1)$	154.2171805 ^a	366	16.0''	0.08	0.95	0.72	0.076	5.0±0.9
	$p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}-1_{01})$	110.153599 ^b	265	22.5''	0.10	0.95	0.79	0.053	4.9±0.8
H-MM1	$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$	93.1737637 ^a	133	26.4''	0.09	0.95	0.80	0.063	6.5±0.6
	$\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$	77.1096162 ^a	189	33.6''	0.09	0.95	0.81	0.076	4.2 ±0.6
H-MM2**	$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$	93.1737637 ^a	176	26.4''	0.08	0.95	0.80	0.063	7.0±1.1
	$\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$	77.1096162 ^a	177	33.6''	0.13	0.95	0.81	0.076	4.7±0.6
	$\text{N}_2\text{D}^+(2-1)$	154.2171805 ^a	325	16.0''	0.10	0.93	0.72	0.038	5.0±0.7
	$\text{DCO}^+(2-1)$	144.0772804 ^d	229	17.1''	0.12	0.93	0.73	0.041	6.9±0.9
I-MM2**	$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$	93.1737637 ^a	180	26.4''	0.07	0.95	0.80	0.063	6.5±0.9
	$\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$	77.1096162 ^a	236	33.6''	0.11	0.95	0.81	0.076	4.5±0.6
	$\text{N}_2\text{D}^+(2-1)$	154.2171805 ^a	337	16.0''	0.08	0.93	0.72	0.038	5.0±0.8
	$\text{DCO}^+(2-1)$	144.0772804 ^d	368	17.1''	0.10	0.93	0.73	0.041	6.7±1.1

Примечание: $HPBW_{\text{obs}}$ — полуширина на полувысоте наблюдаемой линии. Частоты переходов, частоты и относительные интенсивности компонентов сверхтонкой структуры взяты из следующих работ: ^a из [84], ^b из [85], ^c из [86], ^d из [87]. Частоты и относительные интенсивности компонентов сверхтонкие структуры также доступны через CDMS [88]. Данные по $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ для Oph-E-MM2 и Oph-F взяты из работы [53]. **Для ядер Oph-H-MM2 и Oph-I-MM2 используются только одиночные наблюдения. Высокая температура системы и высокий уровень шума линии $\text{H}^{13}\text{CO}^+(2-1)$ обусловлены сильным поглощением воды в атмосфере с пиком при 183.3 ГГц

Таблица 2.3 – Список наблюдаемых переходов, параметров наблюдения и температур возбуждения (T_{ex}), использованных для расчета лучевой концентрации (см. главу 3) в направлении B5

Переход	Частота (ГГц)	T_{sys} (K)	HPBW _{obs} ($''$)	rms (K)	F_{eff}	B_{eff}	Δ_{res} (км с $^{-1}$)	T_{ex} (K)
DCO $^+(2-1)$	144.0772804	185	17.1 $''$	0.07	0.93	0.73	0.041	5.2 $\pm$ 0.6
H $^{13}\text{CO}^+(1-0)$	86.7542884	177	28.4 $''$	0.11	0.95	0.80	0.067	6.0 $\pm$ 0.8
N $_2\text{D}^+(1-0)$	77.1096162	206	33.6 $''$	0.09	0.95	0.81	0.076	4.5 $\pm$ 0.7
N $_2\text{H}^+(1-0)$	93.1737637	–	26.4 $''$	0.06	0.95	0.80	0.031	5.5 $\pm$ 0.5
$p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}^a-1_{01}^s)$	110.153599	219	23.5 $''$	0.14	0.95	0.79	0.053	3.4 $\pm$ 0.2
NH $_3(1_1^a, 1_1^s)$	23.6958849	–	31.0 $''$	0.02	0.95	0.80	0.031	4.8 $\pm$ 0.2
NH $_3(2_1^a, 2_1^s)$	23.7240257	–	31.0 $''$	0.02	0.95	0.80	0.031	4.8 $\pm$ 0.2
C $^{18}\text{O}(2-1)$	219.5603541	280	11.8 $''$	0.07	0.95	0.61	0.053	10

Примечание: HPBW_{obs} — полуширина на полувывоте наблюдаемой линии. F_{eff} и B_{eff} — прямая и лучевая эффективность антенны. Среднеквадратичное отклонение приводится в единицах температуры главного луча (rms). Δ_{res} представляет собой спектральное разрешение в единицах скорости. Для анализа данных все кубы были свернуты с одним и тем же лучом размером 33,6 $''$. Частоты переходов и относительные интенсивности компонентов сверхтонкой структуры взяты из следующих работ: DCO $^+(2-1)$ из [87], H $^{13}\text{CO}^+(1-0)$ из [86], N $_2\text{D}^+(1-0)$ и N $_2\text{H}^+(1-0)$ — из [84], $p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}^a-1_{01}^s)$ — из [85], NH $_3(1,1)$ и NH $_3(2,2)$ из работы [29], а также C $^{18}\text{O}(2-1)$ из [89]. Частоты и относительные интенсивности компонентов структуры также доступны через CDMS [88]. Данные наблюдений NH $_3$ взяты из работы [18]

2.3 Обработка и анализ наблюдений линий соединений

2.3.1 Спектральные карты

Для обеспечения согласованности карты были приведены к угловому разрешению 33.6 $''$, которое соответствует наибольшему размеру луча в выбранном наборе данных, N $_2\text{D}^+(1-0)$, и размером пикселя 12 $''$ (в соответствии с критерием Найквиста). Карта H $^{13}\text{CO}^+(2-1)$ для Oph-C-N была сглажена до скоростного разрешения 0.134 км с $^{-1}$ для увеличения отношения сигнал-шум. На рисунках 2.2 и 2.1 показаны карты интегрированной интенсивности (W) наблюдаемых линий. До этапа формирования спектральных кубов спектры обрабатывались с помощью GILDAS¹.

Карты лучевой концентрации молекулярного водорода $N(\text{H}_2)$ и карты линий NH $_3(1_1^a, 1_1^s)$ и $(2_1^a, 2_1^s)$ были приведены к пространственному разрешению 33.6 $''$ и пикселю 12 $''$. Также, дополнительно был создан второй вариант карт $N(\text{H}_2)$ области образования звезд L1688 и молекуляр-

¹GILDAS: <https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

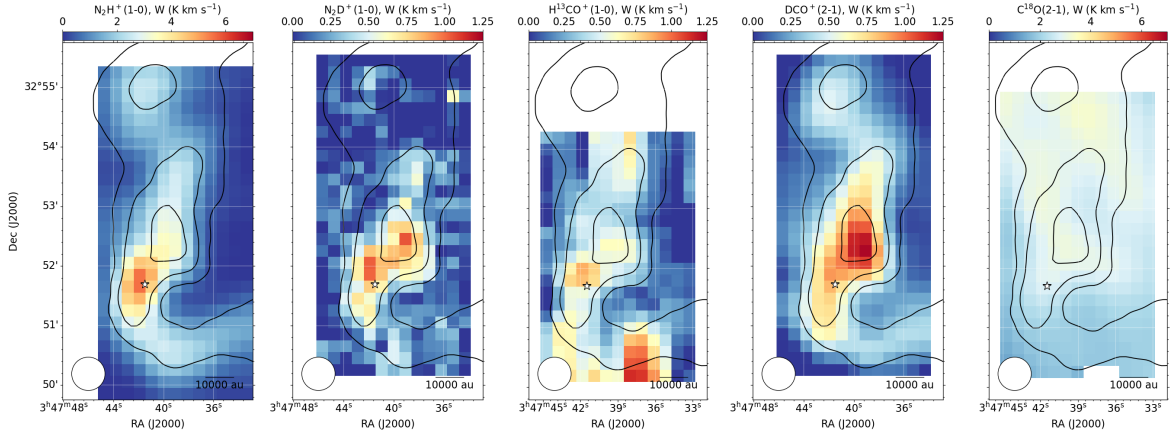


Рис. 2.2 – Интегральные интенсивности (W) линий $N_2H^+(1-0)$, $N_2D^+(1-0)$, $H^{13}CO^+(1-0)$, $DCO^+(2-1)$ и $C^{18}O(2-1)$ в направлении В5. Черный контур показывает лучевую концентрацию молекулярного водорода. Первый контур начинается с $0.8 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ (с разрешением $36.3''$; получен с помощью архива телескопа им. Гершеля [64]). Звезда показывает положение протозвезды [90]. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты

ного облака Персея [51, 64], чтобы они соответствовали размерам луча и пикселя (луч $46''$ и пиксель $23''$) карт ^{13}CO из обзора COMPLETE.

Карта $p\text{-NH}_2D(1_{11}-1_{01})$ в В5 имела низкую чувствительность, и после сглаживания до 0.16 км с^{-1} и свертки с пучком $33.6''$ только несколько пикселей в направлении пика излучения пыли беззвездного ядра имели отношение сигнал/шум $(S/N) > 3$. Поэтому был проведен анализ спектра в направлении пика излучения пыли с помощью аппроксимации со свободными параметрами (спектр и результаты аппроксимации приведены на рисунке 2.4).

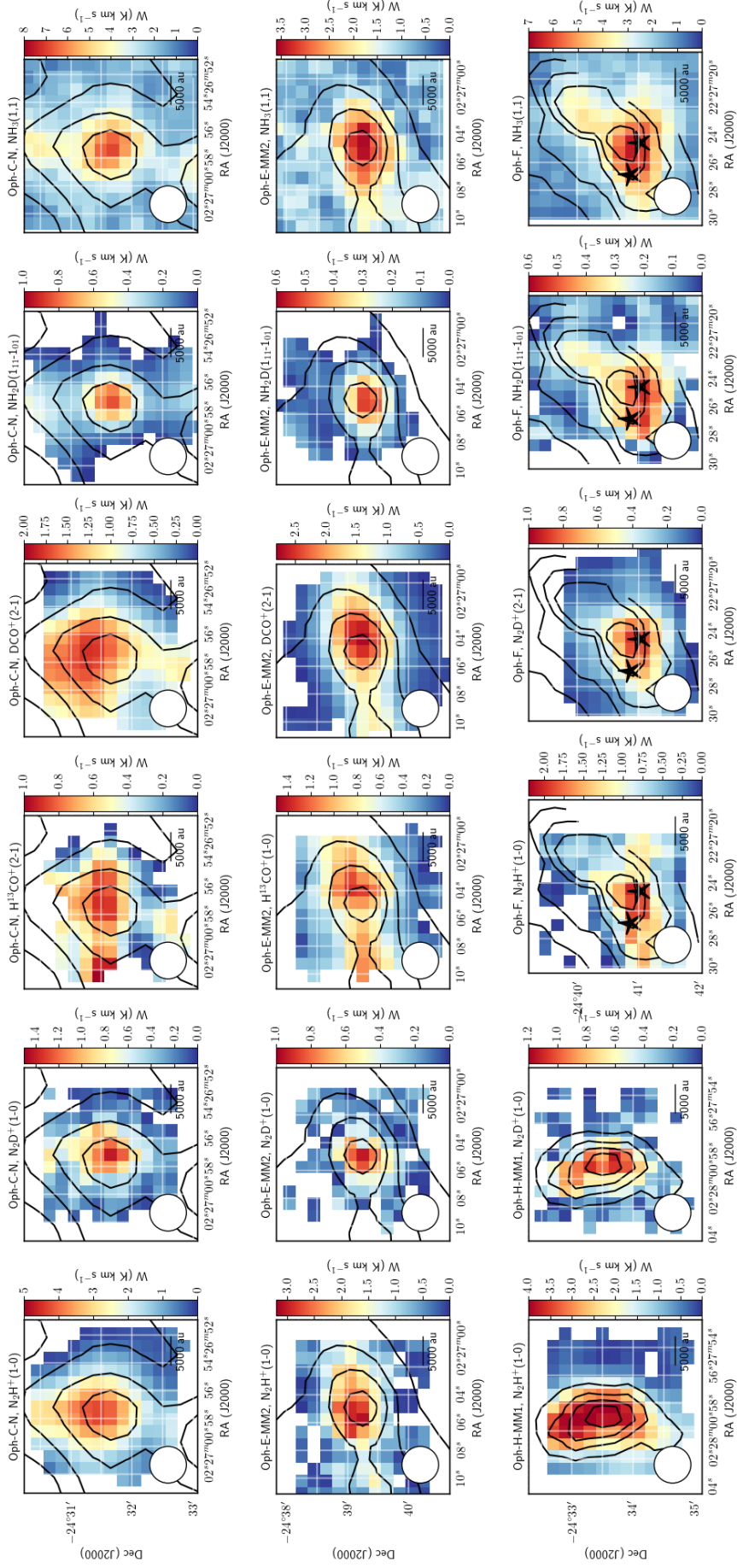


Рис. 2.3 – Интегральные интенсивности всех исследованных линий. Контурные показывают лучевую концентрацию молекулярного водорода. Первый контур начинается с $1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты. Звезды показывают положения протозвезд [Y1W15, Класс 0+I, CRBR 2422.8-3423, Класс I; 91, 92, 93, 94] в Oph-F

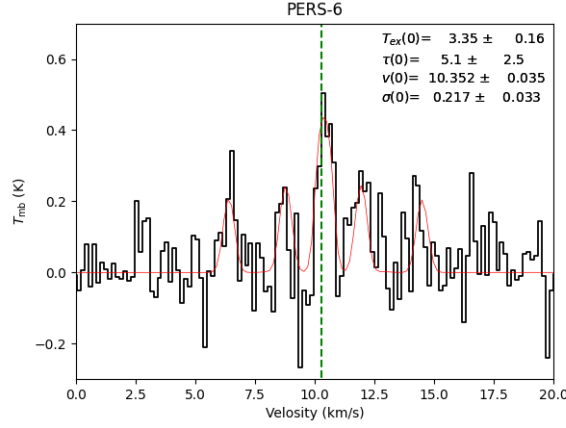


Рис. 2.4 – Спектр (черный) и аппроксимация (красный) линии $p\text{-NH}_2\text{D}(1,1)$ в направлении протозвездного ядра. Параметры аппроксимации, полученные с помощью PYSPECKIT и использованные для расчета $N(\text{NH}_2\text{D})$, приведены в правом верхнем углу

2.3.2 Анализ линий

Для анализа линий были выбраны части спектральных кубов с равномерным шумом (приведены в таблице 2.2) и отношением сигнал-шум > 4 . Все наблюдаемые переходы имеют сверхтонкую структуру, которая позволяет измерить их оптическую толщину τ (при условии, что для всех компонентов сверхтонкой структуры температура возбуждения T_{ex} одинакова). Были построены приближение спектров для нахождения параметров линий с помощью пакета python pyspeckit² [95, 96]. Метод использует частоты и относительные интенсивности компонент сверхтонкой структуры перехода для моделирования при допущении локального термодинамического равновесия (ЛТР) или общей температуры возбуждения T_{ex} для всех сверхтонких компонент. Моделируемые параметры включают температуру возбуждения сверхтонких переходов T_{ex} , оптическую толщину τ , лучевую скорость V_{LSR} и дисперсию скоростей σ , связанную с полной шириной на половине высоты (FWHM) как $\sigma = \text{FWHM}/(2\sqrt{2 \cdot \ln 2})$. Пакет использует метод градиентного спуска и уравнение переноса излучения для идентификации пиков в спектре и вычисления параметров приближения. Для каждой карты параметров pyspeckit создает карту погрешности параметров. Оценки показали, что лучевая скорость и ширина линии имеют погрешности в пределах

²Pyspeckit: <https://github.com/pyspeckit/pyspeckit>

0.001—0.010 км с⁻¹. Дисперсия скоростей была скорректирована на ширину канала:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{obs}}^2 - \Delta v_{\text{res}}^2 / (8 \ln 2)}, \quad (2.1)$$

где σ_{obs} — наблюдаемая дисперсия скоростей; Δv_{res} — ширина канала. Анализируются только те пиксели, у которых относительная погрешность оценки параметров составляет менее 33 %. Среди четырёх параметров, используемых в приближении, наибольшую погрешность имеют оптическая толщина и температура возбуждения. Чтобы увеличить количество анализируемых пикселей, было исследовано пространство параметров τ и T_{ex} и оценена их взаимная корреляция с помощью метода Марковской цепи Монте-Карло, реализованного в PYSPECKIT [95, 96] через PYMC [97], с 10^5 итерациями, выгоранием 10^3 , 250 итерациями для нахождения шагов параметров и параметрами приближения в качестве априорных³. Для фиксированного значения температуры возбуждения было взято среднее значение, полученное методом Монте-Карло. Таким образом для каждой линии перехода каждой молекулы и иона была определена фиксированная температура. При фиксированном среднем значении температуры возбуждения погрешность оптической толщины для спектров с шумом составляет менее тридцати процентов, и аппроксимация соответствует спектру, поскольку разница между спектром и аппроксимацией равна среднеквадратичному уровню шума. Пространство параметров оптической толщины и температуры возбуждения представлено на рисунке 2.5 для холодных ядер из L1688 и на рисунке 2.6 для B5.

Холодные плотные ядра в L1688

Мы исследовали пространство параметров температуры возбуждения и, чтобы найти любую корреляцию между ними. Диапазон значений температуры возбуждения меньше (около 4–8 К), чем диапазон оптической толщины (до 10) в направлении холодных ядер L1688. Изменение температуры возбуждения влияет на лучевую концентрацию в меньшей сте-

³Подробности см. в https://pyspeckit.readthedocs.io/en/latest/example_pymc.html

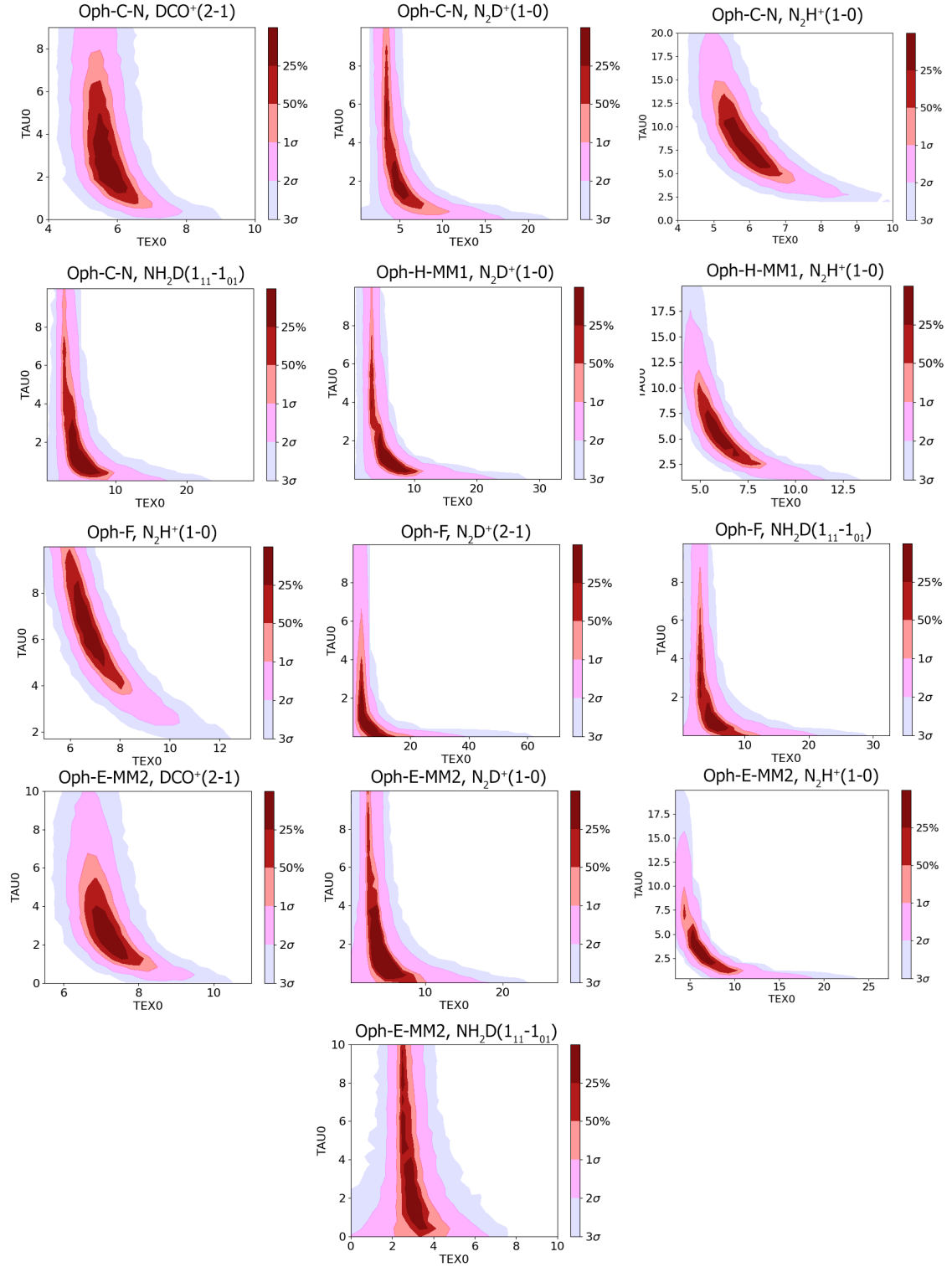


Рис. 2.5 – Исследование пространства параметров оптической толщины и температуры возбуждения наблюдаемых линий, выполненное с помощью метода Монте-Карло для систем Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F и Oph-H-MM1. По оси абсцисс и ординат отображены соответственно температура возбуждения (TEX0) и оптическая толщина (TAU0). Цветовая шкала показывает проценты, соответствующие доверительным интервалам 1-, 2- и 3-сигма нормального распределения (68.27, 95.45 и 99.73%) при приближении спектра

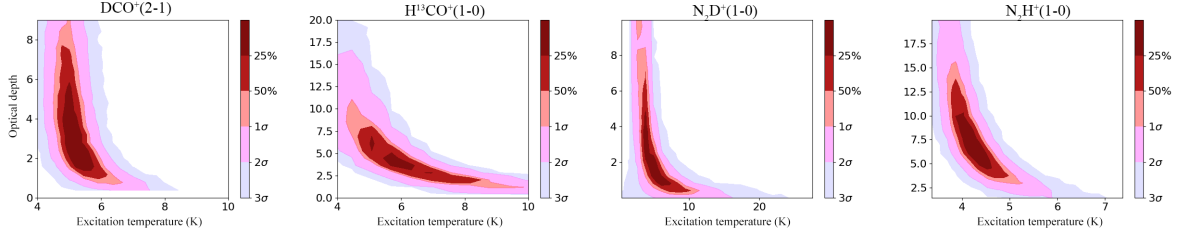


Рис. 2.6 – Исследование пространства параметров оптической толщины и температуры возбуждения наблюдаемых линий в направлении пикселя на протозвездное ядро B5, выполненное с помощью метода Монте-Карло. По оси абсцисс и ординат отображены соответственно температура возбуждения (TEX0) и оптическая толщина (TAU0). Цветовая шкала показывает проценты, соответствующие доверительным интервалам 1-, 2- и 3-сигма нормального распределения (68.27, 95.45 и 99.73%) при приближении спектра

пени, чем изменение оптической толщины, которое влияет на лучевую концентрацию линейно: при температурах 4–8 К лучевая концентрация увеличивается с ростом температуры на 25—30 % на 1 К для N_2H^+ и N_2D^+ , на 12—15 % на 1 К для DCO^+ и на 2—5 % на 1 К для NH_2D . Таким образом, было решено использовать одно значение температуры возбуждения для каждой линии в направлении каждого ядра, чтобы оценить оптическую толщину и получить более точную оценку лучевой концентрации. Чтобы найти наиболее подходящее значение температуры возбуждения, было исследовано пространство параметров оптической толщины и температуры возбуждения и построили поле вероятности с помощью метода Монте-Карло.

В последнем столбце таблицы 2.2 приведены значения T_{ex} , полученные в результате исследования пространства параметров. Погрешность температуры возбуждения была оценена как стандартное отклонение средней температуры возбуждения в области наибольшей вероятности и составляет 10–20 %. Нам не удалось найти наиболее вероятную температуру возбуждения для линии $H^{13}CO^+(1-0)$. Линия $H^{13}CO^+(1-0)$ была рассмотрена как оптически тонкая, зафиксировали $\tau = 0.1$ и использовали $T_{ex} = 10$ К для определения остальных параметров, как это было сделано в работе [15]. Поскольку линия $H^{13}CO^+(2-1)$ очень узкая и ненасыщенная, также считали ее оптически тонкой и аппроксимировали гауссовой функцией. Оптическая толщина τ составляет > 0.1 на картах для всех остальных переходов. Чтобы оценить качество при-

ближения, полученная модель спектра была вычтена из наблюдаемого спектра. Среднеквадратичное отклонение результата вычитания не превышает среднеквадратичного уровня шума наблюдаемого спектра (разница составляет не более 10 %). Спектры с наибольшим отношением сигнал/шум и их приближение для каждого спектрального куба (для каждого ядра и трассера) показаны на рисунке 2.7.

Для анализа линий спектра NH_3 использовался метод, описанный в [98, 99]. Для определения лучевой концентрации NH_3 использовались наблюдательные данные пара- $\text{NH}_3(1_1^a, 1_1^s)$ и пара- $\text{NH}_3(2_1^a, 2_1^s)$ из обзора аммиака в Грин-Бэнке [GAS, 16]. Спектральные параметры были подогнаны с хорошей точностью (среднее относительное расхождение между моделью и спектрами = 13 %), поскольку при приближении используются два спектральных перехода. Метод учитывает в качестве параметра соотношение орто- и пара-водорода для NH_3 , которое было установлено равным $o/p = 1/1$ в соответствии с работой [29], и выдает полную лучевую концентрацию всего (орто- и пара-) NH_3 .

В5

По полученным пространствам параметров линий для В5, оптическая толщина имеет диапазон значений (около 9) и влияет на лучевую концентрацию сильнее чем, чем температура возбуждения (около 5 К), и влияет на полученные лучевые концентрации, N_{tot} , в большей степени, чем T_{ex} . Лучевая концентрация пропорциональна оптической толщине, в то время как она увеличивается с ростом T_{ex} на 21–27 % на 1 К для N_2H^+ и N_2D^+ , на 12–19 % на 1 К для DCO^+ и H^{13}CO^+ при $T_{\text{ex}} = 4\text{--}8$ К. При приближении со свободными параметрами линий $\text{N}_2\text{H}^+(1\text{--}0)$, $\text{N}_2\text{D}^+(1\text{--}0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1\text{--}0)$ и $\text{DCO}^+(2\text{--}1)$, T_{ex} в направлении протозвезды и в направлении беззвездного ядра различались лишь на ≤ 1 К. Поскольку карты охватывают холодный газ, считается, что условия возбуждения там аналогичны близки к условиям в беззвездном ядре. Была использована T_{ex} , полученную в направлении беззвездного ядра, для всех карт, включая

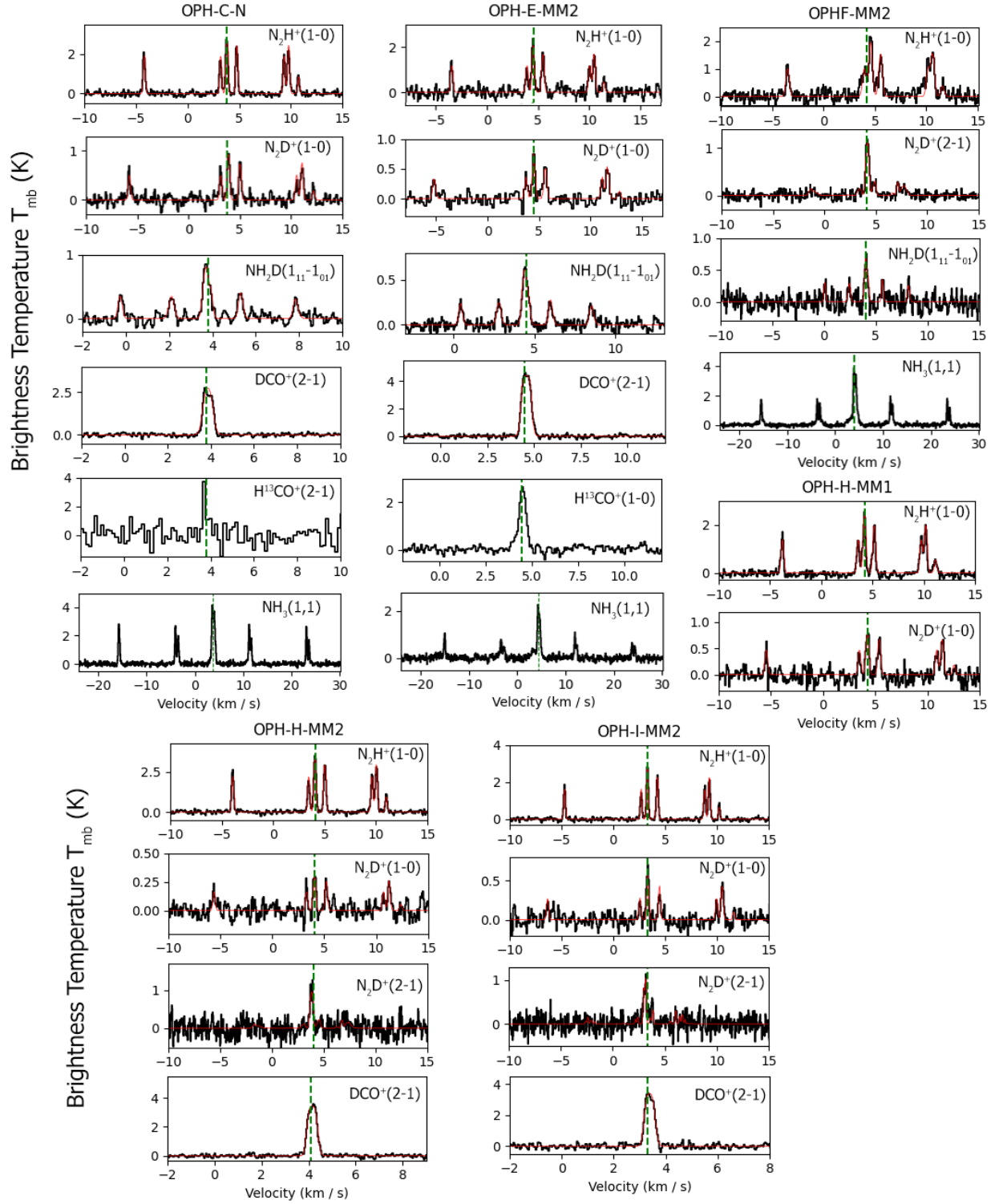


Рис. 2.7 – Примеры спектров наблюдаемых линий в направлении Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F, Oph-H-MM1, Oph-I-MM2 и Oph-H-MM2. Чёрные линии обозначают наблюдаемый спектр, а красные — синтетические спектры, полученные в результате приближения линий

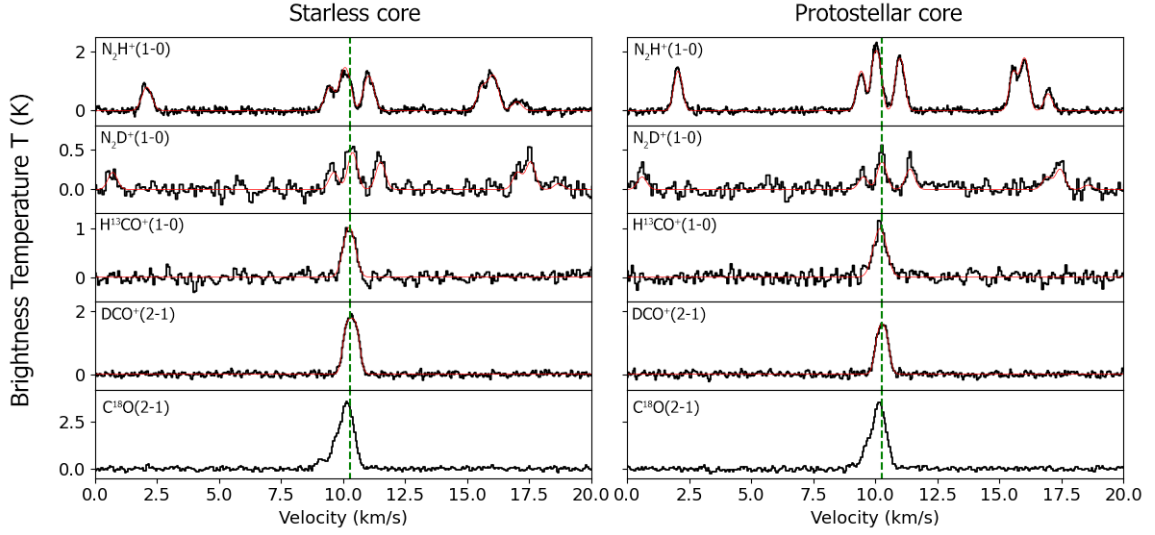


Рис. 2.8 – Спектры (черный цвет) и приближение (красный цвет) наблюдаемых линий в направлении пика интенсивности излучения пыли беззвездного ядра (слева) и протозвездного ядра (справа) в В5. Зеленые пунктирные вертикальные линии показывают значение V_{LSR} в направлении каждой из этих точек, усредненное по всем линиям

положения в направлении протозвезды. Выбранные температуры возбуждения приведены в таблице 2.2.

пиксели с относительной погрешностью $> 33 \%$ были удалены из соответствующих карт параметров. На рисунке 2.8 показаны анализируемые спектры для всех линий в направлении холодного плотного ядра и протозвезды. Модель спектра была вычтена из наблюдаемого спектра, чтобы оценить точность каждого приближения. Разница между среднеквадратичным отклонением шума и среднеквадратичным отклонением вычитания не превышала 8% .

2.4 Пространственное распределение излучения

На рисунке 2.1 показаны 60% контуры интегральной интенсивности пиков наблюдаемых переходов, которые отражают распределение наблюдаемых соединений в холодных плотных ядрах L1688. Цветными точками показаны пики интегральной интенсивности. В Oph-C-N, где наблюдались все шесть соединений, эмиссия углеродсодержащего DCO^+ демонстрирует наиболее протяженное пространственное распределение. Среди азотсодержащих соединений дейтерированные изотопологи (N_2D^+

и NH_2D) демонстрируют более компактную эмиссию по сравнению с водородсодержащими. NH_2D демонстрирует наиболее компактное излучение и, по-видимому, является лучшим индикатором плотного газа в подборке линий. $\text{H}^{13}\text{CO}^+(2-1)$ показывает очень маленькую область эмиссии из-за низкого отношения сигнал-шум в спектрах. Интегральные карты интенсивности представлены на рис. 2.3.

Карты интегральной интенсивности B5 (см. рис. 2.2) и профили линий на рис. 2.8 показали, что интенсивность линий водородсодержащих соединений выше в направлении протозвездного ядра, а интенсивность линий дейтерированных соединений — в направлении беззвездного ядра.

2.5 Параметры приближения спектров

На рисунках 2.9, 2.10 и 2.11 показаны полученные параметры приближения в направлении холодных плотных ядер L1688: карты оптической толщины τ (рис. 2.9, за исключением NH_3 , где приближение дает непосредственно N_{tot}), лучевых скоростей V_{LSR} (рис. 2.10) и дисперсии скоростей σ (рис. 2.11) представлены для каждой линии перехода в каждом ядре. На рисунке 2.12 показаны параметры аппроксимации сверхтонких структур соединений в направлении B5.

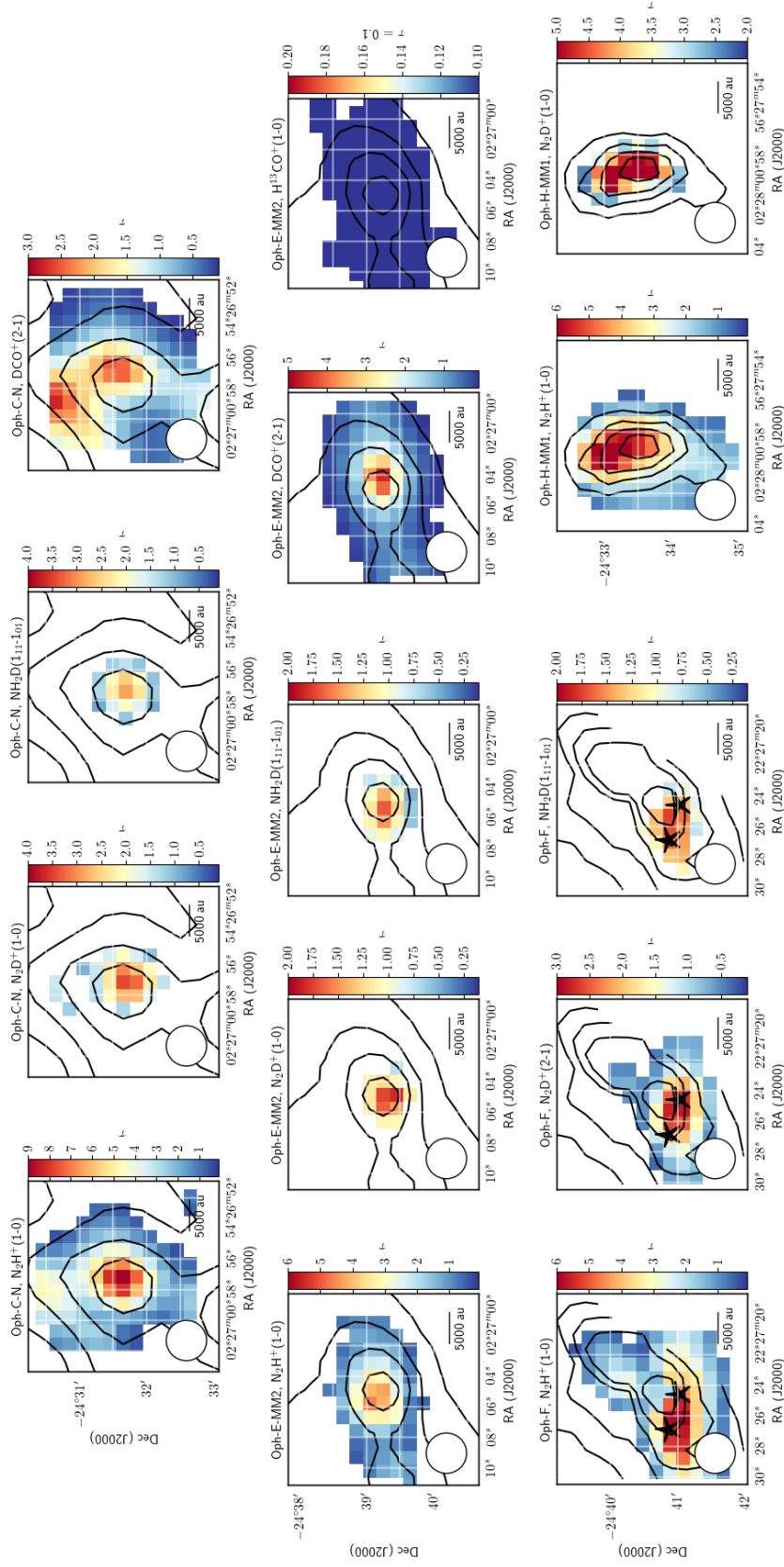


Рис. 2.9 – Карты оптической толщины для всех исследуемых линий в направлении всех холодных плотных ядер в L1688. Контуры отображают лучевую концентрацию молекулярного водорода. Первый контур начинается с $1.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты. Звезды показывают положения протозвезд [YLW15, Класс 0+I, CRBR 2422.8-3423, Класс I; 91, 92, 93, 94] в Oph-F

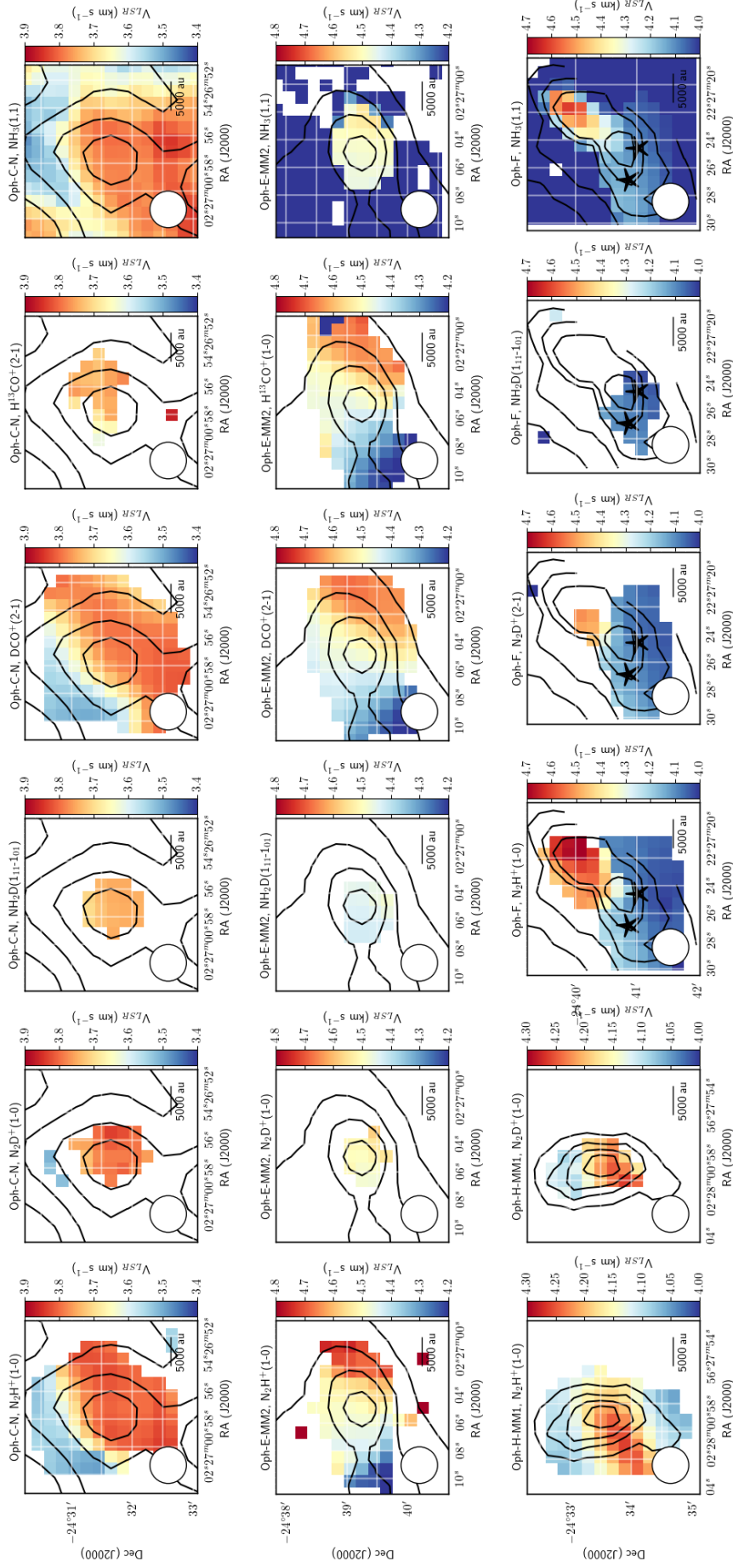


Рис. 2.10 – Карты лучевых скоростей для всех исследуемых линий в направлении всех холодных плотных ядер в L1688. Контуры отображают лучевую концентрацию молекулярного водорода. Первый контур начинается с $1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты. Звезды показывают положение протозвезд [YLW15, Класс 0+I, CRBR 2422.8-3423, Класс I; 91, 92, 93, 94] в Oph-F

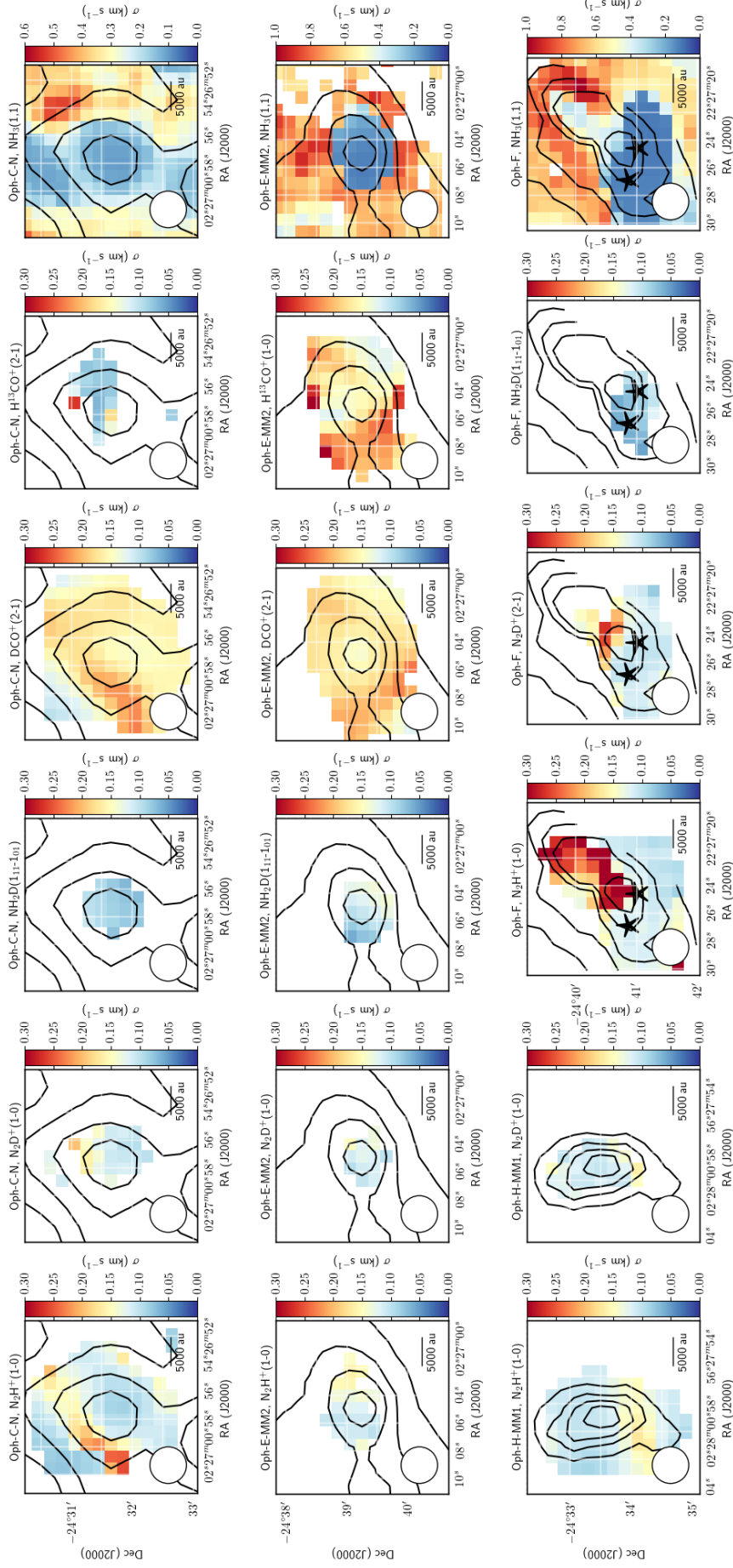


Рис. 2.11 – Карты дисперсии скоростей для всех исследуемых линий в направлении всех холодных плотных ядер в L1688. Контуры отображают лучевую концентрацию молекулярного водорода. Первый контур начинается с $1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты. Звезды показывают положение протозвезд [YLW15, Класс 0+I, CRBR 2422.8-3423, Класс I; 91, 92, 93, 94] в Oph-F

2.5.1 Лучевая скорость и дисперсия скорости в холодных плотных ядрах в L1688

Дисперсия скоростей для всех линий в исследованных плотных ядрах находится в диапазоне от 0.05 до 1.00 км с⁻¹ (см. рис. 2.11). Максимальные дисперсии скоростей 0.85 и 1.00 км с⁻¹ наблюдаются у N₂H⁺ и NH₃ в направлении ядра Oph-F (ряд 3, столбцы 3 и 6 на рис. 2.11). Остальные соединения демонстрируют умеренные и низкие дисперсии скоростей, до 0.34 км с⁻¹, с медианными значениями 0.07—0.17 км с⁻¹. Самые низкие дисперсии скоростей наблюдаются в NH₂D, 0.05—0.14 км с⁻¹ с медианным значением 0.10 км с⁻¹ (см. третий столбец на рис. 2.11).

Общая картина узких линий ($\sigma = 0.10\text{--}0.15$ км с⁻¹) иногда нарушается пятнами с большей дисперсией скоростей ($\sigma = 0.20\text{--}0.30$ км с⁻¹). Визуальный осмотр спектров в направлении северо-восточной стороны Oph-C-N (см. рис. 2.11, ряд 1), полоса повышенной дисперсии скоростей, как видно во всех линиях, обнаруживает присутствие второй скоростной компоненты. Скорости двух пиков отличаются на 0.3—0.4 км с⁻¹. В северо-западной части Oph-F (см. рис. 2.11, ряд 3) также наблюдается увеличение дисперсии скоростей в N₂H⁺ и N₂D⁺. Линии N₂H⁺(1-0) показывают наличие второй компоненты скорости ([также сообщено в работах [53, 15]). Дополнительные компоненты, влияющие на общее поле скоростей, были также обнаружены в направлении ядра Oph-H-MM1 в работе [100]. Ядра Oph-E-MM2, Oph-H-MM1, Oph-H-MM2, Oph-I-MM2 не показывают наличия вторых компонент скорости.

Карты аммиака (крайний правый столбец на рис. 2.11) показывают на 0.07 км с⁻¹ большую дисперсию скоростей по сравнению с другими азотсодержащими соединениями в пределах ядра (три левых столбца на рис. 2.11), а за пределами ядер до 0.7 км с⁻¹ большей дисперсии скоростей по сравнению со всеми остальными соединениями, если определить ядра как область с дозвуковой дисперсией скоростей (как, например, [18, 101]). Большие дисперсии обусловлены вкладом компоненты скорости окружающего облака [102], которая не была учтена в анализе. Од-

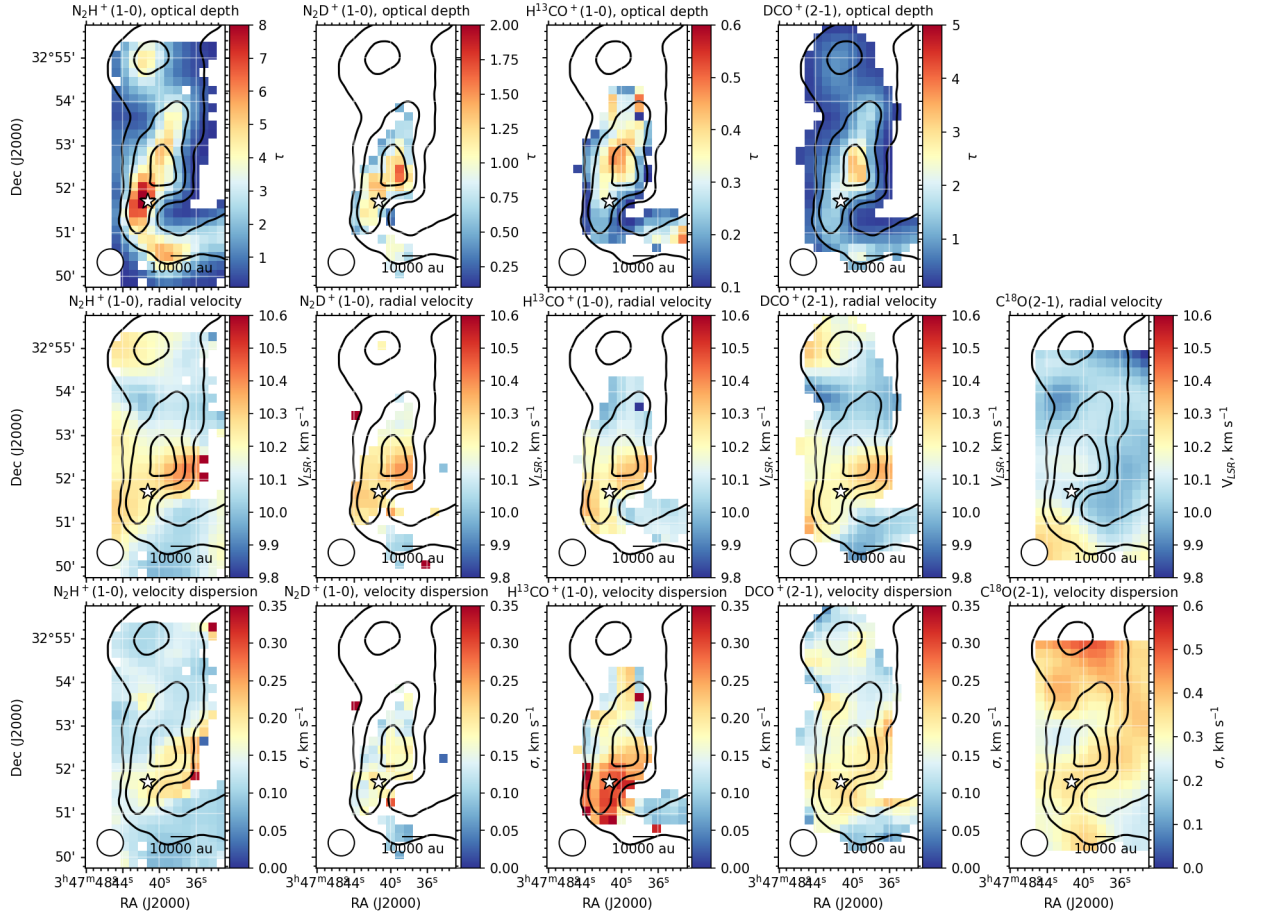


Рис. 2.12 – Карты параметров для всех соединений в направлении V5. *Вверху*: оптическая толщина (τ); *в центре*: лучевая скорость (V_{LSR}); *внизу*: дисперсия скоростей σ . Черный контур показывает лучевую концентрацию молекулярного водорода. Первый контур начинается с $0.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Звездочка показывает положение протозвезд [90]. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты

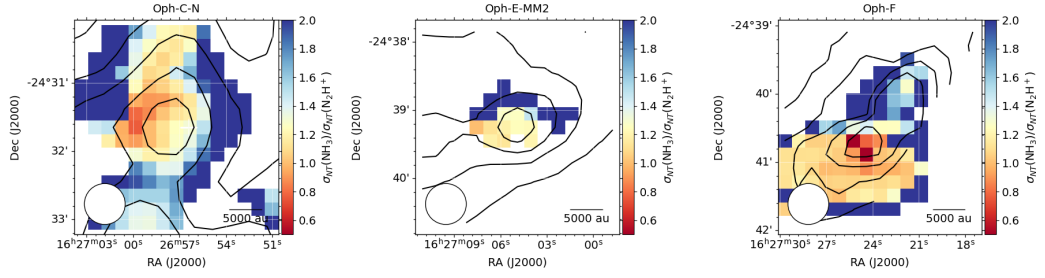


Рис. 2.13 – Соотношение компонентов нетеплового дисперсионного распределения скоростей $\text{NH}_3(1_1^0, 1_1^s)$ и $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ в ядрах Oph-C-N, Oph-E-MM2 и Oph-F

нако в ядрах доминируют узкие линии, излучаемые плотным газом ядра, и дисперсия скоростей NH_3 похожа на дисперсию других соединений (см. рис. 2.11) и показывает более сильное уменьшение к центрам ядра, чем, например, N_2H^+ (см. соотношение описанных ниже нетепловых компонент на рис. 2.13), аналогично результату в работе [63], который обнаружил, что в плотном газе NH_3 демонстрирует меньшую дисперсию скоростей, чем N_2H^+ .

Нетепловая составляющая дисперсии скоростей была рассчитана следующим образом [103]:

$$\Delta\sigma_{\text{NT}}^2 = \Delta\sigma_{\text{obs}}^2 - \frac{kT_k}{m_{\text{obs}}}, \quad (2.2)$$

где k — постоянная Больцмана; T_k — кинетическая температура газа, взятая из работы [16], и m_{obs} — масса наблюдаемой молекулы в а.е.м. Тепловая компонента составляет $0.053\text{--}0.070 \text{ км с}^{-1}$ для выбранных соединений. Дисперсия скоростей во всех ядрах низкая (медианная дисперсия составляет $0.07\text{--}0.17 \text{ км с}^{-1}$), что указывает на преимущественно тепловые или субтепловые движения, то есть на низкую турбулентность.

На рисунке 2.14 сравниваются нетепловые компоненты дисперсий скоростей всех соединений (правая панель) с тепловой дисперсией скоростей (черная линия) при температуре 12 K, которая является средней температурой газа в изученных ядрах. Эмиссия дейтерированных соединений, N_2D^+ , DCO^+ и NH_2D является наименее загрязненной эмиссией окружающего облачного газа (левая панель). Дисперсия скоростей в большинстве точек данных является субтепловой. Дисперсия скоростей в DCO^+ , $\sim 0.16 \text{ км с}^{-1}$ (оболочки ядер), больше, чем в N_2D^+ и NH_2D

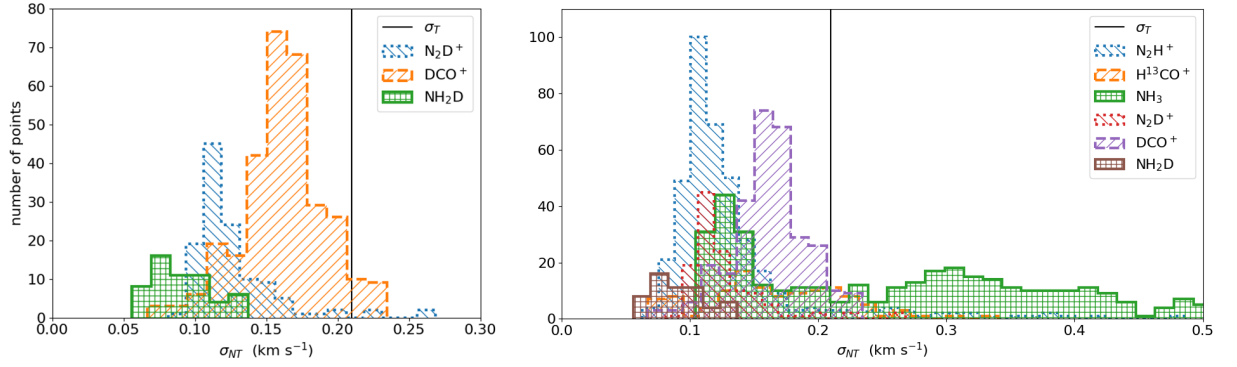


Рис. 2.14 – Гистограмма нетепловой составляющей дисперсии скоростей σ_{NT} дейтерированных частиц (слева) и всех частиц (справа) для всех ядер. Шаг составляет 0.011 км/с. Черная линия показывает тепловую дисперсию скоростей σ_T при температуре 12 K

~ 0.11 км с $^{-1}$ и ~ 0.08 км с $^{-1}$ (центры ядер). NH_2D показывает самые узкие линии, что может указывать на их происхождение из еще более холодного газа в центрах ядер.

2.5.2 Скоростные компоненты соединений в В5

Лучевая скорость варьировалась от 9.95 до 10.41 км с $^{-1}$, причем максимальное значение достигалось к юго-западу от беззвездного ядра. Погрешности лучевых скоростей составляли 0.01—0.02 км с $^{-1}$. Значения лучевой скорости и дисперсии скоростей в N_2H^+ и N_2D^+ , а также картина скоростей согласуются с данными для N_2H^+ и NH_3 в работах [63, 60].

Дисперсия скоростей по карте составляет 0.07–0.32 км с $^{-1}$. Медиана разницы между дисперсиями линий $N_2H^+(1-0)$ и $N_2D^+(1-0)$ равна 0. Линии $DCO^+(2-1)$ и $H^{13}CO^+(1-0)$ шире линии $N_2H^+(1-0)$ по медиане на 0.02 км с $^{-1}$ и 0.05 км с $^{-1}$ соответственно. Наибольшие значения 0.18–0.32 км с $^{-1}$ наблюдаются в направлении протозвездного ядра в линии $H^{13}CO^+(1-0)$. Это указывает на то, что протозвезда начала нагревать окружающий газ и пыль, и что $H^{13}CO^+$ отражает долю теплого газа на луче зрения. В других линиях наибольшая дисперсия наблюдается в направлении к юго-западу от беззвездного ядра. Линия $H^{13}CO^+(1-0)$ также показывает признаки второй скоростной компоненты в направле-

нии протозвездного ядра и к юго-востоку от него. Вероятно, она отражает границу взаимодействия двух сталкивающихся ядер [см. 60].

На крайних правых панелях рис. 2.12 показаны лучевая скорость и дисперсия скоростей линии $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$. Лучевая скорость C^{18}O отличается от лучевой скорости других соединений, поскольку C^{18}O в основном показывает менее плотный газ окружающего облака, что иллюстрируется коэффициентом дисперсии скоростей, в примерно два раза превышающий коэффициенты дисперсии дейтерированных соединений, отражающих плотный газ (см. рис. 2.15). Распределение дисперсии скоростей C^{18}O отличается от распределений других компонентов: наибольшие значения (0.53 км с^{-1}) наблюдаются в направлении другого пика излучения пыли, расположенного к северу от обоих ядер, где дисперсия скоростей $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ и $\text{DCO}^+(2-1)$ составляет $0.10-0.17 \text{ км с}^{-1}$. Лучевая скорость $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ отличается от лучевых скоростей других компонентов: V_{LSR} увеличивается с северо-запада на юго-восток карты, и значения в целом ниже, чем, например, V_{LSR} для $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ на $0.2-0.4 \text{ км с}^{-1}$ (в среднем на 0.08 км с^{-1}). Различия в σ и V_{LSR} между C^{18}O и индикаторами плотного газа следует в первую очередь объяснить профилями линии $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, которые показывают наличие неразрешенной или частично разрешенной второй компоненты скорости, которая вероятно возникает в газе. Предположения о существовании на вторую компоненту скорости в основном возникают в северном направлении от беззвездного ядра.

2.6 Анализ лучевых концентраций

Метод расчета лучевых концентраций подробно описан в разделе 1.6. Все квантовые коэффициенты, использованные для расчета лучевых концентраций, приведены в таблице 2.4.

Линии $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ и $(2-1)$ оптически тонкие для холодных плотных ядер в L1688, лучевая концентрация H^{13}CO^+ была рассчитана, как в работе [10] для оптически тонких переходов (смотри раздел 1.6). Было применено изотопное отношение $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 77$ для местной межзвездной

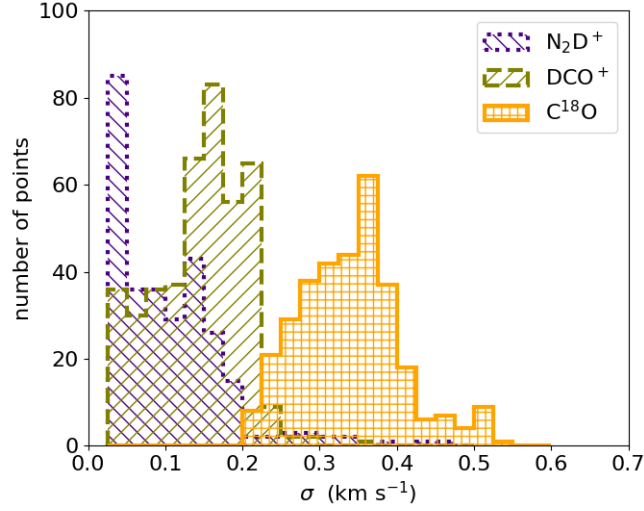


Рис. 2.15 – Распределение дисперсии скоростей σ в направлении B5 для $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$, $\text{DCO}^+(2-1)$ и $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$. Шаг составляет 0.025 км с

Таблица 2.4 – Квантовые коэффициенты, используемые для расчета лучевой концентрации

Переход	A_{ul} (10^{-5} с^{-1})	Q_{rot}	E_l (K)	g_l	g_u	$n_c^{10\text{K}}$ (10^4 см^{-3})	Источники
$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$	3.628	3.043	0	1	3	6.1	*[104, 105]
$\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$	2.056	2.794	0	1	3	6.2	*[106, 105], **[106]
$\text{N}_2\text{D}^+(2-1)$	16.450	3.060	7.41	3	5	55	
$p\text{-NH}_3(1,1)$	0.014	4.301	28.64	3	3	0.2	*[107]
$p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}-1_{01})$	1.650	27.110	15.97	3	3	7.3	*[108, 109], **[110]
$\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$	3.853	4.970	0	1	3	6.2	*[86, 111]
$\text{H}^{13}\text{CO}^+(2-1)$	36.825	5.149	4.17	3	5	51	
$\text{DCO}^+(2-1)$	13.414	4.970	3.46	3	5	71	*[87, 112], **[113]

Примечание: Статистические суммы Q_{rot} , энергии нижних уровней E_l и коэффициенты Эйнштейна A_{ul} линейных молекул были рассчитаны, как указано в работе [10]. Для этого константы вращения и дипольные моменты взяты из работ, перечисленных в правой колонке*, а также доступны в базе данных CDMS [88]. Коэффициент Эйнштейна (A_{ul}) и энергия нижнего уровня (E_l) для $p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}-1_{01})$ были взяты из работы [29]. Q_{rot} для $p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}-1_{01})$ взято из базы данных CDMS [88]. Критические плотности ($n_c^{10\text{K}}$) гидрированных частиц взяты из работы [114], а плотности дейтерированных соединений были рассчитаны таким же образом, как и в работе [114], с использованием скоростей столкновений из работ, перечисленных в правой колонке** и доступных в базе данных LAMBDA [115].

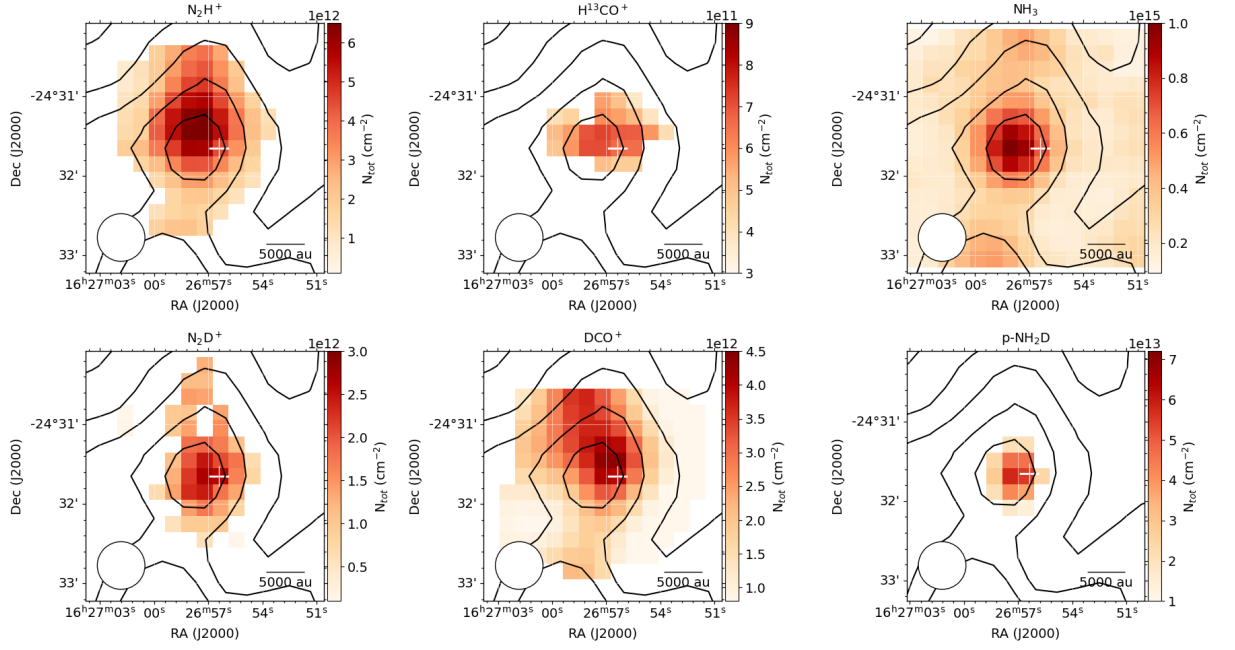


Рис. 2.16 – Карты лучевых концентраций N_2H^+ , N_2D^+ , $p\text{-}NH_2D$, NH_3 , DCO^+ и $H^{13}CO^+$ в направлении Орф-С-Н. Лучевая концентрация молекулярного водорода обозначена черными контурами. Первый контур начинается с 1.5×10^{22} см $^{-2}$ с шагом контура 0.5×10^{22} см $^{-2}$. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты. Белый крестик показывает положение, наблюдаемое в работе [15]

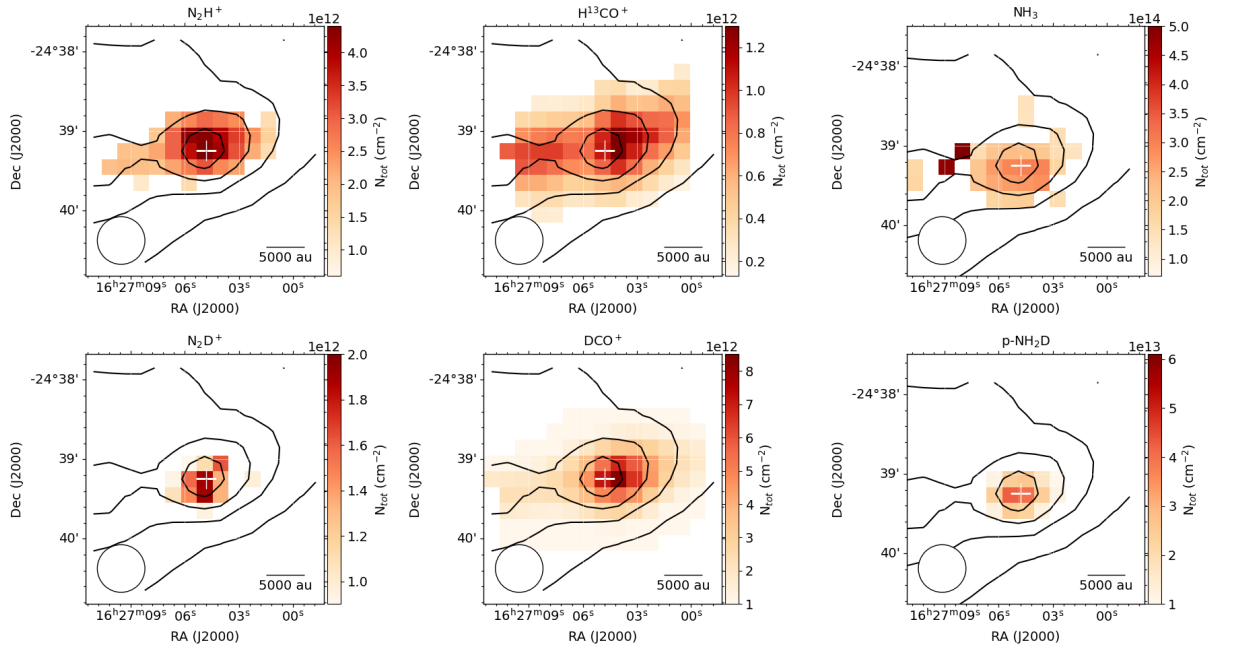


Рис. 2.17 – Карты лучевых концентраций N_2H^+ , N_2D^+ , $p\text{-}NH_2D$, NH_3 , DCO^+ и $H^{13}CO^+$ в направлении Орф-Е-ММ2. Лучевая концентрация молекулярного водорода обозначена черными контурами. Первый контур начинается с 1.5×10^{22} см $^{-2}$ с шагом контура 0.5×10^{22} см $^{-2}$. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты. Белый крестик показывает положение, наблюдаемое в работе [15]

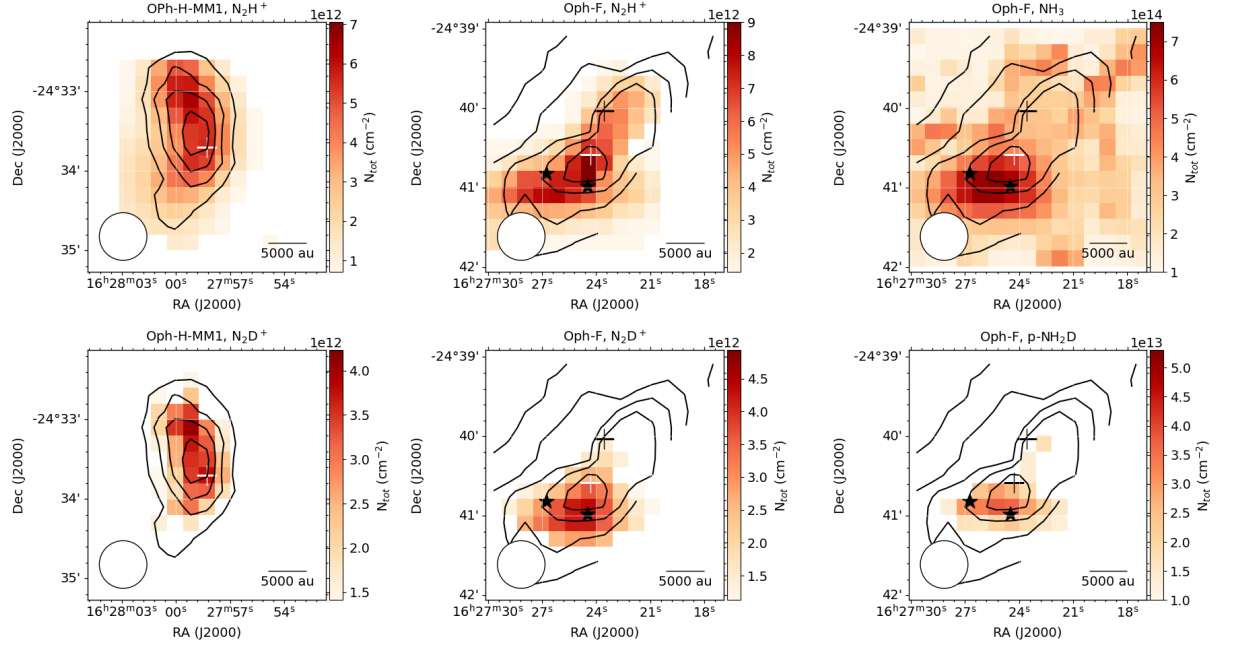


Рис. 2.18 – Карты лучевой концентрации N_2H^+ и N_2D^+ в направлении Oph-H-MM1, а также карты лучевой концентрации N_2H^+ , N_2D^+ , $p\text{-}NH_2D$ и NH_3 в направлении Oph-F. Лучевая концентрация молекулярного водорода обозначена чёрными контурами. Первый контур начинается с $1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты. Белые крестики обозначают положения, наблюдаемые в работе [15]. Звезды обозначают положения протозвезд (YLW15, Класс 0+I, CRBR 2422.8-3423, Класс I; [91, 92, 93, 94]) в Oph-F

Ядро	Линия	T_{ex} (K)	τ	V_{LSR} (км с $^{-1}$)	σ (км с $^{-1}$)	N_{tot} (10^{12} cm^{-2})	R_D
Oph-H-MM2	$DCO^+(2-1)$	6.9	4.6 ± 2.1	4.081 ± 0.008	0.115 ± 0.014	2.83 ± 1.32	—
	$N_2H^+(1-0)$	7.0	7.7 ± 0.6	4.096 ± 0.005	0.096 ± 0.005	5.09 ± 0.74	—
	$N_2D^+(1-0)$	3.5	2.7 ± 0.3	4.065 ± 0.011	0.110 ± 0.011	1.02 ± 0.25	0.20 ± 0.08
	$N_2D^+(2-1)$	5.0	2.1 ± 0.4	4.061 ± 0.021	0.104 ± 0.017	1.33 ± 0.26	0.26 ± 0.09
Oph-I-MM2	$DCO^+(2-1)$	7.0	3.8 ± 0.8	3.331 ± 0.008	0.095 ± 0.015	1.74 ± 0.39	—
	$N_2H^+(1-0)$	6.8	5.3 ± 0.3	3.331 ± 0.004	0.079 ± 0.006	2.18 ± 0.37	—
	$N_2D^+(1-0)$	4.5	1.5 ± 0.1	3.332 ± 0.009	0.101 ± 0.009	0.69 ± 0.14	0.32 ± 0.08
	$N_2D^+(2-1)$	5.0	3.2 ± 0.5	3.311 ± 0.008	0.054 ± 0.007	0.83 ± 0.21	0.38 ± 0.11

Таблица 2.5 – Сравнение полученных значений лучевых концентраций. Для Oph-F приведены значения F-MM2 из работы [15]. *Величины T_{ex} и τ разделены косой чертой для N_2H^+ и N_2D^+ ; а – результаты этой работы; б – результаты из работы [15]

Ядро	$N_{\text{tot}}(\text{N}_2\text{H}^+)$ (10^{13} см^{-2})	$N_{\text{tot}}(\text{N}_2\text{D}^+)$ (10^{13} см^{-2})	T_{ex}^* (K)	τ^*
Oph-C-N (а)	0.45 ± 0.06	0.25 ± 0.03	6.0/4.5	6.8/3.7
(б)	1.23 ± 0.15	0.53 ± 0.11	6.5/4.4	12.3/6.4
Oph-E-MM2 (а)	0.44 ± 0.06	0.20 ± 0.02	6.0/4.9	4.3/1.7
(б)	0.59 ± 0.17	0.45 ± 0.13	8.2/4.0	2.8/4.9
Oph-F (а)	0.89 ± 0.13	0.27 ± 0.04	7.0/5.0	1.9/1.2
(б)	1.18 ± 0.15	0.15 ± 0.02	5.4/5.4	8.8/0.1
Oph-H-MM1 (а)	0.56 ± 0.07	0.31 ± 0.06	6.5/4.2	4.7/4.8
(б)	0.88 ± 0.09	0.38 ± 0.09	9.3/5.5	3.7/2.7

среды [116], чтобы рассчитать лучевую концентрацию HCO^+ на основе данных по $N(\text{H}^{13}\text{CO}^+)$. Лучевая концентрация аммиака рассчитана с помощью `ruspeckit` (см. раздел 2.3). Отношение o/p (NH_3) вводится в модель как 1:1, как в работе [29].

На рисунках 2.16, 2.17 и 2.18 представлены карты лучевых концентраций всех соединений в направлении холодных плотных ядер в L1688, а в таблице 2.6 представлена лучевая концентрация для одиночных наблюдений в направлении Oph-H-MM2 и Oph-I-MM2. В Oph-C-N и Oph-E-MM2 лучевая концентрация всех соединений увеличивается по направлению к пылевым пикам в ядрах. В Oph-F пики молекулярной эмиссии немного смещены к юго-востоку от пика излучения пыли на величину от одного до половины луча зрения. В Oph-H-MM1 есть два молекулярных пика (эти два пика заметно выделяются в интерферометрических картах NH_3 в работе [100]), а N_2D^+ демонстрирует сильную эмиссию по всему ядру. Лучевая концентрация составляет $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в N_2H^+ , N_2D^+ , $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в $p\text{-NH}_2\text{D}$, и $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в NH_3 для всех ядер. В H^{13}CO^+ и DCO^+ лучевые концентрации составляют $\sim 10^{11-12} \text{ см}^{-2}$ для Oph-E-MM2 и Oph-C-N.

В таблице 2.5 выполнено сравнение полученных лучевых концентраций N_2H^+ и N_2D^+ с концентрациями, измеренными в работе [15] вблизи пиков эмиссии пыли. Позиции их наблюдений отмечены на картах белы-

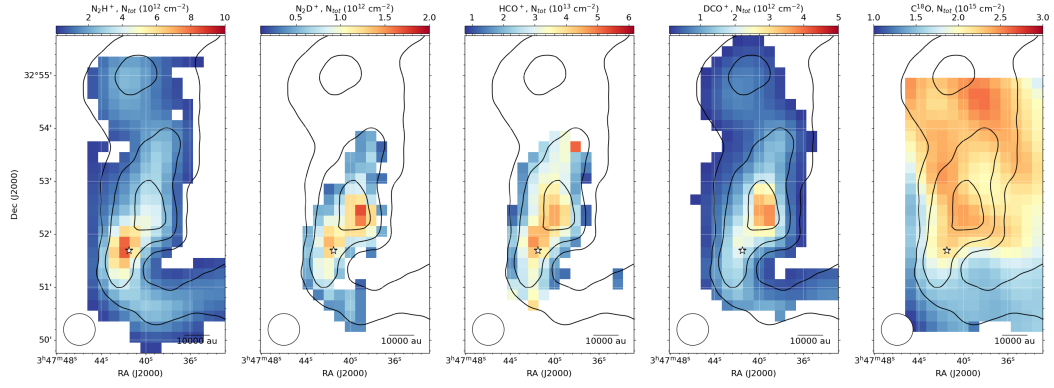


Рис. 2.19 – Карты лучевых концентраций N_2H^+ , N_2D^+ , DCO^+ , HCO^+ и C^{18}O в направлении B5. Черный контур показывает лучевую концентрацию молекулярного водорода (первый контур начинается с $0.8 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$). Звездочка обозначает положение протозвезды [90]. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты

ми крестиками. Полученные лучевые концентрации ниже, чем в работе [15], хотя и не систематически, а некоторые согласуются в пределах погрешностей, за единственным исключением N_2D^+ в направлении Oph-F, где полученная лучевая концентрация выше. Вероятно, это связано с тем, что принятые нами T_{ex} или измеренные оптические толщины ниже, чем измеренные в работе [15]. Причина, по которой их $N_{\text{tot}}(\text{N}_2\text{D}^+)$ в Oph-F ниже, заключается в том, что они приняли $\tau = 0.1$ для линии N_2D^+ , тогда как $\tau = 1.6$ в этом положении. Карты также показывают, что некоторые из наблюдений в работе [15] не попали в пики эмиссии линии. Карты лучевой концентрации NH_3 согласуются с картой из работы [16], что ожидаемо, поскольку в представленной работе их данные и тот же метод анализа линий.

Для волокна B5, были получены следующие оценки лучевой концентрации представленные на рисунке 2.19: $(0.4\text{--}8.3) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для N_2H^+ ; $(0.5\text{--}1.9) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для N_2D^+ ; $(1.0\text{--}4.5) \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ для HCO^+ ; $(0.5\text{--}3.7) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для DCO^+ . Лучевая концентрация $\text{p-NH}_2\text{D}$ в направлении беззвездного ядра составляет $(2.6 \pm 1.4) \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что дает $N(\text{NH}_2\text{D}) = (1.04 \pm 0.56) \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$, при условии, что отношение о/р для $\text{NH}_2\text{D} = 3$ в соответствии с работой [29]. Пики лучевой концентрации N_2H^+ и HCO^+ наблюдаются в направлении протозвездного ядра, а пики лучевой концентрации N_2D^+ и DCO^+ — в направлении беззвездного ядра.

Лучевые концентрации N_2D^+ и DCO^+ в направлении беззвездного ядра превышают плотности в направлении протозвездного ядра в 1.3 и 1.8 раза соответственно. HCO^+ и N_2D^+ демонстрируют вторичные пики лучевой концентрации в направлении беззвездного (HCO^+) и протозвездного (N_2D^+) ядер.

В работе [68] измерили лучевую концентрацию N_2D^+ и N_2H^+ в направлении трёх точек в В5 (точка 3 к северу от протозвездного ядра, точка 4 в направлении протозвездного ядра и точка 6 в направлении беззвездного ядра). Лучевая концентрация N_2D^+ в направлениях 3 и 6 аналогична их результатам в пределах погрешности; в направлении 4 полученное значение $N(\text{N}_2\text{D}^+)$ выше в три раза. Последнее может быть связано с тем, что в работе [68] обнаружили только один, более высокий, переход $\text{N}_2\text{D}^+(3-2)$ и сочли его оптически тонким. Однако полученная лучевая концентрация N_2H^+ в этих положениях составляет $(2.7\text{--}8.3) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, то есть на 70 % ниже, чем у [68]. В работе [17] также было получено в два раза большее значение $N(\text{N}_2\text{H}^+)$ в направлении В5 IRS1 и меньшее значение $N(\text{N}_2\text{D}^+)$. Причина заключается в том, что была проведена свертка данных по N_2H^+ с более широким пучком, а также в том, что они использовали более высокий переход $\text{N}_2\text{D}^+(2-1)$ и считали его оптически тонким.

Поскольку некоторые линии возбуждаются плотности ниже критической (субтермически), в ЛТР-приближении может произойти недооценка лучевой концентрации [например, 117]. Более высокие переходы имеют более высокие критические плотности (см. таблицу 2.4), а также более склонны к субтепловому возбуждению, то есть в любом случае лучевая концентрация будет занижена. Сочетание нижнего перехода водородсодержащего изотополога и более высокого перехода дейтерированного изотополога привело бы к заниженной доле дейтерия. Однако пример ядер H-MM2 и I-MM2, где наблюдаются как $(1-0)$, так и $(2-1)$ переходы N_2D^+ , показывает противоположный результат (см. таблицу 2.6), где $N_{\text{tot}}^{\text{N}_2\text{D}^+(2-1)} > N_{\text{tot}}^{\text{N}_2\text{D}^+(1-0)}$ и согласуется в пределах ошибок. С помощью RADEX [118] была произведена оценка лучевых концентраций

соединений в направлении пиков излучения пыли, где измеряется плотность, и найдена разницу в пределах 10–20 %, как для меньших, так и для больших значений. Не ЛТР-оценки лучевых концентраций требуют не ЛТР-моделирования переноса излучения и, соответственно, данных о распределении плотности, то есть чем дальше от пика излучения пыли, тем больше модельных предположений о геометрии источника. Таким образом, ЛТР-приближение является наиболее оптимальным для построения карт лучевых концентраций плотных ядер.

Дополнительно, были построены карты лучевых концентраций для Oph-H-MM1 с свободными параметрами приближения спектра, чтобы показать разницу в количестве пикселей карт лучевых концентраций. Значения лучевых концентраций Oph-H-MM1 с свободными параметрами приближения спектра составляют: $N_{\text{tot}}(\text{N}_2\text{D}^+) = (1.1\text{--}2.2) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $N_{\text{tot}}(\text{N}_2\text{H}^+) = (3.5\text{--}5.6) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, возрастающие к центру ядра (см. рис 2.20a,b).

Также для расчета степени вымерзания CO была выполнена оценка лучевых концентрации CO в направлении молекулярного облака Персея и L1688 по данным COMPLETE и в направлении В5 по данным наблюдения линии C^{18}O . Для оценки лучевой концентрации ^{13}CO в направлении молекулярного облака Персея и L1688 были использованы данные по линии $^{13}\text{CO}(1\text{--}0)$, полученные в рамках обзора COMPLETE [35]. Линия $^{13}\text{CO}(1\text{--}0)$ обладает высокой разрешающей способностью, однако спектры часто содержат смешанные компоненты с различными скоростями, и были получены плохие результаты приближения сверхтонкой структуры. В работе [72] оценили среднюю оптическую толщину линии $^{13}\text{CO}(1\text{--}0)$ для каждой из исследуемых областей как 0.3–0.4. Предполагается, что CO не выморожен или слабо выморожен в наиболее оптически тонких областях, и линии $^{13}\text{CO}(1\text{--}0)$ там оптически тонкие. Таким образом, был использован тот же метод, предполагая, что линии оптически тонкие (смотри раздел 1.6). Поскольку спектры имеют несколько скоростных компонент [72], была взята интегральная интенсивность по всем компонентам для оценки всего ^{13}CO в газе. Для областей в Персее

используется $T_{\text{ex}}=9\text{--}12\text{ K}$, полученное в работе [72] отдельно для каждой области; для L1688 была установлена $T_{\text{ex}}=10\text{ K}$. Для преобразования лучевой концентрации ^{13}CO в лучевую концентрацию CO были использованы относительное содержание $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, равное 77 [116]. Результаты подробно обсуждаются в разделе 4.3.

Оценки лучевых концентрации C^{18}O в направлении В5 составили $(1.1\text{--}2.6)\times 10^{15}\text{ см}^{-2} \pm 2.8 \times 10^{13}\text{ см}^{-2}$ по всей карте. Во многих точках спектры $\text{C}^{18}\text{O}(2\text{--}1)$ демонстрируют две неразрешенные или частично разрешенные скоростные компоненты, разделенные на $0.5\text{--}1.0\text{ км с}^{-1}$, что согласуется с наличием двух волокон. Чтобы получить полную лучевую концентрацию, были проинтегрированы все компоненты, поскольку для оценки содержания CO и коэффициента вымерзания CO используется $N(\text{H}_2)$, полученное на основе наблюдений пыли, которое представляет собой интеграл по всем скоростям (см. раздел 4.3). Оценка лучевой концентрации согласуется в пределах погрешности с предыдущими исследованиями [72, 68]. Было использовано относительное содержание $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 560$ [116] для преобразования лучевой концентрации C^{18}O в лучевую концентрацию CO, учитывая, что фракционирование $\text{C}^{18}\text{O}/\text{CO}$ незначительно в масштабах В5. На крайнем правом графике рисунке 2.19 показана лучевая концентрация C^{18}O .

2.7 Обсуждение результатов

Проблема приближения сверхтонкой структуры к спектрам с умеренным отношением сигнал/шум заключается в большой неопределенности оптической толщины. Один из подходов к таким спектрам линий с малой оптической толщиной состоит в том, чтобы считать линии оптически тонкими [например, 28]. Однако разумное значение оптической толщины важно для адекватной оценки лучевой концентрации. Использовался метод Монте-Карло для изучения взаимной корреляции между T_{ex} и τ , чтобы найти наиболее вероятное значение T_{ex} для каждого перехода в каждом ядре и применить приближение с ограничением T_{ex} для

оценки τ . Некорректное значение T_{ex} также влияет на оценку лучевой концентрации (см. раздел 2.3.2). В результате в направлении пиков излучения пыли были получены более низкие лучевые концентрации N_2H^+ и N_2D^+ , чем в работе [15], поскольку либо τ , либо T_{ex} в анализе были ниже (см. раздел 2.6).

Было проведено сравнение лучевых концентраций со значениями из работы [15] (см. таблицу 2.5). Полученные лучевые концентрации ниже, чем в работе [15], а некоторые согласуются в пределах погрешностей, за единственным исключением N_2D^+ в направлении Oph-F, где представленная лучевая концентрация выше. Вероятно, это связано с тем, что измеренные оптические толщины или найденные нами T_{ex} ниже, чем измеренные в работе [15]. Также в работе [15] предположил, что линия оптически тонкая, что привело к недооценке $N_{\text{tot}}(\text{N}_2\text{D}^+)$.

На рисунке 2.20 для $R_{\text{D}}(\text{N}_2\text{H}^+)$ в направлении Oph-H-MM1 предполагалось, что излучение $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$ является оптически тонким. Результаты показывают, что оптическая толщина линии $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$ $\tau \leq 5$. Это означает, что на рисунке 2.20 была получена недооценка лучевых концентраций N_2D^+ из-за предположения об оптически тонких линиях. С помощью использованного метода приближения была получена лучевая концентрация N_2D^+ в примерно в два раза больше и на 16 % больше лучевая концентрация в N_2H^+ .

В заключение следует отметить, что приближение по свободному параметру дает лучший результат, но требует высокого качества спектров. Подход является разумным компромиссом для приближения зашумленных спектров с умеренным или низким отношением сигнал/шум, которые всегда присутствуют при построении карт, и приводит к более реалистичным оценкам лучевых концентраций, чем простое предположение об оптически тонком излучении.

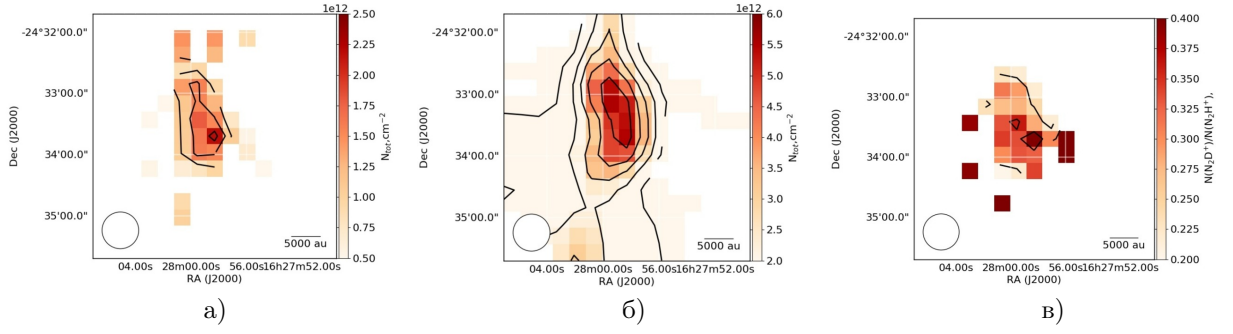


Рис. 2.20 – а) Карта лучевой концентрации линии $N_2D^+(1-0)$: первый контур начинается на уровне 3σ , $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, с шагом контура $0.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. б) Карта лучевой концентрации линии $N_2H^+(1-0)$: первый контур начинается на уровне 3σ , $2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, с шагом контура $1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. в) Карта доли дейтерия в соединениях: первый контур начинается на уровне минимального значения 0.2 с шагом контура 0.3. Размер диаграммы направленности показан в левом нижнем углу каждой карты

2.8 Выводы по второй главе

В этой главе представлена обработка наблюдений, анализ приближения переходов соединений N_2H^+ , N_2D^+ , NH_3 , NH_2D , $H^{13}CO^+$ и DCO^+ и расчет лучевых концентраций. Наблюдения были проведены на телескопе IRAM-30 м с возможностью построения карт в направлении холодных плотных ядер в L1688 и волокна В5. Все наблюдения были приведены к одному разрешению $33.6''$ для дальнейшего анализа доли дейтерия в соединениях.

Наблюдения включают спектры с сверхтонкой структурой и отношением сигнал-шум от умеренного до низкого. Определяется наиболее вероятная температура возбуждения и накладываются на неё ограничения, чтобы получить реалистичную оценку оптической толщины. Это может привести к более низким оценкам лучевой концентрации по сравнению с приближением без ограничений, но всё же лучше, чем рассматривать зашумленные спектры как оптически тонкие. В качестве вспомогательных данных приводятся карты параметров, полученные в результате анализа: оптическая толщина, лучевая скорость и дисперсия скорости линий.

Был выполнен анализ лучевых скоростей и дисперсии скорости всех соединений в направлении холодных плотных ядер в L1688 и волокна В5 для исследования структуры. Анализ показал, что дейтерированные со-

единения имеют более низкую нетепловую компоненту дисперсии, что указывает на более плотные части холодных плотных ядер (см. рис. 2.13). Были обнаружены вторые скоростные компоненты N_2H^+ и N_2D^+ в Oph-C-N и Oph-F. Линии аммиака на краях карт имеют дополнительную дисперсию скорости связанную с внешним облаком. В5 имеет сложную скоростную структуру, которая подтверждается в исследовании [60]. Дисперсия скорости N_2H^+ и N_2D^+ в В5 увеличивается вблизи протозвездного ядра, что указывает на нагрев окружающего облака. В направлении юго-востока от беззвездного ядра наблюдаются увеличение дисперсии в всех соединениях и дополнительные скоростные в C^{18}O и H^{13}CO^+ (менее плотных частях ядра). Распределение депрессии скорости в $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ в целом отличается от распределений в других линиях соединений. Которая отражает менее плотный газ в отличие от других соединений.

Представлены карты лучевой концентрации всех шести соединений в направлении Oph-C-N и Oph-E-MM2, карты N_2H^+ , N_2D^+ , NH_3 и NH_2D в направлении Oph-F, а также карты N_2H^+ и N_2D^+ в направлении Oph-H-MM1. Лучевая концентрация составляет $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для N_2H^+ , N_2D^+ , $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ для $p\text{-NH}_2\text{D}$ и $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ для NH_3 во всех ядрах. В H^{13}CO^+ и DCO^+ лучевые концентрации составляют $\sim 10^{11-12} \text{ см}^{-2}$ для Oph-E-MM2 и Oph-C-N. Также были оценены лучевые концентрации на основе карт наблюдений линий в направлении В5 $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{DCO}^+(2-1)$ и $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$. Было выполнено сравнение полученных лучевых концентрации с лучевыми концентрациями из работ [68, 15, 16]. Лучевые концентрации аммиака в направлении пиков излучения пыли согласуются с данными из работы [16]. Лучевые концентрации N_2H^+ и N_2D^+ ниже в направлении Oph-C-N, Oph-H-MM1 и Oph-E-MM2, что связано с новым методом анализа линий. Лучевые концентрации N_2D^+ в направлении В5 схожи в пределах погрешности с данными [68].

Результаты данной главы опубликованы в работах [A1–A3].

Глава 3

Фракционирование дейтерия в химических соединениях в области образования звезд малой массы L1688

В этой главе представлен анализ фракционирования дейтерия в холодных плотных ядрах Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F и Oph-H-MM1 в области образования звезд малых масс L1688. Представлен анализ долей дейтерия в соединениях N_2H^+ , HCO^+ и NH_3 , степени вымерзания CO и степени ионизации. Также представлен анализ результатов астрохимического моделирования дейтерированных и водородсодержащих соединений для исследуемых холодных плотных ядер. На основе сравнения наблюдаемых результатов и результатов модели был получен химический возраст холодных плотных ядер.

3.1 Доля дейтерия в соединениях в холодных плотных ядрах в L1688

Чтобы оценить долю дейтерия, полученные карты лучевой концентрации дейтерированных изотопологов были попиксельно разделены на карты водородсодержащих изотопологов. Для расчета лучевой концентрации HCO^+ было применено изотопное отношение $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 77$ для местной межзвездной среды [116] к картам $N(\text{H}^{13}\text{CO}^+)$. Была оценена общая лучевая концентрация дейтерированного аммиака на основе полученной лучевой концентрации пара- NH_2D , используя $o/p(\text{NH}_2\text{D}) = 3/1$, полу-

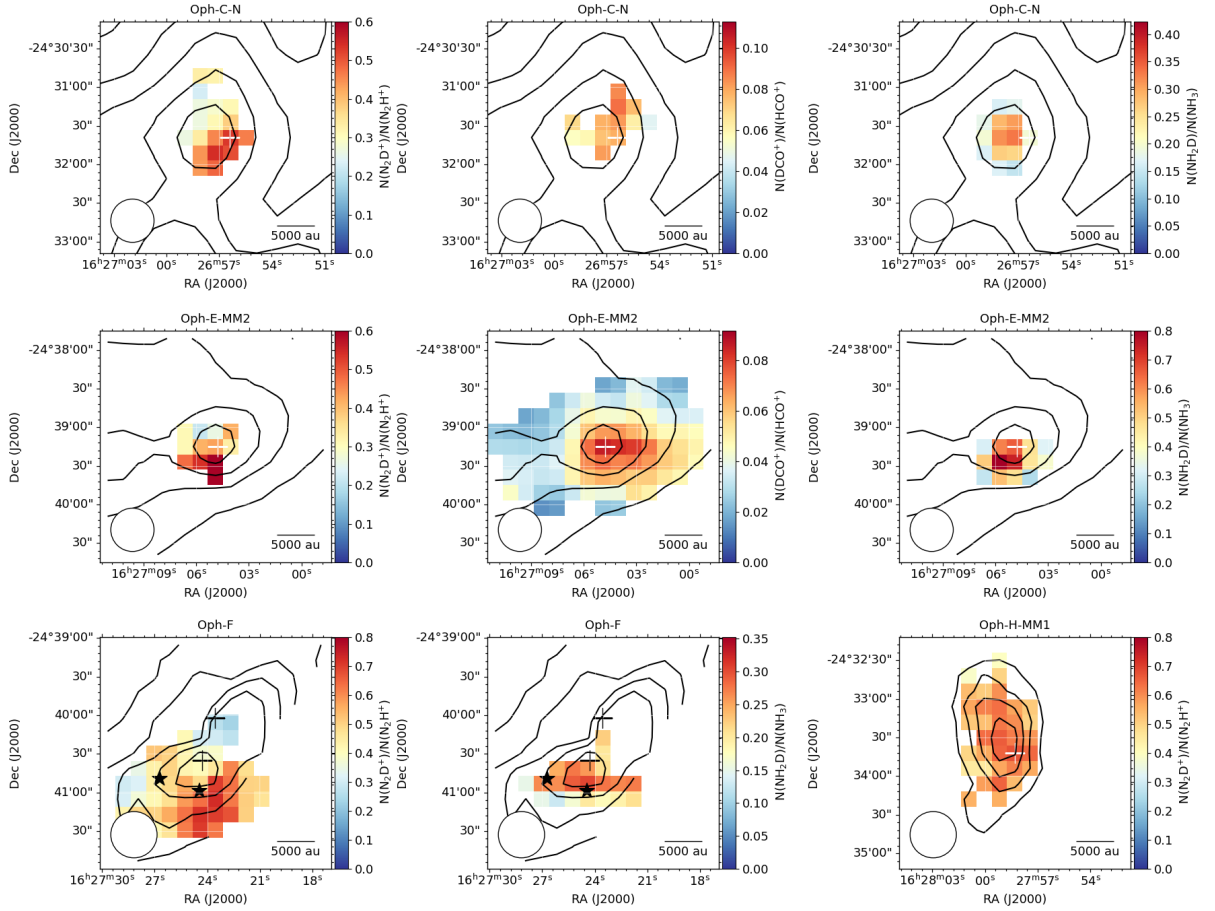


Рис. 3.1 – Карты доли дейтерия в соединениях для холодных плотных ядер Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F и Oph-H-MM1. Лучевая концентрация молекулярного водорода обозначена черными контурами. Первый контур начинается с $1.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. *Вверху*: Oph-C-N; *в центре*: Oph-E-MM2; *внизу*: Oph-F и Oph-H-MM1. Размер луча показан в левом нижнем углу каждой карты. Крестики обозначают положения точечных наблюдений из работы [15]. Звезды показывают положения протозвезд (YLW15, Класс 0+I, CRBR 2422.8-3423, Класс I; [91, 92, 93, 94]) в Oph-F

ченную в работе [29]. На рисунке 3.1 показаны карты долей дейтерия во всех соединениях холодных плотных ядер. В таблице 2.6 приведены доли дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$, полученные из точечных наблюдений в Oph-H-MM2 и Oph-I-MM2.

Доли дейтерия оказались высокими на всех картах соединений и демонстрируют значительное различие в значениях азотсодержащих $R_D(\text{N}_2\text{H}^+)$ и $R_D(\text{NH}_3)$ (пиковое значение 0.6—0.8) и углеродсодержащих $R_D(\text{HCO}^+)$ (пиковое значение 0.06—0.10) соединений. Несмотря на небольшое разрешение, полученные карты показывают, что доля дейтерия в соединениях увеличивается к пикам излучения пыли ядер, как это наблюдалось и в других плотных ядрах (например, в L1544, L1521F, L183; [10, 119, 120, 11, 121, 25, 26]), что наиболее заметно на самой большой карте $R_D(\text{HCO}^+)$ в направлении Oph-E-MM2. Только в Oph-F, где присутствуют протозвезды, максимум $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ находится в стороне от пика излучения пыли. Однако $R_D(\text{N}_2\text{H}^+)$ все еще высок ($\simeq 0.4$) в направлении протозвезд, а $R_D(\text{NH}_3)$ наиболее высок в направлении одной из протозвезд. Это означает, что протозвезды ранней стадии (класс 0–I) еще не нагрели плотный газ ядра, либо нагрев газа и пыли имеет очень ограниченный масштаб, свернутым с разрешением, либо что они не погружены в это ядро, находясь на заднем плане. В тех ядрах, где размер карты позволяет это увидеть (Oph-F и Oph-H-MM1), доля дейтерия в N_2H^+ высока ($R_D > 0.4$) на большой площади (несколько размеров луча зрения), что исключает идею очень компактных зон вымерзания с высоким содержанием дейтерия, предложенную в работе [15].

Углеродсодержащие соединения H^{13}CO^+ и DCO^+ являются индикаторами оболочки ядра, поскольку они вымерзают при высоких плотностях газа из-за вымораживания CO, и азотсодержащие NH_3 , NH_2D , N_2H^+ и N_2D^+ являются индикаторами центра ядра, поскольку они остаются в газе при высоких плотностях холодного ядра [например, 10, 23] и вымерзают только при плотностях $\geq 10^6 \text{ см}^{-3}$ [122]. Однако исследование аммиака показало, что NH_3 также является газом низкой плотности [16]. Тем не менее, в этой работе по-прежнему считается, что NH_3 индикатор

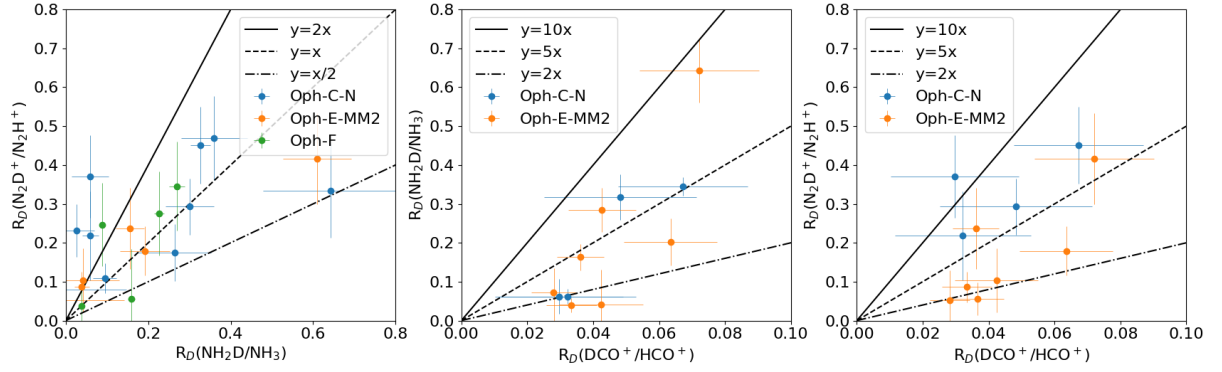


Рис. 3.2 – Сравнение доли дейтерия для трёх соединений: *слева*: $R_D(N_2D^+/N_2H^+)$ в сравнении с $R_D(NH_2D/NH_3)$; *в центре*: $R_D(NH_2D/NH_3)$ в сравнении с $R_D(DCO^+/HCO^+)$; *справа*: $R_D(N_2D^+/N_2H^+)$ в сравнении с $R_D(DCO^+/HCO^+)$.

Линии показывают отношение долей дейтерия в соединениях

плотного газа, поскольку он остается в ядрах (на что указывают, например, линии, сужающиеся к центру ядра, см. рис. 2.13), и напоминаем, что он также показывает газ низкой плотности на луче зрения. Аммиак начинает вымерзать только при высоких плотностях ($> 2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$) и малых пространственных масштабах [$< 1000\text{--}3000 \text{ а.е.}$ 100, 122].

На рисунке 3.2 сравнивается разница в долях дейтерия азотсодержащих и углеродсодержащих соединений. Линиями показана разница в доле дейтерия между N_2H^+ и NH_3 (коэффициенты 0.5, 1 и 2, левая панель) и между N- и C-содержащими соединениями (коэффициенты 2, 5 и 10, центральная и правая панели). Доля дейтерия в азотсодержащих соединениях в 2–10 раз больше (медианное различие составляет 4.2 раза), чем доля дейтерия в углеродсодержащих соединениях. Доля дейтерия в аммиаке меньше, чем в N_2H^+ (медианное различие составляет 1.5 раза). Разница в доле дейтерия между соединениями указывает на то, что в центре ядра она больше, чем в оболочке.

3.2 Сопоставление доли дейтерия в соединениях с физическими параметрами плотных ядер

Чтобы изучить, как физические условия внутри ядер влияют на долю дейтерия, были проанализированы корреляции между долей дейтерия каждого соединения и лучевой концентрацией молекулярного водорода

($N_{\text{tot}}(\text{H}_2)$), температурой пыли (T_{dust}), температурой газа (T_{gas}) и турбулентностью газа, представленной нетепловой компонентой дисперсии скорости (σ_{NT}). Кинетическая температура определяет отношение H_2 o/p и, следовательно, степень дейтерирования соединений. Корреляция между долей дейтерия соединений и температурой предсказана в теоретических работах [например, 121, 65, 32]. Были использованы карты температуры пыли и лучевая концентрация молекулярного водорода из работы [51], основанные на наблюдениях пыли телескопа им. Гершеля на SPIRE при 250, 350 и 500 мкм, и карта температуры газа для L1688 из работы [16]. Нетепловая дисперсия скоростей была измерена в приближениях с использованием кинетической температуры газа из работы [16], как описано в разделе 2.5. Нетепловая компонента связана с турбулентностью, которая увеличивает столкновения частиц, повышая вероятность разрушения соединений, и, таким образом, количество дейтерированных молекул уменьшается. Карты физических параметров были свернуты с общим разрешением $33.6''$ для согласованности.

Были сделаны линейные приближения для оценки корреляции между долями дейтерия и физическими параметрами. Значимых корреляций не было обнаружено между долей дейтерия в соединениях, температурой газа и пыли, лучевой концентрацией молекулярного водорода ($N_{\text{tot}}(\text{H}_2)$) и нетепловой компонентой. Динамический диапазон температуры газа T_{gas} , составляющий всего 2 К, вероятно, слишком мал, чтобы показать какую-либо корреляцию. Линии в основном тепловые, а карты доли дейтерия в соединениях не достигают «перехода к когерентности» [18, 101], что означает небольшие вариации турбулентности. Корреляции между долей дейтерия в соединениях, лучевой концентрацией молекулярного водорода ($N_{\text{tot}}(\text{H}_2)$) и температурой пыли имеют большие неопределенности в параметрах аппроксимирующих линейных функций из-за малого количества точек. Карты доли дейтерия в соединениях, выходящие за пределы «перехода к когерентности», необходимы для того, чтобы показать корреляцию между долей дейтерия в разных соединениях и физическими параметрами.

3.3 Степень вымерзания CO в холодных плотных ядрах в L1688

Ожидается, что доля дейтерия в соединениях будет увеличиваться по мере вымораживания CO [30, 31, 32], поскольку CO, вторая по содержанию молекула в газе молекулярного облака после H_2 , вступает в реакцию и разрушает ион H_3^+ , который необходим для поддержания химии дейтерия через реакцию $H_3^+ + HD \rightleftharpoons H_2D^+ + H_2$. Чтобы проверить это предсказание с помощью выбранного набора данных, были взяты наблюдения $^{13}CO(1-0)$ из обзора COMPLETE [35] и построены карты лучевой концентрации CO. Спектральные линии $^{13}CO(1-0)$ были частично оптически толстыми и имели несколько неразрешенных скоростных компонент. Оценить оптическую глубину линии не удалось, поэтому рассчитали лучевую концентрацию, как если бы линии были оптически тонкими, как описано в разделе 2.6, и поскольку линии частично оптически толстые, лучевая концентрация, таким образом, представляет собой ее нижний предел. Лучевая концентрация ^{13}CO была переведена в лучевую концентрацию CO, используя фракционное содержание $^{12}C/^{13}C = 77$ [116]. Было проведено сравнение полученных значений лучевой концентрации в направлении пиков излучения пыли ядер с данными наблюдений $C^{17}O$ из работы [15]. Оценки лучевой концентрации CO, сделанные с помощью $^{13}CO(1-0)$, в зависимости от ядра в 3–8 раз ниже значений из работы [15]. Даже с учетом верхнего предела распределение f_d согласуется с теорией, оно выше в направлении пика излучения пыли, где доля дейтерия в соединениях должна быть наибольшей. Хотя $^{13}CO(1-0)$ оптически толстая в направлении пылевых пиков ядра, ее интенсивность уменьшается при более низких плотностях, поэтому оценки лучевой концентрации и f_d , скорее всего, будут точными на краях карт ядра.

Было взято эталонное содержание $CO(X(CO)_{\text{ref}} = 2.69 \times 10^{-4})$ для Змееносца из работы [43] и построены карты верхнего предела степени вымерзания CO (смотри секцию 1.7). На рисунке 3.3 показаны карты верхнего предела степени вымерзания CO для ядер на основе наблюдений ^{13}CO . Максимальные значения степени вымерзания CO приведены

Таблица 3.1 – Верхние пределы степени вымерзания CO в направлении наблюдаемых беззвездных ядер

Ядро	$f_{d\max}(\text{CO})$
Oph-C-N	$<7.70 \pm 0.05$
Oph-E-MM2	$<6.96 \pm 0.06$
Oph-H-MM1	$<8.41 \pm 0.07$
Oph-F	$<9.42 \pm 0.07$

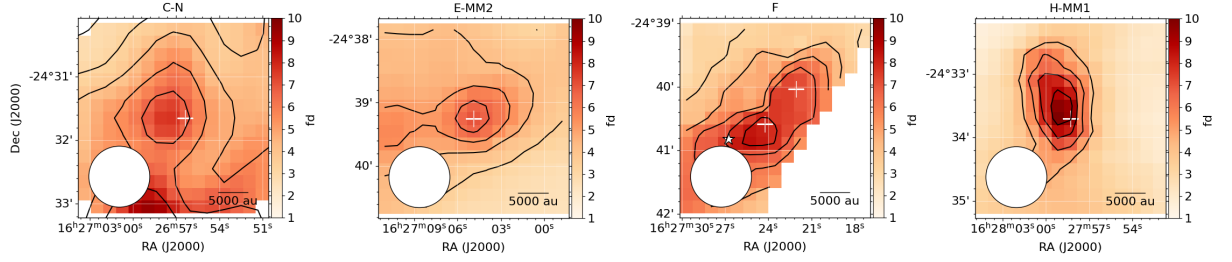


Рис. 3.3 – Верхние пределы степени вымерзания CO для наблюдаемых холодных плотных ядер. Контурные линии отображают лучевую концентрацию молекулярного водорода. Первый контур начинается с $1.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты. Белые крестики обозначают положения, наблюдаемые в работе [15]. Звезды показывают положения протозвезд (YLW15, Класс 0+I, CRBR 2422.8-3423, Класс I; [91, 92, 93, 94]) в Oph-F

в таблице 3.1. Поскольку у нас есть только нижние пределы на лучевую концентрацию CO, распределение степени вымерзания CO скорее зависит от лучевой концентрации H_2 . Анализ $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$, представленный в работе [15], показал, что в направлении пиков излучения пыли Oph-C-N, Oph-E-MM2 и Oph-F вымерзания CO не происходит. Несмотря на верхние пределы f_d в направлении плотных ядер, преимущество этих карт в том, что они показывают умеренное обеднение ($f_d = 1-2$) в направлении окраин ядер, где линия $^{13}\text{CO}(1-0)$ имеет низкую оптическую глубину и где лучевая концентрация CO может быть измерена точно.

3.4 Степень ионизации

Степень ионизации указывает на силу связи между магнитным полем и холодным плотным ядром [10]. Сильное магнитное поле может влиять на стабильность плотного ядра, тем самым препятствуя его сжатию или фрагментации. Самый простой способ оценить степень ионизации —

подсчитать все имеющиеся наблюдаемые ионы:

$$x(e) = \frac{N(\text{HCO}^+) + N(\text{DCO}^+) + N(\text{N}_2\text{H}^+) + N(\text{N}_2\text{D}^+)}{N(\text{H}_2)}, \quad (3.1)$$

как это описано в работе [10]. HCO^+ и N_2H^+ , а также их дейтерированные изотопологи являются наиболее обильными ионами в плотном газе после H_3^+ , последний не наблюдался, поэтому данный метод может оценить только нижний предел степени ионизации. Наибольший вклад в оценку степени ионизации вносит HCO^+ . В наборе данных имеются все четыре иона в двух ядрах — Oph-E-MM2 и Oph-C-N. Однако для Oph-C-N HCO^+ , самый обильный из четырех ионов, представлен линией $\text{H}^{13}\text{CO}^+(2-1)$ на частоте 173.5 ГГц, где сильно атмосферное поглощение, поэтому шумовая температура высока, а большая погрешность в интегральной интенсивности распространяется на лучевую концентрацию и оценку степени ионизации, поэтому погрешность последней очень велика. В силу вышеизложенного был проведен анализ ионизации только для Oph-E-MM2. На левой панели рисунка 3.4 показана степень ионизации в Oph-E-MM2. Максимальная степень ионизации ($x(e) = 3.05 \pm 0.9 \times 10^{-9}$) похожа на таковую в дозвездном ядре L1544 ($x(e) \sim 10^{-9}$; [10]).

Также были оценены доля ионизации и скорость ионизации космическими лучами для Oph-E-MM2, используя аналитическое определение $[\text{DCO}^+]/[\text{HCO}^+] \equiv R_D$ и $[\text{HCO}^+]/[\text{CO}] \equiv R_H$ на основе простой модели стационарного состояния, где R_D и R_H определяются через скорости реакций образования, разрушения и диссоциации, скорость ионизации, степень ионизации и содержание HD [подробности см. в разделе 3 в работе [123]]. Следуя этому подходу, степень ионизации оценивается при температуре 10 К, характерной для холодного ядра и уже реализованной в модели:

$$x(e) = \frac{2.7 \times 10^{-8}}{R_D} - \frac{1.2 \times 10^{-6}}{f_d}, \quad (3.2)$$

и коэффициент ионизации космическими лучами ζ :

$$\zeta = \left[7.5 \times 10^{-4} x(e) + \frac{4.6 \times 10^{-10}}{f_d} \right] x(e) \times n(\text{H}_2) \times R_H, \quad (3.3)$$

где f_d — степень вымерзания, численные коэффициенты 2.7×10^{-8} и 1.2×10^{-6} , 7.5×10^{-4} и 4.6×10^{-10} получены путем подстановки констант

реакций, следуя методу из работы [123]. Значение числовой плотности $n(\text{H}_2)=4\times 10^5 \text{ см}^{-3}$ для Oph-E-MM2 было взято из работы [7]; для $N(\text{CO})$ использовалась $N(\text{C}^{17}\text{O})$ из работы [15] и изотопные отношения $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 560$ [116] и $^{18}\text{O}/^{17}\text{O} = 4.11$ [124].

На рисунке 3.4 показаны степень ионизации (центральные панели) и скорость ионизации (правые панели) для Oph-E-MM2 (верхние панели показывают значения, нижние панели — погрешности). Минимальные значения степени ионизации составляют $(2.0\pm 0.2)\times 10^{-8}$ для модели устойчивого состояния из работы [123] и нижний предел $(1.00\pm 0.03)\times 10^{-9}$ для наблюдений. Скорость ионизации самая низкая вблизи центра ядра: $(2\pm 8)\times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$. Однако по направлению к центральным пикселям $x(e)$ и, следовательно, ζ становятся отрицательными, поскольку R_D увеличивается, а f_d остается постоянной (используется одно значение). Пик пыли — единственная позиция, где возможно правильно оценить $x(e)$ и ζ , поскольку это единственная позиция с надежным измерением f_d . Эта величина настолько мала ($f_d = 1.25$), что приводит к отрицательному результату в уравнении 3.2. Чтобы получить здесь положительное значение $x(e)$, f_d должно быть не менее 3.83. Это еще одно указание на то, что суммарное обедненное содержание CO в молекулярном облаке Змееносца может быть больше канонического значения, характерного для местной межзвездной среды (между 1 и 2×10^{-4} , например, [75, 43]) и возможной вариации металличности от одного облака к другому. Однако к окраинам ядра значение $f_d = 1.25$ может быть адекватным, а оценки $x(e)$ и ζ — верными. В отличие от первого метода, дающего нижний предел степени ионизации 3.8×10^{-9} , модель оценивает общее значение, которое на два-три порядка выше, $\sim 10^{-6}$ (аналогично $\sim 10^{-6.5}$, недавно для NGC 1333; [125]), и показывает, что не учитываются наиболее обильные ионы, возможно, H_3^+ и его изотопологи. Хотя такая высокая степень ионизации ($\sim 10^{-6}$) скорее характерна для окружающего полупрозрачного облака, а не плотного ядра [например 126], есть некоторые свидетельства того, что L1688 имеет более высокий локальный фон излучения, чем, например, L1544, учитывая близкое на-

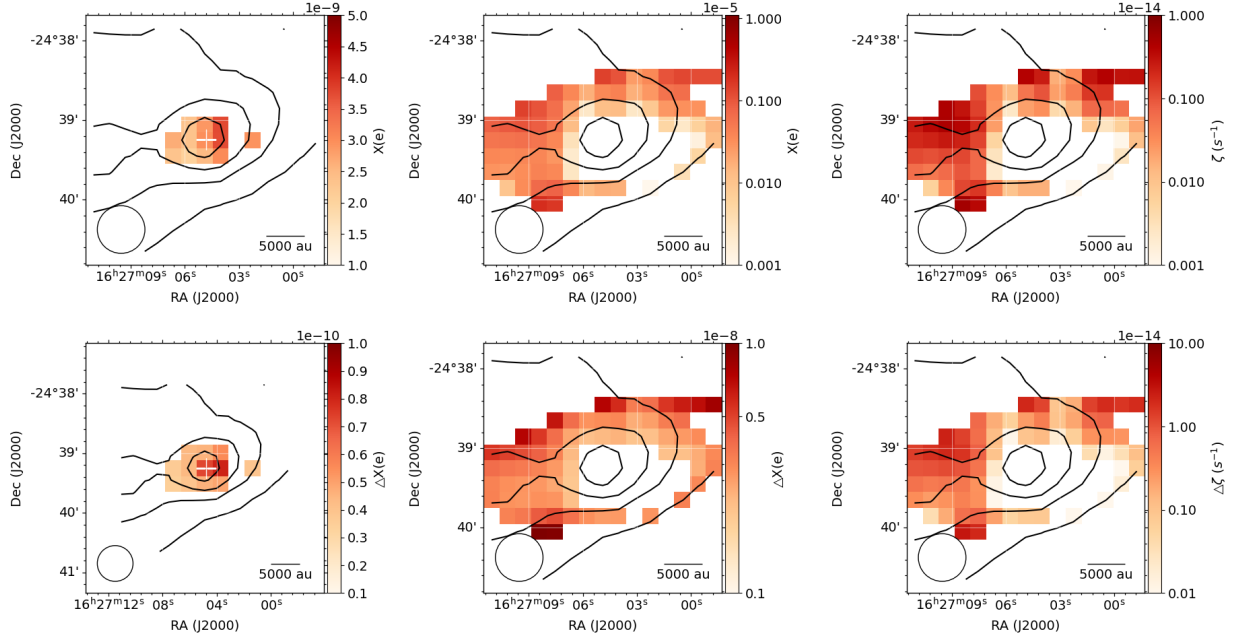


Рис. 3.4 – Степень ионизации $x(e)$, полученная как отношение общей массы всех наблюдаемых ионов (слева), степень ионизации и скорость ионизации ζ на основе наблюдений и аналитической модели (в центре и справа). Контуров показывают лучевую концентрацию молекулярного водорода. Первый контур начинается с $1.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Размер пучка указан в левом нижнем углу каждой карты. Белые крестики обозначают положения, наблюдаемые в работе [15]

селение протозвезд и более высокую температуру газа в целом. Чтобы правильно применить простую модель из работы [123, 10], необходимо правильно оценить степень вымерзания CO, что остается сложной задачей для L1688 и требует наблюдений редких изотопологов CO вплоть до низких плотностей, где CO не вымерзает.

3.5 Химическое моделирование

В этой работе используется химическая газ-пылевая модель, описанную в разделе 1.8, для воспроизведения наблюдаемых лучевых концентраций и долей дейтерия в наблюдаемых соединениях. Содержания элементов взяты из работы [33] и соответствуют составу с низким содержанием металлов [например, 78], что более соответствует эволюции молекулярного облака [127]. В работе [29] обнаружили, что они не могут воспроизвести наблюдаемые содержания аммиака с помощью той же химической модели и предложили использовать более высокое содержание азота ($\text{N}/\text{H} =$

5.3×10^{-5} вместо 2.14×10^{-5}), что улучшило результаты, но не дало идеального соответствия. Было изучено, как начальное содержание азота влияет на результирующее содержания изучаемых соединений, и, в дополнение к низкометаллическому $N/H = 2.14 \times 10^{-5}$, использовали еще более высокое, чем в работе [29] содержание азота $N/H = 7.60 \times 10^{-5}$, соответствующее высокометаллическому содержанию элементов [128, 78], чтобы найти лучшее соответствие с наблюдениями.

3.5.1 Физическая модель

Плотные ядра моделируются как статические сферы с профилями температуры и плотности газа и пыли. Пики эмиссии пыли были выбраны в качестве центров ядер. Были использованы лучевая концентрация $N(H_2)$ и температура пыли T_{dust} , основанные на наблюдениях телескопа имени Гершеля, из работы [51]. Для получения профилей $N(H_2)$ и T_{dust} значения были усреднены в пределах колец шириной 1 285 а. е., что равно размеру пикселя ($12''$ на расстоянии 119 рс; [48]) на полученных картах. Был использован метод, описанный в уравнении 1 из работы [129], чтобы получить плотность газа, $n(H_2)$, из лучевой концентрации молекулярного водорода. $N(H_2)$ были переведены в межзвездную экстинкцию, A_V , применяя коэффициент 9.4×10^{20} из работы [75]. Плотность в центре была взята из работы [130], поскольку она основана на комбинации наблюдений телескопа имени Гершеля (250 мкм, 350 мкм, 500 мкм) и SCUBA2 (450 мкм и 850 мкм), то есть на излучении пыли на более длинных волнах, которые лучше показывают холодную пыль в центре ядра. Была добавлена еще одна точка на расстоянии 642 а. е. от центра, чтобы получить центральный круг шириной 1 285 а. е. Это дает 9 точек от центра до края ядра с радиусом 9 000 а. е., так что модельные ядра полностью покрывают протяженность карт. Температура пыли немного уменьшается к центру ядра, на 2–5 К по сравнению с краем ядра (где $T_k = 15.5\text{--}17.5$ К). Плотность молекулярного водорода увеличивается к центрам ядра на порядок.

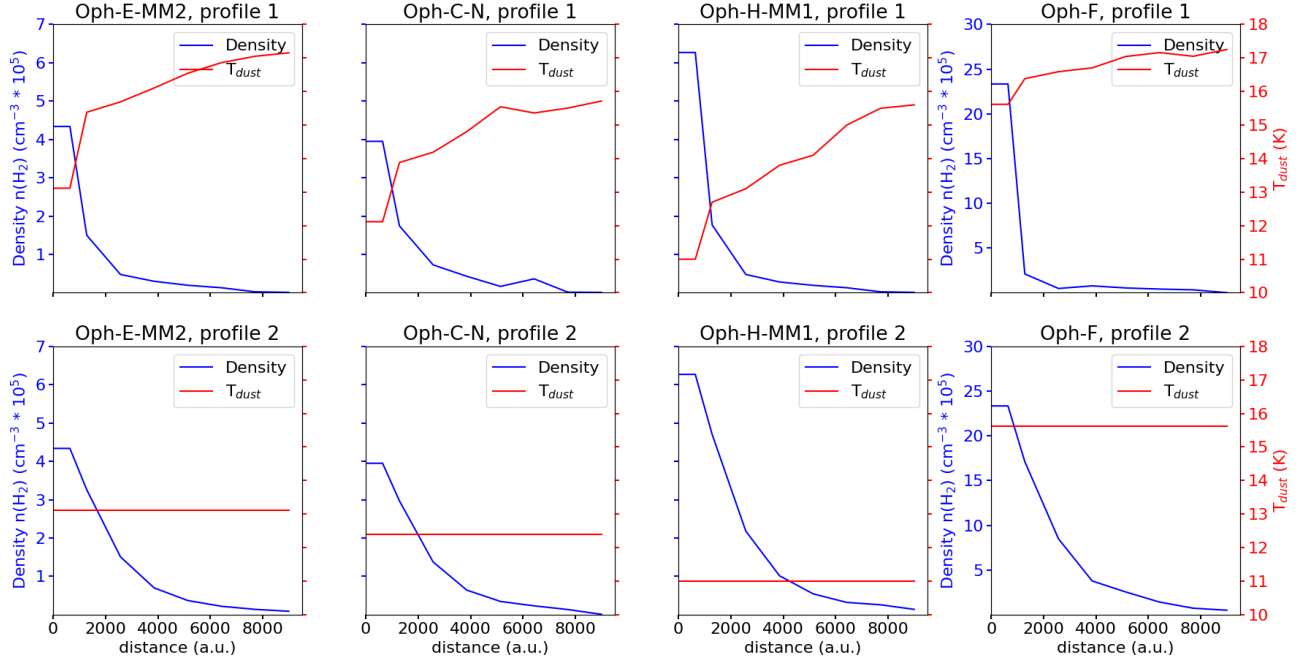


Рис. 3.5 – Модельные профили плотности газа и температуры пыли: profile 1 основан на данных $N(\text{H}_2)$ и T_{dust} из работы [51] с центральной плотностью и температурой из работы [130]; profile 2 основан на аналитическом профиле из работы [131] и $n(\text{H}_2)$ из работы [130], T_{dust} является постоянной величиной, взятой из работы [130]

Также был использован альтернативный аналитический профиль, основанный на центральной плотности из работы [130] и теоретическом радиальном распределении плотности из работы [131]. Температура пыли в альтернативной модели принята постоянной. На рисунке 3.5 показаны профили плотности газа и температуры пыли для исследуемых ядер. Профили 1 основаны на данных из работы [51], а профили 2 — на методе из работы [131].

3.5.2 Переход от концентрации к лучевой концентрации

Химическая модель вычисляет содержание соединений в каждой точке независимо друг от друга. Чтобы сравнить результаты моделирования с наблюдаемыми лучевыми концентрациями, модельными содержания были переведены в лучевые концентрации на линии зрения, учитывая сферическую геометрию и свертку с лучом телескопа. Общие модельные лучевые концентрации на линии зрения рассчитывается как сумма

плотностей, умноженная на толщину слоя в точке i на линии зрения (профиль имеет $z = 8$ точек):

$$N_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^z (X_i \times n_i(\text{H}) + X_{i-1} \times n_{i-1}(\text{H})) \Delta r_i, \quad (3.4)$$

где X_i — содержание в точке i ; $n_i(\text{H})$ — концентрация атомарного водорода в точке i ; Δr_i — расстояние между точками i и $i-1$. Для луча зрения, направленного к центру:

$$N_{\text{tot}}^0 = X_0 \times n_0(\text{H}) \times \Delta r + \sum_{i=1}^z (X_i \times n_i(\text{H}) + X_{i-1} \times n_{i-1}(\text{H})) \Delta r, \quad (3.5)$$

где X_0 — содержание в центральной точке; $n_0(\text{H})$ — концентрация атомарного водорода в центральной точке, а Δr — шаг 1 285 а. е. профиля плотности, который здесь является расстоянием между любыми двумя соседними точками на линии зрения к центру.

3.5.3 Связь с диаграммой направленности телескопа

Для корректного сравнения с результатами наблюдений модельные лучевые концентрации были приведены к разрешению наблюдений, 33.6". Для каждой точки было построено нормированное на единицу гауссово распределение с FWHM 33.6". Тогда сглаженная лучевая концентрация для каждой точки вдоль профиля имеет вид:

$$N_{\text{tot_sm}} = \sum_{j=0}^z N_{\text{tot}}^j \times I_{\text{beam}}^j, \quad (3.6)$$

где N_{tot}^j — лучевая концентрация в точке j ; $z = 17$ — точки от -8 через 0 до 8, что необходимо для суммы функции Гаусса; I_{beam}^j — интенсивность функции Гаусса в точке j . В результате получены девять точек лучевой концентрации, свернутых с лучом в плоскости неба вдоль профиля от центра до края ядра, для каждого соединения.

3.5.4 Эволюция и химический возраст

В итоге получены четыре модели с разными входными параметрами: профиль 1 с $X(N) = 7.60 \times 10^{-5}$ и $X(N) = 2.14 \times 10^{-5}$ и профиль 2 с $X(N) = 7.60 \times 10^{-5}$ и $X(N) = 2.14 \times 10^{-5}$. На рисунках 3.6, 3.7, 3.8 и 3.9 сравниваются модельные и наблюдаемые лучевые концентрации и доли дейтерия в соединениях для всех ядер. Первый и второй (верхний и средний верхний) ряды панелей показывают, как лучевые концентрации и доля дейтерия в соединениях изменяются со временем эволюции. Третий и четвертый (средний нижний и нижний) ряды панелей показывают, как лучевые концентрации и доли дейтерия в этих соединениях меняются с расстоянием от центров ядер в выбранном возрасте.

Во всех четырех вариантах (физические профили и начальные содержания N) модель показала рост со временем лучевых концентрации N_2H^+ и дейтерированных соединений — N_2D^+ , DCO^+ и NH_2D . N_2D^+ показал самый резкий рост, не снижаясь в ранние возраста ($< 10^5$ лет). Как NH_3 , так и NH_2D показали плато или даже снижение примерно через 10^3 – 10^4 г.. Пик лучевой концентрации газовой фазы NH_3 приходится на $\sim 10^3$ г.. Лучевая концентрация HCO^+ немного увеличивается с течением времени.

Чтобы сравнить результаты моделирования с наблюдениями, нам необходимо установить возраст ядер. Степень вымерзания CO позволяет оценить химический возраст ядра, поскольку химия CO достаточно проста и хорошо изучена (как это было сделано, например, в работе [132]). Однако у нас есть только верхние пределы коэффициента степени вымерзания CO, поэтому он не использовался для оценки возраста. Поэтому, был построен график модельной степени вымерзания CO (во вторых рядах рис. 3.6, 3.7, 3.8, и 3.9) по времени химической эволюции, чтобы позже оценить его корреляцию с долей дейтерия в соединениях. Чтобы оценить модельную степень вымерзания CO, нам нужно знать содержание всего CO в газе и на пыли суммарно. Для этого была запущена химическая модель с $T_{gas} = 20$ K, $A_V = 2$, $n(H_2) = 200$ см $^{-3}$ до

10^6 г., и использовано максимальное газовое содержание CO, достигнутое в диффузном облаке, $X(\text{CO})_{\text{cloud}} = 2.5 \times 10^{-5}$. Степень вымерзания CO в модели оценивается как

$$f_d(\text{CO}) = \frac{X(\text{CO})_{\text{cloud}}}{N(\text{CO})_{\text{gas}}/(2N(\text{H}_2) + N(\text{H}))}, \quad (3.7)$$

где $N(\text{CO})_{\text{gas}}$ — модельная лучевая концентрация CO в газовой фазе; $N(\text{H}_2)$ и $N(\text{H})$ — лучевые концентрации молекулярного и атомарного водорода, полученные с помощью химической модели ядра. Затем было выдвинуто предположение, что наблюдаемые высокие доли дейтерия в соединениях могут быть максимально возможными в ядрах, и что доля дейтерия N_2H^+ наиболее чувствительна к изменению физических условий. Таким образом, для сравнения моделируемых и наблюдаемых профилей лучевых концентраций, был выбран возраст первых пиков доли дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$. На основе пиков доли дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ были получены химические возраста холодных плотных ядер. Возраст варьируется от одной модели к другой (см. рис. 3.6, 3.7, 3.8, 3.9), но не существенно. Медиана возраста составляет 2.65×10^5 , 2.65×10^5 , 0.82×10^5 и 1.80×10^5 лет для Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F и Oph-H-MM1, соответственно. Доли дейтерия в N_2H^+ , NH_3 и HCO^+ демонстрируют пики при различных химических возрастах, все они находятся в районе $(0.8\text{—}4.1) \times 10^5$ лет. Возраст $\sim 10^5$ лет считается типичным химическим возрастом для холодных ядер [например, 123, 132, 29]. Тем не менее, был выполнен анализ каждого варианта модели (с двумя начальными содержаниями азота и двумя физическими профилями) и построили график распределения лучевых концентраций для возраста в каждой модели. Возраста показаны поверх каждого столбца на рис. 3.6, 3.7, 3.8 и 3.9. Химический возраст не связан с динамическим, поскольку модель имеет статичную физическую структуру.

3.5.5 Лучевые концентрации и доли дейтерия соединений по результатам моделирования

Хотя все модельные лучевые концентрации согласуются с наблюдаемыми в пределах одного порядка величины, что попадает в модельную точность [33], видны следующие тенденции в результатах моделирования. Лучевые концентрации из модели HCO^+ и DCO^+ согласуются с наблюдаемыми для обоих физических профилей и обоих элементных содержания азота, с недооценкой для HCO^+ и переоценкой для DCO^+ на краях ядра (внешние 6 000—9 000 а. е., см. рис. 3.6, 3.7, 3.8, и 3.9). Независимо от применяемых профилей плотности и температуры, при низком содержании азота модельные лучевые концентрации N_2H^+ и N_2D^+ недооценены по сравнению с наблюдениями. Высокое содержание азота дает завышенную оценку лучевой концентрации N_2H^+ и либо завышенную, либо хорошо согласованную оценку лучевой концентрации N_2D^+ . Моделируемая лучевая концентрация NH_3 завышена во всех вариантах модели, за исключением моделей с низким содержанием азота для Oph-F, где моделируемые лучевые концентрации согласуются с наблюдаемыми. Модельные лучевые концентрации NH_2D согласуются с наблюдаемыми для ядер Oph-E-MM2 и Oph-C-N с небольшими превышениями и недооценками во всех четырех моделях. Все четыре модели недооценивают лучевую концентрацию NH_2D для Oph-F. Модели с высоким начальным содержанием азота дают лучшее согласие с наблюдениями.

Хотя модельные доли дейтерия в соединениях при выбранных химических возрастах согласуются с наблюдаемыми долями дейтерия в пределах погрешности модели, были определены наиболее подходящие модели. модельная доля дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ либо согласуется, либо недооценивает наблюдаемую для всех ядер, но профиль 2 дает лучший результат для всего ядра, тогда как профиль 1, основанный на данных телескопа им. Гершеля, показывает согласие только в направлении центра ядра. Модельные доли дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ показывают такое же распределение по радиусам ядра, как и наблюдаемые доли дейтерия.

Модельные доли дейтерия $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ значительно меньше (в 8—17 раз), чем наблюдаемые. Модельные доли дейтерия $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ либо завышены, либо согласуются (в направлении Oph-E-MM2 с профилем 1 и в направлении Oph-C-N с $X(\text{N}) = 7.60 \times 10^{-5}$, оба профиля) с наблюдаемыми.

модельные степени вымерзания CO достигают 4—7 в выбранных химических возрастах. На рисунке 3.3 показан верхний предел степени вымерзания CO (описанный в разделе 3.3), и эти значения лишь немного выше ($f_d \leq 8$ —10), чем в модели.

Аналитический профиль 2 приводит к увеличению содержания дейтерированных соединений. Высокое содержание азота вносит наибольшую разницу в моделируемые плотности колонок: все азотсодержащие соединения показывают более высокие лучевые концентрации, углеродсодержащие соединения показывают более низкие лучевые концентрации или остаются неизменными. В Oph-F и Oph-H-MM1 начальное содержание азота влияет только на лучевую концентрацию азотсодержащих соединений, лучевая концентрация углеродсодержащих соединений почти одинакова в четырех вариантах модели. Результаты в этих двух ядрах не зависят от выбранного физического профиля.

3.6 Обсуждение

3.6.1 Высокая доля дейтерия в соединениях

В ходе работы были получены высокие доли дейтерия в N_2H^+ и NH_3 в изученных ядрах, 0.26—0.81 (см. таблицу 3.2). Даже с учетом завышения, вызванного методом приближения линий, доля дейтерия в наблюдаемых соединениях, измеренная ранее в направлении этих ядер, высока (0.13—0.43, как измерено через $\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+$, $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$; [15, 29]). Более того, высокий $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+) \geq 0.4$ наблюдается в области в направлении Oph-F и Oph-H-MM1. Поскольку более высокие переходы дейтерированных соединений имеют более высокие критические плотности (см. таблицу 2.4) и, вероятно, прослеживают плотность выше, чем водородсодержа-

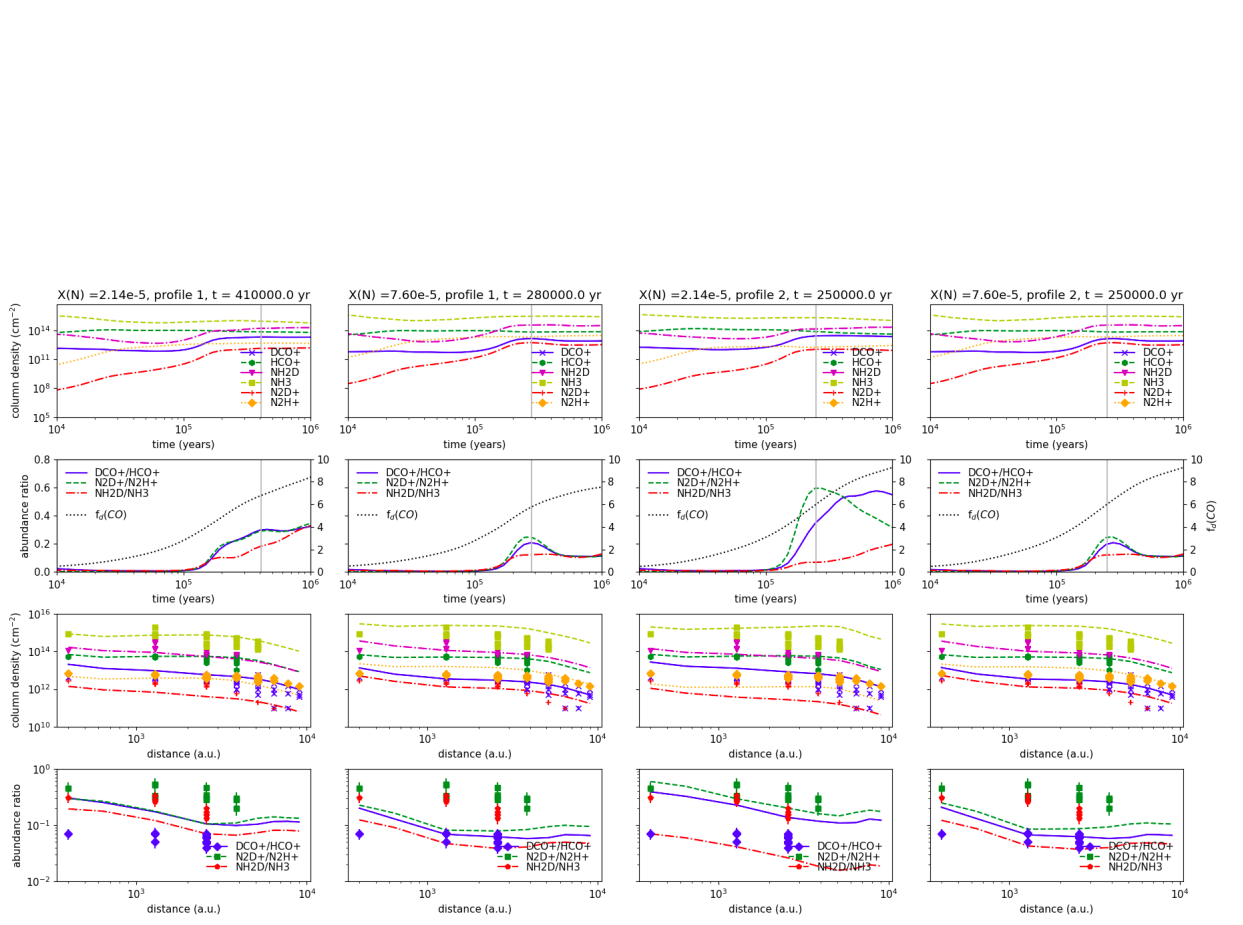


Рис. 3.6 – Модельные лучевые концентрации и доли дейтерия соединений для Oph-C-N. Моделирование проводилось для двух различных значений содержания азота $X(\text{N})=7.60 \times 10^{-5}$ и $X(\text{N})=2.14 \times 10^{-5}$, а также для двух профилей плотности газа и температуры пыли. Профиль 1 основан на наблюдениях из работы [51], профиль 2 – на аналитической модели из работы [131]. Лучевых концентраций и доли дейтерия соединений свернуты с разрешением $33.6''$. *Первый (верхний) ряд*: лучевые концентрации относительно времени эволюции по направлению к центру ядра. *Второй ряд*: доли дейтерия относительно времени эволюции. *Третий ряд*: профили лучевых концентраций на времени эволюции, указанном в верхней части каждого столбца. *Четвертый (нижний) ряд*: доли дейтерия соединений на времени эволюции, указанном в верхней части каждого столбца. Возраст профилей обозначен серыми вертикальными линиями

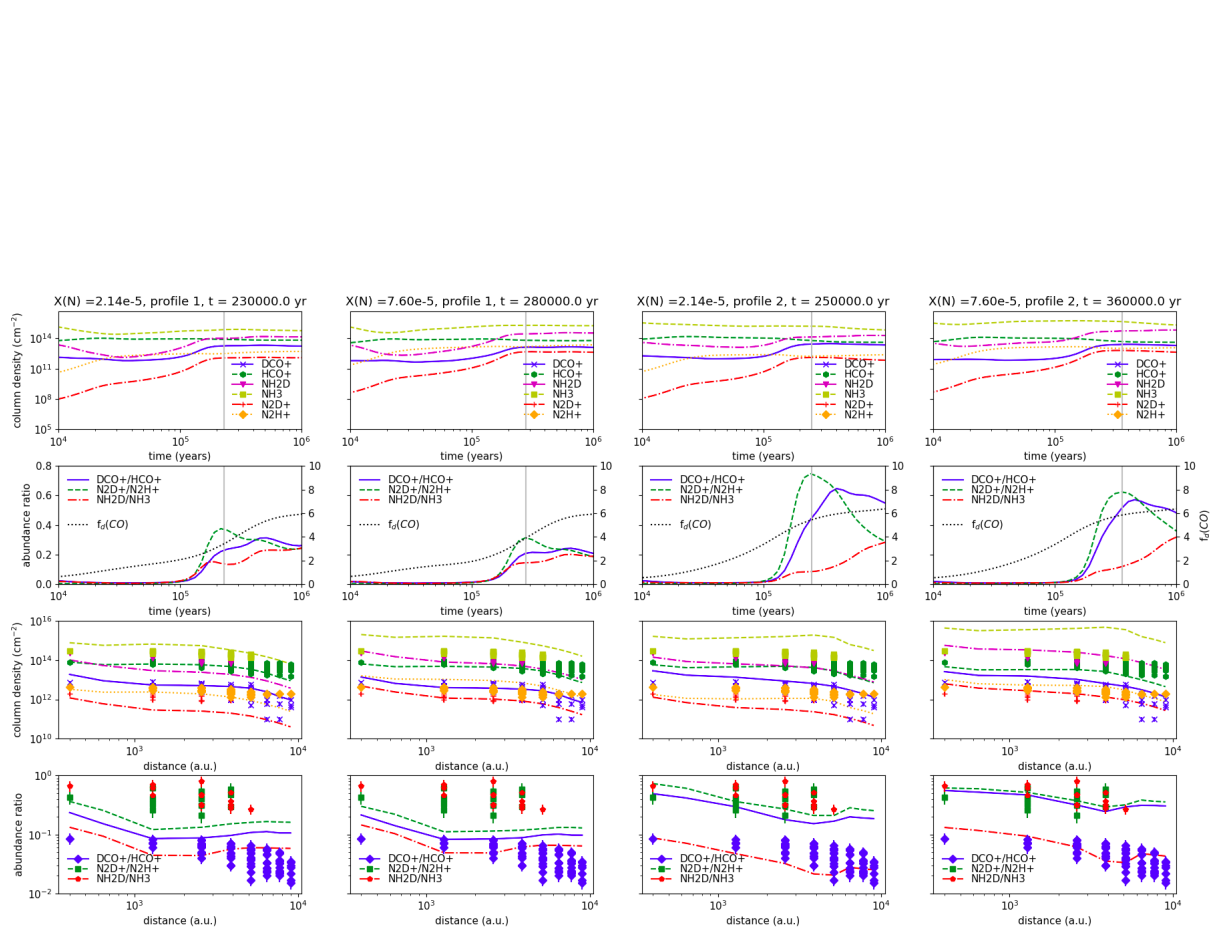


Рис. 3.7 – Модельные лучевые концентрации и доли дейтерия соединений для Оph-E-MM2. Моделирование проводилось для двух различных значений содержания азота $X(N)=7.60 \times 10^{-5}$ и $X(N)=2.14 \times 10^{-5}$, а также для двух профилей плотности газа и температуры пыли. Профиль 1 основан на наблюдениях из работы [51], профиль 2 – на аналитической модели из работы [131]. Лучевых концентраций и доли дейтерия соединений свернуты с разрешением $33.6''$. *Первый (верхний) ряд*: лучевые концентрации относительно времени эволюции по направлению к центру ядра. *Второй ряд*: доли дейтерия относительно времени эволюции. *Третий ряд*: профили лучевых концентраций на времени эволюции, указанном в верхней части каждого столбца. *Четвертый (нижний) ряд*: доли дейтерия соединений на времени эволюции, указанном в верхней части каждого столбца. Возраст профилей обозначен серыми вертикальными линиями

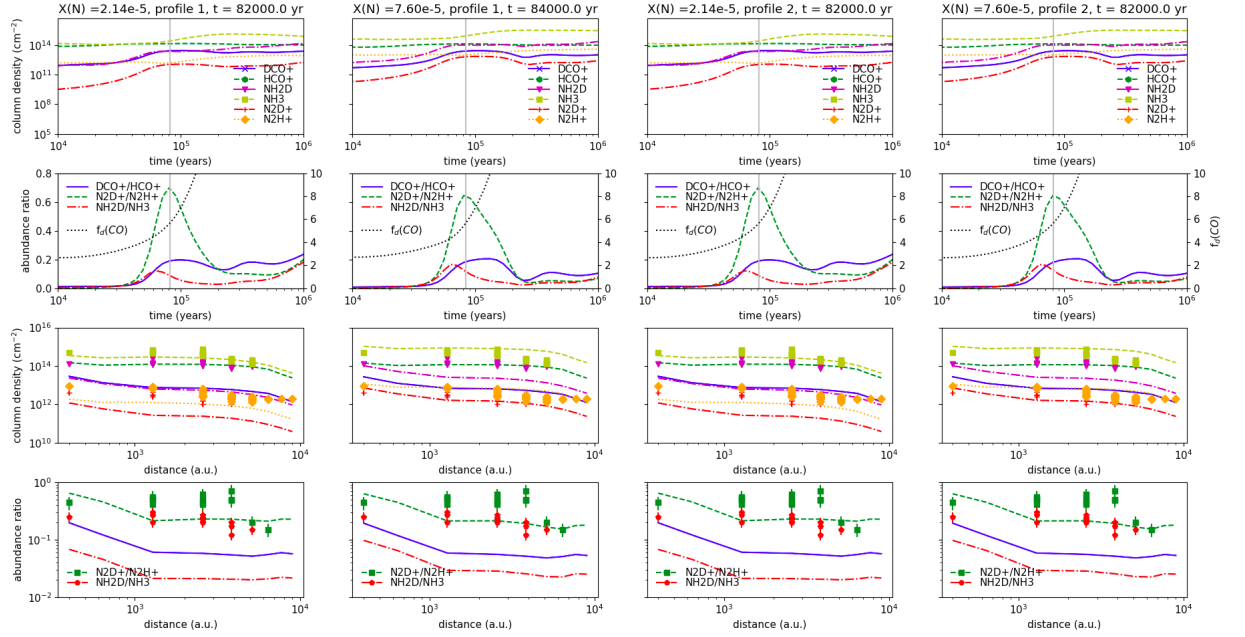


Рис. 3.8 – Модельные лучевые концентрации и доли дейтерия соединений для Оph-F. Моделирование проводилось для двух различных значений содержания азота $X(\text{N})=7.60 \times 10^{-5}$ и $X(\text{N})=2.14 \times 10^{-5}$, а также для двух профилей плотности газа и температуры пыли. Профиль 1 основан на наблюдениях из работы [51], профиль 2 – на аналитической модели из работы [131]. Лучевых концентраций и доли дейтерия соединений свернуты с разрешением $33.6''$. *Первый (верхний) ряд*: лучевые концентрации относительно времени эволюции по направлению к центру ядра. *Второй ряд*: доли дейтерия относительно времени эволюции. *Третий ряд*: профили лучевых концентраций на времени эволюции, указанном в верхней части каждого столбца. *Четвертый (нижний) ряд*: доли дейтерия соединений на времени эволюции, указанном в верхней части каждого столбца. Возраст профилей обозначен серыми вертикальными линиями

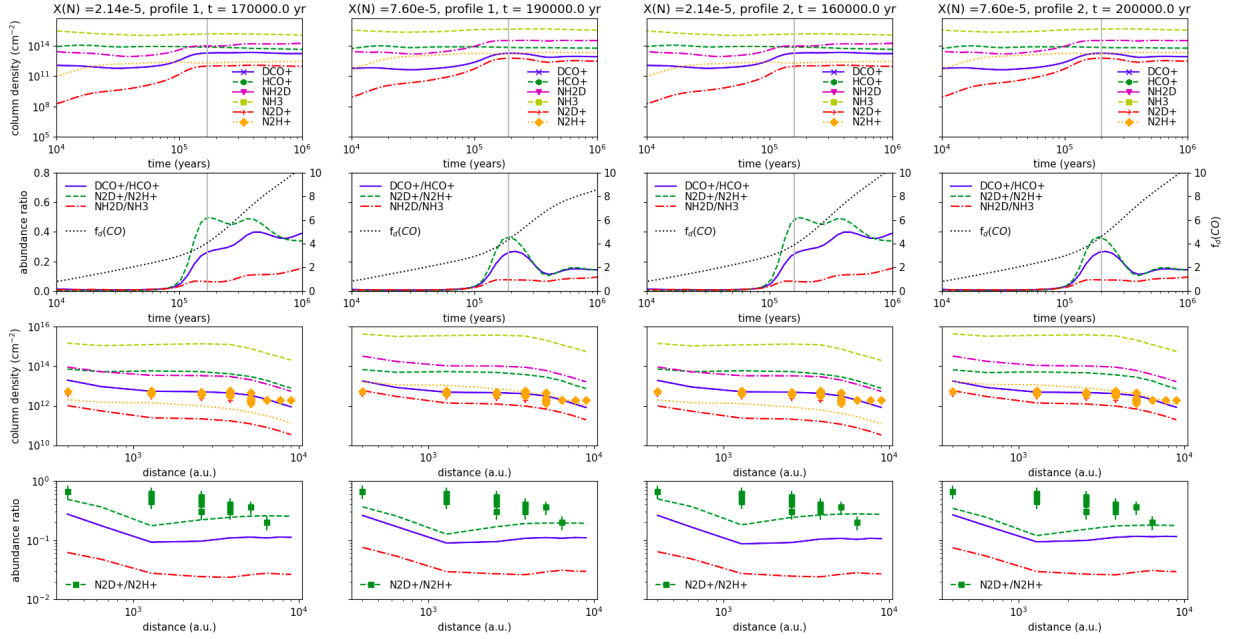


Рис. 3.9 – Модельные лучевые концентрации и доли дейтерия соединений для Oph-H-MM1. Моделирование проводилось для двух различных значений содержания азота $X(\text{N})=7.60 \times 10^{-5}$ и $X(\text{N})=2.14 \times 10^{-5}$, а также для двух профилей плотности газа и температуры пыли. Профиль 1 основан на наблюдениях из работы [51], профиль 2 – на аналитической модели из работы [131]. Лучевых концентраций и доли дейтерия соединений свернуты с разрешением $33.6''$. *Первый (верхний) ряд*: лучевые концентрации относительно времени эволюции по направлению к центру ядра. *Второй ряд*: доли дейтерия относительно времени эволюции. *Третий ряд*: профили лучевых концентраций на времени эволюции, указанном в верхней части каждого столбца. *Четвертый (нижний) ряд*: доли дейтерия соединений на времени эволюции, указанном в верхней части каждого столбца. Возраст профилей обозначен серыми вертикальными линиями

щие, доли дейтерия в соединениях недооценены. Высокие доли дейтерия (> 0.3) наблюдались в нескольких ядрах: $R_D(N_2D^+/N_2H^+) = 0.70 \pm 0.12$ в L183 в Стрельце в работе [11], $R_D(NH_2D/NH_3) = 0.5 \pm 0.2$ в L1544 в Тельце в работе [120], $R_D(N_2D^+/N_2H^+) = 0.44 \pm 0.08$ в Oph D в Змее-носце, также L1688 в работе [28]; $R_D(NH_2D/NH_3) = 0.35\text{--}0.50$ в C16 в работе [133]. Для большинства холодных плотных ядер доля дейтерия $R_D(N_2D^+/N_2H^+) = 0.03\text{--}0.28$ (в Тельце, Стрельце, Персее, Змееносце; [28, 17, 68]) и $R_D(NH_2D/NH_3) = 0.003\text{--}0.270$ (хотя большинство ядер наблюдалось с большим $70''$ лучом; [134, 135, 133]).

В то же время в L1688 есть холодные плотные ядра с низкой или умеренной долей дейтерия в соединениях: Oph-A с $R_D < 0.1$ и Oph-B2 с $R_D < 0.2$ [67, 15]; эти скопления содержат много протозвезд [49], что объясняет более низкие значения. Протозвезды замедляют фракционирование дейтерия и запускают обратный процесс, нагревая газ и пыль. В работе [67] представлена карта доли дейтерия $R_D(N_2D^+/N_2H^+)$ в направлении Oph-B2, ядра в L1688. Они получили максимальную долю дейтерия 0.16. Несколько протозвезд, погруженных в Oph-B2, некоторые из которых связаны с истечениями [136], могли повысить температуру и степень ионизации внутри ядра и вызвать уменьшение доли дейтерия в соединениях [67]. Oph-F и Oph-I-MM2, также содержащих погруженные протозвездные ядра [92], демонстрируют высокие доли дейтерия, до 0.3 и 0.7 в NH_3 и N_2H^+ , соответственно. Либо протозвезды слишком молоды и еще не повлияли на химию дейтерия в ядрах (или повлияли на небольшие области, приведенные к разрешению $30'' \simeq 4\,000$ а. е.), либо они не погружены, а спроецированы на ядра.

Высокая доля дейтерия в соединениях, наблюдаемая в ядрах, поддерживает ранее предложенную идею о том, что ядра в L1688 близки к дозвездной стадии [15] и согласуются с возрастом динамических времен свободного падения. Это может быть результатом доминирующего давления в облаке, где ядра полностью или в основном ограничены давлением [130, 101]. Газ в ядрах эволюционирует химически, пока его массы недостаточно для начала сжатия (ядра гравитационно не связа-

Таблица 3.2 – Максимальные значения доли дейтерия в соединениях в направлении наблюдаемых беззвёздных ядер

Ядро	$R_D^{\max}$ ($\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+$)	$R_D^{\max}$ ($\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$)	$R_D^{\max}$ ($\text{DCO}^+/\text{HCO}^+$)
Oph-C-N	0.53 ± 0.14	0.32 ± 0.06	0.090 ± 0.017
Oph-E-MM2	0.62 ± 0.19	0.81 ± 0.16	0.086 ± 0.018
Oph-F	0.73 ± 0.18	0.30 ± 0.05	–
Oph-H-MM1	0.67 ± 0.17	–	–
Oph-H-MM2	0.38 ± 0.11	–	–
Oph-I-MM2	0.26 ± 0.09	–	–

ны; [130, 137]), относительно сильное магнитное поле ($B_{\text{tot}}=75\text{—}135$ мкГс в L1688; [138]) также сопротивляется сжатию, поэтому дейтерирование усиливается. Низкая степень вымерзания CO, прослеживаемое по C^{17}O , наблюдаемая в направлении пика излучения пыли ядра, противоречит этой идее, как и факт высокой доли дейтерия в соединениях, наблюдаемой по всему ядру. Возможно, оценка степени вымерзания CO в L1688 неверна, и следует использовать большее эталонное содержание CO (было использовано самое большое из опубликованных в литературе). Работа [139] также показала, что для корректной оценки степени вымерзания CO в плотных ядрах требуется большее эталонное содержание CO. Тогда картина будет последовательной: CO вымерзает, дейтерирование усиливается, то есть ядра существуют в этой квазистатической фазе в течение времени, значительно превышающего время свободного падения.

3.6.2 Три индикатора плотности газа

В ходе работы были изучены индикаторы разной плотности газа — углеродсодержащие HCO^+ и азотсодержащие NH_3 и N_2H^+ , а также их дейтерированные изотопологи.

Углеродсодержащие соединения образуются относительно быстро и присутствуют в молекулярном облаке. Образование азотсодержащих NH_3 и N_2H^+ происходит в более плотных областях на более поздних стадиях эволюции молекулярного облака, поскольку для образования N_2 требуется больше времени [например, 46]. На рисунке 3.2 показана раз-

ница между тремя индикаторами плотности. Доля дейтерия в HCO^+ меньше, чем в NH_3 и N_2H^+ в 2–12 раз. Это объясняется более высоким содержанием CO в газовой фазе и более высокой температурой в оболочке ядра.

Аналогичная разница в доле дейтерия наблюдалась в направлении дозвездного ядра L1544 для углеродсодержащих соединений ($R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+) = 0.06 \pm 0.02$; $R_D(\text{CH}_2\text{DOH}/\text{CH}_3\text{OH}) = 0.08$ и $R_D(\text{D}_2\text{CO}/\text{H}_2\text{CO}) = 0.04 \pm 0.03$; [10, 26, 25]) и азотсодержащих соединений ($R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+) = 0.24 \pm 0.02$; $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3) = 0.5 \pm 0.2$; [10, 120, 26]) как в L1688. Также $R_D(\text{CH}_2\text{DOH}/\text{CH}_3\text{OH}) = 0.04\text{--}0.23$ в ядрах B10/L1495 из работы [27].

NH_3 наблюдается в молекулярных облаках при более низких плотностях, чем N_2H^+ , поскольку он возбуждается и, вероятно, образуется при более низких плотностях, чем N_2H^+ . Из-за этого прослеживается большее количество NH_3 , чем N_2H^+ на луче зрения. В то же время NH_2D и N_2D^+ присутствуют и возбуждаются почти в одной и той же компактной и плотной области, поэтому, используя NH_3 для измерения R_D , мы делим на индикатор большей плотности из-за условий возбуждения (см. рис. 2.1). Возможно также, что при высоких плотностях уменьшение скорости ионизации влияет на разницу в дейтерировании N_2H^+ и NH_3 : N_2D^+ диссоциирует в реакции со свободным электроном, в то время как NH_2D нуждается в свободном электроне для образования из иона NH_3D^+ (на эту реакцию приходится более 80 % образовавшегося NH_2D , согласно модели; [33]).

На карты доли дейтерия в Oph-F не оказывает существенного влияния погруженная протозвезда, а значения $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ в направлении протозвезды остаются высокими ($\simeq 0.4$). Значение $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ остается неизменным. Хотя мы можем предположить, что обратное фракционирование дейтерия [например, 67] началось в N_2H^+ , оно не началось в NH_3 . Это также может быть вызвано локально повышенной степенью ионизации (из-за присутствия протозвезды), которая влияет на N_2D^+ сильнее, чем на NH_2D .

3.6.3 Эффективность астрохимической модели

В ходе работы химический состав изучаемых холодных плотных ядер был смоделирован с помощью газопылевой химической модели `pyRate3`, представленной в работах [33, 34]. Модель различает изотопы водорода, протий и дейтерий, и учитывает спиновые состояния водорода и дейтерия, а значит, и разницу энергий между орто- и пара-состояниями в реакциях, содержащих до пяти атомов водорода или дейтерия, на основе правил спинового отбора. Для воспроизведения физических условий была использована модель с двумя различными профилями плотности молекулярного водорода и профилями температур газа и пыли. Первый тип профиля соответствует лучевым концентрациям H_2 и температурам пыли, полученным по данным телескопа имени Гершеля из работы [51], а второй тип — аналитический профиль, описанный в работе [131]. Также использовались два различных начальных содержания азота.

Химическая модель воспроизвела наблюдаемые лучевые концентрации с точностью (один порядок величины; [33]). Однако в результатах моделирования есть результаты, которые можно улучшить: модельная доля дейтерия в HCO^+ слишком высока, а в NH_3 — слишком низка. Модель завышает лучевую концентрацию DCO^+ и, как следствие, долю дейтерия $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$.

Модель перепроизводит NH_3 , что приводит к меньшей доле дейтерия $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ по сравнению с наблюдениями. Предыдущие работы также не смогли получить большие значения однократно дейтерированного аммиака в холодных ядрах [например 135, 29]. Несоответствие между моделью и наблюдениями может быть обусловлено несколькими причинами. Во-первых, наблюдения учитывают области излучения, которые отличаются для наблюдаемых линий NH_2D и NH_3 из-за разных условий возбуждения, в то время как модель учитывает области по всему ядру. Во-вторых, остается открытым вопрос о том, как на самом деле протекают реакции дейтерирования, если они происходят через полное перемешивание (реализованное в этой работе), то можно ожидать более

низких отношений $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$, чем в случае протонного прыжка [140, см. подробнее]. В-третьих, в модели получаются более низкие отношения o/p как в NH_3 , так и в NH_2D по сравнению с принятыми для обработки данных наблюдений: $o/p(\text{NH}_3) = 0.6\text{--}0.8$ и $o/p(\text{NH}_2\text{D}) = 1.5\text{--}1.8$ в модели, в то время как $o/p(\text{NH}_3) = 1$ и $o/p(\text{NH}_2\text{D}) = 3$ [см. 29] для получения наблюдаемых суммарных лучевых концентраций NH_3 и NH_2D . Ожидается, что модельные спиновые соотношения изменятся на статистические (постоянные), если использовать протонный прыжок [140].

Перед нами стоит проблема сравнения наблюдаемых и модельных значений вымерзания CO. По наблюдениям оценивается только верхний предел степени вымерзания CO (рис. 3.3). Модель показывает вымерзание CO $f_d = 4\text{--}7$ (см. второй ряд графиков на рис. 3.6, 3.7, 3.8, 3.9) вокруг пика доли дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$, что согласуется с наблюдаемыми значениями. Вопрос о высоком уровне количества дейтерированных соединений при низком вымерзании CO остается открытым.

Было выполнено сравнение двух профилей плотности и температуры: профиль 1, основанный на наблюдениях телескопа им.Гершеля, и профиль 2, основанный на аналитическом радиальном распределении плотности. Разница между профилем 1 и профилем 2 в моделях очевидна в ядрах Oph-E-MM2, Oph-C-N и Oph-F, причем профиль 2 приводит к значительному увеличению лучевых концентраций дейтерированных соединений. Профиль 1, построенный по наблюдениям телескопа имени Гершеля, не показывает плотный газ на луче зрения, где увеличивается количество дейтерированных соединений. Если бы физическая модель включала коллапс, профиль плотности эволюционировал бы от формы профиля 2 к форме профиля 1, в зависимости от скорости падения, и сократил бы временные масштабы химической эволюции [например, 32].

Также было выполнено сравнение двух различных начальных содержаний азота. Изменение начального содержания азота существенно повлияло на содержание азотсодержащих соединений и, как следствие, на долю дейтерия. Профили плотности и температуры, более точно отражающие плотный газ и основанные на наблюдениях с более высоким

пространственным разрешением, также могут улучшить результаты моделирования для азотосодержащих и дейтерированных соединений. Моделирование с $X(\text{N}) = 7.60 \times 10^{-5}$ обеспечило лучевые концентрации N_2D^+ , N_2H^+ и NH_2D ближе к наблюдаемым лучевым концентрациям, чем $X(\text{N}) = 2.14 \times 10^{-5}$.

3.7 Выводы по 3 главе

В этой главе представлено пространственное распределение доли дейтерия в соединениях в четырех плотных ядрах в трех различных парах изотопологов, N_2H^+ и N_2D^+ , NH_3 и NH_2D , H^{13}CO^+ и DCO^+ , и был осуществлен поиск корреляций между долями дейтерия и физическими параметрами газа. Мы рассматриваем азотсодержащие соединения как индикаторы плотного газа, а углеродсодержащие соединения — как индикаторы менее плотных оболочек ядра. В главе рассматриваются четыре холодных плотных ядра, которые демонстрируют низкую степень вымерзания CO: Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F, Oph-H-MM1, расположенные в L1688, три из которых находятся вдали от протозвезд, чтобы избежать влияния протозвезд. В работе приведены точечные наблюдения ядер Oph-H-MM2 и Oph-I-MM2, недавно идентифицированных по наблюдениям аммиака в работе [16]. Отмеченные холодные плотные ядра являются стационарными (вириальные параметры ядер были оценены в работах [130, 137, 141]). Было выполнено моделирование химического состава изученных холодных плотных ядер с помощью газовой-пылевой химической модели, представленной в работах [33, 34], и сравниваем два различных подхода к воспроизведению физических профилей ядер и двух начальных содержания азота.

Ниже представлены основные выводы детально:

1. В главе представлены карты доли дейтерия для трёх соединений: $R_{\text{D}}(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ для четырёх ядер, $R_{\text{D}}(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ для трёх ядер и $R_{\text{D}}(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ для двух ядер. Хотя наблюдаемое значение $R_{\text{D}}(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ схоже с долей дейтерия, ранее наблю-

давшейся в других холодных ядрах в соединениях, содержащих углерод (0.014–0.090), наблюдаемые значения $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ и $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ являются очень высокими (0.26–0.81). Высокая доля дейтерия в соединениях может частично объясняться используемым нами методом анализа линий (в случае, если температура возбуждения водородсодержащих соединений была недооценена), однако исследуемые ядра демонстрируют одни из самых высоких значений доли дейтерия в соединениях среди холодных ядер малой массы, описанных в литературе.

2. Карты доли дейтерия $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$, $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ и $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ демонстрируют значительную разницу в 2–10 раз (средняя разница составляет коэффициент 4.2) в значениях доли дейтерия для азотсодержащих и углеродсодержащих соединений, что подтверждает тот факт, что доля дейтерия в соединениях увеличивается с ростом плотности газа.
3. В этой главе был выполнен анализ корреляций между долями дейтерия и физическими параметрами ядер — лучевая концентрация молекулярного водорода, температура газа и пыли, а также уровень турбулентности, представленным нетепловой составляющей дисперсии скоростей. Не было обнаружено значимой корреляции ни с одним из параметров, вероятно, из-за небольшого диапазона температур (~ 2 K) и низкого пространственного разрешения карт R_D , которые не охватывают точку перехода к когерентности/турбулентности.
4. В главе представлена оценка верхнего предела степени вымерзания CO (во всех ядрах) и нижний предел степени ионизации и скорости ионизации космическими лучами (в Oph-E-MM2). Обе оценки показали высокую долю CO в газовой фазе в плотных ядрах L1688 как уже было показано в работах [10, 15]. Для оценки содержания CO в ядре и изучения корреляции между долей дейтерия в соединениях и степенью вымерзания CO необходимы наблюдения редких изотопов CO, таких как C^{17}O или C^{18}O , как в направлении плотных ядер, так и на окраинах облака L1688.

5. В главе приведено моделирование химической эволюции холодных ядер (pyRate3; [33]), с целью воспроизвести наши наблюдательные данные и определить ограничения на параметры модели. Был выполнен анализ четыре модели с двумя различными профилями плотности газа и двумя начальными значениями содержания азота — 2.14×10^{-5} и 7.60×10^{-5} — сравнивая наблюдаемые и модельные лучевые концентрации. Было обнаружено, что изменение профиля плотности не оказывает существенного влияния на результаты моделирования. Напротив, начальное содержание азота значительно влияет на лучевые концентрации азотсодержащих соединений и незначительно влияет на лучевые концентрации углеродсодержащих соединений. С учётом точности модели во всех четырёх вариантах модельные лучевые концентрации согласуются с наблюдаемыми (в пределах одного порядка величины). Однако что касается доли дейтерия в соединениях, то модельное значение $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ значительно превышает наблюдаемое; модельное значение $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ занижено, но близко к наблюдаемым значениям; моделируемое значение $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ значительно занижено по сравнению с наблюдаемыми значениями. Наилучший результат моделирования для $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ получен при значении $X(\text{N}) = 2.14 \times 10^{-5}$ и использовании профилей плотности, основанных на данных телескопа им. Гершеля (профиль 1). Наилучший результат для $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ был получен при $X(\text{N}) = 7.6 \times 10^{-5}$ и использовании аналитических профилей (профиль 2). Во всех четырёх моделях лучевые концентрации NH_3 завышены.
6. В главе приведена оценка химических возрастов плотных ядер по пикам доли дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$. Медианные значения возраста составляют 2.65×10^5 , 2.65×10^5 , 0.82×10^5 и 1.80×10^5 лет для Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F и Oph-H-MM1 соответственно. Химические возрасты не связаны с динамическими возрастами из-за предполагаемой статической физической структуры.

Результаты данной главы опубликованы в работе [A2].

Глава 4

Фракционирование дейтерия в химических соединениях в волокне В5

В этой главе представлен анализ фракционирования дейтерия в направлении волокна В5 в молекулярном облаке Персея. Представлено сравнение доли дейтерия N_2H^+ и НСО^+ со степенью вымерзания СО и физическими параметрами среды. Также было построено распределение доли дейтерия в соединениях, степени вымерзания СО и степени ионизации в направлении от протозвезды до холодного плотного ядра через все волокно.

4.1 Дополнительная оценка физических параметров в направлении В5

Для расчета температуры газа в ходе работы использовались наблюдательные карты пара- $\text{NH}_3(1_1^a, 1_1^s)$ и $(2_1^a, 2_1^s)$ из работы [18]. В условиях молекулярных облаков ($n \sim 10^3\text{--}10^6 \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10\text{--}100 \text{ K}$) возбуждение нижних метастабильных инверсионных переходов NH_3 определяется столкновениями [например, 142], что делает линии NH_3 отличным индикатором температуры. Была использована модель спектров аммиака, которая подходит для обоих переходов, реализованная в `PYSPECKIT` [95] на основе работы [см. также раздел 2.3.2; 98]. Которая учитывает отно-

шение орто-пара (o/p) для NH_3 в качестве параметра. Было использовано $o/p = 1/1$, следуя работе [29]. Метод оценивает следующие спектральные параметры: оптическую глубину, радиальную скорость, дисперсию скоростей, температуру возбуждения и суммарную лучевую концентрацию орто- и пара- NH_3 . Для приближения были использованы спектры с отношением сигнал/шум > 5 . Разница между приближением и спектром составляла 7–10 %. Затем температура возбуждения приближается как кинетическая температура газа (см. левую панель рис. 4.1).

Был проведен анализ линии $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ с приближением гауссова профиля для оценки лучевой скорости и дисперсии скоростей. На крайних правых панелях рисунка 2.12 представлены карты лучевой скорости и дисперсии скоростей, полученные в результате приближения. Все пиксели имеют погрешность V_{LSR} в диапазоне $0.02-0.04 \text{ км см}^{-1}$ и погрешность σ в диапазоне $0.02-0.03 \text{ км см}^{-1}$, что означает относительную погрешность $< 7 \%$. Наконец, для получения интегральной интенсивности $^{13}\text{CO}(1-0)$ использовались только пиксели с отношением сигнал/шум > 3 .

4.2 Содержания наблюдаемых соединений

На рисунке 4.2 представлены карты содержания N_2H^+ , N_2D^+ , HCO^+ , DCO^+ и C^{18}O . Содержания были оценены следующим образом:

$$X = N_{\text{tot}}/N_{\text{tot}}(\text{H}_2), \quad (4.1)$$

где N_{tot} — лучевая концентрация соединения, а $N_{\text{tot}}(\text{H}_2)$ — лучевая концентрация молекулярного водорода, полученная из работы (пиковое значение $N_{\text{tot}}(\text{H}_2)$ в области В5 составляет $2.46 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$; [64]). Карты содержания N_2H^+ и DCO^+ схожи с картами лучевой концентрации, причем пики содержания наблюдаются в тех же местах. Распределение содержания HCO^+ отличается от распределения лучевой концентрации: вторичного пика в направлении холодного плотного ядра нет. Содержания N_2D^+ в направлении протозвезды и холодного плотного ядра схожи. Медиана содержания по картам составляет

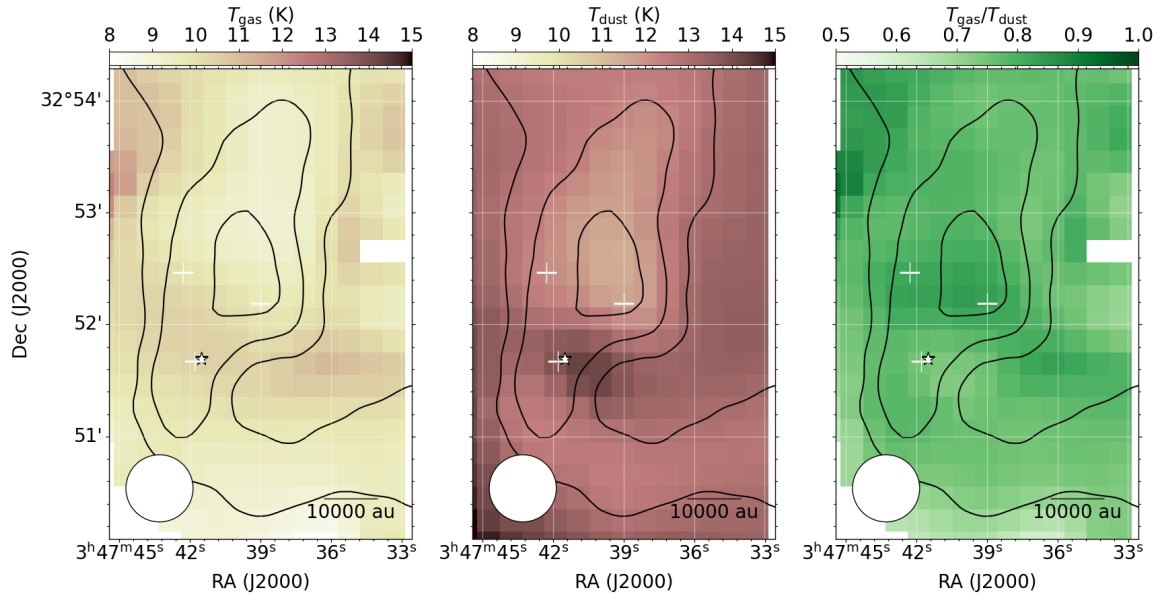


Рис. 4.1 – *Слева*: температура газа, полученная по результатам анализа линий NH_3 (1,1) и (2,2). *В центре*: температура пыли взята из работы [64]. *Справа*: отношение температур газа и пыли. Черный контур показывает лучевую концентрацию молекулярного водорода. Первый контур начинается с $0.8 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Звездочка показывает положение протозвезды [90]. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты. Белые крестики показывают положения, наблюдаемые в работе [68]

Таблица 4.1 – Лучевые концентрации и доли дейтерия в соединениях в направлении протозвезды и холодного плотного ядра (ХПЯ)

Ядро	$N_{\text{tot}}(\text{DCO}^+)$ $10^{12} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$N_{\text{tot}}(\text{H}^{13}\text{CO}^+)$ $10^{12} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$
Протозвезда	2.11 ± 0.35	0.55 ± 0.08	0.049 ± 0.011
ХПЯ	3.75 ± 0.61	0.53 ± 0.09	0.094 ± 0.024
	$N_{\text{tot}}(\text{NH}_2\text{D})$ $10^{14} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$N_{\text{tot}}(\text{NH}_3)$ $10^{14} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$
Протозвезда	—	3.78 ± 0.15	—
ХПЯ	1.04 ± 0.56	2.92 ± 0.06	0.36 ± 0.20
	$N_{\text{tot}}(\text{N}_2\text{D}^+)$ $10^{12} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$N_{\text{tot}}(\text{N}_2\text{H}^+)$ $10^{12} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$
Протозвезда	1.27 ± 0.19	8.31 ± 1.13	0.15 ± 0.03
ХПЯ	1.71 ± 0.27	3.95 ± 0.59	0.44 ± 0.11

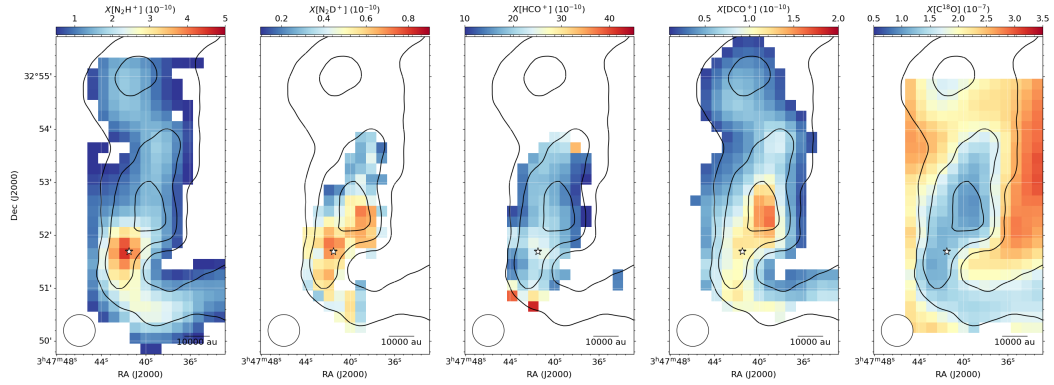


Рис. 4.2 – Карты содержания N_2H^+ , N_2D^+ , DCO^+ , HCO^+ и C^{18}O в направлении В5. Черный контур показывает лучевую концентрацию молекулярного водорода (первый контур начинается с $0.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$). Звездочка обозначает положение протозвезды [90]. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты

$X(\text{N}_2\text{H}^+) = 1.47 \times 10^{-10}$; $X(\text{N}_2\text{D}^+) = 4.42 \times 10^{-11}$; $X(\text{HCO}^+) = 1.85 \times 10^{-9}$; $X(\text{DCO}^+) = 5.49 \times 10^{-11}$. Содержание C^{18}O уменьшается в 1.5–2.0 раза, когда лучевая концентрация молекулярного водорода увеличивается до $1.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (см. черный контур на крайнем правом панели рис. 4.2). В работе [72] оценено среднее содержание CO в В5 как 2.1×10^{-4} , что дает среднее значение $X(\text{C}^{18}\text{O}) = 3.75 \times 10^{-7}$ при применении отношения $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 560$ [116]. Оценка дает среднее значение $[X(\text{C}^{18}\text{O})] = 1.26 \times 10^{-7}$ (медиана такая же) по всей карте, которая имеет меньшую площадь, чем карта в работе [72].

Таблица 4.2 – Минимальный, медианный и максимальный степени вымерзания ^{13}CO , полученные при различных канонических значениях содержания для молекулярного облака Персея и L1688. N обозначает процент точек, для которых $f_d < 1$

$X_{\text{can}}(\text{CO})$	$X_{\text{can}}(^{13}\text{CO})$	f_d , МОП			f_d , L1688			МОП	L1688
		мин.	сред.	макс.	мин.	сред.	макс.	$N(f_d < 1)$	$N(f_d < 1)$
2.69×10^{-4} (а)	3.5×10^{-6}	0.94	2.52	47.03	0.43	3.14	50.31	0.1 %	3.5 %
1.68×10^{-4} (б)	2.2×10^{-6}	0.58	1.57	29.39	0.27	1.96	31.44	10 %	20 %
0.95×10^{-4} (в)	1.2×10^{-6}	0.33	0.89	16.66	0.15	1.12	17.82	61 %	45 %
0.39×10^{-4} (г)	5.1×10^{-7}	0.13	0.36	6.85	0.06	0.45	7.35	9 6%	88 %

а из работы [43], б из работы [76], в из работы [75] и г из работы [74]. МОП – это молекулярное облако Персея.

4.3 Степень вымерзания CO в B5

Степень вымерзания CO, f_d , показывает, какая доля CO адсорбируется на пылевых частицах по отношению ко всему количеству CO, присутствующему в облаке. Расчет степени вымерзания CO описан в разделе 1.7. Каноническое содержание CO ($X(\text{CO})_{\text{can}}$) по отношению к H_2 в межзвездной среде оценивалось в ряде исследований: 0.39×10^{-4} [74], 0.95×10^{-4} [75], 1.7×10^{-4} [76] и 2.69×10^{-4} [43].

Для оценки общего содержания CO и выбора наиболее подходящего канонического значения содержания CO использовались данные наблюдений $^{13}\text{CO}(1-0)$ из обзора COMPLETE [35]. На рисунке 4.3 показаны распределения степени вымерзания CO, полученные для всего молекулярного облака Персея (левые панели) и области звездообразования L1688 в молекулярном облаке Змееносца (правые панели) с использованием различных канонических значений содержания CO. Черная линия показывает степень вымерзания CO $f_d = 1$. По определению, точки с $f_d < 1$ являются нефизичными. Выбор канонического содержания CO основан на количестве таких точек. Было выбрано каноническое содержание CO $X(\text{CO})_{\text{can}} = 2.69 \times 10^{-4}$ по отношению к H_2 из работы [43] (или 3.5×10^{-6} ^{13}CO , или 4.8×10^{-7} для C^{18}O при пересчете с использованием изотопных соотношений из работы [116]), поскольку это дает

наименьшее количество нефизичных значений по сравнению с другими вариантами, как в Персее, так и в L1688. Сводка распределения f_d , полученного с различными значениями $X_{\text{can}}(\text{CO})$, приведена в таблице 4.2. Поскольку значения $X_{\text{can}}(\text{CO})$ были получены для CO и C¹⁸O, примененные изотопные отношения могут повлиять на результат. Хотя отношение $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 560$ [116] для местной межзвездной среды является общепризнанным, в опубликованных данных по соотношению $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ наблюдается большее расхождение [см., например, 143]. С увеличением отношения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ гистограммы на рис. 4.3 смещались бы влево, подтверждая выбранное значение $X_{\text{can}}(\text{CO})$. При уменьшении отношения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ гистограммы смещались бы вправо, однако вплоть до значения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 60$ выбранное значение $X_{\text{can}}(\text{CO}) = 2.69 \times 10^{-4}$ остаётся действительным. Отношения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ различных видов зависят от времени и физических условий. Для CO модели показывают, что отношение начинается с $\simeq 10$ и увеличивается с течением времени, стабилизируется на уровне $\sim 10^5$ лет и имеет тенденцию следовать элементарному соотношению $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ [144, 145]. Было установлено, что это же каноническое значение является наиболее подходящим для молекулярного облака Тельца [139] на основе данных по C¹⁸O. Это каноническое значение содержания CO использовалось в других исследованиях областей звездообразования [например, 146, 147, 148].

Чтобы оценить, как степени вымерзания CO влияют на долю дейтерия в B5, были использованы данные наблюдений C¹⁸O(2—1). Были применены выбранные значения $X(\text{CO})_{\text{can}} = 2.7 \times 10^{-4}$ [43] и $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 560$ [116] для оценки степени вымерзания f_d в B5. На рисунке 4.4 показано распределение степени вымерзания CO в направлении B5, а на центральной правой панели рис. 4.5 показана карта степени вымерзания CO. Степень вымерзания CO варьируется от 1.2 до 5.0, при этом максимальное значение f_d наблюдается в направлении холодного плотного ядра. Степень вымерзания CO увеличивается с ростом $N(\text{H}_2)$. Полученная оценка выше, чем оценка, полученная в [68], в 3–8 раз. Возможно, это связа-

но с выбором другого канонического содержания СО (они использовали 1.7×10^{-7} ; [75]).

Было выполнено сравнение оценки степени вымерзания СО, полученными по линиям C^{18}O (1—0) и (2—1) со значениями в других областях образования звезд малых масс. В работе [28] представлены значения f_d для 13 ядер в созвездиях Тельца, Змеи, разлома Орла и Змееносца, которые варьировались в диапазоне $f_d = 3.4\text{--}15.5$. В этой работе сообщают о более высоких значениях $f_d = 11\text{--}15.5$ для ядер с $N(\text{H}_2)$ в диапазоне $(6\text{--}13.5) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Для В5 было получено $f_d = 5.0$, что в целом меньше, чем для ядер в работе [28], и ближе к значениям для ядер в созвездии Тельца ($f_d = 7.0\text{--}9.5$) с аналогичным $N(\text{H}_2)$ равным $(1\text{--}4) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Небольшое отклонение можно объяснить размером пучка: пучок $33.6''$ в данной работе и пучки $22''$ и $11''$ для C^{18}O (1—0) и (2—1), соответственно, в работе [28]. Кроме того, Персей находится как минимум в два раза дальше, чем Телец, а исследуемый линейный размер в Персее больше, чем в Тельце, что также может влиять на наблюдаемую степень вымерзания СО.

4.4 Доля дейтерия в соединениях в В5

Полученные карты лучевой концентрации дейтерированных изотопологов были разделены попиксельно на карты лучевой концентрации водородсодержащих изотопологов, чтобы оценить долю дейтерия. На рисунке 4.5 показаны карты доли дейтерия для N_2H^+ (крайний левый) и HCO^+ (в центре слева). Доля дейтерия в углеродсодержащих соединениях $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$, которая покрывает от 0.021 ± 0.005 до 0.094 ± 0.021 , на порядок меньше, чем в азотсодержащих соединениях $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$, которая составляет от 0.11 ± 0.03 до 0.52 ± 0.14 , как и в плотных ядрах L1688 (см. раздел 3.1). Доля дейтерия в соединениях увеличивается по направлению к пику излучения пыли холодного плотного ядра, как было обнаружено в других холодных плотных ядрах [10, 119, 120, 11, 121, 25, 26]. Протозвезда влияет на долю дейтерия в

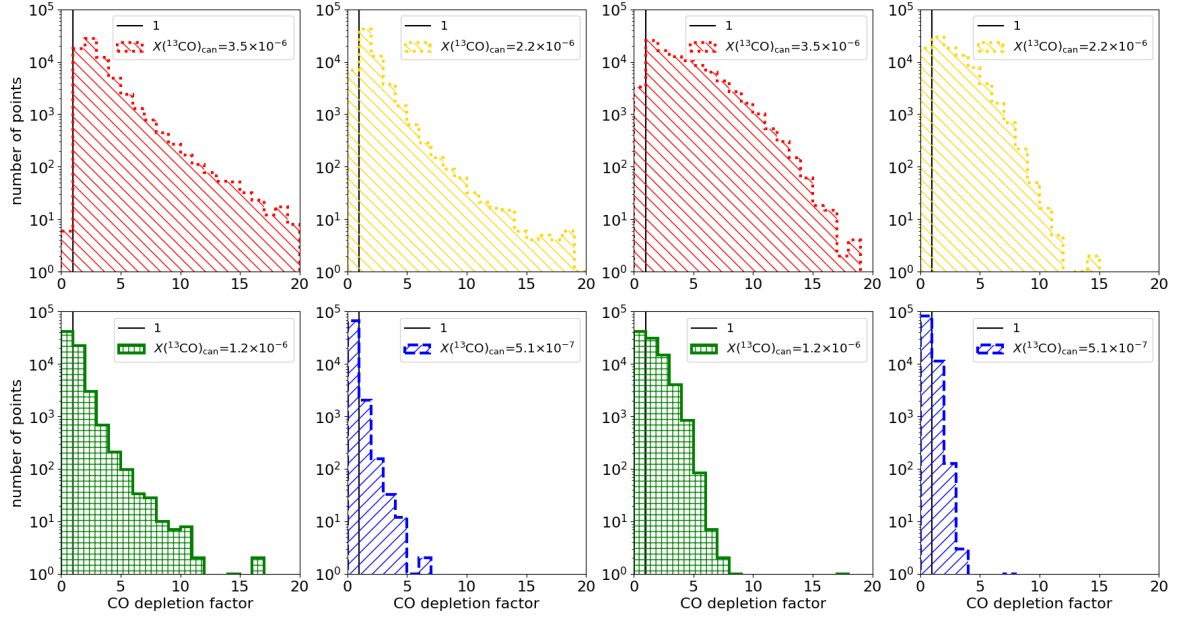


Рис. 4.3 – Степень вымерзания ^{13}CO (f_d), основанное на данных по $^{13}\text{CO}(1-0)$ (из обзора COMPLETE, [35]) для всего молекулярного облака Персея и области L1688, полученных с использованием различных канонических значений содержания CO. Канонические значения содержания CO были взяты из работ: ($X(\text{CO})=2.69 \times 10^{-4}$, красный; [43]), ($X(\text{C}^{18}\text{O})=3.0 \times 10^{-7}$, желтый; [76]), ($X(\text{C}^{18}\text{O})=1.7 \times 10^{-7}$, зеленый; [75]), ($X(\text{C}^{18}\text{O})=0.7 \times 10^{-7}$, синий; [74]). Черная линия показывает $f_d = 1$, при котором весь CO находится в газовой фазе

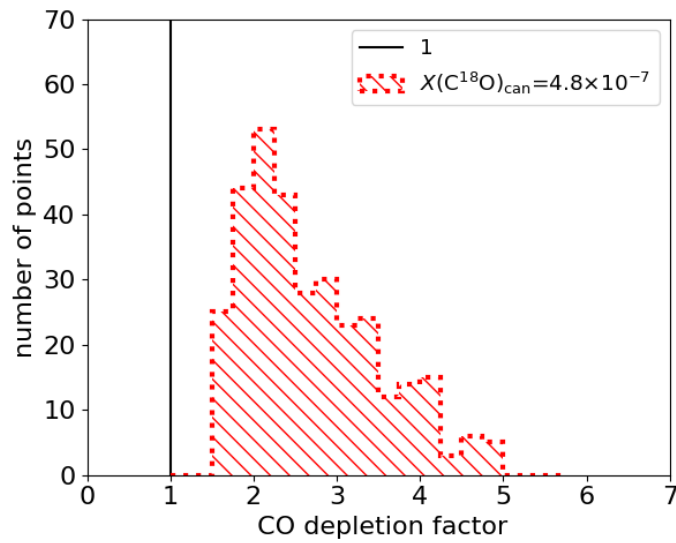


Рис. 4.4 – Степень вымерзания CO f_d на основе данных по $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ для В5. Каноническое содержание C^{18}O (4.8×10^{-7}) взято из работы [43]. Черная линия показывает $f_d = 1$, при котором весь CO находится в газовой фазе

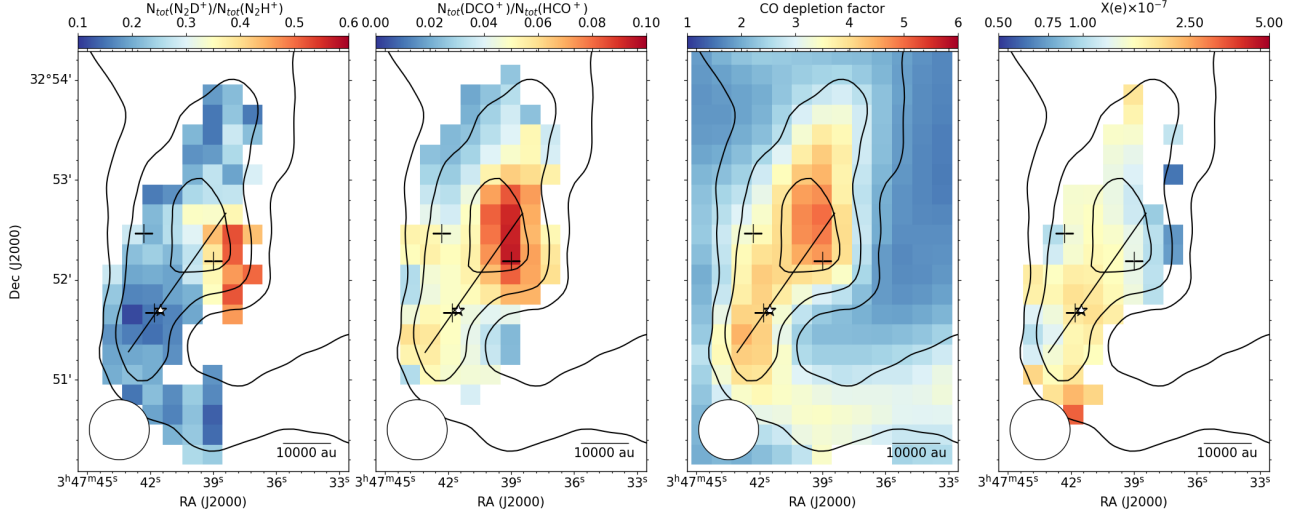


Рис. 4.5 – Карты доли дейтерия для N_2H^+ (крайний левый) и HCO^+ (в центре слева) в направлении В5. Степень вымерзания CO в направлении В5 (в центре справа). Степень ионизации, оцененная по сумме содержания ионов (N_2H^+ , N_2D^+ , HCO^+ и DCO^+ , крайний правый). Лучевая концентрация молекулярного водорода показана черными контурами (первый контур начинается с $0.8 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ с шагом контура $0.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$). Крестики показывают положения точечных наблюдений в работе [68]. Звездочка показывает положение протозвезды [90]. Размер луча указан в левом нижнем углу каждой карты. Черная линия показывает направление профиля на рисунке 4.6

масштабе разрешения карт, что соответствует $\simeq 10\,000$ а. е.. Доля дейтерия в соединениях в направлении протозвезды ниже, чем в направлении холодного плотного ядра, примерно в два раза для $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ и в три раза для $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ (см. таблицу 4.1).

В работе [68] представлена доля дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ для трёх точек в В5 (протозвёздного ядра, беззвёздного ядра и точки к северу от протозвёздного ядра), отмеченных чёрными крестиками на рисунке 4.5. Для этих положений оценки доли дейтерия в соединениях выше в 2–7 раз, поскольку были получены более высокие значения $N_{\text{tot}}(\text{N}_2\text{D}^+)$ и более низкие значения $N_{\text{tot}}(\text{N}_2\text{H}^+)$ (см. раздел 2.6). Значения доли дейтерия для обоих соединений схожи для холодных плотных ядер в области L1688. В работе [149] были получены доли дейтерия $R_D(\text{HDCO}/\text{H}_2\text{CO}) = 0.02\text{--}0.11$ и $R_D(\text{D}_2\text{CO}/\text{H}_2\text{CO}) < 0.09$ в направлении протозвезды в В5, что схоже с полученными $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$. Это согласуется с представлением о том, что углеродсодержащие соединения отражают более

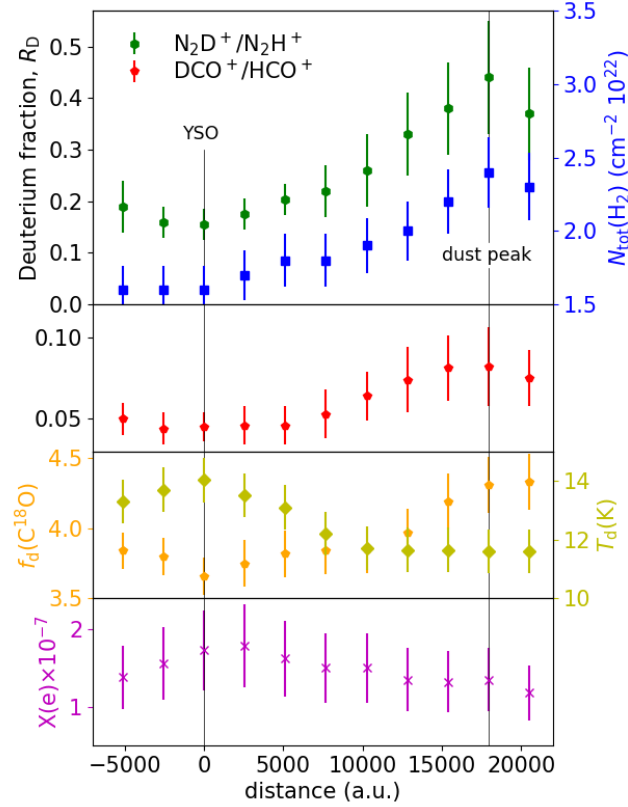


Рис. 4.6 – Профиль средних долей дейтерия в N_2H^+ и HCO^+ , лучевой концентрации молекулярного водорода, степени вымерзания CO, температуры пыли и степени ионизации в направлении от протозвезды к пику излучения пыли холодного плотного ядра в B5

низкую степень доли дейтерия в оболочке ядра (см. раздел 3.1). В направлении протозвезды в B5 в работе [150] было оценено $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ как 0.18, что согласуется с полученными $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+) = 0.15 \pm 0.04$, а в работе [20] показали $R_D(\text{DNC}/\text{HNC})$ как 0.05–0.06, что аналогично полученным $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+) = 0.05 \pm 0.01$, как это наблюдалось в протозвездах ранее [например, в HH211, 151]. Значение $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3) = 0.36 \pm 0.20$ для холодного плотного ядра также согласуется с предыдущими результатами.

В ходе работы был проведен поиск линейных корреляций с использованием коэффициента Пирсона между долей дейтерия в соединениях и физическими параметрами среды: температурой газа и пыли (T_{gas} , T_{dust}), лучевой концентрацией молекулярного водорода ($N_{\text{tot}}(\text{H}_2)$), степенью ионизации, степенью вымерзания CO и турбулентностью, как нетепловая составляющая дисперсии скоростей (см. раздел 3.2). Были исполь-

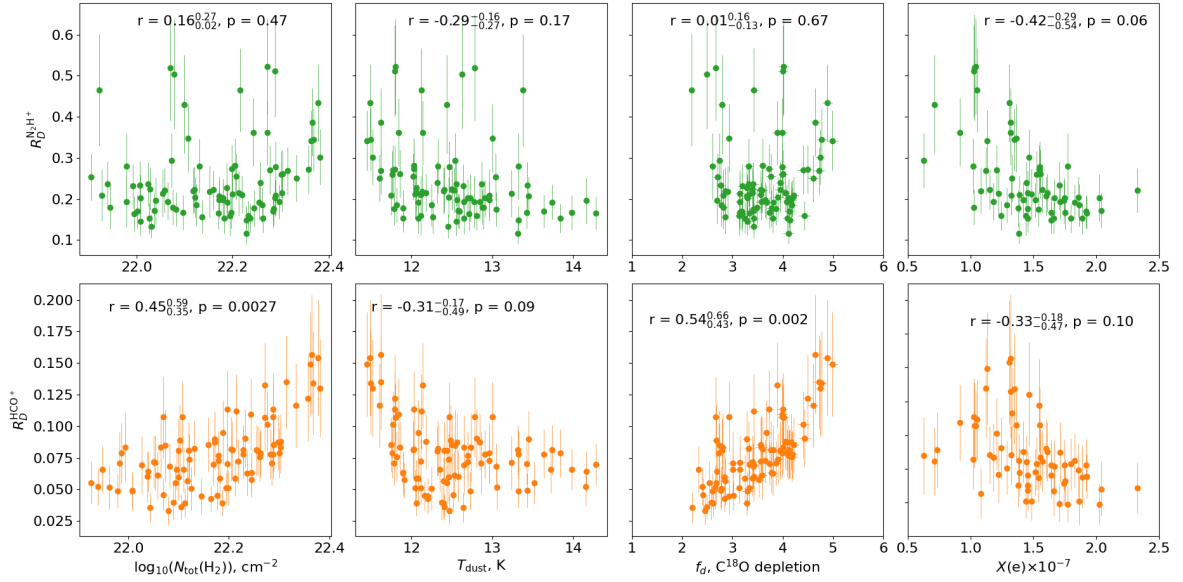


Рис. 4.7 – Доля дейтерия в соединениях, R_D , в зависимости от лучевой концентрации молекулярного водорода, $N(H_2)$, температуры пыли, T_{dust} , степени вымерзания CO, f_d , и степени ионизации, $X(e^-)$

зованы карты температуры пыли и лучевой концентрации молекулярного водорода из работы [64], а температуру газа рассчитали с помощью данных по аммиаку из работы [63], как описано в разделе 2.3. Карты температур газа и пыли представлены на левой и центральной панелях рисунка 4.1. Нижняя граница степени ионизации задается как сумма содержаний всех наблюдаемых ионов (N_2H^+ , N_2D^+ , HCO^+ и DCO^+ , см. правую панель рис. 4.5). Коэффициент Пирсона был рассчитан с учетом двумерного распределения (карт) и оценено эффективное количество независимых точек данных для правильной оценки доверительных интервалов. Были получены медианные коэффициент корреляции r с 95 %-ными доверительными интервалами, а также вероятности p получения значения r при нулевой гипотезе об отсутствии корреляции ($r = 0$), что отражает статистическую значимость. Вероятность рассчитывалась в 5 000 итерациях метода Монте-Карло.

Были обнаружены стабильные значимые корреляции между долей дейтерия $R_D(DCO^+/HCO^+)$ и $N(H_2)$ ($r = 0.45^{+0.59}_{-0.35}$, $p = 0.0027$) и f_d ($r = 0.54^{+0.66}_{-0.43}$, $p = 0.0002$), а также слабую антикорреляцию с T_{dust} ($r = -0.31^{+0.17}_{-0.40}$, $p = 0.09$, см. нижние панели рис. 4.7). Корреляция $R_D(DCO^+/HCO^+)$ с f_d выглядит так, будто увеличение степени вымерза-

ния CO устанавливает нижнюю границу для доли дейтерия (см. рис. 4.7). Значимые корреляции между $R_D^{\text{HCO}^+}$ и $X(e^-)$ ($r = -0.33_{-0.47}^{0.18}$, $p = 0.10$), T_{gas} ($r = -0.08_{-0.21}^{0.04}$, $p = 0.6$), σ_{NT} ($r = 0.09_{-0.01}^{0.25}$, $p = 0.54$) не были обнаружены. Также не было обнаружено никаких статистически значимых корреляций между $R_D^{\text{N}_2\text{H}^+}$ и физическими параметрами (коэффициенты Пирсона приведены в скобках): с $N(\text{H}_2)$ ($r = 0.16_{0.02}^{0.27}$, $p = 0.47$), T_{dust} ($r = -0.29_{-0.38}^{0.16}$, $p = 0.17$), f_d ($r = 0.01_{-0.13}^{0.16}$, $p = 0.67$), T_{gas} ($r = -0.04_{-0.12}^{0.09}$, $p = 0.9$) и σ_{NT} ($r = 0.12_{0.031}^{0.32}$, $p = 0.55$). Единственная корреляция для $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ была обнаружена с $X(e^-)$: $r = -0.42_{-0.54}^{-0.30}$, $p = 0.06$. Разброс точек данных, погрешности фракций дейтерия и небольшой диапазон параметров привели к низкой значимости корреляций.

4.5 Обсуждение

4.5.1 Каноническое содержание CO

Одной из целей исследования было выяснить, почему в холодном плотном ядре в B5 наблюдается относительно высокая доля дейтерия в N_2H^+ и низкая степень вымерзания CO ($R_D = 0.20 \pm 0.04$ и $f_d = 1.43$, ядро 6 в [68]). Оценки как $R_D = 0.4 \pm 0.1$, так и $f_d = 4.6 \pm 0.1$ для той же позиции выше и в большей степени соответствуют ожиданиям сильного вымерзания CO в области с высокой долей дейтерия в соединениях. Полученное значение $N(\text{C}^{18}\text{O})$ на 15 % больше, чем в работе [68]. В обеих работах используется один и тот же переход $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ и разница в лучевой концентрации, вероятно, обусловлена разрешением, поскольку карта $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ была приведена к разрешению $33.6''$, которое больше изначального разрешения $11.8''$. Однако полученное значение степени вымерзания CO больше в 3.2 раза. Наибольший вклад в эту разницу вносит коэффициент, равный 2.9, который отражает более высокое каноническое содержание CO, используемое нами ($X(\text{C}^{18}\text{O}) = 4.8 \times 10^{-7}$ из работы [116] по сравнению с 1.7×10^{-7} из работы [75]). Полученное значение $N(\text{H}_2)$ на 40 % выше, что, возможно, связано с данными, использованными для оценки лучевой концентрации молекулярного водорода

– излучением пыли в диапазоне 250 мкм, 350 мкм, 500 мкм, характеризующего более теплую пыль, по сравнению с более холодной пылью на 850 мкм из обзора SCUBA, использованного в работе [68], хотя обычно исследование более холодной пыли в молекулярных облаках приводит к более высокому значению $N(\text{H}_2)$ (например, [152, 64]). Сочетание этих трех факторов привело к увеличению степени вымерзания f_d в 3.2 раза, причем для исходного разрешения значение f_d было бы ещё выше. Увеличение значения $N(\text{H}_2)$ компенсировало разницу, вызванную разбавлением пучка. То есть каноническое содержание CO вносит наибольший вклад в разницу степени вымерзания CO.

В то время как излучение в диапазоне 850 мкм лучше отражает холодную пыль, данные телескопа им. Гершеля лучше отражают более теплую пыль и газ облака. Возможно, это не лучший индикатор $N(\text{H}_2)$ в плотных ядрах, но он отражает газ всего облака и, таким образом, является инструментом для оценки содержания вымороженного ^{13}CO и выбора наиболее подходящего канонического содержания CO, как показано в разделе 4.3. Полученные результаты, касающиеся степени вымерзания CO в B5, в большей степени соответствуют определению степени вымерзания CO, поскольку во всех точках, расположенных в направлении этого волокна, значение степени вымерзания CO превышает 1.

4.5.2 Высокая доля дейтерия в соединениях в B5 в направлении протозвезды

Существуют и другие плотные ядра, в которых были обнаружены столь же высокие доли дейтерия в N_2H^+ и NH_3 — 0.2–0.7 (L1544, L183, IRAS03282, B1b, HH211, L1688 соответственно: [10, 120, 11, 149, 17, 15]). L1544, L183 и часть ядер в L1688 изолированы от нагрева протозвезды (например, [153, 3, 15]). Высокая доля дейтерия, вероятно, достигается там благодаря сочетанию высокой плотности, низкой температуры, низкой степени ионизации и поздней стадии химической эволюции (L1544 считается типичным дозвездным ядром на поздней стадии хими-

ческой эволюции; [154, 122, 26]), как и предсказывают химические модели (см., например, [155, 156, 140, 32]). Однако ядра IRAS03282, B1b, HH211 [149, 17] и Oph-F в L1688 содержат протозвезды класса 0. В работе [17] показано, что доля дейтерия в N_2H^+ значительно снижается по мере увеличения болометрической светимости, которая является показателем эволюции протозвезд. В работах [90] и [157] показано, что B5 IRS1 (IRAS 03445+3242), возможно, находится в переходном состоянии от класса 0 к классу I и это также подтверждается спектральным индексом $\beta = 0$, полученным в работе [17]. Вероятно, высокая доля дейтерия в соединениях в исходном дозвездном ядре и ранняя стадия эволюции протозвезды объясняют сохраняющуюся высокую долю дейтерия в N_2H^+ , наблюдаемую в направлении протозвезды. Другой возможной причиной высокой доли дейтерия в N_2H^+ в направлении протозвезды может быть вклад холодных плотных ядер, расположенных близко к B5-IRS1 (B5-Cond2 и B5-Cond3, см. [57]), обусловленный низким разрешением наблюдений.

4.5.3 Распределение доли дейтерия в соединениях в B5

Карты интегральной интенсивности (см. рис. 2.2) и профили линий (см. рис. 2.8) показывают, что интенсивность линий водородсодержащих соединений выше в направлении протозвезды, а интенсивность линий дейтерированных соединений в направлении холодного плотного ядра. Это может быть следствием того, что протозвезда нагревает окружающий газ, запуская процесс обратного фракционирования дейтерия (снижение интенсивности дейтерированных соединений; например, [45]), либо результатом более высокой плотности в направлении холодного плотного ядра в масштабе разрешения дейтерированных соединений, либо же в следствии разных стадий химической эволюции волокна (оба эффекта). В ходе работы был выполнен анализ пространственного распределения доли дейтерия в соединениях в зависимости от степени вымерзания CO, плотности газа и структуры B5.

Несмотря на раннюю стадию эволюции, В5 IRS1 оказывает влияние на окружающую среду, о чём свидетельствует повышенная температура пыли (см. центральный фрагмент рисунка 4.1), поэтому он, вероятно, влияет и на локальное дейтерирование соединений. На рисунке 4.6 показано изменение доли дейтерия в обоих соединениях вдоль линии, проходящей через протозвезду, и пиковую долю дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$, связанную с пиком пыли холодного плотного ядра (линия показана на рисунке 4.5). Значения трёх пикселей были усреднены вдоль линии (то есть соседних пикселей в направлении, перпендикулярном линии) с шагом, равным половине диагонали пикселя (или $8.5''$, что соответствует $\sim 2\,560$ а. е.). Доля дейтерия в N_2H^+ увеличивается примерно в три раза с 0.15 ± 0.03 в направлении IRS1 до 0.44 ± 0.11 в направлении холодного плотного ядра. Доля дейтерия в HCO^+ увеличивается в два раза, с 0.04 ± 0.01 до 0.08 ± 0.02 . На графике это увеличение коррелирует с лучевой концентрацией молекулярного водорода справа от протозвезды и не коррелирует слева от протозвезды. Доля дейтерия в соединениях увеличивается в обоих направлениях от IRS1, и на расстоянии $7\,500$ а. е. от протозвезды до холодного плотного ядра это увеличение становится более резким. Вдоль профиля как $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$, так и $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ увеличиваются с степенью вымерзания CO, который также увеличивается в обоих направлениях от IRS1.

В работе [60] на основании интерферометрических наблюдений амиака выдвинута гипотеза, что волокно В5 состоит из двух нитей. Была выполнена оценка средней доли дейтерия в обоих нитях, используя профили из работы [60]. Среднее значение R_D больше в нити 1 с холодным плотным ядром, чем в нити 2 с протозвездой как для N_2H^+ (0.28 ± 0.09 против 0.17 ± 0.04), так и HCO^+ (0.06 ± 0.01 против 0.04 ± 0.01 , см. таблицу 4.3). Предполагается, что доля дейтерия в соединениях в этих двух нитях может различаться из-за влияния протозвезды. Протозвезда воздействует на газ волокна, в котором она находится, включая соседние холодные плотные ядра (В5-Cond2 и В5-Cond3; [18]), но оказывает гораздо меньшее влияние на холодное плотное ядро в соседней нити 1.

Средняя центральная плотность нити 1 и нити 2 в пределах погрешностей одинакова: $(1.7 \pm 0.7) \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ и $(1.4 \pm 0.6) \times 10^6 \text{ см}^{-3}$, поэтому это не могло повлиять на долю дейтерия.

Предполагается, что доля дейтерия в соединениях в плотных ядрах вблизи протозвезды уменьшается вследствие небольшого повышения температур газа и пыли, а также под воздействием влияния протозвезды. Модели предсказывают, что доля дейтерия в соединениях уменьшается с повышением температуры ($> 13 \text{ K}$ [32]), а содержание N_2D^+ уменьшается быстрее, чем содержание N_2H^+ , с ростом температуры [158]. В модели наиболее заметное снижение начинается после 15–20 K, что, скорее всего, связано с увеличением отношения орто/пара-водорода H_2 в газе, которое остается на уровне $\sim 3 \times 10^{-4}$ в диапазоне 5–15 K, увеличивается на порядок при температуре 15–20 K и ещё на порядок при 20–25 K [32]. Более энергичный орто- H_2 стимулирует обратную реакцию обмена протонов, уменьшая содержание N_2D^+ [например, 156].

Отрицательная корреляция между $R_{\text{D}}(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ и T_{dust} также указывает на влияние отношения орто/пара водорода: ожидается, что оно уменьшается с ростом плотности (и, следовательно, снижением T_{dust}), что стимулирует дейтерирование [156]. Если антикорреляция между $R_{\text{D}}(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ и T_{dust} действительно отражает увеличение отношения орто/пара-водорода, то должна наблюдаться аналогичная антикорреляция между T_{dust} и дейтерированными ионами, в то время как на ионы с водородом это не должно влиять. Для проверки этого предсказания были рассчитаны коэффициенты Пирсона (см. раздел 4.4) для корреляций $X(\text{N}_2\text{H}^+)$ и $X(\text{DCO}^+)$ (ионы с наибольшим размером карты) с T_{dust} и T_{gas} . $X(\text{N}_2\text{H}^+)$ не коррелирует с T_{dust} ($r = 0.075_{0.034}^{0.111}$, $p = 0.56$) и T_{gas} ($r = -0.033_{-0.070}^{0.0006}$, $p = 0.80$). $X(\text{DCO}^+)$ показывает незначительную антикорреляцию с T_{dust} ($r = -0.17_{-0.22}^{0.12}$, $p = 0.20$) и значительную антикорреляцию с T_{gas} ($r = -0.26_{-0.30}^{0.21}$, $p = 0.05$). Результаты данного эксперимента не подтверждают наличия сильной зависимости между отношением орто/пара-водорода и R_{D} ; набор данных с более широким

Таблица 4.3 – Средняя доля дейтерия в N_2H^+ и HCO^+ в направлении нитей с прото-звездой и холодным плотным ядром. Пиксели для вычисления среднего значения были выбраны в соответствии с профилями из работы [60]. Количество пикселей, использованных для вычисления среднего значения, указано в скобках

Доля дейтерия	нить 2	нить 1
$R_{\text{D}}(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$	0.17 ± 0.04 (38)	0.28 ± 0.09 (44)
$R_{\text{D}}(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$	0.04 ± 0.01 (25)	0.06 ± 0.01 (30)

диапазоном значений T_{dust} и R_{D} и меньшей погрешностью позволил бы прояснить этот вопрос.

4.6 Выводы по главе 4

В этой главе представлены результаты исследования фракционирования дейтерия в облаке В5 в молекулярном облаке Персея. В ходе работы были оценены лучевые концентрации, доли дейтерия в соединениях и степень вымерзания CO с помощью карт наблюдений линий $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{DCO}^+(2-1)$ и $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$. Был выполнен анализ влияния протозвезды на окружающую среду, включая долю дейтерия, степень ионизации и вымерзание CO, а также оценено изменение этих факторов окружающей среды вдоль профиля от протозвезды до холодного плотного ядра. Ниже представлены главные выводы главы:

1. В главе представлены первые карты доли дейтерия $R_{\text{D}}(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ и $R_{\text{D}}(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$, а также степень вымерзания CO в направлении В5. Доли дейтерия $R_{\text{D}}(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+) = 0.11-0.52$ и $R_{\text{D}}(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+) = 0.021-0.094$ сопоставимы с ранее наблюдаемыми в других холодных плотных ядрах в созвездии Персея и других областях образования звезд малых масс. Доля дейтерия в азотсодержащем ионе N_2H^+ в пять раз выше, чем в углеродсодержащем ионе HCO^+ , что соответствует результатам, полученным в других областях звездообразования (например, L1544, L1688 [10]) и подтверждает, что доля дейтерия в соединениях увеличивается с ростом плотности в холодных плот-

ных ядрах. Наблюдается уменьшение доли дейтерия в соединениях в направлении протозвезды.

2. В главе представлены распределение степени вымерзания CO в направлении молекулярного облака Персея, зоны звездообразования L1688, а также карту f_d для В5. Анализируя распределения по различным областям звездообразования, в качестве наиболее подходящего для расчета степени вымерзания CO в молекулярном облаке Персея было выбрано наилучшее каноническое значение содержания CO $X(\text{CO})_{\text{can}} = 2.69 \times 10^{-4}$ из [43]. Значения степени вымерзания CO, полученные для области В5, превышают значения, полученные ранее в работе [68]. Новые значения степени вымерзания CO соответствуют теоретическим прогнозам, учитывая высокую степень фракционирования дейтерия, наблюдаемую в области В5.
3. Впервые был выполнен анализ, как изменяется доля дейтерия в соединениях вокруг маломассивной протозвезды, расположенной рядом с холодным плотным ядром. Был построен график среднего профиля доли дейтерия в соединениях от протозвезды до пика излучения пыли холодного плотного ядра. Доля дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ демонстрирует градиент с минимумом в направлении протозвезды и максимумом в направлении пика излучения пыли холодного плотного ядра, что согласуется с теорией фракционирования дейтерия [12].
4. В главе представлены статистически значимые корреляции между долей дейтерия $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ и лучевой концентрацией молекулярного водорода $N(\text{H}_2)$ ($r = 0.45_{0.35}^{0.59}$, $p = 0.0027$) и степенью вымерзания CO, f_d ($r = 0.54_{0.43}^{0.66}$, $p = 0.0002$). Была обнаружена слабая антикорреляция между $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ и температурой пыли, T_{dust} ($r = -0.31_{-0.40}^{0.17}$, $p = 0.09$) и между $R_D^{\text{N}_2\text{H}^+}$ и степенью ионизации, $X(e^-)$ ($r = -0.42_{-0.54}^{0.30}$, $p = 0.06$). Эти положительные и отрицательные корреляции согласуются с прогнозами модели. Не было обнаружено статистически значимой корреляции между долями дейтерия и температурой газа, T_{gas} , а также уровнем турбулентности

(отраженным показателем σ_{NT}) из-за небольшого диапазона значений этих параметров и их относительно большой погрешности. Что также не удалось выполнить в L1688 в главе 3 из-за небольшого диапазона температуры и зашумленных наблюдений.

Результаты данной главы опубликованы в работе [A3].

Заключение

Диссертационная работа посвящена исследованию фракционирования дейтерия в области образования малых масс L1688 и волокне В5 в молекулярном облаке Персея. Были представлены карты наблюдений холодных плотных ядер Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-H-MM1 и Oph-F, а также точечные наблюдения ядер Oph-H-MM2 и Oph-I-MM2. Наблюдались $\text{DCO}^+(2-1)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(2-1)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $p\text{-NH}_2\text{D}(1_{11}-1_{01})$, $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$, $\text{N}_2\text{D}^+(2-1)$, и $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ линий. В направлении В5 были использованы карты наблюдений линий $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{DCO}^+(2-1)$ и $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$. Был выполнен поиск наиболее подходящего канонического значения содержания СО, рассчитав степень вымерзания СО на основе наблюдений $^{13}\text{CO}(1-0)$ из обзора COMPLETE [35] для всего молекулярного облака Персея и L1688. На основе наблюдений линии были построены карты лучевых концентраций и доли дейтерия в трех различных соединениях. Для холодных плотных ядер из L1688 было произведено астрохимическое моделирование и найден химический возраст ядер. В направлении В5 был выполнен анализ, как молодая протозвезда влияет на межзвездную среду, включая долю дейтерия, степень ионизации и вымерзание СО, и оценено изменение этих факторов межзвездной среды вдоль профиля от протозвезды до соседнего холодного плотного ядра.

В работе получены следующие основные результаты.

1. В ходе работы были исследованы пространства параметров $\tau - T_{\text{ex}}$ при приближении спектров сверхтонких переходов с целью определения и ограничения температуры возбуждения, чтобы точнее оценить оптическую толщину линий. Такое ограничение может приве-

сти к более низким оценкам лучевой концентрации по сравнению с приближением без ограничений, но это лучше, чем рассматривать зашумленные спектры как оптически тонкие. В качестве вспомогательных данных приводятся карты параметров, полученные в результате наших приближений: оптическая толщина, радиальная скорость и дисперсия скорости линий.

2. В диссертации представлены карты лучевых концентраций всех шести соединений в направлении Oph-C-N и Oph-E-MM2, карты N_2H^+ , N_2D^+ , NH_3 и NH_2D в направлении Oph-F, карты N_2H^+ , N_2D^+ , DCO^+ и HCO^+ в направлении волокна В5, а также карты N_2H^+ и N_2D^+ в направлении Oph-H-MM1. Лучевые концентрации $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в N_2H^+ , N_2D^+ , $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в $p\text{-NH}_2\text{D}$, и $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в NH_3 для всех ядер. Лучевые концентрации H^{13}CO^+ и DCO^+ составляют $\sim 10^{11-12} \text{ см}^{-2}$ для Oph-E-MM2 и Oph-C-N.
3. В работе представлены карты доли дейтерия для трех соединений: $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ для четырех ядер, $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ для трех ядер и $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ для двух ядер. Если наблюдаемые значения $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ сопоставимы с долей дейтерия, ранее наблюдавшейся в других холодных ядрах в углеродсодержащих соединениях (0.014–0.090), то наблюдаемые значения $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ и $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ очень высоки (0.26–0.81). Такая высокая доля дейтерия в соединениях в этих холодных плотных ядрах также подтверждается ранее проведенными исследованиями этой области [15]. Также представлены первые карты долей дейтерия $R_D^{\text{N}_2\text{H}^+}$ и $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$, а также степени вымерзания CO в направлении В5. Доли дейтерия находятся в диапазонах $R_D^{\text{N}_2\text{H}^+} = 0.11\text{--}0.52$ и $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+) = 0.021\text{--}0.094$. Это сопоставимо с ранее наблюдавшимися значениями в других холодных плотных ядрах в молекулярном облаке Персея и других областях звездообразования.
4. Карты доли дейтерия $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$, $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ и $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ в L1688 и В5 показывают значительное, в 2–10 раз (медиана разницы составляет 4.2 раза), отличие в значениях до-

ли дейтерия для азотсодержащих и углеродсодержащих соединений, что подтверждает факт увеличения доли дейтерия в соединениях с ростом плотности газа.

5. Представлено распределение степени вымерзания CO в направлении молекулярного облака Персея, области звездообразования L1688, а также карту f_d для В5. Путем анализа распределений в различных областях звездообразования было выбрано наилучшее каноническое значение содержания CO $X(\text{CO})_{\text{can}} = 2.69 \times 10^{-4}$ из [43] как наиболее подходящее для расчета степени вымерзания CO в молекулярном облаке Персея. Значения степени вымерзания CO, полученные для В5, превышают значения, полученные ранее в работе [68]. Новые значения степени вымерзания CO соответствуют теоретическим ожиданиям, учитывая высокую степень фракционирования дейтерия, наблюдаемую в области В5. В ходе работы были оценены верхние пределы степени вымерзания CO (во всех ядрах в L1688) и нижний предел степени ионизации и скорости ионизации космическими лучами (в Oph-E-MM2). Наблюдения редких изотопологов CO, таких как C^{17}O или C^{18}O , как в плотных ядрах, так и на окраинах облака L1688, необходимы для измерения содержания CO в ядре и изучения корреляции между долей дейтерия в соединениях и вымерзанием CO.
6. В работе представлено исследование корреляции между долями дейтерия и физическими параметрами ядер — лучевой концентрацией H_2 , температурой газа и пыли и уровнем турбулентности, представленным нетепловой компонентой дисперсии скорости. Для холодных плотных ядер в L1688 не было обнаружено значимой корреляции ни с одним из параметров, вероятно, из-за малого диапазона охватываемых температур (~ 2 K) и малой площади карт R_D . Однако в волокне В5 были обнаружены статистически значимые корреляции между долей дейтерия $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ и лучевой концентрацией молекулярного водорода $N(\text{H}_2)$ ($r = 0.45_{0.35}^{0.59}$, $p = 0.0027$) и степенью вымерзания CO, f_d ($r = 0.54_{0.43}^{0.66}$, $p = 0.0002$). Была обнаружена слабая антикорреляция между $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ и температурой пыли,

T_{dust} ($r = -0.31_{-0.40}^{+0.17}$, $p = 0.09$) и между $R_{\text{D}}(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ и степенью ионизации, $X(e^-)$ ($r = -0.42_{-0.54}^{+0.30}$, $p = 0.06$). Эти положительные и отрицательные корреляции согласуются с предсказаниями моделей [11, 14, 45].

7. В диссертации впервые исследовалось, как изменяется доля дейтерия в соединениях вокруг маломассивной протозвезды, расположенной рядом с холодным плотным ядром. Был построен график среднего профиля доли дейтерия в соединениях от протозвезды до пика излучения пыли холодного плотного ядра. Доля дейтерия $R_{\text{D}}(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ демонстрирует градиент с минимумом в направлении протозвезды и максимумом в пика излучения пыли холодного плотного ядра, что согласуется с теорией фракционирования дейтерия [12].
8. В работе представлены результаты астрохимического моделирования эволюции холодных ядер [pyRate3; 33] для ядер Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-H-MM1 и Oph-F. Был выполнен анализ четыре модели с двумя различными профилями плотности газа и двумя начальными значениями элементарного содержания азота, 2.14×10^{-5} и 7.60×10^{-5} , сравнив наблюдаемую и модельные лучевые концентрации. Было обнаружено, что изменение профиля плотности не оказывает существенного влияния на результат моделирования. Напротив, начальное содержание азота значительно влияет на лучевую концентрацию азотсодержащих соединений и незначительно — на лучевую концентрацию углеродсодержащих соединений. Учитывая точность модели, во всех четырех вариантах модельные лучевые концентрации согласуются с наблюдаемыми (в пределах порядка величины). Однако, когда речь идет о доле дейтерия, модельное значение $R_{\text{D}}(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ значительно превышает наблюдаемое; модельное значение $R_{\text{D}}(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ занижено, но близко к наблюдаемому; модельное значение $R_{\text{D}}(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ значительно занижено по сравнению с наблюдаемым. Лучший результат моделирования для $R_{\text{D}}(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ получен при $X(\text{N}) = 2.14 \times 10^{-5}$ и профилях плот-

ности по данным наблюдений (профиль 1). Лучший результат для $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ был получен при $X(\text{N}) = 7.6 \times 10^{-5}$ и аналитических профилях (профиль 2). Во всех четырех моделях наблюдается высокая лучевая концентрация NH_3 .

9. В работе впервые представлены оценки химического возраста плотных ядер из L1688 по пикам доли дейтерия в N_2H^+ , медианный возраст составил 2.65×10^5 , 2.65×10^5 , 0.82×10^5 и 1.80×10^5 лет для Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F и Oph-H-MM1 соответственно. Полученные возрасты очень близки. Химические возрасты не связаны с динамическими возрастами из-за предполагаемой статической физической структуры.

Полученные распределения доли дейтерия в соединениях и степени вымерзания CO можно использовать для проверки астрохимических моделей. Степень вымерзания CO ранее использовалась для уточнения химических моделей дозвездных ядер [например, 132, 159]. Уникальная структура В5 позволяет изучать фракционирование дейтерия вокруг протозвезды и в беззвездном ядре в рамках одного объекта. Дальнейшее изучение фракционирования дейтерия в холодных плотных ядрах L1688 и В5 требует наблюдений с более высоким угловым разрешением, получаемым с помощью интерферометрии.

В заключении автор выражает благодарность А.Ф. Пунановой за постановку основных задач данной работы, ценный опыт и помощь в исследовании. Также автор глубоко признателен научному руководителю А.И. Васюнину за большую поддержку и огромный переданный опыт. Автор благодарит А.Б. Островского за помощь в оформлении работы.

Список использованных источников и литературы

- [1] *Lynds B. T.* Catalogue of Dark Nebulae. // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 1962. — Vol. 7. — P. 1.
- [2] *Loren R. B., Wootten A., Wilking B. A.* Cold DCO + Cores and Protostars in the Warm rho Ophiuchi Cloud // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 365. — P. 269.
- [3] *Pagani L., Lagache G., Bacmann A. et al.* L183 (L134N) Revisited. I. The very cold core and the ridge // *Astron. Astrophys.* — 2003. — Vol. 406. — Pp. L59–L62.
- [4] *Snow T. P., McCall B. J.* Diffuse Atomic and Molecular Clouds // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 44, № 1. — Pp. 367–414.
- [5] *van Dishoeck E. F., Herbst E., Neufeld D. A.* Interstellar Water Chemistry: From Laboratory to Observations // *Chemical Reviews.* — 2013. — Vol. 113, № 12. — Pp. 9043–9085.
- [6] *Ward-Thompson D., Scott P. F., Hills R. E., André P.* A submillimetre continuum survey of pre-protostellar cores // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 1994. — Vol. 268, № 1. — Pp. 276–290. <https://doi.org/10.1093/mnras/268.1.276>.
- [7] *Ward-Thompson D., Motte F., Andre P.* The initial conditions of isolated star formation - III. Millimetre continuum mapping of pre-stellar cores // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1999. — Vol. 305, № 1. — Pp. 143–150.

- [8] *Herbst E., van Dishoeck E. F.* Complex Organic Interstellar Molecules // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 47, № 1. — Pp. 427–480.
- [9] *Boogert A. C. A., Gerakines P. A., Whittet D. C. B.* Observations of the icy universe. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 53. — Pp. 541–581.
- [10] *Caselli P., Walmsley C. M., Zucconi A. et al.* Molecular Ions in L1544. II. The Ionization Degree // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 565, № 1. — Pp. 344–358.
- [11] *Pagani L., Bacmann A., Cabrit S., Vastel C.* Depletion and low gas temperature in the L183 (=L134N) prestellar core: the $\text{N}_2\text{H}^+/\text{N}_2\text{D}^+$ tool // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 467, № 1. — Pp. 179–186.
- [12] *Dalgarno A., Lepp S.* Deuterium fractionation mechanisms in interstellar clouds. // *Astrophys. J., Lett.* — 1984. — Vol. 287. — Pp. L47–L50.
- [13] *Caselli P., Walmsley C. M., Tafalla M. et al.* CO Depletion in the Starless Cloud Core L1544 // *Astrophys. J., Lett.* — 1999. — Vol. 523, № 2. — Pp. L165–L169.
- [14] *Pagani L., Daniel F., Dubernet M. L.* On the frequency of N_2H^+ and N_2D^+ // *Astron. and Astrophys.* — 2009. — Vol. 494, № 2. — Pp. 719–727.
- [15] *Punanova A., Caselli P., Pon A. et al.* Deuterium fractionation in the Ophiuchus molecular cloud // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 587. — P. A118.
- [16] *Friesen R. K., Pineda J. E., co-PIs et al.* The Green Bank Ammonia Survey: First Results of NH_3 Mapping of the Gould Belt // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 843, № 1. — P. 63.
- [17] *Emprechtinger M., Caselli P., Volgenau N. H. et al.* The $\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+$ ratio as an evolutionary tracer of Class 0 proto-stars // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 493, № 1. — Pp. 89–105.

- [18] *Pineda J. E., Goodman A. A., Arce H. G. et al.* Direct Observation of a Sharp Transition to Coherence in Dense Cores // *Astrophys. J., Lett.* — 2010. — Vol. 712, № 1. — Pp. L116–L121.
- [19] *Huang J., Öberg K. I.* Detection of N_2D^+ in a Protoplanetary Disk // *Astrophys. J., Lett.* — 2015. — Vol. 809, № 2. — P. L26.
- [20] *Imai M., Sakai N., López-Sepulcre A. et al.* Deuterium Fractionation Survey Toward Protostellar Sources in the Perseus Molecular Cloud: HNC Case // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 869, № 1. — P. 51.
- [21] *Shu F. H., Adams F. C., Lizano S.* Star Formation in Molecular Clouds: Observation and Theory // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics.* — 1987. — Vol. 25, № Volume 25, 1987. — Pp. 23–81. <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev.aa.25.090187.000323>.
- [22] *Andre P., Ward-Thompson D., Barsony M.* Submillimeter Continuum Observations of rho Ophiuchi A: The Candidate Protostar VLA 1623 and Prestellar Clumps // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 406. — P. 122.
- [23] *Tafalla M., Santiago-García J., Myers P. C. et al.* On the internal structure of starless cores. II. A molecular survey of L1498 and L1517B // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 455, № 2. — Pp. 577–593.
- [24] *Bergman P., Parise B., Liseau R., Larsson B.* Deuterated formaldehyde in ρ Ophiuchi A // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 527. — P. A39.
- [25] *Chacón-Tanarro A., Caselli P., Bizzocchi L. et al.* Mapping deuterated methanol toward L1544. I. Deuterium fraction and comparison with modeling // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 622. — P. A141.
- [26] *Redaelli E., Bizzocchi L., Caselli P. et al.* High-sensitivity maps of molecular ions in L1544. I. Deuteration of N_2H^+ and HCO^+ and primary evidence of N_2D^+ depletion // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 629. — P. A15.

- [27] *Ambrose H. E., Shirley Y. L., Scibelli S.* A survey of CH₂DOH towards starless and pre-stellar cores in the Taurus molecular cloud // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 501, № 1. — Pp. 347–355.
- [28] *Crapsi A., Caselli P., Walmsley C. M. et al.* Probing the Evolutionary Status of Starless Cores through N₂H⁺ and N₂D⁺ Observations // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 619, № 1. — Pp. 379–406.
- [29] *Harju J., Daniel F., Sipilä O. et al.* Deuteration of ammonia in the starless core Ophiuchus/H-MM1 // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 600. — P. A61.
- [30] *Bacmann A., Lefloch B., Ceccarelli C. et al.* CO Depletion and Deuterium Fractionation in Prestellar Cores // *Astrophys. J., Lett.* — 2003. — Vol. 585, № 1. — Pp. L55–L58.
- [31] *Caselli P., Vastel C., Ceccarelli C. et al.* Survey of ortho-H₂D⁺ (1_{1,0}–1_{1,1}) in dense cloud cores // *Astron. Astrophys.* — 2008. — Vol. 492, № 3. — Pp. 703–718.
- [32] *Kong S., Caselli P., Tan J. C. et al.* The Deuterium Fractionation Timescale in Dense Cloud Cores: A Parameter Space Exploration // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 804, № 2. — P. 98.
- [33] *Sipilä O., Caselli P., Harju J.* Benchmarking spin-state chemistry in starless core models // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 578. — P. A55.
- [34] *Sipilä O., Harju J., Caselli P., Schlemmer S.* Spin-state chemistry of deuterated ammonia // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 581. — P. A122.
- [35] *Ridge N. A., Di Francesco J., Kirk H. et al.* The COMPLETE Survey of Star-Forming Regions: Phase I Data // . — 2006. — Vol. 131, № 6. — Pp. 2921–2933.
- [36] *Draine B. T.* Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium. — Princeton, NJ: Princeton University Press, 2011.

- [37] *André P., Di Francesco J., Ward-Thompson D. et al.* From Filamentary Networks to Dense Cores in Molecular Clouds: Toward a New Paradigm for Star Formation // *Protostars and Planets VI* / Ed. by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, T. Henning. — 2014. — Pp. 27–51.
- [38] *Zinnecker H., Yorke H. W.* Toward Understanding Massive Star Formation // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2007. — Vol. 45. — Pp. 481–563.
- [39] *Andre P., Montmerle T.* From T Tauri Stars to Protostars: Circumstellar Material and Young Stellar Objects in the rho Ophiuchi Cloud // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 420. — P. 837.
- [40] *Boogert A. C. A., Pontoppidan K. M., Knez C. et al.* The c2d Spitzer Spectroscopic Survey of Ices around Low-Mass Young Stellar Objects. I. H₂O and the 5–8 μ m Bands // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 678, № 2. — Pp. 985–1004.
- [41] *Öberg K. I., Boogert A. C. A., Pontoppidan K. M. et al.* THE SPITZER ICE LEGACY: ICE EVOLUTION FROM CORES TO PROTOSTARS // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Vol. 740, № 2. — P. 109. <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/740/2/109>.
- [42] *McGuire B. A.* 2018 Census of Interstellar, Circumstellar, Extragalactic, Protoplanetary Disk, and Exoplanetary Molecules // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 2018. — Vol. 239, № 2. — P. 17.
- [43] *Lacy J. H., Knacke R., Geballe T. R., Tokunaga A. T.* Detection of Absorption by H₂ in Molecular Clouds: A Direct Measurement of the H₂:CO Ratio // *Astrophys. J., Lett.* — 1994. — Vol. 428. — P. L69.
- [44] *Linsky J. L., Draine B. T., Moos H. W. et al.* What Is the Total Deuterium Abundance in the Local Galactic Disk? // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 647, № 2. — Pp. 1106–1124.
- [45] *Caselli P., Ceccarelli C.* Our astrochemical heritage // . — 2012. — Vol. 20. — P. 56.

- [46] *Hily-Blant P., Walmsley M., Pineau Des Forêts G., Flower D.* Nitrogen chemistry and depletion in starless cores // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 513. — P. A41.
- [47] *Ceccarelli C., Caselli P., Bockelée-Morvan D. et al.* Deuterium Fractionation: The Ariadne's Thread from the Precollapse Phase to Meteorites and Comets Today // *Protostars and Planets VI* / Ed. by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, T. Henning. — 2014. — Pp. 859–882.
- [48] *Zucker C., Speagle J. S., Schlafly E. F. et al.* A Large Catalog of Accurate Distances to Local Molecular Clouds: The Gaia DR2 Edition // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 879, № 2. — P. 125.
- [49] *Di Francesco J., Johnstone D., Kirk H. et al.* The SCUBA Legacy Catalogues: Submillimeter-Continuum Objects Detected by SCUBA // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 2008. — Vol. 175, № 1. — Pp. 277–295.
- [50] *Choudhury S., Pineda J. E., Caselli P. et al.* Transition from coherent cores to surrounding cloud in L1688 // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 648. — P. A114.
- [51] *Ladjelate B., André P., Könyves V. et al.* The Herschel view of the dense core population in the Ophiuchus molecular cloud // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 638. — P. A74.
- [52] *Motte F., Andre P., Neri R.* The initial conditions of star formation in the rho Ophiuchi main cloud: wide-field millimeter continuum mapping // *Astron. Astrophys.* — 1998. — Vol. 336. — Pp. 150–172.
- [53] *André P., Belloche A., Motte F., Peretto N.* The initial conditions of star formation in the Ophiuchus main cloud: Kinematics of the proto-cluster condensations // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 472, № 2. — Pp. 519–535.
- [54] *Zucker C., Schlafly E. F., Speagle J. S. et al.* Mapping Distances across the Perseus Molecular Cloud Using CO Observations, Stellar Photom-

- etry, and Gaia DR2 Parallax Measurements // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 869, № 1. — P. 83.
- [55] *Cutri R. M., Skrutskie M. F., van Dyk S. et al.* VizieR Online Data Catalog: 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources (Cutri+ 2003) // VizieR Online Data Catalog. — 2003. — P. II/246.
- [56] *Kirk H. M.* Star formation in the Perseus molecular cloud: Observations of dynamics and comparison to simulations: Ph.D. thesis / University of Victoria, Canada. — 2009.
- [57] *Pineda J. E., Offner S. S. R., Parker R. J. et al.* The formation of a quadruple star system with wide separation // . — 2015. — Vol. 518, № 7538. — Pp. 213–215.
- [58] *Kirk H., Johnstone D., Di Francesco J.* The Large- and Small-Scale Structures of Dust in the Star-forming Perseus Molecular Cloud // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 646, № 2. — Pp. 1009–1023.
- [59] *Kirk H., Johnstone D., Tafalla M.* Dynamics of Dense Cores in the Perseus Molecular Cloud // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 668, № 2. — Pp. 1042–1063.
- [60] *Schmiedeke A., Pineda J. E., Caselli P. et al.* Dissecting the Supercritical Filaments Embedded in the 0.5 pc Subsonic Region of Barnard 5 // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 909, № 1. — P. 60.
- [61] *Choudhury S., Pineda J. E., Caselli P. et al.* Infall of material onto the filaments in Barnard 5 // *Astron. Astrophys.* — 2024. — Vol. 683. — P. A77.
- [62] *Pineda J. E., Goodman A. A., Arce H. G. et al.* Expanded Very Large Array Observations of the Barnard 5 Star-forming Core: Embedded Filaments Revealed // *Astrophys. J., Lett.* — 2011. — Vol. 739, № 1. — P. L2.
- [63] *Pineda J. E., Schmiedeke A., Caselli P. et al.* Neutral versus Ion Line Widths in Barnard 5: Evidence for Penetration by Magnetohydrodynamic Waves // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 912, № 1. — P. 7.

- [64] *Pezzuto S., Benedettini M., Di Francesco J. et al.* Physical properties of the ambient medium and of dense cores in the Perseus star-forming region derived from Herschel Gould Belt Survey observations // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 645. — P. A55.
- [65] *Parise B., Belloche A., Du F. et al.* Extended emission of D_2H^+ in a prestellar core // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 526. — P. A31.
- [66] *Bovino S., Lupi A., Giannetti A. et al.* Chemical analysis of prestellar cores in Ophiuchus yields short timescales and rapid collapse // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 654. — P. A34.
- [67] *Friesen R. K., Di Francesco J., Myers P. C. et al.* The Initial Conditions of Clustered Star Formation. III. The Deuterium Fractionation of the Ophiuchus B2 Core // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 718, № 2. — Pp. 666–682.
- [68] *Friesen R. K., Kirk H. M., Shirley Y. L.* An Analysis of the Deuterium Fractionation of Star-forming Cores in the Perseus Molecular Cloud // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 765, № 1. — P. 59.
- [69] *Goldreich P., Kwan J.* Molecular Clouds // *Astrophys. J.* — 1974. — Vol. 189. — Pp. 441–454.
- [70] *Blake G. A., Sutton E. C., Masson C. R., Phillips T. G.* Molecular Abundances in OMC-1: The Chemical Composition of Interstellar Molecular Clouds and the Influence of Massive Star Formation // *Astrophys. J.* — 1987. — Vol. 315. — P. 621.
- [71] *Mangum J. G., Shirley Y. L.* How to Calculate Molecular Column Density // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 2015. — Vol. 127, № 949. — P. 266.
- [72] *Pineda J. E., Caselli P., Goodman A. A.* CO Isotopologues in the Perseus Molecular Cloud Complex: the X-factor and Regional Variations // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 679, № 1. — Pp. 481–496.
- [73] *Punanova A., Caselli P., Pineda J. E. et al.* Kinematics of dense gas in the L1495 filament // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 617. — P. A27.

- [74] *Tafalla M., Santiago J.* L1521E: The first starless core with no molecular depletion // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 414. — Pp. L53–L56.
- [75] *Frerking M. A., Langer W. D., Wilson R. W.* The relationship between carbon monoxide abundance and visual extinction in interstellar clouds. // *Astrophys. J.* — 1982. — Vol. 262. — Pp. 590–605.
- [76] *Wannier P. G.* Nuclear abundances and evolution of the interstellar medium // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1980. — Vol. 18. — Pp. 399–437.
- [77] *Hasegawa T. I., Herbst E.* New gas-grain chemical models of quiescent dense interstellar clouds :the effects of H₂ tunnelling reactions and cosmic ray induced desorption. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1993. — Vol. 261. — Pp. 83–102.
- [78] *Wakelam V., Herbst E.* Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Dense Cloud Chemistry // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 680, № 1. — Pp. 371–383.
- [79] *Hugo G., Badawi A., Glide-Hurst C.* SU-FF-J-138: A Statistical Analysis of Lung Tumor Regression and Interfraction Geometric Variation // *Medical Physics.* — 2009. — Vol. 36, № 6. — P. 2508.
- [80] *Hugo E., Asvany O., Schlemmer S.* H₃⁺+H₂ isotopic system at low temperatures: Microcanonical model and experimental study // *J. Chem. Phys.* — 2009. — Vol. 130, № 16. — Pp. 164302–164302.
- [81] *Oka T.* Nuclear spin selection rules in chemical reactions by angular momentum algebra // *Journal of Molecular Spectroscopy.* — 2004. — Vol. 228, № 2. — Pp. 635–639.
- [82] *Rist C., Faure A., Hily-Blant P., Le Gal R.* Nuclear-Spin Selection Rules in the Chemistry of Interstellar Nitrogen Hydrides // *Journal of Physical Chemistry A.* — 2013. — Vol. 117, № 39. — Pp. 9800–9806.
- [83] *Quack M.* Detailed symmetry selection rules for reactive collisions // *Molecular Physics.* — 1977. — Vol. 34, № 2. — Pp. 477–504.

- [84] *Pagani L., Daniel F., Dubernet M. L.* On the frequency of $\text{N}\{_{-2}\}\text{H}^+$ and $\text{N}\{_{-2}\}\text{D}\{\hat{+}\}$ // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 494, № 2. — Pp. 719–727.
- [85] *Daniel F., Coudert L. H., Punanova A. et al.* The NH_2D hyperfine structure revealed by astrophysical observations // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 586. — P. L4.
- [86] *Schmid-Burgk J., Muders D., Müller H. S. P., Brupbacher-Gatehouse B.* Hyperfine structure in H^{13}CO^+ and ^{13}CO : Measurement, analysis, and consequences for the study of dark clouds // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 419. — Pp. 949–964.
- [87] *Lattanzi V., Walters A., Drouin B. J., Pearson J. C.* Rotational Spectrum of the Formyl Cation, HCO^+ , to 1.2 THz // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 662, № 1. — Pp. 771–778.
- [88] *Endres C. P., Schlemmer S., Schilke P. et al.* The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS, in the Virtual Atomic and Molecular Data Centre, VAMDC // *Journal of Molecular Spectroscopy*. — 2016. — Vol. 327. — Pp. 95–104. — New Visions of Spectroscopic Databases, Volume II. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022285216300340>.
- [89] *Klapper G., Lewen F., Gendriesch R. et al.* Sub-Doppler Measurements and Terahertz Rotational Spectrum of $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$ // *Zeitschrift Naturforschung Teil A*. — 2001. — Vol. 56. — Pp. 329–332.
- [90] *Yu K. C., Billawala Y., Bally J.* Parsec-Scale CO Outflow and H_2 Jets in Barnard 5 // . — 1999. — Vol. 118, № 6. — Pp. 2940–2961.
- [91] *Young E. T., Lada C. J., Wilking B. A.* High-Resolution IRAS Observations of the Rho Ophiuchi Cloud Core // *Astrophys. J., Lett.* — 1986. — Vol. 304. — P. L45.
- [92] *Kirk H., Dunham M. M., Di Francesco J. et al.* ALMA Observations of Starless Core Substructure in Ophiuchus // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 838, № 2. — P. 114.

- [93] *Comeron F., Rieke G. H., Burrows A., Rieke M. J.* The Stellar Population in the rho Ophiuchi Cluster // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 416. — P. 185.
- [94] *Bontemps S., André P., Kaas A. A. et al.* ISOCAM observations of the rho Ophiuchi cloud: Luminosity and mass functions of the pre-main sequence embedded cluster // *Astron. Astrophys.* — 2001. — Vol. 372. — Pp. 173–194.
- [95] *Ginsburg A., Mirocha J.* PySpecKit: Python Spectroscopic Toolkit. — Astrophysics Source Code Library, record ascl:1109.001. — 2011.
- [96] *Ginsburg A., Sokolov V., de Val-Borro M. et al.* Pyspeckit: A Spectroscopic Analysis and Plotting Package // . — 2022. — Vol. 163, № 6. — P. 291.
- [97] *Abril-Pla O., Andreani V., Carroll C. et al.* PyMC: A Modern and Comprehensive Probabilistic Programming Framework in Python // *PeerJ Computer Science.* — 2023. — Vol. 9, № e1516.
- [98] *Rosolowsky E. W., Pineda J. E., Foster J. B. et al.* An Ammonia Spectral Atlas of Dense Cores in Perseus // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 2008. — Vol. 175, № 2. — Pp. 509–521.
- [99] *Ginsburg A., Mirocha J.* PySpecKit: Python Spectroscopic Toolkit. — 2011.
- [100] *Pineda J. E., Harju J., Caselli P. et al.* An Interferometric View of H-MM1. I. Direct Observation of NH₃ Depletion // . — 2022. — Vol. 163, № 6. — P. 294.
- [101] *Chen H. H.-H., Pineda J. E., Goodman A. A. et al.* Droplets. I. Pressure-dominated Coherent Structures in L1688 and B18 // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 877, № 2. — P. 93.
- [102] *Choudhury S., Pineda J. E., Caselli P. et al.* Ubiquitous NH₃ supersonic component in L1688 coherent cores // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 640. — P. L6.

- [103] *Myers P. C., Ladd E. F., Fuller G. A.* Thermal and Nonthermal Motions in Dense Cores // *Astrophys. J., Lett.* — 1991. — Vol. 372. — P. L95.
- [104] *Cazzoli G., Cludi L., Buffa G., Puzzarini C.* Precise THz Measurements of HCO^+ , N_2H^+ , and CF^+ for Astrophysical Observations // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 2012. — Vol. 203, № 1. — P. 11.
- [105] *Amano T., Hirao T., Takano J.* Submillimeter-wave spectroscopy of HN_2^+ and DN_2^+ in the excited vibrational states // *Journal of Molecular Spectroscopy.* — 2005. — Vol. 234, № 1. — Pp. 170–175. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022285205002092>.
- [106] *Dore L., Caselli P., Beninati S. et al.* Laboratory and radio-astronomical spectroscopy of the hyperfine structure of N_2D^+ // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 413. — Pp. 1177–1181.
- [107] *Yu S., Pearson J. C., Drouin B. J. et al.* Submillimeter-wave and far-infrared spectroscopy of high-J transitions of the ground and $2=1$ states of ammonia // *The Journal of Chemical Physics.* — 2010. — Vol. 133, № 17. — P. 174317. <https://doi.org/10.1063/1.3499911>.
- [108] *Fusina L., Di Lonardo G., Johns J. W. C., Halonen L.* Far-infrared spectra and spectroscopic parameters of NH_2D and ND_2H in the ground state // *Journal of Molecular Spectroscopy.* — 1988. — Vol. 127, № 1. — Pp. 240–254.
- [109] *Cohen E., Pickett H.* The rotation-inversion spectra and vibration-rotation interaction in NH_2D // *Journal of Molecular Spectroscopy.* — 1982. — Vol. 93, № 1. — Pp. 83–100. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022285282902764>.
- [110] *Daniel F., Faure A., Wiesenfeld L. et al.* Collisional excitation of singly deuterated ammonia NH_2D by H_2 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 444, № 3. — Pp. 2544–2554.

- [111] *Lattanzi V., Walters A., Drouin B. J., Pearson J. C.* Rotational Spectrum of the Formyl Cation, HCO^+ , to 1.2 THz // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 662, № 1. — Pp. 771–778.
- [112] *van der Tak F. F. S., Müller H. S. P., Harding M. E., Gauss J.* Hyperfine structure in the $J = 1-0$ transitions of DCO^+ , DNC, and HN^{13}C : astronomical observations and quantum-chemical calculations // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 507, № 1. — Pp. 347–354.
- [113] *Denis-Alpizar O., Stoecklin T., Dutrey A., Guilloteau S.* Rotational relaxation of HCO^+ and DCO^+ by collision with H_2 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2020. — Vol. 497, № 4. — Pp. 4276–4281. <https://doi.org/10.1093/mnras/staa2308>.
- [114] *Shirley Y.* The Critical Density and the Effective Excitation Density of Commonly Observed Molecular Dense Gas Tracers // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific.* — 2015. — Vol. 127.
- [115] *Schöier F. L., van der Tak F. F. S., van Dishoeck E. F., Black J. H.* An atomic and molecular database for analysis of submillimetre line observations // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Vol. 432, № 1. — Pp. 369–379.
- [116] *Wilson T. L., Rood R.* Abundances in the Interstellar Medium // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1994. — Vol. 32. — Pp. 191–226.
- [117] *Shirley Y. L.* The Critical Density and the Effective Excitation Density of Commonly Observed Molecular Dense Gas Tracers // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 2015. — Vol. 127, № 949. — P. 299.
- [118] *van der Tak F. F. S., Black J. H., Schöier F. L. et al.* A computer program for fast non-LTE analysis of interstellar line spectra. With diagnostic plots to interpret observed line intensity ratios // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 468, № 2. — Pp. 627–635.
- [119] *Crapsi A., Caselli P., Walmsley C. M. et al.* Observations of L1521F: A highly evolved starless core // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 420. — Pp. 957–974.

- [120] *Crapsi A., Caselli P., Walmsley M. C., Tafalla M.* Observing the gas temperature drop in the high-density nucleus of L 1544 // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 470, № 1. — Pp. 221–230.
- [121] *Pagani L., Vastel C., Hugo E. et al.* Chemical modeling of <ASTROBJ>L183</ASTROBJ> (<ASTROBJ>L134N</ASTROBJ>): an estimate of the ortho/para H₂ ratio // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 494, № 2. — Pp. 623–636.
- [122] *Caselli P., Pineda J. E., Sipilä O. et al.* The Central 1000 au of a Prestellar Core Revealed with ALMA. II. Almost Complete Freeze-out // *Astrophys. J.* — 2022. — Vol. 929, № 1. — P. 13.
- [123] *Caselli P., Walmsley C. M., Terzieva R., Herbst E.* The Ionization Fraction in Dense Cloud Cores // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 499, № 1. — Pp. 234–249.
- [124] *Wouterloot J. G. A., Brand J., Henkel C.* The interstellar C¹⁸O/C¹⁷O ratio in the solar neighbourhood: The ρ Ophiuchus cloud // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Vol. 430. — Pp. 549–560.
- [125] *Pineda J. E., Sipilä O., Segura-Cox D. M. et al.* Probing the physics of star formation (ProPStar). I. First resolved maps of the electron fraction and cosmic-ray ionization rate in NGC 1333 // *Astron. Astrophys.* — 2024. — Vol. 686. — P. A162.
- [126] *Bron E., Roueff E., Gerin M. et al.* Tracers of the ionization fraction in dense and translucent gas. I. Automated exploitation of massive astrochemical model grids // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 645. — P. A28.
- [127] *Graedel T. E., Langer W. D., Frerking M. A.* The kinetic chemistry of dense interstellar clouds // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 1982. — Vol. 48. — Pp. 321–368.
- [128] *Cardelli J. A., Mathis J. S., Ebbets D. C., Savage B. D.* Abundance of Interstellar Carbon toward zeta Ophiuchi // *Astrophys. J., Lett.* — 1993. — Vol. 402. — P. L17.

- [129] *Hasenberger B., Alves J.* AVIATOR: Morphological object reconstruction in 3D. An application to dense cores // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 633. — P. A132.
- [130] *Pattle K., Ward-Thompson D., Kirk J. M. et al.* The JCMT Gould Belt Survey: first results from the SCUBA-2 observations of the Ophiuchus molecular cloud and a virial analysis of its prestellar core population // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 450, № 1. — Pp. 1094–1122.
- [131] *Tafalla M., Myers P. C., Caselli P. et al.* Systematic Molecular Differentiation in Starless Cores // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 569, № 2. — Pp. 815–835.
- [132] *Vasyunin A. I., Caselli P., Dulieu F., Jiménez-Serra I.* Formation of Complex Molecules in Prestellar Cores: A Multilayer Approach // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 842, № 1. — P. 33.
- [133] *Galloway-Sprietsma M., Shirley Y. L., Di Francesco J. et al.* A survey of deuterated ammonia in the Cepheus star-forming region L1251 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 515, № 4. — Pp. 5219–5234.
- [134] *Shah R. Y., Wootten A.* Deuterated Ammonia in Galactic Protostellar Cores // *Astrophys. J.* — 2001. — Vol. 554, № 2. — Pp. 933–947.
- [135] *Roueff E., Lis D. C., van der Tak F. F. S. et al.* Interstellar deuterated ammonia: from NH₃ to ND₃ // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Vol. 438, № 2. — Pp. 585–598.
- [136] *Kamazaki T., Saito M., Hirano N. et al.* Molecular Outflow Search in the ρ Ophiuchi A and B2 Regions // *Astrophys. J.* — 2003. — Vol. 584, № 1. — Pp. 357–367.
- [137] *Kerr R., Kirk H., Di Francesco J. et al.* The Green Bank Ammonia Survey: A Virial Analysis of Gould Belt Clouds in Data Release 1 // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 874, № 2. — P. 147.
- [138] *Hu Y., Lazarian A.* Characterizing three-dimensional magnetic field, turbulence, and self-gravity in the star-forming region L1688 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2023.

- [139] *Punanova A., Vasyunin A., Caselli P. et al.* Methanol Mapping in Cold Cores: Testing Model Predictions // *Astrophys. J.* — 2022. — Vol. 927, № 2. — P. 213.
- [140] *Sipilä O., Caselli P., Harju J.* Modeling deuterium chemistry in starless cores: full scrambling versus proton hop // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 631. — P. A63.
- [141] *Singh A., Matzner C. D., Friesen R. K. et al.* Are Massive Dense Clumps Truly Subvirial? A New Analysis Using Gould Belt Ammonia Data // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 922, № 1. — P. 87.
- [142] *Ho P. T. P., Townes C. H.* Interstellar ammonia. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1983. — Vol. 21. — Pp. 239–270.
- [143] *Milam S. N., Savage C., Brewster M. A. et al.* The $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ Isotope Gradient Derived from Millimeter Transitions of CN: The Case for Galactic Chemical Evolution // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 634, № 2. — Pp. 1126–1132.
- [144] *Colzi L., Sipilä O., Roueff E. et al.* Carbon isotopic fractionation in molecular clouds // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 640. — P. A51.
- [145] *Sipilä O., Colzi L., Roueff E. et al.* Combined model for ^{15}N , ^{13}C , and spin-state chemistry in molecular clouds // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 678. — P. A120.
- [146] *Lee J.-E., Evans N. J., II, Shirley Y. L., Tatematsu K.* Chemistry and Dynamics in Pre-protostellar Cores // *Astrophys. J.* — 2003. — Vol. 583, № 2. — Pp. 789–808.
- [147] *Hernandez A. K., Tan J. C., Caselli P. et al.* Mapping Large-scale CO Depletion in a Filamentary Infrared Dark Cloud // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 738, № 1. — P. 11.
- [148] *San José-García I., Mottram J. C., Kristensen L. E. et al.* Herschel-HIFI observations of high-J CO and isotopologues in star-forming regions: from low to high mass // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 553. — P. A125.

- [149] *Roberts H., Millar T. J.* A survey of $[D_2CO]/[H_2CO]$ and $[N_2D^+]/[N_2H^+]$ ratios towards protostellar cores // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 471, № 3. — Pp. 849–863.
- [150] *Hatchell J.* High NH_2D/NH_3 ratios in protostellar cores // *Astron. Astrophys.* — 2003. — Vol. 403. — Pp. L25–L28.
- [151] *Giers K., Spezzano S., Caselli P. et al.* Similar levels of deuteration in the pre-stellar core L1544 and the protostellar core HH211 // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 676. — P. A78.
- [152] *Howard A. D. P., Whitworth A. P., Marsh K. A. et al.* L1495 revisited: a PPMAP view of a star-forming filament // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 489, № 1. — Pp. 962–976.
- [153] *Caselli P., Bizzocchi L., Keto E. et al.* NH_3 (1_0-0_0) in the pre-stellar core L1544 // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 603. — P. L1.
- [154] *Caselli P., Keto E., Pagani L. et al.* Water vapor toward starless cores: The Herschel view // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 521. — P. L29.
- [155] *Sipilä O., Hugo E., Harju J. et al.* Modelling line emission of deuterated H_3^+ from prestellar cores // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 509. — P. A98.
- [156] *Sipilä O., Caselli P., Harju J.* HD depletion in starless cores // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 554. — P. A92.
- [157] *Zapata L. A., Arce H. G., Brassfield E. et al.* A spider-like outflow in Barnard 5 - IRS 1: the transition from a collimated jet to a wide-angle outflow? // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 441, № 4. — Pp. 3696–3702.
- [158] *Sipilä O., Caselli P.* Hydrodynamics with gas-grain chemistry and radiative transfer: comparing dynamical and static models // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 615. — P. A15.
- [159] *Borshcheva K., Fedoseev G., Punanova A. F. et al.* Formation of Complex Organic Molecules in Prestellar Cores: The Role of Nondiffusive Grain Chemistry // *Astrophys. J.* — 2025. — Vol. 990, № 2. — P. 163.