

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ

На правах рукописи

ВИБЕ
Дмитрий Зигфридович

ХИМИЧЕСКАЯ И ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ДОЗВЕЗДНЫХ
И ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ

Специальность 01.03.02 — астрофизика и радиоастрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург
2004

Содержание

Введение	7
Общая характеристика	7
Краткое содержание диссертации	14
Глава 1. Химическая эволюция областей звездообразования: разработка и анализ модели	23
1. Основные компоненты химической модели	23
1.1. Основные пути формирования химического состава МО	25
1.2. Уравнения химической кинетики	27
1.3. Газофазная химия	28
1.4. Химия на поверхности пылинок и взаимодействие газа и пыли .	30
1.4.1. Диссоциативная рекомбинация на поверхности пылинок	33
1.4.2. Заряд пылинок	34
2. Редукция химических баз данных	34
2.1. Редукция числа компонентов	38
2.2. Редукция числа реакций	40
3. Обилие CO в молекулярных облаках	41
3.1. Диффузное облако	44
3.2. Плотное облако	47
3.2.1. Газофазная химия	47
3.2.2. Учет взаимодействия газа и пыли	50
4. Степень ионизации в молекулярных облаках	52
4.1. Диффузное облако	53
4.2. Плотное облако	57
4.2.1. Газофазная химия	57
4.2.2. Учет взаимодействия газа и пыли	58
5. Степень ионизации в протопланетном диске	60
5.1. Начальные условия для протопланетного диска	60
5.2. Физические параметры протопланетного диска	63

5.3.	Общая химическая структура диска: сравнение с наблюдениями и другими расчетами	67
5.4.	Срединная область	71
5.4.1.	Темная «горячая» химия	71
5.4.2.	Темная «холодная» химия	73
5.5.	Промежуточный слой	74
5.5.1.	«Теплая» химия в присутствии рентгеновских лучей	74
5.5.2.	«Холодная» химия в присутствии рентгеновских лучей	75
5.6.	Поверхностный слой	79
5.6.1.	Химические процессы, определяемые рентгеновским излучением	80
5.6.2.	Химические процессы, определяемые УФ-излучением	80
6.	Редукция в динамических моделях	82
7.	Роль ошибок в параметрах химических реакций	89
7.1.	Группы чувствительности	90
7.2.	Корреляция обилий молекул с константами скоростей отдельных реакций	93
	<i>Заключение к главе 1</i>	96

Глава 2. Химическая эволюция плотных ядер темных молекулярных облаков 97

1.	Химико-динамическая модель дозвездного ядра в присутствии магнитного поля	102
1.1.	Динамическая модель дозвездного ядра	102
1.2.	Метод решения	104
1.3.	Начальные и граничные условия	104
2.	Динамика коллапсирующего облака	106
3.	Химическая структура ядра	113
3.1.	Модели без магнитного поля	118
3.2.	Магнитная поддержка ядра и обилие CCS	121
3.3.	Вероятность прилипания и энергии десорбции	124
3.4.	Скорость ионизации, масса облака и другие параметры	127

3.5.	Сравнение с другими работами	129
4.	Химия соединений кислорода, азота и углерода при повышенной скорости ионизации	130
4.1.	Начальные условия	135
4.2.	Основные характеристики моделей SI и HI	135
4.3.	Молекулы N_2H^+ и NH_3	139
4.4.	Молекулы HCN и HNC	143
4.5.	Молекулы CO, HCO^+ и H_2O	144
4.6.	Повышенная скорость ионизации и особенности химической структуры дозвездных ядер	147
5.	Сопоставление с наблюдениями: профили молекулярных линий	152
5.1.	Спектры в модели StM+B	155
5.2.	Распределение микротурбулентной скорости	158
5.3.	Распределение температуры	160
5.4.	Распределения регулярной скорости и молекулярных обилий . .	162
	<i>Заключение к главе 2</i>	164
Глава 3. Плотные облака во внешнем поле излучения		166
1.	Химико-динамическая модель дозвездного ядра во внешнем поле излучения	169
1.1.	Гидродинамическая модель	169
1.2.	Модель теплового баланса	169
1.2.1.	Нагрев	169
1.2.2.	Охлаждение	172
2.	Протозвездный коллапс в поле УФ-излучения	173
2.1.	Общее описание вычислений	173
2.2.	Основные результаты расчетов	175
2.2.1.	Эволюция сгустков без учета УФ-излучения	175
2.2.2.	Эволюция сгустков с учетом УФ-излучения	176
2.2.3.	Модели с упрощенным представлением динамики	181
2.3.	Структура нестационарного облака	182
2.3.1.	Температура	182

2.3.2. Химический состав: общая характеристика	183
3. Химическая эволюция дозвездного ядра	
в поле излучения	185
3.1. Семейство углерода	186
3.2. Семейство азота	189
3.3. Семейство кислорода	190
3.4. Связанные соединения семейств углерода, азота и кислорода . .	192
4. Ультрафиолетовое излучение и саморегуляция	
звздообразования	194
<i>Заключение к главе 3</i>	198
Глава 4. Магнитное поле в областях	
звздообразования и поляриметрия пыли	199
1. Моделирование турбулентного магнитного поля	202
2. Магнитное поле в областях звездообразования	
и поляризация проходящего излучения звезд	203
2.1. Вычисление параметров Стокса	203
2.2. Поляризация света звезд в молекулярных облаках	
с хаотическим магнитным полем	204
3. Поляриметрия теплового излучения пыли	207
3.1. Вычисление параметров Стокса	208
3.2. Коэффициент турбулентного ослабления	210
3.2.1. Идеальное угловое разрешение	210
3.2.2. Конечное угловое разрешение	213
4. Эффекты неоднородного распределения пыли	221
4.1. Предельная концентрация поляризующей пыли	222
4.2. Эффекты термализации	225
4.3. Корреляция плотности и параметров магнитного поля	228
5. Определение параметров магнитного поля	
в молекулярных облаках	230

<i>Заключение к главе 4</i>	234
Глава 5. Диагностика магнитного поля в областях звездообразования по наблюдениям спектральных линий	235
1. Оценка параметров магнитного поля по профилям молекулярных линий	236
1.1. Моделирование профилей линий	236
1.2. Сравнение с данными наблюдений	243
2. Природа нерегулярного магнитного поля в областях звездообразования и наблюдения ОН-мазеров	249
2.1. Поляризация излучения мазеров	254
2.2. Численная модель	256
2.2.1. Динамическая модель	256
2.2.2. Вычисление параметров Стокса	257
2.3. Результаты моделирования	261
3. Поляризация ОН-мазеров и параметры областей звездообразования	265
<i>Заключение к главе 5</i>	268
Заключение	269
Список литературы	278

Введение

Общая характеристика

Актуальность темы

В эволюции Вселенной одним из основных процессов является переход газа в звезды. В целом, картина образования звезд из межзвездного газа сложилась, и ее можно считать важным достижением астрофизики 2-й половины XX века. Однако, несмотря на значительные усилия теоретиков и наблюдателей, детали этого процесса все еще остаются загадкой. Из наблюдений следует, что звезды образуются в темных плотных ядрах молекулярных облаков (МО). Однако до сих пор отсутствует общепринятое представление о том, как именно происходит переход от разреженного межзвездного газа со средней концентрацией n порядка 1 частицы на см^3 к молекулярным облакам ($n \sim 10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$) и дозвездным объектам ($n > 10^6 \text{ см}^{-3}$) и как в деталях начинается образование звезды из дозвездной газовой конфигурации [1]. Известно, что звезда формируется в гравитационно неустойчивом газовом сгустке, но до сих пор неясно, образуются эти сгустки изначально неустойчивыми или же теряют устойчивость постепенно, некоторое время пребывая в квазистационарном состоянии [2].

В пользу первого варианта свидетельствует, например, тот факт, что в окрестностях Солнца во всех комплексах молекулярных облаков есть молодые звезды. В то же время, в областях звездообразования практически отсутствуют звезды, возрасты которых превышали бы 1 – 3 млн. лет. Иными словами, мы не видим ни областей звездообразования, в которых формирование звезд еще не началось, ни «старых» областей звездообразования, в которых процесс рождения звезд длился бы более 3 млн. лет. Это указывает на то, что формирование звезд в молекулярном облаке начинается сразу после его образования и так же быстро закачивается [3].

С другой стороны, для типичного гигантского МО с массой $5 \cdot 10^5 M_{\odot}$ и радиусом порядка 30 пс динамическая шкала времени равна нескольким

миллионам лет. Так как полная масса молекулярных облаков в Галактике составляет $2 \cdot 10^9 M_{\odot}$, средняя скорость перехода газа в звезды должна измеряться в сотнях масс Солнца в год. Реальное же значение скорости звездообразования на два порядка уступает этому значению [4]. Из этого можно сделать вывод, что образование протозвездных объектов в МО происходит не в динамической шкале, а в более медленной, например, связанной с тем, что облака удерживаются от коллапса не только тепловым, но и турбулентным или магнитным давлением. В этом случае скорость образования звезд будет задаваться темпом диссипации турбулентности или скоростью амбиполярной диффузии [5].

К сожалению, наблюдения не позволяют пока отдать безусловное предпочтение «быстрому» (в динамической шкале) или «замедленному» звездообразованию. По-видимому, в природе реализуются оба варианта. Турбулентность, магнитное поле, тепловое давление не одинаково «работают» на разных масштабах. Например, устойчивость гигантских МО определяется турбулентными движениями; на средних (порядка 5 пс) и малых (менее 1 пс) масштабах возрастает относительная роль магнитного поля и теплового давления. Параметры образования звезд являются результатом сложного взаимодействия многих факторов с разными временными и пространственными шкалами. Необходимо более глубокое изучение этих взаимодействий, в частности, исследование пространственной структуры магнитного поля.

Начальный этап процесса сжатия (коллапса) молекулярного облака уже более четырех десятилетий является одним из самых трудных объектов для исследования. До сих пор не обнаружен ни один объект, о котором можно было бы абсолютно уверенно сказать, что он представляет собой коллапсирующую протозвезду. Известные плотные ядра молекулярных облаков разделяются на стабильные ядра без крупномасштабных движений (B68, L1498) и на ядра, в которых уже есть центральные компактные источники ИК-излучения (предполагаемые молодые звездные объекты). Имеется лишь несколько «переходных» объектов (B335, L1544, CB17), в спектрах которых предположительно наблюдаются признаки коллапса, точнее, радиального движения ве-

щества по направлению к центру объекта. С другой стороны, численные гидродинамические и магнитогидродинамические модели образования и сжатия протозвезд так же не позволили выделить какой-либо характерный признак, отличающий их, например, от турбулентных флуктуаций плотности. Интерпретация наблюдений и их сопоставление с теорией затруднены тем, что самая распространенная молекула в МО — молекулярный водород — практически не излучает в силу отсутствия дипольного момента и потому остается невидимой для земного наблюдателя.

Один из активно разрабатываемых в настоящее время сценариев образования одиночных маломассивных звезд выглядит следующим образом. Ядра темных облаков поперечником менее 1 пс удерживаются от коллапса магнитным полем, действие которого со временем ослабевает из-за амбиполярной диффузии. Через несколько миллионов лет в облаке появляется центральная конденсация с температурой $T \sim 10$ К и плотностью $n \sim 10^5 - 10^6$ см⁻³ (такие объекты называют дозвездными ядрами). По мере возрастания плотности степень ионизации в центре ядра падает, магнитное давление ослабевает, и начинается процесс сжатия в динамической шкале (коллапс). Еще через $10^4 - 10^5$ лет формируется центральное гидростатическое ядро (зародыш будущей звезды), и начинается формирование аккреционного диска и перпендикулярных ему сверхзвуковых потоков вещества (джетов). Эти джеты расчищают остатки облака, открывая находящуюся в его центре звезду типа Т Тельца и протопланетный аккреционный диск. Как видно из этой картины, образование звезды включает в себя самые разнообразные движения, начиная с простого одномерного сжатия (или расширения) и заканчивая сложными трехмерными динамическими явлениями — ударными волнами, дисками и биполярными истечениями. Все эти динамические процессы представляют собой по сути движение молекулярного водорода, но мы вынуждены судить о состоянии МО по наблюдениям примесных молекул, содержание самой обильной из которых (СО) не превышает 10^{-4} по отношению к H₂ [6].

Относительное содержание этих примесных молекул необязательно одинаково по всему облаку. Коллапс, вероятно, начинается в химически однород-

ном облаке, но по мере его развития однородность нарушается. В частности, как показывают наблюдения, в плотных центральных областях почти всех дозвездных объектов обилие серосодержащих молекул CS и C₂S по отношению к азотосодержащим молекулам NH₃ и N₂H⁺ более низко, чем на периферии [7]. Очевидно, что для количественной интерпретации результатов наблюдений, т.е. формы профилей и интенсивностей линий этих молекул необходимо моделировать вместе динамическую и химическую эволюцию молекулярных облаков.

Развитие наблюдательной базы лишь усиливает это требование. До сих пор наши знания о химическом составе МО были основаны, главным образом, на данных, полученных с помощью однозеркальных телескопов с низким угловым разрешением, которые позволяли строить только сглаженные распределения плотности, температуры и химического состава в наблюдаемом регионе и не давали подробной информации о движении газа. Появление новых интерферометрических и субмиллиметровых инструментов — OVRO, VIMA и особенно (в перспективе) ALMA — обуславливает накопление огромного объема наблюдательных данных. Их глубокого понимания можно достичь только при наличии эффективного инструмента для выполнения одновременного и самосогласованного моделирования всех важнейших химических, динамических и энергетических процессов.

Такая самосогласованность означает одновременное решение уравнений гидродинамики, химической кинетики и баланса энергии. В уравнения гидродинамики входит температура (внутренняя энергия). Плотность и температура (а также экстинкция, если в вычислениях учитывается внешнее излучение) определяют скорости протекания химических реакций. Скорости реакций и содержание определенных молекул влияют на скорости нагрева и охлаждения, таким образом, изменяя локальную температуру. Ситуация усложняется при необходимости учета магнитного поля, например, для включения в расчет амбиполярной диффузии. В этом случае помимо молекулярных источников нагрева и охлаждения необходимо вычислять степень ионизации как функцию координат. Очень важную роль и в динамике, и в химической

кинетике играет излучение — особенно коротковолновая составляющая межзвездного поля излучения. Поэтому необходимо согласованно рассчитывать и перенос излучения в облаке.

С вычислительной точки зрения эта задача весьма нелегка, поскольку включение в программу набора химических реакций равносильно добавлению еще одного измерения в гидродинамическую задачу. По этой причине динамические и химические процессы в межзвездной среде обычно моделируются отдельно. Попытки объединить их немногочисленны и, как правило, связаны с какими-либо упрощениями, например, с использованием предвычисленной динамической эволюции и теплового баланса или очень ограниченного набора химических реакций.

В ранних моделях химической эволюции МЗС уравнения химической кинетики решались при фиксированных значениях плотности, температуры и визуальной экстинкции (напр. [8, 9]). Лишь в некоторых моделях принимались в расчет процессы нагрева и охлаждения [10, 11, 12]. Эти модели позволили выявить основные закономерности протекающих в МЗС химических процессов и успешно воспроизвести средние обилия большинства наблюдаемых молекул в молекулярных облаках [13]. И по сей день они применяются в случаях, когда речь идет об исследовании какого-либо базового свойства химической эволюции областей звездообразования и протозвездных объектов, как это сделано, например, в работе Jonkheid et al. [14], в которой семейство «одноточечных» моделей использовано для оценки температур газа и пыли в протопланетных дисках.

Однако для моделирования динамически эволюционирующих объектов такие модели непригодны, поскольку не позволяют проследить связь между кинематической и химической структурой объекта. До работ, представленных в диссертации, попытки одновременного моделирования химических реакций и движения вещества предпринимались пока только с учетом различных упрощающих предположений. Chièze et al. [15] при рассмотрении динамической эволюции использовали эмпирическое предположение о существовании потоков перемешивания, переносящих вещество из ядра облака к поверхности.

Однако характеристики этих потоков получались не из интегрирования уравнений гидродинамики, а задавались в виде внешних параметров. Prasad et al. [16] построили модель динамической и химической эволюции молекулярных облаков, при реализации которой использовалась параметризация температуры, то есть отсутствовало самосогласованное рассмотрение энергетического баланса.

В работах Shalabiea & Greenberg [163], Bergin & Langer [17] для исследований химической эволюции изотермического коллапсирующего облака использовано аналитическое выражение для описания изменения плотности в нем, основанное на предположении о сжатии без давления. В серии работ Aikawa et al. [18, 19, 20] рассмотрена эволюция молекулярной структуры коллапсирующего облака, динамика которого описывается приближенным или точным решением уравнений Эйлера, однако возможная взаимосвязь между химией и динамикой также не рассматривается.

Наиболее полно задача одновременного решения уравнений гидродинамики и химической кинетики была решена в работе Gerola & Glassgold [21]. Ее авторы построили самосогласованную одномерную гидродинамическую модель самогравитирующего межзвездного облака, включив в нее ряд механизмов нагрева и охлаждения газа, а также несколько химических реакций, определяющих содержание 14 атомов, ионов и молекул. Содержание еще около 30 составляющих оценивалось по приближенным формулам. Авторы планировали использовать эту модель для решения различных астрофизических задач, но их работа осталась незавершенной.

В серии работ Ciolek & Mouschovias (напр. [22]) и в работе Desch & Mouschovias [23] рассмотрена эволюция коллапсирующего облака в магнитном поле с учетом амбиполярной диффузии. Поскольку содержание электронов в подобных объектах определяется обилием молекулярных ионов, в указанных работах степень ионизации рассчитывается с помощью упрощенной химической модели, однако делается предположение о химическом равновесии. Ограниченность этого подхода не позволяет воспроизводить в его рамках обилия наблюдаемых молекул и исследовать зависимость динамики замаг-

ниченного облака от эволюционных свойств его молекулярного состава.

Другим важным аспектом эволюции замагниченных дозвездных облаков являются параметры магнитного поля в них. В их определении также оказываются незаменимыми наблюдения молекулярных линий и пыли. Первые данные о поляризации излучения света звезд в межзвездном пространстве (напр. [24]) позволяли надеяться, что и о магнитных полях в молекулярных облаках можно будет судить по поляриметрическим наблюдениям фоновых звезд. Однако более поздние исследования показали, что ориентация пылинок в молекулярных облаках становится более хаотической, чем в МЗС [25]. Вопрос о том, насколько этот факт связан с усложнением структуры магнитного поля в молекулярных облаках и как согласовать его с поляризацией собственного излучения пыли, остается открытым.

Сложная структура магнитного поля в областях звездообразования отражается и на форме молекулярных линий. Повышение чувствительности и углового разрешения наблюдательной техники предъявляет повышенные требования к моделям образования спектральных линий и к методам их интерпретации.

Все это подчеркивает актуальность представленной работы, в которой преследовались следующие основные цели.

Цели диссертации

1. Разработка модели химической эволюции межзвездной среды, включающей наиболее современные данные о химических реакциях в газовой фазе и на поверхностях пылинок, а также о физических процессах, обеспечивающих обмен веществом между газовой и пылевой фазами. Тестирование модели путем сравнения теоретических содержаний различных молекул с наблюдаемым химическим составом молекулярных облаков.
2. Анализ базы данных о скоростях химических реакций UMIST 95: разработка методов выбора из нее подгрупп реакций и процессов, отвечающих за эволюцию содержания отдельных компонентов, важных с динамиче-

ской точки зрения. Исследование влияния ошибок в константах скоростей химических реакций на результаты моделирования.

3. Построение самосогласованной химико-динамической модели коллапса дозвездного ядра, контролируемого амбиполярной диффузией. Исследование различных факторов, определяющих наблюдаемые общие и индивидуальные черты химической и кинематической структуры дозвездных ядер.
4. Построение самосогласованной химико-динамической модели эволюции дозвездного ядра в поле внешнего излучения. Изучение роли УФ-поля в формировании спектра масс протозвездных объектов и в формировании химической структуры переходной области между коллапсирующим ядром и его нагретой расширяющейся оболочкой.
5. Разработка и применение методов определения параметров турбулентного магнитного поля в областях звездообразования по поляриметрическим наблюдениям теплового и мазерного излучения молекул, а также теплового излучения пыли.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Общий объем диссертации 294 страницы, включая 80 рисунков, 35 таблиц и список литературы из 248 наименований.

Краткое содержание диссертации

Во Введении обосновывается актуальность и формулируются основные цели исследований, приведенных в диссертации.

Глава 1 посвящена описанию модели химической эволюции межзвездной среды (МЗС), построенной диссертантом, и детальному анализу использованной в диссертации химической базы данных UMIST 95. Описаны включенные

в модель классы химических реакций, а также способ моделирования физических процессов, приводящий к обмену веществом между газовой и пылевой фазами МЗС. Приводятся также результаты тестирования модели.

Анализ UMIST 95 проводится с двух позиций. Во-первых, в диссертации представлена методика автоматизированного выбора из химических баз данных только тех реакций и компонентов, которые необходимы для моделирования эволюции обилия заданного соединения. С помощью этой методики показано, что для вычисления содержания в молекулярных облаках динамически важных компонентов — оксида углерода и электронов — в случае чисто газовой химии можно уменьшить число компонентов с 400, содержащихся в UMIST 95, до нескольких десятков и число реакций с 4000 до нескольких сотен, сократив время вычислений на два порядка. Для модели, учитывающей взаимодействие газа с пылью через процессы адсорбции и десорбции, редукция также достаточно эффективна. При включении в модель реакций на поверхностях пылинок эффективность редукции существенно уменьшается. Для вычисления содержания CO и электронов необходимо удерживать в базе данных до половины всех компонентов и реакций. Выигрыш в процессорном времени как правило не превышает 10 раз.

При помощи этой же методики проанализирована ионизационная структура протопланетного диска. Учитывается ионизация рентгеновским и ультрафиолетовым излучением звезды, межзвездным УФ-излучением, космическими лучами и продуктами распада радиоактивных изотопов. Выделены небольшие подгруппы химических процессов, определяющих величину степени ионизации как функцию времени в репрезентативных точках диска с точностью 50%–100%. Показано, что по величине степени ионизации диск разделяется на три слоя. В срединном слое, центрированном на плоскость симметрии диска, степень ионизации поддерживается исключительно космическими лучами и радионуклидами. Величина ее очень мала, менее 10^{-12} . Если рассматривать перенос углового момента, обусловленный магниторотационной неустойчивостью, эта область соответствует так называемой «мертвой зоне». Значение степени ионизации в срединном слое определяется эво-

люцией обилий примерно десяти компонентов со сравнимым количеством реакций. В промежуточном слое основным движущим фактором химических реакций является ионизация рентгеновским излучением звезды. Впервые показано, что в таких специфических условиях на величину степени ионизации могут оказывать существенное (до порядка величины) влияние реакции на поверхностях пылинок. В промежуточном слое величина x_e определяется комплексом из более сотни химических реакций и компонентов. Наконец, в разреженном поверхностном слое степень ионизации определяется балансом процессов фотоионизации и рекомбинации.

Второй аспект анализа UMIST 95 в диссертации заключается в изучении влияния ошибок определения значений скоростей газофазных химических реакций на результаты моделирования содержаний молекул в МЗС. Методом случайного варьирования констант скоростей в пределах указанных в UMIST 95 ошибок оценены разбросы теоретических обилий для темных и диффузных молекулярных облаков. Все соединения разбиты на 6 групп по величине разброса их модельных равновесных обилий при варьировании констант скоростей химических реакций. Разбросы обилий простых соединений лежат в пределах 0.5–1 порядка, но существенно возрастают с увеличением числа атомов в молекуле. Исследование корреляций между содержанием соединения и значениями констант скоростей реакций позволяет предложить еще один способ выделения реакций, которые наиболее существенно влияют на обилие избранного соединения.

В главе 2 проведено детальное исследование химической эволюции дозвездных ядер в присутствии магнитного поля в сферически-симметричном приближении. Связь динамической эволюции и химической эволюции обусловлена амбиполярной диффузией, эффективность которой зависит от суммарного содержания ионов, главным образом, молекулярных. Объединенная химико-динамическая модель применена к моделированию дозвездного облака L1544, характерными особенностями которого являются признаки коллапса в профилях спектральных линий и «луковичная» химическая структура: содержание таких молекул как CO, CS, C₂S достигает максимума на неко-

тором расстоянии от центра облака (порядка 10000 а.е.), а к центру заметно спадает.

Для исследования связи эволюции магнитного поля и химической эволюции рассмотрены две базовые модели. В обоих случаях облако имеет массу порядка $20 M_{\odot}$ и радиус около 0.2 пс и изначально находится в магнито-статической конфигурации. В первой модели учитывается вклад в динамику магнитного давления и амбиполярной диффузии, в результате начальная стадия коллапса более продолжительна: увеличение центральной плотности на порядок происходит более чем за 5 млн. лет. Во втором случае магнитное поле не влияет на динамику облака, и оно коллапсирует практически в шкале времени свободного падения: увеличение центральной плотности на порядок происходит за 1.3 млн. лет. Различие во временных шкалах коллапса приводит к существенным отличиям в химических параметрах облака. В первой модели содержание молекулы CCS существенно понижено к центру облака: в ее лучевой концентрации наблюдается «дыра» с радиусом около 7000 а.е. и глубиной 1.3 раза, что прекрасно согласуется с наблюдаемыми значениями. Депрессия с большим радиусом получена и в радиальном профиле лучевой концентрации молекулы CS. С другой стороны, молекулы NH_3 , HCO^+ и N_2H^+ сконцентрированы к центру облака, опять же в согласии с наблюдениями. В модели без учета магнитного поля химическая дифференциация облака не воспроизводится. Лучевые концентрации CO, CS и CCS существенно сконцентрированы к центру облака.

Характерная скорость коллапса ядра, полученная в модели, — 200 м с^{-1} . Эта величина в 2 раза превышает наблюдаемое в L1544 значение. Однако вариация химических параметров модели к уменьшению скорости коллапса не приводит. Наиболее очевидный способ замедления сжатия — увеличение степени ионизации за счет использования элементного состава с повышенным содержанием металлов или за счет увеличения скорости ионизации космическими лучами. Вариация этих параметров действительно позволяет «затянуть» начальную фазу коллапса, однако к моменту достижения плотности 10^6 см^{-3} , характерной для объекта L1544, максимальная скорость коллап-

са во всех рассмотренных моделях практически неизменна и составляет все те же 200 м с^{-1} . При этом согласие лучевых концентраций рассмотренных соединений с наблюдениями по сравнению со стандартной моделью ухудшается.

Интересной особенностью модели с повышенной скоростью ионизации космическими лучами оказалось заметное падение к центру содержаний иона N_2H^+ , аммиака и некоторых других азотсодержащих молекул. Поскольку оно реально наблюдается в ряде дозвездных ядер (B68, L1512), в диссертации его причины исследованы подробно. Показано, что изменения обилий молекул, происходящие при повышении (понижении) скорости ионизации, обусловлены единой причиной — ускорением (замедлением) процессов, на которые прямо или косвенно влияют химические реакции с участием заряженных компонентов. Кроме влияния на газофазную химию, увеличение потока космических лучей не только приводит к более эффективному разрушению мантий пылевых частиц, но и ускоряет вымораживание некоторых компонентов. В частности, в модели с повышенным значением ζ уменьшение содержания молекулы N_2 вследствие реакций с ионом гелия приводит к быстрому накоплению атомов азота в пылевой фракции в виде аммиака, энергия десорбции которого велика по сравнению с энергией десорбции молекулярного азота. В результате происходит существенное снижение обилий молекул NH_3 и N_2H^+ в газовой фазе. В диссертации показано, что по наблюдениям ядер облаков в линиях HCN и HNC можно отделить влияние повышенного потока космических лучей от другой возможной причины понижения обилий азотсодержащих соединений — вымораживания N_2 вследствие большей энергии десорбции этой молекулы.

Проведено непосредственное сравнение наблюдаемых спектров молекулярного излучения с теоретическими, полученными по самосогласованным модельным распределениям скорости, обилий и пр. Результаты такого сравнения, выполненного для «стандартной» химической модели ядра с массой $20 M_\odot$ и возрастом 6 млн. лет, привели к выводу о слишком больших скоростях коллапса, получаемых в одномерной модели, по сравнению с данными

наблюдений объекта L1544.

Для выявления причин несоответствия между наблюдаемыми и теоретическими спектральными профилями проанализирована роль основных факторов, ответственных за формирование линий выходящего излучения, но не имеющих непосредственного отношения к химико-динамической модели и являющихся «свободными» параметрами модели переноса излучения. Показано, что вариация входных параметров модели переноса излучения — кинетической температуры и микротурбулентной скорости — в пределах, допускаемых наблюдениями, не приводит к существенному изменению спектральных профилей. Наиболее важными факторами, определяющими форму линий, оказались структура оболочки и кинематические характеристики облака. Общий вывод таков: L1544 имеет уплощенную структуру и наблюдается под некоторым углом. Для более адекватного воспроизведения этой структуры требуется построение двумерной модели.

В главе 3 рассмотрена химическая и динамическая эволюция дозвездного ядра, освещенного внешним полем УФ-излучения. Для ее исследования химическая модель была объединена с комплексом гидродинамических вычислений ZEUS2D, разработанным в Лаборатории вычислительной астрофизики Иллинойского университета. Кроме того, в модель были включены основные процессы нагрева и охлаждения газа в дозвездном ядре. Показано, что от интенсивности УФ-излучения существенно зависит характер коллапса ядра. Дозвездный сгусток, освещенный только диффузным межзвездным УФ-излучением, разделяется на две области с различной динамикой: собственно коллапсирующее ядро и расширяющуюся оболочку. Относительные массы этих областей зависят от интенсивности УФ-излучения и от начальной массы облака. У маломассивных (масса ниже джинсовской) время фотоиспарения короче времени свободного падения, и такие облака полностью разрушаются. Массивные облака более устойчивы, и нагрев, вызванный поглощением диффузного УФ-излучения, не оказывает на них столь разрушительного влияния. Более важную роль он играет в динамике облака: повышенное давление во внешних областях облака, вызванное этим нагревом, существен-

но ускоряет коллапс. Более интенсивное УФ-излучение (в 1000 раз превышающее диффузный фон) оказывается разрушительным даже для массивных облаков, хотя они не испаряются полностью. Между коллапсирующим облаком и расширяющейся оболочкой формируется переходная область (волна сжатия), в которой активно протекают сложные химические превращения, вызванные процессами обмена между газом и пылью, ответственные за образование локальных химических аномалий.

Анализ радиального профиля оптической экстинкции A_V в исследуемом молекулярном облаке показывает, что в различных областях облака реализуются режимы химии, характерные для диффузного ($A_V < 1$), полупрозрачного ($1 < A_V < 5$) и холодного плотного ($A_V > 5$) состояний межзвездного газа в молекулярных облаках. С внешней стороны волны сжатия газ прогревается, что приводит к росту скоростей эндотермичных реакций и к большей химической активности. В самой волне оптическая экстинкция среды существенно возрастает, что приводит к ускорению процессов адсорбции, химических реакций на поверхности пылевой фракции и десорбции в газовую среду. Иными словами, в этой области существенную роль начинает играть химический обмен между пылевой и газовой фракциями, приводящий к активному химическому синтезу простых молекул. И наконец, в коллапсирующем ядре реализуется химический режим, характерный для холодного плотного молекулярного газа, когда доминируют процессы адсорбции и каталитической химии на поверхности пылинок, приводящие к формированию ледяных мантий.

Продвижение волны сжатия внутрь облака приводит к тому, что в область относительно горячего газа попадают пылинки, окруженные ледяными мантиями. Активное испарение этих мантий в волне сжатия приводит к локальному увеличению концентраций химически нейтральных молекул (воды, аммиака и др.), интересных с наблюдательной точки зрения. Механизм активного химического обмена между газовой и пылевой фракциями в области пика плотности позволяет объяснить наблюдаемое повышенное обилие воды и аммиака во многих протозвездных облаках.

Глава 4 посвящена способам диагностики параметров магнитного поля в дозвездных ядрах и в областях звездообразования в целом по поляриметрическим наблюдениям излучения фоновых звезд и собственного теплового излучения пыли. Численно исследован вклад пылинок в молекулярном облаке в поляризацию проходящего света звезд. Показано, что облако не меняет заметным образом свойства поляризованного излучения (относительную величину поляризации и разброс позиционных углов), при условии что свет звезды изначально поляризован и турбулентное магнитное поле в облаке превосходит регулярное поле.

Данные о поляризации проходящего излучения звезд и собственного излучения пыли не противоречат друг другу при условии, что размер источника теплового излучения не превышает нескольких длин корреляции нерегулярного магнитного поля. Наличие неразрешенной структуры магнитного поля часто приводится в качестве предполагаемой причины возникновения «поляризационных дыр» (уменьшения процентной поляризации при увеличении интенсивности излучения пыли), наблюдаемого во многих плотных облаках. Рассмотрены дополнительные факторы, которые могут обусловить наблюдаемую антикорреляцию поляризации и интенсивности, в частности, зависимость поляризующих свойств пыли от плотности газа. Показано, что для согласия с данными наблюдений достаточно допустить, что вклад в поляризацию не вносит лишь пыль в наиболее плотных сгустках, занимающих не более нескольких процентов молекулярного облака. Исследована зависимость наблюдаемых характеристик поляризации теплового излучения пыли от параметров нерегулярного магнитного поля, неоднородностей в распределении пыли и разрешения телескопа.

В главе 5 рассмотрены статистические соотношения между среднеквадратическим значением хаотического магнитного поля и различными оценками этой величины, полученными из пространственных вариаций круговой поляризации тепловых спектральных линий. Хотя влияние вариаций уменьшается при увеличении длины луча зрения N_{corr} , выраженной в единицах турбулентной длины корреляции, при небольших значениях N_{corr} , по-видимому, типич-

ных для МО, параметры наблюдаемой круговой поляризации существенным образом зависят от свойств турбулентного магнитного поля. Предложенные статистические соотношения использованы для анализа карты области Орион А в линии водорода 21 см. Показано, что в этой области величины среднего и хаотического магнитных полей сравнимы между собой.

Рассмотрено астрофизическое мазерное излучение, генерируемое в присутствии умеренно сверхзвуковой магнитогидродинамической (МГД) турбулентности. Основное внимание уделено мазерам ОН, у которых величина зеemanовского расщепления превышает ширину линии, с целью решения загадки, состоящей в отсутствии зеemanовских π -компонентов и высокой круговой поляризации наблюдаемых спектров этих мазеров. Показано, что недавно обнаруженная в МГД-турбулентности вытянутость вихрей вдоль магнитного поля увеличивает оптическую толщину в направлении, параллельном магнитному полю, по сравнению с направлением, перпендикулярным к магнитному полю. Численная модель мазерного излучения и МГД-турбулентности использована для количественной демонстрации двух явлений: подавления плоскополяризованных π -компонентов и усиления σ -компонентов, поляризованных по кругу. В вычислениях проявляется также наблюдаемое усиление одного σ -компонента зеemanовской пары по сравнению с другим.

В Заключении приводятся основные результаты диссертации, а также список статей, в которых они опубликованы.

Глава 1

Химическая эволюция областей звездообразования: разработка и анализ модели

1. Основные компоненты химической модели

Основу исследований, описанных в диссертации, составляет численная модель химической эволюции межзвездной среды, предназначенная для изучения темных и частично прозрачных для УФ-излучения дозвездных облаков, а также протозвездных объектов и протопланетных дисков. Более подробно физические параметры этих объектов будут описаны в разделах, посвященных их исследованию. В данном разделе представлены включенные в модель химические и физические процессы, формирующие молекулярный состав областей звездообразования.

Современные электронные базы данных о химических реакциях в межзвездной среде разработаны для исследования процессов как в диффузной (преимущественно атомарной), так и плотной (молекулярной) средах и включают тысячи реакций между сотнями нейтральных и заряженных компонентов [26, 27]. Практически все эти реакции являются двухчастичными. Как показывает численное моделирование, вклад трехчастичных реакций даже при высоких плотностях¹, характерных для ранних стадий эволюции протопланетных дисков ($n_{\text{H}} \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$), пренебрежимо мал [28]. Поскольку в диссертации более высокие значения плотности не рассматриваются, мы учитываем только парные химические процессы.

Формирование молекулярных связей в межзвездной среде происходит, главным образом, посредством ион-молекулярных реакций (например, $A^+ + B \rightarrow AB^+$) [29], радиативной ассоциации атомов и/или молекул ($A + B \rightarrow AB + h\nu$) в газовой фазе или химических реакций на поверхности межзвездных пыли-

¹Если не оговорено иное, плотность указывается в единицах числа ядер водорода на единицу объема.

нок ($A + B : g \rightarrow AB : g$) [30]. Для корректной интерпретации наблюдательных данных необходимо учитывать все три пути.

Разрушение молекулярных связей также происходит в результате нескольких процессов. Молекулярные ионы эффективно разрушаются в процессах диссоциативной рекомбинации с тепловыми электронами — $AB^+ + e^- \rightarrow A + B$, причем для коэффициентов скорости процессов рекомбинации доминантных молекулярных ионов при низких температурах 10–30 К характерны относительно высокие значения $\sim 10^{-7} - 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. В плотных областях молекулярных облаков (МО) и протопланетных дисков возможно разрушение химических связей в реакциях с ионом He^+ , образующимся при ионизации гелия космическими лучами (со скоростью $\sim 10^{-18} \text{ с}^{-1}$).

Химические связи перераспределяются в обменных реакциях, приводящих к образованию более сложных соединений. Здесь также наиболее важны ион-молекулярные реакции ($A^+ + BC \rightarrow AB^+ + C$), так как подавляющее большинство из них протекает с высокой скоростью даже при температурах ~ 10 К. До последнего времени считалось, что химические реакции между нейтральными компонентами ($AB + CD \rightarrow AC + BD$) при низких температурах значительно более медленны по сравнению с ион-молекулярными реакциями. Однако недавние экспериментальные исследования [34] показали, что у реакций с участием радикалов (например, $CN + O_2$ или $CN + C_2H_2$) коэффициенты скорости всего лишь в ~ 5 раз ниже, чем у ион-молекулярных реакций.

Внешние области молекулярных облаков и протопланетных дисков подвержены воздействию интенсивного ультрафиолетового (УФ) излучения, которое вызывает диссоциацию молекулярных химических связей ($AB + h\nu \rightarrow A + B$). Межзвездное поле УФ-излучения в окрестностях Солнца оценивается с помощью различных экспериментальных методик и может быть представлено как дилутированное поле излучения В-звезды с пиком в дальней УФ-области 1200–1600Å и резким обрывом в пределе Лаймана 912Å (13.6 эВ) [31, 32]. Некоторые молекулы, например H_2 , CO и CN , диссоциируются фотонами из узких интервалов длин волн в диапазоне от 912 до 1100Å. Другие компоненты, например CH и OH , диссоциируются излучением континуума с

длинами волн вплоть до 3000Å. Кроме того, межзвездные УФ-фотоны способны ионизовать целый ряд атомов.

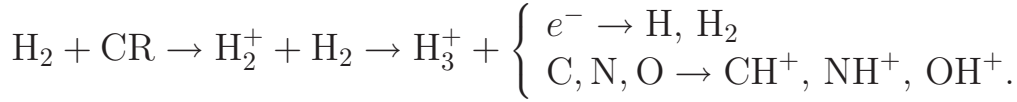
В плотных холодных областях дозвездных и протозвездных объектов первичную ионизацию, необходимую для протекания ион-молекулярных реакций, обеспечивают космические лучи. Там же важную роль начинают играть процессы взаимодействия между газом и пылью, точнее, процессы образования и разрушения ледяных мантий на пылевых частицах и химические реакции на поверхностях пылинок.

Перечисленные процессы формирования, разрушения и перераспределения молекулярных связей составляют основу химических моделей областей звездообразования. В настоящее время разработан целый ряд таких моделей (см. обзор [33]), однако они, как правило, обладают относительно «узкой специализацией», то есть, предназначены для исследования химической эволюции межзвездной среды в ограниченном диапазоне физических условий. Представленная здесь модель изначально ориентирована на применение в динамических расчетах, когда физические параметры среды со временем могут существенно меняться. Поэтому в ней максимально полно представлены как физические, так и химические процессы, определяющие эволюцию дозвездных и протозвездных объектов, что обеспечивает ее применимость в очень широком диапазоне задач.

1.1. Основные пути формирования химического состава МО

Газофазные реакции, обеспечивающие разнообразие химического состава молекулярных облаков, инициируются в основном за счет внешних воздействий: космических лучей и поля межзвездного УФ-излучения ($6 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 13.6 \text{ эВ}$), — которые приводят к ионизации атомов и активации ион-молекулярных реакций. межзвездной среде. Основу ион-молекулярной химии в темных облаках составляет ионизация наиболее обильной молекулы H_2 космическими лучами (CR) и ее последующее протонирование с образованием химически

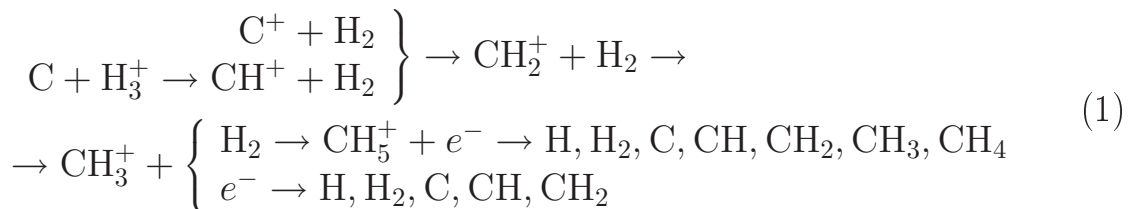
активного иона H_3^+ :



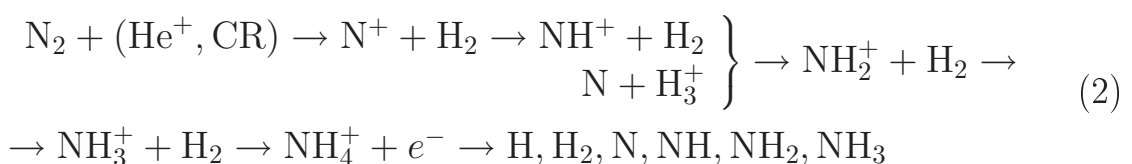
Ион H_3^+ играет важную роль в иницировании цепочек ион-молекулярных реакций, особенно в плотных холодных областях, экранированных от УФ-излучения. Многие первичные химические процессы, например $\text{C}^+ + \text{H}_2$, $\text{N}^+ + \text{H}_2$ и $\text{O} + \text{H}^+$, эндотермичны, и потому при низких температурах $T \sim 10 - 100$ К, характерных для плотных молекулярных облаков, их скорости малы. Поэтому химия этих семейств иницируется обычно либо посредством относительно медленных реакций ассоциации (семейство углерода) и обмена зарядом (семейство кислорода), либо посредством реакций с ионом H_3^+ . Так как потенциалы ионизации O и N выше предела Лаймана, в молекулярных облаках эти элементы преимущественно нейтральны. Другие — C, S, Na, Mg, Fe, ... — во внешних областях молекулярного облака однократно ионизованы, причем наиболее важную роль играет ион C^+ , активно участвующий в реакциях ион-молекулярной химии.

Газофазная химия основных примесных компонентов — C, N, O — по современным представлениям [35] выражается следующими упрощенными схемами.

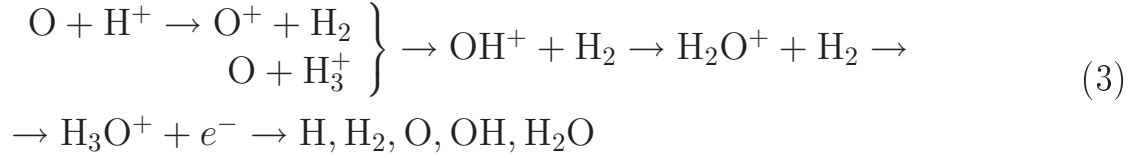
- Семейство углерода



- Семейство азота



- Семейство кислорода



Из этих схем видно, что химия семейств углерода, азота и кислорода инициируется за счет взаимодействия этих элементов с первичными продуктами ионизации и диссоциации основных компонентов (H, H₂, He) космическими лучами и межзвездным УФ-излучением. Как только образуются ионы CH⁺ и OH⁺, быстрые ион-молекулярные реакции насыщения водородом и реакции диссоциативной рекомбинации приводят к формированию радикалов CH и OH и насыщенных водородом инертных молекул CH₄, H₂O и NH₃. Синтез простых молекул семейства азота осложняется тем, что начальная реакция N⁺ + H₂ имеет энергетический барьер ~ 100 К, а экзотермическая реакция N + H₃⁺ обладает очень низким коэффициентом скорости. По-видимому, в синтезе аммиака и других сложных молекул семейства азота существенную роль играют химические процессы на поверхности пылевой фракции (подробнее об этом — в разделе 5 главы 2).

1.2. Уравнения химической кинетики

Изменение химического состава среды описывается следующими уравнениями:

$$\frac{d}{dt}n_i^g(\vec{r}, t) = \sum_j \sum_l K_{lj}^g n_l^g n_j^g - n_i^g \sum_j K_{ij}^g n_j^g - k_i^{\text{acc}} n_i^g + k_i^{\text{des}} n_i^d \quad (4)$$

и

$$\frac{d}{dt}n_i^d(\vec{r}, t) = \sum_j \sum_l K_{lj}^d n_l^d n_j^d - n_i^d \sum_j K_{ij}^d n_j^d + k_i^{\text{acc}} n_i^g - k_i^{\text{des}} n_i^d. \quad (5)$$

Здесь n_i — количество молекул типа i в единице объема; верхние индексы «g» и «d» обозначают газовую и пылевую фазы, соответственно. Первый член в уравнениях (4–5) описывает образование молекулы в различных химических реакциях, второй — ее разрушение в реакциях, в которых она является одним из реагентов. Третий и четвертый члены описывают обмен молекулами

между газовой и пылевой фазами. Коэффициенты K и k включают в себя всю зависимость скоростей реакций от физических условий в среде — температуры газа (пыли), интенсивности поля излучения, скорости ионизации и пр. Выражение для вычисления коэффициента скорости зависит от типа реакции, например,

$$K = \begin{cases} \alpha (T/300)^\beta \exp(-\gamma/T) & \text{— двухчастичные реакции,} \\ \alpha & \text{— реакции с космическими лучами,} \\ G_0 \alpha \exp(-\gamma A_V) & \text{— фотореакции.} \end{cases} \quad (6)$$

Здесь T — температура газа, A_V — величина поглощения в видимой области спектра, G_0 — интенсивность УФ-излучения, выраженная в единицах эквивалентного среднего межзвездного потока ($\sim 1.6 \cdot 10^{-3}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ [31, 32]). При интегрировании этих уравнений используются различные варианты начального элементного и (или) молекулярного состава, подробное описание которых приводится в разделах, посвященных результатам моделирования.

1.3. Газофазная химия

В представленной модели в качестве источника констант α , β и γ использована одна из наиболее полных схем газофазных реакций в межзвездной среде — UMIST 95, — разработанная в Манчестерском университете (Великобритания) под руководством Т. Миллара [36]. В нее включены следующие элементы: H, He, C, N, O, S, Si, Na, Mg, Fe — и их нейтральные и ионизованные соединения².

Газофазная схема синтеза межзвездных молекул, используемая в диссертации, включает следующие классы реакций.

Ионизация и диссоциация космическими и рентгеновскими лучами. Галактические космические лучи с энергиями ≥ 2 МэВ легко проникают в плотные центральные области молекулярных облаков, ионизуя самые обильные компоненты со скоростью $\zeta \sim 10^{-17}$ с $^{-1}$. Вблизи молодых звездных объектов возможно также наличие еще одного ионизирующего фактора — повышенного рентгеновского фона [37].

²В дальнейшем мы будем иногда использовать обобщенный термин «молекулы», подразумевая в том числе нейтральные и ионизованные атомы.

Нейтраль-нейтральные реакции. Обычно эти реакции обладают энергией активации, что в условиях холодной межзвездной среды приводит к их практическому «замораживанию». Однако, когда в реакцию вступают химически активные радикалы (O, OH, C и др.), то скорости этих реакций существенно возрастают. В частности, реакции такого типа ответственны за образование в межзвездной среде молекул CO, N₂, O₂ и CN.

Ион-молекулярные реакции. Скорости этих реакций (если они экзотермические) велики. Именно этот тип реакций в основном определяет наблюдаемый химический состав межзвездной среды.

Реакции радиативной ассоциации. Несмотря на малые скорости этих реакций, они важны в тех случаях, когда аналогичные ион-молекулярные реакции являются эндотермическими (например, реакции C⁺, N⁺ и CH₃⁺ с H₂).

Диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов. Эти реакции приводят к образованию устойчивых (стабильных) нейтральных соединений в межзвездной среде.

Фотодиссоциация и фотоионизация молекулярных и атомарных компонентов УФ-излучением (с учетом эффектов самоэкранирования). Межзвездное УФ-излучение приводит к фотодиссоциации и фотоионизации молекулярных и атомарных компонентов с энергиями диссоциации и ионизации, меньшими лаймановского предела (13.6 эВ). Внутри плотного молекулярного облака УФ-излучение ослабляется за счет процессов поглощения на атомах, молекулах и пылевых частицах, так что средняя интенсивность поля излучения пропорциональна $\exp(-\gamma A_V)$. Здесь A_V — оптическая экстинкция, отсчитываемая от внешней границы облака. Для наиболее обильных компонентов существенную роль играют эффекты самоэкранирования УФ-излучения [38, 39, 40]. Кроме того, при расчете скоростей фотоионизации C, фотовозбуждения и диссоциации H₂ и фотодиссоциации CO учитывается, что в этих процессах поглощаются фотоны на близких длинах волн, поэтому на скорость этих процессов оказывает влияние не только поглощение на пыли и самоэкранирование, но и поглощение излучения в конкурирующих

процессах.

Коэффициенты скоростей этих процессов, в существенной степени определяющих структуру переходов $\text{H} \rightarrow \text{H}_2$ и $\text{C}^+ \rightarrow \text{C} \rightarrow \text{CO}$ во внешних оболочках плотных облаков, представляются в виде

$$K_i^{(\text{ph})} = \alpha_i e^{-\gamma_i A_V} \beta(\tau_{\text{H}_2}, \tau_{\text{C}}, \tau_{\text{CO}}), \quad (7)$$

где $i = \text{H}_2, \text{C}, \text{CO}$. Здесь $A_i e^{-\gamma_i A_V}$ — скорость фотопроцесса с учетом ослабления УФ-излучения на пылевой составляющей, а фактор $\beta(\tau)$ определяет степень самоэкранирования данной составляющей и экранирования излучения в этих же линиях другими компонентами и рассчитывается по методике de Jong et al. [41].

Фотопроцессы, индуцированные космическими лучами. Prasad & Tarafdar [42] предположили, что в ядрах плотных облаков может существовать поле УФ-излучения, индуцированное ионизацией космическими лучами. Электроны, образующиеся при ионизации, возбуждают молекулы водорода. Энергия возбуждения излучается в виде УФ-фотонов, способных ионизовать или диссоциировать некоторые молекулы. В дальнейшем для краткости они будут именоваться КЛ-фотонами. При вычислении скоростей этих реакций мы использовали данные Gredel et al. [43] для молекулы CO и Gredel et al. [44] для остальных молекул.

Полная схема химических реакций строится с учетом заданного элементного состава межзвездного газа и параметров внешних энергетических воздействий. По известным коэффициентам скоростей реакций вычисляются скорости образования и разрушения всех рассматриваемых компонентов в уравнениях химической кинетики (4).

1.4. Химия на поверхности пылинок и взаимодействие газа и пыли

Хотя газофазные модели успешно применяются для моделирования состава молекулярных облаков в целом ($n_{\text{H}} \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$) [46], воспроизведение наблюдаемой химической структуры плотных ядер молекулярных облаков оказывается невозможным без учета процессов, связанных с взаимодействием газа

и пыли. На важную роль пыли в химической эволюции МЗС указывают и непосредственные наблюдения линий поглощения твердой фазы некоторых молекул, в частности H_2O и CO [45].

Скорость протекания поверхностных реакций и сама возможность применения уравнений вида (5) для их моделирования остаются предметом обсуждения [47]. Однако проведенные сравнения показывают, что по крайней мере в плотной фракции межзвездной среды использование уравнений (5) позволяет получить если не количественно, то качественно верные результаты. В данной модели схема каталитических реакций на поверхности пылевой фракции строится в соответствии с работами [30, 8] и включает около 200 реакций двух основных типов.

Реакции ассоциации с атомарным водородом — $\text{H:g} + \text{R:g} \rightarrow \text{RH:g}$, приводящие к формированию насыщенных водородом химически нейтральных соединений — CH_4 , H_2O , NH_3 и др.

Реакции формирования устойчивых химических соединений — гомогенных молекул — $\text{R:g} + \text{R:g} \rightarrow \text{R}_2\text{:g}$. Во внутренних областях молекулярных облаков, где газофазный водород преимущественно связан в молекулярных соединениях и скорость адсорбции свободных атомов водорода мала, реакции ассоциации приводят к образованию химически инертных молекул C_2 , N_2 , O_2 и др.

Мы предполагали, что продукты поверхностных реакций также остаются в составе ледяных мантий. Единственное исключение из этого правила — реакция образования молекулы водорода. В модели считается, что сразу после формирования молекула H_2 переходит из пылевой в газовую фазу. Перечисленные реакции формируют ледяные мантии пылинок, а процессы тепловой и индуцированной сублимации этих мантий обеспечивают химический обмен между пылевой и газовой фракциями межзвездного газа.

В модели предполагается, что пылинки представляют собой силикатные шары радиуса $a_d = 0.1 \mu\text{м}$ и плотности $\rho_d = 3 \text{ г см}^{-3}$. Массовая плотность пыли составляет 1% от массовой плотности газа.

Обмен молекулами между мантиями и газом осуществляется благодаря

механизмам адсорбции и десорбции. В нашей модели скорость адсорбции молекулы на пылинки задается формулой

$$k_{\text{acc}} = \pi a^2 \langle v \rangle S n_{\text{gr}} \text{ с}^{-1},$$

где a и n_{gr} — радиус пылинки и концентрация пыли, $\langle v \rangle$ — средняя тепловая скорость адсорбируемой молекулы, S — коэффициент прилипания. Следуя Willacy et al. [48], мы считали, что $S = 0.3$ для всех нейтральных молекул и молекулярных и атомарных ионов, за исключением He и H₂ и их ионов. Коэффициент прилипания для атомарного водорода оценивался по формуле Hollenbach & McKee [49]. При высоких температурах газа, свойственных протопланетным дискам, величина S , вероятно, уменьшается (Burke & Hollenbach [50]). Чтобы качественно учесть эту тенденцию, в модели протопланетного диска мы умножали коэффициент прилипания S для нейтральных компонентов на долю молекул данного типа, имеющих тепловую энергию меньше энергии десорбции E_{D} для этих молекул (считая распределение скоростей максвелловским).

Мы учитывали три механизма десорбции: обычное тепловое испарение, тепловое испарение, индуцированное космическими лучами [8]), и фотодесорбцию. Скорость теплового испарения i -го компонента определяется выражением (Hasegawa et al. [30])

$$k_{\text{evap}}(i) = \nu_0(i) \exp[-T_{\text{D}}(i)/T_{\text{d}}],$$

где $\nu_0(i)$ — собственная частота колебаний молекулы, $T_{\text{D}}(i)$ — температура десорбции молекулы, T_{d} — температура пыли. Значения $T_{\text{D}}(i)$ взяты из [8]. Если использовались температуры десорбции из других источников, это отмечается особо.

Молекулы также испаряются с участков поверхности пылинки, нагретых при столкновениях с космическими лучами. В работе Hasegawa & Herbst [8] предполагается, что частица космических лучей при столкновении передает пылевой частице энергию порядка 0.4 МэВ, локально нагревая ее до температуры $T_{\text{ср}}$, близкой к 70 К для силикатной пыли с $a \approx 0.1 \mu\text{м}$ и $T_{\text{d}} \approx 10 \text{ К}$. Для

вычисления $T_{\text{ср}}$ при других значениях $T_{\text{д}}$ мы использовали аппроксимацию

$$T_{\text{ср}} = (4.36 \cdot 10^5 + T_{\text{д}}^3)^{1/3}, \quad (8)$$

основанную на результатах Léger, Jura & Omont [51]. Это выражение предсказывает нагрев пылинки до 76 К при начальной $T_{\text{д}} = 10$ К. При $T_{\text{д}} \geq 100$ К разогрева пылинки практически не происходит.

Ближе к границе облака молекулы выбиваются из мантий при поглощении УФ-квантов. Скорость этого процесса оценивается по формуле (напр. Bergin et al. [9])

$$k_{\text{pd}} = YG_0 \exp(-2A_V)\pi a^2,$$

где Y — выход фотодесорбции. Его величина известна плохо, теоретические и экспериментальные оценки варьируются от 10^{-10} до 10^{-2} (Bergin et al. [9]). В моделях плотного дозвездного ядра во внешнем поле излучения значение Y было одним из параметров моделирования (глава 3). В модели протопланетного диска мы вычисляли Y по формуле

$$Y = 0.0035 + 0.13 \exp(-336/T_{\text{д}}),$$

выведенной Walmsley, Pineau des Forêts & Flower [52] на основе экспериментальных данных Westley et al. [53].

1.4.1. Диссоциативная рекомбинация на поверхности пылинок

В отличие от нейтральных компонентов, прилипающих к пылинкам, молекулярные ионы, приближаясь к пылевым частицам, захватывают с их поверхности один электрон и вступают в реакцию диссоциативной рекомбинации с ним. В моделях дозвездных ядер мы предполагали, что заряд пылинки мгновенно восстанавливается (Umebayashi & Nakano [54]). Коэффициент скорости диссоциативной рекомбинации с пылинками оценивался по формуле

$$k_{\text{dr}}(i) = \sum_j \alpha_j \pi a_{\text{д}}^2 v_{\text{th}}(i) n_{\text{д}} C_{\text{ion}},$$

где фактор

$$C_{\text{ion}} = S \left(1 + \frac{1.671 \cdot 10^{-3}}{a_d T_d} \right) \quad (9)$$

учитывает кулоновское притяжение между отрицательно заряженной пылинкой и положительно заряженным ионом (Rawlings et al. [55]). Суммирование производится по возможным каналам соответствующей газофазной реакции; величина α_j представляет собой вероятность j -го канала. Величина S принята равной 0.3 для всех ионов. Предполагается, что продукты диссоциативной рекомбинации на поверхности пылинок остаются в газовой фазе.

1.4.2. Заряд пылинок

Численные расчеты, проведенные многими авторами (см. напр. [54]), показывают, что в плотных молекулярных облаках большинство пылинок обладает однократным отрицательным зарядом. В плотной среде протопланетного диска ситуация более сложная, поэтому в модель протопланетного диска нами добавлены не только отрицательно заряженные, но также положительно заряженные и нейтральные пылинки. Пылинка приобретает отрицательный заряд или теряет положительный, захватывая свободные электроны. Коэффициент прилипания электрона к пылинке, использованный в модели, экспоненциально убывает с температурой пыли T_d , принимая значение ~ 0.5 при $T_d \sim 10 - 20$ К, что близко к результатам Umebayashi & Nakano [54]. При температурах свыше 100 К коэффициент прилипания электрона близок к нулю. При моделировании взаимодействия электрона с положительно заряженной пылинкой коэффициент прилипания умножается на C_{ion} . Пылинка теряет заряд в результате диссоциативной рекомбинации молекулярного иона и становится нейтральной или положительно заряженной.

2. Редукция химических баз данных

Несмотря на значительный рост быстродействия компьютеров, моделирование химической эволюции протозвездных объектов и протопланетных дисков

остаётся весьма ресурсоемкой вычислительной задачей. Особенно это относится к проблеме, рассмотрению которой посвящена значительная часть диссертации, — самосогласованному моделированию химической и динамической эволюции этих систем.

Как уже говорилось выше, с математической точки зрения химические процессы в МЗС описываются дифференциальными уравнениями химической кинетики. Скорость изменения содержания данного компонента определяется суммарной скоростью всех реакций, реагентом или продуктом которых он является. Как уже говорилось, набор этих реакций и параметры, необходимые для вычисления их скоростей, содержатся в специальных базах данных, объединяющих сотни компонентов и тысячи реакций между ними. Подбор реакций для включения в базу осуществляется на основе наблюдательных и теоретических аргументов: наличие в МЗС определенной молекулы приводит к включению в базу данных тех реакций, в которых, как предполагается, она образуется, следом добавляются реакции для промежуточных компонентов и т.д. Из 394 компонентов, входящих в схему UMIST 95, например, в наблюдениях обнаружено только около 130 молекул. Иными словами, в модели, направленной на общее исследование химической эволюции МЗС, необходимо учитывать в несколько раз больше компонентов, чем их реально известно.

Задача моделирования химической эволюции в заданной области пространства сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений, которая, как правило, является жесткой (с математической точки зрения это означает, что у ее якобиана есть собственные числа с большой отрицательной вещественной частью). Для эффективного решения подобных систем разработаны специальные методы, например метод Гира [56], реализованные в виде общедоступных программ на ФОРТРАНе. Расчет эволюции обилий всех компонентов из базы данных UMIST 95 до $t \sim 10^8$ лет с учетом их вымерзания на пыли и поверхностных реакций в одной точке с фиксированными физическими условиями на процессоре с тактовой частотой порядка 1 ГГц занимает около часа, что делает исследование химической структуры стати-

ческого молекулярного облака вполне решаемой задачей. К сожалению, в динамической задаче ситуация существенно усложняется. Физические условия в каждой расчетной ячейке непрерывно меняются, время счета существенно возрастает, в результате чего одновременное моделирование динамической и химической эволюции объекта с учетом всех молекулярных компонентов становится практически невыполнимой задачей.

С другой стороны, в большинстве приложений моделирование всего комплекса химических процессов не требуется. Во многих астрофизически интересных ситуациях достаточно отслеживать эволюцию лишь избранного числа компонентов. Интуитивно кажется очевидным, что для моделирования обилия иона N_2H^+ , например, не нужно с высокой точностью вычислять содержание C_{10}^+ . С динамической точки зрения интерес представляют лишь доминантные ионы, которые определяют степень ионизации среды, или молекулы, эффективно высвечивающие энергию и потому вносящие существенный вклад в энергетический баланс межзвездного газа.

Особый интерес для динамического моделирования представляет степень ионизации x_e . В дозвездных объектах она определяет эффективность магнитного поля как фактора, противодействующего коллапсу, в частности, задает временную шкалу амбиполярной диффузии, которая приводит к постепенной потере магнитной поддержки [57]. В протопланетных аккреционных дисках согласно распространенной модели ионизация фактически обеспечивает возникновение турбулентности, благодаря которой происходит перераспределение углового момента. В этой модели развитие МГД-турбулентности происходит в результате магниторотационной неустойчивости (напр. Balbus [58]). Особенности ионизационной структуры приводят к тому, что диск разделяется на «активный» слой, располагающийся у поверхности диска, и «мертвую зону», расположенную в срединной области. Внешняя, активная часть диска ионизируется излучением молодой звезды и межзвездным излучением. Степень ионизации здесь велика, из-за чего магнитное поле заморожено в газ. Благодаря этой замороженности в активном слое развивается неустойчивость, обеспечивающая протекание аккреции (напр. Gammie [59]; Fleming & Stone [60]).

Срединная область экранирована от ионизирующих факторов и является практически нейтральной. Из-за отсутствия взаимодействия между магнитным полем и веществом турбулентность не развивается, и аккреция не происходит. Расположение границы между двумя этими слоями очень чувствительно как к физическим параметрам диска, так и к его химическому составу (напр. Fromang, Terquem & Balbus [61]).

Моделирование динамической эволюции дозвездных и протозвездных объектов само по себе представляет ресурсоемкую задачу, и ее объединение с полномасштабной химической моделью в настоящее время не представляется возможным. Поэтому в подобных моделях, как правило, используют очень упрощенные химические схемы, включающие лишь несколько ионов и реакций ионизации и рекомбинации, часто пренебрегая наличием пыли (Desch & Mouschovias [23]; Sano et al. [62]; Fromang et al. [61]; Fleming & Stone [60]) и предполагая, что среда находится в химическом равновесии. С целью максимального упрощения расчетов применяется следующее выражение для оценки равновесной степени ионизации (напр. [59])

$$x_e(\text{eq}) = \sqrt{\frac{\zeta}{\alpha_{\text{rec}} n_{\text{H}}}}, \quad (10)$$

где ζ — скорость ионизации, α_{rec} — типичный коэффициент рекомбинации, n_{H} — плотность ядер водорода. Однако такой подход оправдан лишь при условии, что в среде нет пыли и единственным ионизирующим фактором являются космические лучи. В реальности же пыль играет важнейшую роль в эволюции степени ионизации, выступая в качестве донора электронов в реакциях диссоциативной рекомбинации ионов или в качестве стока для нейтральных компонентов в холодных областях облака или диска. Кроме космических лучей в среде может присутствовать рентгеновское излучение [37]. Совокупное действие этих факторов приводит к тому, что химия ионизации оказывается более сложной и в ряде случаев неравновесной. Кроме того, в различных областях облака или диска доминантными оказываются разные ионы с разными значениями α_{rec} . В результате непродуманное использование формулы (10) может привести к существенным ошибкам.

Для проверки выражения (10) в диссертации детально проанализирована ионизационная структура протопланетного диска, а также на основе анализа базы данных UMIST 95 построены редуцированные наборы компонентов, необходимые для вычисления обилий динамически важных компонентов в протозвездных облаках и протопланетных дисках. Для этого использованы два метода анализа химических баз данных, позволяющих выделять из всего набора UMIST 95 ограниченные подмножества реакций и компонентов, с помощью которых возможно с приемлемой точностью воспроизвести обилие нужного компонента. Нужно отметить, что сокращение числа компонентов и реакций в модели не только существенно сокращает время счета, но и значительно облегчает анализ полученных результатов, что мы продемонстрируем ниже.

Первая попытка редукции астрохимических баз данных была предпринята Ruffle et al. [63] и Rae et al. [64]. С помощью метода «объективной редукции», разработанного для анализа процессов горения, авторы этих работ показали, что задачу выбора нужных компонентов и реакций из астрохимической базы данных можно автоматизировать. Для статической среды, параметры которой соответствуют диффузным облакам, в газофазной химической модели они выделили подмножества, содержащие несколько десятков компонентов, позволяющие вычислить обилие CO и степень ионизации с ошибкой (по сравнению с полной химической моделью), не превышающей множителя 2.

В диссертации выполнен аналогичный анализ базы UMIST 95 для условий, характерных для более плотных объектов, соответствующих поздним стадиям звездообразования. С химической точки зрения ситуация в них значительно более сложная, чем в диффузных облаках, в частности из-за того, что в этом случае уже невозможно пренебречь взаимодействием газа и пыли и поверхностными реакциями.

2.1. Редукция числа компонентов

Этот метод основан на технике, предложенной в работах [63, 64]. Он состоит в выделении из всей базы данных *важных* компонентов, обилия которых пред-

полагается воспроизвести в данном исследовании, и в последующем подборе *необходимых* компонентов, которые должны присутствовать в химическом наборе, чтобы обилия важных компонентов воспроизводились с требуемой точностью.

Изначально набор состоит из N_0 важных компонентов. Для каждого из них вычисляется параметр

$$B_i = \sum_{j=1, N_0} \left(\frac{n_i \partial f_j}{g_j \partial n_i} \right)^2, \quad (11)$$

где n_i — обилие i -го компонента, а

$$f_j = \sum_{lm} k_{lm} n_l n_m - n_j \sum_l k_{jl} n_l = G_j - L_j$$

представляет собой суммарную скорость изменения обилия j -го компонента, которая выражается через разность скоростей его синтеза G_j и разрушения L_j . Скорости нормируются на величину

$$g_j = \max(G_j, L_j).$$

С учетом этих обозначений величина

$$\frac{n_i \partial f_j}{g_j \partial n_i}$$

представляет собой полную нормированную скорость изменения обилия j -го компонента только в реакциях с участием i -го компонента. Фактически, величина B_i является мерой чувствительности содержаний важных компонентов к обилию i -го компонента. Важное свойство параметра B_i заключается в том, что с его помощью легко разделить компоненты на «необходимые» и «не столь необходимые», что иллюстрируется на рис. 1. Из всего набора компонентов выбираются только те, у которых величина B_i превосходит пороговое значение ϵ_1

$$B_i > \epsilon_1. \quad (12)$$

Эти компоненты добавляются к начальному набору важных компонентов, после чего параметры B_i вычисляются заново. Процесс продолжается до тех

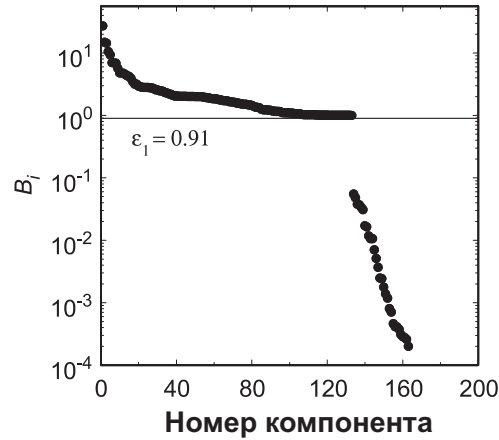


Рис. 1. Значения B_i , вычисленные для $n_{\text{H}} = 10^3 \text{ см}^{-3}$ с учетом только газофазных химических реакций при $t = 10^7$ лет. В качестве важных компонентов выбраны Mg^+ и S^+ . Указано также пороговое значение ϵ_1 .

пор, пока на очередном шаге к набору важных компонентов не добавляется ни одно соединение. Поскольку нас интересует эволюционная картина, этот процесс выполняется для нескольких моментов времени, соответствующих «ранней» и «поздней» химии.

2.2. Редукция числа реакций

В этом методе из полной базы данных выделяются *реакции*, необходимые для вычисления обилий важных компонентов. При применении первого метода даже после сокращения числа компонентов в сокращенном наборе могут остаться «ненужные» реакции. При применении второго метода этого не происходит, в результате чего он действует более эффективно.

Редукция числа реакций начинается с выделения основных путей синтеза и разрушения важных компонентов и оценки их относительного вклада. Сначала строится полная химическая модель, с помощью которой вычисляются обилия всех компонентов для нескольких репрезентативных моментов времени. Затем выбираются *важные* компоненты, и с помощью описанного ниже итеративного процесса оцениваются веса всех компонентов w_s и реакций w_r модели.

На начальном шаге веса важных компонентов принимаются равными 1, веса всех остальных компонентов обнуляются. Для каждого важного компонента находятся все реакции, в которых он синтезируется или разрушается. Они считаются *важными* реакциями. Компоненты, участвующие в важных реакциях, включаются в список *необходимых* соединений. Каждому из необходимых компонентов присваивается вес

$$w_s(i) = \max_k \left\{ \left| \frac{\partial f_k}{\partial n_i} n_i \right| \frac{w_s(k)}{G_k + L_k} \right\}. \quad (13)$$

Максимум берется по всем важным компонентам (они обозначаются индексом k). Каждой важной реакции присваивается промежуточный вес $w_r(l, k)$, равный ее скорости, нормированной на сумму $G_k + L_k$ и умноженной на $w_s(k)$. Окончательный вес реакции равен

$$w_r(l) = \max_k (w_r(l, k)). \quad (14)$$

На следующей итерации та же процедура применяется к набору, содержащему важные и необходимые компоненты, добавленные на предыдущей итерации. На этом этапе важным компонентам снова присваиваются единичные веса, а веса необходимых компонентов определяются их участием в реакциях, меняющих содержание важных компонентов. Итерации останавливаются, когда прекращается добавление к набору новых необходимых компонентов. Эта процедура повторяется для нескольких моментов времени. Полученные в результате наборы реакций объединяются и сортируются по окончательным весам реакций. В редуцированный набор включаются только реакции, вес которых w_r превышает пороговое значение ϵ_2 . Типичные значения w_r и пороговая величина ϵ_2 показаны на рис. 2. Значение порогового параметра выбирается с учетом требований к точности вычислений.

3. Обилие CO в молекулярных облаках

Молекула CO — самая обильная в молекулярных облаках после H_2 и He — представляет двоякий интерес. Во-первых, она является одним из основ-

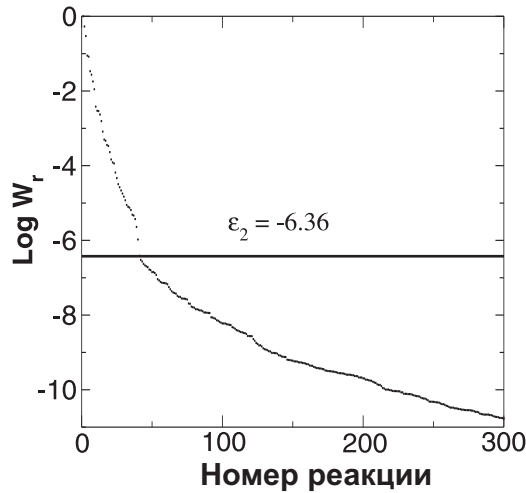


Рис. 2. Значения w_r , вычисленные для $n_H = 10^7 \text{ см}^{-3}$ с учетом только газофазных химических реакций при $t = 10^7$ лет. В качестве важного компонента выбрана молекула CO. Указано также пороговое значение ϵ_2 .

ных индикаторов распределения плотности молекулярного межзвездного газа. Во-вторых, она важна для динамических расчетов, поскольку является основным молекулярным охладителем [65]. При проведении массивных динамических расчетов желательно иметь в распоряжении простую модель, которая позволяла бы с приемлемой точностью предсказывать содержание CO и вместе с тем не включала бы в себя излишнюю информацию, способную существенно усложнить расчет. В этом разделе выявлены основные химические процессы, ответственные за эволюцию обилия CO в молекулярных облаках. Физические условия, использованные для анализа процессов образования и разрушения CO, приведены в табл. 1. Там же приводятся обозначения моделей. Температура газа и пыли во всех случаях принималась равной 10 К. Предполагалось, что УФ-облучение облака отсутствует ($A_V \gg 10^m$).

В качестве начального химического состава использованы так называемые наборы с высокой и низкой металличностью (напр. Lee et al. [27]), приведенные в табл. 2. В наборе с высокой металличностью в стандартный солнечный химический состав [66] внесены изменения, связанные с предполагаемым связыванием ряда элементов в пылевых частицах: содержание серы уменьшено в 2 раза, натрия — в 10 раз, кремния — в 50 раз, магния — в 60 раз, железа

Таблица 1. Описание моделей, используемых при редукции химических баз данных в молекулярном облаке.

Обозначение	Описание
DIFF	$n_{\text{H}} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$
DENS	$n_{\text{H}} = 10^7 \text{ cm}^{-3}$
GAS	Только газофазные реакции ($395 \times 3864^{\text{a}}$)
DAC	GAS с адсорбцией и десорбцией (543×4593)
DUST	DAC с поверхностными реакциями (543×4785)
HM	Высокая металличность
LM	Низкая металличность

^aНабор содержит 395 компонентов и 3864 реакции.

Таблица 2. Начальные обилия компонентов.

Компонент	Высокая металличность	Низкая металличность
He	9.75(-2)	9.75(-2)
C	7.86(-5)	7.86(-5)
N	2.47(-5)	2.47(-5)
O	1.80(-4)	1.80(-4)
S	9.14(-6)	9.14(-8)
Si	9.74(-7)	9.74(-9)
Na	2.25(-7)	2.25(-9)
Mg	1.09(-6)	1.09(-8)
Fe	2.74(-7)	2.74(-9)

— в 110 раз. В наборе с низкой металличностью содержание этих элементов уменьшено еще в 100 раз. Изначально весь водород связан в молекулах H_2 , остальные элементы присутствуют в атомарной форме.

Газофазный набор GAS содержит 395 компонентов (с учетом электронов) и 3864 реакции. К набору DAC помимо компонентов и реакций газофазной химии добавлены 148 поверхностных компонентов и 729 реакции взаимодействия газа и пыли (адсорбция, десорбция и рекомбинация ионов). Газопылевой набор DUST в дополнение содержит еще 192 поверхностных реакции. В дальнейшем эти наборы будут именоваться полными. Их анализ выполнялся следующим образом. Сначала для всех представленных моделей проводился расчет химической эволюции с полным набором компонентов и реакций. По результатам этого расчета с помощью представленных методов

составлялись сокращенные наборы реакций. Во всех случаях единственным *важным* компонентом считалась молекула CO. В таблицах 3–6 представлены результаты редукции и сокращение времени расчета благодаря использованию редуцированного набора реакций.

3.1. Диффузное облако

В случае диффузного облака и чисто газовой химии ($n_{\text{H}} = 10^3 \text{ см}^{-3}$, GAS-DIFF) основу синтеза молекулы CO составляют нейтраль-нейтральные реакции с участием кислорода, атомарного углерода или легких углеродсодержащих молекул, диссоциативная рекомбинация HCO^+ и разрушение H_2CO КЛ-фотонами. КЛ-фотоны также ответственны за разрушение молекулы CO. Поскольку металлы, сера и кремний непосредственно на содержание CO не влияют, естественно ожидать, что заметных различий между моделями с высокой и низкой металличностью не будет.

В отсутствие взаимодействия между газом и пылью эволюция CO сравнительно проста. На протяжении $\sim 10^6$ лет обилие молекулы нарастает, а затем, достигнув равновесного значения около 10^{-4} , далее остается неизменным (рис. 3). С помощью метода редукции компонентов в модели с высокой металличностью из 395 соединений выделено 36 молекул, а в модели с низкой металличностью — 28 молекул, ответственных за содержание CO. Благодаря столь существенному сокращению время расчета становится очень небольшим, около нескольких секунд на ПК с частотой порядка 1 ГГц (табл. 3). На ранней эволюционной стадии ($t \sim 10^3 - 10^4$ лет) ошибка в обилии CO по сравнению с полной моделью достигает 50% для высокой металличности и 80% для низкой металличности. По достижении равновесия ошибка уменьшается до 20% (рис. 3, нижняя панель). Отметим, что на всех подобных рисунках мы показываем ошибку расчета с сокращенным набором только для метода редукции числа компонентов.

В методе редукции числа реакций желаемая точность задается изначально и для всех расчетов в этом и следующем разделах составляет 30%. В данном случае на протяжении 10^7 лет она достигается за счет более обширного ре-

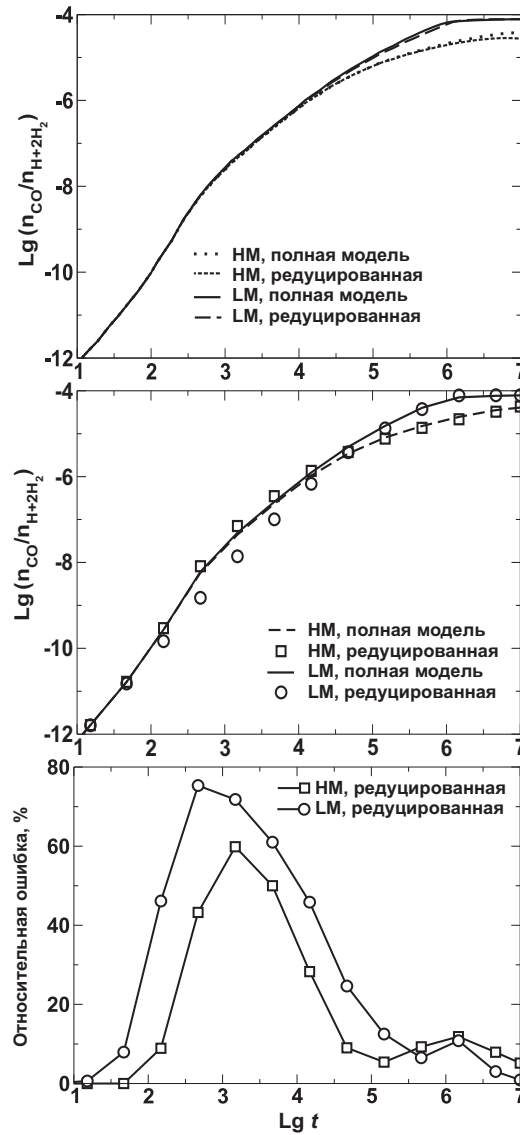


Рис. 3. Обилие CO (верхняя и средняя панели) и относительная ошибка расчета (нижняя панель) в диффузном облаке. Приведены результаты для газофазной химии (модель GAS-DIFF). На верхней панели показаны результаты редукиции числа реакций. Отмечены «точное» решение (HM — пунктир, LM — сплошная линия) и решение с редуцированным набором (HM — короткие штрихи, LM — длинные штрихи). На средней и нижней панелях показаны результаты редукиции числа компонентов. Отмечены «точное» решение (HM — штриховая линия, LM — сплошная линия) и решение с редуцированным набором (HM — квадраты, LM — кружки).

дуцированного набора. Для обеспечения такой точности в наборе необходимо учитывать 158 (высокая металличность) или 95 (низкая металличность) компонентов (рис. 3, верхняя панель). Соответствующий выигрыш в вычислительном времени составляет 50 раз для случая НМ и 240 раз для случая ЛМ (табл. 3). Как видно на рис. 3, характер эволюции обилия СО практически одинаков в моделях с высокой и низкой металличностью, однако с химической точки зрения модель ЛМ оказывается несколько проще и требует удержания в наборе меньшего количества компонентов.

Таблица 3. Редукция для СО в диффузном облаке.

Модель	Важный компонент	Редуцированный набор	Ускорение счета
Редукция числа компонентов			
HM-GAS-DIFF	СО	36 × 240	> 100
LM-GAS-DIFF	СО	28 × 182	> 100
HM-DAC-DIFF	СО	37 × 242	> 100
LM-DAC-DIFF	СО	27 × 173	> 100
Редукция числа реакций			
HM-GAS-DIFF	СО	158 × 588	50
LM-GAS-DIFF	СО	95 × 313	240
HM-DUST-DIFF	СО	298 × 1293	8
LM-DUST-DIFF	СО	306 × 1310	5

Включение процессов адсорбции и десорбции, а также поверхностных реакций на химии диффузного облака существенным образом не сказывается: при столь низкой плотности ($n_{\text{H}} = 10^3 \text{ см}^{-3}$) взаимодействие между газом и пылью неэффективно. С помощью редукции компонентов в сокращенный набор было включено 37 молекул для модели НМ и 27 молекул для модели ЛМ (табл. 3), т.е. практически столько же, сколько и в случае газофазной химии. Более того, в моделях GAS-DIFF, DAC-DIFF и DUST-DIFF можно использовать один и тот же набор (свой для каждой металличности), если в период до $t \sim 10^3 - 10^4$ лет допустима неопределенность в обилии СО порядка 100%. Чтобы избежать этой неопределенности, необходимо существенно расширить редуцированный набор. С помощью метода редукции числа реакций из 543 компонентов удастся удалить всего лишь около половины (табл. 3). Время

Таблица 4. Редукция для CO в плотном облаке (газофазная химия).

Модель	Важный компонент	Редуцированный набор	Ускорение счета
Редукция числа компонентов			
HM-GAS-DENS	CO	27×133	> 100
LM-GAS-DENS	CO	27×152	> 100
Редукция числа реакций			
HM-GAS-DENS	CO	8×9	$> 10^4$
LM-GAS-DENS	CO	8×9	$> 10^4$

счета по сравнению с полной моделью сокращается в несколько раз.

3.2. Плотное облако

3.2.1. Газофазная химия

В модели чисто газофазной химии для плотного молекулярного облака (модель GAS-DENS) основные процессы синтеза и разрушения молекул CO практически те же, что и в диффузном облаке. При столь высокой плотности ($n_{\text{H}} = 10^7 \text{ см}^{-3}$) увеличивается эффективность реакций с участием наиболее обильных компонентов C, O, CH и CH₂. В результате химия оксида углерода еще более упрощается. Результаты редукции для этого случая показаны на рис. 4. В начале эволюции ($t \leq 10^3$ лет) обилие CO быстро возрастает, а затем остается постоянным, достигнув равновесного обилия около 10^{-4} (как и в случае диффузного облака, равновесное обилие CO определяется начальным обилием углерода).

Метод редукции числа компонентов позволяет выделить набор из 27 компонентов, с помощью которого обилие CO воспроизводится с ошибкой, не превышающей 15% на протяжении всего эволюционного времени 10^7 лет для обоих вариантов металличности (рис. 4, средняя и нижняя панели). Время вычислений сокращается в сотни раз (табл. 4). Но на деле даже в этом наборе содержится излишняя информация. Применив к той же модели метод редукции числа реакций, мы выделили из всей базы данных UMIST 95 всего лишь 9 реакций с участием 8 компонентов (табл. 5), которые обеспечивают

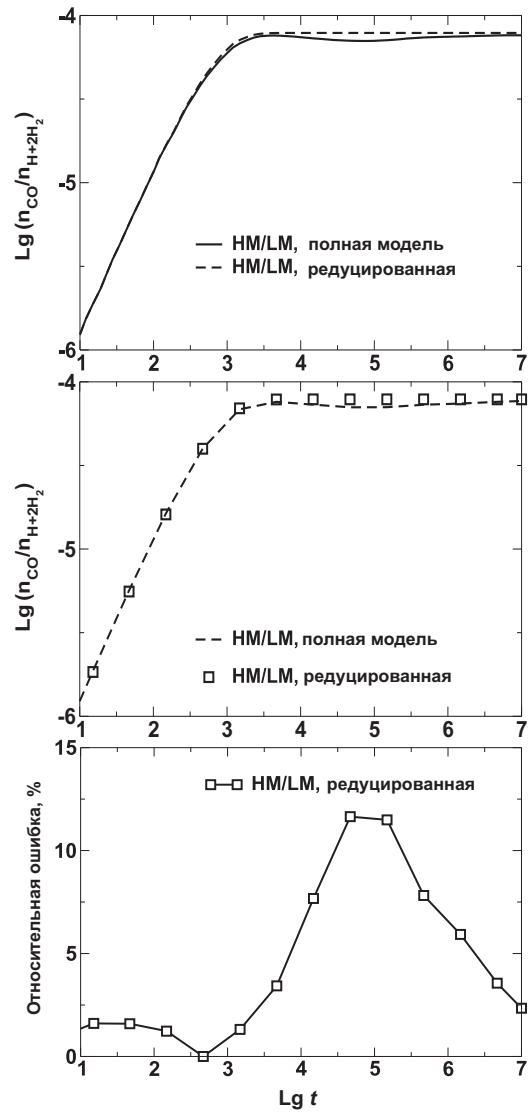


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для плотного облака (модель GAS-DENS).

Таблица 5. Редуцированный набор реакций, определяющих содержание CO в плотной межзвездной среде.

Реакции	
1 H + CH ₂	→ CH + H ₂
2 H ₂ + C	→ CH ₂ + hν
3 C + CH ₂	→ C ₂ H + H
4 O + CH	→ CO + H
5 O + CH ₂	→ CO + H + H
6 O + C ₂ H	→ CO + CH
7 H ₂ + CR	→ H + H
8 CH + hν _{CR} ^a	→ C + H
9 CO + hν _{CR}	→ C + O

^aКЛ-фотон

ту же 15-процентную точность (рис. 4, верхняя панель).

В среде с изначально атомарным химическим составом (за исключением молекулярного водорода) цепочка реакций начинается диссоциацией молекул H₂ частицами космических лучей и радиативной ассоциацией этих молекул с атомами углерода, что приводит к образованию молекулы CH₂. Она реагирует с атомами H и C, превращаясь в CH и C₂H. Три образующихся в результате соединения (CH, CH₂ и C₂H) реагируют с атомарным кислородом. Главным продуктом этих реакций является молекула CO. Синтез монооксида углерода компенсируется реакциями диссоциации молекул CO и CH КЛ-фотонами. Стоит обратить внимание, что на обилие CO не оказывают влияния никакие ионы и ион-молекулярные реакции. В частности, в наборе для плотного облака отсутствует HCO⁺, включенный в набор для диффузного облака. Это связано с тем, что при повышении плотности газа равновесное обилие HCO⁺ падает и в модели с высокой плотностью составляет всего $\sim 10^{-10}$, что на два порядка ниже равновесного значения для модели диффузного облака. Одновременно падает и содержание электронов, в результате чего синтез CO в реакции диссоциативной рекомбинации HCO⁺ становится неэффективным. Реакции CO с ионами H₂⁺ и H₃⁺, ведущие к обратному преобразованию CO в HCO⁺ также практически не идут из-за низкого содержания этих ионов.

Хотя набор, приведенный в табл. 5, получен в результате исследования

модели плотного холодного облака, область его применимости оказалась существенно шире. Он позволяет воспроизводить обилие монооксида углерода с точностью не хуже 50% в диапазоне плотностей $10^4 < n_{\text{H}} < 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при температуре $T < 250 \text{ К}$, а также в более плотной среде ($n_{\text{H}} < 10^{12} \text{ см}^{-3}$) при температуре $T \sim 200 - 250 \text{ К}$. Поскольку в наборе отсутствуют фото-реакции, рассматриваемая среда должна быть темной ($A_{\text{V}} > 5^{\text{m}}$). Точность воспроизведения обилия СО оказалась также нечувствительной к вариациям отношения содержаний С/О в пределах нескольких раз. Правда, при этом теряется возможность с помощью того же набора отслеживать изменения обилий атомов С и О. При величине отношения С/О меньше единицы весь углерод связан в молекулах СО, и для одновременного воспроизведения обилий С, О и СО достаточно редуцированного набора, включающего несколько десятков компонентов. Если это отношение превышает единицу, свободные атомы С начинают образовывать длинные углеродные цепочки, в результате чего эффективная редукция (направленная на расчет обилия углерода) становится невозможной.

3.2.2. Учет взаимодействия газа и пыли

Описанный только что набор применим только в тех случаях, когда по каким-то причинам взаимодействием между газом и пылью можно пренебречь. Включение в модель этого взаимодействия существенно усложняет ситуацию. Во-первых, вымерзание СО приводит к активизации некоторых газофазных реакций, которые в присутствии СО были подавлены. Во-вторых, молекулы СО в ледяных мантиях пылинок вступают в поверхностные реакции, конечным продуктом которых являются сложные органические соединения.

В отсутствие поверхностных реакций (модель DAC-DENS) эволюция содержания СО проста (рис. 5, верхняя панель). Сначала обилие этой молекулы растет, к моменту $t \sim 10^3$ лет достигая величины $\sim 5 \cdot 10^{-5}$. Затем начинается сказываться наличие пыли: молекула СО переходит в твердую фазу, и к моменту 10^5 лет в газовой фазе достигается равновесное обилие СО, равное нескольким единицам 10^{-8} . Для моделирования содержания СО в этом слу-

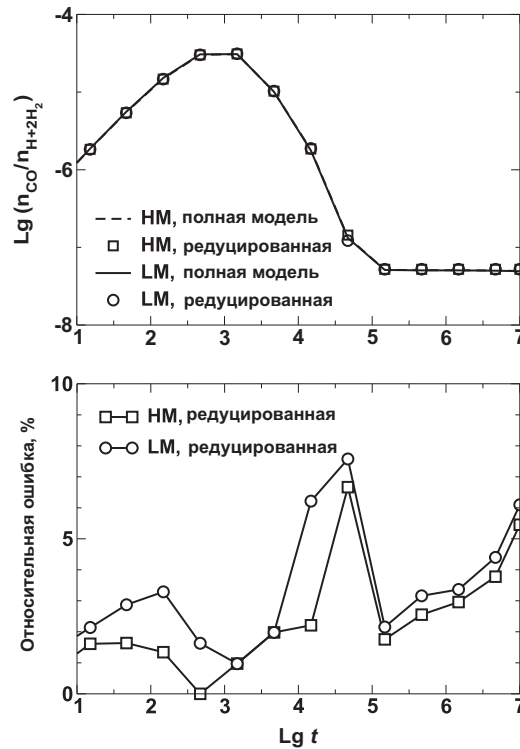


Рис. 5. Обилие CO (верхняя панель) и относительная ошибка расчета (нижняя панель) в плотном облаке для модели DAC-DENS. Отмечены «точное» решение (HM — штриховая линия, LM — сплошная линия) и решение с редуцированным набором (HM — квадраты, LM — кружки).

чае может фактически использоваться тот же редуцированный набор, что и для газофазной модели, конечно, при условии добавления в него реакций адсорбции и десорбции нейтральных компонентов. Неопределенность содержания CO не превышает 10% для обеих металличностей (рис. 5, нижняя панель).

Эволюция обилия CO в модели с учетом поверхностных реакций (DUST-DENS) показана на рис. 6. К моменту $t \sim 10^3$ лет газофазное содержание CO нарастает до той же величины, что и в модели DAC-DENS, затем начинается формирование ледяных мантий. При $t \sim 10^4 - 10^6$ лет газофазное обилие CO определяется балансом между процессами адсорбции и десорбции. Его равновесное значение практически совпадает с равновесным обилием CO в модели DAC-DENS, т.е. около 10^{-8} . При $t > 10^6$ лет проявляется влияние по-

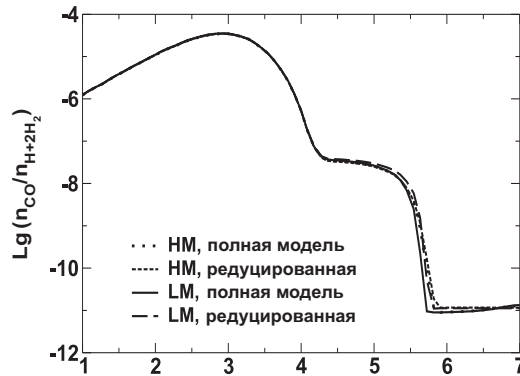


Рис. 6. Обилие CO в плотном облаке для модели DUST-DENS. Отмечены «точное» решение (HM — пунктир, LM — сплошная линия) и решение с редуцированным набором (HM — короткие штрихи, LM — длинные штрихи).

верхностной переработки CO в другие молекулы, в основном, CO₂. На этом этапе адсорбция CO уже не компенсируется десорбцией, в результате чего в газовой фазе устанавливается новое равновесное обилие CO $\sim 10^{-11}$. Нужно отметить, что количественная сторона этих результатов зависит от принятых энергий десорбции молекулярных компонентов. В данном расчете мы использовали энергию десорбции CO из работы Hasegawa & Herbst [8], рассчитанную для поверхности SiO₂. В реальности после формирования мантии CO энергия связи этой и других молекул может уменьшиться, в результате чего десорбция CO сможет конкурировать с поверхностными реакциями.

Для детального воспроизведения химии молекулы CO на поздних этапах эволюции необходим набор из 388 компонентов и 1563 реакций в модели с высокой металличностью и набор из 270 компонентов и 798 реакций для модели с низкой металличностью. Выигрыш в расчетном времени составляет всего 3 и 16 раз (табл. 6). Ошибка в обилиях CO не превышает 10%.

4. Степень ионизации в молекулярных облаках

В этом разделе описанные выше методы редукции используются для построения наборов, необходимых для вычисления степени ионизации в молекулярных облаках. Результаты редукции приведены в табл. 7–9. Обозначения

Таблица 6. Редукция для CO в плотном облаке с учетом взаимодействия между газом и пылью.

Модель	Важный компонент	Редуцированный набор	Ускорение счета
Редукция числа компонентов			
HM-DAC-DENS	CO	31 × 148	> 100
LM-DAC-DENS	CO	29 × 133	> 100
Редукция числа реакций			
HM-DUST-DENS	CO	388 × 1563	3
LM-DUST-DENS	CO	270 × 798	16

моделей и начальные условия те же, что и в предыдущем разделе.

4.1. Диффузное облако

Модель DIFF соответствует дозвездному сгустку на ранней стадии коллапса или периферии более проэволюционировавшего объекта. В случае чисто газовой химии и высокого содержания металлов (модель HM-GAS-DIFF) доминантными ионами на протяжении всех 10^7 лет являются S^+ и Mg^+ . Применяя метод редукции числа компонентов, в качестве важных достаточно рассматривать только эти ионы. Если важным компонентом считать только ион серы, расчетный химический набор сокращается с 395 до 123 компонентов, а скорость счета уменьшается в 25 раз, причем ошибка не превышает $\sim 15\%$ (рис. 7, средняя и нижняя панели, квадраты). Если в качестве еще одного важного компонента в дополнение к иону серы рассматривать ион магния, число компонентов в редуцированном наборе увеличивается до 126, а максимальная ошибка снижается до 5% (рис. 7, средняя и нижняя панели, звездочки). Выигрыш во времени счета практически такой же (табл. 7). Нужно иметь в виду, что другие металлы (т.е. натрия и железа) с точки зрения ионизационного состояния среды не менее важны, но поскольку все они участвуют в схожих химических реакциях, для расчета x_e оказывается достаточным включение в редуцированный набор одного магния. Это оправдывает обычное в динамических моделях использование сокращенных химических наборов с участием «репрезентативного металла», без отдельного

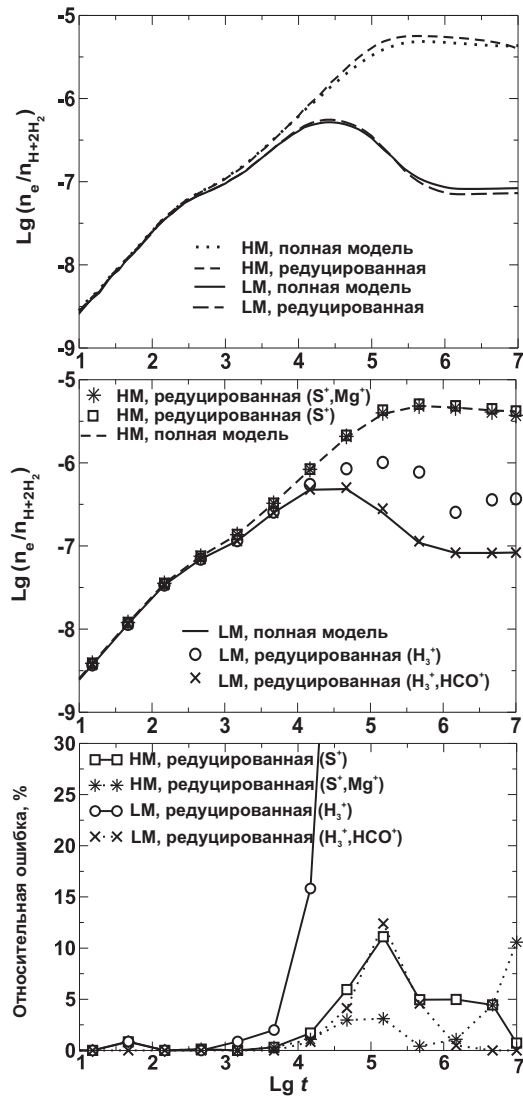


Рис. 7. Газофазная химия: степень ионизации (верхняя и средняя панели) и относительная ошибка расчета (нижняя панель) в диффузном облаке. На верхней панели показаны результаты редукции числа реакций. Отмечены «точное» решение (HM — пунктир, LM — сплошная линия) и решение с редуцированным набором (HM — короткие штрихи, LM — длинные штрихи). На средней и нижней панелях показаны результаты редукции числа компонентов. Отмечены «точное» решение (HM — штриховая линия, LM — сплошная линия) и решения с редуцированными наборами, соответствующими различным вариантам назначения важных компонентов.

Таблица 7. Редукция для степени ионизации в диффузном облаке.

Модель	Важный компонент	Редуцированный набор	Ускорение счета
Редукция числа компонентов			
HM-GAS-DIFF	S^+	123×1583	~ 25
HM-GAS-DIFF	S^+, Mg^+	126×1619	~ 20
LM-GAS-DIFF	H_3^+	282×2539	~ 4
LM-GAS-DIFF	H_3^+, HCO^+	309×3177	~ 3
Редукция числа реакций			
HM-GAS-DIFF	e^-	58×111	550
LM-GAS-DIFF	e^-	73×169	490
HM-DUST-DIFF	e^-	210×683	15
LM-DUST-DIFF	e^-	357×1648	2

моделирования обилий магния, натрия и железа.

Воспользовавшись методом редукции числа реакций и выделив в качестве важного компонента электроны, мы получили редуцированный набор из 58 компонентов, в два раза меньше, чем с помощью редукции числа компонентов. Число реакций в этом наборе составляет всего 111, благодаря чему время счета сокращается в 500 раз (табл. 7), а ошибка не превышает 30% (рис. 7, верхняя панель).

Основные реакции на протяжении всего эволюционного времени — это реакции ионизации молекулярного водорода и гелия космическими лучами и ионизация углерода и серы КЛ-фотонами. Эти ионы вступают в быстрые реакции с обильными молекулами, образуя сложные молекулярные ионы, подобные HCO^+ . Эти молекулярные ионы, в свою очередь, передают положительный заряд атомам металлов. Поскольку ионы металлов не отличаются высокой химической активностью, они становятся основными носителями заряда, и степень ионизации определяется их обилием (Oppenheimer & Dalgarno [67]).

В модели с низкой металличностью ситуация усложняется. В отсутствие металлов роль доминантных ионов переходит к ионам H_3^+ , HCO^+ и C^+ , вовлеченным в разветвленную систему химических реакций. Метод редукции числа компонентов в данном случае не срабатывает. Если выбрать в каче-

стве важного компонента только доминантный ион H_3^+ , степень ионизации с помощью полученного редуцированного набора точно воспроизводится лишь на ранних стадиях эволюции (рис. 7, средняя и нижняя панели, кружки). После 10^4 лет ошибка существенно возрастает, к концу расчета достигая 3 раз. Чтобы корректно включить в рассмотрение и «позднюю» химию, к важным компонентам нужно отнести и второй по значимости ион — HCO^+ . В этом случае ошибка не превышает 15% на протяжении всего эволюционного времени (крестики на средней и нижней панелях рис. 7). Однако редукция оказывается более чем скромной — из полного набора удается удалить лишь около 100 компонентов, из-за чего время счета сокращается менее чем в 3 раза (табл. 7). Метод редукции числа реакций за счет несколько большей погрешности (напомним, что она задавалась равной 30%) позволяет сократить набор необходимых компонентов до 73 соединений, участвующих в 169 реакциях. Время расчетов сокращается в несколько сотен раз (табл. 7).

Как и в случае редукции для молекулы CO, включение в модель диффузного облака процессов адсорбции и десорбции, а также поверхностных реакций на результатах расчетов почти не сказывается — плотность 10^3 см^{-3} слишком мала для эффективного вымерзания компонентов на пыли. Один и тот же редуцированный набор, полученный с помощью редукции числа компонентов, можно без существенной потери точности использовать в моделях GAS-DIFF, DAC-DIFF и DUST-DIFF (для каждого варианта металличности нужен свой набор). Интересно отметить, что метод редукции числа реакций, столь эффективный в модели GAS-DIFF, в модели DUST-DIFF приводит к существенно меньшей редукции (табл. 7). Это связано с тем, что поверхностные реакции протекают существенно быстрее аналогичных газофазных реакций. Повышенная чувствительность второго метода редукции к скоростям реакций приводит к тому, что в сокращенный набор попадает много «лишних» поверхностных процессов.

4.2. Плотное облако

4.2.1. Газофазная химия

Если взаимодействие между газом и пылью не принимается в расчет, то модель плотного облака при высокой металличности качественно подобна аналогичной модели диффузного облака. Доминантными ионами также являются металлы. Для расчета эволюции x_e с точностью до 50% достаточно считать важным компонентом только ион натрия. При использовании первого метода редукции сокращенный набор содержит 72 компонента и обеспечивает ускорение счета на два порядка. Если добавить в список важных компонентов ион серы, количество компонентов в редуцированном наборе увеличивается до 121, ошибка уменьшается до 10%. В результате редукции числа реакций был получен набор из 131 компонента и 313 реакций с тем же выигрышем в скорости. Различия между высокой и низкой металличностью в модели GAS-DENS не столь выражены, как в модели GAS-DIFF. В плотной среде химически активные ионы H_3^+ и HCO^+ менее обильны, и потому в обоих случаях степень ионизации определяется содержанием ионов металлов. Сходство моделей HM-GAS-DENS и LM-GAS-DENS проявляется в том, что сокращенные наборы, полученные для двух металличностей и с помощью двух разных методов редукции, почти не отличаются между собой (табл. 8).

Таблица 8. Редукция для степени ионизации в плотном облаке (газофазная химия).

Модель	Важный компонент	Редуцированный набор	Ускорение счета
Редукция числа компонентов			
HM-GAS-DENS	Na^+	72×568	~ 100
HM-GAS-DENS	Na^+, S^+	121×1560	~ 30
LM-GAS-DENS	Na^+	71×567	~ 100
LM-GAS-DENS	Na^+, S^+	132×1717	~ 25
Редукция числа реакций			
HM-GAS-DENS	e^-	131×313	130
LM-GAS-DENS	e^-	157×386	55

4.2.2. Учет взаимодействия газа и пыли

При включении в модель процессов взаимодействия между газом и пылью ситуация меняется кардинально. В случае высокой металличности на ранних стадиях эволюции доминантные ионы те же, что и в диффузной среде, т.е. металлы. Однако после 10^4 лет начинает сказываться их вымерзание, и доминантными ионами становятся H_3^+ , HCO^+ и N_2H^+ . Использование метода редукции числа компонентов в его стандартном варианте при этих условиях приводит к существенной потере точности. Проблема этого метода заключается в том, что он ориентирован на выделение компонентов, *наличие* которых необходимо для моделирования содержания важного соединения. Однако в модели DAC важную роль начинает играть *отсутствие* некоторых компонентов в газовой фазе. Металлы и другие соединения с высокой энергией десорбции, находящиеся в мантиях³, на поздних стадиях *не нужны* для вычисления степени ионизации и потому на основании формального критерия (12) исключаются из сокращенного набора. В результате из набора исключаются и соответствующие реакции десорбции типа ($\text{Na} \rightarrow \text{Na}^{\text{d}}$), из-за чего соответствующий компонент остается в газовой фазе. В целом, можно сказать, что метод редукции числа компонентов недооценивает роль поверхностных компонентов и процессов, а метод редукции числа реакций переоценивает их. Поэтому два представленных метода не дублируют, а дополняют друг друга.

С помощью метода редукции числа компонентов мы исследовали модель DAC-DENS, т.е. модель, в которой в дополнение к газофазной химии учитываются также процессы адсорбции и десорбции. Поскольку метод не предоставляет возможности автоматического учета компонентов, важных с точки зрения их *отсутствия* в газовой фазе, мы вручную добавляли в набор либо только поверхностные металлы, либо все без исключения нейтральные компоненты, включенные в сокращенный набор. Результаты показаны на средней и нижней панелях рис. 8. В первом случае ошибка расчета x_e довольно велика, иногда около 50%. Во втором случае приближенное решение отличается от

³Одно и то же соединение в газовой фазе и на поверхности пылинок учитывается, как два различных компонента.

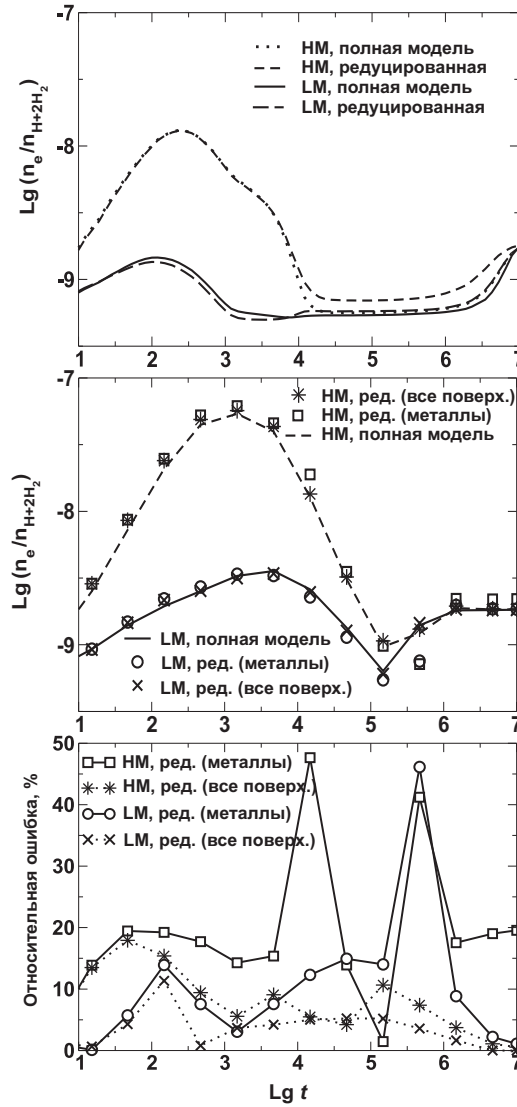


Рис. 8. Газофазная химия с учетом адсорбции, десорбции и поверхностных реакций: степень ионизации (верхняя и средняя панели) и относительная ошибка расчета (нижняя панель) в плотном облаке. На верхней панели показаны результаты редукции числа реакций в модели DUST-DENS. Отмечены «точное» решение (HM — пунктир, LM — сплошная линия) и решение с редуцированным набором (HM — короткие штрихи, LM — длинные штрихи). На средней и нижней панелях показаны результаты редукции числа компонентов в модели DAC-DENS. Отмечены «точное» решение (HM — штриховая линия, LM — сплошная линия) и решения для различных редуцированных наборов.

Таблица 9. Редукция для степени ионизации в плотном облаке с учетом взаимодействия между газом и пылью.

Модель	Важный компонент	Редуцированный набор	Ускорение счета
Редукция числа компонентов			
HM-DAC-DENS	H_3^+ , поверхностные металлы	323×3201	~ 6
HM-DAC-DENS	H_3^+ , все поверхностные	445×3445	~ 2
LM-DAC-DENS	H_3^+ , поверхностные металлы	325×2933	~ 4
LM-DAC-DENS	H_3^+ , все поверхностные	444×3171	~ 2.5
Редукция числа реакций			
HM-DUST-DENS	e^-	298×1060	8
LM-DUST-DENS	e^-	291×924	7

точного не более чем на 20%. К концу расчетного времени ошибка падает до нескольких процентов (табл. 9).

Модель DUST-DENS (рис. 8, верхняя панель) была исследована с помощью метода редукции числа реакций (в нем описанная неопределенность не возникает). Полученный редуцированный набор для высокой металличности содержит примерно в 2 раза меньше компонентов и в 5 раз меньше реакций, чем полная база данных. В более сложной с химической точки зрения модели LM-DAC-DENS сокращенный набор содержит 291 компонент и 924 реакции. Скорость счета в обоих случаях сокращается не более чем в 10 раз.

5. Степень ионизации в протопланетном диске

5.1. Начальные условия для протопланетного диска

Проблема начальных условий в химических моделях областей звездообразования остается в настоящий момент открытой. При моделировании дозвездных объектов, в частности, в моделях дозвездных объектов, представленных в диссертации, обычно используется атомарный начальный состав. Конечно, начальные обилия химических компонентов в модели относительно плотной

МЗС должны отражать всю ее предыдущую химическую эволюцию, начиная с диффузного межоблачного газа. Тем не менее, успех химических моделей ранних стадий звездообразования говорит о том, что для этих исследований использование атомарного или частично ионизованного начального химического состава вполне приемлемо. В проэволюционировавших протозвездных и протопланетных объектах такие начальные условия использовать, очевидно, нельзя.

Предложено два способа решения этой проблемы. Один из них — использование «скользящих» начальных условий. Сначала на внешней границе диска для среды задается атомарный начальный состав. Затем с помощью химической модели рассматривается эволюция среды с этим составом, а полученный в результате набор обилий используется в качестве начальных условий в области диска, расположенной несколько ближе к его центру и т.д. (Bauer et al. [68]; Willacy et al. [28]). Другой способ состоит в предварительном вычислении начальных обилий с помощью модели темного облака, из которого предположительно образовался диск (напр. Aikawa & Herbst [69]; Aikawa et al. [70]). В работе Willacy et al. [28] проведено сравнение обоих методов и показано, что за редкими исключениями они приводят к сходным результатам.

Поскольку представленные методы редукции предназначены для использования в статических условиях, мы приняли второй метод. В работе Aikawa et al. [70] и других статьях этой группы используется модель облака, основанная на анализе базы данных NSM, выполненном в работах Terzieva & Herbst [13, 71]. Авторы этих работ использовали простой способ оценки соответствия химической модели наблюдательным данным. Приняв плотность облака равной $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, а его температуру — 10 К, Terzieva & Herbst [13] обнаружили, что при использовании газофазной модели максимальное согласие с данными о химическом составе двух хорошо изученных молекулярных облаков TMC-1 и L134N достигается к моменту $3 \cdot 10^5$ лет. Добавив к этой же модели поверхностные реакции, Roberts & Herbst [72] показали, что момент наибольшего согласия сдвигается к более позднему времени — порядка нескольких миллионов лет.

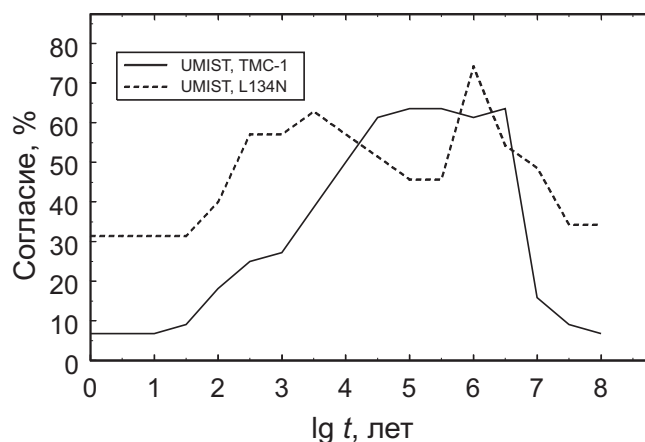


Рис. 9. Процентное согласие между вычисленными и наблюдаемыми обилиями молекул в облаках TMC-1 и L134N.

Поскольку в данной работе использована база данных UMIST 95, мы провели аналогичный анализ для нее. Наблюдаемый химический состав облаков TMC-1 и L134N брался из работ Ohishi, Irvine & Kaifu [73] и Langer et al. [74]. Следуя рекомендациям Terzieva & Herbst [71], мы полагали, что обилие данной молекулы согласуется с наблюдениями, если оно отличается от наблюдаемого обилия не более чем на порядок. Для той же плотности и температуры, с учетом поверхностной химии, мы получили, что максимальное согласие (порядка 70–80% из 43 рассмотренных молекул) достигается при $t \sim 10^6$ лет (рис. 9). Мы рассматривали только вариант с низкой металличностью.

При исследованиях протопланетного диска в качестве начального использовался полученный в этой модели набор обилий, соответствующий моменту $t = 10^6$ лет. Ниже приводится его краткое описание (в скобках даны обилия по отношению к числу ядер водорода). Основным углеродсодержащим соединением является поверхностный формальдегид ($3.7 \cdot 10^{-5}$), в котором также связана значительная часть атомов кислорода. Больше количество атомов O содержится только в поверхностной воде ($7.8 \cdot 10^{-5}$). В газовой фазе кислород и углерод связаны в молекулах CO ($2.8 \cdot 10^{-5}$). Часть кислорода присутствует также в атомарной ($1.1 \cdot 10^{-5}$) и молекулярной ($8.7 \cdot 10^{-6}$) формах. Газофазный азот присутствует, в основном, в виде молекул N₂ ($9.7 \cdot 10^{-6}$), тогда как в

ледяных мантиях основными азотосодержащими молекулами являются HCN и HNC (по $\sim 10^{-6}$), которым несколько уступают CH_2NH , NH_3 и NO. Сера между твердой и газовой фазами распределена почти равномерно. В газовой фазе она связана в молекулах CS ($2.9 \cdot 10^{-8}$), на поверхностях пылинок — в молекулах H_2S ($2.2 \cdot 10^{-8}$) и H_2CS ($1.5 \cdot 10^{-8}$). Несмотря на относительно невысокую плотность металлы уже в значительной степени заморожены в ледяные мантии. Поверхностное обилие Mg, Fe и Na составляет примерно треть от их полного содержания. Доминантные ионы — HCO^+ ($3.8 \cdot 10^{-9}$), H_3^+ ($3.5 \cdot 10^{-9}$), Mg^+ ($1.9 \cdot 10^{-9}$), C^+ ($1.3 \cdot 10^{-9}$) и Fe^+ ($1.2 \cdot 10^{-9}$).

5.2. Физические параметры протопланетного диска

За основу при вычислениях была принята модель стационарного диска, разработанная группой D'Alessio et al. [75]. В этой модели центральная звезда считается типичной звездой типа T Тельца. Радиус диска равен 370 а.е., скорость аккреции $\dot{M} = 10^{-7} M_\odot \text{ год}^{-1}$, параметр вязкости $\alpha = 0.01$. Диск освещен межзвездным УФ-излучением и УФ-излучением центральной звезды, интенсивность которого описывается параметром G_0 . Он нормирован таким образом, что неослабленное звездное УФ-поле на расстоянии 100 а.е. от звезды превышает среднее межзвездное поле в 10^4 раз. Экстинкция в данной точке диска оценивалась по формуле

$$A_V = \frac{N_H}{1.59 \cdot 10^{21}}, \quad (15)$$

где N_H — лучевая концентрация ядер водорода на пути от звезды к рассматриваемой точке. Экстинкция межзвездного УФ-излучения вычислялась аналогичным образом, но в этом случае лучевая концентрация рассчитывалась только в вертикальном направлении.

Помимо УФ-излучения в модели рассматриваются следующие ионизирующие факторы: ионизация космическими лучами (ζ_{CR}), распад радиоактивных элементов (ζ_{R}) и рентгеновское излучение звезды (ζ_{X}). Скорость ионизации космическими лучами оценивалась по формуле:

$$\zeta_{\text{CR}} = \frac{1}{2} \zeta_0 \left[\exp(-\Sigma_1(z, r)/10^2) + \exp(-\Sigma_2(z, r)/10^2) \right], \quad (16)$$

где $\Sigma_1(z, r)$ — поверхностная плотность (г см⁻²) *над* точкой диска с цилиндрическими координатами z и r , $\Sigma_2(z, r)$ — поверхностная плотность *под* этой точкой, $\zeta_0 = 1.3 \cdot 10^{-17}$ с⁻¹ — стандартное значение скорости ионизации космическими лучами в МЗС. Мы предполагали, что космические лучи проникают в диск с обеих его сторон, но только в вертикальном направлении. Для вычисления скорости ионизации рентгеновскими лучами использовалась процедура, описанная Glassgold, Najita & Igea [37, 76]. Предполагалось, что источник рентгеновских лучей находится на высоте $z = 12 R_\odot$ непосредственно над звездой. Для ζ_R принято значение $6.5 \cdot 10^{-19}$ с⁻¹.

Исследуя ионизационную структуру диска, мы ограничились радиусами от 1 до 370 а.е. Более близкие к звезде области не рассматривались, чтобы избежать необходимости включения в модель процессов разрушения пылинок и тепловой ионизации. Даже в этом интервале радиусов диск характеризуется очень широким диапазоном физических условий: температура газа $T_g = 10 - 600$ К, плотность $10^{-20} - 10^{-10}$ г см⁻³, интенсивность УФ-излучения звезды $G = 10^2 - 10^8$, экстинкция A_V от 0 до бесконечности, скорость ионизации $10^{-18} - 10^{-10}$ с⁻¹.

В зависимости от величины x_e диск разделен на три области: срединная область, промежуточный слой и поверхностный слой (подобное разделение, основанное на различных соображениях, довольно часто используется при моделировании протопланетных дисков; см. напр. Aikawa & Herbst [69]). В *срединную область*, центрированную на плоскость симметрии диска, рентгеновское и УФ-излучение не проникает, поэтому ионизацию там обеспечивают только космические лучи и распад радиоактивных элементов. При удалении от плоскости симметрии величина x_e сначала остается неизменной, а затем на некоторой высоте z_L начинает расти из-за увеличивающейся интенсивности рентгеновских лучей. Эту высоту мы считали нижней границей промежуточного слоя (и верхней границей срединной области). В нашей модели эта высота приблизительно задается выражением $z_L = 0.05 r^{1.42}$ а.е. При дальнейшем росте z степень ионизации растет сначала медленно, а затем по мере уменьшения непрозрачности среды все быстрее (зависимость степени ионизации

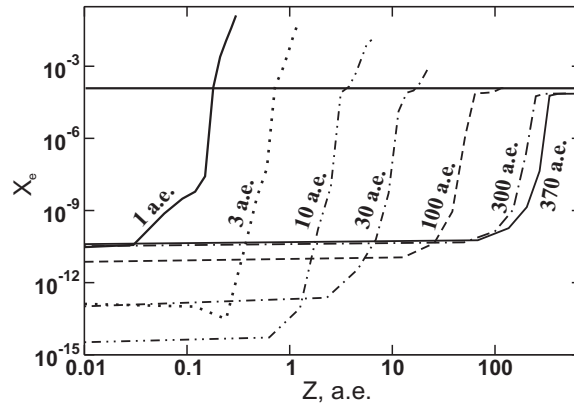


Рис. 10. Степень ионизации в зависимости от высоты над плоскостью протопланетного диска для нескольких значений r .

ции от высоты над плоскостью диска для нескольких значений R показана на рис. 10). Высота, на которой происходит переход от медленного к быстрому нарастанию x_e , принята за верхнюю границу промежуточного слоя и за нижнюю границу поверхностного слоя. Ее примерное значение $z_U = 0.17 r^{1.27}$ а.е. Степень ионизации необходимо учитывать в динамических расчетах, только если она невелика (высокая степень ионизации означает, что можно пользоваться уравнениями идеальной МГД). Поэтому мы ограничили поверхностный слой сверху там, где величина степени ионизации на момент $t = 10^6$ лет превышает $\sim 10^{-4}$. Описанная структура диска показана на рис. 11. Верхняя граница поверхностного слоя проведена схематически (толстая сплошная линия), поскольку при $r > 100$ а.е. она выходит за пределы диска (пунктирная линия).

В диске было выделено 70 репрезентативных точек для семи различных значений r (по 10 точек на каждом радиусе). Для каждой из них была построена модель химической эволюции на протяжении 1 млн. лет. Доминантные ионы в различных областях диска на момент окончания вычислений перечислены в табл. 10. На основании этих моделей с помощью методов редукции были выделены процессы, определяющие величину x_e на различных эволюционных этапах. При построении редуцированных наборов в равной мере использовались оба метода редукции, поэтому в дальнейшем конкретно резуль-

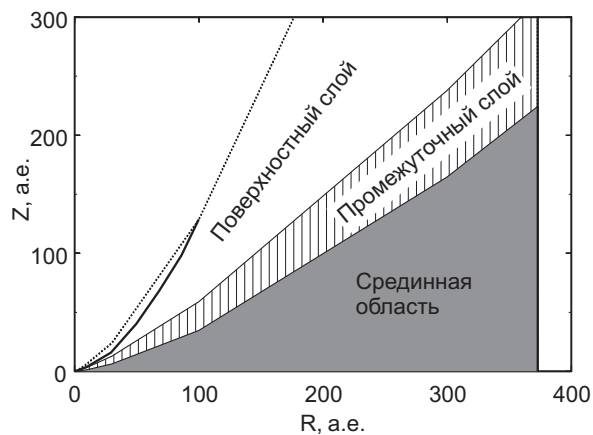


Рис. 11. Три области протопланетного диска, рассмотренные в диссертации. Толстой сплошной линией обозначена верхняя граница поверхностного слоя ($x_e > 10^{-4}$). Пунктиром показана условная верхняя граница диска.

Таблица 10. Доминантные ионы в срединной области, промежуточном слое и поверхностном слое протопланетного диска при $t = 10^6$ лет.

r , а.е.	1	3	10	30	100	300	370
Срединная область	Na^+	HCNH^+	HCO^+	HCO^+	N_2H^+	H_3^+	H_3^+
Промежуточный слой	Mg^+	HCO^+ S^+ H_3^+ и другие	HCO^+	HCO^+	HCO^+	HCO^+	HCO^+
Поверхностный слой	C^+ H^+	C^+ H^+	C^+	C^+	C^+	C^+	C^+

таты каждого метода не указываются. По сравнению с двумя предыдущими разделами требования к сокращенным наборам ослаблены: набор считается удовлетворительным, если он воспроизводит степень ионизации с точностью до множителя 2.

5.3. Общая химическая структура диска: сравнение с наблюдениями и другими расчетами

Прежде чем приступить к анализу ионизационной структуры протопланетного диска сравним результаты моделирования его химического состава с помощью представленной модели с результатами других авторов, а также с данными наблюдений. Различные теоретические и наблюдательные лучевые концентрации ряда молекул представлены в табл. 11. Данные наблюдений взяты из работы Aikawa et al. [70]. Помимо представленной в диссертации, рассматриваются еще пять теоретических моделей химической эволюции протопланетных дисков.

В работе Willacy & Langer [78] использована база данных UMIST 95, дополненная процессами адсорбции, десорбции и поверхностными реакциями. Использована модель диска, предложенная Chiang & Goldreich [79]. В модель включены ионизация космическими лучами и УФ-излучение. Для всех компонентов использован коэффициент прилипания S , равный единице. Во всех остальных моделях, а именно, в работах Aikawa & Herbst [69, 80], Aikawa et al. [70] и van Zadelhoff et al. [81], использована база данных NSM с учетом процессов адсорбции и десорбции.

Aikawa & Herbst [69, 80] использовали модель диска минимальной массы (Hayashi [82]), приняв во внимание звездное рентгеновское и УФ-излучение. Для коэффициента прилипания они приняли искусственно заниженное значение $S = 0.03$, компенсирующее отсутствие нетепловых механизмов десорбции. В моделях Aikawa et al. [70] и van Zadelhoff et al. [81] использована модель диска D'Alessio et al. [75] без учета звездного рентгеновского излучения. Для всех компонентов задан коэффициент прилипания S , равный единице.

В табл. 11 данные других расчетов по возможности подставлялись из та-

блиц в цитируемых статьях. При отсутствии таблиц использовались рисунки. Для анализа ионизационной структуры диска в диссертации применялась модель с $10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, но в табл. 11 приведены также результаты химического моделирования для скорости аккреции $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$.

Чтобы охарактеризовать различия между моделями, все сравниваемые соединения разделены на три группы по величине отношения между максимальной и минимальной лучевой концентрацией в рассматриваемых моделях (отношение меньше 20, меньше 200, остальные). Учитывая, что в моделях протопланетных дисков используются самые разнообразные исходные данные и допущения, естественно ожидать, что различия между результирующими лучевыми концентрациями будут существенными. Однако в действительности предсказания различных моделей часто оказываются близки друг к другу. Например, разброс в лучевых концентрациях HCN не превышает порядка величины. Концентрация аммиака также (за единственным исключением) близка к нескольким единицам 10^{13} см^{-2} . Аномально высокое содержание аммиака в работе Aikawa & Herbst [69] связано с нереалистичным коэффициентом реакции $\text{H}_3^+ + \text{N}$ (Aikawa & Herbst [80]) и при вычислении отношения концентраций не учитывалось.

Более высокие значения отношений во второй группе связаны, главным образом, с низкими значениями лучевых концентраций в модели Willacy & Langer [78]. В последнем столбце табл. 11 для второй группы отношения концентраций даны как с учетом данных Willacy & Langer [78], так и без них (в скобках). В последнем случае отношение максимальной и минимальной лучевых концентраций во всех случаях не превосходит 50. Сходство лучевых концентраций и отсутствие корреляции между ними и лучевой концентрацией молекулярного водорода может служить доказательством в пользу существования «теплого молекулярного слоя» (Aikawa et al. [70]), в котором сосредоточены практически все примесные молекулы.

Таблица 11. Наблюдаемые и теоретические лучевые концентрации в см^{-2} , $r = 370$ а.е., $t = 10^6$ лет.

Молекула	I	II	III	IV	V	Данная работа			Наблюдения		Макс. Различие
						\dot{M} , M_{\odot} год $^{-1}$ 10^{-9}	DM Tau (SD)	10^{-7}	LkCa15* (IM)	LkCa15** (SD)	
H ₂	9(22)	9(21)	1.5(24)	1.3(22)	1.3(23)	4.8(21)	1.4(24)	3.8(21)	—	—	
H ₂ O	—	—	—	2.7(14)	8.0(13)	2.1(14)	1.6(14)	—	—	—	~ 3
HCN	2(12)	2(12)	2.1(12)	1.4(12)	2.5(12)	1.3(13)	6.7(12)	2.1(12)	0.02 – 1.2(15)	7.8(13)	~ 10
NH ₃	—	1(13)	—	1.4(13)	—	4.4(13)	1.4(14)	—	—	—	~ 15
C ₂ H	2(12)	8(12)	6.2(12)	8.9(11)	2.0(13)	7.0(12)	1.1(13)	4.2(13)	—	—	~ 20 (10)
HNC	1(12)	—	2.0(12)	3.0(11)	—	6.9(12)	8.0(12)	9.1(11)	< 5.4(12)	—	~ 30 (8)
CN	1(13)	1(13)	3.8(12)	5.3(11)	3.0(13)	6.4(12)	4.6(12)	9.5 – 12(12)	9.1 – 25(13)	6.3(14)	~ 60 (8)
N ₂ H ⁺	—	—	1.9(12)	8.1(11)	—	6.0(12)	8.1(13)	< 7.6(11)	< 5.7(12)	< 5.9(13)	~ 100 (40)
HCO ⁺	3(11)	5(11)	9.0(12)	8.8(10)	9.0(12)	8.4(11)	2.0(11)	4.6 – 28(11)	1.5(13)	1.4(13)	~ 100 (45)
CS	3(11)	1(12)	4.9(11)	1.0(11)	1.2(12)	5.6(12)	1.1(13)	6.5 – 13(11)	1.9 – 2.1(13)	2.2(14)	~ 110 (35)
CO	2(15)	8(15)	1.1(18)	7.1(16)	1.2(18)	1.6(16)	2.5(16)	5.7(16)	1.6(18)	9.0(17)	~ 600
H ₂ CO	7(11)	1(12)	2.9(12)	8.7(10)	—	8.0(13)	8.3(13)	7.6 – 19(11)	—	3.0 – 22(13)	~ 10 ³
CH ₃ OH	—	—	6.4(08)	7.7(11)	—	4.0(10)	2.9(10)	—	7.3 – 18(14)	< 9.4(14)	< 10 ³

I – Aikawa & Herbst [69], рис. 7, $r = 400$ а.е., $t = 9.5 \cdot 10^5$ лет, вариант с высоким значением ζ

II – Aikawa & Herbst [80], рис. 6, $r = 400$ а.е., $t = 9.5 \cdot 10^5$ лет

III – Aikawa et al. [70], табл. 1, $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}$ год $^{-1}$, $r = 370$ а.е., $t = 9.5 \cdot 10^5$ лет

IV – Willacy & Langer [78], табл. 4, проинтерполирована на $r = 400$ а.е., $t = 10^6$ лет

V – van Zadelhoff et al. [81], рис. 5, $r = 400$ а.е.

IM – интерферометрические наблюдения, диаграмма направленности $\sim 4''$

SD – одноантенные наблюдения, диаграмма направленности $\sim 20''$

* – необязательно соответствует $r = 370$ а.е.

** – размер диска ~ 100 а.е.

Небольшие значения лучевых концентраций в работе [78], вероятно, связаны с использованной ее авторами моделью диска Chiang & Goldreich [79]. В этой модели предполагается, что диск состоит всего из двух слоев: темной и плотной срединной области и менее плотного поверхностного слоя, освещенного УФ-излучением. В холодной срединной области молекулы, в основном, входят в состав ледяных мантий, а в поверхностном слое их диссоциирует УФ-излучение. В отличие от диска D'Alessio et al. [75], в модели [79] нет защищенного от УФ-излучения «теплого» слоя, условия в котором максимально благоприятны для формирования богатого молекулярного состава. Сравнение наших результатов с результатами химических расчетов Willacy et al., основанными на модели диска, близкой к модели [75], доказало верность этого предположения (К. Willacy, частное сообщение).

Пожалуй, наиболее удивительным результатом можно считать расхождение в расчетных обилиях монооксида углерода. Поскольку молекула CO, как и все остальные, достигает максимального содержания в промежуточном слое, логично предположить, что ее лучевая концентрация относительно независима от лучевой концентрации H_2 (т.е. от массы диска). Поэтому причину расхождений нужно искать в физических различиях между моделями. Изучение табл. 11 приводит к предположению о том, что обилие CO низко в моделях с поверхностной химией (диссертация и Willacy & Langer [78]) и в моделях с учетом рентгеновского излучения (диссертация и Aikawa & Herbst [69, 80]). В первом случае молекула CO частично преобразуется в CO_2 и H_2CO , во втором ее разрушает ион гелия. Свой вклад вносит и тот факт, что в данном разделе, в отличие от работ [70] и [81], а также от расчета, представленного в главе 3, мы не учитывали взаимное и самоэкранирование молекул H_2 и CO.

В табл. 11 включены также выведенные из наблюдений лучевые концентрации некоторых молекул для дисков DM Tau и LkCa15. Данные для DM Tau получены в результате усреднения по всему диску ($r \sim 800$ а.е.), данные для LkCa15 усреднены для центральной области диска (~ 100 а.е.). Неопределенность в наблюдательных данных делает детальное сравнение невозможным, однако в целом для соединений из первой и второй групп согласие с

Таблица 12. Физические условия в срединной области.

Точка	r , а.е.	ρ , г см ⁻³	T , К	ζ_{CR} , с ⁻¹	ζ_{X} , с ⁻¹
M1	1.	2.1(-10)	614.	8.8(-19)	7.5(-18)
M2	3.	4.7(-11)	193.	2.3(-18)	4.0(-23)
M3	10.	8.5(-12)	52.	5.0(-18)	1.2(-25)
M4	30.	7.3(-13)	29.	9.4(-18)	5.4(-27)
M5	100.	4.8(-14)	16.	1.2(-17)	3.8(-28)
M6	300.	4.8(-15)	9.	1.3(-17)	4.0(-29)
M7	370.	3.3(-15)	8.	1.3(-17)	2.6(-29)

Таблица 13. Редуцированный набор для темной «горячей» химии в срединной области.

$\text{NO}^+ + \text{Mg}$	\rightarrow	$\text{Mg}^+ + \text{NO}$
$\text{Mg}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{Mg} + h\nu$
$\text{NO} + h\nu_{\text{CR}}$	\rightarrow	$\text{NO}^+ + e^-$

наблюдениями вполне удовлетворительное.

5.4. Срединная область

Срединная область — это область очень высокой плотности, высокой непрозрачности и относительно низкой скорости ионизации. Ни УФ-излучение звезды, ни межзвездное УФ-излучение сюда не проникают. Скорость ионизации примерно равна 10^{-17} с⁻¹. Вблизи звезды основной вклад в ζ вносит рентгеновское излучение, дальше от центра ионизацию обеспечивают только космические лучи. Температура при удалении от звезды снижается с ~ 600 К при $r = 1$ а.е. до примерно 8 К на краю диска. В том же интервале расстояний плотность падает с 10^{-10} г см⁻³ до 10^{-15} г см⁻³. Подробные физические характеристики срединной области приведены в табл. 12.

5.4.1. Темная «горячая» химия

Редуцированный набор для степени ионизации в точке M1 (см. табл. 12) чрезвычайно прост. В него входят всего пять компонентов: нейтральный и ионизованный магний, нейтральный и ионизованный NO и электроны (табл. 13; символом $h\nu_{\text{CR}}$ обозначен КЛ-фотон). В начале эволюционного времени оби-

лие электронов снижается от начальной величины $\sim 10^{-9}$ до нового равновесного значения около 10^{-11} , определяемого обменом электронами между Mg, Mg⁺, NO и NO⁺, а затем остается постоянным. В полной модели доминантным ионом является Na⁺, но он служит, в основном, пассивным стоком для положительных зарядов, поэтому из редуцированного набора его можно удалить, оставив только магний.

Этот набор, очевидно, подобен тому, что может применяться для моделирования x_e в плотных молекулярных облаках (см. предыдущий раздел, а также Oppenheimer & Dalgarno [67]), в том смысле, что он включает в себя репрезентативный металл, репрезентативный молекулярный ион и реакцию обмена зарядом между ними. Это подобие связано с тем, что в точке M1 из-за высокой температуры мантии на пылинках отсутствуют, и поэтому степень ионизации определяется исключительно газофазными реакциями. Однако эти реакции существенно отличаются от тех, что были описаны Oppenheimer & Dalgarno [67]. Обращает на себя внимание отсутствие в редуцированном наборе реакции ионизации H₂ космическими лучами. Единственным источником электронов является ионизация NO КЛ-фотонами. Включение в набор иона NO⁺ обусловлено его химической инертностью, из-за которой на протяжении большей части эволюционного времени его обилие более чем на порядок превосходит обилие всех остальных ионов, вступающих в реакции обмена зарядом с магнием. С этим набором 5×3 ошибка в степени ионизации не превышает 40% на протяжении миллиона лет. Добавив в набор еще несколько компонентов и реакций, описывающих разрушение изначально обильных ионов HCO⁺ и H₃⁺, ошибку можно уменьшить до 20%.

Химия в точке M2 также очень проста, но по совершенно иным причинам. Температура здесь несколько ниже, ~ 200 К, и магний практически полностью оказывается на поверхности пылинок. Лишь на самом раннем этапе ($t < 3$ лет) эволюция x_e определяется рекомбинацией Mg⁺ и других обильных ионов, позже степень ионизации достигает равновесия и управляется простым набором реакций с участием H, H₂, H₂⁺ и H₃⁺. В число этих реакций входят ионизация H₂ космическими лучами, образование H₃⁺, рекомбинация

H_3^+ и Mg^+ , адсорбция Mg на пылинки и процессы, связанные с зарядом пылинок. Ошибка в степени ионизации не превышает 10% на протяжении всего вычислительного времени, превышая 40% лишь в самом начале расчета, из-за того что в редуцированный набор не включены ионы Na^+ и Fe^+ . Нужно иметь в виду, что в этой точке равновесное значение $x_e \sim 10^{-13}$ в несколько раз уступает обилию заряженных пылинок. Поэтому полная плотность зарядов при этих условиях определяется не хемо-ионизационным балансом, а физическими процессами на поверхности пылинок.

5.4.2. Темная «холодная» химия

Точки M3 и M4 — это точки наиминимальной ионизации для данной модели диска. В холодном плотном газе металлы практически мгновенно оседают на пылинки, и обилие электронов в газовой фазе падает до равновесных значений $3 \cdot 10^{-15}$ в точке M3 и $8 \cdot 10^{-14}$ в точке M4. Эти значения определяются взаимодействием трех практически равных по значимости циклов: ионизацией и рекомбинацией гелия, образованием и разрушением HCO^+ и образованием и разрушением H_3^+ . Редуцированный набор, включающий эти компоненты и процессы, воспроизводит степень ионизации с точностью до нескольких процентов на всех временах, за исключением самой ранней эволюционной стадии. Обилие электронов при $t < 0.1$ лет в отсутствие металлов определяется более сложной совокупностью процессов, причем для обеспечения 50-процентной погрешности в сокращенный набор нужно включить около 40 компонентов. Однако и в этом случае, как и в точке M2, полная плотность зарядов определяется пылинками, а не газофазными ионами и электронами.

В точках M5, M6 и M7 доминантными ионами являются N_2H^+ , HCO^+ и H_3^+ . Редуцированный набор для внешней части срединной области диска состоит примерно из 25 компонентов и сравнимого числа реакций, определяющих обилие перечисленных выше ионов. На небольших временах основными донорами электронов являются Mg и Fe, поэтому помимо химических процессов, связанных с N_2H^+ и HCO^+ , редуцированный набор включает также нейтральные и ионизованные металлы. В число реакций набора входят ад-

Таблица 14. Редуцированный набор для темной «холодной» химии в срединной области.

$\text{H}_2 + \text{CR}$	\rightarrow	$\text{H}_2^+ + e^-$
$\text{H}_2^+ + \text{H}_2$	\rightarrow	$\text{H}_3^+ + \text{H}$
$\text{H}_3^+ + \text{N}_2$	\rightarrow	$\text{N}_2\text{H}^+ + \text{H}_2$
$\text{H}_3^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{H}_2 + \text{H}$
$\text{HCO}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{CO} + \text{H}$
$\text{N}_2\text{H}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{N}_2 + \text{H}$
$\text{Fe}^+ + g^-$	\rightarrow	Fe
$\text{Mg}^+ + g^-$	\rightarrow	Mg
$\text{H}_3^+ + g^-$	\rightarrow	$\text{H}_2 + \text{H}$
$\text{HCO}^+ + g^-$	\rightarrow	$\text{CO} + \text{H}$
$\text{N}_2\text{H}^+ + g^-$	\rightarrow	$\text{N}_2 + \text{H}$

сорбция металлов на пыль, ионизация молекулярного водорода космическими лучами, образование H_3^+ , реакции обмена зарядом между металлами и H_3^+ , а также диссоциативная рекомбинация ионов с пылинками и электронами. В табл. 14 в качестве примера представлен набор, отвечающий за эволюцию x_e на самом краю диска. Он также включает реакции адсорбции и десорбции нейтральных компонентов, которые для краткости не показаны.

5.5. Промежуточный слой

Промежуточный слой отличается от срединной области существенно более высокой скоростью ионизации. Диапазоны физических условий для промежуточного слоя указаны в табл. 15. Эффективное разрушение ледяных мантий рентгеновскими лучами и отсутствие УФ-излучения (в силу все еще высокой непрозрачности) обуславливает весьма разнообразный молекулярный состав в этой области. Характерной особенностью промежуточного слоя является неравновесность его химического состава: в некоторых точках хемо-ионизационное равновесие не достигается на протяжении всего рассматриваемого интервала времени.

5.5.1. «Теплая» химия в присутствии рентгеновских лучей

Как и в срединной области, ближайшая к звезде часть промежуточного слоя ($r < 3$ а.е.) характеризуется температурами порядка нескольких сотен К.

Таблица 15. Физические условия в промежуточном слое.

r , а.е.	ρ , г см ⁻³	T , К	ζ , с ⁻¹
1	4(-12) – 2(-10)	140 – 520	3(-13) – 4(-10)
3	4(-15) – 6(-12)	80 – 120	2(-15) – 2(-12)
10	1(-15) – 4(-14)	50 – 90	8(-16) – 2(-13)
30	6(-17) – 1(-14)	30 – 80	4(-17) – 6(-15)
100	4(-18) – 1(-16)	30 – 60	7(-17) – 1(-15)
300	2(-18) – 2(-17)	20 – 40	1(-17) – 7(-17)
370	1(-18) – 1(-17)	20 – 40	1(-17) – 4(-17)

Мантии на пылинках практически отсутствуют, и химическая эволюция среды определяется газофазными реакциями. Доминантными ионами являются металлы, HCO^+ и HCNH^+ . Помимо этих компонентов в сокращенный набор входят CO, металлы, нейтральный и ионизованный N, нейтральный O, а также гидриды $[\text{N}, \text{O}]\text{H}_n$ и $[\text{N}, \text{O}]\text{H}_n^+$, участвующие в реакциях синтеза и разрушения насыщенных водородом молекул NH_3 и H_2O . Также в набор включены N_2 , He, He^+ , играющие важную роль в нижней части слоя (где температура высока, а скорость ионизации ζ относительно мала), и HCN, HNC, HCN^+ , O_2 и O_2^+ , необходимые вблизи верхней границы слоя (где величина T мала, а ζ очень высока). Степень ионизации, вычисленная с помощью этого сокращенного набора, отличается от «точного» решения менее чем на 40%.

5.5.2. «Холодная» химия в присутствии рентгеновских лучей

Говоря о холодной химии вдали от звезды, мы сначала рассмотрим дальнюю часть диска, а затем опишем наиболее сложную ситуацию, характерную для области $3 < r < 30$ а.е.

Далеко от звезды ($r > 30$ а.е.) ионизация среды определяется эволюционной последовательностью, состоящей из следующих этапов. Обилия изначально доминирующих ионов HCO^+ and H_3^+ снижаются до уровня 10^{-11} уже через 10^{-3} лет. Ионы металлов нейтрализуются несколько медленнее, рекомбинируя с электронами и отрицательно заряженными пылинками. Затем нейтральные металлы оседают на пылинках. Общее содержание электронов x_e падает с $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ при $t = 0$ до 10^{-9} при $t \sim 0.3$ лет.

Затем среда проходит через несколько равновесных состояний, связанных с последовательностью молекулярных ионов NH_4^+ , H_3CO^+ и HCO^+ . Равновесное обилие у каждого следующего иона в этой последовательности несколько больше, чем у предыдущего, и достигается позже, поэтому зависимость степени ионизации от времени напоминает лестницу (после начального спада). «Второе рождение» HCO^+ связано с поступлением H_2CO из ледяных мантий. Формальдегид реагирует с H_3^+ с образованием H_3CO^+ , который становится доминантным ионом при $0.1 < t < 30$ лет. Один из каналов рекомбинации H_3CO^+ поддерживает содержание этого иона в приблизительном равновесии, восстанавливая H_2CO . Два других канала прямо и косвенно ведут к синтезу CO и, следовательно, HCO^+ . В конце эволюционного времени именно этот ион становится доминантным во внешней части промежуточного слоя.

Для воспроизведения ступенчатой эволюции x_e необходим сокращенный набор, включающий несколько десятков компонентов, участвующих в циклах синтеза и разрушения перечисленных выше ионов. Такой набор воспроизводит природу последовательных равновесных состояний и их длительность с погрешностью не выше 20%.

Средняя часть промежуточного слоя ($3 < r < 30$ а.е.) по своей химической сложности значительно превосходит все остальные области диска. Плотность здесь достаточно велика, а температура достаточно низка, что обеспечивает высокую эффективность обмена между газовой и пылевой фазами. Высокая скорость ионизации приводит к повышенному содержанию ионов гелия, которые существенно влияют на химическую эволюцию среды. В качестве примера мы рассмотрим точку со следующими параметрами: $n_{\text{H}} = 8.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T = 74 \text{ К}$, $\zeta = 2 \cdot 10^{-13} \text{ с}^{-1}$. Эволюция степени ионизации в этой точке проиллюстрирована на рис. 12. Точное решение показано сплошной линией. За начальным снижением x_e следует несколько «ступенек», соответствующих описанным ранее равновесным состояниям. Последняя ступенька (доминантный ион HCO^+) достигается при $t \sim 300$ лет. Если бы в среде не было иона гелия, после этого времени степень ионизации уже не менялась бы. Именно этот ион в сочетании с высокой плотностью и низкой температурой обуслав-

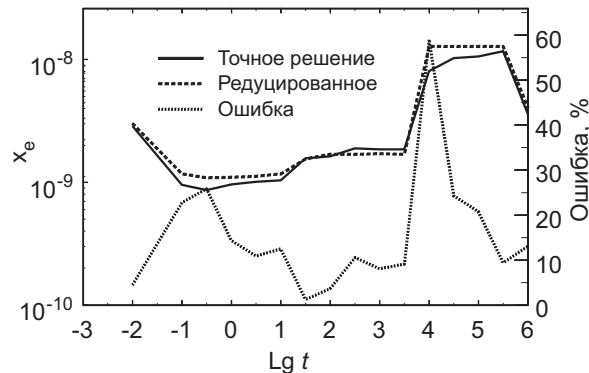


Рис. 12. Эволюция степени ионизации в промежуточном слое при $r = 3$ а.е. Точное решение показано сплошной линией. Штриховой линией показано решение, полученное с помощью редуцированного набора, состоящего из 112 компонентов и 195 реакций. Пунктирной линией (правая ось Y) показана относительная погрешность степени ионизации, рассчитанной с редуцированным набором.

ливают неожиданный поворот в эволюции x_e : при $t \sim 3 \cdot 10^4$ лет степень ионизации быстро возрастает примерно на порядок (до $\sim 10^{-8}$), и в среде достигается другое равновесное состояние с доминантным ионом S^+ .

Как уже говорилось, при $t = 0$ атомы серы, в основном, связаны в молекулах CS и H_2S , которые разрушаются ионом He^+ с образованием S^+ или S (а также C, C^+ и H_2). Далее следует цикл из нескольких реакций, важную роль в котором играет реакция $S^+ + CH_4$. В конце этого цикла атомы серы снова объединяются с углеродом в молекулу CS. Пока обилие метана остается сравнительно высоким, цикл замкнут, и содержание S^+ в среде пренебрежимо мало. Однако с течением времени все больше атомов углерода изымаются из этого цикла и входят в состав сложных углеродных цепочек в результате реакций C^+ с метаном и другими углеводородами. После 3000 лет эволюции цикл разрушения и синтеза CS оказывается полностью разорванным. В результате растет содержание иона серы, и общая степень ионизации возрастает на порядок.

Дальнейшая эволюция x_e неявным образом управляется газофазными и поверхностными реакциями с участием углеродных цепочек. Наиболее важные из них показаны на рис. 13. Для простоты описание цикла синтеза и

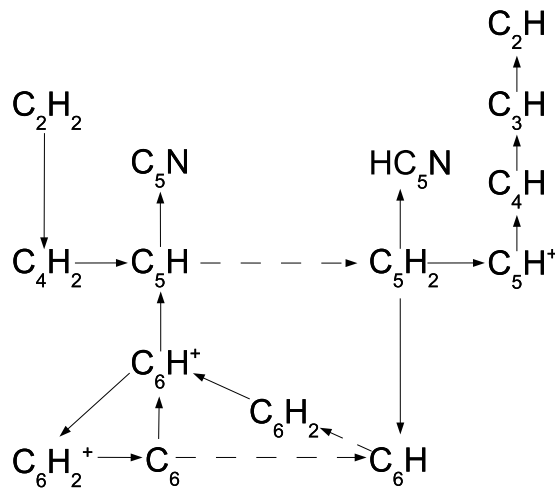


Рис. 13. Основные реакции цикла синтеза и разрушения длинных углеродных цепочек. Реакции на поверхностях пылинок показаны штриховыми линиями.

разрушения углеродных цепочек мы начнем сразу с ацетилена. Эта молекула, содержащая всего два атома С, быстро преобразуется в молекулу C_5H_2 . Молекула C_5H_2 , в свою очередь, либо трансформируется в более длинные цепочки, либо превращается в ион C_5H^+ , который диссоциативно рекомбинирует с образованием C_4H . Этот компонент начинает цепочку очень медленных нейтраль-нейтральных реакций с атомарным кислородом, и постепенно превращается в C_3H , C_2H и CH . Разрушение углеродных цепочек приводит к повторному росту обилия метана и к медленному понижению степени ионизации. Ион серы вступает в реакцию с метаном, и в конце концов сера снова оказывается связанной в молекулах CS . В конце расчета степень ионизации определяется обилием H_3^+ .

На рис. 13 нужно обратить внимание на реакции, показанные штриховыми линиями, т.е. реакции на поверхностях пылинок. Если бы эти реакции в модели не учитывались, последовательность синтеза углеродных цепочек заканчивалась бы молекулой C_5N , у которой в данных условиях нет эффективных путей разрушения. В результате до конца эволюционного времени степень ионизации определялась бы содержанием иона серы и оставалась бы на достигнутом к $t \sim 3000$ лет высоком уровне.

Таблица 16. Физические условия в поверхностном слое.

r , а.е.	ρ , г см ⁻³	T , К	G_0	A_V^S	A_V^{IS}	ζ , с ⁻¹
1	2(-14) – 1(-13)	~ 180	1(8)	> 10	~ 1	2(-9)
3	2(-16) – 1(-15)	~ 230	7(7)	~ 1	< 0.5	8(-12)
10	1(-17) – 8(-17)	140 – 160	9(5)	< 1	< 0.5	6(-13)
30	3(-18) – 1(-17)	80 – 100	9(4) – 1(3)	< 1	< 0.5	5(-14)
100	4(-19) – 4(-18)	60 – 70	5(3) – 7(3)	< 1	< 0.5	1(-15) – 4(-15)
300	3(-19) – 2(-18)	35 – 40	5(2) – 7(2)	< 1	< 0.5	7(-17) – 2(-16)
370	1(-19) – 1(-18)	30 – 40	2(2) – 4(2)	< 1	< 0.5	5(-17) – 1(-16)

Реакции образования более длинных цепочек (нижняя часть рис. 13) не принимают непосредственного участия в восстановлении обилия метана, но задают временную шкалу этого процесса. Для ее воспроизведения в редуцированном наборе должны присутствовать практически все цепочки, содержащие до шести атомов углерода. Насколько нам известно, это первое указание на то, что поверхностные реакции могут на порядок изменять величину степени ионизации в МЗС.

5.6. Поверхностный слой

Поверхностный слой охватывает те области диска, где к концу эволюционного времени степень ионизации достигает значения $\sim 10^{-4}$. Физические условия в этой части диска указаны в табл. 16. Плотности в поверхностном слое довольно низки ($\rho \sim 10^{-19} - 10^{-13}$ г см⁻³, температуры также умеренные ($T < 250$ К). Главная характеристика слоя — прозрачность для рентгеновского и УФ-излучения. С химической точки зрения здесь безраздельно господствуют газофазные процессы, а наличие пыли важно лишь потому, что излучение эффективно разрушает ледяные мантии, накопленные за время «облачной» стадии эволюции. Тем не менее, поверхностный слой неоднороден. Вблизи звезды ($r \leq 10$ а.е.) величина x_e задается ионизацией рентгеновскими лучами, а во внешних областях диска ($r \geq 10$ а.е.) важнейшим ионизирующим фактором становятся УФ-фотоны.

5.6.1. Химические процессы, определяемые рентгеновским излучением

Эволюция степени ионизации в «горячей» части поверхностного слоя ($T \sim 200$ К) определяется рентгеновской ионизацией атомарного водорода. Равновесная степень ионизации в этой области хорошо воспроизводится набором, состоящим только из соединений водорода — H , H^+ , H_2^+ , H_3^+ , — и достигается уже через 100 лет эволюции. До этого времени величина x_e определяется более сложной совокупностью химических процессов, включающих образование H_3^+ , цикл образования и разрушения H_3O^+ , а также несколько реакций с участием CO и HCO^+ . Важную часть химической эволюции в этой области диска составляет десорбция формальдегида и его последующее разрушение КЛ-фотонами. Циклы с участием перечисленных молекул не являются замкнутыми. В большинстве реакций с многоатомными компонентами образуются атомы водорода, которые ионизируются интенсивным рентгеновским излучением. В конечном итоге все сложные молекулы разрушены, и в момент завершения расчета газ состоит, главным образом, из нейтральных атомов и атомарных ионов. Редуцированный набор включает 21 компонент и 27 реакций (табл. 17). Погрешность счета не превышает 60% на протяжении всего эволюционного времени (рис. 14). Без описанного простого, но важного набора ион-молекулярных процессов ошибка при $t < 100$ лет превышала бы порядок величины.

5.6.2. Химические процессы, определяемые УФ-излучением

Эволюция степени ионизации в более удаленных областях поверхностного слоя ($r \geq 10$ а.е.) полностью определяется процессами фотодесорбции и разрушения формальдегида. Взаимодействуя с фотоном в газовой фазе, молекула H_2CO либо сразу разрушается ($\text{H}_2\text{CO} \rightarrow \text{CO}, \text{HCO}^+$), либо ионизируется и диссоциирует ($\text{H}_2\text{CO} \rightarrow \text{H}_2\text{CO}^+ \rightarrow \text{CO}$). Образующаяся в первой реакции молекула HCO^+ также диссоциирует с образованием CO , а молекула CO , в свою очередь, фотодиссоциирует на C и O . Менее чем за год разрушение сложных молекул заканчивается. Газ почти полностью состоит из

Таблица 17. Редуцированный набор для степени ионизации, определяемой рентгеновским излучением (поверхностный слой). Верхним индексом «d» обозначены поверхностные компоненты.

$\text{H}_2\text{CO}^{\text{d}}$	\rightarrow	H_2CO
$\text{H}_2\text{O}^{\text{d}}$	\rightarrow	H_2O
$\text{C} + h\nu_{\text{CR}}$	\rightarrow	$\text{C}^+ + e^-$
$\text{OH} + h\nu_{\text{CR}}$	\rightarrow	$\text{O} + \text{H}$
$\text{CO} + h\nu_{\text{CR}}$	\rightarrow	$\text{C} + \text{O}$
$\text{H}_2\text{CO} + h\nu_{\text{CR}}$	\rightarrow	$\text{CO} + \text{H}_2$
$\text{H} + \text{CR}, \text{X-ray}$	\rightarrow	$\text{H}^+ + e^-$
$\text{H}_2 + \text{CR}, \text{X-ray}$	\rightarrow	$\text{H}_2^+ + e^-$
$\text{H}_2^+ + \text{H}_2$	\rightarrow	$\text{H}_3^+ + \text{H}$
$\text{H}^+ + \text{O}$	\rightarrow	$\text{O}^+ + \text{H}$
$\text{H}^+ + \text{OH}$	\rightarrow	$\text{OH}^+ + \text{H}$
$\text{H}_3^+ + \text{O}$	\rightarrow	$\text{OH}^+ + \text{H}_2$
$\text{H}_3^+ + \text{H}_2\text{O}$	\rightarrow	$\text{H}_3\text{O}^+ + \text{H}_2$
$\text{H}_3^+ + \text{CO}$	\rightarrow	$\text{HCO}^+ + \text{H}_2$
$\text{O}^+ + \text{H}$	\rightarrow	$\text{H}^+ + \text{O}$
$\text{O}^+ + \text{H}_2$	\rightarrow	$\text{OH}^+ + \text{H}$
$\text{OH}^+ + \text{H}_2$	\rightarrow	$\text{H}_2\text{O}^+ + \text{H}$
$\text{H}_2\text{O}^+ + \text{H}_2$	\rightarrow	$\text{H}_3\text{O}^+ + \text{H}$
$\text{C}^+ + \text{H}_2\text{O}$	\rightarrow	$\text{HCO}^+ + \text{H}$
$\text{C}^+ + \text{O}_2$	\rightarrow	$\text{O}^+ + \text{CO}$
$\text{O} + \text{OH}$	\rightarrow	$\text{O}_2 + \text{H}$
$\text{H}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{H} + h\nu$
$\text{H}_3^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{H}_2 + \text{H}$
$\text{C}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{C} + h\nu$
$\text{H}_2\text{O}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{O} + \text{H}_2$
$\text{H}_3\text{O}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{OH} + \text{H} + \text{H}$
$\text{HCO}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{CO} + \text{H}$

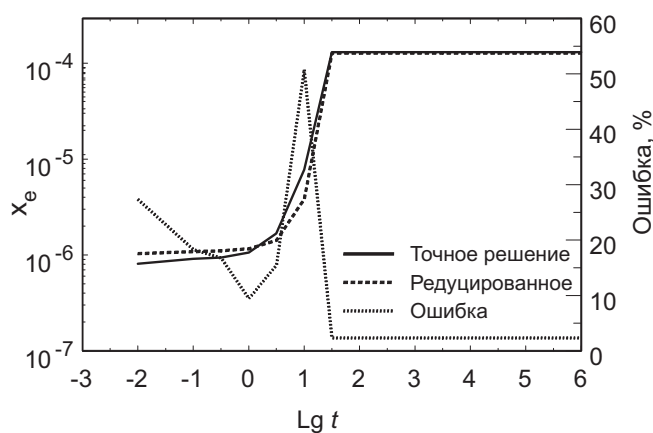


Рис. 14. Эволюция степени ионизации в поверхностном слое при $r = 1$ а.е. Точное решение показано сплошной линией. Штриховой линией показано решение, полученное с помощью редуцированного набора, состоящего из 21 компонента и 27 реакций. Пунктирной линией (правая ось Y) показана относительная погрешность степени ионизации, рассчитанной с редуцированным набором.

нейтральных и ионизованных атомов, наиболее обильным ионом оказывается C^+ . После разрушения всех многоатомных компонентов равновесное значение степени ионизации определяется циклом фотоионизации и рекомбинации углерода. Эволюция x_e на протяжении всего времени воспроизводится набором, включающим около 20 компонентов и сравнимое количество реакций, с погрешностью менее 20%. Пример такого набора для $r = 100$ а.е. приведен в табл. 18.

6. Редукция в динамических моделях

До сих пор мы рассматривали редукцию в статических моделях, то есть в моделях, в которых физические параметры среды (плотность, температура, A_V , скорость ионизации и пр.) не меняются со временем. Однако, как уже отмечалось выше, компьютерное время, необходимое для расчета химической эволюции в статической модели, не столь велико, чтобы ради его сокращения стоило идти на дополнительные вычислительные расходы, связанные с редукцией. Поэтому свое главное применение предложенные методы редукции должны найти в динамических моделях, подобных тем, что будут описаны

Таблица 18. Редуцированный набор для степени ионизации, определяемой УФ-излучением (поверхностный слой).

$\text{H}_2\text{CO}^{\text{d}}$	\rightarrow	H_2CO
$\text{C}^+ + \text{H}_2\text{CO}$	\rightarrow	$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{C}$
$\text{C}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{C} + h\nu$
$\text{HCO}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{CO} + \text{H}$
$\text{H}_2\text{CO}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{CO} + \text{H} + \text{H}$
$\text{H}_2\text{CO}^+ + e^-$	\rightarrow	$\text{H}_2\text{CO} + h\nu$
$\text{C} + h\nu$	\rightarrow	$\text{C}^+ + e^-$
$\text{CO} + h\nu$	\rightarrow	$\text{C} + \text{O}$
$\text{H}_2\text{CO} + h\nu$	\rightarrow	$\text{CO} + \text{H}_2$
$\text{H}_2\text{CO} + h\nu$	\rightarrow	$\text{CO} + \text{H} + \text{H}$
$\text{H}_2\text{CO} + h\nu$	\rightarrow	$\text{H}_2\text{CO}^+ + e^-$
$\text{H}_2\text{CO} + h\nu$	\rightarrow	$\text{HCO}^+ + e^- + \text{H}$

в главах 2 и 3. Если в одномерном случае использование более или менее полной химической модели все еще вполне возможно, в двумерных динамических и магнитогидродинамических моделях одновременное решение уравнений гидродинамики и химической кинетики возможно лишь при условии существенного сокращения используемого химического набора.

При этом необходимо помнить о некоторых принципиальных аспектах, прежде всего, о том, что редуцированный химический набор имеет ограниченный диапазон применения. Можно представить себе два пути использования редуцированных наборов в реальных динамических расчетах. Первый состоит в построении универсального набора, который действовал бы во всем диапазоне физических условий, которые ожидаются в динамической модели, и на протяжении всего времени вычислений. Второй подход заключается в построении сокращенных наборов в режиме «реального времени», то есть непосредственно в ходе динамических расчетов.

Первый способ, очевидно, является более экономичным, так как не предполагает никаких дополнительных расчетов при динамическом моделировании — редуцированный набор готовится заранее и в процессе счета не меняется. Проблема этого способа в том, что проверять работоспособность набора имеет смысл лишь при нескольких характерных наборах физических параметров (более тщательная проверка может в итоге свестись к вычислению

динамической модели с полной химической базой данных!). Например, если в модели ожидается определенный диапазон плотностей (температур), можно проверить работоспособность набора на границах этого диапазона, надеясь, что она сохраняется и при промежуточных значениях плотности (температуры). Для проведения окончательных расчетов этот способ может показаться неподходящим, но он незаменим на этапе тестирования модели или при проведении пробных вычислений с различными модельными параметрами.

Второй метод более гибок, но требует значительно более сложного планирования. Суть его заключается в том, что редукция химического набора производится по ходу динамических вычислений с текущими значениями физических параметров. При каждом обращении к методу из полной химической базы данных отбираются только те компоненты и реакции, которые отвечают за эволюцию обилия важного компонента при текущем химическом составе, температуре, плотности и т.д. На практике это может приводить к следующему несоответствию. Рассмотрим в качестве примера модель DENS-DAC-НМ. На ранних эволюционных стадиях степень ионизации определяется обилием ионов металлов, на поздних стадиях роль доминантного иона переходит к N_2H^+ . Он будет включен в сокращенный набор после вымерзания металлов, но точности вычислениям это, скорее всего, не добавит, так как до вымерзания металлов его эволюция не прослеживалась. Детально этот вопрос нами не прорабатывался, но оптимальная стратегия, по-видимому, связана с совместным применением обоих методов.

Между тем, реальные гидродинамические и магнитогидродинамические расчеты дозвездных и протозвездных объектов проводятся с использованием существенно и произвольным образом редуцированных наборов без какой бы то ни было проверки их работоспособности, в предположении, что степень ионизации в любой момент имеет равновесное значение. Далее мы на примере модели протопланетного диска продемонстрируем, к каким погрешностям могут привести эти допущения.

Количественной мерой сложности системы химических процессов, отвечающих за эволюцию степени ионизации в той или иной области диска может

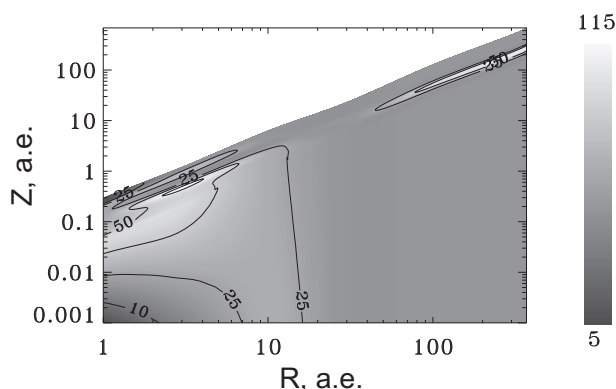


Рис. 15. Распределение по диску числа компонентов в редуцированных наборах, определяющих величину степени ионизации. Максимальное и минимальное значения равны 112 и 5, соответственно.

служить размер редуцированного набора для этой области. На рис. 15 показано распределение числа компонентов в редуцированных наборах по объему исследованной модели диска. В большей части диска химия ионизации сравнительно проста либо из-за отсутствия ионизирующих факторов (срединная область), либо из-за их наличия (поверхностный слой). В промежуточном слое количество компонентов в редуцированных наборах существенно возрастает.

Разделение диска на слои непосредственно связано с размером и расположением так называемой «мертвой зоны» — области диска, в которой величина x_e настолько мала, что вещество не связано с магнитным полем. В этой области отсутствует МГД-турбулентность, и потому нет и аккреции (напр. Igea & Glassgold [83], Fromang et al. [61], Sano et al. [62]). В качестве количественной характеристики возможности развития турбулентности можно использовать магнитное число Рейнольдса (Fromang et al. [61])

$$Re_M = c_s H \sigma, \quad (17)$$

где σ — проводимость (Blaes & Balbus [84])

$$\sigma = \frac{x_e}{234 \cdot T^{0.5}}, \quad (18)$$

c_s — скорость звука, H — толщина диска. МГД-турбулентность развивается только при условии, что магнитное число Рейнольдса превышает некоторое

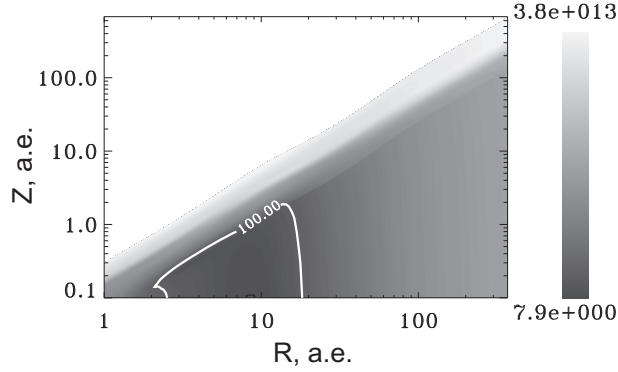


Рис. 16. Магнитные числа Рейнольдса, соответствующие времени 10^6 лет. Сплошной линией ограничена область $Re_M > 100$. Максимальное и минимальное значения равны 10^{13} и 10, соответственно.

критическое значение Re_M^{crit} , которое зависит от геометрии поля и других факторов. «Мертвая зона» охватывает ту область диска, где $Re_M < Re_M^{\text{crit}}$.

Магнитные числа Рейнольдса для вычисленных нами степеней ионизации показаны на рис. 16. Минимальное значение Re_M в нашей модели ~ 10 . Это означает, что для $Re_M^{\text{crit}} < 10$ в данных условиях «мертвая зона» отсутствует. При $Re_M^{\text{crit}} = 100$ «мертвая зона» занимает следующую область диска (на рис. 16 она обведена сплошной линией): $2 \text{ а.е.} < r < 20 \text{ а.е.}$, $z \sim 0.06 \cdot r^{1.27} \text{ а.е.}$. Этот результат согласуется с данными из других исследований, напр. [83].

Степень ионизации не только задает границу «мертвой зоны», но и определяет область диска, при моделировании которой должны учитываться неидеальные МГД-эффекты. Как уже говорилось, в подобных расчетах обычно используется уравнение (10) с различными предположениями о величине коэффициента газофазной рекомбинации $\alpha_{\text{гес}}$ [59, 60, 61, 84, 85, 86].

На рис. 17 равновесные значения степени ионизации $x_e(\text{eq})$, рассчитанные согласно (10) с коэффициентом рекомбинации $\alpha_{\text{гес}} = 8.7 \cdot 10^{-6} T^{-1/2}$ [87], сравниваются со степенью ионизации $x_e(\text{full})$, вычисленной с полным химическим набором для нескольких репрезентативных точек срединной области и промежуточного слоя. Вполне закономерно, что при низких степенях ионизации отношение этих величин превышает 10. Там, где содержание электронов мало, необходимо принимать во внимание взаимодействие между ионами и пылью.

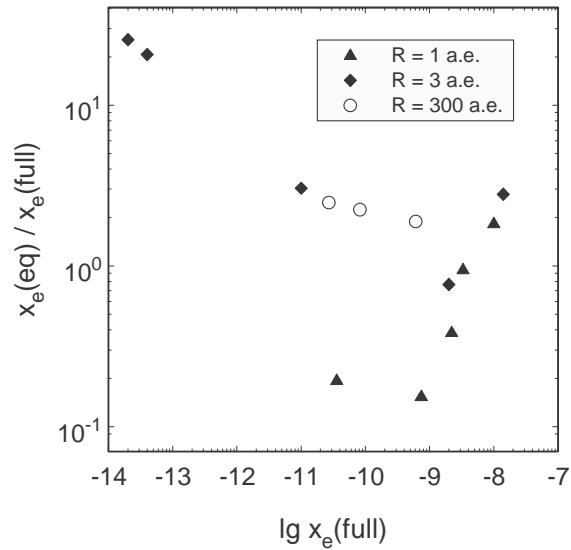


Рис. 17. Сравнение равновесного и эволюционного (на момент $t = 10^6$ лет) значений степени ионизации в срединной области и промежуточном слое.

При умеренно небольших значениях степени ионизации ($10^{-10} - 10^{-8}$) равновесная величина может в несколько раз отличаться от «точной», соответствующей поздним эволюционным этапам. В более ранние моменты расхождение больше. Однако в срединной области равновесие достигается очень быстро, не более чем за 1000 лет. Если в задаче нет процессов с более короткими шкалами и отклонение x_e от «точного» значения в несколько раз приемлемо, глубоко внутри диска можно пользоваться равновесным значением x_e .

В промежуточном слое, к сожалению, аналогичный вывод сделать не удастся. Как уже говорилось, хемо-ионизационное равновесие здесь либо достигается в конце расчетного времени, либо не достигается совсем. За начальным спадом x_e , связанным с рекомбинацией HCO^+ , N_3^+ и ионов металлов, следует ступенчатый подъем (рис. 12). Длительность и высота отдельных «ступенек» существенно различна в различных областях диска. Это приводит к тому, что величина $x_e(\text{eq})$ на протяжении большей части эволюционного времени существенно (на порядок) отличается от величины $x_e(\text{full})$, даже если к концу счета равновесие все-таки достигается.

В поверхностном слое ионизация обуславливается не только рентгенов-

скими и космическими лучами, но и УФ-излучением, тем не менее, уравнение (10) применимо и здесь, но с одной важной поправкой. Во внешней области диска x_e определяется, главным образом, содержанием иона углерода (табл. 10). Его коэффициент рекомбинации существенно ниже величины, $\alpha_{\text{rec}} = 8.7 \cdot 10^{-6} T^{-1/2}$, которая обычно используется в подобных расчетах. Если подставить в уравнение (10) значение α_{rec} для иона C^+ ($1.4 \cdot 10^{-13} T^{-0.61}$), равновесное значение x_e оказывается всего лишь в несколько раз меньше «точного» значения (из-за пренебрежения УФ-излучением). В поверхностном слое время, необходимое для достижения равновесия, не превышает 100 лет.

Таким образом, мы приходим к выводу, что равновесный подход может использоваться в большей части диска, за исключением тех его областей, куда проникает рентгеновское излучение, но не проникает УФ-излучение. Нужно отметить, что нами использована модель плотного диска, поэтому промежуточный слой в ней узок. В моделях с низким темпом аккреции промежуточный слой будет занимать более значительную часть объема диска.

Если в динамической модели все-таки желательнее более адекватное представление x_e , использовать приведенные в диссертации редуцированные наборы по отдельности нельзя. Рассмотрим в качестве примера редуцированный набор для точки M1, содержащий NO, Mg и Mg^+ . Он удовлетворительно работает в стационарной модели диска, но в динамической модели применять его бессмысленно — ни в одной точке срединной области, отстоящей дальше от центра, редуцированный набор NO не содержит, поэтому в газе, втекающем в точку M1, этих молекул просто не будет. Объединив все редуцированные наборы в один, мы получим единый набор для всего диска, содержащий 113 компонентов и 518 реакций. Выигрыш в продолжительности расчета при ее использовании (по сравнению с полным набором) составляет около 330 раз.

7. Роль ошибок в параметрах химических реакций

В заключение этой главы мы рассмотрим, в какой степени результаты химического моделирования зависят от неопределенностей параметров химических реакций, ограничившись рассмотрением чисто газофазной химии и значениями плотности, характерными не для ядер, а для молекулярных облаков в целом. Для подобных объектов газофазная химия может быть вполне приемлемой [13].

Константы скоростей α , β и γ измеряются экспериментально или выводятся из теоретических соображений. Ошибка в их определении зачастую довольно велика. Авторами базы данных UMIST 95 [36] предложено следующее разбиение констант скоростей на классы точности:

- 1 класс — ошибка менее 25%;
- 2 класс — ошибка менее 50%;
- 3 класс — ошибка не более чем в 2 раза;
- 4 класс — ошибка не более чем в 10 раз;
- 5 класс — значительная ошибка (более чем в 10 раз).

Из реакций с измеренными константами большая часть (907 реакций) отнесена к первому классу. Во второй класс входят 40 реакций, в третий — 12 и в четвертый — 4. К пятому классу не отнесена ни одна реакция. Для 2901 реакции константы не измерялись, а оценивались теоретически или выводились из известных констант скоростей сходных реакций. Значительную их часть (1951) составляют ион-молекулярные реакции, отнесенные Millar et al. [36] к третьему классу. Для остальных 950 реакций в базе UMIST 95 класс точности не указан, но аналогичные им реакции в базе UMIST 99 [26], как правило, также включены в третий класс, за исключением нескольких реакций, отнесенных к первому классу. Мы считали, что все реакции с неизмеренными константами скоростей входят в третий класс.

Таблица 19. Физические параметры моделей, использованных при исследовании базы данных UMIST 95.

Параметр	Темное облако	Диффузное облако
Концентрация ядер водорода, n	$2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$	$5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$
Температура газа, T	10 К	30 К
Поле УФ-излучения, G_0	0.0	1.0
Экстинкция, A_V	—	0.5

В ходе анализа были исследованы различия в равновесных и зависящих от времени обилиях наблюдаемых молекул, которые рассчитывались с использованием 10000 химических наборов, полученных путем случайных вариаций коэффициента α для реакций из базы данных UMIST 95. Интервал варьирования α для каждой реакции выбирался в соответствии с ее классом. Расчет моделей химической эволюции проводился с физическими параметрами, типичными для темных молекулярных облаков и менее плотных облаков, подверженных воздействию межзвездного поля излучения (для краткости далее они называются диффузными облаками). Физические параметры модели приведены в табл. 19. Начальные концентрации химических элементов соответствуют модели с низкой металличностью. Физические условия в моделях принимались постоянными. Интегрирование уравнений (4) проводилось до достижения средой химического равновесия.

7.1. Группы чувствительности

Сравнение равновесных обилий молекул из UMIST 95 для всех реализаций показывает, что разброс теоретических обилий зависит от сложности молекулы (количества входящих в нее атомов). Чтобы охарактеризовать эту зависимость количественно, мы разделили все соединения на группы чувствительности:

1. разброс обилий < 0.25 порядка величины;
2. разброс обилий 0.25–0.5 порядка величины;
3. разброс обилий 0.5–1.0 порядка величины;

Таблица 20. Распределение наблюдаемых компонентов по группам чувствительности для модели темного облака.

Группа 1	Группа 2	Группа 3		Группа 4		Группа 5	Группа 6
H ₂	H	C	NH ₂	C ₂	H ₂ C ₃	C ₄	HC ₉ N
He	O	S	HCO	C ₂ H ₄	H ₂ CN	H ₃ C ₄ N	C ₈ H
P	Fe	Si	N ₂ O	C ₂ H ₅ OH	H ₂ CS	HC ₅ N	HC ₇ N
Cl	Na	CH	C ₂ H	C ₂ H ₆ CO	HC ₃ N	C ₅ H ₄	
CO	Mg	NH	C ₃ O	C ₂ S	SiS	C ₆ H	
SiO	SO	OH	C ₂ H ₂	C ₃	HCOOCH ₃	C ₆ H ₂	
H ₃ O ⁺	SO ₂	HS	H ₂ CO	C ₃ H	HNC	H ₃ C ₆ N	
Na ⁺	H ₂ O	NO	CHOOH	C ₃ H ₄	SiC	C ₇ H	
Mg ⁺	HCl	NS	CH ₃ OH	C ₃ N	SiC ₂	C ₅	
Fe ⁺	SO ⁺	N	SiH ₄	C ₃ S	SiC ₄	C ₅ H	
	H ⁺	CP	NH ₃	C ₄ H	SiNC	C ₅ N	
	H ₃ ⁺	PN	C ⁺	C ₄ H ₂	HCO ₂ ⁺		
	O ⁺	H ₂ S	N ⁺	CH ₃ OCH ₃			
	CO ⁺	SiN	S ⁺	CH ₃ CN			
	HCO ⁺	CS	Si ⁺	CH ₃ CHO			
	HOС ⁺	CH ₂	Cl ⁺	ССО			
	N ₂ H ⁺	CH ₄	P ⁺	CN			
		HNO	HCS ⁺	CH ₂ CN			
		CO ₂	HCNH ⁺				
		OCS	CH ⁺				
		HCN	HC ₃ O ⁺				

4. разброс обилий 1.0–2.0 порядка величины;

5. разброс обилий 2.0–3.0 порядка величины;

6. разброс обилий > 3.0 порядков величины.

Под разбросом понимается ширина гистограммы обилий на половине высоты. Для обоих вариантов физических параметров среды обнаруживается четкая тенденция попадания более сложных соединений в группу чувствительности с большим номером.

В модели темного облака рассматривалась среда, физические условия в которой типичны для большинства наблюдаемых молекулярных облаков. В табл. 20 приведено распределение по группам чувствительности большинства наблюдаемых атомарных и молекулярных компонентов из уже цитировавшегося списка [73] для модели темного облака. В 1-ю группу попало 12 химиче-

ских соединений (помимо указанных в таблице в нее вошли также N_2 и O_2). Абсолютное большинство из 394 соединений попали во 2, 3 и 4 группы (34, 111 и 146 соединений, соответственно). Причем большая часть часто наблюдаемых молекул оказалась во 2 и 3 группах (CS , H_2CO , NH_3 , CH_3OH , H_2O , CH_4 , HCN и др.). Некоторые наблюдаемые соединения, в частности, HC_3N и C_2S , попали в 4 группу чувствительности. В 5 и 6 группах находятся, в основном, сложные молекулы с длинными углеродными цепочками, образующиеся в конце сложной последовательности химических реакций. Наблюдаемых молекул среди них почти нет. Доминантным ионом является HSO^+ , попавший во вторую группу, однако вклад в степень ионизации ионов металлов, попавших в первую группу, также очень велик. В результате электроны попали в первую группу.

Физические условия в диффузном облаке отличаются от условий в темном облаке меньшей плотностью газа и наличием ультрафиолетового фона — фактора, препятствующего образованию сложных соединений. Распределение наблюдаемых атомарных и молекулярных компонентов по группам чувствительности проиллюстрировано в табл. 21. Большая часть компонентов (213) попала в 3-ю группу. В 4-й группе их 105 — меньше, чем в темном облаке. Как и в предыдущем случае, в 5-й группе находятся сложные молекулы с длинными углеродными цепочками, на этот раз их всего две — $C_9H_5^+$ и $C_8H_5^+$. В табл. 21 они заключены в скобки, так как в наблюдениях эти молекулы пока не обнаружены. В 6-ю группу чувствительности не попало ни одного соединения. Обилие электронов определяется содержанием иона углерода, следовательно, электроны попадают в 1-ю группу.

Нужно отметить, что включение в модель ультрафиолетового излучения (и, соответственно, учет фотореакций) может привести как к повышению неопределенности теоретических обилий, например в случае N_2H^+ , так и к ее снижению, например в случае C_2S . В диффузном облаке такие важные с наблюдательной точки зрения молекулы, как CO и N_2H^+ , попали в 3-ю группу — с неопределенностью равновесных обилий, достигающей порядка величины, тогда как в темном облаке они были в 1-й (CO) и второй группах (N_2H^+).

Таблица 21. Распределение наблюдаемых компонентов по группам чувствительности для модели диффузного облака.

Группа 1	Группа 2		Группа 3			Группа 4	Группа 5	Группа 6
H ₂	H	O ⁺	C ₂ H	CP	SiN	CH ₃ OCH ₃	(C ₈ H ₅ ⁺)	
He	C	N ⁺	C ₂ H ₂	CS	SiNC	HCOOCH ₃	(C ₉ H ₅ ⁺)	
N	Mg	H ₃ ⁺	C ₂ H ₄	CN	SiO	C ₂ H ₅ OH		
O	Na	CO ⁺	C ₂ S	H ₂ C ₃	SiS	C ₂ H ₆ CO		
Cl	Fe	CH ⁺	C ₃ H	H ₂ CN	SO	C ₃		
C ⁺	P	H ₃ O ⁺	C ₃ H ₄	H ₂ CO	SO ₂	C ₃ N		
Mg ⁺	S	HCO ⁺	C ₃ O	H ₂ CS	HC ₃ O ⁺	C ₄ H ₂		
Na ⁺	Si	HOС ⁺	C ₃ S	H ₂ S	HCO ₂ ⁺	H ₃ C ₄ N		
Fe ⁺	C ₂	HCS ⁺	C ₄	HC ₃ N	N ₂ H ⁺	C ₅ H		
S ⁺	CH	HCNH ⁺	C ₄ H	HCl	SO ⁺	C ₅ H ₄		
Si ⁺	CH ₂		C ₅	HCO		C ₅ N		
P ⁺	H ₂ O		CCO	HNO		HC ₅ N		
Cl ⁺	HCN		CH ₂ CN	N ₂ O		C ₆ H		
	HNC		CH ₃ CHO	NO		C ₆ H ₂		
	HS		CH ₃ CN	NS		H ₃ C ₆ N		
	NH		CH ₃ OH	OCS		C ₇ H		
	NH ₂		CH ₄	PN		C ₈ H		
	NH ₃		CHOOH	SiC		HC ₇ N		
	OH		CO	SiC ₂		HC ₉ N		
	H ⁺		CO ₂	SiH ₄		SiC ₄		

Это, вероятно, объясняется тем, что почти все фотореакции в базе данных UMIST 95, в том числе, реакции фотодиссоциации CO, CS и N₂ (родительской молекулы для N₂H⁺), отнесены к 3-му классу точности. С другой стороны, из-за относительной бедности молекулярного состава количество путей, ведущих к формированию сложных молекул сокращается, и потому их обилия рассчитываются точнее, чем в случае темного облака.

7.2. Корреляция обилий молекул с константами скоростей отдельных реакций

Метод варьирования констант скоростей открывает еще одну, хотя и существенно более трудоемкую, возможность анализа важности той или иной реакции для эволюции обилия данного соединения. Эта возможность заключается в оценке коэффициента корреляции R_{cor} обилия избранной молекулы

Таблица 22. Коэффициенты корреляции констант скоростей и обилий цианополинов.

Реакция	R_{cor}	Реакция	R_{cor}
HC ₃ N		HC ₅ N	
H ₂ + CR → H ₂ ⁺ + e ⁻	0.40	H ₂ C ₅ N ⁺ +e ⁻ → HC ₅ N + H	0.26
CN + C ₂ H ₂ → HC ₃ N + H	0.34	O + OH → O ₂ + H	0.15
CH ₃ ⁺ + H ₂ → CH ₅ ⁺ + hν	0.18	C ₅ H ⁺ + N → C ₅ N ⁺ + H	0.13
H ₃ ⁺ + C → CH ⁺ + H ₂	0.17	N + OH → NO + H	-0.19
N + OH → NO + H	0.16	He + CR → He ⁺ + e ⁻	-0.23
He + CR → He ⁺ + e ⁻	0.16	H ₂ C ₅ N ⁺ +e ⁻ → C ₅ N + H ₂	-0.27
H ₂ C ₃ N ⁺ +e ⁻ → HC ₃ N + H	0.13	H ₂ + CR → H ₂ ⁺ + e ⁻	-0.29
H ₂ C ₃ N ⁺ +e ⁻ → C ₂ H ₂ + CN	-0.13		
N + CN → N ₂ + C	-0.24		
HC ₇ N		HC ₉ N	
H ₂ + CR → H ₂ ⁺ + e ⁻	0.32	H ₃ ⁺ + C → CH ⁺ + H ₂	0.18
C ₄ H ₂ ⁺ + HC ₃ N → H ₃ C ₇ N ⁺ + hν	0.29	H ₂ C ₉ N ⁺ + e ⁻ → HC ₉ N + H	0.16
CN + C ₂ H ₂ → HC ₃ N + H	0.19	C ₄ H ₂ ⁺ + HC ₅ N → H ₃ C ₉ N ⁺ + hν	0.14
H ₃ ⁺ + C → CH ⁺ + H ₂	0.18	HCO ⁺ + C → CH ⁺ + CO	0.12
H ₃ C ₇ N ⁺ + e ⁻ → HC ₇ N + H ₂	0.16	CH ₅ ⁺ + C → CH ⁺ + CH ₄	0.10
N + OH → NO + H	0.14	H ₂ + CR → H ₂ ⁺ + e ⁻	-0.15
H ₃ C ₇ N ⁺ + e ⁻ → C ₇ N + H ₂ + H	-0.16	H ₂ C ₉ N ⁺ + e ⁻ → C ₉ N + H ₂	-0.16
N + CN → N ₂ + C	-0.16	C ₄ H ₂ ⁺ + O → HCO ⁺ + C ₃ H	-0.17
C ₄ H ₂ ⁺ + O → HCO ⁺ + C ₃ H	-0.17	C ⁺ + HC ₉ N → C ₉ H ⁺ + CN	-0.22
C ⁺ + HC ₇ N → C ₇ H ⁺ + CN	-0.19	He + CR → He ⁺ + e ⁻	-0.31

с константами скоростей отдельных реакций. С помощью 10000 измененных вариантов базы данных UMIST 95 для каждого соединения было вычислено 10000 обилий на момент времени $t = 3 \cdot 10^5$ лет в модели темного облака. Для этих обилий рассчитывались линейные коэффициенты корреляции с константами всех 3864 реакций UMIST 95.

Как правило, для каждого соединения выделяется несколько реакций с коэффициентом R_{cor} , заметно превосходящим величину R_{cor} для других реакций. В качестве примера в табл. 22 представлены реакции, имеющие максимальные коэффициенты корреляции с обилиями цианополинов на момент $t = 3 \cdot 10^5$ лет. Как упоминалось выше, этот момент соответствует наилучшему согласию между наблюдениями и газофазной химической моделью. Значения R_{cor} ясно показывают, что важную роль в формировании этих соединений играют реакции диссоциативной рекомбинации ионов H_{2,3}C_xN⁺. Причем наряду

с этими реакциями в таблицу попали и альтернативные каналы рекомбинации — с коэффициентом корреляции, практически равным по абсолютному значению и противоположным по знаку. Во всех случаях велика корреляция со скоростью реакции ионизации молекулы H_2 , что вполне ожидаемо: при такой низкой температуре синтез цианополиинов в значительной степени обусловлен ион-молекулярными реакциями, в основе которых лежит именно ионизация молекулярного водорода. Разрушение цианополиинов происходит в их реакции с ионом гелия, что нашло отражение в значительном отрицательном коэффициенте корреляции обилий молекул HC_5N , HC_7N и HC_9N с константой скорости реакции ионизации гелия космическими лучами. По всей видимости, роль иона гелия в формировании обилия HC_3N не так однозначна, как в случае более массивных цианополиинов, что нашло отражение в положительном коэффициенте корреляции обилия HC_3N со скоростью ионизации гелия космическими лучами. Нужно обратить внимание на то, что помимо реакций, связь которых с обилием рассматриваемой молекулы очевидна, метод способен выделить его связь и с менее очевидными реакциями, для которых с точки зрения исследования этой молекулы также имеет смысл определить более точное значение констант реакций.

Несмотря на важную роль, которую играет He^+ в химии цианополиинов, величина R_{cor} для реакций вида $\text{He}^+ + \text{HC}_{5,7,9}\text{N}$ оказалась небольшой. Это может быть связано с двумя факторами. Во-первых, коэффициент корреляции обилия данной молекулы со скоростью данной реакции вычислялся по результатам расчетов с варьированием констант α для *всех* реакций. При этом влияние изменения скорости конкретной реакции, естественно, «замыкается». Во-вторых, мы используем *линейный* коэффициент корреляции для анализа существенно нелинейной системы. Тем не менее, очевидно, что даже для таких сложных молекул метод способен выделить наиболее важные реакции, заслуживающие дальнейшего изучения, формируя основу для более детального исследования.

Заключение к главе 1

В данной главе представлена и проанализирована с различных точек зрения использованная в диссертации модель химической эволюции межзвездной среды. Основное внимание уделено возможности выделения подгрупп соединений и процессов, отвечающих за содержание заданного компонента, а также влиянию ошибок в константах химических реакций на результаты астрохимического моделирования. Представлены методы редукции числа реакций и компонентов, основанные на выделении компонентов, *важных* в контексте решаемой задачи, и последующем отборе компонентов, *необходимых* для корректного моделирования эволюции обилий важных компонентов. Отдельно рассмотрены химические процессы, определяющие обилие динамически важных компонентов — оксида углерода (в молекулярных облаках) и электронов (в молекулярных облаках и протопланетных дисках). Для вычисления содержания оксида углерода и электронов в темных молекулярных облаках в случае чисто газофазной химии удастся сократить число компонентов с 400 (в базе данных UMIST 95) до нескольких десятков и число реакций с 4000 до нескольких сотен, достигнув выигрыша в процессорном времени порядка 10^2 . При включении в модель реакций на поверхностях пылинок эффективность редукции существенно уменьшается. В протопланетном диске для корректного вычисления степени ионизации по всему объему требуется химическая модель, в которую включено не менее 130 компонентов, хотя в отдельных частях диска эволюция содержания электронов определяется более простыми наборами процессов.

Влияние ошибок констант химических реакций исследовано на основе относительных критериев, приведенных в базе данных UMIST 95. Неопределенность в обилий молекулы, связанная с неточностью констант реакций, зависит от числа атомов в ней. Для двух- и трехатомных молекул ошибка, как правило, не превышает порядка величины. Неопределенность в содержании сложных молекул, в частности, цианополиинов, достигает нескольких порядков.

Глава 2

Химическая эволюция плотных ядер темных молекулярных облаков

Образование звезд уже многие десятилетия является одной из ключевых проблем астрофизики. При этом, несмотря на значительные усилия теоретиков и большой объем наблюдательных данных об областях звездообразования, ясная картина фрагментации молекулярного облака (МО) и последующего коллапса образующихся при этом плотных сгустков до сих пор не построена. В настоящее время отсутствует общепринятое представление о том, как именно происходит переход от разреженного межзвездного газа со средней концентрацией n порядка 1 см^{-3} к молекулярным облакам ($n = 10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$) и плотным ядрам в них ($n > 10^6 \text{ см}^{-3}$) [1]. Очевидно, что звезды формируются в гравитационно неустойчивых газопылевых сгустках, однако до сих пор неясно, образуются эти сгустки изначально неустойчивыми или же теряют устойчивость постепенно, некоторое время пребывая в квазистационарном состоянии.

На первую возможность указывает, например, почти полное отсутствие в окрестностях Солнца комплексов молекулярных облаков, в которых не было бы молодых звезд. Одновременно в областях звездообразования почти нет звезд, возрасты которых превышали бы 1 – 3 млн. лет. Иными словами, мы не видим ни областей звездообразования, в которых формирование звезд еще не началось, ни «старых» областей звездообразования, в которых процесс рождения звезд длился бы уже более 3 млн. лет. Это свидетельствует в пользу того, что формирование звезд в молекулярном облаке начинается сразу после его образования и так же быстро закачивается, вероятно, из-за того что облако рассеивается [3].

С другой стороны, для типичного гигантского МО с массой $5 \cdot 10^5 M_{\odot}$ и радиусом порядка 30 пс динамическая шкала времени равна нескольким миллионам лет. С учетом того, что полная масса молекулярных облаков в

Галактике составляет $2 \cdot 10^9 M_{\odot}$, средняя скорость перехода газа в звезды должна измеряться в сотнях масс Солнца в год. Реальное значение скорости звездообразования на два порядка ниже. Из этого можно сделать вывод, что образование протозвездных объектов в ГМО происходит не в динамической шкале, а в более медленной [5].

Таким образом, мы получаем два основных варианта коллапса — быстрый и медленный. Первый вариант (быстрый коллапс) описан, например, в работах Васкеса-Семадени с соавторами (напр. [2]). Авторы этих работ с помощью численного моделирования показали, что транзиентные области повышенной плотности в турбулентной межзвездной среде внешне не отличимы от стационарных сгустков («сфер Боннора-Эберта»), структура которых определяется балансом внешнего давления, собственного теплового давления (возможно, в сочетании с турбулентным или магнитным давлением) и самогравитации. Некоторые из этих флуктуаций плотности оказываются гравитационно неустойчивыми и немедленно после образования коллапсируют в динамической шкале.

Второй вариант (медленный коллапс) соответствует образованию сгустков в результате фрагментации замагниченных молекулярных облаков. В этой модели дозвездные ядра изначально удерживаются от коллапса магнитным полем, но с течением времени его поддержка ослабляется вследствие явления амбиполярной диффузии. По истечению характерного интервала t_{AD} магнитное поле оказывается не в состоянии противодействовать самогравитации сгустка, и он также коллапсирует в динамической шкале (Desch & Mouschovias [23]; Shu, Adams & Lizano [88]; Дудоров и Сазонов [89]).

Теоретическое моделирование эволюции дозвездных ядер показывает, что различные предположения о ее характере зачастую приводят к практически одинаковой зависимости плотности от радиуса (в предположении сферической или осевой симметрии объекта). Поэтому наблюдения только общего распределения вещества в дозвездном ядре не позволяют сделать выбор в пользу одного из режимов коллапса. Однако, как отмечено, например, в работе Tafalla et al. [90], ядра, образовавшиеся в результате квазистационар-

ного сжатия, и ядра, возникшие из гравитационно неустойчивых турбулентных флуктуаций плотности, обладают различной кинематической структурой, которую можно выявить, изучая ядро в линиях молекул. Кроме того, различные временные шкалы «быстрого» и «медленного» коллапса приведут к существенно разной химической структуре, то есть к различному распределению молекул в дозвездном ядре.

Для построения теоретических профилей молекулярных линий, без которого невозможно изучение кинематической и молекулярной структуры дозвездных ядер, необходимо одновременное моделирование химической и динамической эволюции дозвездного сгустка. В данной главе описана самосогласованная химико-динамическая модель замагниченного ядра, характер сжатия которого задается амбиполярной диффузией заряженных частиц поперек силовых линий магнитного поля. Для оценки параметров амбиполярной диффузии необходимо знать ионизационное состояние среды, которое в описанной модели определяется посредством эволюционного (неравновесного) химического расчета с использованием меняющегося во времени распределения плотности газа.

С помощью модели исследованы пространственные распределения нескольких молекулярных компонентов, с уделением основного внимания молекулам CO, CS, CCS, NH₃, N₂H⁺ и HCO⁺. В качестве объекта сравнения было выбрано дозвездное ядро L1544, химический состав которого изучен достаточно хорошо (напр. Caselli et al. [91, 92]). Дозвездное ядро L1544 расположено в восточной части комплекса молекулярных облаков в Тельце на расстоянии примерно 140 пс (Elias [93]). Это продолговатое ядро, в спектрах которого обнаружены признаки сжатия со скоростью порядка 0.1 км с⁻¹ как на большом (~ 0.1 пс), так и на малом (~ 0.01 пс) пространственных масштабах [94, 95]. В распределении плотности выделяется центральное плато с радиусом ~ 2900 а.е. и плотностью $n_{\text{H}_2} \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$, окруженное оболочкой, плотность которой быстро падает с удалением от центра ядра и сравнивается с фоновой плотностью на расстоянии порядка 10⁴ AU (Vasman et al. [96]). Такое разделение на плато и оболочку характерно для моделей облаков, эволюция которых

определяется амбиполярной диффузией (напр. Ciolek & Basu [97]).

С химической точки зрения ядро L1544 характеризуется «луковичной» структурой — наряду с молекулами, распределение которых примерно повторяет распределение пыли, имеются также молекулы, максимальное обилие которых приходится на оболочку ядра. Caselli et al. [92] обнаружили, например, что относительное содержание CO в центре L1544 более чем в 10 раз уступает содержанию этой молекулы на расстоянии в несколько тысяч а.е. от центра. Радиальный профиль лучевой концентрации CO вблизи центра либо плоский (без центрального пика), либо даже с центральной депрессией. Аммиак и молекулярные ионы HCO^+ и N_2H^+ сосредоточены в центре ядра, а вот распределение лучевой концентрации молекулы CCS по данным интерферометрических наблюдений Ohashi et al. [98] напоминает кольцо с радиусом ~ 7500 а.е. Лучевая концентрация CCS в кольце примерно в 1.4 раза выше, чем в центре объекта. Подобная кольцевая картина наблюдается и в распределении CS. Вообще, химическая дифференциация, по-видимому, широко распространена среди дозвездных ядер. Например, Tafalla et al. [7] во всех пяти исследованных ими ядрах обнаружили, что в центрах ядер содержание CO и CS падает более чем на порядок, тогда как относительное обилие N_2H^+ при приближении к центру остается постоянным, а обилие NH_3 увеличивается. Об аналогичном снижении содержания CO в центрах еще шести источников сообщили Vassmann et al. [100]. Наблюдательные данные о химической структуре L1544 суммируются в табл. 23.

Столь подробные данные о химической структуре вкупе с измерениями проекции магнитного поля на луч зрения (Crutcher & Troland [101]) и определением направления проекции магнитного поля на картинную плоскость по наблюдениям поляризации субмиллиметрового излучения пыли (Ward-Thompson et al. [102]) делают L1544 очень удобным объектом для проверки различных теорий образования маломассивных дозвездных ядер.

Способны ли современные модели одновременно описать химическую и кинематическую структуру L1544 и других подобных ядер? Помимо данной диссертации, химическая структура коллапсирующего дозвездного ядра наи-

Таблица 23. Наблюдательные параметры распределения некоторых молекул в L1544

Параметр	CO ^a	NH ₃ ^b	CS ^b	CCS ^c	N ₂ H ^{+,d}	HCO ^{+,a}
Макс. лучевая концентрация, см ⁻²	1.5(18)	5.5(14)	8.0(13)	4.0(13)	2.0(13)	1.1(14)
Радиус кольца (а.е.)	6500	Пик	9000	7500	Пик	Пик

^a Caselli et al. [92]

^b Tafalla et al. [7]

^c Цит. по Aikawa et al. [18]

^d Caselli et al. [99]

более подробно изучена в серии работ Aikawa et al. [18, 19, 20]. Ее авторы в статьях [18, 19] рассмотрели химическую эволюцию коллапсирующего ядра, воспользовавшись моделью коллапса Ларсона-Пенстона [103, 104], а также ее искусственно замедленным вариантом. Согласно их результатам, наилучшее согласие с данными наблюдений для CO, CCS и N₂H⁺ обеспечивает модель коллапса без задержки, то есть модель, эволюционирующая в динамической шкале. Этот результат находится в очевидном противоречии с моделью коллапса под влиянием амбиполярной диффузии, для которой характерно в несколько раз более медленное сжатие. С другой стороны, скорость коллапса в модели Ларсона-Пенстона примерно в 3.3 раза превышает скорость звука, что противоречит данным наблюдений L1544 и других дозвездных ядер, в которых скорость коллапса обычно меньше скорости звука (Lee et al. [105]). Кроме того, даже в наиболее близкой к наблюдениям модели Aikawa et al. [18] содержание N₂H⁺ меньше наблюдаемого значения примерно в 20 раз.

В работе [20] Aikawa et al. исследовали эволюцию дозвездного ядра с помощью гидродинамической модели одномерного коллапса, в которой в качестве начального условия использовалась сфера Боннора-Еберта с искусственно увеличенной плотностью. И в этом случае выяснилось, что при достижении ядром центральной плотности порядка 10⁶ см⁻³ скорость слишком высока по сравнению с наблюдаемой. Эти противоречия лишней раз подчеркивают, что для адекватной интерпретации наблюдений необходима более совершен-

ная динамическая модель, согласованная с химической моделью.

Именно эта задача и решена в диссертации. В этой главе исследована зависимость параметров динамической и химической эволюции замагниченного дозвездного ядра от входных параметров модели. В качестве критерия для проверки модели используется сравнение наблюдаемых и теоретических профилей лучевых концентраций.

1. Химико-динамическая модель дозвездного ядра в присутствии магнитного поля

1.1. Динамическая модель дозвездного ядра

Численное моделирование осесимметричного коллапса дозвездных ядер в присутствии магнитного поля показывает, что они довольно быстро (за время, сравнимое с динамическим) приходят в магнитостатическое состояние, в котором размер облака перпендикулярно силовым линиям существенно превосходит его размер в направлении, параллельном силовым линиям. Если в модели используются уравнения идеальной МГД, облако остается в этом состоянии неопределенное время, удерживаемое от коллапса магнитным давлением. Амбиполярная диффузия позволяет веществу медленно двигаться поперек силовых линий. В результате изначально магнитостатическое облако приобретает более сферически симметричную конфигурацию, а затем, когда отношение массы в его центральной части к магнитному потоку превысит критическое значение [57], коллапсирует в динамическом режиме.

В настоящее время построено несколько различных численных моделей коллапса замагниченных дозвездных ядер с учетом амбиполярной диффузии в двумерном приближении [23, 97, 106, 107, 108]. Однако ни в одной из них степень ионизации не вычисляется самосогласованным образом — включение эволюционных уравнений химической кинетики в и без того сложную двумерную динамическую модель продолжает оставаться нелегкой задачей.

Между тем в 1997 г. Safier, McKee & Stahler [109] предложили упрощенный вариант учета амбиполярной диффузии в *одномерном* приближении, ко-

гда в динамические уравнения включено только магнитное давление, но не магнитные напряжения. Этот подход был реализован в виде численной модели Жи-Юном Ли [110, 111] и взят за основу при проведении описанного в диссертации самосогласованного химико-динамического расчета. Одномерное описание позволяет включить в расчет сложную химическую модель и вместе с тем воспроизводит главную особенность коллапса, управляемого амбиполярной диффузией, — начальное медленное сжатие и последующий динамический коллапс.

В одномерной модели эволюция среды описывается уравнениями [110]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) \quad (19)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{GM_r}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho a^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) \quad (20)$$

$$v_i - v = -\tau_{\text{ff}} \nu_{\text{ff}} \frac{1.4}{4\pi\rho} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B^2}{2} \right) \quad (21)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} (r v_i B). \quad (22)$$

Здесь a — изотермическая скорость звука, M_r — масса вещества внутри сферы радиуса r , v и v_i — скорости нейтрального и ионизованного компонентов, τ_{ff} — время свободного падения, соответствующее плотности ρ , ν_{ff} — коэффициент магнитного сопряжения. Именно этот последний параметр определяет связь между динамической и химической эволюцией облака.

Коэффициент магнитного сопряжения ν_{ff} представляет собой отношение локального времени свободного падения к характерному времени взаимодействия между веществом и магнитным полем. Для его оценки использовалось выражение

$$\nu_{\text{ff}} = \frac{2.02 \cdot 10^{-9} n_i}{\sqrt{4\pi G \rho}}, \quad (23)$$

где n_i — полная числовая плотность ионов.

1.2. Метод решения

Для вычисления плотности ионов, входящей в (23), использован ограниченный набор, близкий к одному из наборов, описанных в главе 1 и предназначенных для вычисления степени ионизации в темных молекулярных облаках. Помимо компонентов, необходимых для оценки плотности ионов, в этот набор включены также соединения и реакции, определяющие эволюцию обилий исследуемых молекул. Всего набор включает 59 нейтральных (газофазных и поверхностных) компонентов, 83 молекулярных иона, а также около 2000 газофазных и 53 поверхностных реакции.

Расчетная область разделена на зоны, сгущающиеся к центру. На каждом шаге по времени в каждой зоне сначала с помощью химической модели обновляется полная концентрация ионов ρ_i . Уравнения химической кинетики решаются при помощи стандартного пакета DVODE (Brown et al. [112]). Затем согласно уравнениям (19) и (20) обновляются скорость и плотность. Решение уравнения диффузии (22) позволяет получить новое распределение магнитного поля. Коэффициент магнитного сопряжения рассчитывается по текущему химическому составу. Величина шага по времени определяется из стандартного условия Куранта-Фридриха-Леви.

1.3. Начальные и граничные условия

В начальный момент времени исследуемый объект представляет собой изолированное замагниченное облако с массой $22.6 M_{\odot}$, находящееся в состоянии магнитостатического равновесия. Напряженность магнитного поля в нем такова, что магнитное давление равно тепловому. Плотность n_{H_2} в центре облака при $t = 0$ равна 10^3 см^{-3} . Температура пыли во всем облаке 7 К, температура газа — 10 К. Поскольку даже на периферии L1544 наблюдаются молекулы, легко диссоциируемые ультрафиолетовым излучением, можно предположить, что интенсивность УФ-излучения в его окрестностях невелика. Поэтому мы предполагали, что $G = 0$. Расчет проводился до момента, когда плотность в центре облака превосходит начальное значение в 10^3 раз.

Таблица 24. Компоненты с ненулевыми начальными обилиями

Компонент	Металличность		
	Низкая (Lm)	Промежуточная (St)	Высокая (Hm)
H ₂	0.5	0.5	0.5
He	0.1	0.1	0.1
Na	2.25(−9)	2.1(−6)	2.25(−7)
Mg	1.09(−8)	1.5(−7)	1.09(−6)
Fe	2.74(−9)	1.0(−7)	2.74(−7)
C	3.86(−5)	1.0(−5)	3.86(−5)
N	2.47(−5)	2.2(−5)	2.47(−5)
O	1.40(−4)	1.3(−4)	1.40(−4)
CO	4.00(−5)	4.0(−5)	4.00(−5)
S	9.14(−8)	8.0(−8)	9.14(−6)
Si	9.74(−9)	8.0(−9)	9.74(−7)

При $t = 0$ облако имеет почти исключительно атомарный состав. В молекулярной форме находятся только водород и часть атомов кислорода и углерода, объединенных в молекулы CO. Помимо наборов с низкой и высокой металличностью в данном разделе рассматривается «промежуточный» вариант [9], в котором содержание металлов примерно соответствует высокой металличности, а содержание серы и кремния — низкой металличности. Начальные обилия для указанных трех случаев приведены в табл. 24.

В данном расчете почти для всех молекул использованы значения энергии десорбции из работы [8], соответствующие десорбции с поверхности SiO₂. Исключение составляют несколько молекул, для которых в стандартном варианте использованы значения T_D из работы Aikawa et al. [18], соответствующие десорбции с ледяной поверхности. Эти молекулы и величины T_D для них приведены в табл. 25 (энергии десорбции из [18] обозначены как «Модель А»).

Рассмотренные в диссертации модели перечислены в табл. 26. В моделях V+sp1 для всех компонентов задан коэффициент прилипания, равный 1, что означает высокую эффективность образования ледяных мантий на пылинках. В моделях V+sp0 коэффициент прилипания для всех компонентов положен равным 0, то есть, мантии не образуются. В моделях V+HN93 для всех компонентов без исключения использованы энергии десорбции из [8]. Из

Таблица 25. Энергии десорбции (К)

Компонент	Модель A ^a	Модель HH93 ^b
CO	960	1210
N ₂	750	1210
CO ₂	2690	2500
H ₂ O	4820	1860
NH ₃	3080	1110
CH ₄	1120	1360
HCN	4280	1760

^a Aikawa et al. [18]

^b Hasegawa & Herbst [8]

модели В–IRD исключены реакции диссоциативной рекомбинации на пылинках. В моделях В+CR3 величина скорости ионизации ζ в 3 раза превышает «стандартное» значение $1.3 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$.

Модели, в которых энергии десорбции по возможности взяты из табл. 25, коэффициент прилипания для нейтральных и ионизованных компонентов равен 0.3, скорость ионизации $\zeta = 1.3 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ и учитываются реакции диссоциативной рекомбинации на пылинках, в дальнейшем будут называться моделями со стандартным набором химических параметров. Как будет показано ниже, наилучшее согласие с наблюдениями обеспечивает модель со стандартным набором химических параметров и промежуточной металличностью, поэтому далее она будет называться просто стандартной.

2. Динамика коллапсирующего облака

Как отмечалось в главе 1, в динамических расчетах с учетом неидеальных МГД-эффектов обычно принимают, что степень ионизации пропорциональна $\rho^{-1/2}$. Это означает, что плотность ионов пропорциональна $\rho^{1/2}$, а коэффициент магнитного напряжения ν_{ff} от плотности вещества не зависит. Для типичных параметров межзвездной среды его величина близка к 10, что, по существу, означает замедление коллапса примерно в 10 раз по сравнению со свободным падением.

Таблица 26. Описание и обозначения моделей

Описание модели	Металличность		
	Низкая	Промежуточная	Высокая
Стандартная	LmM+B	StM+B	HmM+B
Без магнитного поля	LmM-B	StM-B	
$S = 1$ для всех компонентов	LmM+B+sp1	StM+B+sp1	
$S = 0$ для всех компонентов	LmM+B+sp0	StM+B+sp0	
Энергии десорбции HH93	LmM+B+HH93	StM+B+HH93	
Утроенная скорость ионизации	LmM+B+CR3	StM+B+CR3	
Меньшая масса облака ($10 M_{\odot}$)	LmM+B+10	StM+B+10	
Без диссоциативной рекомбинации на пыли	LmM+B-IRD	StM+B-IRD	

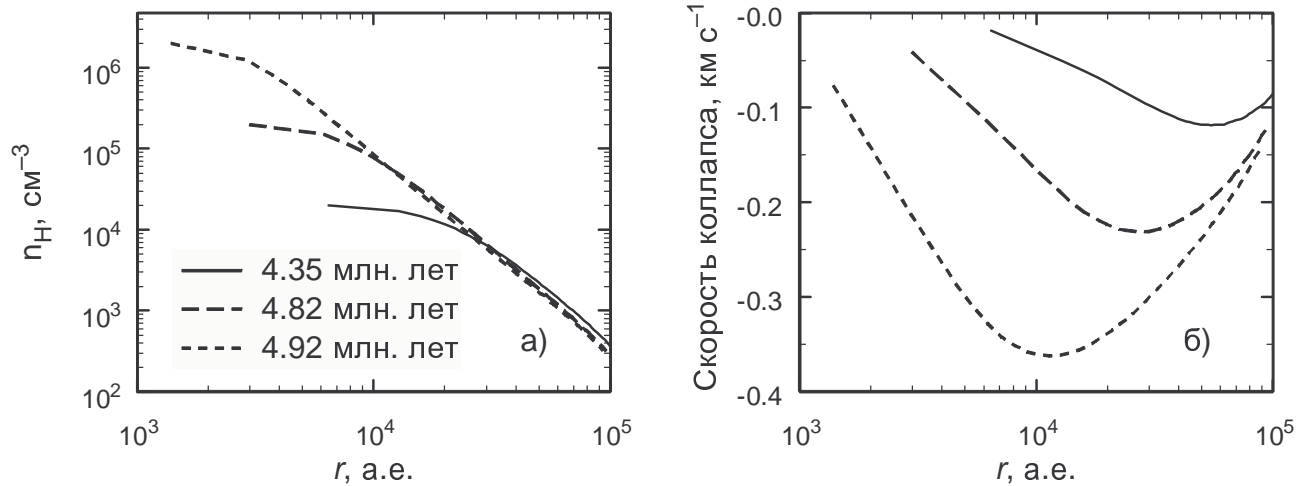


Рис. 18. Радиальные профили концентрации ядер водорода (а) и скорости коллапса (б) для модели, в которой коэффициент ν_{ff} считается постоянным. Профили приведены для моментов, когда центральная плотность превосходит начальное значение в 10, 10^2 и 10^3 раз.

На рис. 18 приведены профили плотности и скорости для модели, в которой использовано постоянное значение ν_{ff} , то есть, из всех химических процессов в облаке неявно учитываются лишь ионизация и рекомбинация некоего «типичного» иона, причем подразумевается, что два этих процесса находятся в равновесии. Модель демонстрирует ожидаемое с точки зрения амбиполярной диффузии поведение: первое десятикратное увеличение плотности происходит в течение 4.35 млн. лет, второе — менее чем за 0.5 млн. лет, третье — за 0.1 млн. лет. Это означает, что ко времени достижения плотности порядка 10^6 см^{-3} облако находится в состоянии динамического коллапса. Это подчеркивается высокой скоростью падения вещества, достигающей в максимуме (на расстоянии около 10^4 а.е. от центра облака) значения около 0.35 км с^{-1} .

Радиальные профили основных динамических параметров для модели с промежуточной металличностью приведены на рис. 19. Очевидно, что корректный учет ионизационного состояния среды привел к увеличению эволюционной шкалы в 1.3 раза, а максимальная скорость коллапса уменьшилась с 0.35 км с^{-1} до 0.2 км с^{-1} . Причина этого заключается в том, что в большей части облака величина коэффициента магнитного сопряжения примерно в 2 раза превышает приведенное выше среднее значение. Лишь в ядре облака ($r < 20000$ а.е.) потеря магнитной поддержки приводит к понижению ν_{ff} до 2.

На рис. 20 представлены динамические параметры модели StM–B — стандартной модели без учета магнитного поля. Начальная конфигурация облака является магнитоэлектростатической, поэтому при отсутствии магнитного поля одно только тепловое давление оказывается не в состоянии противодействовать коллапсу, и облако сжимается практически в динамической шкале. Скорость коллапса при достижении центральной плотности порядка 10^6 см^{-3} приближается к 0.4 км с^{-1} , что лишь немногим более, чем скорость коллапса в модели с неизменным ν_{ff} . Это характерное свойство практически всех рассмотренных моделей — независимо от продолжительности стадии медленного сжатия к моменту достижения центральной плотности порядка 10^6 см^{-3} облако коллапсирует в динамическом режиме со скоростью не менее ~ 0.2

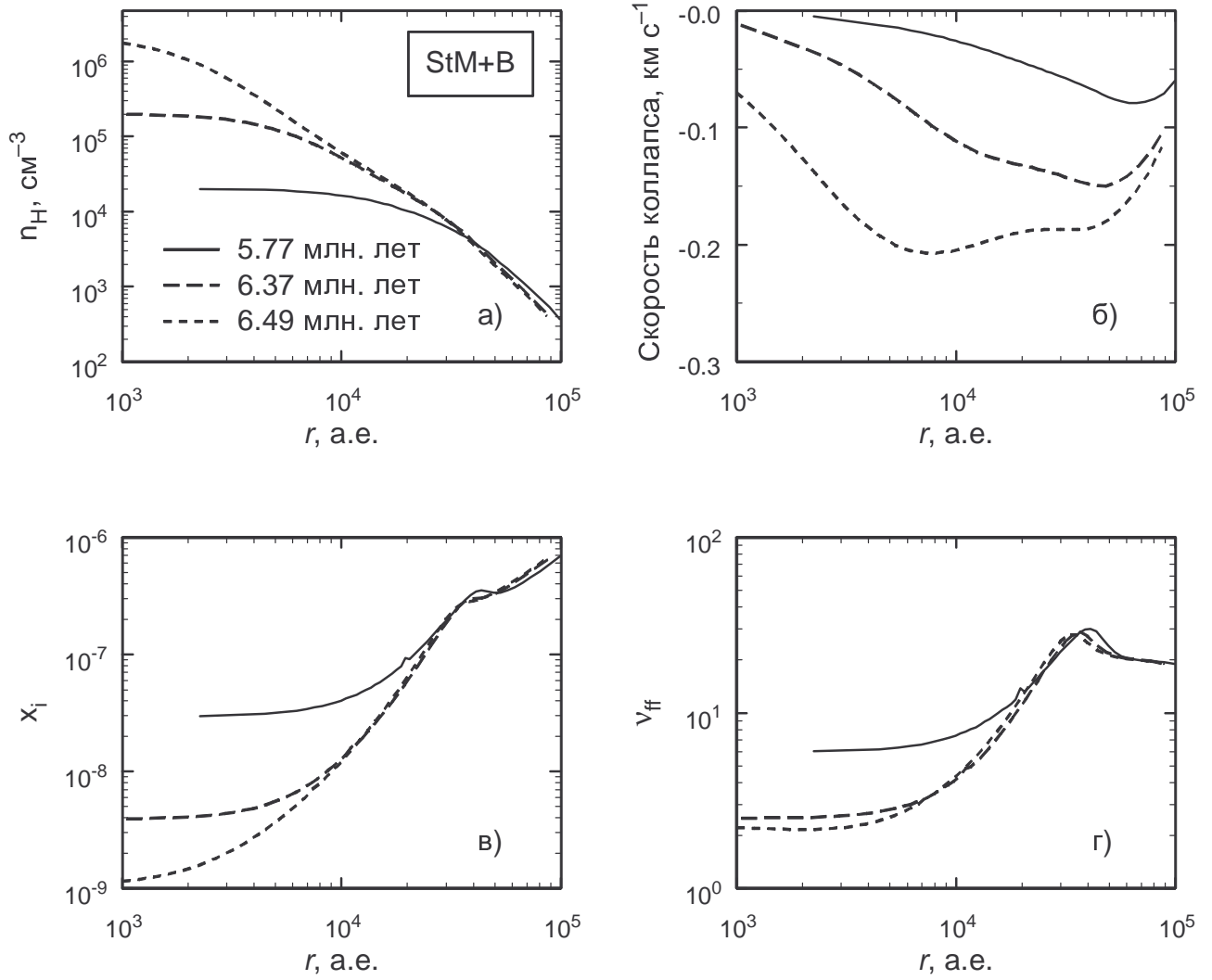


Рис. 19. Радиальные профили концентрации ядер водорода (а), скорости коллапса (б), степени ионизации (в) и коэффициента магнитного сопряжения (г) для стандартной модели с магнитным полем.

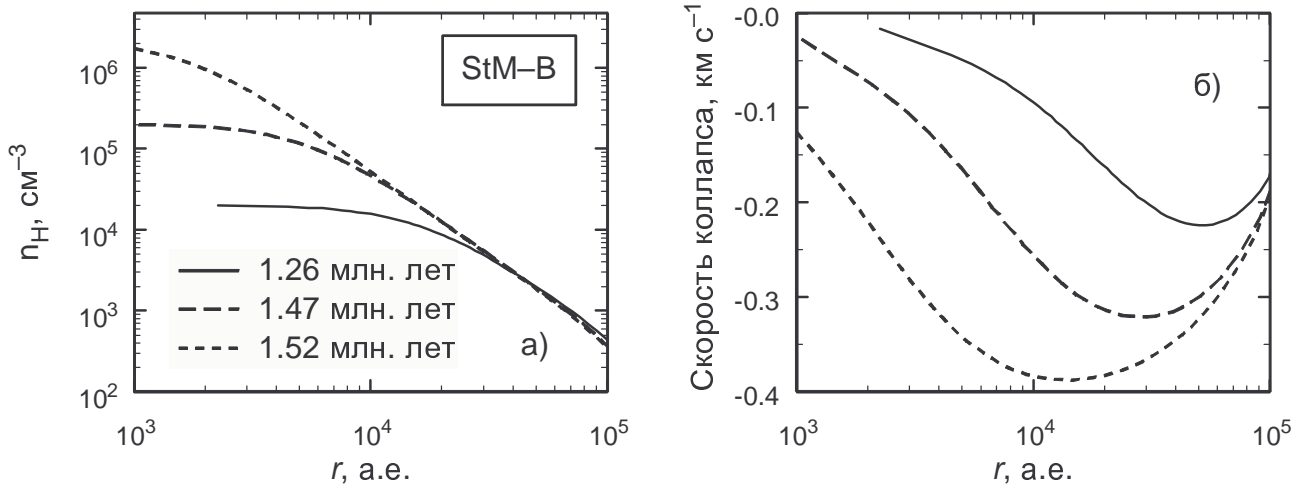


Рис. 20. Радиальные профили концентрации ядер водорода (а) и скорости коллапса (б) для стандартной модели без магнитного поля.

км с⁻¹. Профили плотности в это время во всех моделях практически неотличимы друг от друга.

Различные динамические параметры моделей с промежуточной металличностью — максимальная скорость коллапса v , коэффициент магнитного сопряжения ν_{ff} в центре облака и степень ионизации x_e в центре облака — приведены в табл. 27. Все величины приводятся для момента t_6 , когда плотность ядер водорода в центре облака достигает значения $n_{\text{H}} = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Модели отсортированы по убыванию t_6 .

В расчетах с магнитным полем, которые отличаются друг от друга только параметрами химической модели, время t_6 варьируется от 4.51 до 14.4 млн. лет. Наиболее существенным фактором, влияющим на длительность коллапса, оказалась пыль. В моделях с ограничениями на взаимодействие газа и пыли рост плотности с 10^3 до 10^6 см^{-3} длится свыше 12 млн. лет из-за более высокой ионизации, чем в стандартной модели. В модели StM+B-IRD это связано с «отключением» одного из каналов рекомбинации, в модели StM+B+sp0 — с тем, что в газовой фазе остаются металлы, которые являются основными поставщиками электронов.

Нужно отметить, что эволюционное время возрастает за счет стадии квазистационарного сжатия. После потери магнитной поддержки все модели эво-

Таблица 27. Динамические параметры и степень ионизации в моделях с промежуточной и высокой металличностью.

Модель	t_6 , млн. лет	v , км с ⁻¹	ν_{ff}	x_e , 10 ⁻⁹
StM+B+10	15.3	0.17	4.4	2.5
StM+B-IRD	14.4	0.31	30	18
StM+B+sp0	12.3	0.43	> 100	60
HmM+B	10.5	0.18	2.4	1.2
StM+B+CR3	10.2	0.19	12	6.0
StM+B (стандартная)	6.49	0.21	2.2	1.1
StM+B+HH93	6.05	0.23	6.9	3.4
StM+B+sp1	4.51	0.26	5.1	2.8
StM-B	1.52	0.39		1.1

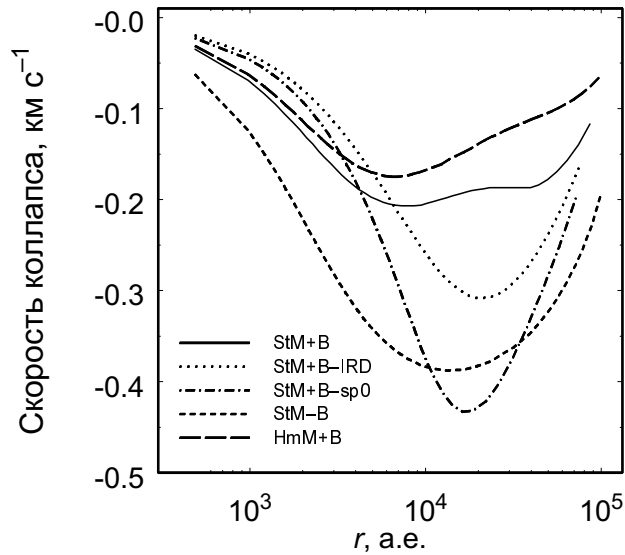


Рис. 21. Радиальные профили скорости коллапса для нескольких моделей в момент t_6 .

люционируют примерно в одинаковой шкале, на что указывают близкие значения скорости коллапса, соответствующие моменту t_6 . Тем не менее, кинематическая структура облака в разных моделях различна. На рис. 21 показаны радиальные профили скорости коллапса для нескольких моделей с промежуточной металличностью. Хотя скорости в немагнитной модели StM–V и в магнитной модели StM+V–IRD сравнимы между собой, в первой из них коллапсом охвачена значительно бóльшая часть облака, что несомненно отразится на форме наблюдаемых спектральных линий. Подробнее сопоставление наблюдаемых и теоретических профилей линий будет обсуждаться далее, пока же отметим только, что во всех моделях скорость коллапса превосходит наблюдаемое значение $\sim 0.1 \text{ км с}^{-1}$. Наименьшую скорость (0.18 км с^{-1}) обеспечивает модель HmM+V, однако она оказывается неудовлетворительной с химической точки зрения.

Как правило считается, что модели с низкой металличностью позволяют более удовлетворительно воспроизвести наблюдаемый химический состав МЗС, однако с точки зрения динамических параметров коллапсирующего облака они оказываются менее предпочтительными. Во всех моделях с низкой металличностью скорость коллапса как минимум в полтора раза превосходит скорость в стандартной модели (табл. 28), и без того слишком высокую по сравнению с наблюдениями. Пониженное содержание металлов приводит к тому, что снижается чувствительность параметров модели к химическим параметрам — время t_6 варьируется в значительно более узких пределах, чем в моделях с промежуточной металличностью.

Различия в степени ионизации между моделями с низкой, промежуточной и высокой металличностями наблюдаются, в основном, на периферии облака, то есть при $r > 10^4$ а.е. При этом отличия x_e в моделях с промежуточной и высокой металличностью пренебрежимо малы, а x_e в модели с низкой металличностью уменьшена по сравнению с первыми двумя моделями почти на порядок. В центре облака все три металличности приводят практически к одной и той же степени ионизации — порядка 10^{-9} , — что близко к величине, выведенной из наблюдений L1544 (Caselli et al. [92]).

Таблица 28. Динамические параметры и степень ионизации в моделях с низкой металличностью.

Модель	t_6 , млн. лет	v , км с ⁻¹	ν_{ff}	x_e , 10 ⁻⁹
LmM+B-IRD	4.74	0.28	15	65
LmM+B-SCh	4.30	0.32	14	6.4
LmM+B+CR3	4.22	0.28	4.3	2.1
LmM+B+10	3.76	0.20	2.1	1.1
LmM+B+sp0	3.24	0.37	17	85
Lm+B	3.18	0.32	2.1	1.1
LmM+B+sp1	3.13	0.32	3.9	1.9
LmM+B+HH93	3.04	0.34	6.0	3.0

3. Химическая структура ядра

В табл. 29 приведены максимальные лучевые концентрации CO, NH₃, CS, CCS, HCO⁺ и N₂H⁺. Буквенными индексами «ц», «к» и «п» обозначена форма радиального распределения лучевой концентрации — центральный пик, кольцо и плато, соответственно. На рис. 22 показаны относительные обилия 10 нейтральных компонентов (C, CO, CS, CCS, N, N₂, NH₃, HCN, O и H₂O) для трех моделей с магнитным полем и стандартным набором химических параметров, а на рис. 23 — обилия шести молекулярных и атомарных ионов (N₂H⁺, HCO⁺, C⁺, N₃⁺, H⁺ и Fe⁺) для тех же моделей.

Таблица 29. Максимальные лучевые концентрации различных компонентов (см⁻²).

Модель	CO	NH ₃	CS	CCS	N ₂ H ⁺	HCO ⁺
LmM+B	2.4(18)п	3.0(14)ц	8.0(14)к	4.5(13)к	1.4(13)ц	1.5(14)ц
StM+B	1.2(18)п	5.0(14)ц	2.2(14)к	1.3(13)к	2.7(13)ц	1.0(14)ц
LmM-B	2.6(18)к	1.8(14)ц	1.5(15)к	7.5(13)к	7.5(12)ц	1.2(14)ц
StM-B	1.8(18)п	3.3(14)ц	9.0(14)к	1.7(13)к	1.4(13)ц	8.0(13)ц
LmM+B+sp1	7.5(17)п	3.3(14)п	1.5(14)к	1.5(13)к	4.1(13)ц	2.5(14)п
StM+B+sp1	2.1(17)п	3.1(14)к	4.0(13)к	4.0(12)к	2.6(13)п	4.6(13)к
LmM+B+HH93	8.5(17)к	1.0(15)ц	1.0(15)к	2.5(13)к	8.0(12)п	1.5(14)п
StM+B+HH93	3.3(17)к	1.1(15)ц	2.2(14)к	2.0(12)к	4.7(12)п	4.4(13)п
LmM+B+CR3	2.8(18)к	6.5(14)ц	6.2(14)к	3.5(13)к	4.2(13)ц	2.6(14)ц
StM+B+CR3	3.5(17)п	1.8(14)п	1.2(14)к	1.5(13)к	7.5(12)п	9.0(13)п

Общей чертой радиального распределения большинства нейтральных и

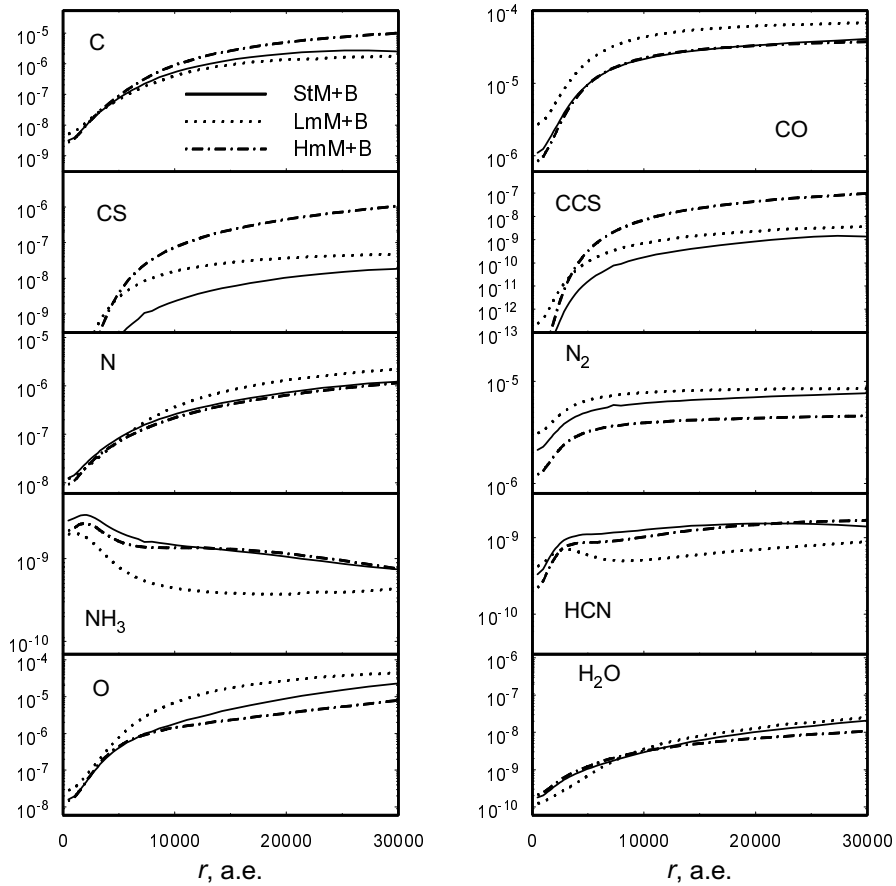


Рис. 22. Радиальные профили относительных обилий нейтральных компонентов C, CO, CS, CCS, N, N₂, NH₃, HCN, O и H₂O, соответствующие моменту t_6 , для моделей со стандартным набором химических параметров.

ионизованных компонентов является падение их теоретического содержания в центре облака, особенно значительное в случае CS и CCS. Исключение составляют соединения азота — NH₃, HCN и N₂H⁺. Их содержание в центре либо падает незначительно, либо даже возрастает. В газовой фазе ядра облака одним из наиболее обильных компонентов становится молекулярный азот. На периферии сохраняется высокое содержание CO, но в ядре из-за вымораживания молекул оксида углерода на пыли оно падает более чем на порядок. Аналогичное поведение характерно и для молекул воды.

Как видно из рис. 23, во всех моделях со стандартным набором химических параметров доминантным ионом в центре облака является HCO⁺. Именно его обилие определяет величину коэффициента ν_{ff} в этой области.

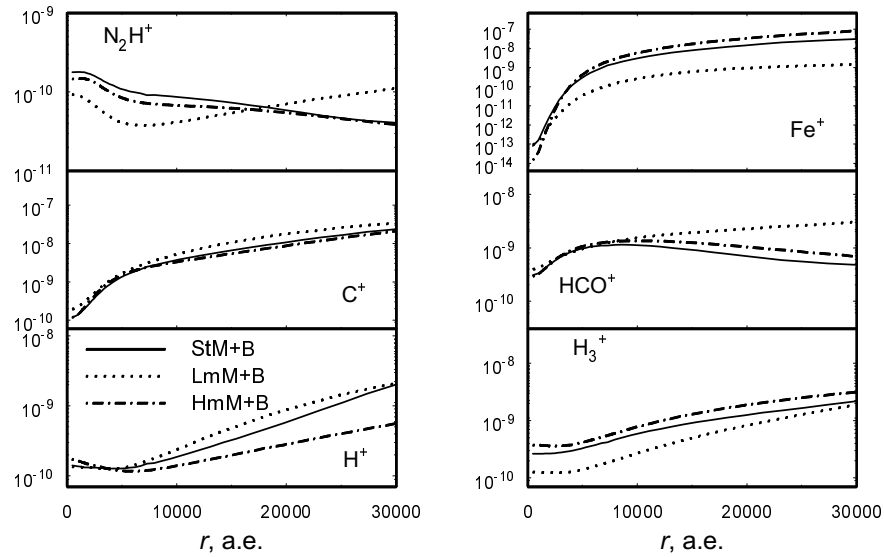


Рис. 23. Радиальные профили относительных обилий ионизованных компонентов N_2^+ , Fe^+ , C^+ , HCO^+ , H^+ и H_3^+ , соответствующие моменту t_6 , для моделей со стандартным набором химических параметров.

Чтобы выделить модель, которая согласуется с наблюдениями наилучшим образом, для каждой из них в предположении о сферической симметрии облака были рассчитаны лучевые концентрации молекул, перечисленных в табл. 23, на различных расстояниях от центра облака (в проекции на картинную плоскость). Радиальные распределения лучевых концентраций этих молекул в моделях со стандартным набором химических параметров показаны на рис. 24, за исключением CS и CCS в модели HmM+B, концентрации которых отличаются от наблюдаемых более чем на 2 порядка (см. также рис. 22). Существенное перепроизводство соединений серы — давно известный недостаток химических моделей с высокой начальной металличностью [114]. Распределения других молекул в моделях StM+B и HmM+B мало отличаются друг от друга. Поэтому далее модель HmM+B мы обсуждать не будем.

В моделях с низкой и промежуточной металличностью корректно воспроизводится форма радиального распределения лучевых концентраций рассматриваемых молекул. Здесь будет подробно описана химическая структура модели StM+B в момент t_6 , когда радиальное распределение полной плотно-

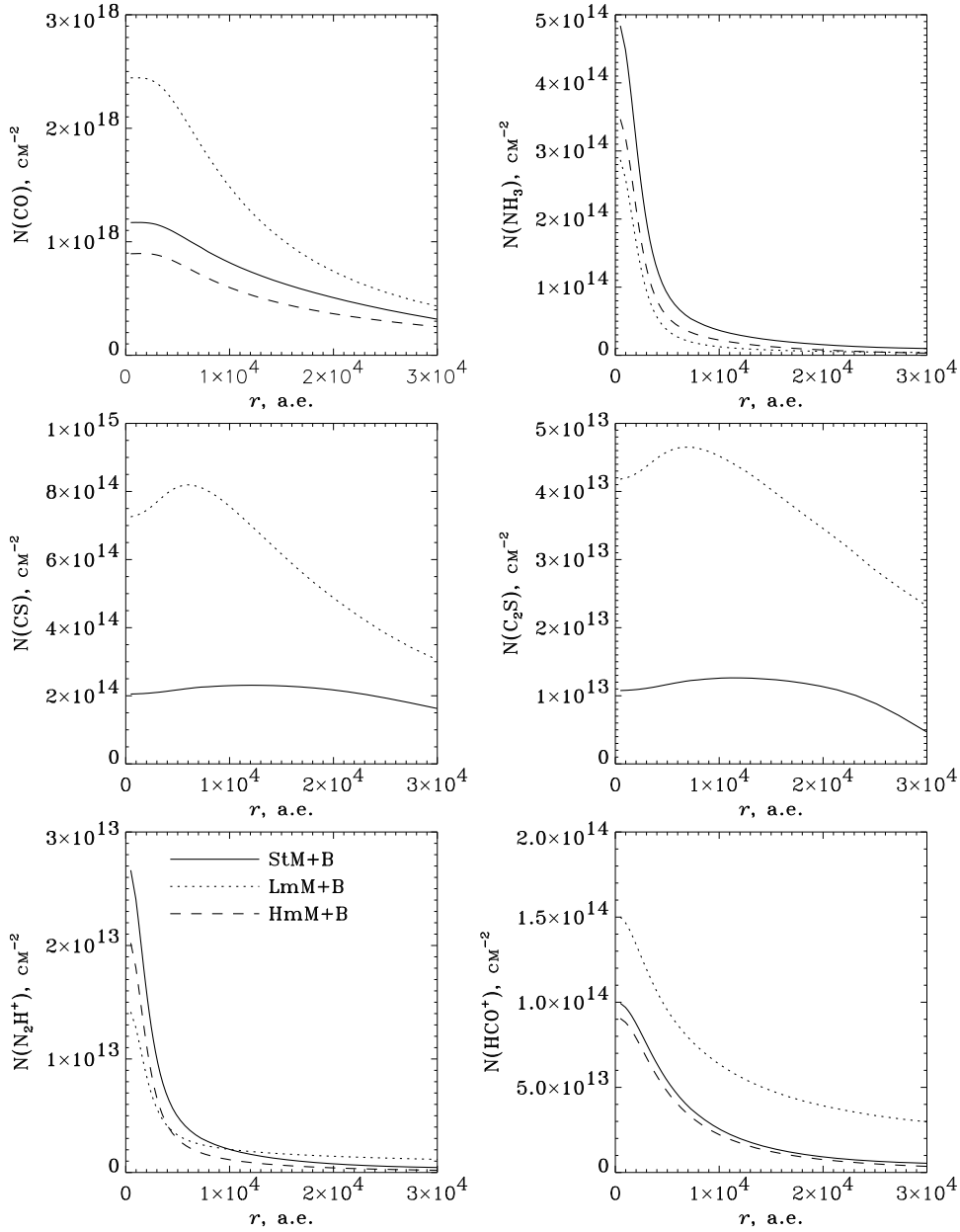


Рис. 24. Радиальные распределения лучевых концентраций CO, NH_3 , CS, CCS, N_2H^+ и HCO^+ для моделей со стандартным набором химических параметров в момент t_6 . Лучевые концентрации CS и CCS для модели с высокой металличностью, отличающиеся от наблюдаемых более чем на 2 порядка, не показаны.

сти вещества максимально близко в наблюдаемому в L1544 (Ward-Thompson et al. [115]).

Из рис. 24 видно, что в распределении CCS имеется центральная депрессия радиусом ~ 12000 а.е. Лучевая концентрация в направлении на центр объекта примерно в 1.3 раза ниже максимального значения, что хорошо согласуется с данными наблюдений Ohashi et al. [98]. Кольцо CCS окружено более обширным и гладким кольцом CS. Азотосодержащие молекулы, напротив, сконцентрированы в ядре облака. Теоретическая лучевая концентрация N_2H^+ ($2.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) отличается от наблюдаемой ($\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) менее чем в полтора раза. Отличие теоретической и наблюдаемой лучевой концентрации NH_3 по данным Tafalla et al. [7] (табл. 23) еще менее значительно, но нужно отметить, что Suzuki et al. [116] приводят для лучевой концентрации аммиака в 2 раза меньшее значение $2.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Содержание $НСО^+$ также возрастает к центру, причем теоретическая и наблюдаемая лучевые концентрации прекрасно согласуются друг с другом.

Нам не удалось воспроизвести центральную депрессию в распределении CO, тем не менее, оно очевидно уплощается, отражая вымерзание этой молекулы в ядре облака. Это вымерзание отчетливо видно на рис. 22 — внутри радиуса $\sim 10^4$ а.е. содержание CO падает по сравнению с оболочкой в ~ 30 раз. Размер области вымерзания примерно совпадает с результатами Caselli et al. ([92]; их рис. 2). Эффективность же вымерзания в нашей модели недостаточно велика, чтобы обеспечить полное согласие с наблюдениями. С другой стороны, максимальная лучевая концентрация CO — $1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ — оказалась несколько ниже наблюдаемой.

В табл. 30 приведены отношения вычисленных максимальных лучевых концентраций, к концентрациям, выведенным из наблюдений (табл. 23). В модели с промежуточной металличностью все теоретические лучевые концентрации отличаются от наблюдаемых не более чем в 3 раза. Особенно хорошее согласие достигнуто для NH_3 , N_2H^+ , $НСО^+$ и CO. Хуже воспроизводятся лучевые концентрации CS и CCS, причем первой молекулы в модели с промежуточной металличностью в 3 раза больше по сравнению с наблюдаемой

Таблица 30. Отношения теоретических и наблюдаемых лучевых концентраций для модели L1544

Модель	CO	NH ₃	CS	CCS	N ₂ H ⁺	HCO ⁺
LmM+B	1.67	0.55	10.0	1.13	0.70	1.36
StM+B	0.80	0.91	2.75	0.33	1.35	0.91
HmM+B	0.60	0.64	≥100	≥100	1.00	0.82
LmM-B	1.73	0.33	18.8	1.88	0.37	1.09
StM-B	1.20	0.60	11.3	0.43	0.70	0.73
StM+B+sp1	0.14	0.56	0.50	0.10	1.30	0.42
StM+B+HH93	0.22	2.00	2.75	0.05	0.24	0.40

лучевой концентрацией, а CCS, напротив, в 3 раза меньше. Нужно, конечно, помнить, что в наблюдаемых значениях также имеются неопределенности, связанные с температурой возбуждения, неизвестной формой и возможной клочковатостью облака и пр. С учетом этих неопределенностей можно считать, что согласие стандартной модели (StM+B) с наблюдениями удовлетворительное.

В модели с низкой металличностью достигнуто хорошее согласие с наблюдениями CCS за счет более высокой лучевой концентрации данной молекулы в этой модели, что связано с более короткой эволюционной шкалой. Однако лучевая концентрация CS отличается от наблюдаемой на порядок. Этот факт в совокупности с высокой скоростью коллапса (рис. 21) делает модель LmM+B несколько менее привлекательной по сравнению с моделью StM+B.

3.1. Модели без магнитного поля

Как уже говорилось, одна из главных целей моделирования химической эволюции дозвездных ядер состоит в наложении ограничений на временную шкалу их эволюции. Чтобы выяснить, какие молекулы наиболее чувствительны к скорости сжатия облака, в этом разделе мы рассмотрим химическую структуру двух моделей со стандартным набором химических параметров без учета магнитного поля (StM-B и LmM-B). В обоих случаях финальная плотность $n_{\text{H}} = 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$, соответствующая наблюдаемому состоянию L1544, достигается за 1.52 млн. лет, что существенно меньше, чем эволюционное время

моделей LmM+V (3.55 млн. лет) и StM+V (6.49 млн. лет).

Быстрая динамическая эволюция немагнитных моделей отражается на химической структуре ядра. На рис. 25 сравниваются теоретические лучевые концентрации CO, CS, CCS, NH₃, N₂H⁺ и HCO⁺ для магнитной и немагнитной моделей с промежуточной металличностью. Максимальные теоретические лучевые концентрации для моделей StM–V и LmM–V приведены в табл. 29, а их отношения к наблюдаемым концентрациям — в табл. 30. Интересно, что с точки зрения численных значений лучевых концентраций различия между магнитными и немагнитными моделями для большинства рассматриваемых молекул (CO, NH₃, N₂H⁺ и HCO⁺) весьма умеренные. Значительно более чувствительными оказались молекулы CCS и особенно CS. Максимальная лучевая концентрация CS в немагнитной модели StM–V в 4 раза выше концентрации в модели StM+V, которая в свою очередь уже и так почти в 3 раза превосходит наблюдаемую.

Однако еще более существенным оказалось различие в пространственном распределении молекул CS и CCS. Центральная депрессия в радиальном профиле лучевых концентраций серосодержащих молекул имеет радиус всего 2000 – 3000 а.е., что существенно меньше наблюдаемого радиуса кольца CS и CCS в L1544 (7500 – 9000 а.е.) и теоретического радиуса депрессии в модели StM+V (10000 а.е.). По всей совокупности данных о скорости движения вещества и о пространственном распределении серосодержащих молекул можно сделать вывод, что немагнитная модель согласуется с данными наблюдений значительно хуже, чем модель, учитывающая замедление коллапса в результате действия магнитного поля и амбиполярной диффузии. Нужно подчеркнуть, что для уверенной оценки эволюционного статуса облака оказался необходим одновременный анализ его химической и кинематической структуры. По одному только распределению пыли или по среднему химическому составу установить статус дозвездного ядра невозможно.

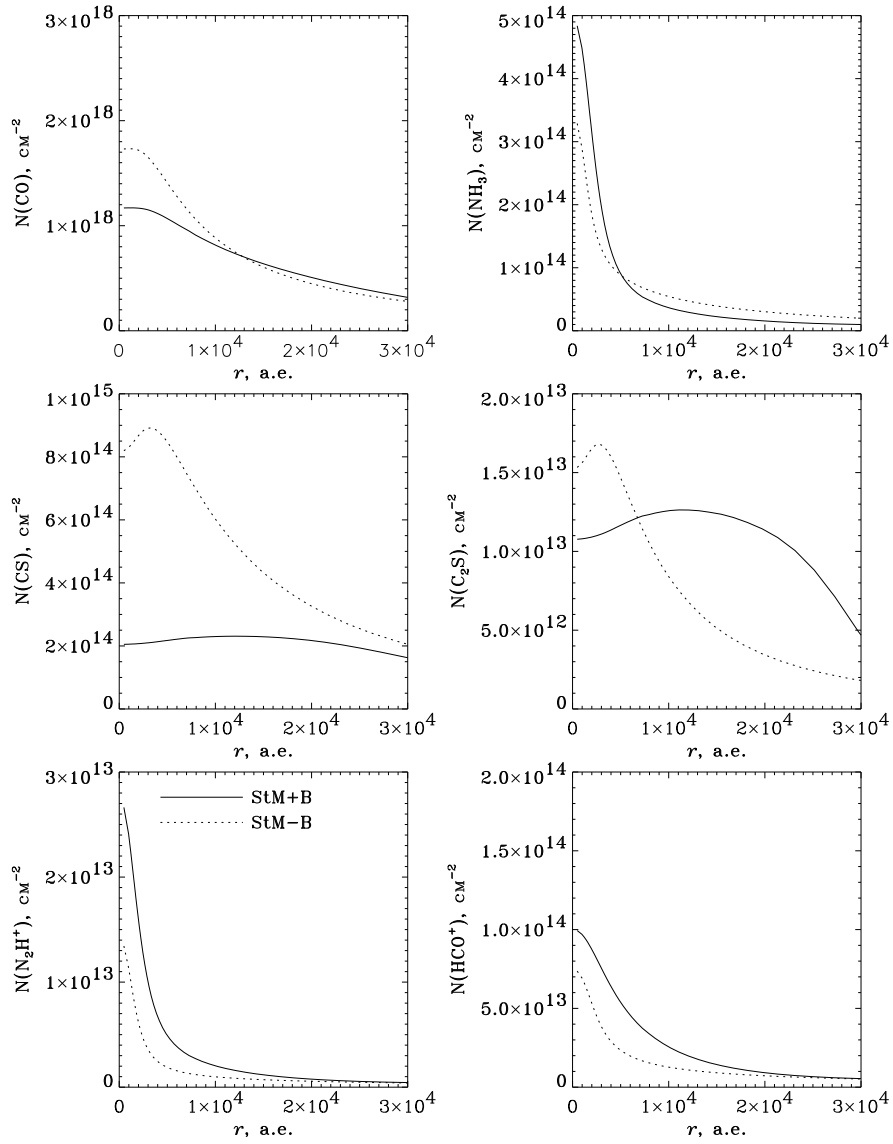
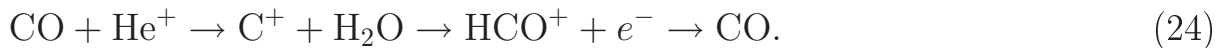


Рис. 25. Радиальные распределения лучевых концентраций CO, NH₃, CS, CCS, N₂H⁺ и HCO⁺ для моделей StM+B и StM-B.

3.2. Магнитная поддержка ядра и обилие CCS

Успех стандартной магнитной модели в воспроизведении наблюдаемых химических характеристик объекта L1544 в значительной степени опирается на относительно высокое содержание CCS. Этот результат вызывает определенное удивление, так как эта молекула считается типичным представителем «ранней» химии, и потому ее обилие должно уменьшаться при $t > 10^5$ лет Aikawa et al. [18]. Отчасти высокое обилие CCS в нашей модели даже через несколько миллионов лет эволюции связано с тем, что в ней задана относительно невысокая начальная плотность газа ($n_{\text{H}_2} = 10^3 \text{ см}^{-3}$ в центре облака). В результате большую часть эволюционного времени облако проводит на фазе «пред-дозвездного ядра», когда плотность в центре объекта $< 10^4 \text{ см}^{-3}$. Время, на протяжении которого плотность превышает 10^4 см^{-3} , составляет всего около 10% от времени t_6 — такой характер эволюции типичен для моделей с амбиполярной диффузией.

Вторым фактором, определяющим содержание CCS, является вымораживание воды и оксида углерода. На ранних стадиях эволюции облака при относительно низкой плотности ($n_{\text{H}} \sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$) практически весь углерод сосредоточен в молекулах CO, обилие которых в значительной степени определяется циклом



По мере вымерзания воды скорость второй реакции в этом цикле ($\text{C}^+ + \text{H}_2\text{O}$) падает, в результате чего активизируется медленная цепочка образования углеводородов, начинающаяся с радиативной ассоциации C^+ и H_2



Благодаря этой цепочке атомарный углерод, образующийся в результате диссоциации CO ионом гелия и КЛ-фотонами, эффективно переходит в состав углеводородов (C_nH_m), цианополиенов и других углеродных цепочек, в частности, CCS. Для молекул C_2H и HC_3N подобное поведение предсказано Ruffle et al. [113, 117]. Авторы этих работ показали, что в плотных холодных ядрах

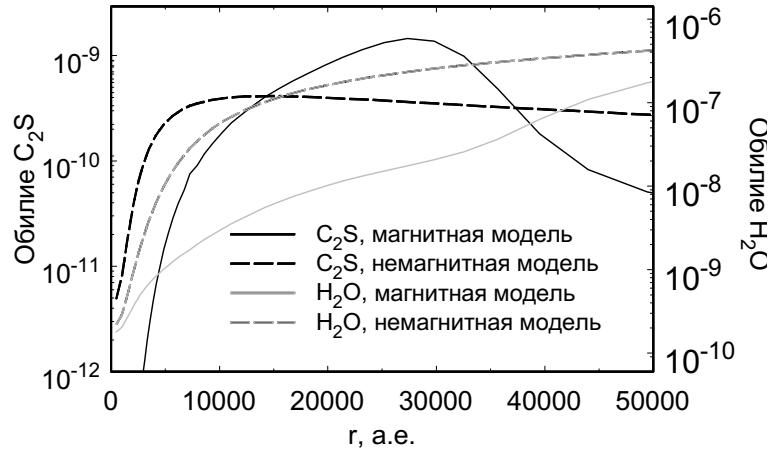
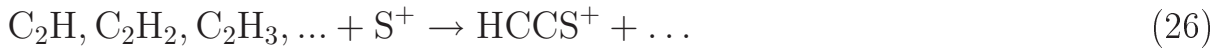
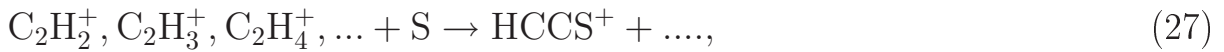


Рис. 26. Радиальные профили относительного содержания CCS и воды в моделях StM+B и StM-B на момент t_6 .

эволюция «ранних» углеродных цепочек C_2H и HC_3N характеризуется наличием второго «позднего» максимума, связанного с вымораживанием кислородосодержащих молекул. Молекула C_2H и другие нейтральные и ионизованные углеводороды реагируют с атомами и ионами серы, начиная цепочки реакций



и



ведущие к образованию CCS в реакции диссоциативной рекомбинации



Это предположение иллюстрируется рис. 26, на котором показано относительное обилие CCS и воды в стандартной модели и в модели без магнитного поля. Обращает на себя внимание «горб» в радиальном распределении CCS для магнитной модели, охватывающий диапазон расстояний от 15000 до 35000 а.е. В аналогичном распределении для немагнитной модели «горб» отсутствует. Происхождение этого горба как раз и связано с более значительным вымораживанием воды в модели StM+B , которое в свою очередь

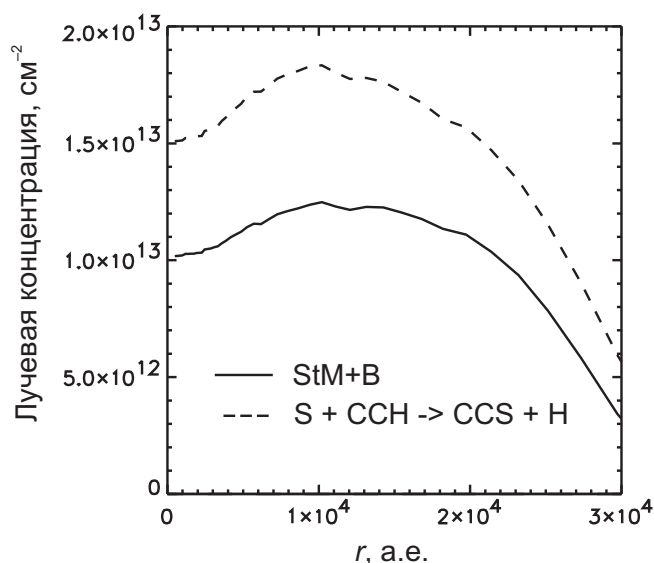


Рис. 27. Лучевая концентрация CCS в стандартной модели и в модели с учетом реакции $S + CCH \rightarrow CCS + H$.

обусловлено более длительной эволюционной шкалой этой модели. В целом, форма радиального распределения CCS определяется конкуренцией между производством этой молекулы в реакциях (24–28) и ее вымораживанием на поверхностях пылинок.

Наличие «горба» на радиальном распределении CCS приводит к тому, что на периферии облака содержание этой молекулы в магнитной модели превышает ее содержание в немагнитной модели. С другой стороны, в немагнитной модели ядро облака оказывается относительно обогащенным CCS по сравнению с магнитной моделью из-за более короткой эволюционной шкалы. Такая структура обуславливает больший радиус кольца и его значительную протяженность в модели StM+B (рис. 25).

Нужно отметить, что в определенной степени разногласия между теоретическими и наблюдательными обилиями серосодержащих молекул могут вызываться неопределенностями в параметрах химических реакций, подобными тем, что описаны в главе 1. Рассмотрим в качестве примера нейтраль-нейтральную реакцию $S + CCH \rightarrow CCS + H$. В наборе UMIST 95 она отсутствует, но недавние расчеты [118] указывают, что эта реакция может иметь высокий коэффициент скорости — $2.6 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ при температурах ниже

60 К и потому может играть важную роль в синтезе серосодержащих углеродных цепочек. Мы пересчитали стандартную модель StM+B, включив в используемый набор эту реакцию. Результат расчетов показан на рис. 27. Очевидно, что добавление реакции $S + CSH$ привело к увеличению максимальной лучевой концентрации CCS до $1.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, благодаря чему различие между теоретическим и наблюдательным содержанием сократилось с 3 до 2 раз.

3.3. Вероятность прилипания и энергии десорбции

Параметры взаимодействия межзвездных молекул с пылью — коэффициенты прилипания и энергии десорбции — известны довольно плохо. Чтобы проиллюстрировать влияние этих неопределенностей на химико-динамическую модель, мы рассмотрели модель StM+B+sp1, в которой величина S для всех нейтральных компонентов увеличена с 0.3 до 1, и модель StM+B+HH93, в которой использованы оригинальные энергии десорбции из работы Hasegawa & Herbst [8] (см. табл. 25). Результаты приведены в табл. 27 (стр. 110) и табл. 29 (стр. 114), а также на рис. 28.

Модель StM+B+sp1 наглядно демонстрирует важное отличие химических моделей с учетом динамики от статических моделей (с неизменными параметрами среды). Хотя в модели StM+B+sp1 вымерзание молекул происходит более эффективно, однако среди прочих следствий оно приводит к уменьшению степени ионизации в оболочке (роль доминантного иона переходит от HCO^+ к H_3^+) и к ускорению коллапса облака. В результате время t_6 сокращается по сравнению со стандартной моделью, и даже более эффективное вымерзание не успевает существенно сократить газофазное обилие ряда компонентов. Лучевые концентрации нейтральных углеродосодержащих молекул вполне ожидаемо понижены по сравнению с моделью StM+B в несколько раз (в случае CS — почти на порядок). Распределения CO, CS и CCS становятся почти плоскими; радиусы «колец» CS и CCS возрастают до 40000–50000 а.е., гораздо больше, чем наблюдается в L1544.

Одновременно с CO в несколько раз падает и содержание HCO^+ . Вместе

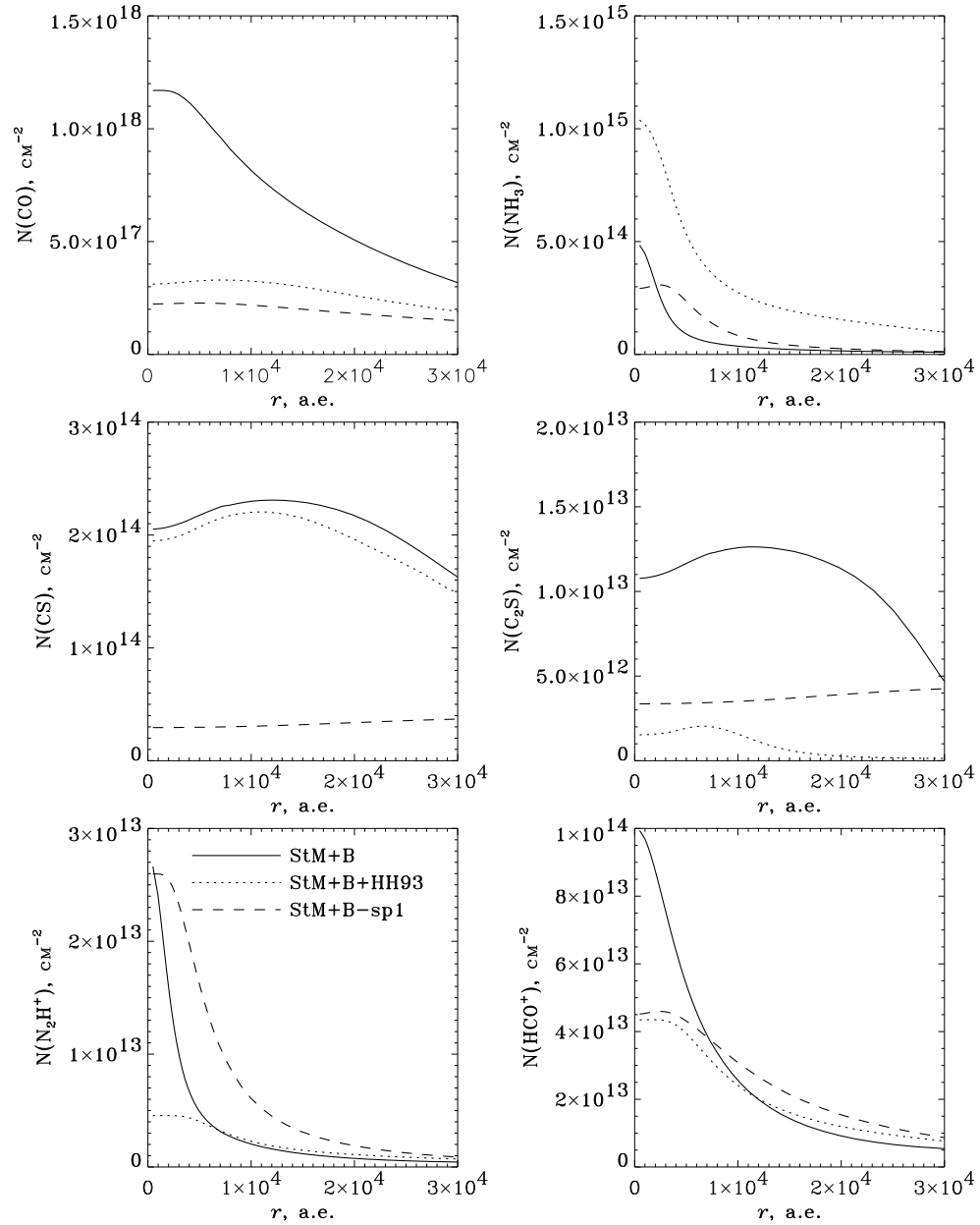


Рис. 28. Радиальные распределения лучевых концентраций CO, NH₃, CS, CCS, N₂H⁺ и HCO⁺ для моделей StM+B+sp1 и StM+B+HH93, в которых исследуется влияние коэффициентов прилипания и энергий десорбции.

с тем, падение обилий азотосодержащих молекул оказывается не столь значительным. Лучевая концентрация NH_3 падает менее чем в 2 раза, лучевая концентрация N_2H^+ остается практически неизменной. Интересно обратить внимание на изменение формы радиальных распределений лучевых концентраций N_2H^+ и NH_3 : распределение N_2H^+ уплощается, а в распределении NH_3 появляется кольцо радиусом 3000 а.е. Последнее изменение связано просто с вымораживанием аммиака. С N_2H^+ ситуация более сложная. Непосредственно эта молекула в состав ледяных мантий не входит, поэтому повышение коэффициента прилипания оказывает на ее обилие лишь косвенное влияние — через связывание в пылевой фракции атомов азота, входящих в состав аммиака и N_2 . С другой стороны, более эффективное образование мантий приводит к удалению из газовой фазы молекул CO и H_2O , разрушающих N_2H^+ . В результате, в целом лучевые концентрации этой молекулы в моделях $\text{StM}+\text{V}$ и $\text{StM}+\text{V}+\text{sp1}$ почти не отличаются.

Использование энергий десорбции из работы НН93 [8] приводит к несколько иным результатам. Поскольку в модели $\text{StM}+\text{V}+\text{НН93}$ энергия десорбции CO несколько выше, чем в стандартной, газофазное содержание этой молекулы снижается, как и в модели $\text{StM}+\text{V}+\text{sp1}$. Как и следовало ожидать, для CO снижение эффективности десорбции оказывается эквивалентным повышению коэффициента прилипания. Поскольку эволюция НСO^+ тесно связана с эволюцией CO , содержание этого иона в двух рассматриваемых моделях также практически одинаково.

На эволюцию азотосодержащих молекул оказывают влияние два характерных отличия модели $\text{StM}+\text{V}+\text{НН93}$ — высокая энергия десорбции N_2 и пониженная энергия десорбции аммиака. Более эффективное вымораживание N_2 приводит к снижению лучевой концентрации дочерней молекулы N_2H^+ в 5 раз по сравнению со стандартной моделью.

Лучевая концентрация CS в модели $\text{StM}+\text{V}+\text{НН93}$ практически не отличается от стандартной модели, а вот содержание CCS оказывается даже меньше, чем в модели $\text{StM}+\text{V}+\text{sp1}$. Как отмечалось выше, последовательность реакций (25), ведущая к образованию углеродных цепочек, в частно-

сти, CCS, активизируется после вымерзания воды. В модели StM+V+HH93 энергия десорбции молекул воды более чем в 2.5 раза меньше, чем в стандартной модели. В результате реакции (25) эффективно протекают даже на поздних стадиях эволюции облака, препятствуя образованию значительных количеств CCS. Реакции, определяющие содержание CS, с обилием молекул из табл. 25 практически не связаны, поэтому изменение энергий десорбции не изменяет существенно лучевую концентрацию CS.

Из рис. 28 и табл. 30 видно, что модели StM+V+sp1 и StM+V+HH93 существенно уступают стандартной в воспроизведении химической структуры L1544. Нами был также рассмотрен случай нулевой вероятности прилипания, в котором все взаимодействие между газом и пылью сводится к рекомбинации ионов с пылинками. В этой модели металлы остаются в газовой фазе, и потому степень ионизации высока. Ей соответствует низкая скорость коллапса в ядре облака (рис. 21). Однако в этой же модели достигается максимальное значение скорости коллапса оболочки в момент t_6 (0.43 км с^{-1}), что существенно противоречит наблюдениям. Химическая структура модельного облака в этом случае также далека от наблюдаемой.

3.4. Скорость ионизации, масса облака и другие параметры

Как уже отмечалось, стандартная модель StM+V, успешно воспроизводящая химическую структуру объекта L1544, предсказывает слишком высокую скорость коллапса. Очевидно, что с химической точки зрения замедлять коллапс будут любые факторы, способствующие ионизации или препятствующие рекомбинации ионов. Поскольку ультрафиолетовое излучение в данной главе не учитывается, более эффективное образование ионов может быть обеспечено либо за счет повышенной скорости ионизации космическими лучами, либо за счет повышенного содержания химических элементов, входящих в состав доминантных ионов. С динамической точки зрения единственным фактором, влияющим на скорость коллапса, является масса облака.

Наиболее очевидный способ увеличения степени ионизации в моделируемой среде состоит в использовании элементного состава с повышенным со-

держанием металлов. Ионизация вещества молекулярного облака начинается с образования ионов легких элементов, однако при наличии в среде атомов металлов роль доминантных ионов вскоре переходит к ним за счет реакций обмена зарядами. В модели с высокой металличностью содержание главного иона — магния — повышено по сравнению со стандартной моделью почти на порядок, что приводит к более высокой степени ионизации и, как следствие, к замедленному коллапсу. Плотность возрастает до 10^6 см^{-3} через 10.5 млн. лет после начала коллапса. Максимальная скорость коллапса порядка 175 м с^{-1} достигается к этому времени на расстоянии около 70 тыс. а. е. от центра объекта. Это минимальная скорость среди всех моделей с массой облака $20 M_{\odot}$. К сожалению, повышенная металличность является причиной сильного несоответствия между модельными результатами и данными наблюдений для серосодержащих молекул. Лучевые концентрации как CS, так и CCS превышают наблюдаемые значения приблизительно на два порядка — очевидное следствие повышенного содержания серы в данном элементном составе.

Это означает, что необходимо искать другие причины медленного коллапса реальных дозвездных ядер. В модели StM+B+CR3 нами исследована возможность того, что скорость ионизации космическими лучами превышает «каноническое» значение $\zeta = 1.3 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$. От других вариантов она отличается более высокой степенью ионизации, достигающей в ядре облака величины $6 \cdot 10^{-9}$, что значительно превышает степень ионизации в L1544 по данным Caselli et al. [92]. В модели StM+B+10 мы исследовали эволюцию облака меньшей массы ($10 M_{\odot}$).

Как и следовало ожидать, сжатие облака до плотности 10^6 см^{-3} длится в этих моделях гораздо дольше, чем в стандартной (табл. 27) — 10.2 млн. лет в модели StM+B+CR3 и 15.3 млн. лет в модели StM+B+10. Скорость коллапса действительно несколько уменьшается, но недостаточно для согласия с наблюдениями. При этом расхождение с данными о химической структуре увеличивается. В модели StM+B+10 максимальная лучевая концентрация CO, CS и CCS уменьшена в $\sim 4 - 10$ раз. Интересной особенностью моде-

ли StM+B+CR3 является заметное падение к центру содержания иона N_2H^+ , аммиака и некоторых других азотсодержащих молекул. Подробнее мы остановимся на причинах этой особенности несколько позже. Пока же отметим, что в рамках нашей модели оказывается невозможным уменьшить скорость коллапса без нарушения согласия с химическими ограничениями.

Интересно отметить, что коллапс облака в модели StM+B+CR3 сначала происходит несколько быстрее, чем в модели HmM+B, а затем замедляется. Это связано с тем, что на начальном этапе эволюции облака повышенное содержание металлов в модели HmM+B приводит к более высокой степени ионизации. Позднее вымерзание металлов на пыль обуславливает ослабление связи между веществом и магнитным полем и относительное ускорение коллапса. В модели же StM+B+CR3 фактор, повышающий степень ионизации, неизменно действует на протяжении всей эволюции облака. К моменту достижения центральной плотности 10^6 см^{-3} более высокое значение параметра ν_f приводит к тому, что в центре облака скорость коллапса составляет всего около 50 м с^{-1} , то есть, несколько ниже, чем в стандартной модели и модели HmM+B.

3.5. Сравнение с другими работами

Благодаря обилию разнообразных наблюдательных данных объект L1544 привлекает к себе большое внимание исследователей. Однако комплексных исследований его параметров не так много.

Подход к исследованию объекта L1544 и некоторых других дозвездных ядер, примененный в работе Tafalla et al. [7], можно назвать диаметрально противоположным тому, что использован в диссертации. Авторы этой работы попытались восстановить зависимость содержаний ряда молекул $C^{18}O$, CS, N_2H^+ и NH_3 , а также плотности газа от расстояния до центра облака без моделирования его химической эволюции — по спектральным профилям молекулярных линий для различных участков облака, — решая обратную задачу. Распределение плотности газа восстанавливалось по излучению в континууме 1.2 мм. Для радиальной зависимости содержания от r задавалось

аналитическое представление

$$n(r) = \frac{n_0}{1 + (r/r_0)^\alpha},$$

параметры которого n_0 , r_0 и α подбирались так, чтобы наилучшим образом воспроизводить форму спектральных линий. Радиальные профили плотности и содержаний молекул из работы Tafalla et al. [7] сравниваются с аналогичными профилями из данной работы на рис. 29. Нужно отметить, что профиль плотности в модели StM+V очень близок к тому, что получен Tafalla et al. [7]. Распределения молекулярных обилий также хорошо согласуются друг с другом, особенно в случае NH_3 . Для N_2H^+ Tafalla et al. [7] добились наилучшего согласия с наблюдаемыми профилями в предположении обилия, не зависящего от радиуса. В нашей модели относительное содержание этой молекулы растет к центру объекта, однако отличие от параметров, полученных Tafalla et al. [7], не превышает 2 раз. На небольших радиусах наибольшее расхождение наблюдается в обилии C^{18}O ($< 10^4$ а.е.): уже отмечалось, что степень вымораживания CO в центре облака в нашей модели недостаточно велика по сравнению с тем, что выводится из наблюдений. Впрочем, в центре облака наблюдения пока не столь информативны из-за недостаточного пространственного разрешения. На больших радиусах наша модель расходится с моделью Tafalla et al. [7] в содержании молекулы CS ($> 10^4$ а.е.).

В работах Aikawa et al. [18, 119] химическая структура L1544 исследована с помощью динамической модели Ларсона-Пенстона и химической базы данных NSM. Авторы этой работы сумели воспроизвести лучевые концентрации тех же молекул, однако главный недостаток этой модели — динамический. Скорость коллапса в модели Ларсона-Пенстона превосходит наблюдаемую существенно больше, чем скорость в нашей модели.

4. Химия соединений кислорода, азота и углерода при повышенной скорости ионизации

Как отмечалось в предыдущем разделе, химическая структура большинства наблюдаемых дозвездных ядер примерно одинакова [7] — лучевые concentra-

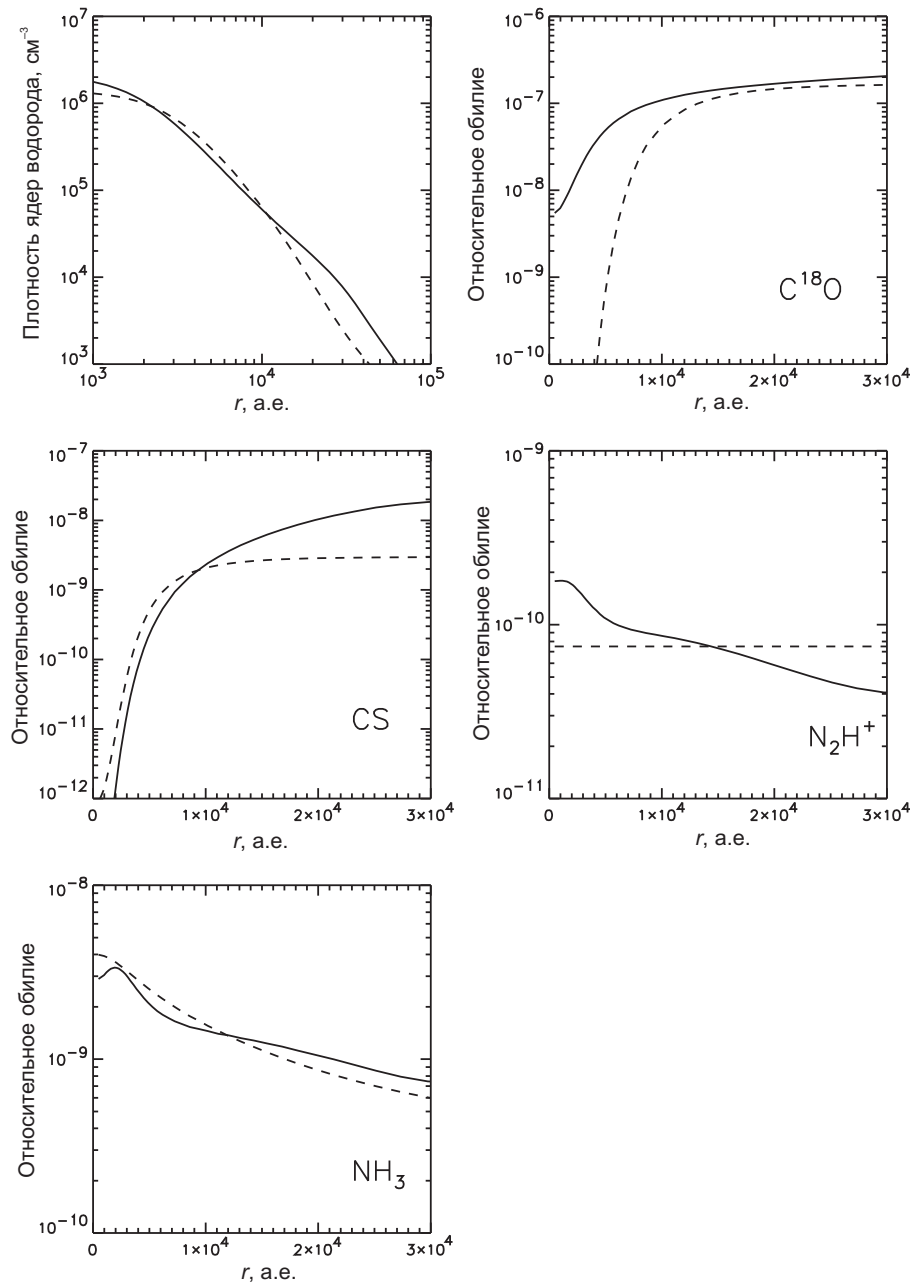


Рис. 29. Сравнение радиальных профилей относительных содержаний C^{18}O , CS, N_2H^+ и NH_3 для стандартной модели StM+B (сплошные линии) с результатами Tafalla et al. ([7]; штриховые линии).

ции CO, HCO⁺, CS и некоторых других молекул понижаются при переходе от периферийных областей ядра к его центру. Как мы убедились, падение содержания этих молекул в наиболее плотной части облака обычно объясняется их вымораживанием на пылевых частицах. С другой стороны, молекулы NH₃ и N₂H⁺ в большинстве наблюдаемых объектов и в стандартной модели StM+V сконцентрированы в центральной части ядра. Это объясняется, во-первых, их принадлежностью к «поздней химии», а во-вторых, низкой энергией десорбции молекулярного азота, которая препятствует ранней концентрации азота на пыли. Результаты предыдущего раздела убедительно свидетельствуют, что в общих чертах характерная «луковичная» структура дозвездных ядер успешно объясняется в рамках современных представлений о межзвездной химии.

Тем интереснее оказываются исключения из этого правила — ядра молекулярных облаков и изолированные глобулы, в которых содержание NH₃ и N₂H⁺ также падает при приближении к наиболее плотной части ядра. Примером могут служить хорошо известные глобулы B68 и L183. В работах [120, 121] показано, что содержания NH₃ и N₂H⁺ в B68 в несколько раз уступают их содержанию в других плотных ядрах, причем, по крайней мере, в распределении N₂H⁺ отмечена та же кольцевая структура, что характерна для CO и CS. Есть указания на аналогичную структуру и в распределении NH₃ [122]. В наиболее плотной части ядра L183 обнаружено падение обилий изотопомеров N₂D⁺ и NH₂D [123]. Отсутствие центральной конденсации N₂H⁺ или NH₃ просматривается также в объектах L1536, L1512 и L1521 [99, 124, 125]. Результаты этих наблюдений свидетельствуют, что область пониженного обилия азотосодержащих молекул довольно компактна и при наблюдениях с низким угловым разрешением может теряться. Не исключено, что интерферометрические наблюдения выявят больше подобных объектов.

Центральная депрессия в распределении N₂H⁺ может быть вызвана различными причинами. В работе [120], посвященной глобуле B68, такая депрессия связывается с вымораживанием молекулы N₂ — родительской как для N₂H⁺, так и для аммиака. Однако вследствие того, что энергия десорбции

молекулярного азота низка (~ 750 К; табл. 25), для накопления значительного количества N_2 в твердой фазе требуется время, которое вполне может превышать среднее время жизни дозвездного ядра [3]. С другой стороны, как показано в предыдущем разделе, кольцеобразное (лишенное центрального пика) распределение лучевых концентраций NH_3 и N_2H^+ появляется в моделях коллапса дозвездного ядра при условии, что скорость ионизации космическими лучами ζ в несколько раз превышает «каноническое» значение $\zeta = 1.3 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$.

Вопрос о влиянии скорости ионизации (как космическими лучами, так и рентгеновским излучением) на химию темных облаков поднимался уже неоднократно. Например, в работе Farquhar et al. [126] на основе модели газофазной химии (без учета вымерзания молекул на пыль и реакций на поверхностях пылевых частиц) показано, что с увеличением скорости ионизации сокращается время, необходимое для достижения химического равновесия. В работе Lepp et al. [127] исследована зависимость от ζ равновесных обилий ряда наблюдаемых молекул. Этими авторами показано, что в случае учета только газофазных реакций повышение скорости ионизации на 2–3 порядка по сравнению со стандартным значением не приводит к существенному изменению равновесных обилий молекул CO и HCO⁺. В обеих процитированных работах рассматривались только эффекты, вызванные значительным увеличением ζ , способные объяснить особенности молекулярного состава ядер активных галактик.

Между тем, и в нашей Галактике разброс оценок ζ достигает порядка величины. В частности, для объекта L183 оценки ζ лежат в пределах от $4 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ [126] до $5 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ [128]. В последней работе для изучения степени ионизации в выборке плотных ядер использовано фиксированное, несколько повышенное по сравнению со стандартным значение $\zeta = 5 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$, однако отмечается, что для $\zeta = 10^{-16} \text{ с}^{-1}$ согласие результатов химического моделирования с наблюдениями также удовлетворительное. В работе El-Nawawy et al. [129] с помощью модели химической эволюции коллапсирующего облака показано, что содержание большинства молекул в ТМС-1 воспроизводится со

стандартным значением $\zeta \sim 10^{-17} \text{ с}^{-1}$, однако в отношении ряда компонентов, в частности, NO, согласия с наблюдениями удастся добиться только при $\zeta \sim 10^{-16} \text{ с}^{-1}$. Caselli et al. [130], проанализировав степень ионизации x_e в 24 ядрах темных облаков, пришли к выводу, что скорость ионизации космическими лучами в Галактике варьируется от 10^{-18} с^{-1} до 10^{-16} с^{-1} . К аналогичному выводу пришли также van der Tak & van Dishoeck [131]. Конечно, неопределенность в величине ζ отчасти связана с различными подходами к химическому моделированию рассматриваемых объектов и с неопределенностью в значениях констант некоторых ключевых реакций, в первую очередь, реакции диссоциативной рекомбинации иона N_3^+ . Однако сопоставление данных химического моделирования с данными о распространении гамма-лучей говорит о том, что в Галактике имеются и реальные вариации ζ , причем, скорее в сторону увеличения этого параметра от стандартного значения [131].

В данном разделе подробно проанализировано влияние на химическую структуру дозвездных ядер изменений скорости ионизации ζ в пределах, задаваемых неопределенностью оценки этого параметра из наблюдений. Основная цель данного раздела заключается в определении причин понижения обилий NH_3 и N_2H^+ в центре ядра молекулярного облака при повышении величины ζ . Чтобы выяснить, сопровождается ли появление центральной депрессии в распределении NH_3 и N_2H^+ при увеличении ζ изменениями обилий других молекул, содержащихся в облаке, мы рассмотрели поведение обилий CO, HCO^+ , HCN и HNC, часто используемых в наблюдениях. Мы также исследовали возможность определить по этим же молекулам наиболее вероятную причину понижения обилий N_2H^+ и NH_3 — быстрое вымораживание молекулы N_2 , из-за того что ее энергия десорбции превышает общепринятое значение, или влияние на химию N_2H^+ и NH_3 повышенной скорости ионизации. Кроме того, проанализировано влияние величины ζ на содержание воды. Выбор этой молекулы обусловлен принципиальным подобием цепочки химических реакций образования воды с цепочкой реакций образования аммиака, что позволило проследить закономерности в изменении обилий, обусловленные химическим сходством H_2O и NH_3 .

4.1. Начальные условия

Расчеты произведены для значений концентраций атомов водорода $n_{\text{H}} = 10^3, 10^4, 10^5$ и 10^6 см^{-3} . Различные значения n_{H} позволяют сравнить химический состав различных областей ядра и/или оценить роль возрастания плотности вещества в ядре при гравитационном сжатии. Отказ от переменности n_{H} существенно упростил анализ, дав возможность разделить влияние химических и динамических причин на изменения обилий молекул. Результат расчетов с $n_{\text{H}} = 10^6 \text{ см}^{-3}$ выбран в качестве базового.

В качестве типичных примеров приводятся 2 варианта: в модели SI (Standard Ionization) использовано «каноническое» значение скорости ионизации $\zeta = \zeta_0 = 1.3 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$, а в HI (High Ionization) — значение $\zeta = 10^{-16} \text{ с}^{-1}$, что соответствует увеличению потока падающих на облако космических лучей в $\zeta/\zeta_0 \approx 8$ раз, связанному, например, с наличием близкого остатка сверхновой. Так, в частности, может происходить с интересным в контексте нашей задачи объектом B68 [132]. Было рассчитано также несколько моделей с более высокими и более низкими значениями ζ .

Для оценки влияния УФ-излучения было также рассчитано несколько моделей с ненулевым потоком ультрафиолетовых квантов и $A_{\text{V}} \geq 10$, что соответствует оценкам экстинкции в ядрах темных облаков. Моделирование показывает, что при таком сильном поглощении увеличение потока падающего на облако УФ-излучения даже в 10^3 раз по сравнению со средним межзвездным фоном не приводит к каким-либо заметным изменениям в химической структуре в глубине облака. Лишь на периферийных участках, где A_{V} значительно ниже, роль УФ-излучения становится определяющей. Поскольку нас интересуют внутренние области облака, в дальнейшем влиянием ультрафиолета мы пренебрегаем.

4.2. Основные характеристики моделей SI и HI

Одна из основных характеристик темных молекулярных облаков, непосредственно зависящая от величины ζ , — степень ионизации x_{e} . На верхней панели

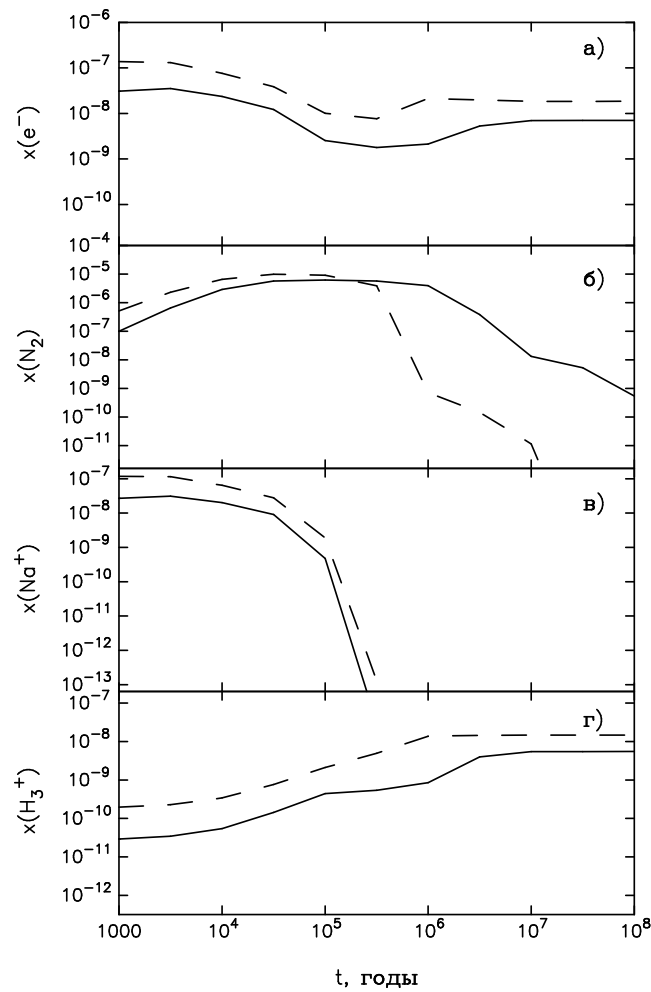


Рис. 30. Эволюция обилий электронов, N_2 , Na^+ и H_3^+ при нормальном (модель SI, сплошная линия) и повышенном (модель II, штриховая линия) значениях скорости ионизации космическими лучами.

рис. 30 показана эволюция обилия электронов в моделях с нормальным и повышенным значениями скорости ионизации космическими лучами. Как видно из рисунка, графики практически повторяют друг друга, но в модели II степень ионизации всегда примерно на порядок выше. Далее будет показано, что повышенное обилие электронов является важным, но не единственным фактором, определяющим различия между двумя этими моделями.

Первый максимум на обеих кривых связан с эволюцией содержания иона натрия (рис. 30в). По мере того как атомы натрия оседают на пыль, роль доминантного иона переходит к H_3^+ — с эволюцией этого иона связан рост

$x(e^-)$ при $t > 10^6$ лет и выход обилия электронов на равновесие в более поздние времена (рис. 30г). Рисунок 30б показывает зависимость от времени содержания молекулы N_2 , которая в значительной мере определяет химию азотосодержащих молекул.

На рис. 31 показано, как в моделях SI и HI при $n_H = 10^6 \text{ см}^{-3}$ зависят от времени обилия молекул CO, HCO^+ , H_2O , N_2H^+ , NH_3 , HCN и HNC. Хотя значения ζ в двух этих моделях различаются лишь в несколько раз, разница между обилиями очевидна. Особенно это касается азотосодержащих молекул. Для выявления причин этих различий мы детально проанализировали скорости протекающих в среде химических реакций: какие из них заметно меняются при переходе от модели SI к HI, а какие, наоборот, остаются почти постоянными, есть ли изменения в приоритете каких-либо реакций для каждого рассматриваемого соединения.

Графики на рис. 31, описывающие эволюцию обилий выбранных нами молекул, разделяются на три участка. Первый соответствует росту обилий на временах от 10^4 до $5 \cdot 10^5$ лет. В модели HI обилия молекул достигают максимумов раньше, чем в модели SI, кроме того, в HI максимумы обилий выше (исключение составляет молекула CO). На втором участке начинается резкое падение обилий, продолжающееся примерно до $t = 5 \cdot 10^6$ лет и связанное с вымораживанием молекул из газовой фазы на пыль. Третий участок, на котором обилия молекул существенно не меняются, соответствует установлению равновесия между процессами адсорбции и десорбции. Необходимо отметить, что при кинетической температуре среды 10 К и $A_V \geq 10$ возврат молекул в газовую фазу обеспечивается практически только десорбцией, индуцированной космическими лучами (особенно эффективной в модели HI). Из рисунков видно, что падение обилий молекул в модели с повышенной скоростью ионизации начинается и заканчивается раньше, чем в модели со стандартным значением ζ . Временная зависимость обилий молекул NH_3 и N_2H^+ (панели а, б) на временах порядка 10^8 лет включает только два первых участка.

Ниже приводится подробное описание результатов для каждой из представленных молекул, а в табл. 31 теоретические обилия сравниваются с на-

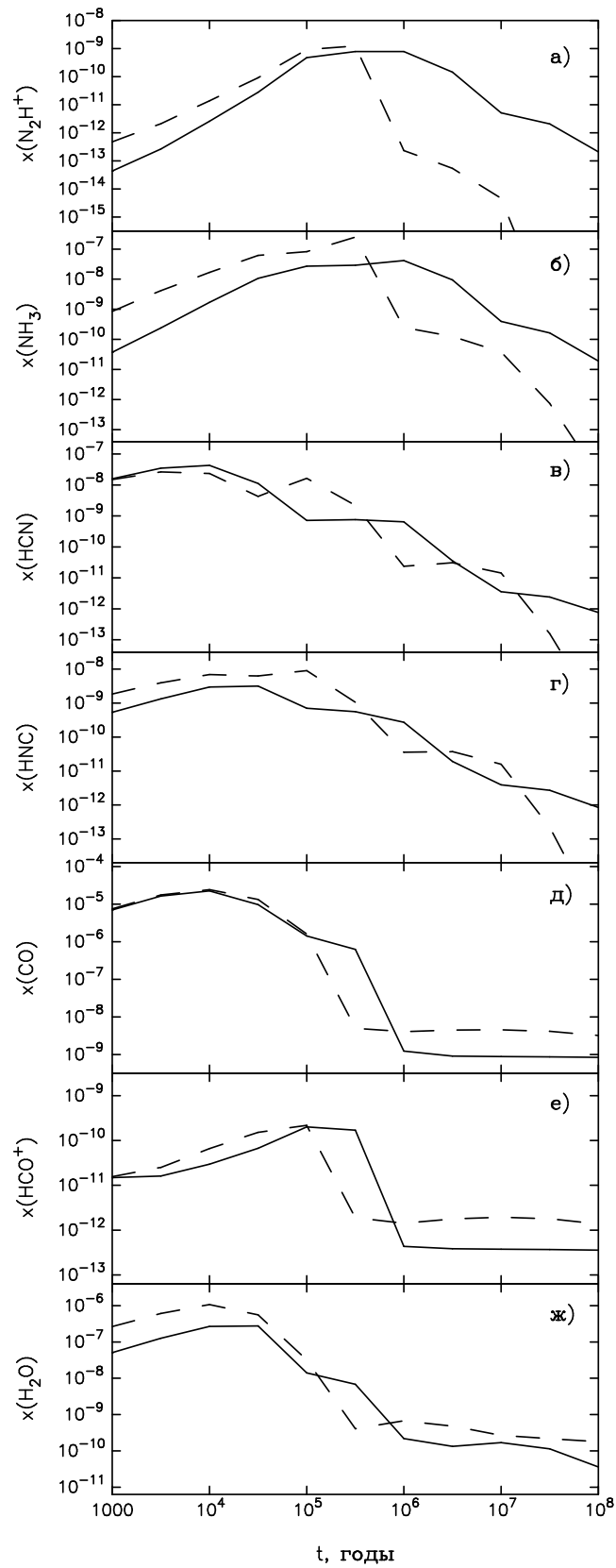


Рис. 31. Эволюция обилий N_2H^+ (а), NH_3 (б), HCN (в), HNC (г), CO (д), HCO^+ (е), H_2O (ж), при нормальном (модель SI, сплошная линия) и повышенном (модель II, штриховая линия) значениях скорости ионизации космическими лучами.

Таблица 31. Сравнение теоретических обилий с данными наблюдений.

Компонент	SI	HI	B68	L183
CO	1.3(-09)	4.0(-09)	2.5(-7)	4(-5)
HCO ⁺	4.4(-13)	1.4(-12)	<7(-11)	4(-9)
N ₂ H ⁺	7.8(-10)	2.6(-13)	1.5(-11)	2.5(-10)
NH ₃	4.2(-08)	2.8(-10)	3.5(-10)	1(-7)
H ₂ O	8.9(-10)	5.3(-10)	<1.5(-8)	<1.5(-7)
CS	4.7(-16)	2.5(-13)	2(-10)	5(-10)
H ₂ CO	4.3(-10)	9.6(-11)	2(-10)	1(-8)
C ₃ H ₂	3.1(-12)	2.6(-12)	6(-12)	1(-9)

блюдательными содержаниями некоторых из обсуждаемых молекул в объектах B68 и L183. Теоретические обилия приведены для момента времени $t = 10^6$ лет. Данные по B68 взяты из работ Bergin et al. [120] (N₂H⁺, CO), Di Francesco et al. [121] (HCO⁺, NH₃) и Bergin & Snell [133] (H₂O). Обилие CO пересчитано из обилия C¹⁸O для отношения обилий изотопов $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 500$. Для объекта L183 использованы данные [73] (кроме воды). Верхний предел обилия воды в L183 взят из работы Snell et al. [134].

Нужно отметить, что в данном разделе мы не ставили цели детально воспроизвести какой-либо конкретный объект, тем не менее, согласие теоретических обилий с наблюдательными данными для B68 удовлетворительное. Исключение составляют молекулы CO и CS, для которых расчеты дают существенно меньшие обилия, связанные с эффективным вымораживанием этих компонентов на пылевых частицах.

4.3. Молекулы N₂H⁺ и NH₃

После достижения максимального значения обилия молекул N₂H⁺ и NH₃ резко падают на временах $5 \cdot 10^5 - 10^6$ лет, причем при повышенной скорости ионизации это падение происходит гораздо быстрее, чем при стандартной. Например, в момент $t = 10^6$ лет при стандартной величине ζ обилие N₂H⁺ составляет $7.4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, а обилие аммиака — $3.1 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3}$. При повышенной скорости ионизации к тому же времени обилия этих молекул падают до $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ и $8.0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, соответственно.

Основным путем образования N_2H^+ в обеих моделях является присоединение протона к молекуле N_2 в реакциях с ионами, среди которых самой эффективной является реакция



За разрушение молекул N_2H^+ ответственна реакция рекомбинации



Именно равновесием между двумя этими реакциями объясняются относительно плоские вершины графиков на рис. 31а. Поскольку при повышенной скорости ионизации увеличивается содержание как иона H_3^+ , так и электронов, обилие N_2H^+ в этом кратковременном равновесии в обеих моделях практически одно и то же.

Присутствие в газовой фазе молекул N_2 помогает удерживать обилие N_2H^+ на уровне порядка 10^{-9} . Нарушение этого равновесия происходит в результате разрушения молекулярного азота ионом He^+



Реакции (29) и (31) конкурируют друг с другом, однако в модели HI обилие ионизованного гелия возрастает по сравнению с моделью SI быстрее, чем обилие H_3^+ , поэтому реакция (31) при повышенной скорости ионизации оказывается более эффективной. Вследствие этого в модели HI падение содержания N_2H^+ начинается существенно раньше и происходит быстрее, чем в модели SI.

Образование молекул аммиака происходит, главным образом, по цепочке



Поскольку в начале цепочки находятся нейтральный и ионизованный атомы азота, она оказывается более эффективной в модели HI за счет реакции (31) и благодаря ускорению ионизации атомов N частицами космических лучей.

Первоначально это приводит к более высокому газофазному содержанию аммиака, однако на поздних этапах практически весь азот оказывается связанным в молекулах аммиака, входящих в состав ледяных мантий (на рис. 32а

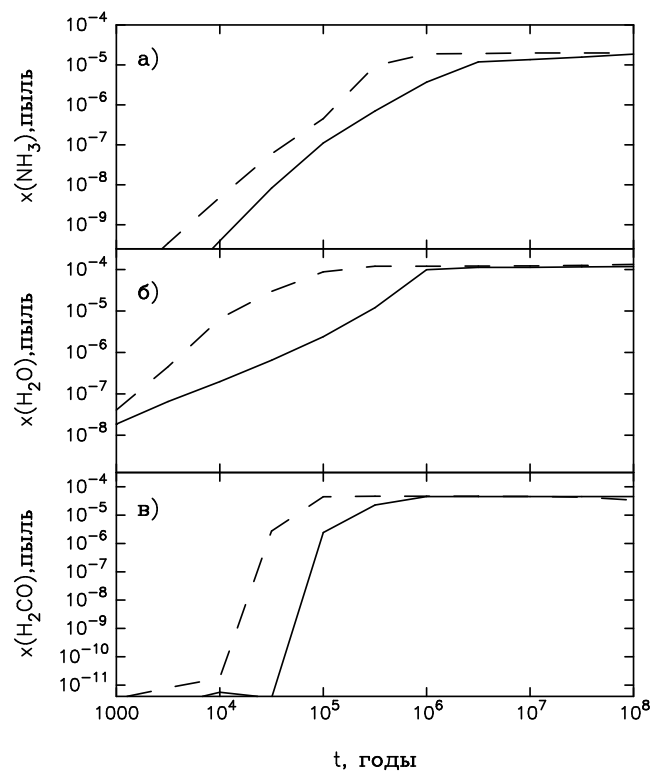


Рис. 32. Эволюция содержания NH_3 , H_2O и H_2CO в ледяных мантиях при нормальном (модель SI, сплошная линия) и повышенном (модель II, штриховая линия) значениях скорости ионизации космическими лучами.

показана зависимость обилия NH_3 на пыли от времени); газофазное же содержание аммиака резко снижается. Образование аммиачного льда на пылинках происходит как за счет оседания NH_3 из газовой фазы, так и за счет его образования на самих пылинках из молекул NH и NH_2 — результатов рекомбинации промежуточных ионов из цепочки образования аммиака. Аммиак, образовавшийся на пыли или адсорбированный из газа, практически не возвращается обратно, так как энергия десорбции NH_3 , принятая в нашей модели, соответствует температуре 3080 К [18].

Эволюцию HN_3 и N_2H^+ можно обобщить следующим образом. На ранних этапах практически все атомы азота оказываются связанными в молекулу N_2 . В молекулах NH_3 и N_2H^+ заключена лишь незначительная часть атомов N. Энергия десорбции молекулы N_2 низка, поэтому она преимущественно остается в газовой фазе. Однако N_2 в модели HI эффективно разрушается ионом гелия, и освобождающиеся атомы азота либо самостоятельно, либо в составе гидридов NH_x попадают на поверхность пылинок, где накапливаются в виде аммиачного льда. Увеличение потока космических лучей приводит к *ускорению* вымораживания азота: в модели HI обилие аммиака на пыли, примерно равное $2.0 \cdot 10^{-5}$ (что лишь немного уступает суммарному обилию азота), достигается существенно раньше, чем в модели SI. С наблюдательной точки зрения это ускорение может оказаться критическим: при обычной скорости ионизации в среде с плотностью 10^6 см^{-3} вымораживание азотосодержащих соединений начинается лишь через несколько миллионов лет, что сопоставимо с максимальными оценками времени жизни плотных ядер и глобул. Как показывают наши расчеты, увеличение ζ в несколько раз приводит к сокращению времени вымораживания основной массы NH_3 и N_2H^+ , что позволяет увидеть эффекты вымораживания азота в значительно более молодых объектах. Эта картина качественно согласуется с результатами расчетов Charnley & Rodgers [135], которые исследовали эволюцию обилий азотосодержащих молекул в модели с $n_{\text{H}} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ и $\zeta = 5 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ и с учетом адсорбции и десорбции.

4.4. Молекулы HCN и HNC

Содержание HCN и HNC в молекулярных облаках определяется обширным комплексом нейтраль-нейтральных и ион-молекулярных реакций, в которых принимают участие как азотосодержащие молекулы, так и многочисленные углеводороды [136]. Это существенно затрудняет анализ, тем не менее, общие закономерности можно выделить и в этом случае.

Молекула HCN отличается от других азотосодержащих молекул тем, что в модели с повышенным значением ζ у нее появляется вторичный максимум обилия, поэтому существенно увеличивается промежуток времени, в течение которого в газовой фазе находится максимально возможное в данных условиях количество молекул HCN. Если в модели SI $x(\text{HCN})$ опускается ниже уровня 10^{-9} уже при $t \approx 10^5$ лет, то в модели HI это происходит только при $t \approx 10^6$ лет. В основе поведения обилия $x(\text{HCN})$ лежит наличие у этой молекулы двух основных каналов образования: нейтраль-нейтральной реакции



и реакции рекомбинации



В модели HI реакция (33) отвечает за первый максимум содержания HCN, а реакция (34) — за второй (рис. 31в). Относительно медленная ион-молекулярная цепочка образования HCNH⁺



в модели HI ускоряется из-за более высокой концентрации участвующих в ней ионов и ускорения образования соединений NH_x из аммиачной цепочки. В результате содержание HCN при $t \sim 3 \cdot 10^4$ лет падает в несколько раз, а затем к $t \sim 10^5$ лет снова возрастает. В интервале времен от $3 \cdot 10^4$ до $\sim 3 \cdot 10^5$ лет содержание HCN в модели HI более чем на порядок превышает содержание этой молекулы в модели SI. Раннее падение содержания HCN в модели SI связано с убыванием концентрации атомарного азота в результате

его перехода в более сложные молекулы — N_2 , NH_x и другие. Из-за недостатка атомов N реакция (33) теряет эффективность, а реакция (34) при невысокой концентрации ионов в модели SI неспособна компенсировать эту потерю.

В случае молекулы HNC ситуация более простая. В обеих моделях на протяжении практически всего эволюционного времени основным каналом образования этой молекулы является реакция рекомбинации



Скорость реакции рекомбинации $HCNH^+$, аналогичной реакции (34), но приводящей к образованию молекулы HNC, составляет не более 10% от скорости реакции (36). Ион H_2NC^+ , в свою очередь, формируется в реакциях



Поскольку содержание аммиака в модели HI до $t \sim 3 \cdot 10^5$ лет повышено по сравнению с моделью SI, содержание HNC в модели с повышенной скоростью ионизации также более велико. Как и в случае других азотосодержащих молекул, более резкое падение обилий HCN и HNC в модели HI по сравнению с моделью SI связано с накоплением аммиака в составе ледяных мантий и снижением газофазного содержания атомов азота.

4.5. Молекулы CO, HCO^+ и H_2O

Обилия молекул CO, HCO^+ , H_2O изменяются с повышением ζ далеко не так сильно, как обилия NH_3 или N_2H^+ . Для них повышенная скорость ионизации также приводит к ускорению химических процессов, однако ускорение это проявляется иначе, чем в случае азотосодержащих молекул.

Максимумы обилия CO в моделях SI и HI совпадают (рис. 31д). Объясняется это тем, что эффективность главных каналов образования CO на ранних временах — нейтраль-нейтральных цепочек реакций, конечными в которых являются реакции



— от скорости ионизации не зависит. Молекулярный ион HCO^+ (рис. 31е) образуется в реакциях CO , H_2O и H_2CO с ионами C^+ , H_3^+ , N_2H^+ , CH_5^+ и некоторыми другими. Вследствие увеличения количества ионов в облаке с повышением ζ максимальное обилие HCO^+ достигается за меньшее время. Однако и падение обилия HCO^+ на втором участке в модели H I начинается раньше, чем в модели S I .

Молекулы воды (рис. 31ж) образуются по цепочке, напоминающей цепочку образования аммиака:



Гидроксил, формирующийся в результате рекомбинаций промежуточных ионов из этой цепочки, может адсорбировать на пыль, где примет участие в образовании водяного льда. Так же, как и в случае аммиака и HCO^+ , начало падения обилия воды в модели H I несколько опережает этот процесс в модели со стандартной скоростью ионизации.

Ускорение падения обилий CO , HCO^+ и H_2O опять же связано с более эффективным разрушением молекулы N_2 в модели H I : высвобождение атомов N повышает скорость реакции



в результате которой значительная часть атомов кислорода оказывается связанной в молекулы NO . Отметим, что максимальные обилия азотосодержащих молекул в модели H I приходятся как раз на начало падения обилий CO и HCO^+ . Молекулы NO оседают на пыль и вступают в реакции образования HNO , который реагирует с находящимся на пыли кислородом:



и превращает атомы O в молекулы OH . Энергия десорбции гидроксила почти в полтора раза больше, чем энергия десорбции атомарного кислорода (1260 К и 800 К, соответственно), а это существенно затрудняет возврат кислорода в газовую фазу. В конечном итоге, ускоренное разрушение молекул азота способствует удержанию атомов кислорода на поверхности пылевых частиц.

Молекула OH на пыли быстро присоединяет к себе еще один атом водорода и превращается в воду ($T_D = 4820$ K). В газовой фазе наступает недостаток атомов O, что приводит к более быстрому падению обилий CO, HCO⁺ и H₂O в модели HI.

С молекулами CO, попавшими на пыль, происходит следующая последовательность химических превращений — CO → HCO → H₂CO. Большая часть атомов углерода после 10⁶ лет заключена в молекулах формальдегида на поверхностях пылинок. Основная часть атомов кислорода в конечном итоге войдет в молекулы воды, также находящиеся на пыли (рис. 32б и в).

Более плоская форма графиков на третьем участке (рис. 31д и е) обусловлена установлением приблизительного равновесия между адсорбцией и десорбцией углеродосодержащих молекул. Космические лучи испаряют из пылевых мантий молекулы H₂CO и HCO. В газовой фазе при участии ионов H⁺, H₃⁺, He⁺ и электронов реализуется последовательность реакций



Поскольку в модели HI десорбция молекул H₂CO и HCO космическими лучами более эффективна, равновесное содержание CO и HCO⁺ достигается быстрее, чем в случае стандартной скорости ионизации.

На временах $t > 3 \cdot 10^5$ лет в модели с повышенной скоростью ионизации и $t > 3 \cdot 10^6$ лет при стандартной скорости ионизации, резкое падение газофазного обилия воды также приостанавливается за счет десорбции формальдегида с последующей реакцией



которая возвращает кислород в газовую фазу.

Таким образом, единственная общая закономерность в изменениях обилий NH₃ и H₂O, вызванная их химическим сходством, — ускорение образования молекул в модели HI на временах до 10⁴ и 10⁵ соответственно, что является следствием повышения эффективности цепочек (32) и (41).

4.6. Повышенная скорость ионизации и особенности химической структуры дозвездных ядер

Для большинства плотных ядер молекулярных облаков характерно совпадение пиков содержания молекул NH_3 и N_2H^+ с областями максимальной плотности газа и пыли [7], тем не менее, из этого правила известно несколько исключений. Низкое обилие азотосодержащих молекул в плотном газе связывают либо с химической молодостью этих объектов — максимальное содержание NH_3 и/или N_2H^+ еще не достигнуто [125], — либо с их значительным возрастом — началось вымораживание NH_3 и N_2 на пыли [120]. В данной работе показано, что области пониженного содержания молекул NH_3 и N_2H^+ в дозвездных ядрах могут возникать и по другой причине — в результате локального увеличения скорости ионизации нейтральных компонентов космическими (или рентгеновскими) лучами. Увеличение ζ в пределах точности наблюдательных данных не только существенно ускоряет десорбцию молекул с пылевых мантий (что проявляется в относительном увеличении обилий молекул CO , HCO^+ и H_2O на больших временах), но и способствует конденсации азотосодержащих молекул на поверхности пылевых частиц. Последнее объясняется тем, что при увеличении потока космических лучей ускоряется превращение летучей молекулы N_2 в аммиак, энергия десорбции которого существенно выше.

Реакции, в которых происходит это превращение, являются двухчастичными, и потому при увеличении плотности их эффективность возрастает. На рис. 33 показаны результаты расчета эволюции содержаний CO и N_2H^+ при значениях концентрации газа 10^3 , 10^4 , 10^5 и 10^6 см^{-3} , представляющих различные части облака от внешней оболочки до ядра. Как видно из рисунка, с ростом концентрации эффекты вымораживания молекул начинают сказываться все раньше. В наблюдениях конкретного объекта это проявится, как уменьшение содержания молекул в центре облака по сравнению с его внешними частями, то есть, в сферически-симметричном случае, как кольцеобразное распределение лучевых концентраций. Радиус кольца N_2H^+ в одном и том же объекте всегда будет меньше, чем радиус кольца CO .

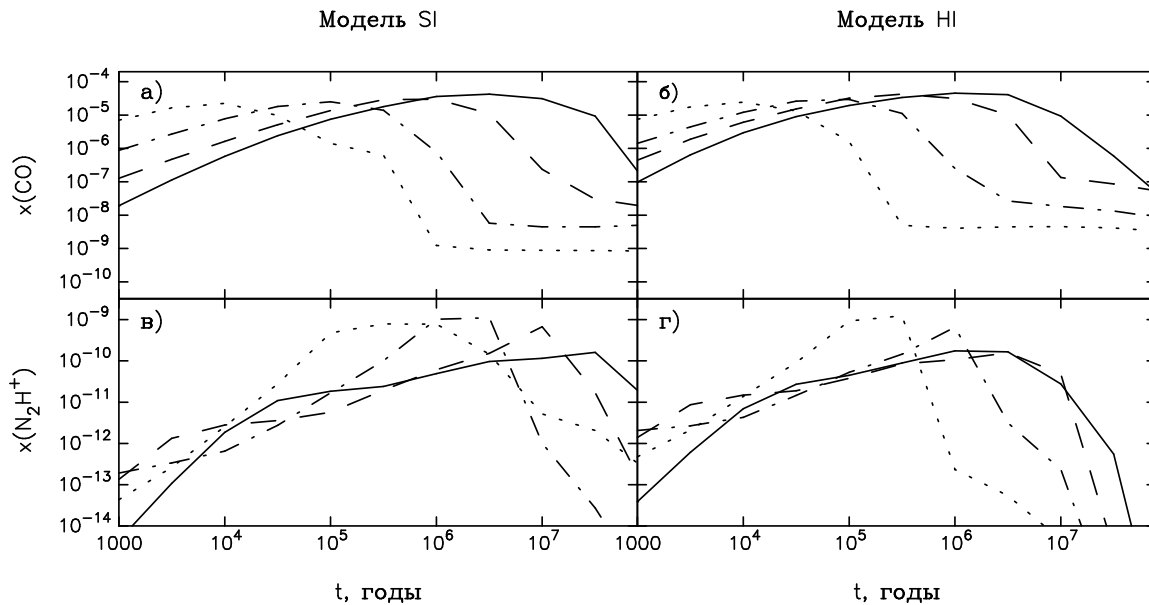


Рис. 33. Эволюция содержания N_2H^+ и CO при нормальном (модель SI) и повышенном (модель HI) значениях скорости ионизации космическими лучами и при различных значениях n_{H} : 10^3 cm^{-3} (сплошная линия), 10^4 cm^{-3} (штриховая), 10^5 cm^{-3} (штрих-пунктирная) и 10^6 cm^{-3} (пунктирная).

Разница между характером изменения обилий молекул CO и N_2H^+ заключена во времени начала вымораживания. Центральная депрессия в распределении CO в моделях SI и HI возникает практически в одно и то же время, тогда как падение обилия N_2H^+ в центре облака в модели HI начинается существенно раньше, чем в модели SI. При $n_{\text{H}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ и нормальной скорости ионизации содержание этого иона снижается на порядок относительно максимального значения при $t \sim 3 \cdot 10^6$ лет. В модели HI аналогичное снижение обилия достигается при $t \sim 3 \cdot 10^5$ лет.

Из соединений, обычно наблюдаемых в областях образования маломассивных звезд, подобное поведение характерно лишь для NH_3 и N_2H^+ . Как показывают наши расчеты, разница между обилиями молекул HCO+, CO и H_2O в моделях SI и HI далеко не так значительна, и наблюдательно обнаружить ее будет гораздо сложнее, особенно на относительно ранних стадиях эволюции облака.

В табл. 32 представлены расчетные обилия и их отношения для молекул, наблюдаемых в молекулярных облаках TMC-1 и L183 (их список взят из [73]).

Таблица 32. Обилия основных наблюдаемых молекул в моделях SI и HI и их отношения в момент времени $t = 10^6$ лет [$a(b) = a \cdot 10^b$].

Компонент	$x(\text{SI})$	$x(\text{HI})$	$x(\text{SI})/x(\text{HI})$	Компонент	$x(\text{SI})$	$x(\text{HI})$	$x(\text{SI})/x(\text{HI})$
N_2H^+	7.8(-10)	2.6(-13)	3000.	C_3O	6.9(-15)	2.8(-15)	2.46
HC_9N	9.1(-20)	1.5(-22)	607.	H_2CO	2.2(-10)	1.2(-10)	1.83
NH_3	4.2(-08)	2.8(-10)	150.	C_3H	2.0(-11)	1.3(-11)	1.54
HC_5N	1.4(-14)	1.0(-16)	140.	C_4H	1.7(-12)	2.2(-12)	7.73(-1)
CH_2CO	1.7(-12)	1.3(-14)	131.	C_3H_2	7.8(-12)	1.4(-11)	5.57(-1)
C_4H_2	3.8(-13)	8.1(-15)	46.9	C_2	1.7(-12)	3.5(-12)	4.86(-1)
HCN	7.2(-10)	3.1(-11)	23.2	CO	1.3(-09)	4.0(-09)	3.25(-1)
C_5H	3.7(-14)	2.0(-15)	18.5	HCO^+	4.4(-13)	1.4(-12)	3.14(-1)
CH_2CN	9.2(-13)	5.0(-14)	18.4	CN	7.4(-11)	2.9(-10)	2.55(-1)
HC_7N	7.7(-17)	4.2(-18)	18.3	H_2S	1.5(-14)	6.8(-14)	2.21(-1)
CCO	3.7(-14)	2.6(-15)	14.2	CH	6.9(-11)	3.2(-10)	2.16(-1)
C_3N	1.5(-12)	1.2(-13)	12.5	CH_3OH	6.9(-15)	7.4(-14)	9.32(-2)
C_6H	5.4(-15)	5.5(-16)	9.82	OCS	1.7(-19)	2.1(-18)	8.10(-2)
C_6H_2	1.3(-15)	1.5(-16)	8.67	SO	1.4(-15)	2.0(-14)	7.00(-2)
C_3H_4	1.0(-13)	1.3(-14)	7.69	OH	2.2(-10)	4.7(-09)	4.68(-2)
CH_3CN	1.7(-13)	2.3(-14)	7.39	SO_2	8.1(-18)	1.8(-16)	4.50(-2)
HCNH^+	3.0(-12)	4.4(-13)	6.82	H_2CS	1.5(-16)	1.6(-14)	9.37(-3)
HNC	3.0(-10)	4.6(-11)	6.52	C_2S	6.2(-17)	9.5(-15)	6.53(-3)
C_2H	3.2(-11)	5.0(-12)	6.40	C_3S	1.5(-18)	2.5(-16)	6.00(-3)
HC_3N	1.4(-11)	3.4(-12)	4.12	CS	7.6(-16)	4.8(-13)	1.58(-3)
NO	9.4(-10)	2.3(-10)	4.09	HCS^+	2.3(-18)	2.5(-15)	9.20(-4)
CH_3CHO	9.8(-15)	2.9(-15)	3.38				

В модели HI при $t = 10^6$ лет пониженное содержание отмечается у цианополлинов и некоторых других молекул, содержащих углерод, но позднее оно сменяется более высоким по сравнению с моделью SI обилием, как это происходит с CO и HCO⁺. У компонентов из конца табл. 32 уже к $t = 10^6$ лет содержание определяется балансом между адсорбцией и десорбцией, и потому оно относительно повышено в модели HI в силу более эффективной десорбции космическими лучами. У молекул NH₃ и N₂H⁺ баланс между адсорбцией и десорбцией достигается очень поздно, при $t > 10^9$ лет, как следствие большой энергии десорбции аммиака, и потому понижение обилия в модели HI является очень долговременным. В целом, с наблюдательной точки зрения это означает, что несколько более высокий, по сравнению со стандартным, поток космических лучей будет проявляться через «необычное» содержание NH₃ и

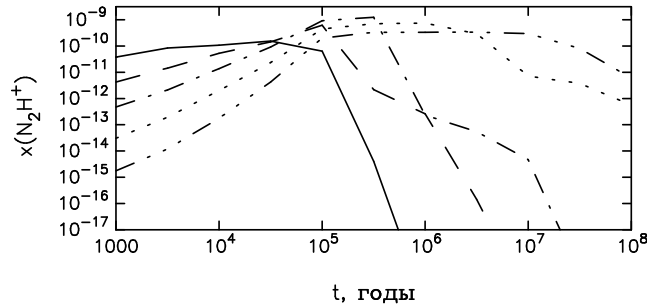


Рис. 34. Эволюция содержания N_2H^+ при различных значениях скорости ионизации космическими лучами: 10^{-14} с^{-1} (сплошная линия), 10^{-15} с^{-1} (штриховая), 10^{-16} с^{-1} (штрих-пунктир), 10^{-17} с^{-1} (пунктир), 10^{-18} с^{-1} (штрих — 3 точки)

N_2H^+ на фоне «обычного» содержания других компонентов, как, например, в ρ Oph A [137].

Дальнейшее увеличение ζ усугубляет этот эффект лишь при условии, что остается неизменной температура газа. Если учесть в модели нагрев газа космическими лучами, ситуация становится несколько более сложной. На рис. 34 показаны результаты эволюционных расчетов обилия молекулы N_2H^+ при скоростях ионизации $10^{-19} < \zeta < 10^{-14} \text{ с}^{-1}$ для концентрации газа 10^6 см^{-3} . При этом температура газа вычислялась на основе расчетов [126] (уравнение [8] из этой работы), согласно которым величине $\zeta < 10^{-14} \text{ с}^{-1}$ соответствует температура газа около 50 К. Повышенный поток космических лучей приводит к более эффективному разрушению N_2 , однако из-за усилившейся тепловой десорбции атомы азота активнее возвращаются в газовую фазу. В результате временная шкала снижения концентрации N_2H^+ с ростом ζ в исследованных моделях меняется гораздо слабее, чем в моделях, в которых температура считается постоянной.

При $\zeta = 10^{-19} - 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ незначительное падение обилия N_2H^+ начинается через 10^7 лет. Если бы реальные скорости ионизации в темных облаках приближались к этим значениям, объектов с пониженным содержанием N_2H^+ (и NH_3) в ядре вообще не было бы обнаружено. В Галактических молекулярных облаках такой низкий поток космических лучей, скорее всего, не встречается, но может быть свойственен, например, Магеллановым Облакам и другим карликовым галактикам.

Описанная нами зависимость обилий азотосодержащих молекул от скорости ионизации тесным образом связана с параметрами взаимодействия газа и пыли, в частности, с энергиями десорбции молекул, прямо или косвенно участвующих в синтезе аммиака и N_2H^+ . В работе [120] указывается, что уменьшение обилия N_2H^+ в ядре темного облака может быть вызвано вымораживанием на пыли молекулярного азота. При невысокой энергии десорбции молекулы N_2 , принятой в данной работе (табл. 25), процесс этот малоэффективен и не может соперничать с разрушением N_2 ионом гелия.

Неточность значения энергии десорбции N_2 затрудняет ответ на вопрос о наиболее вероятной причине образования центральных депрессий в распределении N_2H^+ и NH_3 — является ли она следствием вымораживания N_2 на пыли или результатом влияния повышенного потока космических лучей. Поэтому мы исследовали, можно ли оценить относительную роль этих факторов по наблюдениям других молекул. С этой целью нами была рассчитана модель SI(N_2) со стандартным значением скорости ионизации и с энергией десорбции молекулярного азота, равной энергии десорбции молекул C_2 и O_2 ($T_D = 1210$ К [8]). В обилиях азотосодержащих молекул при этом происходят заметные изменения, связанные, главным образом, с тем, что большая часть атомов азота оказывается связанной в молекулах N_2 на поверхностях пылевых частиц. В результате концентрации NH_3 и N_2H^+ в газовой фазе остаются низкими по сравнению со стандартной моделью SI на протяжении большей части расчетного времени. Изменяется также и поведение обилий HCN и HNC (рис. 35) — после достижения максимумов значения $x(HCN)$ и $x(HNC)$ падают гораздо быстрее, чем в модели SI. Эти молекулы оказались наиболее чувствительными к значению энергии десорбции N_2 . На временах порядка $5 \cdot 10^5$ лет разница между обилиями HCN и HNC в модели HI и в модели SI(N_2) превышает 2 порядка. Таким образом, наблюдения ядер облаков в линиях HCN и HNC представляют потенциальную возможность разделить две причины снижения содержания NH_3 и N_2H^+ на ранних стадиях эволюции ядра.

Необходимо также сказать, что в модели SI(N_2) остается низким и содер-

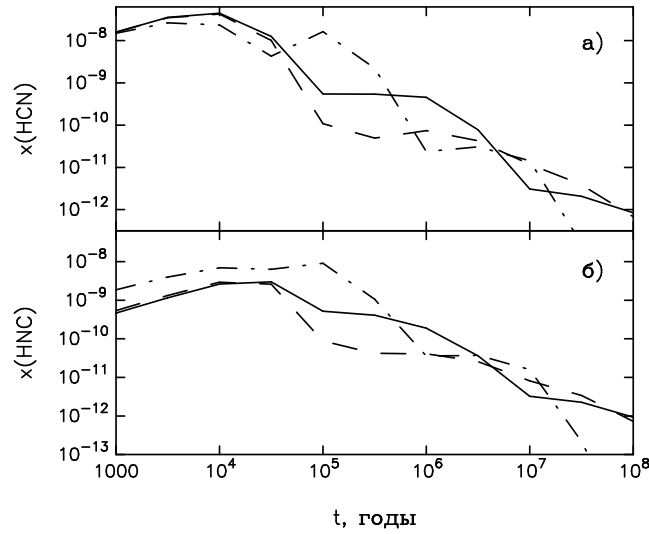


Рис. 35. Эволюция обилий HCN и HNC в модели SI (сплошная линия), HI (штрих-пунктирная) и в модели SI(N₂) (штриховая).

жание NH₃ в ледяных мантиях — 0.01% относительно содержания водяного льда при $t = 10^6$ лет против 4% в модели SI со стандартной энергией десорбции N₂. Поскольку наблюдательные оценки отношения NH₃(ice)/H₂O(ice) по порядку величины равны 1% [138], эффективное вымораживание N₂ представляется маловероятным. С этой точки зрения объяснение особенностей в распределении азотосодержащих молекул несколько более высоким значением ζ более предпочтительно.

5. Сопоставление с наблюдениями: профили молекулярных линий

Как мы убедились ранее, плотные дозвездные ядра обладают характерным полем скоростей — нулевая скорость в центре, почти линейный рост скорости в области центрального плато и максимум (по абсолютной величине) в оболочке ядра. Очевидно, что молекулы NH₃ и N₂H⁺, которые в большинстве случаев сосредоточены в центре ядра, могут считаться индикаторами области низкоскоростного плато. Молекулы с кольцеобразным распределением, например CS и CCS, будут более чувствительны к условиям в оболочке, где на-

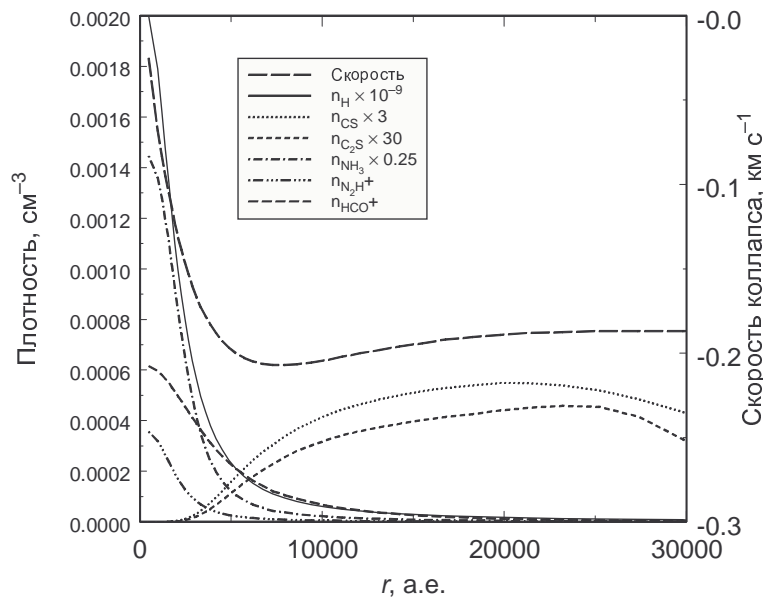


Рис. 36. Радиальные профили объемной концентрации ядер водорода и пяти различных молекул, сопоставляемые с радиальным профилем скорости коллапса (правая ось Y) для модели StM+V на момент t_6 . Обилия некоторых молекул умножены на постоянные факторы.

блюдается более высокая скорость коллапса. Эти предположения иллюстрируются на рис. 36, где показаны радиальные распределения абсолютной объемной концентрации ряда молекул и скорости коллапса для модели StM+V. На рисунке хорошо видно, что в области низкой скорости и высокой плотности сосредоточены NH_3 , N_2H^+ и HCO^+ , а в быстро коллапсирующей оболочке возрастают плотности молекул CS и C_2S . Иными словами, химическая дифференциация дозвездных ядер предоставляет прекрасную возможность определить поле скоростей в этих объектах и непосредственно проследить процесс роста ядра. Разумеется, эти исследования невозможны без построения синтетических профилей линий. Именно здесь полностью проявляется потенциал самосогласованных химико-динамических моделей, поскольку без знания химической и динамической структуры облаков невозможна интерпретация наблюдаемых спектров излучения.

Получить представление о согласии между расчетным и реальным химическим составом облака позволяет простое сравнение интегральных карт ин-

тенсивности излучения молекул с теоретическими радиальными профилями лучевых концентраций этих молекул. Однако наиболее информативное сравнение как структурных, так и кинематических характеристик облака и его модели обеспечивается при анализе профилей линий.

Выше мы уже пришли к предварительному выводу о слишком больших скоростях коллапса, получаемых в стандартной модели, по сравнению с данными наблюдений объекта L1544, а также о том, что варьирование параметров химической модели не позволяет избавиться от этого недостатка. Химическая структура облака связана с характерным временем его жизни. Это в конечном итоге накладывает определенные ограничения на скорость коллапса — медленное сжатие приводит к затягиванию эволюции облака и вымораживанию большинства молекул на поверхности пылевых частиц. При этих условиях химический состав облака начинает резко противоречить данным наблюдений. Для воспроизведения химической структуры L1544 необходимо, чтобы время эволюции облака не было слишком большим (не превышало время свободного падения t_{ff} более чем в 10 раз).

Для выявления причин несоответствия между наблюдаемыми и теоретическими спектральными профилями необходимо четко выделять роль основных факторов, ответственных за формирование линий выходящего излучения. Несовпадение наблюдаемых и модельных спектров может быть следствием факторов, не имеющих непосредственного отношения к химико-динамической модели и являющихся «свободными» параметрами модели переноса излучения.

В этом разделе мы проанализируем факторы, влияющие на формирование профилей линий молекулярного излучения, и исследуем возможность согласования теоретических спектров излучения молекул C^{18}O , HCO^+ и CS , построенных на основе стандартной модели StM+B, с наблюдаемыми спектрами путем вариации этих факторов. Мы рассматриваем перенос излучения в сферически-симметричном облаке. Для моделирования переноса и построения спектров использован программный комплекс RATRAN [139], предназначенный для расчета населенностей уровней и поля излучения в одномер-

ном приближении. Алгоритм решения уравнений переноса и статистического баланса подробно описан в работе Павлюченкова и Шустова [140]. Для сравнения модели с наблюдениями использованы спектры излучения L1544 во вращательных переходах $C^{18}O(J=1-0)$ [7], $CS(J=2-1)$ [141] и наблюдения в $НСО^+(J=3-2)$ [124].

5.1. Спектры в модели StM+V

Для моделирования переноса излучения и построения спектров необходимо задать распределения по радиусу кинетической температуры и микротурбулентной скорости. Детальный анализ профиля температуры объектов L1498 и L1517B, проведенный в работе Tafalla et al. [90], показывает, что наше предположение об изотермичности дозвездного ядра вполне справедливо. К сожалению, наблюдения пока не позволяют установить, как выглядит в реальных объектах распределение микротурбулентной скорости. Как правило, удается определить лишь средние для облака значения. По данным [91, 7] в объекте L1544 значение турбулентной скорости заключено в пределах $V_t = 0.1 - 0.2$ км/с. Для получения спектров в стандартной модели мы предполагали, что поле микротурбулентной скорости однородно и ее значение во всем объекте $V_t = 0.15$ км/с.

Полученные теоретические профили линий для стандартной химической модели в направлении на центр облака сравниваются с данными наблюдений на рис. 37. Интенсивность излучения выражена в единицах радиационной температуры T_R (с вычетом реликтового фона). При вычислении теоретических спектров мы предполагали, что ширина диаграммы направленности телескопа бесконечно мала по сравнению с размерами объекта. В принципе, это делает прямое сопоставление теоретических и наблюдаемых профилей не вполне правомерным. Однако учет конечного разрешения (как правило порядка $15''$) не вносит в форму и интенсивность профилей существенных изменений, поэтому мы не проводим процедуры конволюции, предпочитая представлять линии в «чистом» виде.

Очевидны существенные отличия между наблюдаемыми и модельными

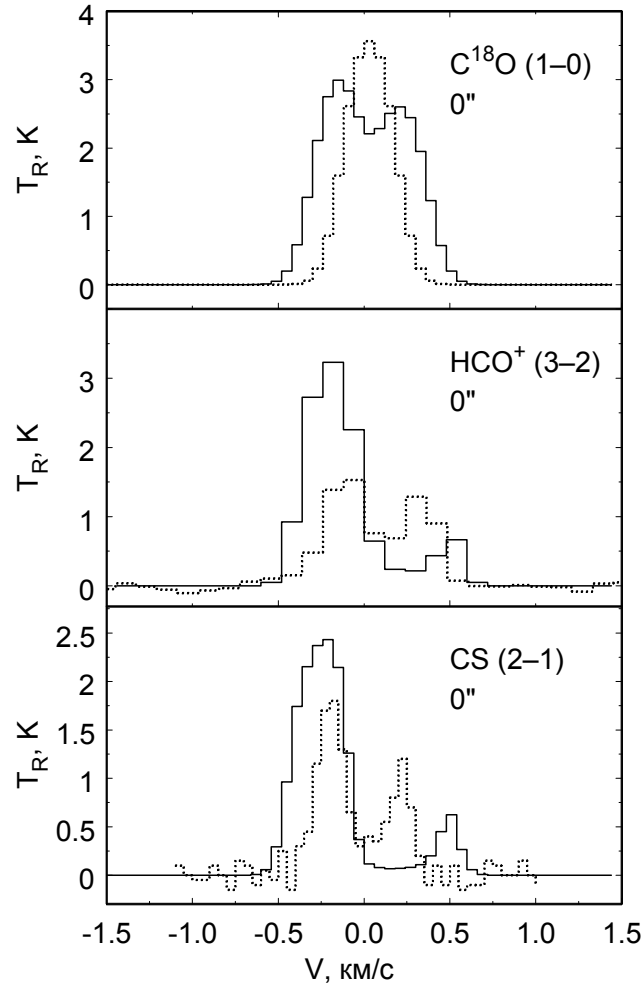


Рис. 37. Профили линий $C^{18}O(1-0)$, $HCO^+(3-2)$ и $CS(2-1)$ для стандартной модели (сплошные контуры) и соответствующие наблюдаемые профили для дозвездного ядра L1544 (пунктирные контуры) по данным [7] для $C^{18}O$, [124] для HCO^+ и [141] для CS .

профилями. Теоретическая линия $C^{18}O(1-0)$ имеет оптическую толщину в максимуме $\tau = 0.9$. Профиль этой линии седлообразный, отражающий падение вещества к центру облака, и более широкий по сравнению с наблюдаемым. Профили линий $HCO^+(3-2)$ и $CS(2-1)$ сильно асимметричны, что также связано с коллапсом объекта. По интенсивности и ширине они существенно превосходят наблюдаемые. Глубокие провалы на профилях связаны с самопоглощением; они гораздо глубже, чем у наблюдаемых линий.

Повышенную по сравнению с наблюдениями ширину теоретических линий, а также их двугорбую структуру, которая в реальности у оптически

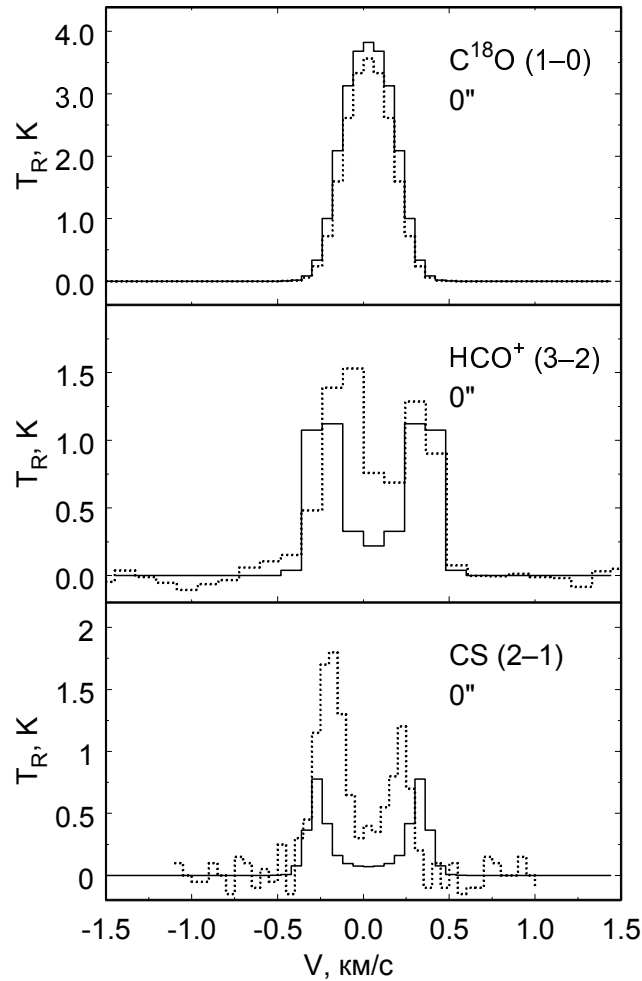


Рис. 38. Профили линий $C^{18}O(1-0)$, $HCO^+(3-2)$ и $CS(2-1)$ для стандартной модели при $V_r = 0$ (сплошные линии). Пунктиром показаны наблюдаемые спектры (те же, что и на рис. 37).

более тонкой линии $C^{18}O(1-0)$ отсутствует, а у линий $HCO^+(3-2)$ и $CS(2-1)$ более симметрична, проще всего объяснить большой регулярной скоростью в модели. В пользу правомерности этого общего вывода свидетельствует выполненный нами расчет переноса излучения в облаке с теми же распределениями плотности, химического состава, температуры и микротурбулентной скорости, но с нулевой регулярной скоростью V_r . Соответствующие спектры изображены на рис. 38. При отсутствии в облаке крупномасштабных движений ширина всех линий уменьшается. Линия $C^{18}O(1-0)$ теряет двугорбую структуру и практически совпадает с наблюдаемой. С оптически-толстыми

линиями ситуация более сложная. Обусловленный самопоглощением провал остается более широким и глубоким по сравнению с данными наблюдений. Это может объясняться сильным самопоглощением вследствие повышенного содержания этих молекул в оболочке (в области с докритической плотностью).

5.2. Распределение микротурбулентной скорости

В стандартной модели мы предполагали, что микротурбулентная скорость на всем протяжении облака не меняется. Но в действительности возможны ситуации, в которых она возрастает или убывает от центра к периферии объекта. Минимум V_t в центре облака может возникнуть при наличии сильных источников турбулентности (например, альфвеновских волн) вне облака. Ее возрастание к центру может быть связано с гипотетическим ростом турбулентной энергии при коллапсе. Различный характер распределения турбулентности в молекулярных облаках подтверждается и наблюдениями [142, 143]. В этом разделе мы проверим, обеспечивает ли лучшее согласие между теоретическими и наблюдаемыми спектрами модель с неоднородным распределением микротурбулентной скорости. Нами рассмотрены следующие случаи:

$$\text{модель VT-a} — V_t(r) = 0,$$

$$\text{модель VT-b} — V_t(r) = 0.3 \ln(r/r_0) / \ln(R/r_0),$$

$$\text{модель VT-c} — V_t(r) = 0.3 \ln(r/R) / \ln(r_0/R) \text{ км/с},$$

где R — радиус облака, r_0 — внутренний радиус обрезания распределения V_t . Случай VT-a соответствует сильной диссипации турбулентности или слабости ее источников. Второе и третье выражения соответствуют линейному (по логарифму расстояния) росту и убыванию V_t приблизительно от нуля до 0.3 км/с. Профили линий для перечисленных моделей приведены на рис. 39.

Нулевая микротурбулентная скорость отчасти позволяет решить проблему слишком большой ширины линий, однако форма профилей в этом случае становится еще более далекой от наблюдательных данных. Во всех линиях углубляются провалы, связанные с наличием регулярной скорости и самопоглощением. В линии $\text{НСO}^+(3-2)$ один из пиков практически полностью

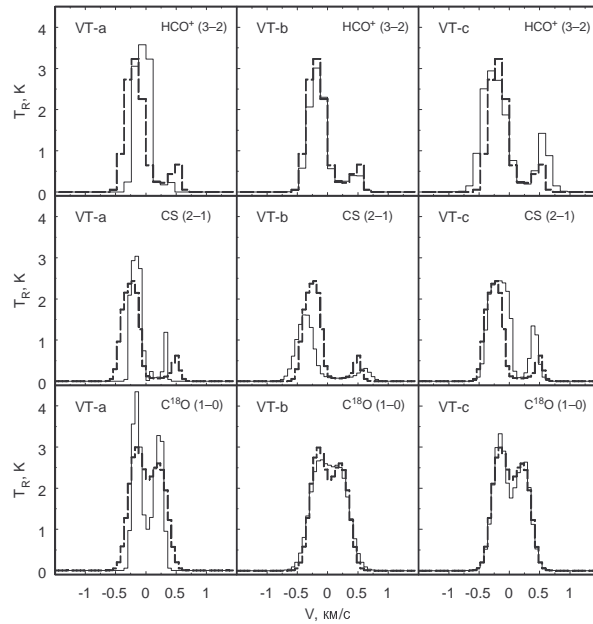


Рис. 39. Сплошными линиями показаны профили $C^{18}O(1-0)$, $HCO^+(3-2)$ и $CS(2-1)$ для стандартной модели с различными зависимостями микротурбулентной скорости от радиуса. Штриховые линии соответствуют спектрам, построенным в стандартной модели при $V_t = 0.15$ км/с.

исчезает.

Изменяющаяся по радиусу микротурбулентная скорость по-разному сказывается на линиях, формирующихся в центре и оболочке облака. Повышенная V_t в оболочке (вариант VT-b) влияет на форму линий $CS(2-1)$ и $C^{18}O(1-0)$, практически не затрагивая профиль $HCO^+(3-2)$. Провал в линии $CS(2-1)$ становится еще шире, а вот $C^{18}O(1-0)$, образуемая ближе всего к границе облака, по форме становится более похожей на наблюдаемый одногорбый профиль. Однако ее ширина существенно превышает наблюдаемую. Рост V_t к центру облака существенно затрагивает только линию $HCO^+(3-2)$, делая ее несколько шире по сравнению с профилем для стандартной модели. В целом, вариация распределения микротурбулентной скорости в указанных пределах улучшает согласие с наблюдениями только для линии $C^{18}O(1-0)$. Для других линий разногласие с наблюдениями только усиливается.

5.3. Распределение температуры

В стандартной модели мы предположили, что кинетическая температура в облаке постоянна вдоль радиуса, что подтверждается наблюдениями. Но в принципе тепловая структура облака может быть и неоднородной. Так, при внешнем ультрафиолетовом облучении в облаке устанавливается положительный градиент температуры. С другой стороны, отрицательный градиент, т. е. увеличение температуры внутрь, может иметь место в оптически плотном облаке или в облаке с диссипацией турбулентности. Для моделирования этих ситуаций мы использовали следующие распределения:

модель ТК-а — $T_k(r) = 15 - 10 \ln(r/r_0)/\ln(R/r_0)$ и

модель ТК-б — $T_k(r) = 5 + 10 \ln(r/R)/\ln(r_0/R)$,

где r_0 и R имеют тот же смысл, что и в предыдущем разделе. Распределение ТК-а соответствует отрицательному, ТК-б — положительному градиенту температуры. Формально эти распределения не согласуются с химико-динамической моделью, которая построена в изотермическом приближении. Однако перепад T_k , описываемый этими выражениями, невелик (приблизительно от 7 до 15 К) и потому на химических и динамических параметрах облака существенно не скажется. Связанная же с градиентом T_k вариация температуры возбуждения может оказаться более значительной и приведет к существенному изменению формы линий. Профили линий и зависимости температуры возбуждения от радиуса, соответствующие распределениям ТК-а и ТК-б, приведены на рис. 40. При получении этих спектров мы предполагали $V_t = 0.15$ км/с.

Форму профиля линии $C^{18}O(1-0)$ вариация температуры изменяет незначительно. Поскольку критическая плотность для этой молекулы невысока ($n_{cr} \sim 10^3$ см⁻³), то излучение генерируется не только ядром облака, но и оболочкой (рис. 40). В результате характерный профиль «коллапса», т.е. преобладание голубого пика над красным, который возникает при $T_k = \text{const}$, при положительном градиенте температуры преобразуется в профиль с противоположным знаком асимметрии.

Форма и интенсивность линии $НСО^+(3-2)$ зависят от распределения тем-

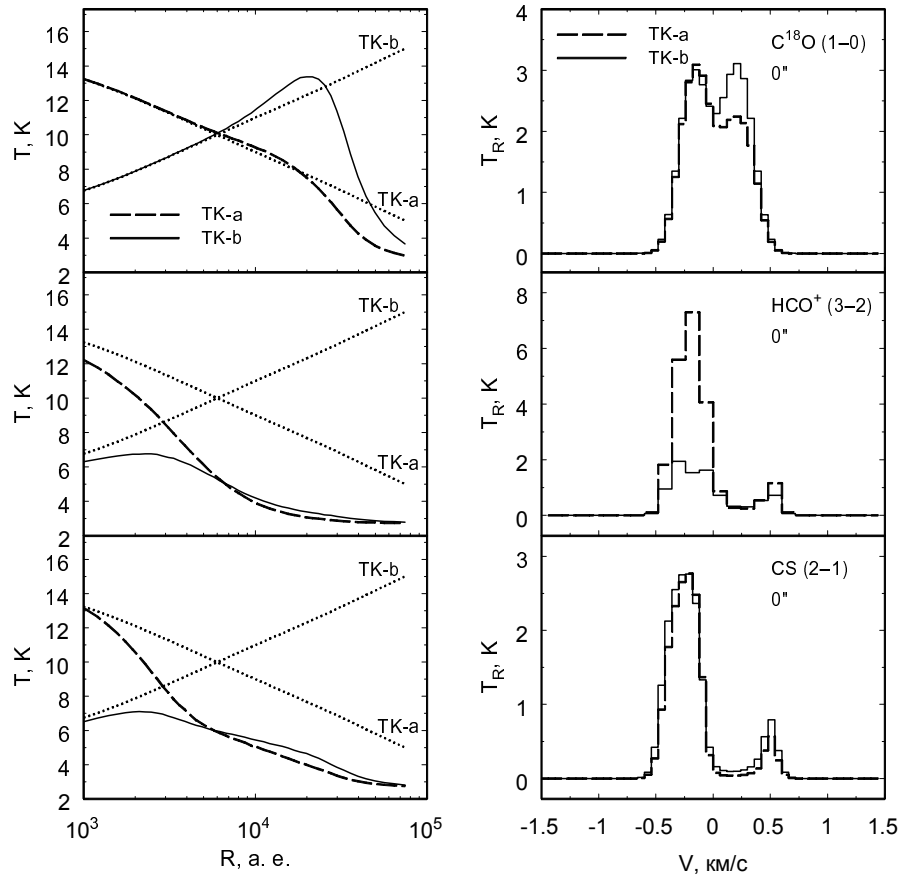


Рис. 40. В левом столбце пунктирными линиями показаны распределения кинетической температуры в моделях ТК-а и ТК-б, а штриховыми и сплошными — распределения температуры возбуждения для этих моделей. Правый столбец: синтетические профили линий излучения $C^{18}O(1-0)$, $HCO^+(3-2)$ и $CS(2-1)$. Штриховые линии соответствуют модели ТК-а, сплошные — модели ТК-б.

пературы по радиусу более существенно: при росте температуры к центру интенсивность линии оказывается значительно выше, чем в случае увеличения температуры к оболочке. Это объясняется тем, что в центре облака, где столкновительное возбуждение молекул максимально, концентрация HCO^+ также максимальна (рис. 36). В результате, излучение генерируется преимущественно в центральной области и имеет интенсивность, соответствующую центральной температуре.

В то же время вариация распределения температуры слабо влияет на характеристики линии $CS(2-1)$. Это объясняется тем, что концентрация молекулы CS максимальна в области $r \sim 10^4$ а.е. (рис. 36), где температуры

обоих распределений близки, а при $r > 10^4$ а.е. начинается область субкритической (для столкновительного возбуждения CS) плотности, и основным механизмом возбуждения в этой зоне является радиативный, при этом вариация температуры в оболочке почти не влияет на распределение температуры возбуждения (рис. 40), а значит и на интенсивность линии.

Таким образом, радиальная вариация T_k вряд ли может удовлетворить наблюдаемым спектрам. Пожалуй, единственный положительный эффект от введения в модель радиальной зависимости T_k — снижение интенсивности линии $\text{НСО}^+(3-2)$. В стандартной модели интенсивность этой линии превосходит наблюдаемую более чем вдвое (рис. 37).

Очевидно, что не приведет к положительному сдвигу и одновременная вариация V_t и T_k , поскольку вариация ни одного из этих параметров не действует в сторону исправления главных противоречий — сильной асимметрии линий и глубоких провалов во всех трех модельных профилях одновременно.

5.4. Распределения регулярной скорости и молекулярных обилий

Исследование влияния вариации распределений микротурбулентной скорости и кинетической температуры на форму профилей линий приводит к выводу о том, что изменение этих параметров в пределах, не противоречащих наблюдениям, не улучшает согласие между теоретическими и наблюдательными спектрами. Остается предположить, что эти несоответствия обусловлены ограниченностью одномерной химико-динамической модели.

Одно из основных противоречий между теоретическими и наблюдаемыми спектрами заключается в том, что теоретические профили получаются слишком широкими. Наиболее естественное объяснение этого противоречия — высокая скорость коллапса в модели. По наблюдательным данным в L1544 $V_T \sim 0.1$ км/с как на масштабах порядка 0.1 пк, так и на масштабах порядка 0.01 пк [94, 95]. В работе [7] на основе вариации физических распределений и сравнении спектров делается даже вывод о $V_T = 0$ км/с. В нашей стандартной модели амплитуда регулярной скорости достигает 0.2 км/с. Приблизительно такое же значение скорости получено и в двумерной модели этого объекта,

построенной Ciolek & Basu [144]. Однако, как показывают описанные выше результаты, такое значение скорости в одномерной модели L1544 не позволяет согласовать ширины и формы линий с данными наблюдений. Кроме того, из-за того что теоретические концентрации соответствующих молекул в оболочке облака слишком высоки, в модельных профилях оптически-толстых линий возникают более глубокие по сравнению с наблюдаемыми провалы.

Устранить эти свойства эволюционной модели (высокую скорость коллапса и повышенные концентрации ряда молекул в оболочке) не удастся даже с помощью варьирования свободных параметров в широких пределах. Вероятно, в данном случае начинают сказываться недостатки одномерного приближения. Объект L1544 обладает несферической, возможно, сплюснутой формой. Если мы наблюдаем его под некоторым углом, можно ожидать, что вдоль луча зрения скорость окажется более низкой, а оболочка — более разреженной по сравнению с предсказаниями сферически-симметричной модели и потому с химической точки зрения находящейся на более ранней эволюционной стадии.

Чтобы проверить это утверждение на качественном уровне, мы рассчитали модельный профиль $\text{NCO}^+(3-2)$ с регулярной скоростью, искусственно уменьшенной в 4 раза, дополнительно разделив концентрацию этого иона на число α , которое равно 1 в центре облака и линейно по расстоянию возрастает до максимального значения $\alpha_{\text{max}} = 30$ у его внешней границы. Нужно отметить, что на лучевой концентрации эта коррекция заметным образом не сказывается. При получении этого спектра распределения температуры и микротурбулентной скорости считались однородными, как и в стандартной модели. Результирующий профиль показан на рис. 41. Очевидно, что исправленный спектр согласуется с наблюдениями гораздо лучше стандартного. Пониженная скорость, как и следовало ожидать, приводит к желаемому уменьшению ширины линии. Значительно уменьшилась также глубина провала. Аналогичным образом можно улучшить согласие и для других линий. Таким образом, предварительные расчеты подтверждают предположение о том, что геометрия объекта L1544 отличается от простой сферически-симметричной.

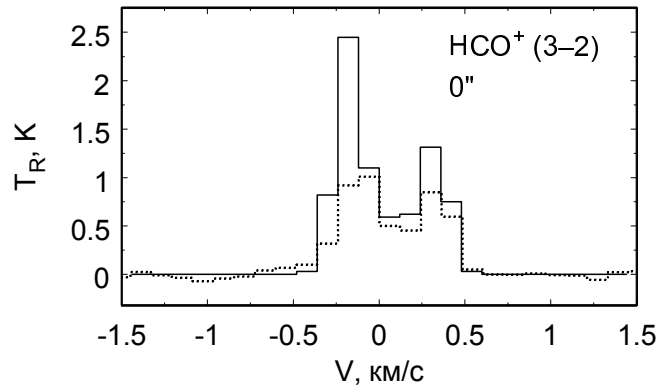


Рис. 41. Профиль линии $\text{HCO}^+(3-2)$ для уменьшенных регулярной скорости и концентрации (сплошная линия). Наблюдаемый профиль [124] изображен пунктиром.

К подобному выводу пришли также авторы работы [144]. Однако определенный ответ на вопрос о форме и ориентации этого облака может быть получен лишь с помощью сопоставления наблюдательных данных с результатами двумерного моделирования.

Заключение к главе 2

В главе рассмотрена эволюция дозвездного сгустка, определяемая амбиполярной диффузией. Ключевая особенность использованной модели — самосогласованное моделирование химической и кинематической структуры объекта, что позволяет проводить сравнение не только с выведенными из наблюдений обилиями и лучевыми концентрациями, но и непосредственно с наблюдаемыми профилями линий. Показано, что одномерная модель сгустка с магнитным полем удовлетворительно воспроизводит наблюдаемые обилия основных наблюдаемых молекул, тогда как в модели без магнитного поля согласие существенно ухудшается. Иными словами, в нашей модели предпочтительной является шкала коллапса, превышающая динамическое время как минимум в несколько раз. Однако и увеличение характерного времени коллапса также не согласуется с наблюдениями. Подробно исследовано отмеченное в модели уменьшение центральных обилий азотосодержащих молекул при повышенной скорости ионизации ζ . Показано, что увеличение ζ в

несколько раз может приводить к появлению центральной депрессии в обилиях NH_3 и N_2H^+ , действительно наблюдаемой в ряде дозвездных ядер.

Сравнение теоретических профилей линий с результатами наблюдений показывает, что одномерная модель предсказывает слишком высокие значения скорости коллапса — порядка 200 м с^{-1} , тогда как наблюдаемая в сжимающихся ядрах скорость не превышает 100 м с^{-1} . Устранить это противоречие за счет варьирования параметров моделей химической эволюции и переноса излучения не удастся. Сделан вывод о необходимости двумерного моделирования начальных этапов коллапса дозвездного сгустка.

Глава 3

Плотные облака во внешнем поле излучения

В предыдущей главе мы рассмотрели эволюцию плотного дозвездного сгустка в отсутствие внешних источников излучения. В этой главе описана эволюция аналогичного объекта, но освещенного ультрафиолетовым излучением различной интенсивности. Наблюдения областей звездообразования в линиях C^+ (Stutzki et al. [145]) и теоретические расчеты (Padoan et al. [146]) показывают, что диффузное УФ-излучение способно проникать довольно глубоко в плотные молекулярные облака (благодаря клочковатой структуре) и освещать их плотные ядра.

Исследование эволюции плотных освещенных ядер молекулярных облаков проводится обычно с целью изучения коллапса, индуцированного ионизирующим или диссоциирующим излучением (напр. LaRosa [147], Ho et al. [148]). Подтверждением возможности этого процесса служат наблюдения точечных источников ИК-излучения в глобулах с яркими краями (Sugitani et al. [149]) и кометарных глобулах (Patel et al. [150]). Однако ионизирующее излучение не только стимулирует или ускоряет сжатие облаков, но и разрушает их. Конечная судьба сгустка зависит от конкретных обстоятельств.

Как показывают расчеты (напр. Дибай и Каплан [151], Kovalenko & Shchekinov [152]), в сгустке, освещенном ионизирующим излучением, конкурируют два процесса: сжатие внутренних и разлет внешних областей облака. Sandford et al. [153] показали, что сжатие сгустка, индуцированное излучением одной звезды спектрального класса O9, приводит к образованию плотного устойчивого ядра, в котором впоследствии может образоваться маломассивная звезда. Включение в эту же модель излучения второй звезды привело авторов к выводу [154], что маломассивные сгустки в OB-группах испаряются совсем, а массивные ($\sim 100 M_{\odot}$) теряют под воздействием ионизирующих УФ-квантов более половины своей массы. Bertoldi [155] построил аналитическую модель

взаимодействия сгустка с ионизирующим излучением и заключил, что появление источника такого излучения (например, только что образовавшейся О-звезды) вблизи сгустка приводит к его сжатию и превращению в кометарную глобулу с непрерывным испарением вещества.

В работе Bertoldi & McKee [156] кометарные глобулы исследованы более подробно. Авторы пришли к выводу, что возможность стимуляции протозвездного коллапса ионизирующим излучением вызывает большие сомнения. Согласно расчетам Bertoldi & McKee время испарения сгустков с массой $0.1 - 10 M_{\odot}$ составляет от нескольких десятков тысяч до нескольких миллионов лет. При этом сжатие сгустка необязательно приводит к гравитационной неустойчивости. Глобулы, изначально удерживаемые в равновесии тепловым давлением, становятся неустойчивыми, если их масса меньше $3.6 M_{\odot}$ (McCullough [157]), но такие сгустки быстро испаряются. К подобному заключению пришли также Lefloch & Lazareff [158], построившие двумерную гидродинамическую модель кометарной глобулы. Согласно их расчетам, сжатие глобулы, индуцированное ионизирующим излучением, через некоторое время прекращается и сменяется ее расширением. Фаза предварительного сжатия длится около 10% времени жизни облака, остальное время занимает кометарная фаза, заканчивающаяся его разрушением.

В этой главе численно исследуется влияние УФ-излучения с $\lambda > 912 \text{ \AA}$ на характер протозвездного коллапса в компактном газопылевом сгустке. В данном случае (в отсутствие ионизирующего излучения) особенно важно правильно учесть тепловую структуру объекта. На ионизационном фронте основным источником нагрева является термализация фотоэлектронов, а отток энергии почти целиком обусловлен электронным возбуждением метастабильных уровней ионов кислорода, серы и других (Каплан и Пикельнер [159]). Поскольку содержание этих ионов в зоне III не изменяется со временем, для моделирования теплового баланса в оболочках, испаряемых ионизирующим излучением, можно использовать упрощенные методы (Bertoldi [155]). Более длинноволновое излучение не способно ионизовать водород, и вне зон III важную роль начинают играть другие источники нагрева. Поэтому при моде-

лировании расширения оболочек, испаряемых неионизирующим межзвездным УФ-излучением, нужно учитывать детальный химический состав и его изменения.

Как говорилось в главе 1, реакции между межзвездными атомами и молекулами инициируются, в основном, внешними воздействиями, поэтому особый интерес исследователей всегда привлекали области, в которых эти воздействия сказываются наиболее сильно. Одним из подобных примеров являются фотодиссоциационные оболочки (ФДО), возникающие на границе плотных облаков, освещенных УФ-излучением. Кванты с энергией $6 \text{ эВ} < h\nu < 13.6 \text{ эВ}$ вызывают диссоциацию большинства молекул и приводят к появлению химически активных радикалов и ионов. В этих оболочках располагаются переходы $\text{C}^+ \rightarrow \text{C} \rightarrow \text{CO}$ и $\text{H} \rightarrow \text{H}_2$.

Кинетические уравнения в моделях химической структуры ФДО, как правило, решаются при фиксированной температуре, плотности и экстинкции. Только в некоторых моделях первое ограничение снимается благодаря учету процессов нагрева и охлаждения (de Jong et al. [41], Tielens & Hollenbach [10], Hasegawa [11], Sternberg & Dalgarno [12]). Обширный список моделей ФДО можно найти в последней работе.

Между тем, именно при изучении фотодиссоциационных оболочек особенно важно корректно учитывать взаимосвязь между химической и динамической эволюцией вещества. Именно в этих оболочках происходит разделение облака на коллапсирующую и испаряющуюся части, так что знание физических условий в них необходимо при исследовании влияния УФ-излучения на характер звездообразования. Динамика разлета и коллапса определяется балансом процессов нагрева и охлаждения, эффективность которых, в свою очередь, зависит от содержания нагревающих и охлаждающих агентов.

В этой главе описана модель дозвездного сгустка во внешнем поле излучения, в которой динамические и химические процессы впервые учтены самосогласованно. Одновременно с уравнениями гидродинамики решаются не только уравнения химической кинетики, но и теплового баланса.

1. Химико-динамическая модель дозвездного ядра во внешнем поле излучения

1.1. Гидродинамическая модель

Изменение макроскопических параметров межзвездной среды описывается уравнениями Эйлера

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{v} = 0 \quad (46)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} - \nabla \Phi \quad (47)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -p \nabla \vec{v} - \Lambda + \Gamma. \quad (48)$$

Здесь ρ , \vec{v} , e и p — плотность, скорость, внутренняя энергия и давление газа, Φ — гравитационный потенциал, Λ и Γ — скорости охлаждения и нагрева газа.

Эти уравнения решались с помощью модифицированного варианта комплекса для гидродинамических вычислений Zeus2D (Stone & Norman [160]), в котором использована явная конечно-разностная схема с расщеплением по операторам («жидкость в ячейках»). Первая модификация состоит в том, что помимо уравнений (46–48) на каждом шаге по времени и в каждой ячейке решаются уравнения неразрывности для M химических соединений

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div} n_i \vec{v} = P_i - L_i, \quad i = 1, \dots, M, \quad (49)$$

где n_i , P_i и L_i — плотность, скорость производства и скорость разрушения i -го компонента. В расчетах используется элементный состав, соответствующий промежуточной металличности. Второе изменение связано с включением в программу модулей для расчета скоростей нагрева Γ и охлаждения Λ .

1.2. Модель теплового баланса

1.2.1. Нагрев

Энергетический режим плотных молекулярных облаков определяется балансом динамических и молекулярных процессов и поддерживается за счет внеш-

них энергетических воздействий, т.е. поглощенной энергии космических лучей и межзвездного УФ-излучения. Воздействие межзвездного УФ-излучения приводит к разогреву внешней (фотодиссоциационной) оболочки плотного облака в результате совокупного действия следующих процессов.

1. *Фотоионизация нейтрального углерода.* При ионизации углерода образуются высокоэнергичные фотоэлектроны, приводящие к столкновительному нагреву тепловых электронов и, следовательно, межзвездного газа (Cravens & Dalgarno [161]). Скорость этого процесса оценивалась по формуле [10]

$$\Gamma_{\text{Cpi}} = 7.3 \cdot 10^{-12} \xi_{\text{C}} \beta(\tau(\text{C}), \tau_{\text{H}_2}),$$

где ξ_{C} — скорость фотоионизации углерода, вычисленная в химической модели.

2. *Фотоэлектрическая эмиссия с поверхности пылинок.* Поглощение ультрафиолетового фотона может приводить к выбиванию электрона с поверхности пылинки. Разница между энергией поглощенного фотона и работой выхода электрона уносится в виде кинетической энергии, которая затем посредством столкновений передается газу. Скорость нагрева газа за счет этого процесса оценивалась по формуле [41, 10]

$$\Gamma_{\text{dpe}} = 7.5 \cdot 10^{-25} n_{\text{H}} Y_{\text{pe}} G_0 \exp(-1.8A_{\text{V}}) \mathcal{F}.$$

Основными параметрами фотоэлектрического нагрева являются фотоэлектрический выход Y_{pe} (вероятность эмиссии электрона при поглощении фотона; ее значение принято равным 0.1) и пороговая энергия фотоэффекта $h\nu_{\text{t}} \approx 6.0$ эВ. Фактор \mathcal{F} зависит от работы выхода электронов для электрически нейтральной пылинки, заряда пылинки и скорости рекомбинации тепловых электронов с положительно заряженными пылинками.

Нагрев газа во всем объеме облака обусловлен следующими процессами.

3. *Образование молекулярного водорода на поверхности пылинок.* При ассоциации двух атомов H на поверхности пылинки освобождается энергия диссоциации 4.48 эВ. Перераспределение этой энергии между пылинкой и рождающейся молекулой носит сложный характер и до конца не изучено (Duley & Williams [162]). Обычно считается, что некоторая доля энергии связи переходит в кинетическую энергию молекулы H₂ (по разным оценкам $\langle E_{\text{H}_2} \rangle \simeq 0.002 - 0.2$ эВ). Мы считали, что $\langle E_{\text{H}_2} \rangle \simeq 0.002$ эВ [162]. Скорость нагрева газа за счет образования H₂ определяется формулой

$$\Gamma_{\text{H}_2f} = \langle E_{\text{H}_2} \rangle R_{\text{H}_2f},$$

где R_{H_2f} — скорость образования молекулярного водорода, вычисленная в химической модели.

4. *Нагрев/охлаждение в столкновениях газ-пыль.* Частицы газа и пыли обмениваются энергией при столкновениях вследствие разницы в их температурах. Скорость нагрева газа в этом процессе определялась согласно Hollenbach & McKee [49]:

$$\Gamma_{\text{gd}} = 3.5 \cdot 10^{-34} n_{\text{H}}^2 T^{1/2} (T_{\text{d}} - T).$$

Газ охлаждается, если $T > T_{\text{d}}$. При вычислении скорости многих перечисленных выше процессов необходимо знать температуру пылинок T_{d} . В данном расчете мы оценивали ее с помощью итеративного процесса, описанного Hasegawa [11].

5. *Нагрев космическими лучами.* Ионизация межзвездного газа космическими лучами приводит к образованию высокоэнергичных электронов. Анализ процессов диссипации энергии этих электронов показывает, что в результате единичного акта ионизации около 8 эВ энергии переходит в тепло (Cravens & Dalgarno [161]). Скорость нагрева космическими лучами равна

$$\Gamma_{\text{cr}} = 1.5 \cdot 10^{-11} n(\text{H}_2) R_{\text{cr}}(\text{H}_2),$$

где R_{cr} — скорость ионизации H_2 космическими лучами, вычисленная в химической модели.

1.2.2. Охлаждение

У наиболее обильных компонентов H_2 и He нет низкоуровневых переходов, способных эффективно охлаждать межзвездный газ при низких температурах, характерных для молекулярных облаков. Поэтому он охлаждается посредством столкновительного возбуждения уровней тонкого расщепления основных электронных состояний примесных атомов и ионов и низколежащих вращательных уровней примесных молекул и последующего высвечивания энергии возбуждения. Если излучаемые фотоны не поглощаются в пределах облака, они уносят из него тепловую энергию, т.е. охлаждают газ. Наиболее эффективными охладителями в плотных облаках являются ионы C^+ , атомы C и O , а также молекула CO (Genzel [65]).

Оценка скорости охлаждения межзвездного газа в плотных облаках проводилась по методике локальной вероятности выхода излучения в линиях [41]. Скорость охлаждения газа в результате столкновительного возбуждения электронных уровней атомов и молекул на расстоянии z от поверхности определялась по формуле для плоско-параллельного полубесконечного слоя

$$\begin{cases} \Lambda(z) = \sum_i \sum_{j < i}^n \Lambda_{ij}(z) \\ \Lambda_{ij}(z) = h\nu_{ij}n_i(z)\beta(\tau_{ij})A_{ij} \left[1 - \frac{P(\nu_{ij})}{S_{ij}(z)} \right] \end{cases}$$

Здесь Λ_{ij} — скорость охлаждения в переходе $i \rightarrow j$; $h\nu_{ij}$ — энергия перехода; $n_i(z)$ — населенность уровня i ; $\beta(\tau_{ij})$ — вероятность выхода фотонов, зависящая от оптической глубины слоя τ_{ij} , соответствующей расстоянию z от поверхности облака; A_{ij} — вероятность спонтанного перехода, S_{ij} — функция источников для перехода $i \rightarrow j$, P — интенсивность фонового излучения, включающая микроволновое фоновое излучение с температурой 2.7 К и ИК-излучение пыли при температуре T_d .

Населенности энергетических уровней определялись из условия статисти-

ческого равновесия. Для аппроксимации $\beta(\tau)$ использовалось выражение

$$\beta(\tau) = \begin{cases} \frac{1 - \exp(-2.34\tau)}{4.68\tau}, & \tau < 7 \\ \left\{ 4\tau \left[\ln \frac{\tau}{\sqrt{\pi}} \right]^{0.5} \right\}^{-1}, & \tau \geq 7. \end{cases}$$

С использованием данных о вращательных уровнях основного электронного состояния молекул CO, CH, OH и H₂O, а также уровнях тонкого расщепления основных электронных состояний C⁺, C и O, взятых из работ [10] и [11], по приведенным выше формулам рассчитывались скорости радиативного охлаждения межзвездного газа.

2. Протозвездный коллапс в поле УФ-излучения

2.1. Общее описание вычислений

Мы исследовали эволюцию облаков двух начальных масс — 3 и 10 M_{\odot} . Во всех рассмотренных случаях начальный радиус облака равен 0.2 пс. Начальная температура газа изменяется от 7 К в ядре облака до 100 К в окружающем пространстве. Параметры представленных моделей суммированы в табл. 33. В моделях 3А, 3В и 3С исследуется эволюция сгустка, масса которого близка к пределу Джинса M_J . Сгусток с массой 10 M_{\odot} , существенно превышающей M_J , изучен более подробно и рассматривается в качестве стандартного варианта при исследовании относительной роли различных факторов, включенных в модель. Радиальные профили плотности и температуры сгустка для $t = 0$ показаны на рис. 42. Во всех представленных случаях мы рассматривали эволюцию облака с однородным начальным распределением плотности. Как показали тестовые расчеты, форма распределения плотности при $t = 0$ не оказывает существенного влияния на результаты.

Динамическая эволюция сгустка моделируется в приближении сферической симметрии на неоднородной движущейся сетке, состоящей из 200 ячеек. На внутренней границе расчетной области заданы отражательные граничные условия, на внешней — граничные условия вытекания вещества. Внешняя граница расчетной области отстоит далеко от поверхности облака, и потому возможные численные неточности в приграничных ячейках не влияют на

Таблица 33. Основные параметры моделей эволюции облака в присутствии УФ-излучения.

Модель	Масса облака, M_{\odot}	G_0	M_J M_{\odot}	Поверхностные реакции	Υ	Примечание
3A	3	0	2.8	+	10^{-4}	
3B	3	1	2.8	+	10^{-4}	
3C	3	1000	2.8	+	10^{-4}	
10A	10	0	1.5	+	10^{-4}	
10B	10	1	1.5	+	10^{-4}	Стандартная модель
10B-G	10	1	1.5	-	10^{-4}	Только газофазные реакции
10B-ND	10	1	1.5	+	10^{-4}	Стационарное облако
10B-PF	10	1	1.5	+	10^{-4}	Свободное падение
10B-Y	10	1	1.5	+	10^{-10}	
10C	10	1000	1.5	+	10^{-4}	

основное решение. Вычисления продолжаются до тех пор, пока не становится ясной дальнейшая динамическая судьба облака — разрушение или образование плотного коллапсирующего ядра.

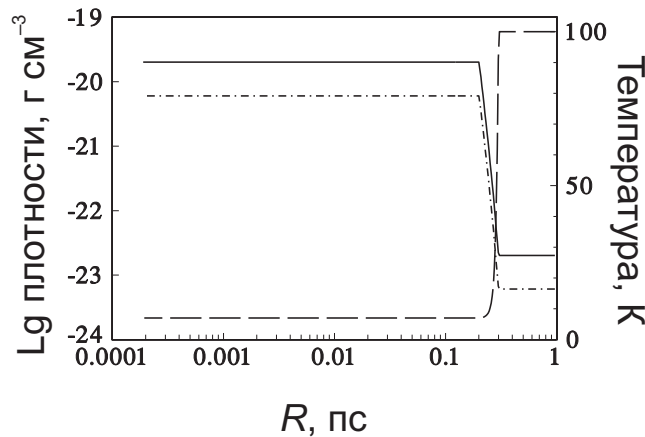


Рис. 42. Начальные профили плотности для сгустков с начальной массой $3 M_{\odot}$ (штрихпунктирная линия) и $10 M_{\odot}$ (сплошная линия). Начальный профиль температуры (штриховая линия) один и тот же при обоих значениях массы.

Различные значения G_0 соответствуют различной интенсивности УФ-излучения, падающего на сгусток. Случай $G_0 = 0$ (УФ-излучение отсутствует) подобен модели темного ядра молекулярного облака, рассмотренной в главе 2. Единственным внешним источником энергии являются космические лучи. Сгустки, расположенные на периферии родительского облака, подвер-

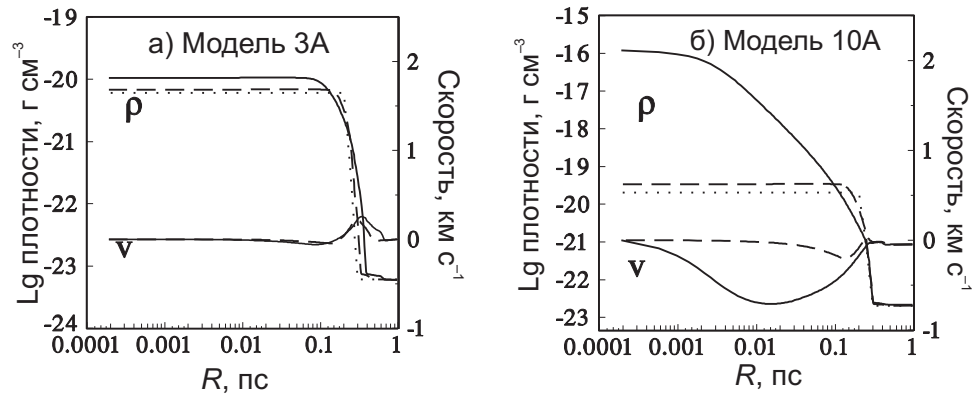


Рис. 43. Профили плотности и скорости в маломассивном и массивном сгустках при отсутствии УФ-излучения. Пунктиром показан начальный профиль плотности. Штриховые линии соответствуют моменту $t = 7.5 \cdot 10^{12}$ с, сплошные — $t = 1.5 \cdot 10^{13}$ с.

жены воздействию диффузного межзвездного УФ-поля ($G_0 = 1$). Кроме того, мы рассмотрели случай, в котором интенсивность УФ-поля превосходит межзвездную в 1000 раз. Это вариант соответствует, например, сгустку, расположенному вблизи O-звезды. Обычно при моделировании ФДО задают еще большую интенсивность УФ-излучения (до 10^6 [12]), чтобы «оживить» химические реакции. Такая интенсивность возможна лишь в случае очень тесного соседства глобулы и источника излучения. Поскольку нас интересует более общая ситуация, такие экстремальные условия мы не рассматривали.

2.2. Основные результаты расчетов

2.2.1. Эволюция сгустков без учета УФ-излучения

Характер эволюции сгустков, погруженных во внутренние области темных молекулярных облаков и защищенных от внешнего УФ-поля (модели 3А и 10А), определяется их начальной массой. Поскольку масса сгустков в обоих случаях превышает массу Джинса M_J , обе модели демонстрируют классическую картину гравитационного коллапса. Моделирование сжатия сгустков в отсутствие внешних воздействий проводилось, в основном, для тестирования программы. На рис. 43 показаны радиальные профили плотности и скорости газа для моментов времени $t = 7.5 \cdot 10^{12}$ с (штриховые линии) и $t = 1.51 \cdot 10^{13}$ с (сплошные линии). Увеличение скорости на границе сгустка связано с тем,

что сгусток в начальной конфигурации не является гидростатически равновесным. Масса облака в модели 3A близка к массе Джинса, и потому коллапс происходит очень медленно. В модели 10A масса облака существенно превосходит джинсовский предел, и сжатие происходит со скоростью, достигающей нескольких сотен метров в секунду.

2.2.2. Эволюция сгустков с учетом УФ-излучения

Гравитация играет важную роль в эволюции освещенного облака, но основным фактором, определяющим окончательную судьбу облака, является интенсивность падающего на него УФ-излучения. Поэтому динамическая эволюция сгустка, освещенного УФ-излучением, существенно отличается от эволюции темной глобулы. Характерной особенностью всех моделей со стандартным УФ-излучением является образование вокруг сгустка расширяющейся оболочки. Внутренние части облака тем временем продолжают коллапсировать. Таким образом, облако разделяется на две части, характеризующиеся различным динамическим и физико-химическим состоянием. Распределение вещества облака между двумя этими областями изменяется со временем: масса расширяющейся обложки постепенно увеличивается за счет постоянного оттока газа из сжимающегося ядра. Окончательная судьба облака определяется его начальной массой и интенсивностью УФ-излучения.

Маломассивные сгустки. Численное моделирование эволюции маломассивного сгустка проводилось как для случая «стандартного» поля излучения ($G_0 = 1$), так и для сильного поля ($G_0 = 1000$). В обоих случаях из-за высокой прозрачности облака нагрев его вещества оказывается очень сильным, сжатие прекращается, и через некоторое время сгусток перестает существовать. Очевидно, что применение к таким сгусткам статических химических моделей неправомерно, поскольку время их испарения и изменения в них физических параметров существенно меньше, чем характерные времена большинства химических реакций.

На рис. 44а представлены профили скорости и плотности для модели 3B.

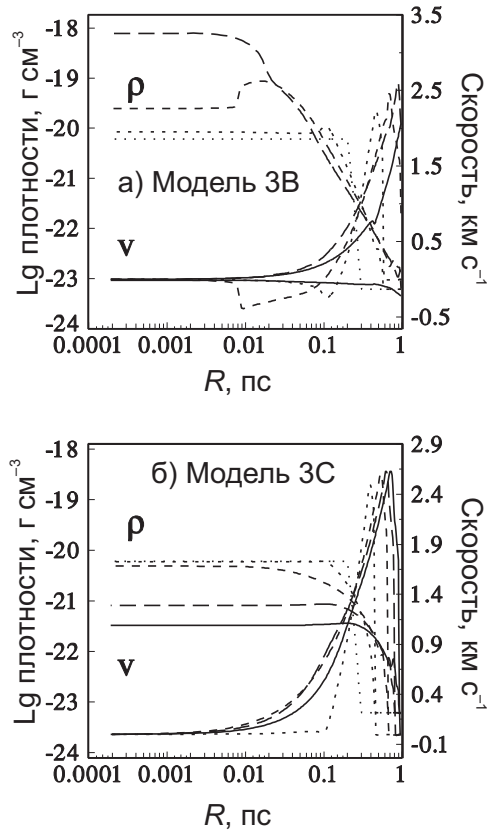


Рис. 44. Профили плотности и скорости в модели маломассивного сгустка при наличии УФ-излучения. Пунктиром показан начальный профиль плотности. На панели а) показаны плотности и скорости для «стандартного» УФ-излучения. Штриховые линии соответствуют моментам $t = 5 \cdot 10^{12}$ с, 10^{13} с и $1.5 \cdot 10^{13}$ с. Сплошная линия соответствует моменту $4 \cdot 10^{13}$ с. На панели б) показаны плотности и скорости для сильного УФ-излучения. Штриховые линии соответствуют моментам $t = 2.5 \cdot 10^{12}$ с, $5 \cdot 10^{12}$ с и $6.5 \cdot 10^{12}$ с. Сплошная линия соответствует моменту $t = 7.9 \cdot 10^{12}$ с.

Давление газа, нагретого УФ-излучением, ускоряет сжатие внутренних частей сгустка, но его масса быстро уменьшается из-за разлета внешней оболочки. Начальный рост плотности в центре сгустка сменяется обратным процессом, и к моменту $t = 4 \cdot 10^{13}$ с сгусток полностью испаряется.

На рис. 44б изображены радиальные профили скорости и плотности маломассивного сгустка для сильного УФ-излучения (модель 3С). Здесь разрушение сгустка происходит еще быстрее. Скорость расширения оболочки практически та же, что и в модели 3В ($2 - 2.5 \text{ км с}^{-1}$), но, если в случае «стандартного» УФ-излучения на ранних эволюционных стадиях значитель-

Таблица 34. Параметры потери массы испаряющимся облаком.

Модель	a, M_{\odot}	$c, \text{млн лет}$
3В	0	0.4
3С	0	0.009
10В	6.3	0.2
10С	0.4	0.06

ная часть облака продолжает коллапсировать, в модели 3С отрицательные значения скорости отсутствуют. Таким образом, для маломассивных сгустков даже «стандартное» поле УФ-излучения оказывается фатальным и препятствует звездообразованию в них.

Массивные сгустки. Иная картина наблюдается в массивных сгустках (модели 10В и 10С). Сжатие освещенного облака происходит быстрее, чем при $G_0 = 0$ (ср. рис. 43б и 45а). Во внутренней части облака продолжается обычный гравитационный коллапс, однако внешние слои ядра ускоряются внутрь под давлением газа, разогретого УФ-излучением. Скорость падения газа к центру облака в случае сильного УФ-поля в два раза превосходит скорость в случае засветки облака стандартным излучением. Значительно вырастает также темп потери массы, но, в отличие от моделей 3В и 3С, полного разрушения облака не происходит. Вследствие сжатия, индуцированного излучением, в центре глобулы образуется компактное ядро, в котором может образоваться звезда.

В табл. 34 и на рис. 46 показаны результаты аппроксимации зависимости коллапсирующей массы облака от времени функцией вида $a + b \exp(-t/c)$, где a — асимптотическая масса ядра, b — масса разлетающейся оболочки, c — время испарения облака. В табл. 35 указаны характерные времена испарения (τ_E), сжатия, индуцированного излучением, (τ_{RDI}), и свободного падения (τ_{ff}). Время сжатия, индуцированного излучением, оценивается как время, за которое пик плотности достигает центра облака.

Нули во второй колонке табл. 34 означают, что маломассивные сгустки

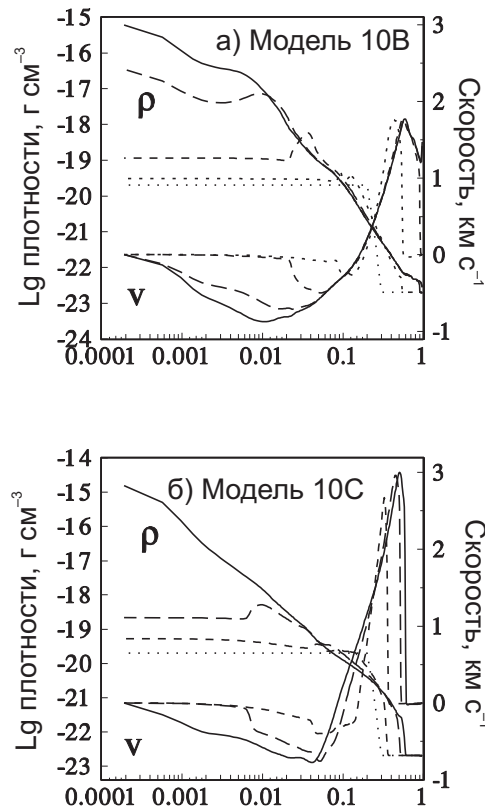


Рис. 45. Профили плотности и скорости в модели массивного сгустка при наличии УФ-излучения. Пунктиром показан начальный профиль плотности. На панели а) показаны плотности и скорости для «стандартного» УФ-излучения. Штриховые линии соответствуют моментам $t = 5 \cdot 10^{12}$ с, 10^{13} с и $1.5 \cdot 10^{13}$ с. Сплошная линия соответствует моменту $4 \cdot 10^{13}$ с. На панели б) показаны плотности и скорости для сильного УФ-излучения. Штриховые линии соответствуют моментам $t = 2.5 \cdot 10^{12}$ с, $5 \cdot 10^{12}$ с и $6.5 \cdot 10^{12}$ с. Сплошная линия соответствует моменту $7.9 \cdot 10^{12}$ с.

(модели 3В и 3С) полностью испаряются не только под воздействием сильного УФ-поля, но и обычного межзвездного УФ-излучения. Так может, например, происходить со сгустками, расположенными вблизи границы родительского облака. Массивные фрагменты разрушаются излучением в меньшей степени. Стандартное УФ-излучение лишь немного уменьшает массу такого сгустка со шкалой 0.2 млн лет. Сильное УФ-поле оказывает на его эволюцию более серьезное влияние. К моменту времени $t = 10^5$ лет только 20% облака продолжает коллапсировать, хотя при этом формируется плотное компактное ядро (см. рис. 45б). Следует отметить, что в один и тот же момент времени значение центральной плотности в моделях 10А и 10В соответственно на три

Таблица 35. Шкалы различных процессов в облаке.

Модель	Время испарения, годы	Время сжатия, индуцированного излучением, годы	Время свободного падения, годы
3В	$3.3 \cdot 10^5$	$4.8 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^5$
3С	$3 \cdot 10^4$	—	$8 \cdot 10^5$
10В	$1.1 \cdot 10^6$	$3.7 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$
10С	$1.4 \cdot 10^5$	$1.2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$

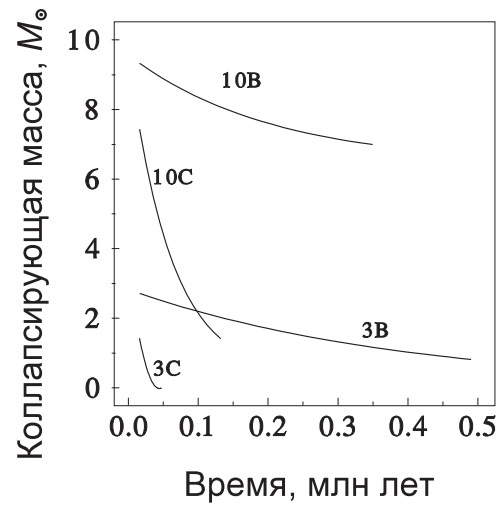


Рис. 46. Зависимость от времени массы коллапсирующей части облака для случаев стандартного и сильного УФ-излучения.

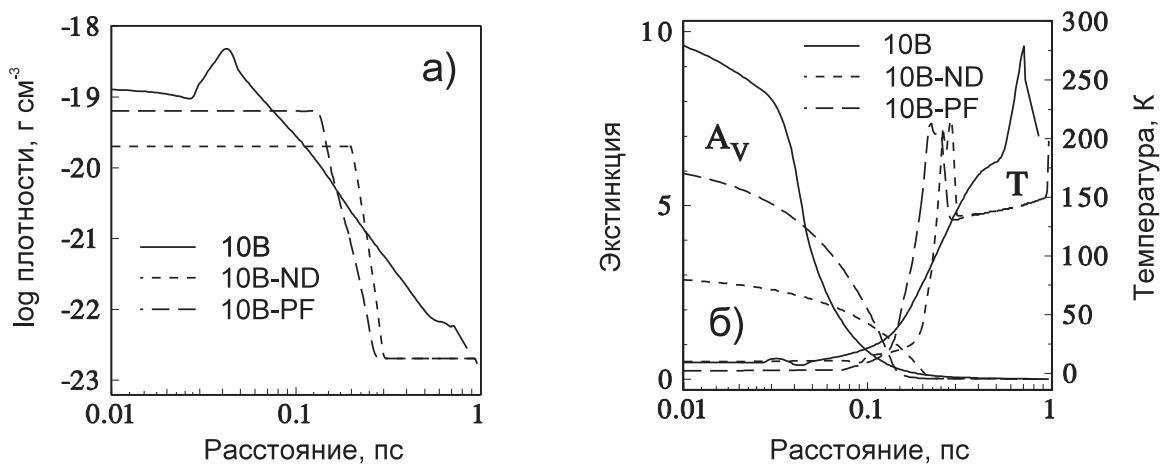


Рис. 47. Профили плотности (а), экстинкции и температуры (б) для моделей с различным учетом динамических процессов.

и два порядка ниже, чем в случае 10С.

2.2.3. Модели с упрощенным представлением динамики

Чтобы выяснить насколько адекватно описывают химическую эволюцию облаков стационарные (например, гидростатические [11] или квазигидродинамические [163]) модели, мы исследовали две модели с упрощенной динамикой: стационарное облако и коллапс без давления (свободное падение). В табл. 33 эти модели обозначены 10B-ND и 10B-PF, соответственно. Профили плотности, экстинкции и температуры для них в момент $t = 3.2 \cdot 10^5$ лет показаны на рис. 47.

Характерной особенностью всех этих моделей является увеличение температуры на границе облака (рис. 47б), происходящее из-за пренебрежения динамическими эффектами, а именно расширением нагретого газа. В стандартной модели также присутствует область с повышенной температурой, но она находится далеко от границы облака и движется от его центра. Переход от холодных внутренних областей сгустка к горячей расширяющейся оболочке происходит более плавно. Коллапс облака в модели 10B-PF в одни и те же моменты времени менее развит, чем коллапс в стандартной модели 10B. Однако главным отличием стандартного случая от моделей с упрощенным

учетом динамики является пик плотности на $r = 0.04$ пс (рис. 47а). За счет этого пика оптическая экстинкция A_V в модели 10В в три раза больше, чем в моделях 10В-ND и 10В-PF. Этот пик защищает внутренние части облака от УФ-излучения, что выражается в ином химическом составе (см. ниже).

2.3. Структура нестационарного облака

Сгусток с массой $10M_\odot$ и радиусом 0.2 пс мы рассматривали, как базовую модельную конфигурацию, и использовали ее для проверки относительной важности различных факторов, включенных в программу. В модели 10В учитываются как газофазные, так и поверхностные реакции, а также реакции, индуцированные космическими лучами. В модель 10В-G включены только газофазные реакции (единственное исключение — образование молекулярного водорода). Модель 10В-Y отличается от модели 10В значением выхода фотодесорбции Y (см. табл. 33).

Интересно, что характер динамики моделей мало отличается от стандартного варианта (10В): профили плотности, скорости и температуры практически одинаковы во всех трех случаях.

Интенсивный нагрев внешних слоев приводит к росту давления и образованию на границе облака пика плотности, который постепенно продвигается внутрь облака и защищает его ядро от УФ-фотонов. В тот момент, когда пик достигает центра облака, плотность там возрастает почти на пять порядков относительно начального значения. Масса облака к этому времени снижается до $6.7 M_\odot$ в результате фотоиспарения.

2.3.1. Температура

Как говорилось выше, динамическая и химическая эволюция облака приводит к образованию коллапсирующего ядра и расширяющейся оболочки. Тепловая структура этих областей существенно различна: ядро остается холодным, а внешние области сильно разогреваются благодаря поглощению УФ-фотонов (рис. 47б). На рис. 48 показаны скорости процессов нагрева и охлаждения для модели 10В в момент времени $t = 3.2 \cdot 10^5$ лет. Нагрев рас-

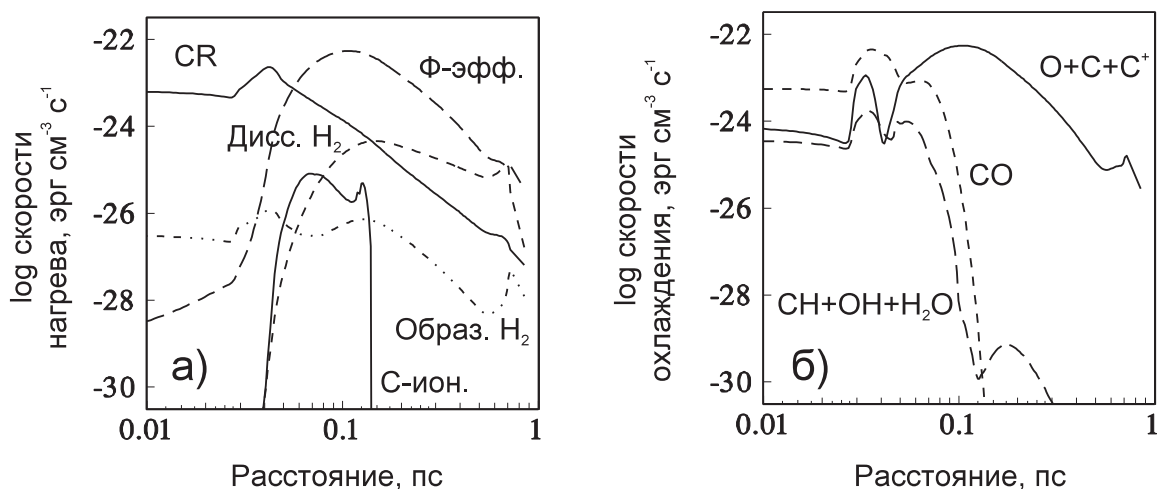


Рис. 48. Скорости нагрева (а) и охлаждения (б) в модели 10В для момента $t = 3.2 \cdot 10^5$ лет. Показаны радиальные профили для следующих процессов нагрева: космические лучи (CR), фотоэлектрический нагрев (Ф-эфф.), фотодиссоциация H_2 (Дисс. H_2), образование H_2 (Образ. H_2) и ионизация углерода (С-ион.).

ширяющейся оболочки вызывается, главным образом, свободными электронами, выбитыми с поверхности пылинок. Газ в оболочке состоит практически только из атомов и ионов, так что потери энергии связаны в основном с ИК-излучением в переходах тонкой структуры O, C и C^+ . Ядро нагревается за счет ионизации космическими лучами. В защищенном от УФ-квантов газе внутренних областей сгустка содержится много излучающих молекул, наиболее эффективным охладителем из которых является молекула оксида углерода CO.

2.3.2. Химический состав: общая характеристика

Во всех рассмотренных моделях воспроизводится классическая химическая структура плотного облака: переходы $H \rightarrow H_2$, $C^+ \rightarrow C \rightarrow CO$ (рис. 49, левая панель) и т.д. Холодный газ внутренних частей сгустка состоит в основном из молекул. Параметры расширяющейся оболочки близки к параметрам теплых нейтральных гало молекулярных облаков (Andersson & Wannier [164]). Ее можно считать «движущейся» ФДО, химическая структура которой мало отличается от стационарного случая [10]. Это связано с тем, что химическое

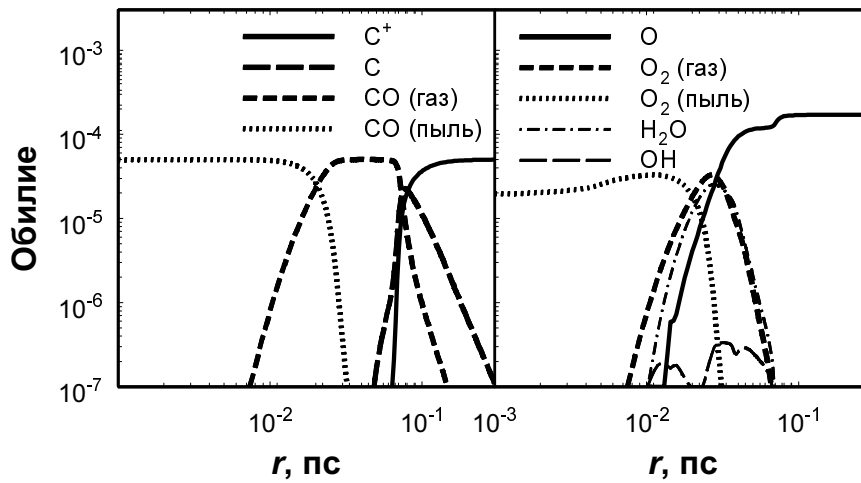


Рис. 49. Переходы $C^+ \rightarrow C \rightarrow CO(\text{газ}) \rightarrow CO(\text{пыль})$ и $O \rightarrow O_2(\text{газ}) \rightarrow O_2(\text{пыль})$ при $t = 4 \cdot 10^5$ лет для модели 10В.

равновесие при наличии УФ-излучения устанавливается очень быстро (см. также главу 1), и потому динамическая эволюция оболочки не успевает сказываться на ее химических параметрах. Сложных молекул здесь почти нет, углерод практически полностью ионизован.

При продвижении вглубь облака из-за увеличения плотности начинают сказываться эффекты самоэкранирования углеродсодержащих соединений и дополнительной «защиты» от УФ-излучения, связанной с наличием волны сжатия. Углерод переходит из ионизованной в нейтральную форму, а еще глубже — практически полностью связан в молекулах CO. На ранних стадиях коллапса эти молекулы находятся, в основном, в газовой фазе, позже они переходят в состав ледяных мантий пылинок.

В плотном ядре сжимающегося облака, полностью защищенном от УФ-фотонов, располагается переход $O \rightarrow O_2$, в области которого наблюдаются также значительные содержания OH и H_2O (рис. 49, правая панель). Образование молекул O_2 и H_2O происходит в результате поверхностных реакций, поэтому они, в основном, связаны в ледяных мантиях, и в газовой фазе присутствуют лишь на границе между плотным ядром и расширяющейся оболочкой, где их выбивают из мантий УФ-фотоны. Поэтому размер области повышенного газофазного содержания O_2 и H_2O зависит от величины вы-

хода фотодесорбции Y : в модели 10B- Y с низким значением Y эта область фактически отсутствует.

3. Химическая эволюция дозвездного ядра в поле излучения

Анализ радиального профиля оптической экстинкции A_V (рис. 47б) в исследуемом объекте показывает, что в различных его областях реализуются режимы химии, характерные для диффузного ($A_V \leq 1$), полупрозрачного ($1 \leq A_V < 5$) и холодного плотного ($A_V > 5$) состояний межзвездного газа в молекулярных облаках. Действительно, во внешней расширяющейся оболочке межзвездный газ прогревается за счет поглощения УФ-излучения и частично ионизован. В области формирования волны сжатия плотность газа возрастает, и его физико-химическое состояние приближается по своим характеристикам к параметрам, характерным для полупрозрачных молекулярных облаков. С точки зрения изучения химической эволюции очень интересна область формирования волны сжатия: с ее внешней стороны межзвездный газ прогревается, что приводит к росту скоростей эндотермичных реакций и к большей химической активности. В самой волне сжатия оптическая экстинкция среды существенно возрастает, что повышает эффективность адсорбции и химических реакций на поверхности пылинок. Десорбция продуктов этих реакций в газовую фазу приводит к тому, в данной области существенную роль играет химический обмен между пылевой и газовой фазами, приводящий к активному химическому синтезу простых молекул. Наконец, в коллапсирующем ядре реализуется химический режим, характерный для холодного плотного молекулярного газа, когда доминируют процессы адсорбции и каталитической химии на поверхности пылинок, приводящие к формированию ледяных мантий.

Эта общая картина химической эволюции протозвездного объекта под воздействием поля межзвездного УФ-излучения детально прослеживается в приведенном ниже анализе эволюционной химии семейств углерода, азота и кис-

лорода.

3.1. Семейство углерода

Результаты расчетов химической эволюции компонентов семейства углерода представлены на рис. 50–51. На рис. 50 показаны радиальные профили содержания атомарного углерода С (а), иона C^+ (б) и радикала СН (в) в различные моменты времени. Эти соединения представляют собой химически активные составляющие семейства углерода.

В начальный момент времени во внешней области весь углерод находится в атомарном состоянии; в облаке 80% его атомов входят в состав молекулы окиси углерода СО. Во внешней области весь углерод быстро ионизуется (см. рис. 50а и 50б); другие углеродсодержащие соединения в этой области практически отсутствуют. В ядре облака в начальные моменты времени содержание атомарного углерода довольно велико, однако позже он переходит в состав более сложных соединений, включая один из конечных (химически инертных, насыщенных водородом) продуктов химии углеводородов — метан CH_4 . В ядре облака он образуется на пылинках в реакции добавления водорода к атомам углерода. Эволюция содержания метана показана на рис. 51 для газовой (а) и пылевой (в) фазы. В газовой фазе содержание этого соединения сначала нарастает, а затем начинает снижаться вследствие перехода в мантии пылевых частиц. На ранних стадиях эволюции облака метан в оболочках пылинок отсутствует. На рис. 51 изображены также радиальные профили содержания в газовой (б) и пылевой (г) фазах химически инертной молекулы C_2 . На поверхности пылинок она появляется лишь в конце расчетного времени, когда концентрация атомарного водорода в ядре облака снижается, и адсорбируемых атомов Н не хватает для образования углеводородов.

Наиболее активно химия семейства углерода протекает в области формирования волны сжатия. Действительно, здесь максимальны относительные концентрации химически активных радикалов — C^+ , С и СН, а также метана CH_4 . Это связано с тем, что в волне сжатия происходят как активные процессы фоторазрушения химических молекулярных связей, так и

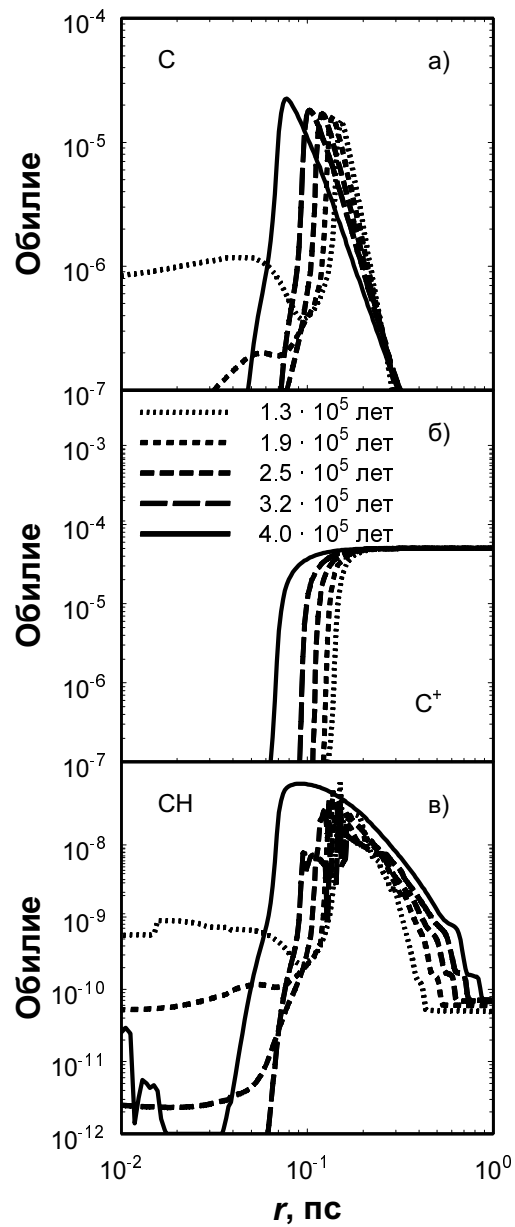


Рис. 50. Радиальные профили относительных обилий атомарного углерода C, иона C^+ и радикала CH.

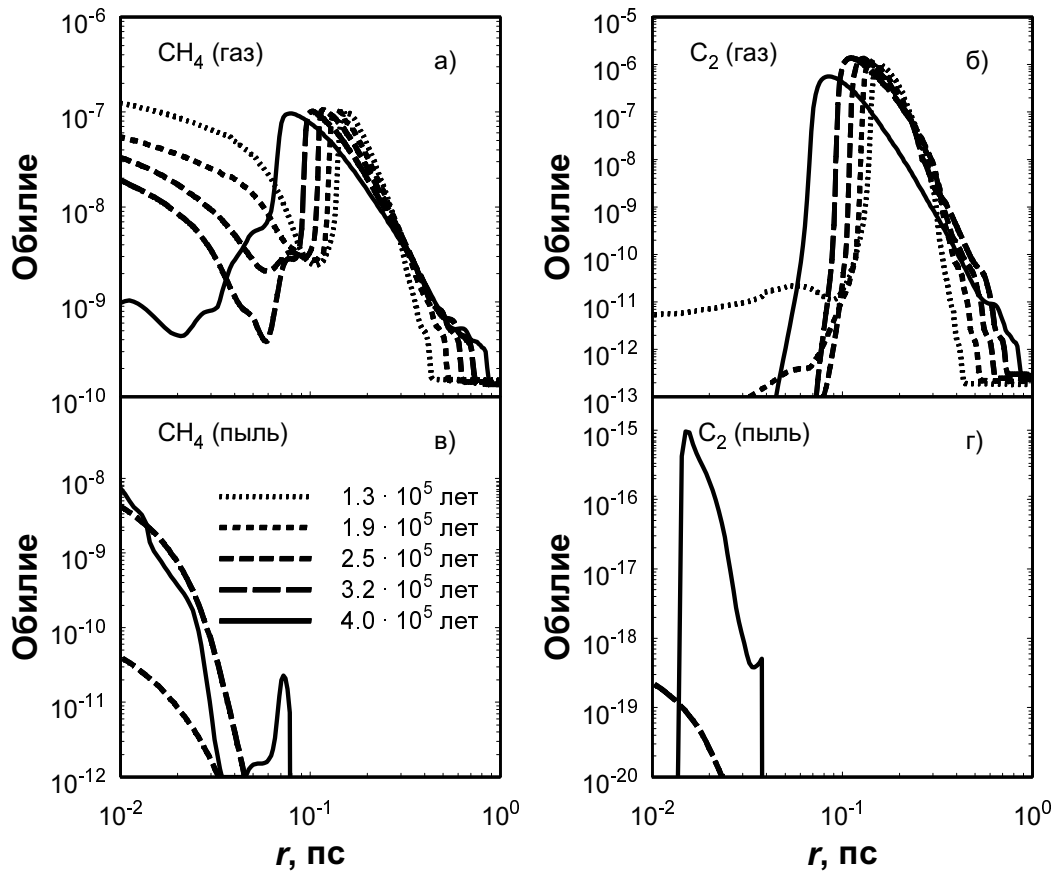


Рис. 51. Радиальные профили относительных обилий метана CH_4 и молекулы C_2 в газовой и пылевой фазах.

нейтраль-нейтральные и ион-молекулярные реакции (в силу локального разогрева межзвездного газа внешним полем УФ-излучения). В этой же области существенную роль играют процессы химического обмена между газовой и пылевой фазами межзвездной среды. Как следует из рис. 51, вследствие тепловой и индуцированной десорбции в области пика волны сжатия активно происходит переход из ледяных мантий в газовую фазу молекул CH_4 . Формирование мантий пылинок за счет процессов каталитической поверхностной химии происходит за пиком, где оптическая экстинкция газа велика и межзвездный газ эффективно выхолаживается в инфракрасных линиях примесных молекул с дипольным моментом — CO , CH , H_2O , NH_3 и др.

3.2. Семейство азота

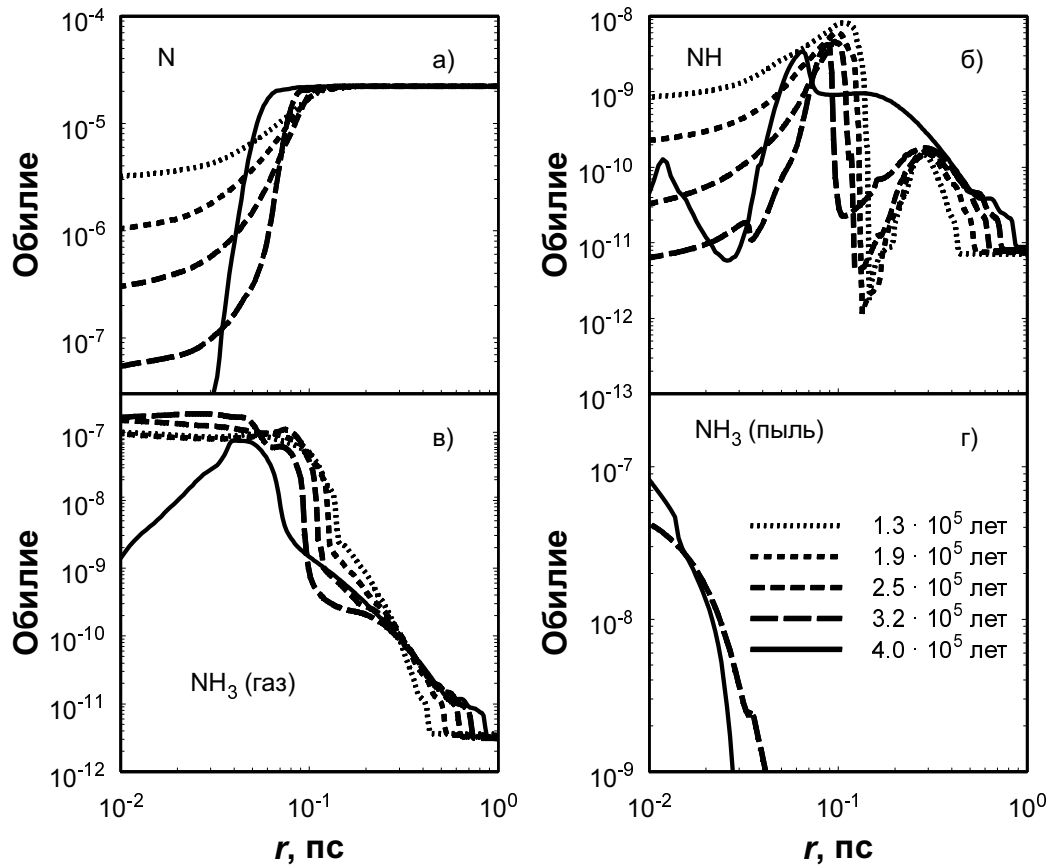


Рис. 52. Радиальные профили концентраций атомарного азота N, радикала NH в газовой фазе, а также аммиака NH₃ в газовой и пылевой фазах.

На рис. 52 показаны радиальные профили содержания атомарного азота N (а) и радикала NH (б), а также аммиака NH₃ в газовой (в) и пылевой (г) фазах. Из расчетов следует, что химия семейства азота также наиболее активно протекает в области волны сжатия, где высоки относительные концентрации как радикала NH, так и одного из конечных продуктов химии данного семейства — аммиака NH₃. В области волны сжатия процесс образования NH₃ активно идет на поверхности пылинок из-за высокой скорости адсорбции атомов водорода и азота. В свою очередь, формирующиеся на поверхности пылинок молекулы NH₃ эффективно возвращаются в газовую фазу за счет всего комплекса процессов десорбции в области, где еще существен-

но влияние внешнего поля УФ-излучения. Таким образом, наблюдающиеся в расчетах относительно высокие газофазные концентрации аммиака в волне сжатия, движущейся внутрь облака, являются результатом активного химического обмена между газовой и пылевой фракциями.

Глубоко внутри облака температура газовой фазы низка, и преимущественную роль здесь играют процессы вымерзания легких молекул (N, NH, NH₃ и др.) семейства азота на поверхности пылинок. Здесь же происходит синтез молекулярного азота и комплексных (многоатомных) молекул семейства азота — полиинов и др.

3.3. Семейство кислорода

На рис. 53 приведены радиальные профили содержаний атомарного кислорода O (а), радикала OH (б) и насыщенных молекул H₂O (в,г) и O₂ (д,е). Основные химические характеристики эволюции семейств кислорода и углерода подобны. Газофазные реакции наиболее активно протекают в области формирования волны сжатия, где относительно высока концентрация гидроксила OH (рис. 53б). Как следствие, в этой же области и глубже, в ядре, относительно велико содержание воды H₂O (рис. 53в), являющейся одним из конечных (т.е. химически нейтральных) продуктов химии семейства кислорода. В ядре существенную роль начинают играть также процессы адсорбции на пыль и каталитической поверхностной химии.

Особо следует отметить полученную в расчетах высокую концентрацию воды в области волны сжатия. Она объясняется активным химическим обменом между газовой и пылевой фазами. Действительно, на внешнюю границу волны сжатия все еще проникает межзвездное УФ-излучение, приводя за счет процесса фотодиссоциации H₂ к образованию свободного водорода. В свою очередь, здесь же начинается активная адсорбция атомов водорода и кислорода на пыль, сопровождающаяся быстрыми каталитическими реакциями насыщения атомов кислорода водородом и последующим отводом молекул OH и H₂O в газовую фазу вследствие индуцированной десорбции. Следует отметить, что на внутренней границе волны в силу возросшей оптической

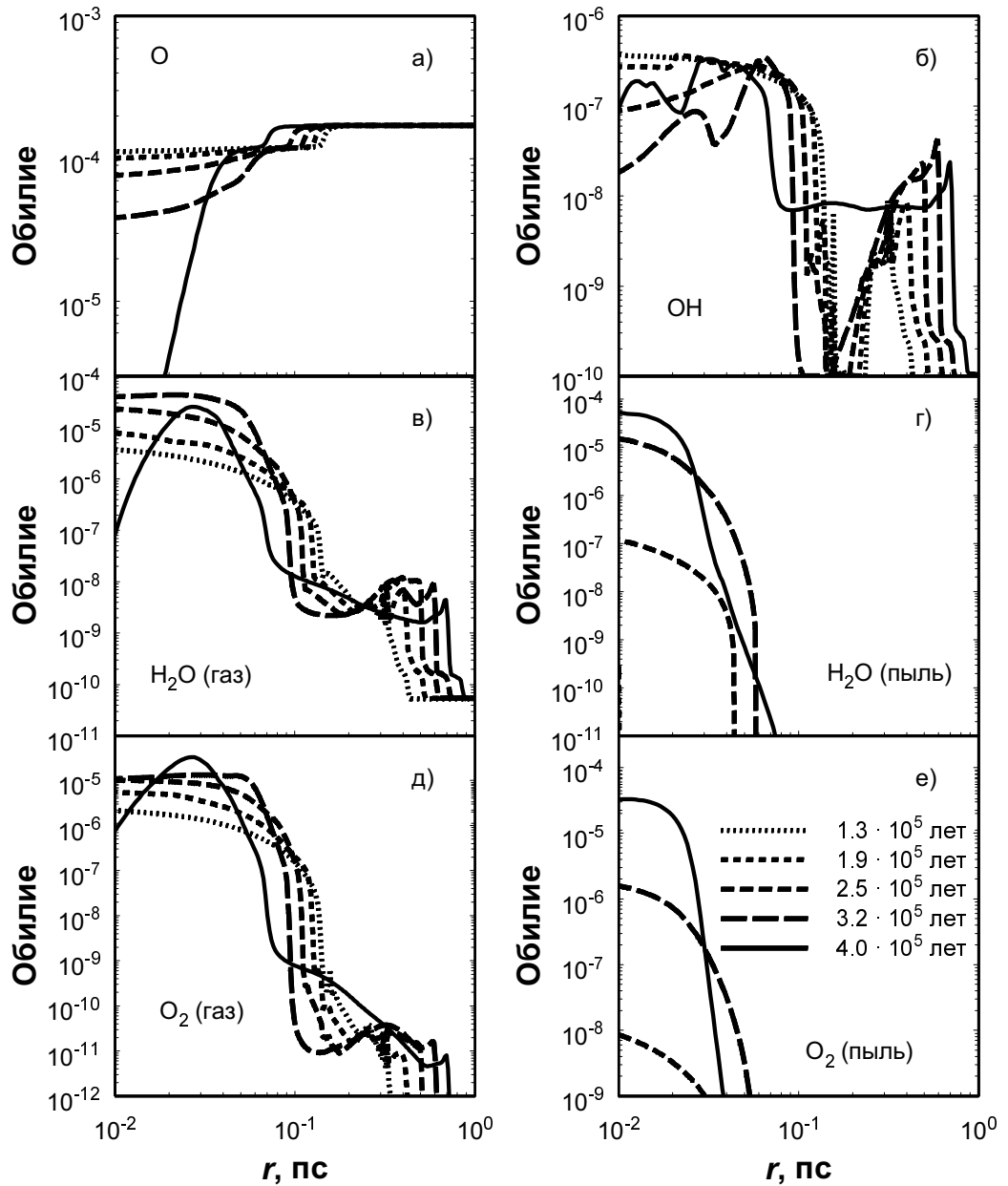


Рис. 53. Радиальные профили относительных обилий атомарного кислорода O, гидроксила OH в газовой фазе, а также воды H₂O и молекулярного кислорода O₂ в газовой и пылевой фазах.

экстинкции среды газ в конце расчетного времени обеднен свободным водородом, что снижает скорость поверхностных реакций добавления водорода. В результате начинается образование гомогенных молекул, в частности, O_2 , что приводит к существенному росту концентраций O_2 (рис. 53д,е) как в газовой, так и в пылевой фазе.

В последний из рассмотренных моментов времени в центре облака газофазное содержание воды и молекулярного кислорода уже уступает содержанию этих молекул в ледяных мантиях. Иными словами, в темном ядре облака основным «хранилищем» атомов кислорода становятся оболочки пылевых частиц. Содержание же молекул семейства кислорода в газовой фазе быстро снижается. Это согласуется с результатами наблюдений молекул воды и кислорода на спутнике SWAS [165].

3.4. Связанные соединения семейств углерода, азота и кислорода

Реакции с участием компонентов из семейств углерода, азота и кислорода приводят к образованию радикалов CH и OH , реагирующих с другими примесными элементами, образуя связанные (перекрестные) соединения — CN , HCN , CO , CO_2 , CS и др. Из этих соединений наиболее интересна устойчивая молекула окиси углерода CO , самый обильный примесной компонент молекулярных облаков. На рис. 54а,б представлена эволюция концентрации окиси углерода в газовой и пылевой фракциях исследуемого молекулярного облака, а на рис. 54в, г — аналогичные графики для двуокиси углерода CO_2 .

Фотодиссоциация CO в существенной степени замедляется из-за ослабления УФ-излучения в линиях молекулярного водорода — основного компонента ПЗО. Поэтому концентрация CO относительно высока даже во внешней области волны сжатия. По мере формирования коллапсирующего ядра окись углерода начинает эффективно вымораживаться на поверхность пылинок (рис. 54б). Здесь же, в плотном холодном ядре, происходит образование двуокиси углерода CO_2 (рис. 54в,г) как в газовой фазе, так и на поверхности пылинок, что согласуется с современными наблюдательными данными (напр. Nummelin et al. [166]).

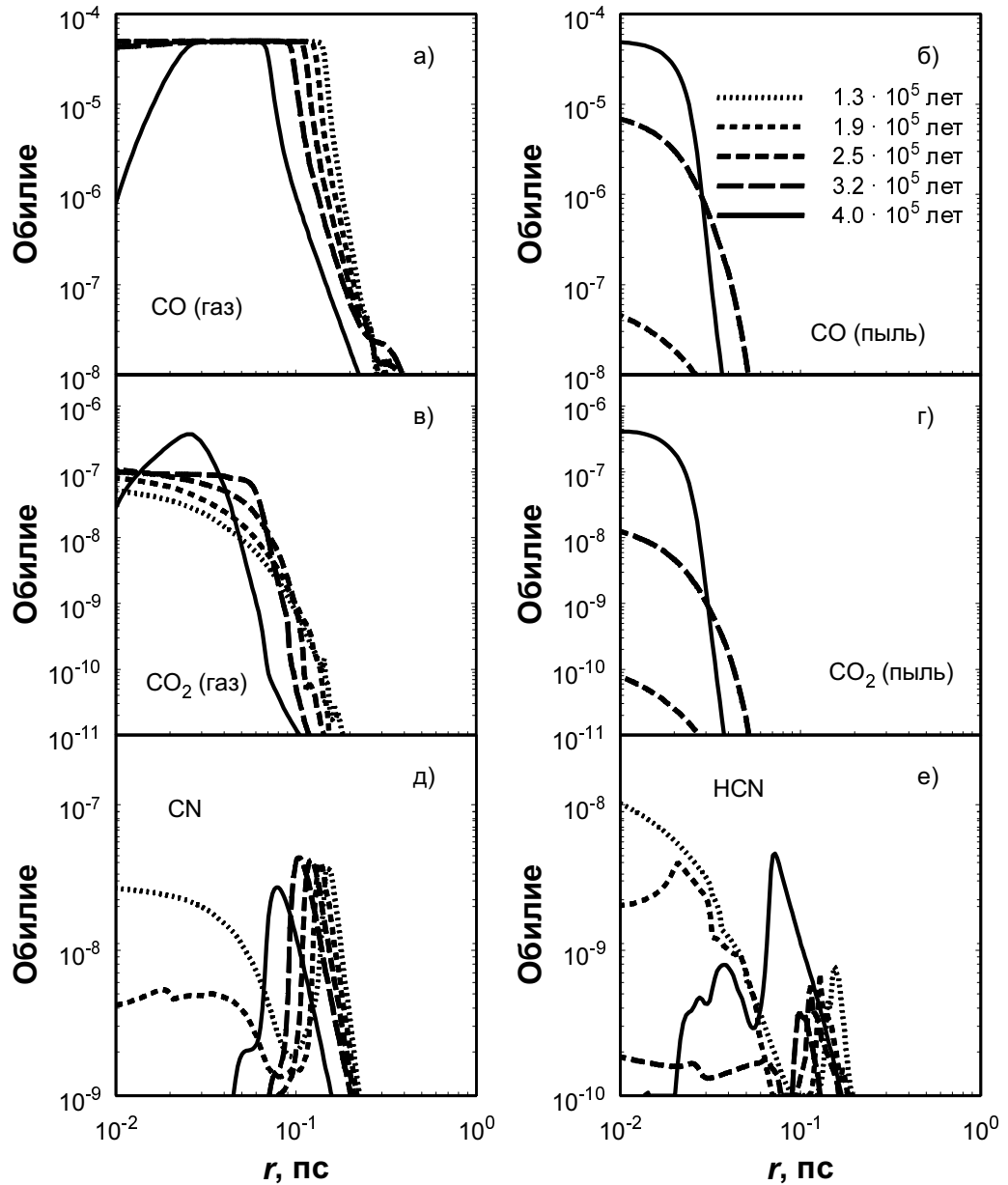


Рис. 54. Радиальные профили относительных обилий оксида углерода CO и углекислого газа CO₂ в газовой и пылевой фракциях, а также радиальные профили циана CN и синильной кислоты HCN в газовой фазе.

На рис. 54 приведены также радиальные профили газофазной концентрации циана CN (д) и синильной кислоты HCN (е) в различные моменты времени. Из расчетов следует, что формирование этих соединений (связывающих семейства углерода и азота) наиболее активно протекает во внешней области волны сжатия, где еще активны процессы фоторазрушения УФ-излучением, приводящие к относительно высокой концентрации химически активных радикалов — H, C, C⁺, N. Эффективное образование CN и HCN происходит в ион-молекулярных реакциях. За волной сжатия в плотном холодном ядре более эффективны механизмы образования сложных многоатомных молекул. В результате концентрации простых соединений, подобных CN и HCN, резко падают.

4. Ультрафиолетовое излучение и саморегуляция звездообразования

При построении моделей крупномасштабных газо-звездных систем предполагается обычно, что процесс звездообразования является саморегулирующимся, но конкретные процессы, обуславливающие эту саморегуляцию, не рассматриваются. Тем не менее, понимание физических основ такой обратной связи очень важно, поскольку именно она определяет характер процесса звездообразования в галактиках и звездных скоплениях (Körpen et al. [167]).

В настоящее время широко распространено представление о том, что звездообразование в газо-звездных системах не является совершенно самопроизвольным процессом, а, напротив, индуцируется внешними и внутренними воздействиями (Stahler [168]). В качестве внешних «спусковых механизмов» звездообразования предлагаются, например, столкновения с другими галактиками или прохождения шаровых скоплений сквозь галактический диск (Wallin et al. [169]). Влияние этих процессов, естественно, является стохастическим и не связано с эволюцией самой галактики. Весьма интересно для изучения саморегуляции индуцирование коллапса внутренними факторами.

В качестве факторов, инициирующих протозвездный коллапс, рассмат-

риваются обычно процессы, связанные с эволюцией молодых или короткоживущих звезд: ударные и ионизационные фронты, ионизирующее излучение, сверхоболочки. На этой основе возникает представление о самоиндуцированном звездообразовании в галактиках (см. ссылки в обзоре Shu et al. [88]). Упрощенно его картина выглядит так (напр. Elmegreen & Lada [170]): в ходе эволюции массивной звезды (или группы таких звезд) от нее распространяется ионизационный фронт и ударная волна, индуцированная звездным ветром. Через короткое время после возникновения массивная звезда взрывается как сверхновая. Ударные волны от нескольких сверхновых в группе сливаются между собой. Все эти процессы приводят к образованию вокруг массивной звезды или группы таких звезд плотной расширяющейся оболочки. Воздействие этой ударной волны и зоны НП может инициировать коллапс встречных облаков, которые до этого находились в стационарном состоянии. Таким образом, от первичной области распространяется волна индуцированного звездообразования. Одновременно со стимуляцией звездообразования в одних облаках, ударные волны и области НП разрушают другие протозвездные облака, т.е. обратная связь в процессах звездообразования может быть как положительной, так и отрицательной, благодаря чему и возникает саморегуляция.

Помимо ударных волн и ионизационных фронтов к индуцированию коллапса в стационарных облаках может приводить и ионизирующее излучение. Однако у всех этих механизмов есть существенные ограничения на скорость распространения волны звездообразования, поскольку они действуют на небольших расстояниях (один шаг инициирования звездообразования d_{SF} не превышает нескольких десятков парсеков). Временная шкала этого процесса определяется выражением

$$\tau_{\text{ind}} = \frac{d_{SF}}{v_s} + t_s,$$

где v_s — скорость распространения индуцирующего воздействия, в данном случае ударной волны, t_s — время эволюции звезды до стадии, на которой она становится источником индуцирующего воздействия. Скорость распро-

странения волны звездообразования определяется выражением

$$v_{\text{SFW}} = \frac{d_{\text{SF}}}{\tau_{\text{ind}}}.$$

В случае ударных волн от сверхновых скорость v_s велика, и характерное время распространения звездообразования практически совпадает с t_s (порядка нескольких миллионов лет для сверхновых II типа). В случае ударных волн, вызванных ионизационным (ветровым) механизмом, t_s относительно мало ($\sim 10^5$ лет), но мала и скорость v_s (~ 10 км с $^{-1}$). Для ионизирующего излучения t_s также мало, но скорость распространения воздействия v_s равна скорости света. Однако действие излучения ограничено размерами зоны III вокруг молодой звезды.

В целом, v_{SFW} для этих механизмов не превосходит 10 км с $^{-1}$ с характерным значением ~ 3 км с $^{-1}$ (Щекинов [171]). Рассматривая процесс локального индуцирования звездообразования (с радиусом влияния 10 пс), Рябцев [172] получил более высокие значения скорости (10–100 км с $^{-1}$), но в его расчетах предполагалось, что индуцирующий процесс мгновенно действует на всю «сферу влияния», тогда как на самом деле скорости распространения ударных волн и ионизационных фронтов конечны.

К иницированию звездообразования на больших масштабах может приводить образование сверхоболочек. Такой механизм, в частности, был предложен Коваленко и Щекиновым [173] для объяснения образования звезд гало. Cammerer & Shchekinov [174] предположили, что причиной глобальной синхронизации и саморегуляции процессов звездообразования в галактиках может служить механизм сжатия УФ-излучением, но не ионизирующим, а более длинноволновым. Саморегуляция в этом случае облегчается тем, что радиус влияния достаточно велик, а скорость распространения индуцирующего воздействия равна скорости света. В модель Cammerer & Shchekinov [174] включена и отрицательная обратная связь — нагрев облаков рентгеновским излучением, однако авторы не рассматривают возможность, как в случае ионизирующего излучения, не только стимуляции, но и остановки коллапса одним и тем же механизмом.

Расчеты, проведенные нами, показывают, что межзвездное УФ-излучение с длинами волн, меньшими лаймановского предела, действует на маломассивные протозвездные сгустки подобно ионизирующему излучению: они полностью испаряются. Это означает, что образование звезд из сгустков с малой начальной массой невозможно не только вблизи источников ионизирующего излучения, но и в обычном межзвездном УФ-поле, например, на окраине родительского облака.

Массивные сгустки оказываются более устойчивыми. Стандартное УФ-излучение лишь немного уменьшает их массу, в то же время несколько ускоряя коллапс. Время свободного падения для сгустков моделей 10A, 10B и 10C составляет $\sim 5 \cdot 10^6$ лет, тогда как время сжатия, индуцированного стандартным межзвездным излучением, $\tau_{\text{RDI}} = 3.8 \cdot 10^5$ лет. Еще сильнее ускоряется коллапс массивных сгустков в случае сильного УФ-поля ($\tau_{\text{RDI}} = 1.5 \cdot 10^5$ лет), однако интенсивная потеря вещества приводит к тому, что их начальная масса значительно уменьшается. В обоих случаях главной причиной сжатия облака является не гравитация, а давление газа, нагретого УФ-излучением. Из этого следует, что к подобным же результатам мы пришли бы и в случае *стационарного* облака, за исключением того, что сжатие излучением из главного превратилось бы в единственный механизм коллапса.

Таким образом, мы можем прийти к выводу, что сжатие, индуцированное межзвездным УФ-излучением, является важным фактором в поддержании саморегуляции процессов звездообразования в газо-звездных системах. С одной стороны, оно приводит к индуцированию коллапса, с другой стороны — к разрушению маломассивных и частичному испарению массивных протозвездных сгустков. В тесных звездных группах длинноволновое УФ-излучение может быть одним из факторов, обуславливающих бимодальное звездообразование (Shu et al. [88]).

Заключение к главе 3

В главе рассмотрена химическая эволюция молекулярного облака под воздействием внешнего поля УФ-излучения. Показано, что эта эволюция во многом определяется взаимосвязью динамических и химических параметров облака. Одним из существенных факторов, определяющих эту взаимосвязь, является волна сжатия, индуцируемая тепловым давлением внешней оболочки облака, разогретой УФ-фотонами. В области волны наиболее активен химический обмен между газовой и пылевой фазами протозвездного облака. Именно здесь наблюдаются самые высокие газовые концентрации как химически активных радикалов С, N, O, CH, NH и OH, так и насыщенных водородом простых молекул — CH₄, NH₃ и H₂O. Продвижение волны сжатия внутрь облака приводит к эффективному возвращению в газовую фазу соединений (в частности, аммиака, метана и воды), важных с наблюдательной точки зрения. На внешней границе волны сжатия в газовой фазе еще присутствует свободный атомарный водород, что приводит к его адсорбции на поверхность пылинок и образованию насыщенных водородом химически нейтральных соединений CH₄, NH₃ и H₂O. В ядре, где газофазный водород в значительной степени связан в молекулярных соединениях, скорость адсорбции свободного водорода мала. Здесь на поверхности пылевой фазы протекают преимущественно реакции формирования молекул, не содержащих водорода, например CO₂ и O₂.

Глава 4

Магнитное поле в областях звездообразования и поляриметрия ПЫЛИ

Как говорилось в предыдущих главах, в настоящее время имеется две группы теоретических моделей образования звезд: 1) коллапс изначально магнито-статических ядер вследствие потери магнитной поддержки; 2) коллапс турбулентных флуктуаций плотности, оказывающихся гравитационно неустойчивыми. Помимо обсуждавшихся в главе 2 возможностей химической диагностики, важным фактором для выбора предпочтительной модели являются непосредственные измерения параметров магнитного поля в областях звездообразования вообще и в дозвездных ядрах в частности. В этой главе рассматривается возможность диагностики параметров магнитного поля по поляриметрическим наблюдениям излучения звезд и теплового излучения пыли.

Около 50 лет назад выяснилось, что свет далеких звезд немного — на несколько процентов — поляризован, причем, в среднем, чем дальше звезда, тем сильнее поляризовано ее излучение. Это явление в 1949 г. независимо друг от друга наблюдали Hiltner [24], Hall [175] и Домбровский [176]. Говоря точнее, величина поляризации коррелирует не столько с расстоянием до звезды, сколько с ее покраснением. Поэтому логично предположить, что поляризация обусловлена тем же фактором, что и покраснение, то есть взаимодействием излучения с межзвездной пылью, точнее, с несферическими пылинками, имеющими предпочтительную ориентацию. Сейчас предложено несколько механизмов выравнивания пылинок, но важно отметить, что почти во всех этих механизмах усредненная по времени ориентация пылинок определяется направлением магнитного поля, а не анизотропией ориентирующего воздействия [177].

Этот факт позволял рассматривать поляриметрию проходящего излуче-

ния звезд и собственного излучения пыли в качестве многообещающего способа исследования структуры магнитного поля. Однако в наблюдениях проявляется иная картина. Ни степень поляризации, ни ориентация векторов поляризации излучения звезд, расположенных за темными молекулярными облаками, не отличаются заметным образом от аналогичных параметров звезд, расположенных вокруг тех же молекулярных облаков [178]. Типичная для «обычной» МЗС корреляция между экстинкцией и степенью поляризации проходящего света звезд в более плотных областях межзвездных облаков существенно ослабевает (Gerakines, Whittet, & Lazarian [179]; Goodman et al. [25]). В работе Arce et al. [180] показано, что эмпирическое соотношение между максимальной степенью поляризации p_{\max} и оптической экстинкцией

$$p_{\max}(\%) = 3A_V \quad (50)$$

выполняется только для звезд, расположенных за «обычной» межзвездной средой, и перестает действовать для звезд, расположенных за темными облаками с $A_V > 1 - 2$. Авторы этой работы пришли к выводу, что в этих облаках поляризующая эффективность пылинок существенно уменьшается из-за того, что перестают действовать механизмы выравнивания или изменяются свойства пылинок (например, они становятся более сферически-симметричными за счет образования ледяных мантий). Аналогичные результаты получены и Najjunrää et al. [181] Ориентация векторов поляризации также практически не коррелирует со структурой молекулярных облаков [178], чего можно было бы ожидать в объектах, динамически контролируемых магнитным полем.

С другой стороны, наблюдаемая неэффективность поляризации света звезд в плотных облаках вступает в противоречие с возрастающим объемом наблюдательных данных о поляризации собственного теплового излучения пыли [182, 183]. Что важно, поляризация наблюдается не только в областях активного звездообразования, где могут меняться условия выравнивания пылинок, но также в темных беззвездных ядрах молекулярных облаков [102, 184, 185]. Согласно работе Ward-Thompson et al. [102], в ядрах L1544 и L183 поляризация излучения холодной (10 К) пыли на длине волны 850 мкм достигает 10%,

что близко к максимальному значению поляризации излучения пыли по всем объектам. В этих ядрах нет собственных источников излучения, а наличие в их внешних частях молекул, легко диссоциируемых УФ-излучением (см. главу 2), говорит о том, что и внешнее их облучение также незначительно. Исследование этих ядер доказывает, что пыль сохраняет свои поляризующие свойства в значительно более плотной среде ($A_V > 10$), чем облака, сквозь которые все еще видны звезды.

В этой главе мы рассматриваем альтернативную интерпретацию поляриметрических наблюдений пыли, которая состоит в том, что магнитное поле в плотных облаках становится более хаотичным, вероятно, турбулентным. Как известно, ширина спектральных линий молекул, излучаемых межзвездными облаками, превышает тепловую ширину. Это говорит о том, что в межзвездном газе присутствуют турбулентные или волновые движения [186]. МГД-моделирование показывает, что с этими движениями связано и искажение регулярной структуры магнитного поля [187].

Исследование поляризационных характеристик излучения пыли в турбулентной среде с помощью численного МГД-моделирования уже проводилось несколькими группами. Авторы работ [188, 189] сосредоточились, в основном, на проверке соотношения Чандрасекара-Ферми, которое позволяет оценить напряженность магнитного поля по дисперсии позиционных углов векторов поляризации и турбулентной скорости в среде. Padoan et al. [190] исследовали, как меняется поляризационная картина в турбулентном облаке, если предположить, что вклад в поляризацию излучения вносят, только пылинки, расположенные на «оптическом расстоянии» $A_V < 3$ от границ среды (предполагается, что ориентирование пылинок обуславливается давлением излучения). В данной главе мы используем статистическую процедуру генерации магнитного поля (в главе 5 она же используется и для генерации поля скоростей), что позволяет охватить существенно больший набор параметров.

1. Моделирование турбулентного магнитного поля

В данном исследовании магнитное поле представляется в виде суммы регулярной и хаотической (турбулентной) составляющих. Турбулентное магнитное поле генерируется из Фурье-компонентов со степенным спектром мощности и гауссовым распределением амплитуд [191]. Мы используем спектр с более крутым наклоном, чем колмогоровский ($k^{-7/3}$ вместо $k^{-5/3}$). Этот выбор основан на результатах моделирования МГД-турбулентности Stone et al. [192]. Магнитное поле, генерируемое таким образом, характеризуется двумя параметрами — среднеквадратической величиной компонентов магнитного поля B_{rms} (подразумевается изотропия) и длиной корреляции этих компонентов. За длину корреляции принято расстояние $|\boldsymbol{\lambda}|$ между точками, на котором становится плоской структурная функция

$$\mathcal{S}_B^2(\boldsymbol{\lambda}) = \langle (B(\mathbf{r}) - B(\mathbf{r} + \boldsymbol{\lambda}))^2 \rangle. \quad (51)$$

Это расстояние с достаточной точностью задается выражением $2/k_{\text{min}}$, где k_{min} — предельное волновое число, соответствующее внешнему масштабу турбулентности. Поскольку эффективность выравнивания пылинок не зависит от абсолютной величины магнитного поля, линейная поляризация определяется отношением напряженностей хаотического и регулярного магнитных полей

$$b_i = B_{\text{rms}}/B_{\text{avg}}^i, \quad (52)$$

где B_{avg}^i — компонент регулярного поля в i -м направлении, то есть в картинной плоскости (b_{\perp}) или параллельно лучу зрения (b_{\parallel}). Если в данном направлении регулярное поле отсутствует, $b_i = \infty$.

Для контроля в ряде случаев вычисления проводились также непосредственно на основе результатов моделирования МГД-турбулентности для $b_{\perp} = 0.6$ и 1.5 , которые были предоставлены авторами работы [192]. В дальнейшем эти модели будут называться моделями с сильным и слабым магнитным полем (подразумевается величина регулярного поля). Они соответствуют величине параметра $\beta = (8\pi P_{\text{th}}/B_{\text{avg}}^2) = 0.2$ и 2 . В обоих случаях число длин

корреляции $N_{\text{сорт}}$ вдоль ребра кубического объема, в котором моделировалась турбулентность, составляет примерно 12.

2. Магнитное поле в областях звездообразования и поляризация проходящего излучения звезд

2.1. Вычисление параметров Стокса

Линейную поляризацию излучения мы описываем с помощью параметров Стокса Q и U . Если относительная величина поляризации $p \ll 1$, как в рассматриваемом случае, Q и U зависят от интегралов q и u [193], где

$$q = \int n_d^a \cos^2 \gamma' \cos 2\phi \, ds \quad (53)$$

и

$$u = \int n_d^a \cos^2 \gamma' \sin 2\phi \, ds. \quad (54)$$

Интегрирование проводится вдоль траектории излучения звезды, проходящего через облако, n_d^a — концентрация пылинок, пропорциональная плотности газа (если не отмечено особо, она считается постоянной), γ' — угол между локальным магнитным полем и картинной плоскостью, ϕ — угол между проекцией магнитного поля на картинную плоскость и произвольно заданным нулевым направлением, за которое в наших расчетах принимается направление регулярного магнитного поля. Тогда

$$p = (p/A_V)_{\text{max}} g \sqrt{q^2 + u^2}, \quad (55)$$

где g — коэффициент, связывающий лучевую концентрацию с оптической экстинкцией, а $(p/A_V)_{\text{max}}$ — максимальное значение отношения линейной поляризации к оптической экстинкции, соответствующее лучу зрения, вдоль которого направление магнитного поля строго постоянно. Позиционный угол $\alpha = 0.5 \text{tg}^{-1}(u/q)$.

2.2. Поляризация света звезд в молекулярных облаках с хаотическим магнитным полем

Итак, из наблюдений известно, что свет звезд, прошедший сквозь периферию плотного облака ($A_V \sim 1^m$), обладает практически теми же поляризационными характеристиками, что и свет, прошедший сквозь плотную часть того же облака ($A_V \sim 10^m$). Мы исследовали с помощью численной модели, возможно ли объяснение этого явления без привлечения предположений об изменении свойств пыли.

Расчетная область состоит из двух прилегающих друг к другу кубических объемов, состоящих из 256^3 ячеек каждый. Один из этих кубов («диффузный куб») представляет собой «обычную» МЗС и используется для создания начального распределения p и α , которое соответствует свойствам излучения звезд до вхождения в облако. Второй («плотный») куб представляет собой плотную часть облака. Величина плотности задается с помощью параметра g в уравнении (55). Интегралы для q и u вычисляются вдоль 256^2 лучей, формирующих поверхность изучаемой области. Рассматривается только случаи с регулярным магнитным полем, лежащим в картинной плоскости ($b_{||} = \infty$).

Параметры диффузного куба ($N_{\text{corr}} = 4.5$, $b_{\perp} = 0.6$ и $A_V = 1$) подобраны таким образом, что поляриметрические характеристики лучей близки к поляриметрическим характеристикам звезд, у которых на луче зрения нет плотных облаков. Важно отметить, что такое же значение $B_{\text{rms}}/B_{\text{avg}} = 0.6$ для «обычной» МЗС получено в работе Jones et al. [194].

Изменение средней степени поляризации \bar{p}_K и дисперсии позиционных углов σ_{α} по мере распространения луча в плотном кубе проиллюстрировано на рис. 55. Поскольку наблюдения звезд, расположенных за плотными облаками, ведутся, главным образом, в полосе K, в уравнении (55) использован коэффициент $(p_K/A_V)_{\text{max}} = 0.64 \text{ \% mag}^{-1}$. Эта величина выведена из закона Серковского [195] с учетом поправочного множителя 1.4, введенного Mathis [196] и учитывающего неидеальность ориентирования пылинок. В наблюдениях, с которыми мы сравниваем результаты наших расчетов, \bar{p}_K обычно составляет около одного процента, а $\sigma_{\alpha} = 10\text{--}20^\circ$ [25].

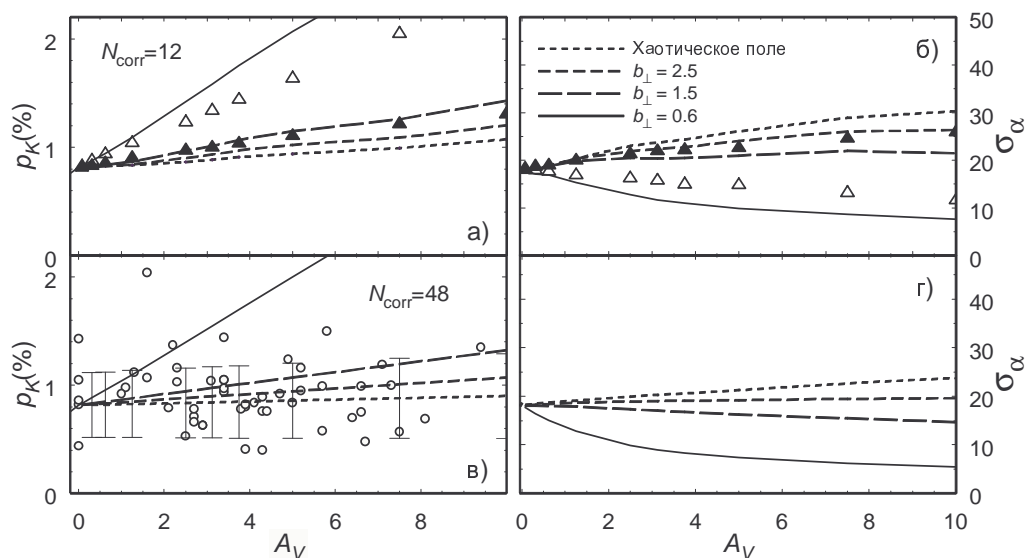


Рис. 55. На панелях а) и в) показана степень поляризации света звезд \bar{p}_K в ИК-диапазоне (полоса К), усредненная по всем лучам, как функция оптической экстинкции A_V в среде, представляющей плотное межзвездное облако. На панелях б) и г) показан среднеквадратический разброс σ_α позиционных углов векторов поляризации. Представлены вычисления для нескольких значений отношения b_\perp , которым соответствуют различные стили линий. Верхние и нижние панели отличаются числом длин корреляции N_{corr} в вычислительной области; на панелях а) и б) показаны результаты для $N_{\text{corr}} = 12$, на панелях в) и г) — для $N_{\text{corr}} = 48$. Также показаны результаты расчета p и σ_α для магнитного поля и плотности, полученных с помощью МГД-моделирования с сильным (пустые треугольники) и слабым (заполненные треугольники) регулярным магнитным полем. Интервалы ошибок на панели в) типичны для всех кривых на панелях а) и в) и соответствуют одному стандартному отклонению. Кружками на панели в) показаны наблюдательные данные для L1755 [25].

Сплошная линия на рис. 55 соответствует случаю, когда магнитное поле в облаке и вне его обладает одинаковой хаотичностью. Только в этом случае поляризация заметно растет с A_V . Если же в плотном облаке магнитное поле становится более турбулентным, изменения в \bar{p}_K и σ_α при распространении света в нем очень малы — при условии, что число длин корреляции в облаке порядка 10, и входящий в него свет *уже поляризован*. В наблюдательных данных, приведенных на рис. 55, имеется значительный разброс, который воспроизводится и в теоретической модели. Интервалы ошибок на рисунке соответствуют среднеквадратическому разбросу значений p_K для 256^2 лучей, формирующих поверхность куба. Показаны также результаты моде-

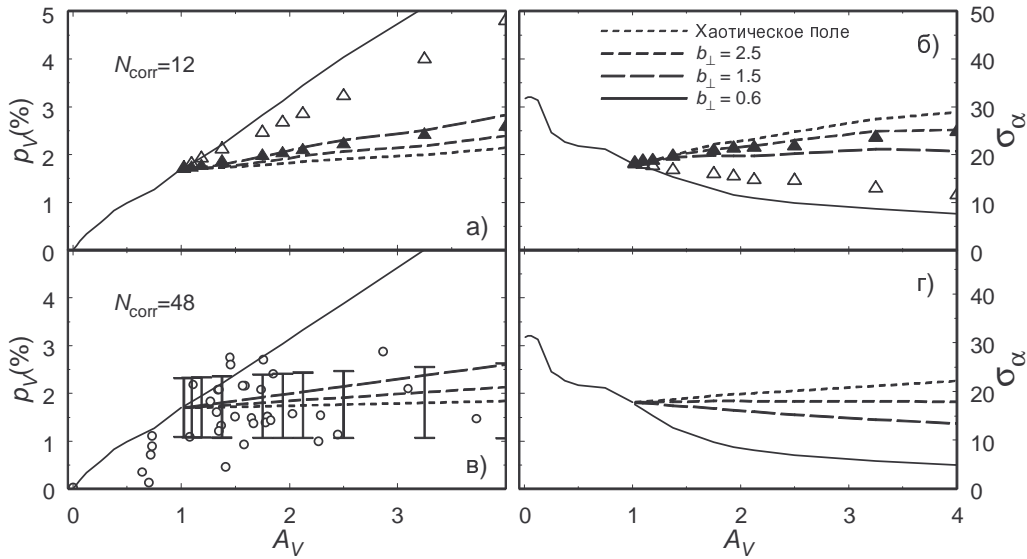


Рис. 56. То же, что на рис. 55, но для среды, представляющей диффузное межзвездное облако. Кружками показаны наблюдательные данные для \bar{p}_V в области звездообразования в Тельце [180].

лирования поляризационных характеристик в «МГД-кубах» при $N_{\text{сорт}} = 12$ для слабого (заполненные треугольники) и сильного (пустые треугольники) магнитного поля. Как видно, различие между статистически генерируемыми полями и полями, полученными с помощью МГД-модели, незначительно.

На рис. 56 представлены результаты моделирования поляризации света звезд в более разреженном облаке с $A_V \sim 3$. На всех диаграммах область $A_V < 1$ соответствует межзвездной среде, для которой во всех расчетах принято значение $b_{\perp} = 0.6$, то есть сильное регулярное магнитное поле. Область $A_V > 1$ соответствует собственно облаку, в котором b_{\perp} принимает несколько различных значений. Как и на рис. 55, интервалы ошибок рассчитаны для разброса p в 256^2 лучах. Поскольку наблюдения, с которыми мы сравниваем расчеты, выполнялись в области длин волн 7500\AA , что близко к видимому диапазону, для коэффициента $(p_V/A_V)_{\text{max}}$ в уравнении (55) принято значение для полосы V — $4\% \text{ mag}^{-1}$ [196]. Результаты моделирования поляризационных характеристик в «МГД-кубах» показаны для слабого (заполненные треугольники) и сильного (пустые треугольники) магнитного поля.

На рис. 56 результаты расчетов также согласуются с наблюдаемой неиз-

менностью \bar{p}_V при росте A_V . Дисперсия σ_α , на входе в облако составляющая около 20° , на выходе из него меняется не более чем на несколько градусов. Как и в предыдущем случае, согласие с наблюдениями достигается при условии, что в пределах облака укладывается не менее десяти длин корреляции и магнитное поле в облаке по напряженности не менее чем в полтора раза превышает регулярное.

Обобщая результаты этих вычислений, мы приходим к выводу, что вполне реалистичные предположения об интенсивности и пространственном масштабе магнитного поля в плотных облаках позволяют объяснить, почему прохождение света звезд сквозь такое облако практически не меняет его поляризационных характеристик, то есть степени поляризации \bar{p} и дисперсии позиционных углов σ_α . При этом мы опираемся на два параметра — N_{corr} и b_\perp , — не привлекая изменения свойств пылинок.

3. Поляриметрия теплового излучения пыли

Выше говорилось о том, что предположения о «сферизации» пылинок или о неэффективности механизмов выравнивания в плотных облаках вступают в противоречие с наблюдаемой высокой поляризацией собственного теплового излучения пыли. Однако таким же противоречивым может оказаться наш вывод о том, что неэффективность поляризации света звезд в межзвездных облаках связана с нерегулярной структурой поля в них. В этом разделе мы рассмотрим, насколько наши предположения о хаотичности магнитного поля в межзвездных облаках согласуются с относительно упорядоченной картиной поляризации собственного излучения пыли, обратив особое внимание происхождению «поляризационных дыр».

«Поляризационная дыра» представляет собой уменьшение степени поляризации при увеличении интенсивности излучения пыли, то есть, при увеличении лучевой концентрации пылинок, которое наблюдается в очень многих, хотя и не во всех плотных облаках. Своим названием она обязана тому факту, что снижение степени поляризации обычно наблюдается в объек-

тах с ярко выраженным пиком излучения, но на самом деле антикорреляция степени поляризации и интенсивности излучения, вероятно, не связана с геометрией источника [197]. Этот эффект распространен очень широко, но не повсеместно. Например, он отсутствует в области NGC 7538 при наблюдениях на длине волны 850 мкм [198]. Akeson et al. [199] наблюдали молодой звездный объект NGC 1333/IRAS 4A с высоким угловым разрешением (5'') и обнаружили поляризованное (4%) излучение пыли, рождающееся в очень плотном газе ($n > 10^8 \text{ см}^{-3}$). Еще более высокая степень поляризации (10%) найдена в самом центре глобулы CB68 [200]. Наиболее выразительным примером неоднозначности явления «поляризационной дыры» является туманность Кляйнмана-Лоу в облаке ОМС-1. В этом объекте поляризационная дыра присутствует при наблюдениях с низким угловым разрешением на 100 мкм [201] и исчезает при увеличении углового разрешения и переходе к более длинноволновому излучению [202]. Хотя в целом явление «поляризационной дыры» кажется родственным снижению поляризационной эффективности пылинок в отношении света звезд, описанные особенности предполагают, что в реальности к снижению степени поляризации собственного излучения пыли приводит действие не одного, а нескольких механизмов. Помимо ослабления механизмов ориентирования пылинок и их большей сферической симметрии в снижение степени поляризации может вносить свой вклад неразрешенная структура магнитного поля, например, связанная с повышением хаотичности поля в плотных (возможно, коллапсирующих) регионах областей звездообразования.

3.1. Вычисление параметров Стокса

Выражение для степени поляризации собственного излучения пыли можно записать в виде [193]

$$P = R \frac{C_{\text{pol}}}{C_{\perp} + C_{\parallel}} \frac{\sqrt{q^2 + u^2}}{N_d}, \quad (56)$$

при условии, что оптическая толщина и степень поляризации малы. Здесь R — множитель, учитывающий неидеальность выравнивания пыли, N_d — луче-

вая концентрация пылинок, C_{\perp} и C_{\parallel} — сечения поглощения перпендикулярно и параллельно оси симметрии пылинки, а эффективное сечение поляризации C_{pol} задается выражением

$$C_{\text{pol}} = \begin{cases} C_{\perp} - C_{\parallel} & (\text{сплюснутые пылинки}) \\ \frac{1}{2}(C_{\parallel} - C_{\perp}) & (\text{вытянутые пылинки}). \end{cases} \quad (57)$$

Относительные параметры Стокса определены так же, как в предыдущем разделе. Если в уравнениях (53) и (54) $\phi = 0$, $\gamma' = \text{const}$, а n_{d}^{a} не меняется вдоль луча зрения, уравнение (56) сводится к

$$P = R \frac{C_{\text{pol}}}{C_{\perp} + C_{\parallel}} \cos^2 \gamma'. \quad (58)$$

Lee & Draine [203] ввели понятия фактора ослабления поляризации

$$\Phi \equiv RF_{\text{LD}} \cos^2 \gamma, \quad (59)$$

который описывает снижение максимально возможной поляризации из-за наличия хаотического компонента магнитного поля (F_{LD}), из-за неидеального выравнивания пылинок (R) и из-за неравенства нулю угла между регулярным магнитным полем и картинной плоскостью ($\cos^2 \gamma$). Однако в реальности снижение p из-за хаотичности магнитного поля и наклона среднего поля к лучу зрения не могут быть разделены. В этом разделе мы моделируем обобщенный коэффициент турбулентного ослабления F , определенный как

$$F = \sqrt{q^2 + u^2} / N_{\text{d}} \quad (60)$$

и заменяющий $F_{\text{LD}} \cos^2 \gamma$ в уравнении (59).

Численное интегрирование уравнений (53) и (54) проводится вдоль 128^2 лучей, формирующих поверхность кубической расчетной области, состоящей из 128^3 ячеек. Полученные 128^2 значений коэффициента ослабления затем усредняются для получения среднего значения F , его дисперсии σ_F и дисперсии позиционных углов векторов поляризации σ_{α} . В моделях с учетом конечной диаграммы направленности параметры Стокса q и u перед вычислением F сначала усредняются по заданной диаграмме. Для генерации магнитного поля используются методы, описанные в начале главы.

3.2. Коэффициент турбулентного ослабления

Сначала мы исследуем влияние нерегулярной составляющей магнитного поля на линейную поляризацию теплового излучения пыли с учетом следующих упрощений. Вдоль луча зрения варьируется только магнитное поле; плотность (за исключением расчетов с использованием «МГД-кубов»), степень ориентированности пылинок и их оптические свойства постоянны во всей расчетной области. Среда считается оптически тонкой. Эта модель, разумеется, не может считаться идеальным представлением молекулярных облаков, которые не являются ни однородными, ни изотермическими, особенно в областях активного звездообразования. В реальных объектах излучение пыли зачастую не удается описать как излучение единственного компонента (напр. Vaillancourt [204]). С другой стороны, в индивидуальных дозвездных ядрах вариации температуры не столь сильны [90]. Если ориентирование пылинок связано с действием давления излучения (Долгинов и др. [177]), то эффективность поляризации света пылинками в молекулярных облаках также должна зависеть от положения в облаке, возрастая в регионах, освещенных звездами внутри облака или диффузным межзвездным полем. Однако в темных ядрах молекулярных облаков и этот фактор может быть не столь важен. Более критичными для нашей модели являются возможные вариации в свойствах магнитного поля, прямо или косвенно связанные с вариациями плотности. Влияние корреляции между распределением вещества и свойствами магнитного поля будет рассмотрено в разделе, посвященном поляризационным дырам.

3.2.1. Идеальное угловое разрешение

Под идеальным угловым разрешением мы понимаем случай с диаграммой направленности, размер которой существенно меньше характерного масштаба турбулентности, описываемого в данной работе с помощью длины корреляции. Рассмотрим сначала случай регулярного магнитного поля, лежащего в картинной плоскости. На рис. 57 показаны коэффициент F и дисперсия углов σ_α как функция толщины облака в единицах L_{corr} для двух значений b_\perp

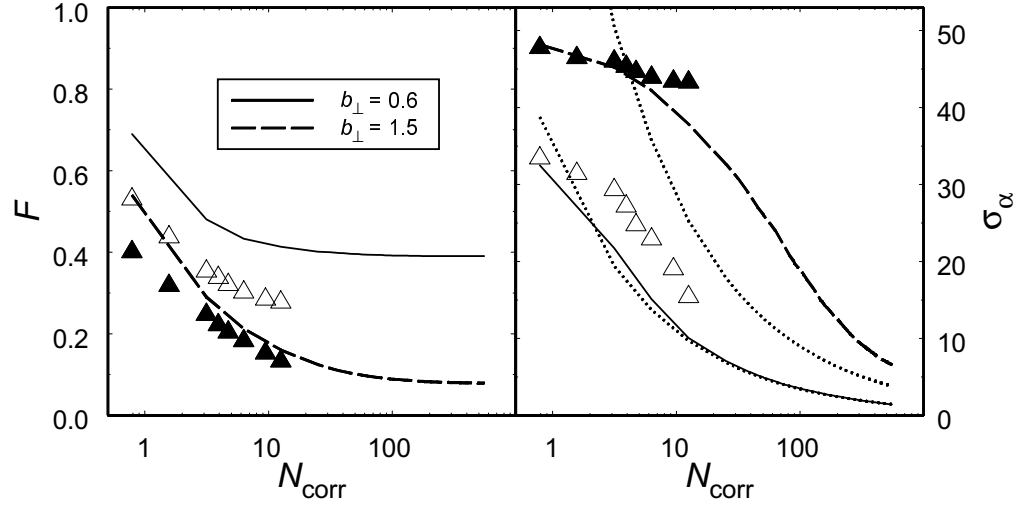


Рис. 57. Коэффициент турбулентного ослабления F и дисперсия позиционных углов σ_α как функция числа длин корреляции N_{corr} в облаке. Результаты, основанные на МГД-моделировании, указаны заполненными ($b_\perp = 1.5$) и пустыми ($b_\perp = 0.6$) треугольниками. Пунктиром показана дисперсия позиционных углов, рассчитанная с помощью выражения из работы [178].

($b_\parallel = \infty$). Поляризация уменьшается от значения, соответствующего отсутствию хаотической составляющей магнитного поля ($F = 1$). По мере увеличения N_{corr} поляризация приближается к асимптотическому значению [203]

$$F_\infty = \frac{3}{2} \left(\langle \cos^2 \theta \rangle - \frac{1}{3} \right) = F_{\text{LD}}, \quad (61)$$

которое зависит только от величины b .

Количество длин корреляции, которое должен пройти луч, чтобы приблизиться к этому асимптотическому значению, также зависит от величины b_\perp . Если регулярное поле сильнее хаотического ($b_\perp = 0.6$), величина F приближается к F_∞ при толщине облака примерно 10 длин корреляции. Для слабого регулярного поля ($b_\perp = 1.5$) для приближения к F_∞ необходимо пройти $N_{\text{corr}} \sim 20 - 30$.

Соответствующая дисперсия позиционных углов показана на правой панели рис. 57. Она также зависит от числа длин корреляции и от b , как уже было показано Myers & Goodman [178]. Однако их аналитический результат (пунктир на рис. 57) близок к численному только для сильного регулярного

поля.

Чтобы проверить реалистичность используемой нами процедуры генерации магнитного поля, мы рассчитали коэффициент турбулентного ослабления для магнитного поля, полученного с помощью МГД-моделирования [192]. Результаты этих расчетов показаны на рис. 57 заполненными и пустыми треугольниками. Напомним, что использованные нами МГД-кубы соответствуют $N_{\text{corr}} \approx 12$ и $b_{\perp} = 0.6$ и 1.5 . В данном случае мы учитываем также вариации плотности в расчетной области. Это приводит к тому, что согласие между статистической и МГД-моделью несколько ухудшается в случае сильного регулярного поля ($b_{\perp} = 0.6$), в котором поляризационная эффективность среды снижается более значительными вариациями плотности вдоль луча зрения.

На рис. 58 приведены результаты расчетов с ненулевым регулярным полем вдоль луча зрения для тех же значений b_{\perp} , что и на рис. 57 и для диапазона конечных значений b_{\parallel} . Величина σ_{α} от b_{\parallel} не зависит, поэтому на рис. 58 графики для нее не приводятся.

Сплошные линии с заполненными и пустыми кружками соответствуют двум случаям, показанным на рис. 57 (регулярное магнитное поле вдоль луча зрения отсутствует). Если $B_{\text{avg}}^{\parallel} \neq 0$, асимптотическая величина F зависит от b_{\parallel} , что следует из (59):

$$F = \frac{3}{2} \left(\langle \cos^2 \theta \rangle - \frac{1}{3} \right) \cos^2 \gamma. \quad (62)$$

Однако, как видно из рис. 59, где асимптотическое значение F_{∞} показано как функция b_{\perp} для нескольких значений $\cos^2 \gamma$, в уравнении (62) зависимость вычисленного значения F_{∞} от θ и γ , вообще говоря, разделить нельзя. Фактически, выражение (59) описывает зависимость F_{∞} от магнитного поля вдоль луча зрения только при $b_{\perp} \leq 0.5$. При значениях $b_{\perp} \geq 1$, F_{∞} на рис. 59 от компонента магнитного поля вдоль луча зрения практически не зависит. Иными словами, если турбулентное поле всего лишь в полтора раза сильнее компонента регулярного поля в картинной плоскости, F перестает зависеть от величины компонента регулярного поля вдоль луча зрения. Это означает, что наши выводы о поляриметрических свойствах теплового излучения

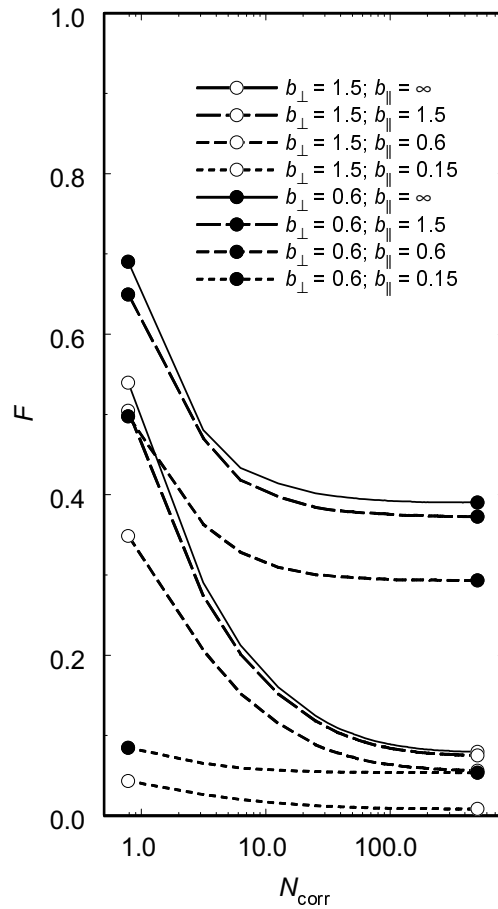


Рис. 58. Коэффициент турбулентного ослабления F при наличии компонента регулярного магнитного поля вдоль луча зрения. Пустыми и заполненными кружками показаны случаи слабого и сильного полей, соответственно. Сплошными линиями показаны результаты расчетов с нулевым регулярным полем вдоль луча зрения ($b_{\parallel} = \infty$).

пыли в случае слабого регулярного поля в картинной плоскости ($b_{\perp} = 1.5$) фактически не зависят от наличия или отсутствия регулярного магнитного поля вдоль луча зрения, при условии что $\gamma < 70^\circ$. Число длин корреляции, необходимое для достижения асимптотического значения, примерно одно и тоже для любых значений b_{\parallel} .

3.2.2. Конечное угловое разрешение

Чтобы исследовать роль конечного размера диаграммы направленности телескопа, мы провели сглаживание рассчитанной карты для $b_{\parallel} = \infty$ с нескольки-

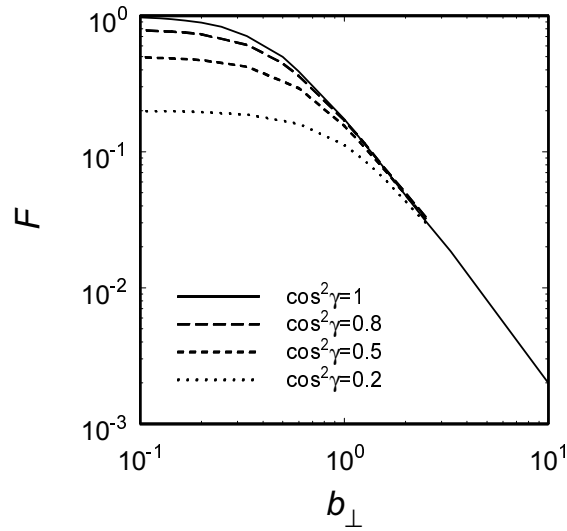


Рис. 59. Асимптотические значения F ($\equiv F_{\infty}$) как функция b_{\perp} для нескольких значений $\cos^2 \gamma$.

ми вариантами углового разрешения. Как и следовало ожидать, определяющим параметром в этом случае является размер диаграммы направленности не в пикселах, а в длинах корреляции. Это утверждение иллюстрируется на рис. 60, где представлены зависимости F и σ_{α} от N_{corr} , рассчитанные с учетом сглаживания. Число длин корреляции вдоль ребра куба было различным, но постоянным оставалось отношение $S = 1.6$ размера диаграммы к длине корреляции L_{corr} (на рис. 60 и далее длина L_{corr} выражена в единицах полного размера расчетной области).

На рис. 61 представлены значения F и σ_{α} для нескольких значений S . Если размер диаграммы существенно меньше L_{corr} , поведение F и σ_{α} практически не отличается от случая идеального углового разрешения. Однако при размере диаграммы, превышающем длину корреляции, число длин корреляции, необходимое для достижения асимптотического значения, заметно сокращается и во всех рассмотренных случаях не превышает 10.

Это означает, что с точки зрения возможности оценки b_{\perp} [205] предпочтительными являются наблюдения с низким угловым разрешением или сглаживание наблюдений с высоким разрешением — в этом случае можно считать, что наблюдаемая поляризация близка к асимптотическому значению, даже

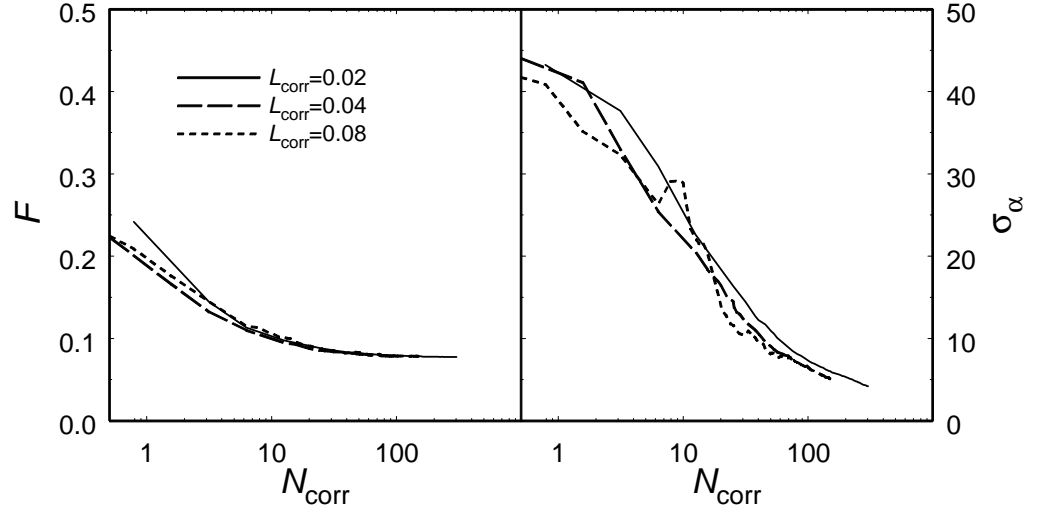


Рис. 60. Коэффициент турбулентного ослабления F и дисперсия углов σ_α как функция N_{corr} с учетом сглаживания для случая $b_\perp = 1.5$. Отношение размера диаграммы направленности к L_{corr} одно и то же для всех трех кривых.

если N_{corr} вдоль луча зрения мало или неизвестно. Разумеется, эти оценки будут иметь смысл только при условии, что угол между регулярным магнитным полем и лучом зрения не слишком мал (то есть, b_\parallel мало). Как видно из сравнения рис. 58 и 61, кривая на рис. 58 для случая ($b_\perp = 0.6$ и $b_\parallel = 0.15$) выглядит так же, как и пунктирная линия на верхней левой панели рис. 61, соответствующая облаку со слабым регулярным магнитным полем и наблюдениям с низким угловым разрешением.

При $S \sim 3$ разброс позиционных углов σ_α уменьшается с увеличением диаграммы направленности и даже при сильном турбулентном поле ($b_\perp = 1.5$) и небольшом числе длин корреляции на луче зрения становится меньше 10° . Этим может объясняться наблюдаемая однородность поляризационной картины в темных облаках, когда видимый разброс направлений векторов поляризации сравним с ошибкой наблюдений [102].

Для конкретного значения b_\perp ($b_\parallel = \infty$) как F , так и σ_α на рис. 61 зависят от N_{corr} и S . Два этих параметра можно объединить в комбинированную величину G_{corr} , которую мы определили как

$$G_{\text{corr}} = (N_{\text{corr}}^{1/2} + S)^2. \quad (63)$$

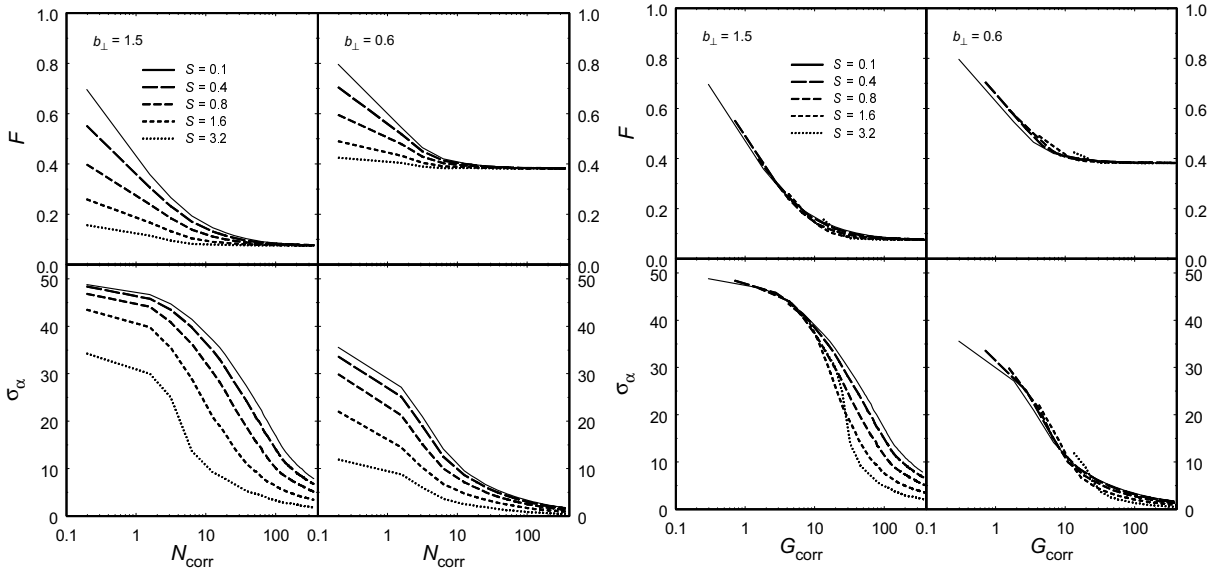


Рис. 61. Левые панели — F и σ_{α} как функция N_{corr} при различных значениях магнитных полей и размеров диаграммы направленности. Правые панели — те же величины, но как функции обобщенного числа длин корреляции G_{corr} .

Эту величину можно считать обобщенной мерой числа «ячеек корреляции», охваченных диаграммой телескопа как перпендикулярно лучу зрения, так и вдоль него. Справедливость этого утверждения иллюстрируется на правых панелях рис. 61, где F и σ_{α} показаны как функции G_{corr} . Уравнение (63) показывает, что при N_{corr} , сравнимом с S , для F и σ_{α} более важны изменения в S , чем изменения в N_{corr} . Если число длин корреляции вдоль луча зрения велико, $G_{\text{corr}} \approx N_{\text{corr}}$. Тщательный математический анализ, вероятно, способен дать более концептуально обоснованное выражение для G_{corr} . Однако для иллюстративных целей вполне достаточно выражения (63).

Хотя F и σ_{α} в отдельности зависят от толщины облака и от размера диаграммы направленности S , соотношение F и σ_{α} от этих величин не зависит. Кривые, представляющие F как функцию σ_{α} для двух значений b_{\perp} , показаны на рис. 62. На этом же рисунке показаны данные наблюдений для некоторых больших МО и индивидуальных глобул (как с ИК-источниками, так и без них). Данные для ОМС-1, М17, W51 и W3 взяты из [182] и [206]. Данные по NGC 7538 получены [198]. Данные для ОМС-3 взяты из [197]. Для каждого объекта вычислялись средняя поляризация \bar{p} и «истинные» дисперсии

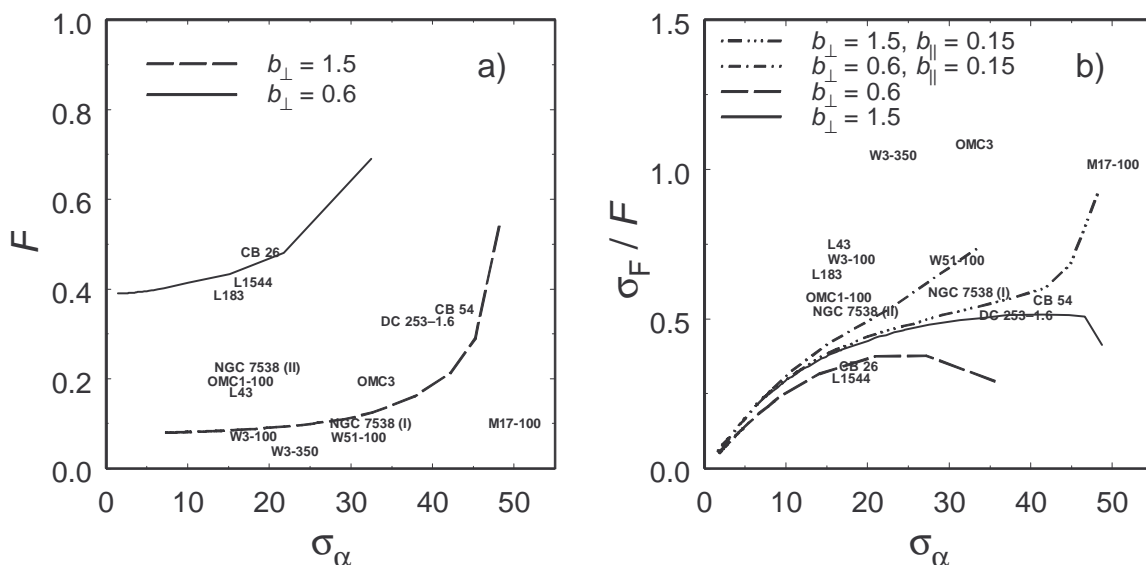


Рис. 62. Коэффициент турбулентного ослабления F (левая панель) и относительная ошибка поляризации σ_F/F (правая панель) в зависимости от σ_α . Для сравнения показаны наблюдательные данные для ряда объектов. Имя объекта центрировано на соответствующую точку. Числа рядом с именем объекта указывают длину волн наблюдений в мкм. Если число не указано, наблюдения проводились на длине волны 850 мкм.

величин p и α :

$$\sigma_p^2 = \text{var } p - 1/\sum(1/\sigma_{p,i}^2) \quad (64)$$

и

$$\sigma_\alpha^2 = \text{var } \alpha - 1/\sum(1/\sigma_{\alpha,i}^2). \quad (65)$$

где $\sigma_{p,i}$ и $\sigma_{\alpha,i}$ — ошибки наблюдений. Мы исключили из рассмотрения точки с $p/\sigma_p < 3$, а также точки, позиционные углы которых указывают на их принадлежность к области, отличной от «главного» компонента. Данные для CB 26, CB 54 и DC 253-1.6 рассчитаны в работе [207]. Данные для L1544, L43 и L183 основаны на работе [184] и любезно предоставлены ее авторами.

Длины волн, на которых проводились наблюдения, указаны в подписи к рисунку. Хорошо известно, что величина поляризации зависит от длины волны. Следовательно, данные, полученные на различных λ непосредственно сравнивать, вообще говоря, нельзя. Для сравнения их желательно привести к единой длине волны с помощью каких-либо поправок. Однако, как показывают наблюдения, от объекта к объекту зависимость поляризации от длины

волны может существенно меняться [204], поэтому в данной работе мы не проводим никаких коррекций за длину волны. В рассматриваемом диапазоне λ (100 – 850 мкм) эти поправки имеют величину порядка 1.

Чтобы сопоставить наблюдаемые значения p и вычисленные значения F , необходимо знать максимальную поляризацию излучения ансамбля пылевых частиц при условии однородности магнитного поля. По данным Hildebrand & Dragoon [208], смесь идеально ориентированных ($R = F = 1$) силикатных и графитовых пылинок генерирует излучение, поляризованное на 35% при $\lambda = 100$ мкм. Это означает, что

$$F_{\text{obs}} = p_{\text{obs}} / (R \cdot 35\%).$$

Мы предположили, что максимальная наблюдаемая поляризация (15%) соответствует полностью регулярному магнитному полю и отличается от максимальной теоретической поляризации (35%) только из-за неидеальности ориентирования пылинок, иными словами, $R \simeq 0.4$.

Наблюдательные точки на рис. 62 лежат, главным образом, между двумя теоретическими кривыми, что указывает на примерное равенство хаотического и регулярного магнитных полей в этих объектах. Конечно, при сравнении наблюдательных и теоретических результатов необходимо учитывать неопределенность в значении R . Полученные нами величины \bar{p} и σ_α могут использоваться лишь в качестве ориентиров. Но ключевой вывод из рис. 62 очевиден: наблюдаемые усредненные поляризационные свойства теплового излучения пыли согласуются с предположением о том, что турбулентное магнитное поле в плотных облаках несколько превосходит регулярное поле, как утверждалось в разделе, посвященном поляризации света звезд.

Наличие компонента магнитного поля вдоль луча зрения не влияет на величину σ_α , но уменьшает F и, следовательно, на рис. 62 приводит к сдвигу графиков вниз. Если магнитное поле вдоль луча зрения не превосходит магнитное поле, направленное перпендикулярно ему, кривая для $b_\perp = 0.6$ сместится вниз не более чем на 0.1 в единицах F , а кривая для $b_\perp = 1.5$ практически останется на месте. И в этом случае данные на рис. 62 по-прежнему согласуются со слабым регулярным магнитным полем.

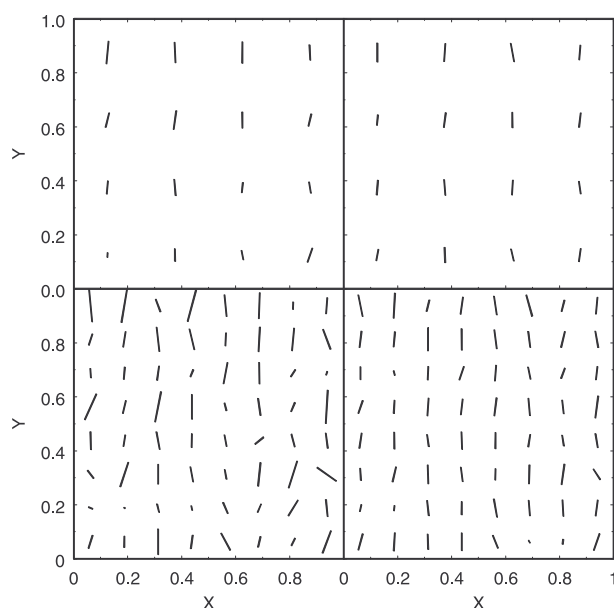


Рис. 63. Карты векторов поляризации при слабом регулярном магнитном поле для двух значений N_{corr} (левый столбец — $N_{\text{corr}} = 12$; правый столбец — $N_{\text{corr}} = 36$) и двух значений S (верхний ряд — $S = 3.2$; нижний ряд — $S = 1.6$). Координаты даны в единицах размера расчетной области. Самый длинный вектор соответствует $F = 0.18$. Регулярное магнитное поле направлено вдоль оси x . Дисперсии позиционных углов: в верхнем ряду — 8° (левая панель) и 7° (правая панель); в нижнем ряду — 21° (левая панель) и 11° (правая панель).

От неопределенности в R не зависит отношение σ_F/F . Эта величина в зависимости от σ_α показана на правой панели рис. 62. Соотношение $\sigma_\alpha = 28.6^\circ \sigma_F/F$, верное для статистически независимых q и u , сохраняется только для небольших σ_α . При $\sigma_\alpha > 10^\circ$ величина σ_F/F очень мало чувствительна к b_\perp и также практически не зависит от размера диаграммы направленности. При наличии компонента магнитного поля вдоль луча зрения она начинает расти, то есть, относительная ошибка поляризации выше единицы может служить указателем на значительное магнитное поле в этом направлении. За несколькими исключениями наблюдательные данные сосредоточены вблизи теоретических кривых.

На рис. 63 показаны карты векторов поляризации, которые были использованы для расчета величин, приведенных на предыдущих рисунках, для двух значений N_{corr} . Карты сглажены с параметрами $S = 1.6$ и 3.2 , которые соответствуют пунктирным и коротким штриховым линиям на левых панелях

рис. 61. Хотя средняя поляризация на этих картах близка к асимптотическому значению, имеются точки, в которых F превышает это значение почти в два раза. Хотя регулярное магнитное поле слабо, расположение векторов поляризации вполне упорядочено при $N_{\text{corr}} \sim 30$, если размер диаграммы сравним с длиной корреляции, и при $N_{\text{corr}} \sim 10$, если размер диаграммы в несколько раз превышает L_{corr} .

Таким образом, мы приходим к выводу, что предположение о наличии сильного хаотического магнитного поля в плотных облаках, необходимое для объяснения данных поляриметрии света звезд, не противоречит наблюдаемым поляриметрическим свойствам теплового излучения пыли, при условии что размер диаграммы направленности несколько превышает длину корреляции. Объяснить происхождение поляризационных дыр в рамках этой модели сложнее. На рис. 63 наряду с областями высокой поляризации имеются пиксели, в которых F существенно меньше среднего значения. На карте того же участка с идеальным угловым разрешением видно, что эти пиксели связаны с участками более нерегулярной структуры магнитного поля. Если по каким-то причинам усиление хаотической структуры магнитного поля в межзвездных облаках связано с повышением плотности, такие участки будут наблюдаться как поляризационные дыры (несколько подробнее — в следующем разделе). Однако маловероятно, что поляризационные дыры обусловлены исключительно этой причиной. Как видно из рис. 57, уменьшение степени поляризации может быть вызвано увеличением числа длин корреляции вдоль луча зрения и (или) ослаблением регулярного магнитного поля в той области, где наблюдается дыра. Однако в случае слабого магнитного поля при $N_{\text{corr}} > 10$ (эти параметры предпочтительны с точки зрения объяснения поляризационных характеристик света звезд) F уже близко к асимптотическому значению (особенно, с учетом конечной диаграммы направленности), так что места для дальнейшего уменьшения практически не остается.

С другой стороны, к появлению поляризационных дыр может приводить усложнение структуры магнитного поля — если по каким-то причинам регулярное магнитное поле сильно на периферии облака и ослабевает при прибли-

жении к центру. Если уменьшение поляризации с ростом интенсивности излучения пыли обусловлено сокращением длины корреляции, можно ожидать, что в плотных ядрах σ_α становится меньше, чем в окружающем пространстве. Интересно, что такая тенденция действительно наблюдается в некоторых ядрах темного облака B1 [209].

4. Эффекты неоднородного распределения пыли

Выше мы пришли к выводу, что неразрешенная структура магнитного поля не может быть единственной причиной образования «поляризационных дыр». В этом разделе рассматривается возможная связь между этим явлением и неоднородным распределением вещества в МО.

Чтобы получить неоднородное распределение пыли, мы воспользовались той же процедурой, что применялась для генерации магнитного поля. В данном случае в Фурье-пространстве создается единственный компонент векторного поля с тем же значением k_{\min} , что задавалось для компонентов магнитного поля. После преобразования в координатное пространство эта величина, имеющая нормальное распределение, интерпретировалась как логарифм плотности. Моделируемое таким образом распределение вещества является лог-нормальным и обладает необходимыми пространственными свойствами (длиной корреляции). Взвешенное по объему распределение величины

$$y \equiv \log(n_d/\bar{n}_d),$$

где n_d и \bar{n}_d — абсолютная и усредненная по объему концентрации пылевых частиц, задается выражением

$$f(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{(y + |\mu|)^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (66)$$

В изотермическом приближении лог-нормальное распределение плотности получается во многих МГД-моделях (Vázquez-Semadeni et al. [187]; Ostriker et al. [188]; Nordlund & Padoan [210]). На рис. 64 генерируемые в данной работе распределения плотности сравниваются с результатами МГД-модели Stone

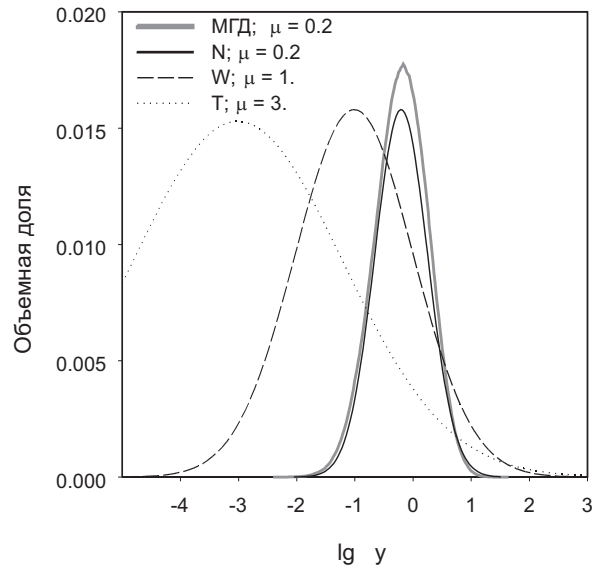


Рис. 64. Распределения концентрации пыли, использованные в расчетах. Параметры распределения N подобраны так, чтобы оно максимально напоминало результаты Stone et al. [192], которые показаны толстой серой линией. Распределение W соответствует расчетам с большим разбросом плотностей. Распределение T использовалось при исследовании эффектов термализации.

et al. [192]. В легенде указаны соответствующие значения $|\mu|$. Мы исследуем поляризационные характеристики распределений пыли с двумя значениями $N_{\text{corr}} = 5$ и 12 . Предполагается, что длина корреляции не зависит от плотности.

4.1. Предельная концентрация поляризующей пыли

В этом подразделе представлены результаты расчетов, в которых предполагалось, что излучение пыли перестает быть поляризованным при концентрации пылевых частиц, превышающей заданное предельное значение n_{lim} . Оно может быть обусловлено неэффективным выравниванием пылинок или ростом ледяных мантий, которые делают пылинки более сферически симметричными. Это предположение означает, что в выражениях (53) и (54)

$$n_d^a = \begin{cases} n_d & n_d \leq n_{\text{lim}} \\ 0 & n_d > n_{\text{lim}} \end{cases}. \quad (67)$$

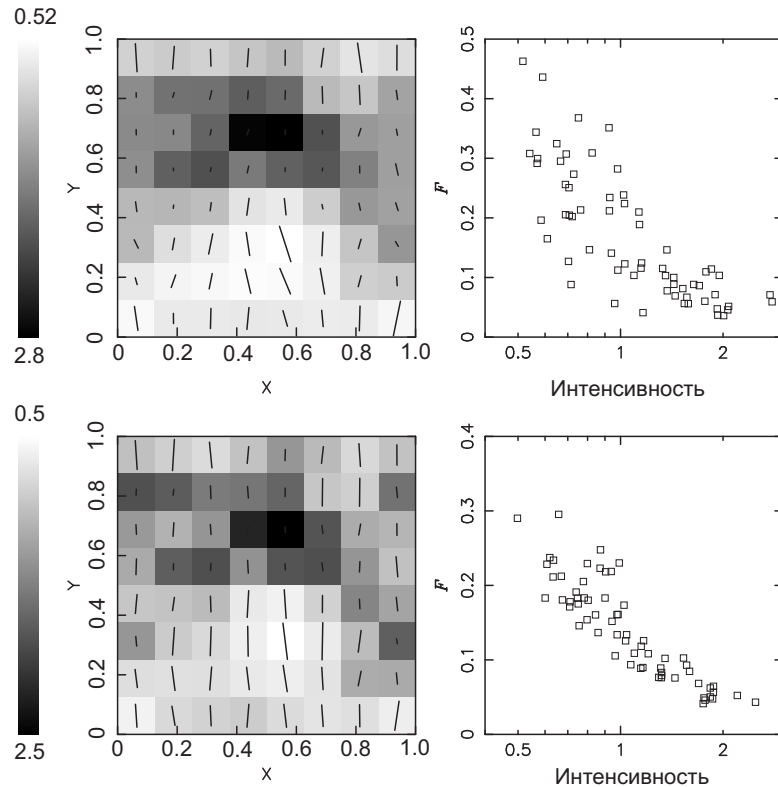


Рис. 65. Карта векторов поляризации и диаграмма $F-I$ для распределения N и сильного регулярного магнитного поля. На верхних панелях $N_{\text{corr}} = 5$, на нижних $N_{\text{corr}} = 12$. Самый длинный вектор соответствует максимальному значению F . Карта получена в результате усреднения по квадратам со стороной 16 пикселей. Шкалы интенсивности на картах и диаграммах даны в произвольных единицах. Регулярное магнитное поле направлено вдоль оси x .

Мы начинаем с распределения пыли, которое близко к распределению плотности вещества в используемых нами для сравнения «МГД-кубах» (на рис. 64 оно обозначено буквой N). Карты распределения интенсивности и векторов поляризации, а также графики для F как функции I показаны на рис. 65 и 66. Предельное значение концентрации пылинок принято равным 1.7 медианной концентрации n_{med} . Верхние панели на рисунках соответствуют расчету с $N_{\text{corr}} \approx 5$; на нижних панелях $N_{\text{corr}} \approx 12$. Регулярное магнитное поле считается сильным ($b_{\perp} = 0.6$) на рис. 65 и слабым ($b_{\perp} = 1.5$) на рис. 66. При данном распределении и предельном значении плотности вещества в поляризацию излучения не вносят вклада примерно 30% объема расчетной области. Если принять, что поперечник расчетной области равен 1 пс, оптиче-

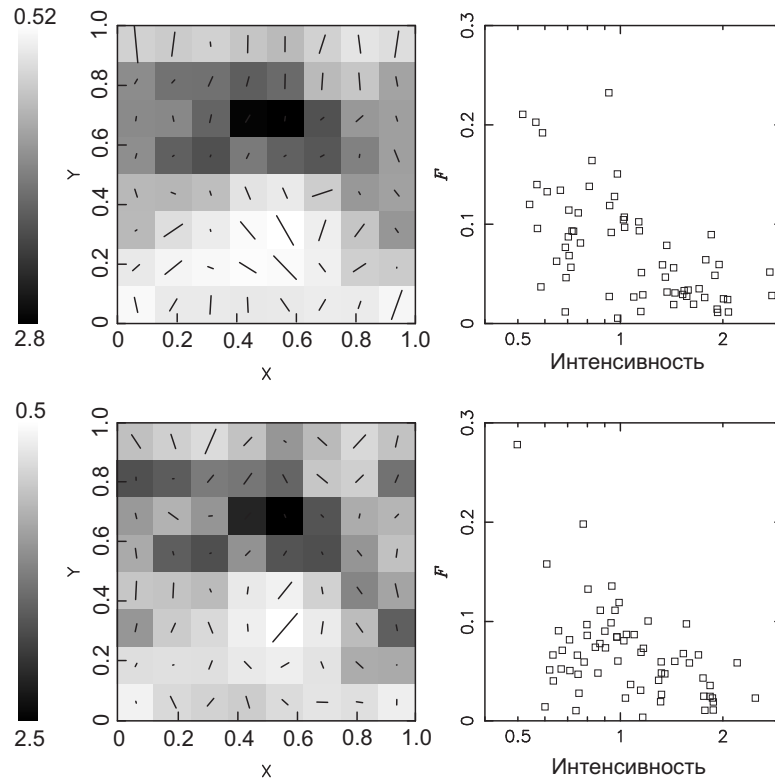


Рис. 66. То же, что на рис. 65, но для слабого регулярного магнитного поля.

ская толщина $\tau \approx 10^{-3}$ на $\lambda = 1.3$ мм для распределения N соответствует медианной плотности газа примерно 10^4 см $^{-3}$ (принята непрозрачность пыли $\kappa_{1.3} = 1$ см 2 г $^{-1}$ [211]). Чтобы расчетное снижение степени поляризации с ростом интенсивности излучения согласовывалось с данными наблюдений, пылинки должны быть ориентированы хаотически во всех сгустках с плотностью порядка $2 \cdot 10^4$ см $^{-3}$, что противоречит большой поляризации излучения в веществе со значительно большей плотностью.

Кроме того, даже при этом экстремальном допущении на диаграмме $F-I$ обнаруживается существенно больший разброс, чем в большинстве наблюдений, по крайней мере, на больших длинах волн. В случае с сильным регулярным полем для данного n_{lim} вид диаграммы $F-I$ зависит от статистической реализации, то есть, в некоторых реализациях разброс точек более значителен. Если увеличить n_{lim} всего лишь в несколько раз, корреляция между степенью поляризации и интенсивностью полностью исчезает. Уменьшение

величины n_{lim} приводит к улучшению корреляции, но сами значения степени поляризации становятся при этом более низкими. Если задать предельную концентрацию n_{lim} , равную медианной, максимальное значение F (при минимальной интенсивности) составляет только 0.1 даже при сильном магнитном поле. Наблюдаемый наклон — уменьшение степени поляризации примерно в 3 раза при росте интенсивности на порядок — воспроизводится только при сильном поле и низком значении N_{corr} .

В других моделях ГД- и МГД-турбулентности распределение плотности может быть более широким, с разбросом плотностей, достигающим шести порядков (Padoan et al. [212]; Klessen, Heitsch & Mac Low [213]). Для сравнения с результатами этих расчетов мы ввели распределение W (рис. 64). Для указанных выше параметров медианная плотность становится равной $\sim 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, а максимальная плотность в расчетной области поднимается до $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$, хотя число плотных ячеек мало. При использовании столь широкого распределения воспроизвести наблюдаемую корреляцию между F и I можно при существенно большем значении n_{lim} . Карты и диаграммы для распределения W и $n_{\text{lim}} \approx 50n_{\text{med}}$ показаны на рис. 67 и 68. При таком выборе предельной концентрации вклад в поляризацию не вносит лишь 4% объема расчетной области. Этого достаточно, чтобы в большинстве реализаций получить хорошую корреляцию $F-I$ в случае сильного регулярного поля. В случае слабого магнитного поля разброс точек на диаграмме $F-I$ увеличивается, хотя сама величина F при малых интенсивностях велика. Во всех рассмотренных случаях, за исключением последнего, F существенно уменьшается с ростом интенсивности, как требуют наблюдения.

4.2. Эффекты термализации

Излучение пыли в областях звездообразования обычно считается оптически тонким. Тем не менее, среди возможных причин уменьшения степени поляризации с ростом интенсивности иногда упоминаются неразрешенные оптически толстые сгустки [201, 206, 214]. Данные об оптической толщине порядка 1 как в ИК- (Larsson et al. [215]; Mookerjea et al. [216]), так и в субмиллиметро-

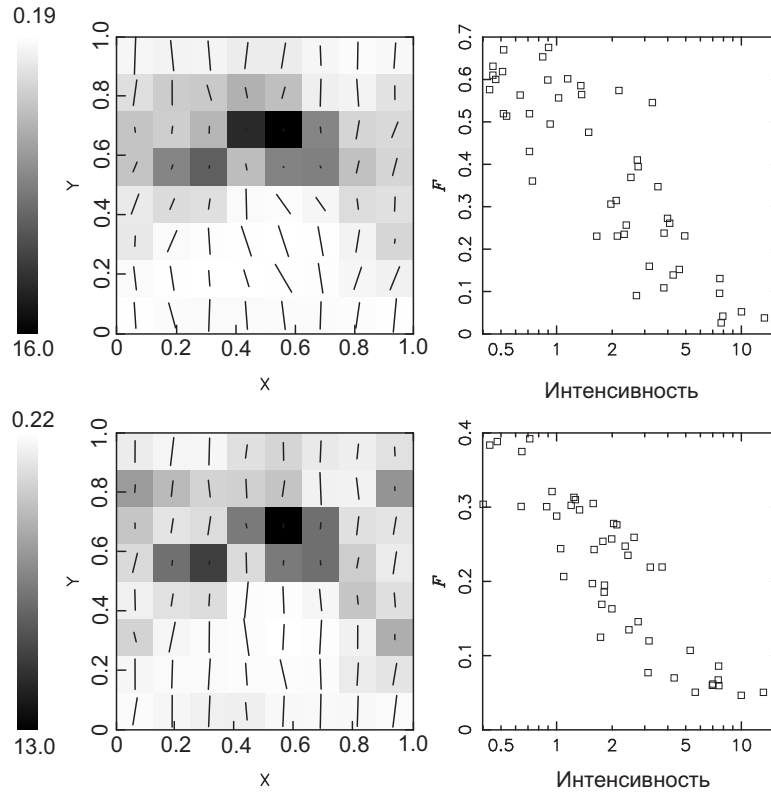


Рис. 67. Карта векторов поляризации и диаграмма F - I для распределения W и сильного регулярного магнитного поля. На верхних панелях $N_{\text{corr}} = 5$, на нижних $N_{\text{corr}} = 12$. Самый длинный вектор соответствует максимальному значению F . Карта получена в результате усреднения по квадратам со стороной 16 пикселей. Шкалы интенсивности на картах и диаграммах даны в произвольных единицах. Регулярное магнитное поле направлено вдоль оси x .

вом диапазоне (Sandell [217]; Sandell & Knee [218]) действительно получены для плотных ядер в некоторых областях звездообразования.

На рис. 69 показаны последствия термализации при оптических толщинах, превышающих 1. Для этих расчетов выражения для оптической толщины и относительных параметров Стокса были несколько обобщены. Оптическая толщина задается выражением

$$\tau = \tau_0 \int n_d ds, \quad (68)$$

где τ_0 — нормализующий фактор, а относительные параметры Стокса — вы-

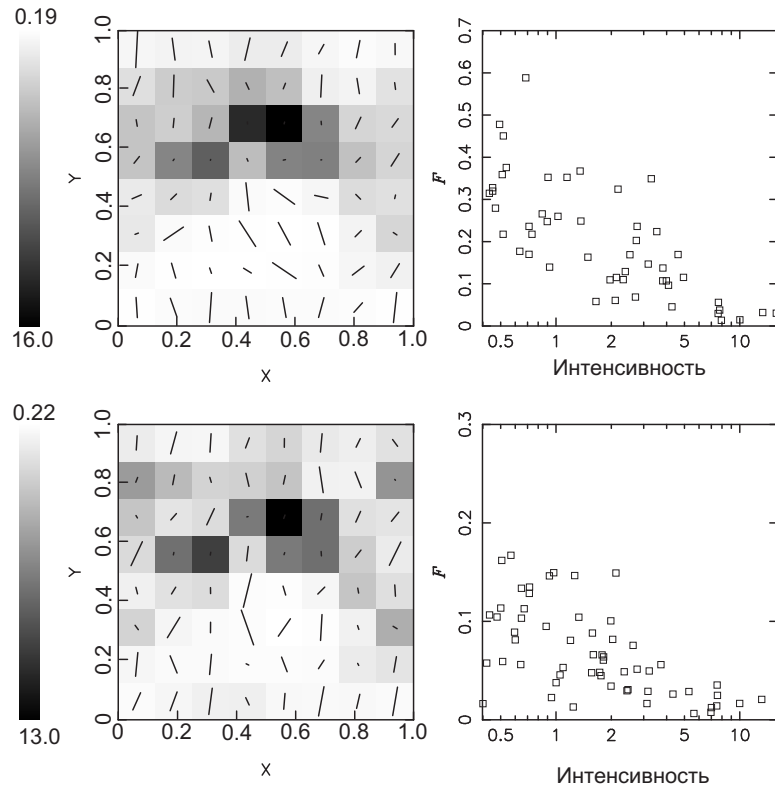


Рис. 68. То же, что на рис. 67, но для слабого регулярного магнитного поля.

ражениями

$$\begin{aligned}
 i &= 1 - e^{-\tau} \\
 q &= \tau_0 e^{-\tau} \int n_d \cos^2 \gamma' \cos 2\phi \, ds, \\
 u &= \tau_0 e^{-\tau} \int n_d \cos^2 \gamma' \sin 2\phi \, ds.
 \end{aligned}
 \tag{69}$$

Эти выражения верны для больших оптических толщин, но все еще подразумевают малость степени поляризации.

В данном случае мы используем еще более широкое распределение концентрации пыли, на рис. 64 обозначенное буквой Т. С его помощью мы рассчитали F как функцию I для трех значений τ_0 , подобранных таким образом, что максимальная оптическая толщина луча в расчетной области равна $\tau_{\max} = 1, 10$ или 100 . Предельная плотность для поляризации не задавалась. Результаты для второго и третьего случаев показаны на рис. 69. При $\tau_{\max} = 1$ корреляция степени поляризации с интенсивностью отсутствует. Она начинает проявляться лишь при $\tau_{\max} = 10$, когда свойства распределения вещества

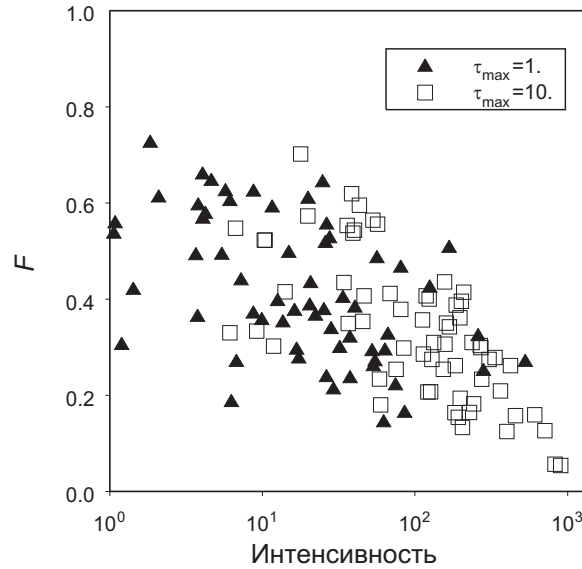


Рис. 69. Уменьшение поляризации при большой оптической толщине излучения пыли.

в расчетной области все еще можно считать реалистичными. При тех же базовых параметрах, что и ранее, при $\lambda = 1.3$ мм распределение T приводит к появлению нескольких разреженных ячеек ($n \sim 1 \text{ см}^{-3}$) и нескольких очень плотных ячеек ($n \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$). Медианная плотность для всего куба — 10^3 см^{-3} , а медианная оптическая толщина — $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ (в дальнейшем ИК-диапазоне указанные плотности будут на порядок ниже из-за более высокой непрозрачности).

Однако наблюдаемый наклон воспроизводится лишь в модели с $\tau_{\text{max}} = 100$ и медианной оптической толщиной $\sim 10^{-2}$, которая для субмиллиметрового диапазона слишком велика. Таким образом, термализация, по-видимому, не вносит вклада в явление поляризационных дыр, наблюдаемых на больших длинах волн, но может частично обуславливать этот эффект в дальнем ИК-диапазоне.

4.3. Корреляция плотности и параметров магнитного поля

Процедура, используемая нами для генерации физических величин в расчетной области, не позволяет получить распределения плотности и магнитного поля, которые были бы согласованы друг с другом. Например, в предыдущих

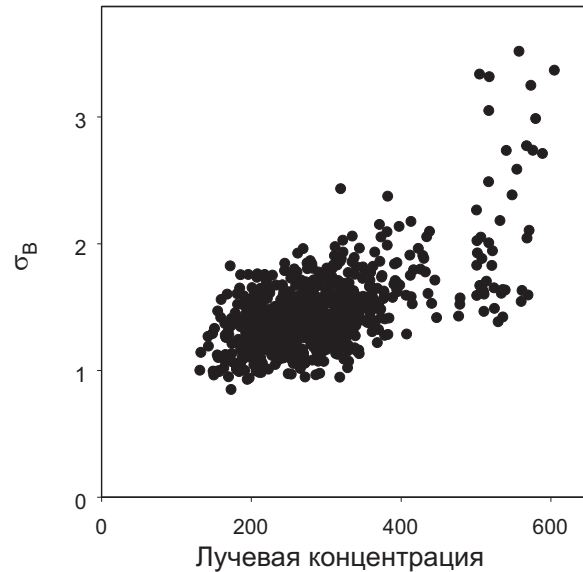


Рис. 70. Среднеквадратическое магнитное поле как функция лучевой концентрации вещества в МГД-расчетах Stone et al. [192], в произвольных единицах.

расчетах мы использовали одно и то же отношение b_{\perp} для всего куба, пренебрегая его возможной связью с вариациями плотности. В реальности же такая связь может существовать. На рис. 70 показаны стандартные отклонения величин трехмерного магнитного поля вдоль индивидуальных лучей в зависимости от лучевой концентрации (в произвольных единицах) для МГД-модели [192] в случае слабого регулярного магнитного поля — зависимость степени хаотичности магнитного поля от лучевой концентрации пыли очевидна. Она проявляется и в случае сильного магнитного поля.

Чтобы оценить важность этой корреляции, мы рассчитали модель, в которой b_{\perp} пропорционально локальной плотности и нормализовано так, что величина этого отношения при медианной плотности равна b_{med} . Использовано распределение N при $N_{\text{corr}} = 12$ (эти параметры максимально близки к параметрам МГД-кубов). На рис. 71 показаны диаграммы $F-I$ для расчетов с $b_{\text{med}} = 1.5$ и $b_{\text{med}} = 0.6$. При этих значениях b_{med} в большей части ячеек величина b_{\perp} соответствует стандартным случаям слабого и сильного регулярных полей, при низких плотностях поле почти однородно, при высоких — полностью хаотично.

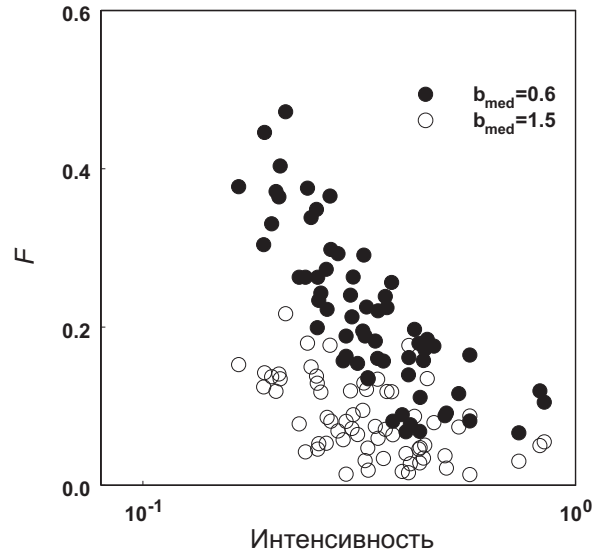


Рис. 71. Коэффициент ослабления поляризации F в зависимости от интенсивности при переменном отношении b_{\perp} .

В обоих рассмотренных случаях имеется уменьшение F с ростом интенсивности, хотя наблюдаемый наклон воспроизводится только в случае $b_{\text{med}} = 0.6$. При использовании распределения W корреляция F и I отсутствует для обоих значений b_{med} и проявляется лишь при $b_{\text{med}} < 0.2$. Однако эта величина, вероятно, слишком мала для поздних стадий эволюции областей звездообразования, которые представлены распределением W .

5. Определение параметров магнитного поля в молекулярных облаках

Поляризация света звезд и собственного теплового излучения пыли представляют собой два важных источника информации о структуре магнитного поля в областях звездообразования. Однако наблюдения указывают на то, что определению направления магнитного поля по наблюдениям поляризации света звезд может серьезно препятствовать некий фактор (или факторы), из-за чего пылинки в темных МО не вносят вклада в наблюдаемую поляризацию. В начале этой главы мы показали, что относительно сильное турбулентное поле в темных облаках способно внести в ориентацию пыли-

нок хаотичность, достаточную для того, чтобы практически свести к нулю их вклад в поляризацию. Если излучение, изначально поляризованное пылинками в «обычной» МЗС с $b_{\perp} \sim 0.6$, затем проходит примерно 10 длин корреляции в облаке, где b_{\perp} примерно в три раза больше, его поляризация остается практически неизменной как по величине, так и по направлению.

Затем мы показали, что наличие нерегулярного магнитного поля в темных облаках не противоречит относительной упорядоченности векторов поляризации теплового излучения пыли, наблюдаемой как в спокойных облаках, так и в областях активного звездообразования. Теоретические карты векторов поляризации, рассчитанные для среды с относительно сильным турбулентным магнитным полем и большим значением N_{corr} , демонстрируют регулярную структуру, характерную для наблюдений как в ИК-, так и в субмиллиметровом диапазонах. Средняя степень поляризации для теоретических карт составляет 2 – 4% (для $R \approx 0.4$), что также близко к наблюдаемым значениям.

Обратимся теперь к эффекту поляризационной дыры. Как предполагает рис. 57, уменьшение степени поляризации может быть результатом увеличения N_{corr} вдоль луча зрения в направлении центра плотного ядра по сравнению с лучами, проходящими сквозь периферию ядра. При этом N_{corr} на периферии должно быть небольшим: коэффициент турбулентного ослабления F очень быстро приближается к асимптотическому значению. Для среды с сильным регулярным полем ($b_{\perp} = 0.6$) F достигает F_{∞} , когда излучение проходит всего лишь несколько длин корреляции. При слабом магнитном поле ($b_{\perp} = 1.5$), предпочтительном с точки зрения поляризации света звезд, F уменьшается в несколько раз между $N_{\text{corr}} \sim 1$ и 30. В том же интервале N_{corr} σ_{α} уменьшается с 40° до примерно 20° .

Эти значения N_{corr} и σ_{α} больше тех, что следуют из наблюдений. Чтобы снизить необходимое число длин корреляции, необходимо учесть конечный размер диаграммы направленности и допустить, что длина корреляции L_{corr} в ядре меньше, чем на его периферии. Предположим, что в окружающем ядро газе луч проходит $N_{\text{corr}} \sim 1 - 3$ и размер диаграммы направленности не превосходит L_{corr} . В этом случае F имеет величину 0.4 – 0.5 (сплошная или

длинная штриховая линия на верхней левой панели рис. 61). Если в направлении на центр ядра L_{corr} становится меньше размера диаграммы направленности, то $F \sim 0.1$ (пунктирная линия на верхней левой панели рис. 61). При таком размере диаграммы и $N_{\text{corr}} \sim 10$, σ_α в направлении на ядро становится меньше 10° . Если тот же регион будет наблюдаться с более высоким угловым разрешением, дисперсия позиционных углов возрастет (так как G_{corr} станет меньше).

Очевидный недостаток этой картины заключается в том, что дисперсия позиционных углов на периферии объекта должна быть высокой ($\sim 40^\circ$), чего в действительности не наблюдается. Чтобы устранить этот недостаток, можно предположить, что напряженность регулярного магнитного поля в окрестностях облака выше, чем в нем самом. Если вблизи ядра $b_\perp = 0.6$, то σ_α вокруг него может не превышать 20° (сплошная линия на нижней правой панели рис. 61 при $N_{\text{corr}} = 3$).

Требование небольшого количества длин корреляции в направлении периферии ядра также противоречит нашему выводу в отношении поляризации света звезд, который состоит в том, что в типичном темном облаке величина N_{corr} должна быть не меньше 10. Однако нужно отметить, что в тех случаях, когда поляризацию света звезд и теплового излучения пыли удастся наблюдать одновременно, как например, в объекте В1, они не складываются в согласованную картину [209]. Вполне вероятно, что поляризованное излучение фоновых звезд и собственное излучение пыли несут информацию о различных объектах или различных частях одного объекта, даже если их удастся пронаблюдать в непосредственной близости друг от друга. Важно также, что излучение фоновых звезд исследуется, в основном, в спокойных облаках, тогда как исследование собственного излучения пыли вплоть до недавнего времени было привязано к ядрам в областях активного звездообразования, многие из которых уже содержат протозвездные объекты с дисками, биполярными истечениями и пр.

Ключевым фактором в исследовании связи поляриметрических характеристик со структурой турбулентной среды является длина корреляции, точ-

нее, ее соотношение с размером объекта и размером диаграммы направленности. К сожалению, возможности оценки этого параметра на основе наших вычислений мешает отсутствие информации о величине R и о геометрии источника. С учетом этих ограничений с помощью рис. 61 и 62, а также с помощью соотношения (63) некоторую информацию о N_{corr} из наблюдений извлечь все-таки можно. Предположив, что число длин корреляции вдоль луча зрения совпадает с их количеством в поперечном направлении, мы можем заменить S в уравнении (63) на N_{corr}/D , где D — поперечник объекта, выраженный в размерах диаграммы направленности. После этого уравнение (63) можно разрешить относительно N_{corr} (через G_{corr}).

Рассмотрим в качестве примера два объекта. Положение ядра L1544 на левой панели рис. 62 предполагает, что регулярное магнитное поле в этом объекте сильно. В этом случае дисперсия позиционных углов σ_α соответствует $G_{\text{corr}} \sim 10$ (см. правую панель рис. 61). В данных наблюдениях $D \sim 8$, откуда $N_{\text{corr}} \sim 5$. Приняв, что расстояние до L1544 равно 140 пс, а угловой размер — около $110''$ [102], получаем $L_{\text{corr}} \sim 0.02$ пс. Ядро L43 на левой панели рис. 62 находится почти на кривой, соответствующей слабому регулярному полю. Небольшая дисперсия позиционных углов согласуется с $G_{\text{corr}} \sim 50$, что для того же значения D приводит к $N_{\text{corr}} \approx 20$. Для расстояния 170 пс и углового размера $\sim 100''$ [102], получаем $L_{\text{corr}} \sim 0.004$ пс. Полученные значения длин корреляции могут использоваться как при исследовании структуры магнитного поля и поля скоростей, так и для изучения влияния турбулентной диффузии на химическую структуру облака.

В частности, мы можем теперь оценить, насколько наличие турбулентного поля скоростей (связанного с турбулентным магнитным полем) способно повлиять на результаты моделирования химической эволюции ядра L1544 в главе 2. Если принять для коэффициента диффузии приближение

$$K = v_{\text{turb}} L_{\text{corr}},$$

то при $v_{\text{turb}} \leq 300$ м с⁻¹ для ядра L1544 получаем $K \leq 1.8 \cdot 10^{21}$ см² с⁻¹. Это значение слишком мало, чтобы турбулентная диффузия существенно изменила распределение молекулярных обилий в объекте (напр. Willacy et al. [219]).

Заключение к главе 4

В этой главе рассмотрено взаимодействие излучения фоновых звезд с ансамблем ориентированных пылинок в плотном молекулярном облаке. Показано, что наблюдаемые поляризационные свойства проходящего света звезд воспроизводятся при условии, что магнитное поле в облаке более хаотично, чем в межоблачном пространстве. В этом случае степень поляризации света звезды, поляризованного до входа в облако, остается после прохождения облака практически неизменной. Если длина пути света звезды в облаке составляет не менее десяти длин корреляции хаотического магнитного поля, не изменяется также и дисперсия позиционных углов векторов поляризации группы фоновых звезд.

Эти выводы находятся в качественном согласии с поляриметрическими характеристиками собственного теплового излучения пыли. Однако неразрешенная структура магнитного поля, скорее всего, не может служить объяснением для явления «поляризационных дыр», так как значение степени поляризации при прохождении света через ансамбль пылинок, ориентированных турбулентным магнитным полем, очень быстро (при количестве длин корреляции вдоль луча N_{corr} порядка 10) достигает асимптотического значения и далее не снижается. Воспроизвести наблюдаемое понижение степени поляризации пыли при росте интенсивности излучения можно, предположив, что в областях повышенной плотности магнитное поле становится более хаотическим или что при повышении плотности пылинки теряют свои поляризующие свойства.

Глава 5

Диагностика магнитного поля в областях звездообразования по наблюдениям спектральных линий

Исследования поляризационных свойств излучения пыли и проходящего излучения свойств в лучшем случае позволяют получить общее представление о пространственной структуре магнитного поля и об отношении напряженностей регулярного и хаотического магнитного поля в областях звездообразования и, в частности, в дозвездных ядрах. Более чувствительным инструментом и в этом случае оказываются тепловые и мазерные спектральные линии. В этой главе рассматривается возможность определения с их помощью природы турбулентного магнитного поля и его количественных характеристик.

Для моделирования турбулентной среды используются как статистические реализации поля скоростей и магнитного поля, так и результаты МГД-расчетов. Подобные методы анализа спектральных линий ранее применялись для определения параметров турбулентного поля скоростей в молекулярных облаках (напр. [191, 220, 221]). Оценка параметров магнитного поля по профилям молекулярных линий проводится впервые.

Возможность определения природы магнитного поля в областях звездообразования по наблюдениям мазеров ОН ограничена тем, что они возникают в довольно специфических обстоятельствах: в протопланетных дисках, вблизи ионизационных и ударных фронтов, в местах взаимодействия молекулярных истечений из протозвездных дисков с окружающим веществом молекулярного облака. Тем не менее, объекты, являющиеся источниками мазерного излучения, имеют, скорее всего, отношение и к «глобальной» эволюции областей звездообразования. Энергетические процессы, приводящие к возникновению ионизационных и ударных фронтов, в частности, сопровождаемых появлением мазерных пятен, считаются одним из механизмов генерации турбулентности в областях звездообразования.

1. Оценка параметров магнитного поля по профилям молекулярных линий

Основным источником информации о направлении магнитного поля в проекции на картинную плоскость являются данные о плоской поляризации света звезд и собственного излучения пыли. Однако, как показывают последние наблюдения и результаты, полученные в диссертации, использование пыли в качестве индикатора структуры магнитного поля в плотных молекулярных облаках не всегда оказывается возможным (подробнее — в главе 4). Кроме того, из поляриметрических наблюдений невозможно вывести величину напряженности поля. С другой стороны, о наличии и силе магнитного поля в молекулярных облаках можно судить по данным о линейной и круговой поляризации мазерных и тепловых линий межзвездных молекул, обусловленной эффектом Зеемана. Хотя эти данные пока не столь обширны, чтобы позволить получить детальную информацию о структуре магнитного поля и о его природе, наблюдательная техника продолжает совершенствоваться. В этом разделе мы количественно исследуем чувствительность круговой поляризации спектральных линий к наличию хаотического компонента магнитного поля в межзвездных облаках.

Поляризация излучения, распространяющегося вдоль данного направления, представляет собой сумму вкладов элементов газа вдоль всего луча зрения. Поэтому влияние отклонений магнитного поля от среднего направления по мере распространения излучения сквозь облако будет постепенно сходить на нет. Мы исследуем, сохраняется ли в поляризации излучения турбулентной среды какая-либо информация о структуре магнитного поля. Для моделирования магнитного поля и поля скоростей используется метод, описанный в предыдущей главе.

1.1. Моделирование профилей линий

Вычисления для этого раздела проводились в предположении, что величина зеемановского расщепления существенно меньше ширины спектральной

линии. Запишем выражение для оптической толщины в виде

$$\tau(v) = \int f(s) \exp(-(v - v_{\text{turb}})^2/v_{\text{th}}^2) ds, \quad (70)$$

где интегрирование проводится по лучу зрения. Этот интеграл фактически представляет собой сумму вкладов компонентов газа по лучу зрения, причем скорость компонента в точке с координатой s равна $v_{\text{turb}}(s)$. Вся необходимая для вычисления оптической толщины информация о возбуждении, обилии рассматриваемого соединения, атомных (молекулярных) данных и пр. включена в функцию непрозрачности $f(s)$. Результирующая круговая поляризация (параметр Стокса V) в этом случае определяется разностью оптических толщин $\tau_V = \tau_R - \tau_L$ двух ортогональных поляризаций. Легко показать, что при $\tau_V \ll 1$

$$\tau_V = 2pv_{\text{th}}^{-2} \int f(s)B(s)(v - v_{\text{turb}}) \exp(-(v - v_{\text{turb}})^2/v_{\text{th}}^2) ds, \quad (71)$$

где в множитель p включены параметры данного перехода, а $B(s)$ — компонент магнитного поля, параллельный лучу зрения.

Действительно, для линии поглощения

$$V = I_R - I_L = \exp[-\tau_R] - \exp[-\tau_L],$$

где τ_R и τ_L — оптические толщины для право- и левополяризованного излучения. При $\tau_R \approx \tau_L \approx \tau$ ($\tau_R - \tau_L \ll 1$) получаем

$$\begin{aligned} V &\approx \exp[-\tau_R] - \exp[-\tau_L] = \exp \tau (1 - \exp(\tau_R - \tau_L)) = \\ &= \exp \tau (\tau_R - \tau_L) = I(\tau_R - \tau_L). \end{aligned}$$

Запишем оптическую толщину в виде

$$\tau_{R,L} = \int f(s) \exp(-(v - v_{\text{turb}} \pm v_Z)^2/v_{\text{th}}^2) ds,$$

где v_Z — величина зеемановского расщепления в единицах скорости. При условии, что $v_Z \ll v_{\text{th}}$, получаем

$$\tau_{R,L} = \int f(s) \exp[-(v - v_{\text{turb}})^2/v_{\text{th}}^2] \exp[\mp 2(v - v_{\text{turb}})v_Z/v_{\text{th}}^2] ds =$$

$$= \int f(s) \exp \left[-(v - v_{\text{turb}})^2 / v_{\text{th}}^2 \right] \left[1 \mp 2(v - v_{\text{turb}})v_Z / v_{\text{th}}^2 \right] ds.$$

Таким образом, с точностью до знака

$$\tau_V = \tau_R - \tau_L = 2 \int f(s) \exp \left[-(v - v_{\text{turb}})^2 / v_{\text{th}}^2 \right] (v - v_{\text{turb}})v_Z / v_{\text{th}}^2 ds.$$

Отсюда выражение (71) получается заменой v_Z на $pB(s)$.

Если величина B не зависит от s (постоянна по лучу зрения), то

$$\tau_V = pB \partial \tau(v) / \partial v. \quad (72)$$

При наблюдениях линии поглощения на фоне мощного источника континуума, подобных наблюдениям Ориона А, которые рассматриваются далее, наблюдаемая интенсивность

$$I = I_0 \exp(-\tau),$$

где I_0 — интенсивность фонового источника. Величина параметра Стокса V определяется выражением

$$V = \tau_V I.$$

При условии постоянства B получаем

$$V = pB \partial I / \partial v. \quad (73)$$

Таким образом, величину B можно определить по измерениям I и V . Хотя предположение о постоянстве магнитного поля вряд ли выполняется в реальных объектах, уравнение (73) может применяться для оценки «типичного» («best fit») в смысле метода наименьших квадратов значения B_f

$$B_f = \int (V \partial I / \partial v) dv / \int p (\partial I / \partial v)^2 dv \quad (74)$$

или для значения магнитного поля на данной частоте

$$B_f(v) = V / (p \partial I / \partial v). \quad (75)$$

Если у магнитного поля имеется нерегулярная составляющая, величина B_f будет варьироваться при перемещении диаграммы направленности телескопа

по проекции облака. Даже в одной и той же точке хаотическая структура магнитного поля приведет к тому, что уравнение (75) будет давать различные значения $B_f(v)$ для различных скоростей (частот) в пределах наблюдаемой линии. Очевидно, что эти вариации B_f содержат информацию о реальных вариациях величины магнитного поля $B(s)$.

В этом разделе мы исследуем статистические соотношения между вариациями B_f , которые могут быть оценены из наблюдений, с «реальной» величиной нерегулярной составляющей B , которая обуславливает эти вариации. Конкретно, мы рассмотрим две величины. 1) Стандартное отклонение величин B_f , оцененных в различных точках поверхности модельного облака

$$(B_f)_{sd} = \{ \langle B_f^2 \rangle - \langle B_f \rangle^2 \}^{1/2}. \quad (76)$$

2) Среднее по поверхности облака значение $\langle (B_{res}^2)^{1/2} \rangle$ остаточных отклонений, получаемых в результате вычисления B_f в различных точках облака по методу наименьших квадратов. В данной точке

$$B_{res}^2 = \int (\tau_V - p B_f \partial \tau / \partial v)^2 dv / \int (p \partial \tau / \partial v)^2 dv. \quad (77)$$

При использовании статистических реализаций магнитного поля и поля скоростей величина функции $f(s)$ будет считаться постоянной, а при использовании результатов МГД-расчетов — пропорциональной плотности вещества (в ряде случаев, оговоренных особо). Величина $\langle (B_{res}^2)^{1/2} \rangle$ чувствительна к изменениям магнитного поля вдоль луча зрения, а величина $(B_f)_{sd}$ чувствительна к изменениям магнитного поля в картинной плоскости.

На рис. 72 показаны результаты расчетов для $(B_f)_{sd}$. В случае статистических реализаций поля величина $(B_f)_{sd}$ не зависит от величины регулярного поля, поэтому результаты удобно представить в виде отношения $(B_f)_{sd} / B_{rms}$, где среднеквадратическое значение нерегулярного (турбулентного) компонента магнитного поля $B_{rms} \equiv \langle B_{turb}^2 \rangle^{1/2}$. Сплошная линия соответствует случаю, когда величина B_f определялась отдельно для каждого из $(128)^2$ направлений, пересекающих поверхность вычислительного куба, состоящего из $(128)^3$ ячеек. Штриховой линией представлены результаты расчетов, в

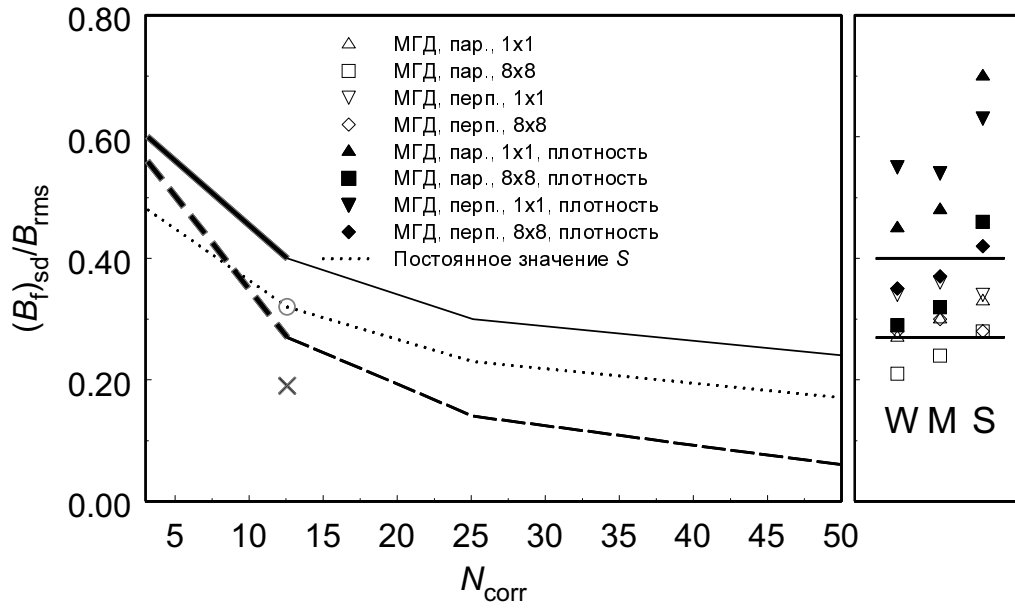


Рис. 72. На левой панели представлено отношение $(B_f)_{sd}/B_{rms}$ в зависимости от размера расчетной области N_{corr} , выраженного в единицах длины корреляции. Сплошной линией показаны результаты расчетов для индивидуальных лучей, штриховой — результаты расчетов с усреднением по площадкам 8×8 . Пунктирная линия соответствует варианту, когда усреднение для каждого куба проводилось по площадкам, поперечник которых равен не заданному количеству ячеек, а заданному числу длин корреляции. На правой панели показано отношение $(B_f)_{sd}/B_{rms}$, вычисленное по результатам МГД-расчетов для слабого (W), умеренного (M) и сильного (S) магнитных полей.

которых перед вычислением B_f значения интенсивности и V сначала суммировались в пределах площадок размером 8×8 , символизирующих конечный размер диаграммы направленности телескопа. Результаты представлены для различных значений k_{min} , соответствующих различным значениям размера вычислительного куба N_{corr} , выраженного в единицах длины корреляции. Как уже говорилось, при получении статистических реализаций магнитного поля и поля скоростей мы использовали спектр мощности ($k^{-7/3}$), то есть, несколько более крутой, чем колмогоровский. Чтобы проверить чувствительность расчетов к этому параметру, мы провели также расчеты с колмогоровским спектром ($k^{-5/3}$). На рис. 72 их результаты для $N_{corr} = 12$ показаны кружком (без усреднения) и крестиком (с усреднением по площадке 8×8). Отличие от стандартного варианта в контексте решаемой задачи незначи-

тельно.

Величина $(B_f)_{sd}/B_{rms}$ вычислялась для диапазона значений среднеквадратической турбулентной скорости, примерно соответствующего наблюдаемому. Результаты расчетов показали, что данная величина от турбулентной скорости почти не зависит. При $N_{corr} \leq 12$ внешний масштаб турбулентности составляет существенную долю размера куба, поэтому значимыми становятся различия в $(B_f)_{sd}/B_{rms}$, вычисленных для различных статистических реализаций с одинаковыми параметрами. Для этих значений N_{corr} графики на рис. 72 проводились путем усреднения по нескольким реализациям (это символизируется большей толщиной линий). При $N_{corr} \geq 12$ различия между реализациями становятся пренебрежимо малы.

На правой панели рис. 72 приводятся отношения $(B_f)_{sd}/B_{rms}$, вычисленные по результатам МГД-расчетов Stone et al. [192], в которых размер куба $N_{corr} \simeq 12$. Для простоты сравнения на правой панели двумя горизонтальными линиями показаны отношения $(B_f)_{sd}/B_{rms}$ для статистических реализаций при том же значении N_{corr} . Нужно отметить, что наиболее близки между собой результаты расчетов, выполненные для статистических и численных полей без учета вариаций плотности (последние на правой панели рис. 72 показаны открытыми символами). Кроме того, в статистических реализациях магнитное поле и поле скоростей независимы друг от друга, поэтому характер «движения» вещества и отношение $(B_f)_{sd}/B_{rms}$ в этих моделях не зависит от величины среднего магнитного поля. В МГД-расчетах параметры поля скоростей, напротив, связаны с параметрами магнитного поля. В частности, в модели с сильным полем величина L_{corr} различна для направлений, параллельных и перпендикулярных магнитному полю. Поэтому на правой панели рис. 72 представлены результаты для случаев, когда излучение распространяется параллельно и перпендикулярно регулярному магнитному полю, как для индивидуальных лучей, так и для усреднения по площадкам 8×8 . Сплошными символами показаны отношения $(B_f)_{sd}/B_{rms}$ для модели, в которой функция непрозрачности $f(s)$ из уравнения (70) считалась пропорциональной плотности.

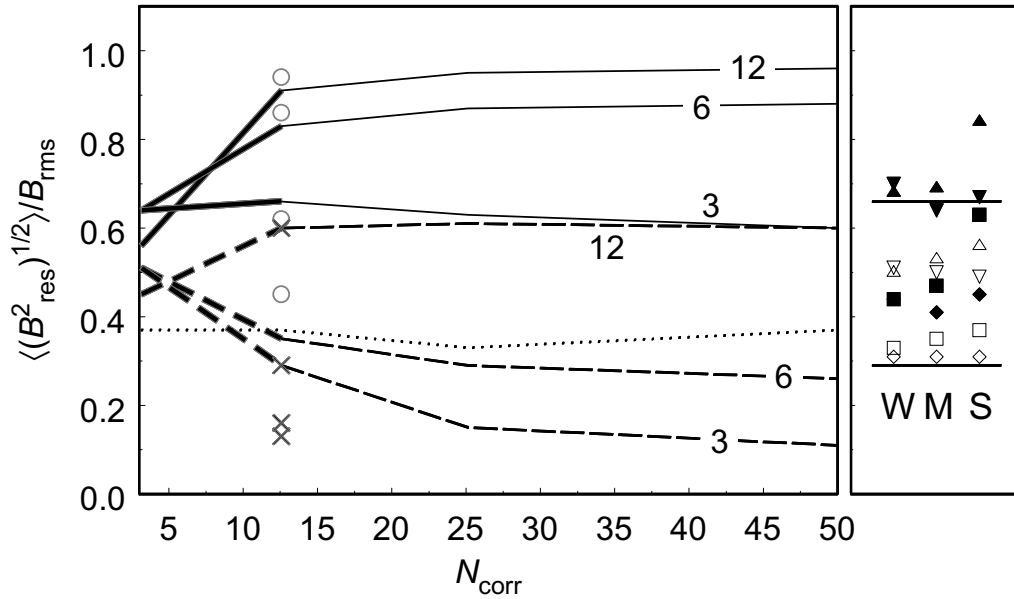


Рис. 73. Левая панель — отношение $\langle (B_{\text{res}}^2)^{1/2} \rangle / B_{\text{rms}}$ как функция размера расчетной области N_{corr} , выраженного в единицах длины корреляции. Над кривыми указаны значения среднеквадратической турбулентной скорости в единицах v_{th} . Сплошными линиями показаны результаты расчетов для индивидуальных лучей, штриховыми — результаты расчетов с усреднением по площадкам 8×8 . Пунктирная линия соответствует варианту, когда усреднение для каждого куба проводилось по площадкам, поперечник которых равен не заданному количеству ячеек, а заданному числу длин корреляции. Правая панель — отношение $\langle (B_{\text{res}}^2)^{1/2} \rangle / B_{\text{rms}}$, вычисленное по результатам МГД-расчетов для слабого (W), умеренного (M) и сильного (S) магнитных полей.

В расчетах с учетом конечного размера диаграммы направленности (с усреднением по площадкам 8×8) и без учета вариаций плотности величина $(B_f)_{\text{sd}} / B_{\text{rms}}$ в модели с умеренным (M) магнитным полем варьируется от 0.25 до 0.30, в зависимости от ориентации магнитного поля относительно луча зрения. При том же размере куба ($N_{\text{corr}} = 12$) результат расчета со статистически генерируемыми полями лежит между двумя этими значениями. Учет неравномерного распределения вещества в МГД-расчетах приводит к тому, что величина $(B_f)_{\text{sd}} / B_{\text{rms}}$ несколько возрастает, занимая диапазон от 0.33 до 0.39.

На рис. 73 представлено отношение $\langle (B_{\text{res}}^2)^{1/2} \rangle / B_{\text{rms}}$. В отличие от отношения $(B_f)_{\text{sd}} / B_{\text{rms}}$ данный параметр зависит от величины турбулентной скорости. Поэтому на левой панели рис. 73 приведены графики для нескольких

значений отношения $v_{\text{turb}}/v_{\text{th}}$ (эти значения указаны рядом с кривыми). Для этих же значений и $N_{\text{corr}} = 12$ приведены величины $\langle (B_{\text{res}}^2)^{1/2} \rangle / B_{\text{rms}}$, вычисленные для колмогоровского спектра мощности — кружки без усреднения и крестики с усреднением по площадке 8×8 . Как и на рис. 72, на правой панели показаны отношения $\langle (B_{\text{res}}^2)^{1/2} \rangle / B_{\text{rms}}$ для МГД-расчетов. Двумя горизонтальными линиями для сравнения отмечены результаты расчетов со статистическими полями при $v_{\text{turb}}/v_{\text{th}} = 2$, что близко к значению турбулентной скорости в МГД-расчетах. Опять можно отметить, что результаты для «искусственных» полей и для полей, полученных с помощью МГД-модели, хорошо согласуются между собой при условии, что не приняты в расчет вариации плотности.

В целом, можно сказать, что для целей настоящего исследования статистически генерируемые магнитные поля и поля скоростей вполне пригодны, в том смысле, что они приводят к тем же результатам, что и расчеты, выполненные на основе трехмерного МГД-моделирования.

1.2. Сравнение с данными наблюдений

Чтобы применить описанные выше статистические закономерности к наблюдениям, необходимы данные о величине V для большого количества направлений в пределах исследуемого молекулярного облака. Мы рассмотрим в качестве примера определение параметров магнитного поля по поляриметрическим наблюдениям области Орион А в линии поглощения HI, проведенных Троландом и др. (частное сообщение). Наблюдения проводились на телескопе VLA в конфигурации «С» с угловым разрешением $15''$, что на расстоянии 450 пс, обычно принимаемом для области звездообразования ОМС-1, соответствует 0.03 пс. Анализ ограничен частью поверхности облака, в которой интенсивность фонового источника достаточно велика для обнаружения магнитного поля с достоверностью выше «трех сигма». Этому критерию удовлетворяют около 100 независимых направлений, для которых были получены значения B_f и B_{res}^2 .

В направлении на Орион А спектр вблизи длины волны 21 см состоит

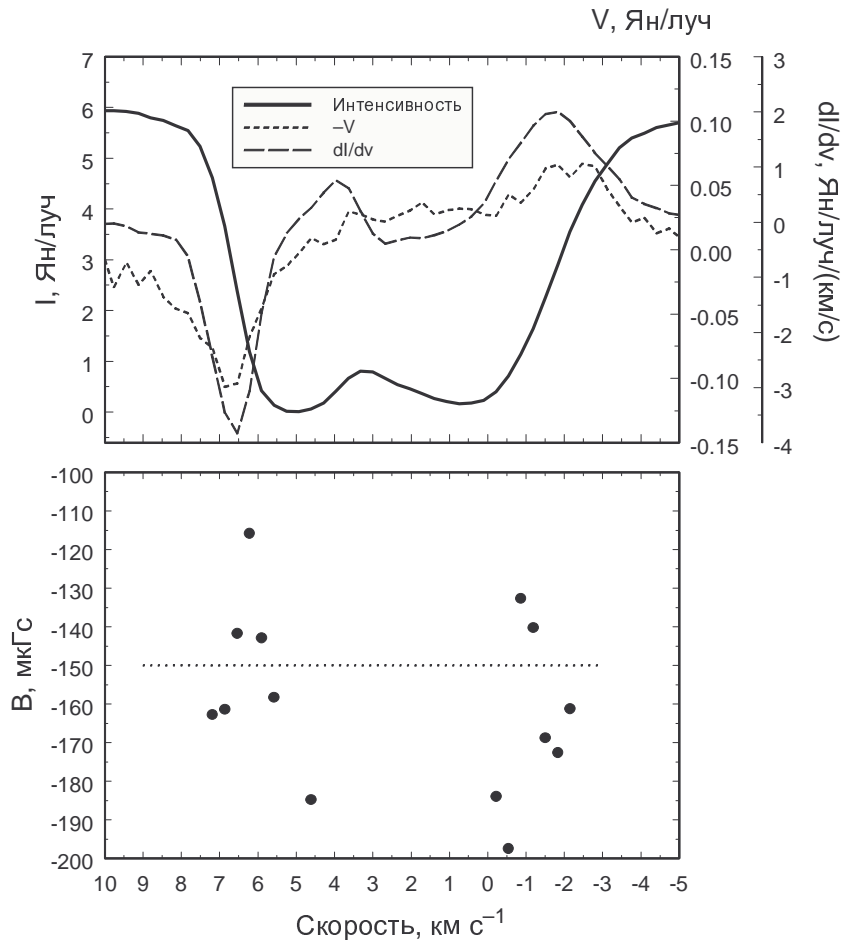


Рис. 74. На верхней панели показаны интенсивность I , параметр Стокса V и производная dI/dv для типичной точки в области Орион А как функция лучевой скорости. На нижней панели показаны значения напряженности магнитного поля (мкГс), вычисленные по соотношению $B = V/(pdI/dv)$ с использованием спектра на верхней панели для нескольких значений лучевой скорости.

из двух перекрывающихся линий поглощения. Пример такого спектра для одного из рассмотренных направлений изображен на рис. 74. Два этих компонента возникают в нейтральном газе, расположенном по нашу сторону области III Орион А и протянувшимся в картинной плоскости не менее чем на 1.6 пс. Детальный анализ этой области проведен в работе Van der Werf & Goss [222]. По мнению ее авторов, компонент с отрицательной скоростью рождается в области, где молекулы H_2 диссоциируются УФ-излучением и, вероятно, ударными волнами. Второй компонент возникает в оболочке молекулярного облака, расположенной вне области III, с плотностью $n_H \geq 10^3$

см^{-3} . В нашем анализе мы использовали только данные с частотных каналов в высокоскоростном крыле линии, возникающей во втором компоненте, что на рис. 74 соответствует диапазону скоростей от 6 до 8 км с^{-1} . Точнее, в расчете использовались только каналы, в которых поглощение составляло не более 90% от поглощения в ядре линии. Выбор второго компонента обусловлен тем, что его свойства, по-видимому, в большей степени типичны для оболочек молекулярных облаков. Кроме того, форма линий первого компонента обычно обеспечивает более низкую чувствительность к величине B_f , в результате чего меньшее количество направлений оказывается пригодным для нашего анализа.

Формальная среднеквадратическая ошибка в величине B_f , полученной с помощью уравнения (74) по одной спектральной линии,

$$\sigma_f^2 = B_{\text{res}}^2 / (N - 1),$$

где N — число частотных каналов, задействованных в расчете. Различия между V и $\partial I / \partial v$, обуславливающие величину σ_f^2 , являются результатом не только наличия нерегулярной составляющей магнитного поля, но и шума — как в фоновом источнике, так и в инструменте. В интересующем нас режиме ($\tau_V \ll 1$ и $V/I \ll 1$) вклад шума в σ_f^2 выражается как

$$\sigma_{\text{th}}^2 \simeq \sum_i \sigma_{V,\text{th}}^2 (\partial B_f / \partial V_i)^2.$$

Здесь $\sigma_{V,\text{th}}^2$ — среднеквадратическое отклонение в измеренной величине V , которое наблюдалось бы при условии неизменности магнитного поля вдоль луча зрения. Суммирование производится по всем величинам V_i , которые использовались для вычисления B_f в данной точке. Оценим величину $\sigma_{V,\text{th}}^2$ в интервале скоростей того же размера, что интервал, использованный для вычисления B_f , но расположенном за пределами спектральной линии. В континууме измеренная величина V не зависит от вариаций магнитного поля, тогда как вклад шума должен быть примерно тем же, что и внутри линии. Иными словами, вычислим величину

$$\sigma_{V,\text{th}}^2 = \sum_j V_j^2 / (N - 1),$$

где суммирование ведется по интервалу вне спектральной линии. Для каждого спектрального профиля нами были вычислены величины σ_f^2 и σ_{th}^2 , которые затем усреднялись по всей поверхности облака. Как оказалось, для изучаемой области

$$\sigma_{\text{th}}^2/\sigma_f^2 \simeq 0.1.$$

Ввиду малости этого отношения для простоты далее мы будем пренебрегать вкладом шума и считать, что значения σ_f и $(B_f)_{\text{sd}}$ обусловлены исключительно вариациями магнитного поля.

Из анализа всех независимых наблюдательных точек в направлении Ориона А мы нашли, что средняя величина B_f для этой области

$$\langle B_f \rangle^{\text{obs}} = -170 \text{ мкГс}$$

со стандартным отклонением

$$(B_f)_{\text{sd}}^{\text{obs}} = 130 \text{ мкГс}$$

и средним значением остаточных отклонений

$$\langle (B_{\text{res}}^2)^{1/2} \rangle^{\text{obs}} = 83 \text{ мкГс}.$$

Гистограмма значений B_f^{obs} , использованных для вычисления $\langle B_f \rangle^{\text{obs}}$, показана на рис. 75.

Чтобы применить закономерности, представленные на рис. 72 и 73, для оценки величины нерегулярного магнитного поля B_{rms} в области Орион А, необходимо знать размер расчетной области, выраженный в длинах корреляции N_{corr} . Разумеется, реальные молекулярные облака вряд ли представляют собой статистически однородные образования. Тем не менее, мы можем оценить L_{corr} для исследуемого участка поверхности облака Орион А по вариациям в наблюдаемых величинах, используя для этого структурную функцию (рис. 76). Ее анализ показывает, что поперечник исследуемой области равен примерно десяти L_{corr} , соответственно, отношение элемента разрешения к длине корреляции примерно равно единице. Поскольку размер всего облака в единицах L_{corr} неизвестен, мы вычислили отношения $(B_f)_{\text{sd}}/B_{\text{rms}}$ и

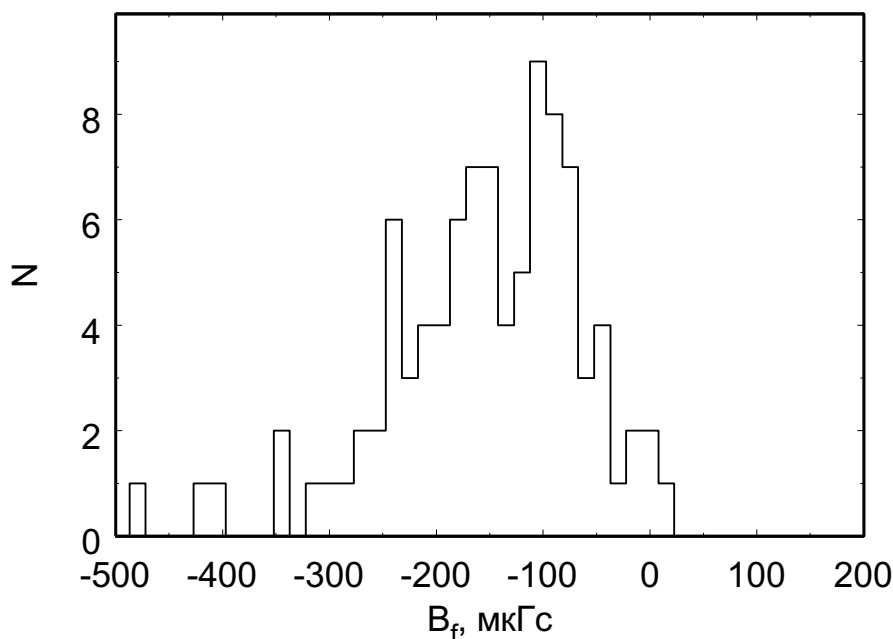


Рис. 75. Гистограмма значений напряженности магнитного поля B_f^{obs} для примерно 100 независимых направлений в области Орион А.

$\langle (B_{\text{res}}^2)^{1/2} \rangle / B_{\text{rms}}$ для статистически генерируемых полей в широком диапазоне значений L_{corr} . Усреднение выполнялось не по площадкам фиксированного размера 8×8 пикселей, как ранее, а по площадкам с поперечником, равным L_{corr} (исходя из нашего вывода, что в используемых наблюдениях Ориона А размер одного элемента разрешения примерно равен L_{corr}). Результаты этих расчетов на рис. 72 и 73 показаны пунктирными линиями.

Отношение $(B_f)_{\text{sd}} / B_{\text{rms}}$ (пунктирная линия на рис. 72) зависит от неопределенности в N_{corr} довольно сильно, хотя и слабее, чем отношения, вычисленные без учета соотношения между размером элемента разрешения и L_{corr} . Значение $(B_f)_{\text{sd}} / B_{\text{rms}}$ варьируется от 0.35 при $N_{\text{corr}} = 10$ до примерно 0.2 при $N_{\text{corr}} = 50$. Если считать, что в исследуемом объекте $N_{\text{corr}} \geq 10$, то полученное из наблюдений значение $(B_f)_{\text{sd}}^{\text{obs}} = 130$ мГс соответствует среднеквадратическому значению напряженности хаотического магнитного поля $B_{\text{rms}} \geq 370$ мГс. Отношение $\langle (B_{\text{res}}^2)^{1/2} \rangle / B_{\text{rms}}$, вычисленное при постоянном S , от N_{corr} почти не зависит (пунктирная линия на рис. 73) и равно примерно 0.4 во всем рассмотренном диапазоне N_{corr} . Это означает, что величина

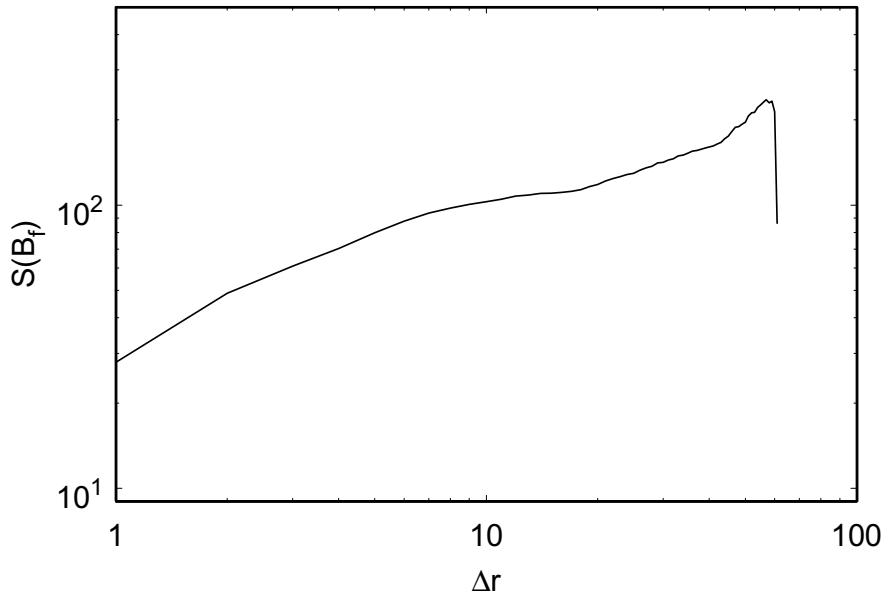


Рис. 76. Структурная функция для напряженности магнитного поля B_f^{obs} в области Орион А.

$\langle (B_{\text{res}}^2)^{1/2} \rangle^{\text{obs}}$, полученная из наблюдений (в случае Ориона А — 83 мкГс), составляет примерно 40% от реального значения B_{rms} , равного, следовательно, $\simeq 210$ мкГс. Это означает, что $B_{\text{rms}} \simeq |\langle B_f \rangle^{\text{obs}}|$.

Расхождение между двумя оценками B_{rms} , по крайней мере, частично может быть связано с тем, что при работе со статистическими полями мы не учитываем турбулентных флуктуаций плотности. Из рис. 72 и 73 видно, что оба исследованных отношения уменьшаются при увеличении N_{corr} , то есть, влияние вариаций магнитного поля на форму профилей V ослабевает, по мере того как возрастает количество «ячеек корреляции», пересеченных лучом зрения. Если функция непрозрачности от точки к точке изменяется из-за вариаций плотности или по другим причинам, оба отношения увеличиваются, так как эффективно сокращается количество «ячеек корреляции», вносящих вклад в профиль V . Вычисления, выполненные по результатам МГД-расчетов, указывают, что для $(B_f)_{\text{sd}}/B_{\text{rms}}$ (рис. 72) рост более значителен. Иными словами, корректный учет вариаций плотности приведет к сокращению различия между значениями B_{rms} , полученными двумя способами.

Теоретически, нельзя исключить возможность того, что большой вклад

в наблюдаемый разброс B_f вносят крупномасштабные вариации магнитного поля, не связанные с турбулентностью. Однако предварительный анализ данных наблюдений показывает, что в облаке Орион А такие вариации вряд ли значительны, по крайней мере, в направлении луча зрения. На нижней панели рис. 74 приведены величины B_f , оцененные как по высокоскоростному, так и по низкоскоростному компоненту. Среднее значение напряженности регулярного магнитного поля в обоих компонентах одно и то же, хотя они и находятся в разных точках луча зрения. Распределение B_f по поверхности облака также не выявляет какой-либо существенной крупномасштабной структуры.

Таким образом, мы приходим к выводу, что в оболочке молекулярного облака Орион А B_{rms} по величине примерно совпадает со средним магнитным полем $\langle B_f \rangle^{\text{obs}}$, то есть, магнитное поле в этом объекте обладает довольно хаотичной структурой. Способность движений газа до такой степени деформировать его означает, что турбулентная кинетическая энергия по меньшей мере сравнима с энергией магнитного поля, а турбулентная скорость — с альвеновской скоростью. Это согласуется с результатами главы 4 и данными исследований других молекулярных облаков (Crutcher [223]), что подтверждает наш вывод о существенном влиянии турбулентного магнитного поля на наблюдаемую форму профилей V .

2. Природа нерегулярного магнитного поля в областях звездообразования и наблюдения ОН-мазеров

Поляриметрические наблюдения пыли и тепловых линий молекул позволяют оценить относительную важность нерегулярного и регулярного магнитных полей, а также определить усредненную по лучу зрения напряженность этих полей. Однако по ним невозможно установить природу хаотического поля, в частности, выяснить являются ли его вариации следствием МГД-турбулентности. Более чувствительным индикатором структуры магнитного поля могут оказаться мазеры.

Как показывают аналитические и численные исследования, магнитогидродинамическая (МГД) турбулентность в высокой степени анизотропна [224, 225, 226, 227]. Согласно теории Голдрайка-Шридары [224] турбулентные вихри вытянуты вдоль силовых линий, причем эта вытянутость усиливается при переходе к меньшим пространственным масштабам. Это означает, что оптическая толщина спектральных линий τ в среде с МГД-турбулентностью будет больше в направлении, параллельном магнитному полю, чем в направлении, перпендикулярном ему.

Излучательные переходы молекул ОН в магнитном поле расщепляются на σ - и π -компоненты, соответствующие изменению магнитного квантового числа $\Delta m = \pm 1$ или $\Delta m = 0$. Излучение в этих переходах зависит от угла θ между магнитным полем и направлением распространения излучения и пропорционально $(1 + \cos^2 \theta)$ для σ -переходов и $2 \sin^2 \theta$ для π -переходов (напр. [228], стр. 99). Излучение σ -переходов поляризовано эллиптически — от круговой поляризации при $\theta = 0^\circ$ до линейной при $\theta = 90^\circ$. Излучение π -переходов линейно поляризовано при любых значениях θ (за исключением случая $\theta = 0^\circ$, когда интенсивность π -компонента равна нулю). Следовательно, если τ в направлении магнитного поля превосходит τ в других направлениях, σ -компоненты и излучение с круговой поляризацией будут превосходить по интенсивности π -компоненты и излучение с линейной поляризацией. В мазерах этот эффект будет экспоненциально усилен.

При достаточно сильном магнитном поле у мазеров ОН зеемановское расщепление превышает ширину линии, и в них действительно присутствуют описанные выше особенности. Мазеры ОН на частотах 1665 и 1667 МГц в областях звездообразования наблюдаются часто и потому хорошо изучены [229, 230, 231]. За редкими исключениями [232] π -компоненты в них отсутствуют. Линейной поляризацией обладает лишь небольшая доля излучения, степень круговой поляризации существенно выше и в некоторых регионах достигает 100%. У ОН-мазеров на других частотах зеемановское расщепление существенно меньше, но сильная круговая поляризация и отсутствие π -компонентов наблюдаются также и в них [233].

Второй важной характеристикой ОН-мазеров является присутствие только одного из двух σ -компонентов переходов 1665/1667 МГц при наблюдениях одного и того же мазера с высоким угловым разрешением, хотя в одной группе мазеров могут отдельно наблюдаться как право-, так и левополяризованные компоненты. Столь разная интенсивность σ -компонентов для переходов 1665/1667 МГц часто объясняется сдвигом резонансной частоты из-за наличия в среде градиентов скорости и величины магнитного поля, которые частично «гасят» один из σ -компонентов, но не затрагивают другой [234, 235]. В работе Варшаловича и Бурдюжи [236] предполагается, что усиление одного компонента зеемановской пары может происходить в среде с градиентом скорости за счет накачки мазера крылом ИК-линии. Однако тот факт, что в различных мазерах одной группы может наблюдаться доминирование как право-, так и левополяризованного компонента, говорит скорее в пользу турбулентных вариаций скорости, чем в пользу наличия крупномасштабного градиента.

В данном разделе рассматривается, насколько хорошо анизотропия, связанная с МГД-турбулентностью, способна объяснить поляризационные характеристики ОН-мазеров. Статистические свойства МГД-турбулентности, в частности, характеризуются с помощью структурной функции

$$\mathcal{S}_{i,\boldsymbol{\lambda}}^2 = \langle (v_i(\mathbf{r}) - v_i(\mathbf{r} + \boldsymbol{\lambda}))^2 \rangle. \quad (78)$$

В дальнейшем мы будем для краткости использовать обозначение \mathcal{S}_{\parallel} для структурной функции компонента скорости, параллельного магнитному полю, и \mathcal{S}_{\perp} для структурной функции одного из компонентов скорости, перпендикулярных магнитному полю. Величина \mathcal{S}_{λ}^2 представляет собой сумму $(\mathcal{S}_{\parallel}^2 + 2\mathcal{S}_{\perp}^2)$, усредненную по всем возможным направлениям вектора $\boldsymbol{\lambda}$. В колмогоровской турбулентности $\mathcal{S}_{\lambda} \sim v_L(\lambda/L)^{1/3}$, где v_L — трехмерная дисперсия скорости на внешнем масштабе турбулентности L .

Рассмотрим два безразмерных параметра, зависящих от масштаба λ : звуковое число Маха $M(\lambda) \equiv \mathcal{S}_{\lambda}/c_s$ и альвеновское число Маха $M_A(\lambda) \equiv \mathcal{S}_{\lambda}/v_A$ (мы будем считать, что плотность ρ и альвеновская скорость v_A от λ не зависят). Если $M(L) \equiv M \ll 1$, турбулентность несжимаема; при $M_A(L) \ll 1$ она

существенно подавлена регулярным магнитным полем. Поскольку \mathcal{S}_λ обычно является возрастающей функцией λ , величины $M(\lambda)$ и $M_A(\lambda)$ малы при малых λ . Поэтому МГД-турбулентность на малых пространственных масштабах является несжимаемой и управляется регулярным магнитным полем. Именно этот случай рассмотрен в теории Голдрайка-Шридары [224].

Однако турбулентность не будет заметно влиять на мазерные линии ОН, если доплеровский сдвиг, связанный с объемным движением, не будет по меньшей мере сравним с тепловой шириной линий ОН. Это означает, что $M(L) \geq 1$ и турбулентность является сжимаемой. Тем не менее, как показывают расчеты [237, 238], выводы Голдрайка-Шридары в целом верны и в этом случае, поэтому далее мы все-таки используем их для оценок.

Оценим оптическую толщину τ_0 в центре ненасыщенной мазерной линии. Для простоты будем считать, что оптическая толщина на доплеровской скорости v задается выражением

$$\tau_v \simeq \frac{\sigma}{v_{\text{th}}} \int ds \exp \left[-(v - v_{\text{turb}}(s))^2 / v_{\text{th}}^2 \right]$$

где σ — некая постоянная, $v_{\text{turb}}(s)$ — компонент турбулентной скорости вдоль луча зрения, v_{th} — тепловая скорость молекул ОН. Интеграл берется по лучу зрения. Наибольший вклад в оптическую толщину вносит область размера l_{th} , в которой изменение $v_{\text{turb}}(s)$ примерно равно v_{th} . Если длина l_{th} мала по сравнению с размером облака (т.е., $v_L > v_{\text{th}}$), то оптическая толщина в центре линии $\tau_0 \sim (\sigma/v_{\text{th}})l_{\text{th}}$ (в противном случае $\tau_0 \sim (\sigma/v_{\text{th}})L$). Таким образом, чтобы оценить оптическую толщину в центре линии, необходимо найти значение l_{th} , такое что $\mathcal{S}_{l_{\text{th}}} \sim v_{\text{th}}$.

Согласно теории Голдрайка-Шридары, в направлении, перпендикулярном магнитному полю,

$$\mathcal{S}_\perp(\lambda_\perp) \approx \frac{v_L}{\sqrt{3}} \left(\frac{\lambda_\perp}{L} \right)^{1/3},$$

как и в теории Колмогорова. Тогда

$$l_{\text{th},\perp} = L \left(\frac{\sqrt{3} v_{\text{th}}}{v_L} \right)^3,$$

где мы нормализовали перпендикулярные скорости в предположении изотропии на внешнем масштабе:

$$v_{\parallel,L}^2 = v_{\perp,L}^2 = \frac{v_L^2}{3}.$$

В теории Голдрайка-Шридары рассматриваются несжимаемые альвеновские флуктуации, всегда перпендикулярные среднему полю. Но модели слабо сжимаемой турбулентности [239], сжимаемой турбулентности [237, 238] и каскада медленных (псевдоальвеновских) волн в несжимаемой турбулентности [240] свидетельствуют, что v_{\parallel} имеет тот же спектр, что и v_{\perp} . Чтобы найти $l_{th,\parallel}$, предположим, что выводы теории Голдрайка-Шридары для перпендикулярной скорости справедливы также для параллельной скорости. В этом случае свойства турбулентности вдоль поля можно оценить, исходя из выражения $\lambda_{\parallel} \sim \lambda_{\perp}^{2/3}$. Тогда

$$\mathcal{S}_{\parallel}(\lambda_{\parallel}) \approx \frac{v_L}{\sqrt{3}} \left(\frac{\lambda_{\parallel}}{L} \right)^{1/2},$$

и

$$l_{th,\parallel} = L \left(\frac{\sqrt{3}v_{th}}{v_L} \right)^2.$$

Здесь снова сделано предположение об изотропии на внешнем масштабе.

Таким образом, отношение оптических толщин в параллельном и перпендикулярном относительно магнитного поля направлениях

$$\frac{l_{th,\parallel}}{l_{th,\perp}} = \frac{v_L}{\sqrt{3}v_{th}}.$$

Оно превосходит 1, при условии что $v_L > v_{th}\sqrt{3}$ (если тепловая скорость в излучающей области превосходит турбулентную, различие между параллельной и перпендикулярной оптическими толщинами становится незначительным). Иными словами, оптическая толщина в направлении, параллельном магнитному полю, превосходит оптическую толщину в направлении, перпендикулярном магнитному полю, для умеренно сверхзвуковой турбулентности. Поскольку

$$v_L/v_{th} = M(L)\sqrt{m_{OH}/2\mu} \approx 2.1M(L),$$

где μ — средний молекулярный вес газа, а $m_{\text{ОН}}$ — масса молекулы, условие анизотропии оптических толщин сводится к условию $M(L) > 1$.

Турбулентность будет практически изотропной при $M_A(l_{\text{th}}) \geq 1$, т.е. магнитное поле должно быть достаточно сильным, чтобы динамически ограничивать вихри, являющиеся источниками мазерного излучения. Поскольку

$$M_A(l_{\text{th}}) = \frac{v_{l_{\text{th}}}}{v_A} = \frac{v_{\text{th}}}{v_A} \sim \beta^{1/2},$$

эффект исчезает при $\beta \geq 1$.

Подводя итог, можно сказать, что оптическая толщина в центре мазерной линии ОН больше в направлении вдоль магнитного поля, чем в перпендикулярном ему, при условии что турбулентность является умеренно сверхзвуковой и $\beta \leq 1$. При этом, однако, нужно учитывать, что сильные мазеры возникают в относительно очень небольшом объеме среды и потому могут не вполне подчиняться рассмотренной здесь статистике. Для численной проверки этого вывода далее нами будут использованы результаты трехмерного моделирования сжимаемой МГД-турбулентности.

2.1. Поляризация излучения мазеров

Уравнения переноса поляризованного излучения легко решаются в случае однородной среды для ненасыщенного мазера и величины зеемановского расщепления, превышающего тепловую ширину линий [241]. Для оптической толщины τ_0 интенсивности I_{\pm} двух σ -компонентов и интенсивность I_0 π -компонента даются выражениями

$$I_{\pm} \simeq (I_c/2) \exp[\tau_0(1 + \cos^2 \theta)/2] \quad (79)$$

и

$$I_0 \simeq (I_c/2) \exp[\tau_0 \sin^2 \theta], \quad (80)$$

где θ — угол между лучом зрения и магнитным полем, I_c — неполяризованное фоновое излучение. Степень поляризации выражается через параметры Стокса V и Q , описывающие круговую и линейную поляризацию:

$$\frac{V_{\pm}}{I_{\pm}} = \frac{\pm 2 \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta}, \quad (81)$$

$$\frac{Q_{\pm}}{I_{\pm}} = \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}, \quad (82)$$

$$\frac{V_0}{I_0} = 0 \quad (83)$$

и

$$\frac{Q_0}{I_0} = -1. \quad (84)$$

Направление линейной поляризации параллельно (перпендикулярно) направлению магнитного поля, когда величина Q отрицательна (положительна). Примерная оценка оптической толщины для основных ОН-мазеров $\tau_0 \simeq 20$. Как видно из уравнений (79) и (80), интенсивность I_{\pm} σ -компонентов существенно возрастает при небольших значениях θ , когда доминирует круговая поляризация. Интенсивность I_0 линейно поляризованного π -компонента аналогичным образом возрастает в направлениях, перпендикулярных магнитному полю. Если бы магнитное поле было однородным, а мазеры — ненасыщенными, мы бы не могли наблюдать в одной и той же области как σ -, так и π -компоненты. Однако мы должны с равной вероятностью наблюдать области, где магнитное поле расположено как под большим, так и под малым углом к лучу зрения. Это означает, что количества σ - и π -компонентов, наблюдаемых в различных регионах, должны быть сравнимы. Ситуация с пониманием причин отсутствия π -компонентов только ухудшается, если принять во внимание насыщение мазеров. В насыщенном мазере все три интенсивности (I_{\pm} и I_0) мало отличаются друг от друга и не зависят от угла θ , а относительные поляризации даются теми же выражениями, что и в ненасыщенном случае [241].

С другой стороны, если среда анизотропна и оптическая толщина ненасыщенного мазера более высока в направлениях, близких к направлению магнитного поля, то значение I_{\pm} близ $\theta = 0^\circ$ может быть существенно больше, чем I_0 близ $\theta = 90^\circ$ (и тем более при любом другом угле). Иными словами, σ -компоненты могут быть достаточно сильны для обнаружения близ $\theta = 0^\circ$, тогда как π -компоненты могут оказаться слишком слабы даже при $\theta = 90^\circ$.

Как говорилось выше, именно такую анизотропию среды обеспечивает МГД-турбулентность.

Существует ряд процессов, способных рандомизовать тепловые скорости и населенности магнитных подуровней молекул со скоростью γ , которая может превышать скорость Γ распада мазерного возбужденного состояния в результате всех процессов, отличных от вынужденного излучения (скорость последнего обозначим R) [242]. Для простоты мы будем считать, что скорость γ рандомизации скоростей и населенностей подуровней одна и та же. Это означает, что существует режим $\gamma > R > \Gamma$, в котором мазер становится насыщенным в том смысле, что мазерное излучение влияет на населенности уровней и усиление примерно линейно возрастает с длиной мазера, но сохраняет угловые распределения интенсивностей (79) и (80) для ненасыщенного мазера. Как и в случае полностью ненасыщенного мазера, распределение скоростей молекул ОН является максвелловским, а населенности всех уровней равны.

2.2. Численная модель

2.2.1. Динамическая модель

Наш анализ основан на численной модели затухающей МГД-турбулентности, описываемой стандартными уравнениями

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{4\pi\rho} - \frac{\nabla B^2}{8\pi\rho}, \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}),\end{aligned}$$

где, как обычно, ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость, p — давление и \mathbf{B} — магнитное поле. Мы используем изотермическое уравнение состояния $p = c_s^2 \rho$, где скорость звука c_s постоянна, полагая, что в рассматриваемой области время охлаждения существенно короче динамического времени. В среде отсутствуют постоянная генерация турбулентности и самогравитация.

Эти уравнения интегрируются в кубической области линейного размера L с периодическими граничными условиями. В начальный момент времени среда однородна — $\rho = \rho_0$, $\mathbf{V} = B_{x0}\hat{\mathbf{x}}$. На эту среду накладывается возмущение скорости $\delta\mathbf{v}$ в виде бездивергентного случайного поля. Размерность единиц выбрана таким образом, что $L = c_s = \rho_0 = 1$. Для вычислений использовался трехмерный вариант программного комплекса ZEUS [160].

Использованные численные модели характеризуются тремя параметрами: среднеквадратическое число Маха в начальный момент времени, напряженность среднего магнитного поля (задаваемая в виде начального значения $\beta^{-1} \equiv v_A^2/c_s^2 = B_{x0}^2/(4\pi\rho_0c_s^2)$) и разрешение сетки. Нами были исследованы случаи с разрешением 66^3 , 128^3 (стандартный вариант) и 256^3 . Это исследование показало, что результаты от разрешения не зависят. Во всех моделях начальное значение числа Маха принималось равным 4. Таким образом, главным параметром, который нами варьировался, было начальное отношение v_A/c_s . Построены модели с тремя его значениями — 1, 3 и 10 — и с тремя ансамблями случайных чисел, использованных для задания начальных амплитуд различных Фурье-компонентов $\delta\mathbf{v}_k$. Таким образом, основу исследований составили девять эволюционных последовательностей — по три статистических реализации для каждого значения v_A/c_s .

2.2.2. Вычисление параметров Стокса

Перенос мазерного излучения моделируется приближенно, в предположении, что каждая последовательность ячеек, формирующих карту поверхности «облака», является независимым линейным мазером. Это предположение вполне уместно: нас интересует лишь очень незначительное число самых ярких лучей, представляющих собой мазерные пятна. Маловероятно, что они пересекутся с аналогичными яркими мазерами, распространяющимися в других направлениях.

Вычисления выполнены для перехода $J = 1 \rightarrow 0$ в обычном предположении, что результаты представительны и для состояний с более высокими значениями углового момента. Для ОН-мазеров зеemanовская частота ($\ll g\Omega \gg$)

существенно превышает скорости стимулированного излучения и других конкурирующих процессов. В этом режиме уравнения переноса для параметров Стокса I , Q , U и V имеют ту же форму, что и для обычных спектральных линий, и записываются в виде [243]

$$\frac{d}{ds} \begin{pmatrix} I(\omega) \\ Q(\omega) \\ U(\omega) \\ V(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B & 0 & C \\ B & A & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A & 0 \\ C & 0 & 0 & A \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} I(\omega) \\ Q(\omega) \\ U(\omega) \\ V(\omega) \end{pmatrix} \quad (85)$$

где

$$A = (1 + \cos^2 \theta)n(f_+ + f_-) + 2nf_0 \sin^2 \theta, \quad (86)$$

$$B = \sin^2 \theta(f_+ + f_- - 2f_0)n \quad (87)$$

и

$$C = 2n \cos \theta(f_+ - f_-). \quad (88)$$

Здесь f — максвелловские распределения для компонента молекулярной скорости вдоль луча зрения, n — разность между нормализованными населенностями магнитных подуровней верхнего ($J = 1$) уровня и нормализованной населенностью нижнего ($J = 0$) уровня. Значения f_{\pm} и f_0 оцениваются для скоростей v_{\pm} и v_0 , полученных из условия $(1 - v_{\pm}/c)\omega = \omega_R \pm g\Omega/2$ и $(1 - v_0/c)\omega = \omega_R$, где ω_R — резонансная частота мазерного перехода для покоящейся молекулы, $\pm g\Omega/2$ — расщепление подуровней $m = \pm 1$ из-за эффекта Зеемана. В уравнения (86–88) входит единственная разность населенностей, поскольку в рассматриваемом режиме насыщения ($\gamma > R$) мы считаем, что населенности магнитных подуровней равны между собой. Разности населенностей n находятся из уравнений баланса с использованием стандартной идеализации «феноменологических» скоростей накачки Λ и разрушения населенностей Γ

$$n = \frac{\Delta\Lambda/\Gamma}{1 + 4(R_+ + R_- + R_0)/3\Gamma}. \quad (89)$$

Здесь R_+ , R_- и R_0 — скорости вынужденного излучения для подуровней $m = \pm 1$ и 0 (подробные выражения для них приведены в [243]), а $\Delta\Lambda$ —

разница между скоростями накачки верхнего и нижнего уровней. В качестве еще одного упрощения в уравнении (89) используются значения R_+ , R_- и R_0 в центрах линий σ - и π -компонентов. В данном исследовании влияние этого упрощения можно считать несущественным, поскольку нас интересуют только интенсивности вблизи центров линий.

«Затравочным» для лазера считается внешнее излучение в континууме. Параметры Стокса в уравнении (85) выражены в безразмерной форме и нормализованы относительно характерной «насыщенной интенсивности» $I_s = 8\hbar\omega_R^3\Gamma/(3\pi c^2 A_E \Delta\Omega)$, где A_E — параметр Эйнштейна для перехода, $\Delta\Omega$ — телесный угол, в котором распространяется излучение лазера. Если $I = 1$, скорость вынужденного излучения примерно равна скорости распада уровня Γ .

Уравнение (85) записано в системе координат, в которой ось z направлена вдоль магнитного поля. От выбора системы координат, а значит, и от направления \mathbf{B} , зависят также параметры Стокса Q и U . Однако в турбулентной среде направление \mathbf{B} меняется при продвижении вдоль луча зрения. Поэтому на каждом шаге интегрирования необходимо преобразовывать Q и U с учетом вращения системы координат. Если в проекции на картинную плоскость магнитное поле поворачивается на угол ϕ , в преобразованной системе координат Q и U связаны с параметрами Q' и U' в исходной системе координат соотношениями

$$Q = Q' \cos 2\phi + U' \sin 2\phi$$

и

$$U = -Q' \sin 2\phi + U' \cos 2\phi$$

(напр. [177], стр. 24).

Если зеемановский сдвиг $g\Omega$ выражен через величину магнитного поля и магнитный момент μ , выражение для f выглядит следующим образом:

$$f_{\pm} = F \exp(-(v - v_{\text{turb}} \pm \mu B)^2 / v_{\text{th}}^2)$$

и

$$f_0 = F \exp(-(v - v_{\text{turb}})^2/v_{\text{th}}^2).$$

Здесь v и v_{th} — доплеровская скорость, соответствующая частоте ω в уравнении (85), и тепловая скорость $v_{\text{th}} = (2kT/m_{\text{ОН}})^{1/2}$ молекул ОН (F — нормализующий множитель распределения Максвелла).

Чтобы решить уравнение (85), необходимо задать «затравочное» излучение, величину зеемановского расщепления (точнее, μ) и скорость накачки $\Delta\Lambda$. Мы считаем, что на дальнюю сторону расчетной области падает неполяризованное излучение с параметрами $Q = U = V = 0$ и $I = I_c$. Для принятой нами яркостной температуры фонового излучения 30 К, скорости распада $\Gamma = 0.03 \text{ с}^{-1}$ и угла раствора $\Delta\Omega = 5 \cdot 10^{-3}$ стерадиан $I_c = 10^{-10}$ в единицах I_s . Все представленные в диссертации результаты получены с этим значением I_c , хотя проведенная нами проверка показала, что они не изменяются при вариации I_c в пределах нескольких порядков величины. Для зеемановского расщепления принято значение $(\mu B_{\text{avg}}/v_{\text{th}}) = 9$, что при температуре 100 К соответствует расстоянию между σ -компонентами 5.6 км с^{-1} ($B_{\text{avg}} \sim 10 \text{ мГц}$). Мы также провели расчеты с $(\mu B_{\text{avg}}/v_{\text{th}}) = 4.5$ и убедились, что в этом диапазоне расщеплений наши результаты существенно не меняются.

Для $\Delta\Lambda$ рассмотрено две идеализации: $\Delta\Lambda$ пропорционально плотности и $\Delta\Lambda$ равно константе. Все представленные результаты относятся к первому случаю, так как результаты, полученные в предположении $\Delta\Lambda = \text{const}$, от них в целом не отличаются. Коэффициент пропорциональности между $\Delta\Lambda$ и плотностью подбирался отдельно для каждого куба таким образом, чтобы интенсивность I ярчайшего из 128^2 пикселей равнялась единице. Несколько вариантов было также рассчитано для интенсивности ярчайшего пикселя $I = 0.1$ и $I = 10$. Отличия оказались несущественными.

2.3. Результаты моделирования

Если пренебречь эффектами насыщения (в этом случае $n = \Delta\Lambda/\Gamma$ независимо от интенсивности), оптическая толщина лазера

$$\tau = \ln(I/I_c).$$

В ненасыщенном режиме мы интегрировали уравнения (85) вдоль 128^2 лучей, формирующих карту поверхности рассматриваемого куба. Затем для каждого луча вычислялась ненасыщенная оптическая толщина τ , соответствующая максимальной интенсивности. На рис. 77 приводятся типичные гистограммы оптических толщин лучей, параллельных и перпендикулярных направлению среднего магнитного поля (нормализация выбрана таким образом, что интенсивность ярчайшего луча, параллельного магнитному полю, равна 1). Для $V_A/c_s \geq 3$ очевиден ожидаемый результат — большая оптическая толщина лучей, параллельных магнитному полю. Всего нами рассмотрен 81 куб, соответствующий девяти моментам времени, разделенным интервалом $\Delta t = 0.2L/c_s$, и девяти вариантам начальных условий. Хотя гистограммы для $V_A/c_s = 3$ существенно перекрываются, мазерные пятна соответствуют лишь немногочисленным ярчайшим лучам с максимальными оптическими толщинами. «Хвосты» распределений с большими оптическими толщинами не перекрываются даже при $V_A/c_s = 3$. Интересно, что в модели с $V_A/c_s = 1$ доминирующей становится оптическая толщина перпендикулярно магнитному полю, однако этот результат в какой-то степени является артефактом. Турбулентные скорости в модели $V_A/c_s = 1$ не столь велики, как в моделях $V_A/c_s = 3$ и $V_A/c_s = 10$. Они также меньше, чем тепловая скорость v_{th} молекул ОН. Если в выражениях для f_{\pm} и f_0 $v_{turb} < v_{th}$, эффект МГД-анизотропии ослабляется или исчезает. В противоположность этому вариации $(\mu B/v_{th})$ вдоль луча остаются значительными (по крайней мере, для принятого значения $\mu B_{avg}/v_{th} = 9$) и уменьшают оптическую толщину для σ -компонента, но не для π -компонента, так как f_0 от B не зависит.

На рис. 78 приводятся результаты интегрирования уравнения (85) с учетом эффектов насыщения при условии быстрой релаксации (см. предыдущий

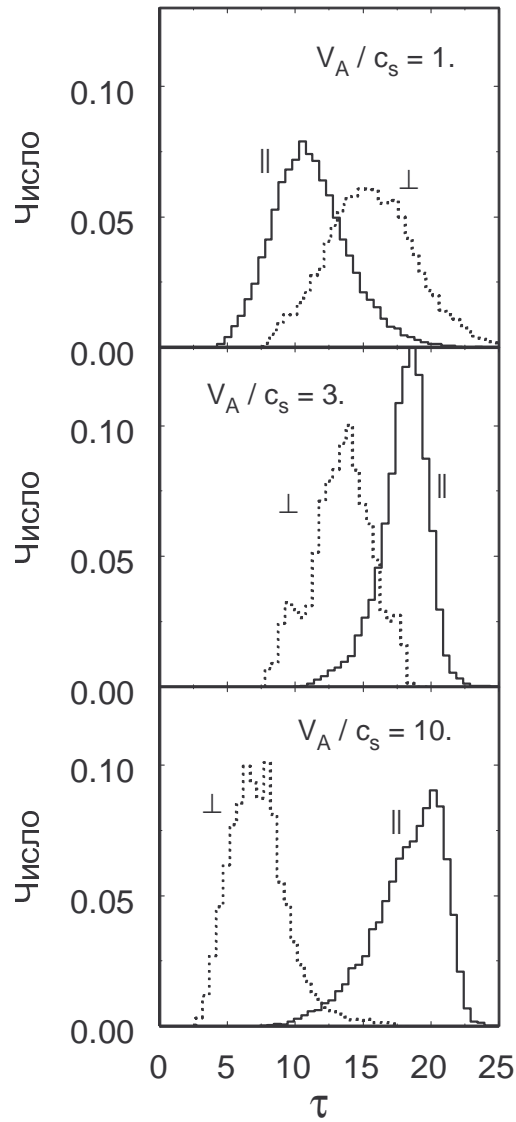


Рис. 77. Типичные гистограммы ненасыщенной оптической толщины τ , соответствующей максимальной интенсивности луча, для 128^2 лучей на поверхности куба. Отдельно показаны гистограммы для лучей, параллельных и перпендикулярных среднему магнитному полю, и для трех значений V_A/c_s .

раздел; в частности, n задается уравнением 89) для модели с $V_A/c_s = 3$. Вычисления проводились для диапазона углов θ между направлением распространения мазерного излучения и магнитным полем, включая углы 0° и 90° . При каждом значении угла уравнения интегрировались для каждого из 128^2 лучей, формирующих поверхность куба. На рис. 78 показаны интенсивности ярчайших лучей при каждом значении угла. Для согласия с наблюдениями все π -компоненты и лучи с большой относительной линейной поляризацией должны быть слишком слабы, чтобы их можно было обнаружить. Поэтому основное внимание мы уделили ярчайшим лучам. Поскольку в интенсивностях имеется значительный разброс, для указания общей тенденции изменения I с углом на рис. 78 проведена широкая полоса. Главный результат заключается в том, что интенсивности при величине угла менее 20° на два порядка превышают интенсивности при угле 90° . Все яркие лучи близ 0° являются σ -компонентами, на что указывает их высокая круговая поляризация и доплеровские скорости, близкие к $\pm \mu V_{\text{avg}}$. Все слабые лучи близ 90° на 100 % линейно поляризованы и являются π -компонентами (их доплеровские скорости близки к 0).

Параметр накачки подобран таким образом, что $I = 1$ для ярчайшего луча, параллельного магнитному полю. Если бы в кубе не было турбулентности, в ненасыщенном случае угловые вариации интенсивностей σ - и π -компонентов задавались бы уравнениями (79) и (80). На рис. 78 эти функции также показаны для значения τ_0 , обеспечивающего $I = 1$ при 0° (при этой нормировке $I = 1$ и при 90°).

Рис. 78 наглядно свидетельствует, что в пределах 20° от направления среднего магнитного поля будут обнаруживаться только σ -компоненты, при условии что чувствительность наблюдений составляет примерно 1% от интенсивности ярчайшего луча.

Карта поверхности репрезентативного куба с $V_A/c_s = 3$ при распространении излучения параллельно магнитному полю показана на рис. 79. Спектры трех соседних пикселей, показанные на боковых панелях, свидетельствуют, что в непосредственной близости друг от друга могут наблюдаться одиночная

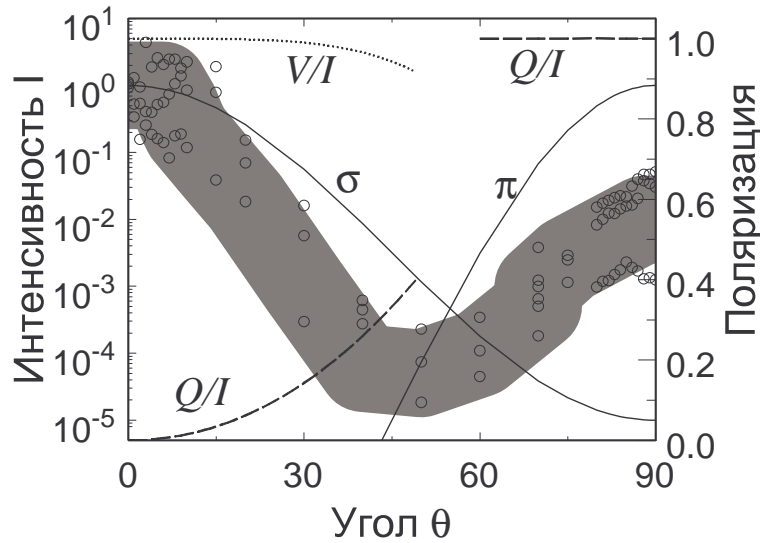


Рис. 78. Интенсивность I (кружки; в единицах I_s) ярчайшего лазерного луча для нескольких представительных кубов с $V_A/c_s = 3$ как функция угла между лучом и магнитным полем. Параметр накачки для каждого куба задан таким образом, что $I = 1$ при 0° . Для сравнения сплошной линией показаны также ненасыщенные интенсивности отдельных σ - и π -компонентов, которые они имели бы в однородной среде (уравнения 79 и 80). При углах меньше 55° для ненасыщенного σ -компонента показаны относительные круговая (V/I ; пунктир) и линейная (Q/I ; штриховая линия) поляризации (уравнения 81 и 82). При углах больше 55° показана относительная линейная поляризация π -компонента (уравнение 84; штриховая линия).

правополяризованная линия, одиночная левополяризованная линия и зеемановская пара. Спектр ярчайшего луча состоит из одиночной линии, которая обладает 100-процентной круговой поляризацией. Все линии представленных спектров находятся на скоростях, ожидаемых для σ -компонентов, т.е. $\pm \mu B_{\text{avg}}$.

Наконец, на рис. 80 показана гистограмма отношения интенсивностей слабой и сильной линий зеемановских пар для всех лучей, интенсивность которых составляет не менее 3% от интенсивности ярчайшего луча в двух турбулентных кубах с $V_A/c_s = 3$. Одна из гистограмм на рис. 80 показывает, что использованное нами описание турбулентности согласуется с частым детектированием в наблюдениях лишь одного из двух поляризованных по кругу зеемановских компонентов мазеров ОН 1665/1667 МГц. По мере затухания турбулентности количество пар с примерно равными интенсивностями линий возрастает (правая гистограмма на рис. 80). Лучи на гистограммах раз-

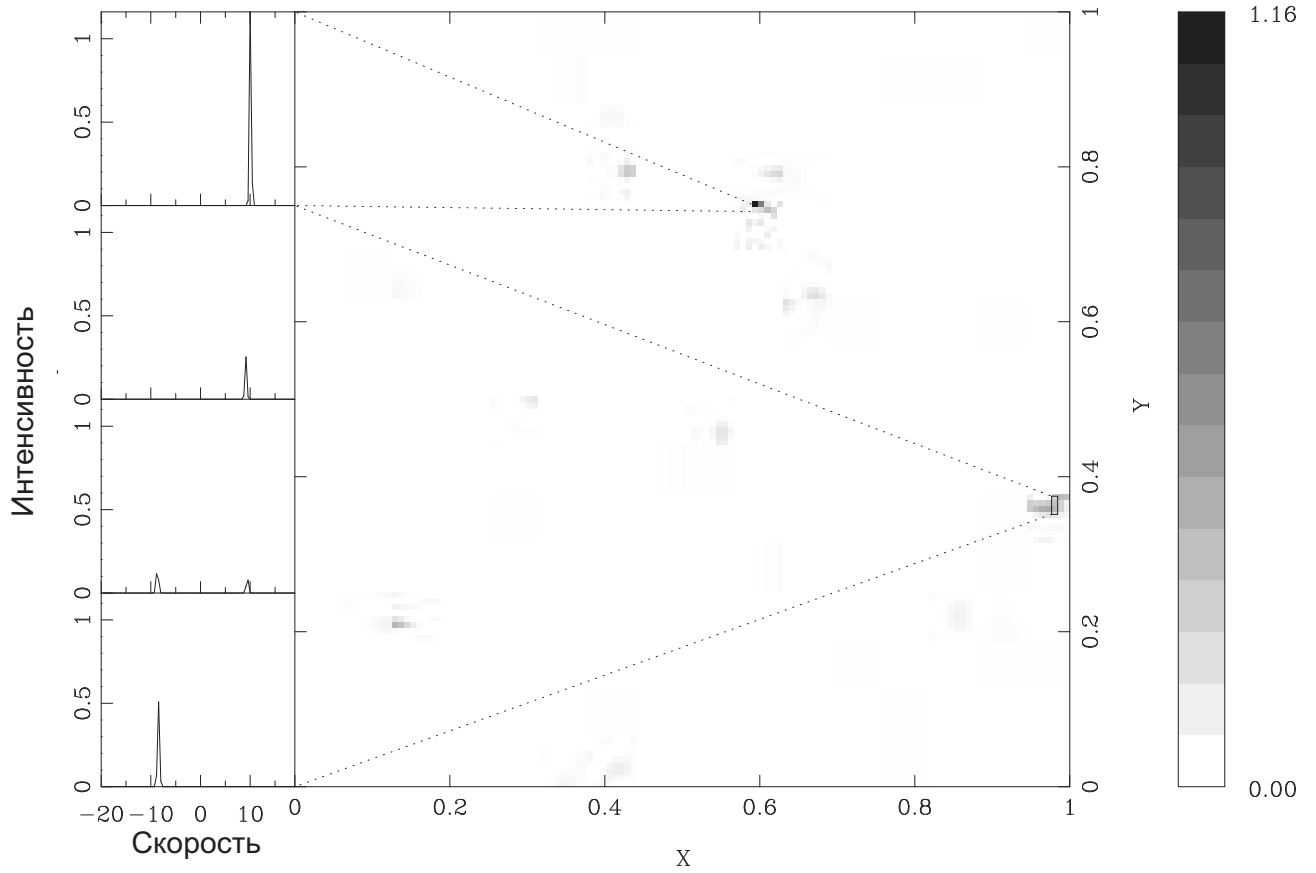


Рис. 79. Карта интенсивностей I в единицах I_s для представительного куба с $V_A/c_s = 3$ при распространении излучения параллельно магнитному полю. Слева приведены спектры некоторых лучей карты. Доплеровские скорости показаны в единицах v_{th} для молекулы OH.

делены на группы по величине интенсивности более сильной линии, чтобы показать отсутствие заметной зависимости рассматриваемого отношения от интенсивности мазера.

3. Поляризация OH-мазеров и параметры областей звездообразования

Чтобы МГД-анизотропия эффективно изменяла оптические толщины, необходимы турбулентные скорости, превышающие тепловую скорость молекул OH. Это минимальное требование вполне согласуется с данными наблюдений. Тепловая скорость v_{th} молекул OH $\sim 0.3 \text{ км с}^{-1}$, тогда как типичные турбу-

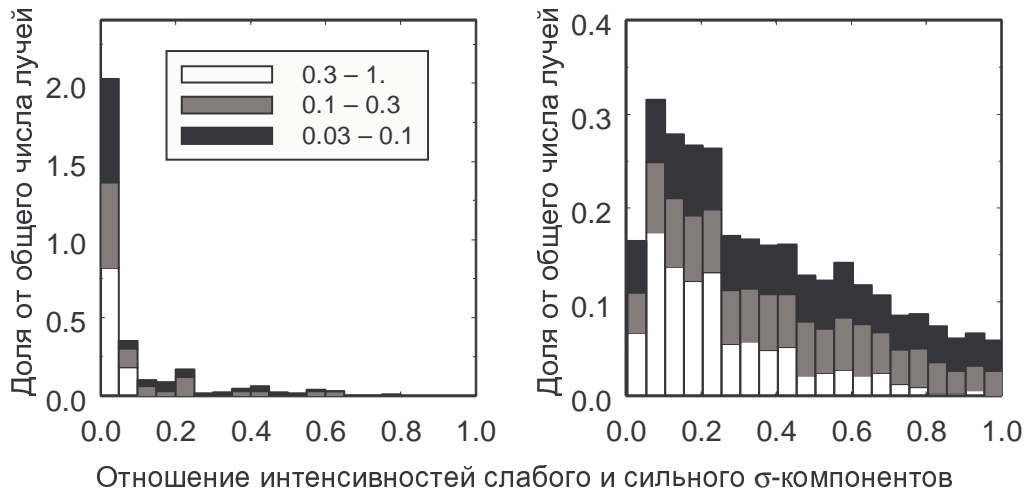


Рис. 80. Примеры отношений интенсивностей слабой и сильной линий в зеemanовской паре для турбулентных кубов с $V_A/c_s = 3$ для раннего (левая панель) и позднего (правая панель) моментов времени.

лентные дисперсии скоростей, наблюдаемые в областях, содержащих мазерные пятна, составляют несколько км с^{-1} [231]. Скорость звука в молекулярном водороде при 100 К равна 0.6 км с^{-1} . Второе условие — чтобы магнитное давление превосходило тепловое давление ($\beta \leq 1$) — также, по-видимому, выполняется. Наблюдаемые магнитные поля имеют обычно величину до 10 мГс, откуда $\beta = c_s^2/V_A^2 \simeq 0.03[(n/10^7 \text{ см}^{-3})(T/100 \text{ К})/(B/4 \text{ мГс})^2]$ [244, 245]. Хотя в величинах плотности n и температуры T имеются значительные неопределенности, вполне вероятно, что $V_A/c_s \geq 3$. Наши вычисления показывают, что такие магнитные поля достаточно сильны, чтобы создать необходимую анизотропию (рис. 77).

Помимо указанных двух требований необходимо также обратить внимание на величину внешнего масштаба турбулентности, поскольку именно она определяет протяженность источника мазерного излучения. Очевидно, что для создания существенной анизотропии турбулентность должна генерироваться на максимально большом пространственном масштабе. В наших вычислениях использовано значение k_{\min} , соответствующее максимальной длине волны $L/2$. Чтобы привязать размер куба к реальным расстояниям в областях звездообразования, воспользуемся оценкой линейного размера мазерного пятна.

На рис. 79 видно, что спектры и интенсивности существенно меняются уже на расстоянии в несколько пикселей. Естественно связать это расстояние с размером мазерного пятна — порядка 10^{14} см. Поскольку длина куба в пикселях равна 128, его линейный размер равен примерно $L \sim 10^{16}$ см, что близко к наблюдаемым размерам кластеров мазерных пятен. Нами также было проведено несколько расчетов с меньшим значением внешнего масштаба — порядка $L/5$. Различия между оптическими толщинами параллельно и перпендикулярно магнитному полю в этих моделях сокращаются, но несущественно.

Подавление π -компонентов в нашей модели означает, что действие описанного механизма накладывает ограничения на возможную линейную поляризацию мазерного излучения. Между тем, в некоторых облаках изредка наблюдается линейная поляризация мазерного излучения, достигающая 100% (напр. Gasiprong et al. [246]; Slysh et al. [247]). Эти линейно поляризованные линии обычно интерпретируются как σ -компоненты. Согласно уравнению (82) они должны излучаться под большим углом θ относительно магнитного поля. Но при таких больших углах оптическая толщина π -компонентов становится сравнимой с оптической толщиной σ -компонентов, следовательно, в этих областях σ - и π -компоненты должны наблюдаться примерно в равных (хотя и небольших) количествах, что противоречит наблюдениям. Следует однако отметить, что имеются и другие факторы, ведущие к подавлению π -компонентов, также связанные с анизотропией МГД-турбулентности. Во-первых, к их дальнейшему ослаблению ведут учет многоуровневой структуры молекулы и учет взаимодействия пересекающихся мазерных пучков. Включив в модель эти эффекты, Gray & Field [248] показали, что они действительно подавляют π -компоненты при условии анизотропии оптических толщин. Во-вторых, эта же анизотропия оптических толщин может привести к неравенству населенностей магнитных подуровней, что также вызовет ослабление π -компонентов.

Заключение к главе 5

Исследованы статистические соотношения между среднеквадратическим значением хаотического магнитного поля и различными оценками этой величины, полученными из пространственных вариаций круговой поляризации тепловых спектральных линий. Хотя влияние вариаций уменьшается при увеличении длины луча зрения N_{corr} , выраженной в единицах длины корреляции, при небольших значениях N_{corr} , по-видимому, типичных для МО, параметры наблюдаемой круговой поляризации существенным образом зависят от свойств турбулентного магнитного поля. Предложенные статистические соотношения использованы для анализа карты области Орион А в линии водорода 21 см.

Рассмотрены астрофизические мазеры ОН, генерируемые в присутствии умеренно сверхзвуковой магнитогидродинамической (МГД) турбулентности, с целью найти объяснение отсутствия зеемановских π -компонентов и высокой круговой поляризации наблюдаемых спектров этих мазеров. Предполагается, что обнаруженная в МГД-турбулентности вытянутость вихрей вдоль магнитного поля увеличивает оптическую толщину в направлении, параллельном магнитному полю, по сравнению с направлением, перпендикулярным магнитному полю. Численная модель мазерного излучения и МГД-турбулентности использована для количественной демонстрации двух явлений: подавления плоскополяризованных π -компонентов и усиления σ -компонентов, поляризованных по кругу, а также наблюдаемого усиления одного σ -компонента по сравнению с другим.

Заключение

Научная новизна

В работе впервые сделано следующее.

1. Построена модель химической эволюции газовой и пылевой фаз МЗС, пригодная для использования в широком диапазоне внешних условий, включающих интенсивность фонового УФ-излучения и потока космических лучей.
2. Предложены методы анализа химических баз данных. С их помощью из полного набора химических реакций и процессов выделены процессы, отвечающие за эволюцию содержания молекулы СО и степени ионизации в различных астрофизических объектах. Проанализировано влияние ошибок констант химических реакций на результаты моделирования химической эволюции МЗС.
3. Детально исследована теоретическая ионизационная структура протопланетного диска. Показано, что в различных областях диска эволюция степени ионизации описывается ограниченными наборами реакций и процессов, однако эти наборы существенно различаются между собой. В срединной области диска и в поверхностном слое («фотосфере») время достижения ионизационного равновесия не превышает 1000 лет, соответственно, при МГД-моделировании этих областей возможно использование равновесного значения x_e . В промежуточном слое ионизационное равновесие иногда не достигается на протяжении миллиона лет. Для адекватного моделирования ионизационной структуры этого региона необходима эволюционная модель, включающая около ста компонентов и сравнимое количество реакций.
4. Исследованы различные аспекты динамической и химической эволюции дозвездного ядра в присутствии магнитного поля. Показано, что модели, в которых учитывается замедление коллапса магнитным полем в шкале

амбиполярной диффузии, в целом, лучше воспроизводят наблюдаемый химический состав дозвездных ядер, чем модели коллапса в динамической шкале.

5. Исследована динамическая и химическая эволюция дозвездного сгустка в поле внешнего УФ-излучения. Показано, что даже среднее межзвездное УФ-поле является более важным динамическим фактором, чем самогравитация сгустка и может играть существенную роль в саморегуляции звездообразования в Галактике и в формировании спектра масс протозвездных объектов.
6. Показано, что наблюдательные данные о поляризации света звезд ориентированными несферическими пылинками в МО и данные о поляризации собственного излучения пыли согласуются с моделью, в которой регулярный и турбулентный компоненты магнитного поля в областях звездообразования примерно равны между собой. Модель МГД-турбулентности с сопоставимыми по величине регулярным и хаотическим магнитными полями объясняет также наблюдаемые поляриметрические свойства ОН-мазеров.
7. Предложен способ определения относительной величины турбулентного магнитного поля по наблюдениям круговой поляризации тепловых молекулярных линий.

Научная и практическая ценность

Результаты, полученные в диссертации, важны для определения параметров как молекулярных облаков в целом, так и отдельных дозвездных сгустков. Моделирование влияния УФ-излучения на эволюцию дозвездных сгустков важно также для исследования особенностей звездообразования в Галактике.

Основные результаты опубликованы в авторитетных научных журналах и используются как в нашей стране, так и за рубежом. Многие работы получили широкую известность, независимое подтверждение и международное признание.

Апробация работы

Результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинарах Института астрономии РАН, АКЦ ФИАН, Уральского государственного университета, Главной астрономической обсерватории РАН, Йенского университета (Германия), Института астрономии Общества им. Макса Планка (Германия), астрономического отделения Иллинойского университета (США), а также на сессии Отделения общей физики и астрономии РАН и на следующих конференциях и симпозиумах:

- на симпозиуме МАС No 178 «Molecules in Astrophysics: Probes & Processes» (Лейден, Нидерланды, 1996);
- на международной конференции «Joint European & National Astronomy Meeting» (Салоники, Греция, 1997);
- на Зимних студенческих конференциях «Физика космоса» (Коуровка, 1999, 2000, 2001, 2003, 2004 гг.);
- на Всероссийских астрономических конференциях «Астрофизика на рубеже веков» (1999) и ВАК-2004;
- на симпозиуме МАС No 197 «Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary Systems» (Согвино, Южная Корея, 1999);
- на международной конференции «The interaction of stars with their environment II.» (Будапешт, Венгрия, 2002);
- на международной конференции «Chemistry as a diagnostics of star formation» (Ватерлоо, Канада, 2002);
- на международной конференции «Joint European & National Astronomy Meeting» (Будапешт, Венгрия, 2003);
- на симпозиуме МАС «Star Formation at High Angular Resolution» (Сидней, Австралия, 2003);

- на международной конференции «4th Cologne-Bonn Zermatt Symposium» (Церматт, Швейцария, 2003);
- на конференциях Американского астрономического общества (Нэшвилл, 2003; Атланта, 2004);
- на 59-й международной конференции по молекулярной спектроскопии (Колабмус, США, 2004);
- на международной конференции «Chemistry of Protoplanetary Discs: Algorithms and Results» (Гейдельберг, Германия, 2004).

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Вибе Д.З., Шематович В.И., Шустов Б.М. Химическая и динамическая эволюция протозвездных облаков. I. Начальные стадии коллапса // Астрон. журн. 1996. Т.73. С.702–716.
2. Shematovich V.I., Shustov B.M., Wiebe D.S. Self-consistent numerical model of dynamical and chemical evolution of dense molecular clouds // Труды Симпозиума МАС No. 178 «Molecules in Astrophysics: Probes & Processes». Ред. D.J.Jansen, M.R.Hogerheijde, E.F. van Dishoeck. Leiden: Sterrewacht, 1996. P.229–230.
3. Shematovich V.I., Shustov B.M., Wiebe D.S. Self-consistent model of chemical and dynamical evolution of protostellar clouds // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1997. V.292. P.601–610.
4. Шематович В.И., Вибе Д.З., Шустов Б.М. Химическая и динамическая эволюция протозвездных облаков. Химия на ранней стадии коллапса // Астрон. журн. 1999. Т.76. С.738–750.
5. Соболев А.М., Вибе Д.З. Мазеры и турбулентность // Труды 28-й международной студенческой научной конференции «Физика Космоса». Екатеринбург: Изд-во Уральского университета, 1999. С.15–16.

6. Вибе Д.З., Ватсон У.Д. Поляризация света звезд в плотных межзвездных облаках // Труды 29-й студенческой научной конференции «Физика Космоса». Екатеринбург: Изд-во Уральского университета, 2000. С.111.
7. Шематович В.И., Вибе Д.З., Шустов Б.М. Химическая и динамическая эволюция протозвезд // Труды Всероссийской конференции «Астрофизика на рубеже веков». Москва: «ЯНУС-К», 2001. С.307–311.
8. Watson W.D., Wiebe D.S., Crutcher R.M. Irregular magnetic fields in interstellar clouds and variations in the observed circular polarization of spectral lines // *Astrophys. J.* 2001. V.549. P.377–385.
9. Wiebe D.S., Watson W.D. Irregular magnetic fields in interstellar clouds and the linear polarization of starlight // *Astrophys. J. Letters.* 2001. V.549. P.L115–L118.
10. Li Z.-Y., Shematovich V.I., Wiebe D.S., Shustov B.M. A coupled dynamical and chemical model of starless cores of magnetized molecular clouds. I. Formulation and initial results // *Astrophys. J.* 2002. V.569. P.792–802.
11. Wiebe D., Semenov D., Henning Th. Chemistry in star-forming regions: making complex modeling feasible // *Communications of the Konkoly Observatory.* 2003. Труды конференции «The interaction of stars with their environment II.». Ред. Cs. Kiss, M. Kun, V. Könyves. P.67–74.
12. Semenov D., Wiebe D., Henning Th. Reducing and analyzing chemical networks // *Communications of the Konkoly Observatory.* 2003. Труды конференции «The interaction of stars with their environment II.». Ред. Cs. Kiss, M. Kun, V. Könyves. P.59–66.
13. Павлюченков Я.Н., Шустов Б.М., Шематович В.И., Вибе Д.З., Ли Жи-Юн. Химико-динамическая модель дозвездного ядра L1544: сравнение модельных и наблюдаемых спектров излучения $C^{18}O$, $HC^{18}O^+$ и CS // *Астрон. журн.* 2003. Т.80. С.202–211.

14. Wiebe D., Semenov D., Henning Th. Reduction of chemical networks. I. The case of molecular clouds // *Astron. and Astrophys.* 2003. V.399. P.197–210.
15. Shematovich V.I., Wiebe D.S., Shustov B.M., Li Z.-Y. A coupled dynamical and chemical model of starless cores of magnetized molecular clouds. II. Chemical differentiation // *Astrophys. J.* 2003. V.588. P.894–909.
16. Вибе Д.З. Химия звездообразования // Труды 32-й Международной студенческой научной конференции «Физика Космоса». Екатеринбург: Изд-во Уральского университета, 2003. С.41–59.
17. Shematovich V.I., Wiebe D.S., Shustov B.M., Pavlyuchenkov Ya.N., Li Z.-Y. Chemical differentiation in strongly magnetized starless cores // Труды конференции «Chemistry as a diagnostics of star formation». Ред. Ch.L. Curry, M. Fich. Ottawa: NRC Research Press, 2003. P.97–102.
18. Вибе Д.З. Поляриметрия пыли // Труды 33-й Международной студенческой научной конференции «Физика Космоса». Екатеринбург: Изд-во Уральского университета, 2004. С.30–42.
19. Semenov D., Wiebe D., Henning Th. Reduction of chemical networks. II. Analysis of the fractional ionisation in protoplanetary discs // *Astron. and Astrophys.* 2004. V.417. P.93–106.
20. Watson W.D., Wiebe D.S., McKinney J.C., Gammie Ch.F. Anisotropy of magnetohydrodynamic turbulence and the polarized spectra of OH masers // *Astrophys. J.* 2004. V.604. P.707–716.
21. Васюнин А.И., Соболев А.М., Вибе Д.З., Семенов Д.А. О влиянии неточностей скоростей химических реакций на результаты астрохимического моделирования // Письма в АЖ. 2004. Т.30. С.623–634.
22. Кирсанова М.С., Вибе Д.З. Влияние скорости ионизации на химический состав плотных ядер темных молекулярных облаков // *Астрон. журн.* 2004. Т.81. С.777–788.

23. Wiebe D.S., Watson W.D. Irregular magnetic fields and the linear polarization of dust thermal emission // *Bull. Amer. Astron. Soc.* 2003. V.35. No.3. 29.02.
24. Shustov B., Pavlyuchenkov Y., Shematovich V., Wiebe D., Henning Th., Semenov D., Launhardt R. Towards consistent models of starless cores // Книга абстрактов Симпозиума МАС No 211 «Star Formation at High Angular Resolution». 2003. P.289.
25. Henning Th., Semenov D., Wiebe D. The ionization state of protoplanetary disks: the chemical view // *Proceedings of the 4th Cologne-Bonn Zermatt Symposium.* 2004.
26. Vasyunin A.I., Sobolev A.M., Wiebe D.S., Semenov D.A. On the influence of uncertainties in chemical reaction rates on results of the astrochemical modelling // *Proceedings of the 4th Cologne-Bonn Zermatt Symposium.* 2004.
27. Watson W.D., Wiebe D.S., McKinney J.C., Gammie C.F. Anisotropy of magnetohydrodynamic turbulence and the polarized spectra of OH masers *Bull. Amer. Astron. Soc.* 2004. V.35. No.5. 110.13.
28. Вибе Д. З., Уотсон У. Поляриметрия пыли и нерегулярное магнитное поле в областях звездообразования // *Труды Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга.* 2004. Т.75. С.125–126.
29. Вибе Д.З., Шустов Б.М., Павлюченков Я.Н. Моделирование дозвездных ядер молекулярных облаков // *Труды Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга.* 2004. Т.75. С.143–144.
30. Wiebe D.S., Watson W.D. Irregular magnetic fields and the far-infrared polarimetry of dust emission from interstellar clouds // *Astrophys. J.* 2004. V.615. P.300–314.
31. Wiebe D., Semenov D., Henning Th. Ionization structure of protoplanetary disks from the chemical perspective // *Balt. Astron.* 2004. V.13. P.459–463.

В совместных работах роль автора является либо ведущей, либо равной. В список положений, выносимых на защиту, включены лишь те результаты и выводы, в которых вклад автора диссертации в проведенные исследования был основным или, по крайней мере, равным вкладу других соавторов. Научным консультантом диссертации был д.ф.-м.н. Б.М. Шустов.

Результаты, выносимые на защиту

1. Модель химической эволюции МЗС с учетом процессов на поверхности пылинок и взаимодействия между газом и пылью, действующая в широком диапазоне физических условий.
2. Методика анализа химических баз данных с целью выявления реакций и компонентов, важных для решения конкретной задачи.
3. Самосогласованная модель химической и динамической эволюции дозвездного сгустка в присутствии магнитного поля.
4. Выявление причин наблюдаемых различий в химическом составе ряда дозвездных ядер, в частности, причин различного распределения азото-содержащих молекул.
5. Самосогласованная модель химической и динамической эволюции дозвездного сгустка во внешнем поле УФ-излучения.
6. Методика определения параметров турбулентного магнитного поля по поляриметрическим наблюдениям тепловых атомарных и молекулярных линий.
7. Модель поляриметрических свойств ансамбля несферических пылевых частиц, ориентированных турбулентным магнитным полем.
8. Модель поляризации мазеров ОН в среде с МГД-турбулентностью.

Автор выражает свою признательность Б.М. Шустову, О.П. Пыльской, В.И. Шематовичу, Я.Н. Павлюченкову, Д.А. Семенову, М.С. Кирсановой, А.И. Васюнину, А.М. Соболеву, В. Ватсону, Р. Кратчеру, Ч. Гамми, Т. Хеннингу.

Список литературы

- [1] Ward-Thompson D. Isolated star formation: from cloud formation to core collapse // *Science*. 2002. V.295. P.76–81.
- [2] Ballesteros-Paredes J., Klessen R.S., Vázquez-Semadeni E. Dynamic cores in hydrostatic disguise // *Astrophys. J.* 2003. V.592. P.188–202.
- [3] Hartmann L., Ballesteros-Paredes J., Bergin E.A. Rapid formation of molecular clouds and stars in the solar neighborhood // *Astrophys. J.* 2001. V.562. P.852–868.
- [4] Rana N.C. Chemical evolution of the galaxy // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1991. V.29. P.129–162.
- [5] Pringle J.E., Allen R.J., Lubow S.H. The formation of molecular clouds // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2001. V.327. P.663–668.
- [6] Варшалович Д.А. Межзвездные молекулы // В сборнике «Астрофизика и космическая физика». Ред. Сюняев Р.А. Москва: Физматлит, 1982. С.135–185.
- [7] Tafalla M., Myers P.C., Caselli P., Walmsley C.M., Comito C. Systematic molecular differentiation in starless cores // *Astrophys. J.* 2002. V.569. P.815–835.
- [8] Hasegawa T.I., Herbst E. New gas-grain chemical models of quiescent dense interstellar clouds: the effect of H₂ tunnelling reactions and cosmic ray induced desorption // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1993. V.261. P.83–102.
- [9] Bergin E.A., Langer W.D., Goldsmith P.F. Gas-phase chemistry in dense interstellar clouds including grain surface molecular depletion and desorption // *Astrophys. J.* 1995. V.441. P.222–243.
- [10] Tielens A.G.G.M., Hollenbach D. Photodissociation regions. I. Basic model // *Astrophys. J.* 1985. V.291. P.722–754.
- [11] Hasegawa T.I. Hydrostatic models of Bok globules // *Publ. Astron. Soc. Jap.* 1988. V.40. P.219–247.
- [12] Sternberg A., Dalgarno A. Chemistry in dense photon-dominated regions // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1995. V.99. P.565–607.
- [13] Terzieva R., Herbst E. The sensitivity of gas-phase chemical models of interstellar clouds to C and O. Elemental abundances and to a new formation mechanism for ammonia // *Astrophys. J.* 1998. V.501. P.207–220.
- [14] Jonkheid B., Faas F.G.A., van Zadelhoff G.-J., van Dishoeck E.F. The gas temperature in flaring disks around pre-main sequence stars // *Astron. and Astrophys.* 2004. В печати (astro-ph/0408503).

- [15] Chièze J.P., Pineau des Forêts G., Herbst E. The gas-phase chemistry of organic molecules in interstellar clouds with dynamical mixing // *Astrophys. J.* 1991. V.373. P.110–122.
- [16] Prasad S.S., Heere K.R., Tarafdar S.P. Dynamical evolution and molecular abundances of interstellar clouds // *Astrophys. J.* 1991. V.373. P.123–136.
- [17] Bergin E.A., Langer W.D. Chemical evolution in preprotostellar and protostellar cores // *Astrophys. J.* 1997. V.486. P.316–328.
- [18] Aikawa Y., Ohashi N., Inutsuka S., Herbst E., Takakuwa S. Molecular evolution in collapsing prestellar cores // *Astrophys. J.* 2001. V.552. P.639–653.
- [19] Aikawa Y., Ohashi N., Herbst E. Molecular evolution in collapsing prestellar cores. II. The effect of grain-surface reactions // *Astrophys. J.* 2003. V.593. P.906–924.
- [20] Aikawa Y., Herbst E., Roberts H., Caselli P. Molecular evolution in collapsing prestellar cores. III. Contraction of a Bonnor-Ebert sphere // *Astrophys. J.* 2005. В печати.
- [21] Gerola H., Glassgold A.E. Molecular evolution of contracting clouds: basic methods and initial results // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1978. V.37. P.1–25.
- [22] Ciolek G.E., Mouschovias T.Ch. Ambipolar diffusion, interstellar dust, and the formation of cloud cores and protostars. IV. Effect of ultraviolet ionization and magnetically controlled infall rate // *Astrophys. J.* 1995. V.454. P.194–216.
- [23] Desch S.J., Mouschovias T.Ch. The magnetic decoupling stage of star formation // *Astrophys. J.* 2001. V.550. P.314–333.
- [24] Hiltner W.A. On the presence of polarization in the continuous radiation of stars // *Astrophys. J.* 1949. V.109. P.471.
- [25] Goodman A.A., Jones T.J., Lada E.A., Myers P.C. Does near-infrared polarimetry reveal the magnetic field in cold dark clouds? // *Astrophys. J.* 1995. V.448. P.748–765.
- [26] Le Teuff Y.H., Millar T.J., Markwick A.J. The UMIST database for astrochemistry 1999 // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 2000. V.146. P.157–168.
- [27] Lee H.-H., Roueff E., Pineau des Forêts G., Shalabiea O.M. et al. Bistability in large chemical networks: a global view // *Astron. and Astrophys.* 1998. V.334. P.1047–1055.
- [28] Willacy K., Klahr H.H., Millar T.J., Henning Th. Gas and grain chemistry in a protoplanetary disk // *Astron. and Astrophys.* 1998. V.338. P.995–1005.
- [29] Herbst E., Klemperer W. The formation and depletion of molecules in dense interstellar clouds // *Astrophys. J.* 1973. V.185. P.505–533.
- [30] Hasegawa T.I., Herbst E., Leung C.M. Models of gas-grain chemistry in dense interstellar clouds with complex organic molecules // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1992. V.82. P.167–195.

- [31] Draine B.T. Photoelectric heating of interstellar gas // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1978. V.36. P.595–619.
- [32] Habing H.J. The interstellar radiation density between 910Å and 1400Å // *Bull. Astr. Inst. Netherlands.* 1968. V.19. P.421–431.
- [33] van Dishoeck E., Blake G. Chemical evolution of star-Forming regions // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1998. V.36. P.317–368.
- [34] Smith I.W.M., Herbst E., Chang Q. Rapid neutral-neutral reactions at low temperatures: a new network and first results for TMC-1 // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2004. V.350. P.323–330.
- [35] Herbst E. Chemistry in the interstellar medium // *Ann. Rev. Phys. Chem.* 1995. V.46. P.27–54.
- [36] Millar T.J., Farquhar P.R.A., Willacy K. The UMIST database for astrochemistry 1995 // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1997. V.121. P.139–185.
- [37] Glassgold A.E., Najita J., Igea J. X-Ray ionization of protoplanetary disks // *Astrophys. J.* 1997. V.480. P.344–350.
- [38] Werner M.W. Ionization equilibrium of carbon in interstellar clouds // *Astrophys. Letters.* 1970. V.6. P.81–85.
- [39] Black J.H., Dalgarno A. Models of interstellar clouds. I. The Zeta Ophiuchi cloud // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1977. V.34. P.405–423.
- [40] van Dishoeck E.F., Black J.H. The photodissociation and chemistry of interstellar CO // *Astrophys. J.* 1988. V.334. P.771–802.
- [41] de Jong T., Dalgarno A., Boland W. Hydrostatic models of molecular clouds // *Astron. and Astrophys.* 1980. V.91. P.68–84.
- [42] Prasad S.S., Tarafdar S.P. UV radiation field inside dense clouds — Its possible existence and chemical implications // *Astrophys. J.* 1983. V.267. P.603–609.
- [43] Gredel R., Lepp S., Dalgarno A. The C/CO ratio in dense interstellar clouds // *Astrophys. J.* 1987. V.323. P.L137–L139.
- [44] Gredel R., Lepp S., Dalgarno A., Herbst E. Cosmic-ray-induced photodissociation and photoionization rates of interstellar molecules // *Astrophys. J.* 1989. V.347. P.289–293.
- [45] Gibb E.L., Whittet D.C.B., Boogert A.C.A., Tielens A.G.G.M. Interstellar ice: the infrared space observatory legacy // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2004. V.151. P.35–73.
- [46] Turner B.E. A common gas-phase chemistry for diffuse, translucent, and dense clouds? // *Astrophys. J.* 2000. V.542. P.837–860.
- [47] Herbst E., Shematovich V.I. New approaches to the modelling of surface chemistry on interstellar grains. // *Astrophys. Space Sci.* 2003. V.285. P.725–735.

- [48] Willacy K., Williams D.A., Duley W.W. Desorption of grain mantles in quiescent dark clouds by H₂ formation // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1994. V.267. P.949–999.
- [49] Hollenbach D.J., McKee C.F. Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. I Physical processes // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1979. V.41. P.555–592.
- [50] Burke J.R., Hollenbach D. The gas-grain interaction in the interstellar medium — Thermal accommodation and trapping // *Astrophys. J.* 1983. V.265. P.223–234.
- [51] Léger A., Jura M., Omont A. Desorption from interstellar grains // *Astron. and Astrophys.* 1985. V.144. P.147–160.
- [52] Walmsley C.M., Pineau des Forêts G., Flower D.R. Silicon chemistry in PDRs. // *Astron. and Astrophys.* 1999. V.342. P.542–550.
- [53] Westley M.S., Baragiola R.A., Johnson R.E., Baratta G.A. Photodesorption from low-temperature water ice in interstellar and circumsolar grains // *Nature.* 1995. V.373. P.405–407.
- [54] Umebayashi T., Nakano T. Recombination of ions and electrons on grains and the ionization degree in dense interstellar clouds // *Publ. Astron. Soc. Jap.* 1980. V.32. P.405–421.
- [55] Rawlings J.M.C., Hartquist T.W., Menten K.M., Williams D.A. Direct diagnosis of infall in collapsing protostars — I. The theoretical identification of molecular species with broad velocity distributions // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1992. V.255. P.471–485.
- [56] Арушанян О.Б., Залеткин С.Ф. Численное решение обыкновенных дифференциальных уравнений на Фортране. М: Издательство МГУ, 1990.
- [57] Mestel L., Spitzer L. Star formation in magnetic dust clouds // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1956. V.116. P.503–514.
- [58] Balbus S.A. Enhanced angular momentum transport in accretion disks // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 2003. V.41. P.555–597.
- [59] Gammie Ch. Layered accretion in T Tauri disks // *Astrophys. J.* 1996. V.457. P.355–362.
- [60] Fleming T., Stone J.M. Local magnetohydrodynamic models of layered accretion disks // *Astrophys. J.* 2003. V.585. P.908–920.
- [61] Fromang S., Terquem C., Balbus S.A. The ionization fraction in α models of protoplanetary discs // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2002. V.329. P.18–28.
- [62] Sano T., Miyama Sh.M., Umebayashi T., Nakano T. Magnetorotational instability in protoplanetary disks. II. Ionization state and unstable regions // *Astrophys. J.* 2000. V.543. P.486–501.

- [63] Ruffle D.P., Rae J.G.L., Pilling M.J., Hartquist T.W., Herbst E. A network for interstellar CO — The first application of objective reduction techniques in astrochemistry // *Astron. and Astrophys.* 2002. V.381. P.L13–L16.
- [64] Rae J.G.L., Bell N., Hartquist T.W., Pilling M.J., Ruffle D.P. Reduced networks governing the fractional ionisation in interstellar molecular clouds // *Astron. and Astrophys.* 2002. V.383. P.738–746.
- [65] Genzel R. Physics and chemistry of molecular clouds // В сборнике «The galactic interstellar medium» (Saas-Fee Advanced Course 21). Ред. Pfenniger D., Bartholdi P. Berlin: Springer-Verlag, 1991. P.275.
- [66] Grevesse N., Sauval A.J. Standard solar composition // *Space Science Reviews.* 1998. V.85. P.161–174.
- [67] Oppenheimer M., Dalgarno A. The fractional ionization in dense interstellar clouds // *Astrophys. J.* 1974. V.192. P.29–32.
- [68] Bauer I., Finocchi F., Duschl W.J., Gail H.-P., Schloeder J.P. Simulation of chemical reactions and dust destruction in protoplanetary accretion disks // *Astron. and Astrophys.* 1997. V.317. P.273–289.
- [69] Aikawa Y., Herbst E. Molecular evolution in protoplanetary disks. Two-dimensional distributions and column densities of gaseous molecules // *Astron. and Astrophys.* 1999. V.351. P.233–246.
- [70] Aikawa Y., van Zadelhoff G.J., van Dishoeck E.F., Herbst E. Warm molecular layers in protoplanetary disks // *Astron. and Astrophys.* 2002. V. 386. P. 622–632.
- [71] Terzieva R., Herbst E. Erratum. The sensitivity of gas-phase chemical models of interstellar clouds to C and O. Elemental abundances and to a new formation mechanism for ammonia // *Astrophys. J.* 1998. V.509. P.932–932.
- [72] Roberts H., Herbst E. The abundance of gaseous H₂O and O₂ in cores of dense interstellar clouds // *Astron. and Astrophys.* 2002. V.395. P.233–242.
- [73] Ohishi M., Irvine W.M., Kaifu N. Molecular abundance variations among and within cold, dark molecular clouds // Труды Симпозиума МАС No. 150 «Astrochemistry of Cosmic Phenomena». Ред. P.D.Singh. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1992. P.171–177.
- [74] Langer W.D., Velusamy T., Kuiper T.B.H., Peng R., McCarthy M.C. First astronomical detection of the cumulene carbon chain molecule H₂C₆ in TMC-1 // *Astrophys. J.* 1997. V.480. P.L63–L66.
- [75] D'Alessio P., Calvet N., Hartmann L., Lizano S., Canto J. Accretion disks around young objects. II. Tests of well-mixed models with ISM dust // *Astrophys. J.* 1999. V.527. P.893–909.

- [76] Glassgold A.E., Najita J., Igea J. X-ray ionization of protoplanetary disks // *Astrophys. J.* 1997. V.480. P.344–350.
- [77] Markwick A.J., Ilgner M., Millar T.J., Henning Th. Molecular distributions in the inner regions of protostellar disks // *Astron. and Astrophys.* 2002. V.385. P.632–646.
- [78] Willacy K., Langer W.D. The importance of photoprocessing in protoplanetary disks // *Astrophys. J.* 2000. V.544. P.903–920.
- [79] Chiang E.I., Goldreich P. Spectral energy distributions of T Tauri stars with passive circumstellar disks // *Astrophys. J.* 1997. V.490. P.368–376.
- [80] Aikawa Y., Herbst E. Two-dimensional distributions and column densities of gaseous molecules in protoplanetary disks. II. Deuterated species and UV shielding by ambient clouds // *Astron. and Astrophys.* 2001. V.371. P.1107–1117.
- [81] van Zadelhoff G.-J., Aikawa Y., Hogerheijde M.R., van Dishoeck E.F. Axi-symmetric models of ultraviolet radiative transfer with applications to circumstellar disk chemistry // *Astron. and Astrophys.* 2003. V.397. P.789–802 .
- [82] Hayashi C. Structure of the solar nebula, growth and decay of magnetic fields and effects of magnetic and turbulent viscosities on the nebula // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 1981. V.70. P.35–53.
- [83] Igea J., Glassgold A.E. X-ray ionization of the disks of young stellar objects // *Astrophys. J.* 1999. V.518. P.848–858.
- [84] Blaes O.M., Balbus S.A. Local shear instabilities in weakly ionized, weakly magnetized disks // *Astrophys. J.* 1994. V.421. P.163–177.
- [85] Regos E. Magnetic viscosity in weakly ionized protostellar discs // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1997. V.286. P.97–103.
- [86] Reyes-Ruiz M. The magnetorotational instability across the dead zone of protoplanetary disks // *Astrophys. J.* 2001. V.547. P.465–474.
- [87] Glassgold A.E., Lucas R., Omont A. Molecular ions in the circumstellar envelope of IRC+10216 // *Astron. and Astrophys.* 1986. V.157. P.35–48.
- [88] Shu F.H., Adams F.C., Lizano S. Star formation in molecular clouds: observations and theory // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1987. V.25. P.23–81.
- [89] Дудоров А.Е., Сазонов Ю.В. // *Научн. инф. Астросовета АН СССР.* 1987. Т.42. С.110.
- [90] Tafalla M., Myers P.C., Caselli P., Walmsley C.M. On the internal structure of starless cores. I. Physical conditions and the distribution of CO, CS, N₂H⁺, and NH₃ in L1498 and L1517B // *Astron. and Astrophys.* 2004. V.416. P.191–212.

- [91] Caselli P., Walmsley C.M., Zucconi A., Tafalla M., Dore L., Myers P.C. Molecular ions in L1544. I. Kinematics // *Astrophys. J.* 2002. V.565. P.331–343.
- [92] Caselli P., Walmsley C.M., Zucconi A., Tafalla M., Dore L., Myers P.C. Molecular ions in L1544. II. The ionization degree // *Astrophys. J.* 2002. V.565. P.344–358.
- [93] Elias J.H. A study of the Taurus dark cloud complex // *Astrophys. J.* 1978. V.224. P.857–872.
- [94] Tafalla M., Mardones D., Myers P.C., Caselli P., Bachiller R., Benson P.J. L1544: a starless dense core with extended inward motions // *Astrophys. J.* 1998. V.504. P.900–914.
- [95] Williams J.P., Myers P.C., Wilner D.J., di Francesco J. A high-resolution study of the slowly contracting, starless core L1544 // *Astrophys. J.* 1999. V.513. P.L61–L64.
- [96] Bacmann A., André P., Puget J.-L., Abergel A., Bontemps S., Ward-Thompson D. An ISOCAM absorption survey of the structure of pre-stellar cloud cores // *Astron. and Astrophys.* 2000. V.361. P.555–580.
- [97] Ciolek G.E., Basu S. Consistency of ambipolar diffusion models with infall in the L1544 protostellar core // *Astrophys. J.* 2000. V.529. P.925–931.
- [98] Ohashi N., Lee S.W., Wilner D.J., Hayashi M. CCS imaging of the starless core L1544: an envelope with infall and rotation // *Astrophys. J.* 1999. V.518. P.L41–L44.
- [99] Caselli P., Benson P.J., Myers P.C., Tafalla M. Dense cores in dark clouds. XIV. N_2H^+ (1-0) maps of dense cloud cores // *Astrophys. J.* 2002. V.572. P.238–263.
- [100] Bacmann A., Lefloch B., Ceccarelli C., Castets A., Steinacker J., Loinard L. The degree of CO depletion in pre-stellar cores // *Astron. and Astrophys.* 2002. V.389. P.L6–L10.
- [101] Crutcher R., Troland Th. OH Zeeman measurement of the magnetic field in the L1544 core // *Astrophys. J.* 2000. V.537. P.L139–L142.
- [102] Ward-Thompson D., Kirk J.M., Crutcher R.M., Greaves J.S., Holland W.S., André P. First observations of the magnetic field geometry in prestellar cores // *Astrophys. J.* 2000. V.537. P.L135–L138.
- [103] Larson R.B. Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1969. V.145. P.271–295.
- [104] Penston M.V. Dynamics of self-gravitating gaseous spheres III. Analytical results in the free-fall of isothermal cases // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1969. V.144. P.425–448.
- [105] Lee C.-W., Myers P.C., Tafalla M. A survey for infall motions toward starless cores. II. CS (2-1) and N_2H^+ (1-0) mapping observations // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2001. V.136. P.703–734.

- [106] Ciolek G.E., Mouschovias T.Ch. Ambipolar diffusion, interstellar dust, and the formation of cloud cores and protostars. I. Basic physics and formulation of the problem // *Astrophys. J.* 1993. V.418. P.774–793.
- [107] Boss A.P. Collapse and Fragmentation of Molecular Cloud Cores. V. Loss of Magnetic Field Support // *Astrophys. J.* 1997. V.483. P.309–319.
- [108] Nakano T., Nishi R., Umebayashi T. Mechanism of magnetic flux loss in molecular clouds // *Astrophys. J.* 2002. V.573. P.199–214.
- [109] Safier P.N., McKee Ch.F., Stahler S.W. Star formation in cold, spherical magnetized molecular clouds // *Astrophys. J.* 1997. V.485. P.660–679.
- [110] Li Z.-Y. Formation and collapse of magnetized spherical cloud cores // *Astrophys. J.* 1998. V.493. P.230–246.
- [111] Li Z.-Y. A spherical model for starless cores of magnetic molecular clouds and dynamical effects of dust grains // *Astrophys. J.* 1999. V.526. P.806–818.
- [112] Brown P.N., Byrne G.D., Hindmarsh A.C. VODE: a variable-coefficient ODE solver // *SIAM J. Sci. Stat. Comput.* 1989. V.10. P.1038–1051.
- [113] Ruffle D.P., Hartquist T.W., Taylor S.D., Williams D.A. Cyanopolyynes as indicators of late-time chemistry and depletions in star-forming regions // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1997. V.291. P.235–240.
- [114] Ruffle D.P., Hartquist T.W., Caselli P., Williams D.A. The sulphur depletion problem // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1999. V.306. P.691–695.
- [115] Ward-Thompson D., Motte F., André P. The initial conditions of isolated star formation — III. Millimetre continuum mapping of pre-stellar cores // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1999. V.305. P.143–150.
- [116] Suzuki H., Yamamoto S., Ohishi M., Kaifu N., Ishikawa S., Hirahara Y., Takano S. A survey of CCS, HC₃N, HC₅N, and NH₃ toward dark cloud cores and their production chemistry // *Astrophys. J.* 1992. V.392. P.551–570.
- [117] Ruffle D.P., Hartquist T.W., Caselli P., Williams D.A. The sulphur depletion problem // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1999. V.306. P.691–695.
- [118] Millar T.J., Flores J.R., Markwick A.J. Sulphur-bearing carbon chains in IRC+10216 // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2001. V. 327. P.1173–1177.
- [119] Aikawa Y., Ohashi N., Herbst E. Molecular evolution in collapsing prestellar cores. II. The effect of grain-surface reactions // *Astrophys. J.* 2003. V.593. P.906–924.
- [120] Bergin E.A., Alves J., Huard T., Lada C.J. N₂H⁺ and C¹⁸O depletion in a cold dark cloud // *Astrophys. J.* 2002. V.570. P.L101–L104.

- [121] Di Francesco J., Hogerheijde M.R., Welch W.J., Bergin E.A. Abundances of molecular species in Barnard 68 // *Astron. J.* 2002. V.124. P.2749–2755.
- [122] Lai S.-P., Velusamy T., Langer W.D., Kuiper T.B.H. The physical and chemical status of pre-protostellar core B68 // *Astron. J.* 2003. V.126. P.311–318.
- [123] Pagani L., Apponi A.J., Bacmann A., Cambresy L. et al. L183 (L134N), dust, gas, and depletion // Труды конференции SF2A-2003: Semaine de l’Astrophysique Francaise. Ред. F. Combes, D. Barret, T. Contini. EDP-Sciences Conference Series, 2004. P.237–240.
- [124] Lee J.-E., Evans N.I., Shirley Y.L., Tatematsu K. Chemistry and dynamics in pre-protostellar cores // *Astrophys. J.* 2003. V.583. P.789–808.
- [125] Hirota T., Ito T., Yamamoto S. L1521E: a starless core in the early evolutionary stage? // *Astrophys. J.* 2002. V.565. P.359–363.
- [126] Farquhar P.R.A., Millar T.J., Herbst E. The effect of varying cosmic-ray ionization rates on dark cloud chemistry // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1994. V.269. P.641–648.
- [127] Lepp S., Dalgarno A. X-ray-induced chemistry of interstellar clouds // *Astron. and Astrophys.* 1996. V.306. P.L21–L24.
- [128] Williams J.P., Bergin E.A., Caselli P., Myers P.C., Plume R. The ionization fraction in dense molecular gas. I. Low-mass cores // *Astrophys. J.* 1998. V.503. P.689–699.
- [129] El-Nawawy M.S., Howe D.A., Millar T.J. Chemical evolution in collapsing cores // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1997. V.292. P.481–489.
- [130] Caselli P., Walmsley C.M., Terzieva R., Herbst E. The ionization fraction in dense cloud cores // *Astrophys. J.* 1998. V.499. P.234–249.
- [131] van der Tak F.F.S., van Dishoeck E.F. Limits on the cosmic-ray ionization rate toward massive young stars // *Astron. and Astrophys.* 2000. V.358. P.L79–L82.
- [132] Alves J.F., Lada C.J., Lada E.A. Internal structure of a cold dark molecular cloud inferred from the extinction of background starlight // *Nature.* 2001. V.409. P.159–161.
- [133] Bergin E.A., Snell R.L. Sensitive limits on the water abundance in cold low-mass molecular cores // *Astrophys. J.* 2002. V.581. L105–L108.
- [134] Snell R.L., Howe J.E., Ashby M.L.N., Bergin E.A. et al. Water abundance in molecular cloud cores // *Astrophys. J.* 2000. V.539. L101–L105.
- [135] Charnley S.B., Rodgers S.D. The end of interstellar chemistry as the origin of nitrogen in comets and meteorites // *Astrophys. J.* 2002. V.569. P.L133–L137.
- [136] Turner B.E., Pirogov L., Minh Y.C. The physics and chemistry of small translucent molecular clouds. VIII. HCN and HNC // *Astrophys. J.* 1997. V.483. P.235–261.

- [137] Liseau R., Larsson B., Brandeker A., Bergman P. et al. First detection of NH_3 ($10 \rightarrow 00$) from a low mass cloud core. On the low ammonia abundance of the ρ Oph A core // *Astron. and Astrophys.* 2003. V.402. L73–L76.
- [138] Gibb E.L., Whittet D.C.B., Chiar J.E. Searching for ammonia in grain mantles toward massive young stellar objects // *Astrophys. J.* 2001. V.558. P.702–716.
- [139] Hogerheijde M.R., van der Tak F.F.S. An accelerated Monte Carlo method to solve two-dimensional radiative transfer and molecular excitation. With applications to axisymmetric models of star formation // *Astron. and Astrophys.* 2000. V.362. P.697–710.
- [140] Павлюченков Я.Н., Шустов Б.М. Метод расчета переноса излучения в линиях молекул в приложении к двумерной модели дозвездного ядра L1544 // *Астрон. журн.* 2004. Т.81. С.348–359.
- [141] Lee C.W., Myers P.C., Tafalla M. A survey for infall motions toward starless cores. II. CS (2–1) and N_2H^+ (1–0) mapping observations // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2001. V.136. P.703–734.
- [142] Caselli P., Myers P.C. The line width–size relation in massive cloud cores // *Astrophys. J.* 1995. V.446. P.665–686.
- [143] Lapinov A.V., Schilke P., Juvela M., Zinchenko I.I. Studies of dense cores in regions of massive star formation. VI. Multitransitional CS and CO observations of G 261.64–2.09, G 268.42–0.85, G 270.26+0.83 and G 301.12–0.20 // *Astron. and Astrophys.* 1998. V.336. P.1007–1023.
- [144] Ciolek G.E., Basu S. Consistency of ambipolar diffusion models with infall in the L1544 protostellar core // *Astrophys. J.* 2000. V.529. P.925–931.
- [145] Stutzki J., Stacey G.J., Genzel R., Harris A.J., Jaffe D.T., Lugten J.B. Submillimeter and far-infrared line observations of M17 SW — A clumpy molecular cloud penetrated by ultraviolet radiation // *Astrophys. J.* 1988. V.332. P.379–399.
- [146] Padoan P., Willacy K., Langer W., Juvela M. Electron abundance in protostellar cores // *Astrophys. J.* 2004. V.614. P.203–210.
- [147] LaRosa T.N. Radiatively induced star formation // *Astrophys. J.* 1983. V.274. P.815–821.
- [148] Ho P.T.P., Klein R.T., Haschick A.D. Formation of OB clusters: radiation-driven implosion? // *Astrophys. J.* 1986. V.305. P.714–720.
- [149] Sugitani K., Tamura M., Ogura K. Young star clusters in bright-rimmed clouds: small scale sequential star formation? // *Astrophys. J.* 1995. V.455. P.L39–L41.
- [150] Patel N.A., Xie T., Goldsmith P.F. Cometary globules in the southeast quadrant of the Rosette nebula // *Astrophys. J.* 1993. V.413. P.593–603.

- [151] Дибай Э.А., Каплан С.А. Кумулятивные ударные волны в межзвездном пространстве // *Астрон. журн.* 1964. Т.41. С.652–656.
- [152] Kovalenko I., Shchekinov Yu. Heat- and radiative-driven implosion of interstellar clouds. I. Initial dynamics // *Astron. Astrophys. Trans.* 1992. V.1. P.129–151.
- [153] Sandford M.T. II, Whitaker R.W., Klein R.I. Radiation-driven implosions in molecular clouds // *Astrophys. J.* 1982. V.260. P.183–201.
- [154] Klein R.I., Sandford M.T. II, Whitaker R.W. Star formation within OB subgroups: implosion by multiple sources // *Astrophys. J.* 1983. V.271. P.L69–L73.
- [155] Bertoldi F. The photoevaporation of interstellar clouds. I. Radiation-driven implosion // *Astrophys. J.* 1989. V.346. P.735–755.
- [156] Bertoldi F., McKee Ch.F. The photoevaporation of interstellar clouds. II. Equilibrium cometary clouds // *Astrophys. J.* 1990. V.354. P.529–548.
- [157] McCullough P.R. Observations of photoevaporating interstellar clouds // Ph. D. Thesis. 1993.
- [158] Lefloch B., Lazareff B. Cometary globules. I. Formation, evolution and morphology // *Astron. and Astrophys.* 1994. V.289. P.559–578.
- [159] Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Межзвездная среда. Москва: Физматлит, 1963.
- [160] Stone J.M., Norman M.L. ZEUS-2D: a radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. I. The hydrodynamic algorithms and tests // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1992. V.80. P.753–790.
- [161] Cravens T.E., Dalgarno A. Ionization, dissociation, and heating efficiencies of cosmic rays in a gas of molecular hydrogen // *Astrophys. J.* 1978. V.219. P.750–752.
- [162] Duley W.W., Williams D.A. The formation of H₂ on interstellar dust // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1993. V.260. P.37–42.
- [163] Shalabiea O.M., Greenberg J.M. Chemical evolution of free-fall collapsing interstellar clouds: pseudo and real time dependent models // *Astron. and Astrophys.* 1995. V.303. P.233–241.
- [164] Andersson B.G., Wannier P.G. Warm neutral halos around molecular clouds. VI. Physical and chemical modeling // *Astrophys. J.* 1993. V.402. P.585–592.
- [165] Goldsmith P.F., Melnick G.J., Bergin E.A., Howe J.E., Snell R.L. et al. O₂ in interstellar molecular clouds // *Astrophys. J.* 2000. V.539. P.L123–L127.
- [166] Nummelin A., Whittet D.C.B., Gibb E.L., Gerakines P.A., Chiar J.E. Solid carbon dioxide in regions of low-mass star formation // *Astrophys. J.* 2001. V.558. P.185–193.
- [167] Köppen J., Theis Ch., Hensler G. Self-regulated star-formation in chemodynamical models of galaxies // *Astron. and Astrophys.* 1995. V.296. P.99–109.

- [168] Stahler S.W. Early stellar evolution // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 1994. V.108. P.337–343.
- [169] Wallin J.F., Higdon J.L., Staveley-Smith L. Dynamically induced star formation in galaxies from the passage of globular clusters // *Astrophys. J.* 1996. V.459. P.555–557.
- [170] Elmegreen B.G., Lada C.J. Sequential formation of subgroups in OB associations // *Astrophys. J.* 1977. V.214. P.725–741.
- [171] Щекинов Ю.А. Об индуцированном звездообразовании // *Письма в Астрон. журн.* 1987. Т.13. С.862–867.
- [172] Рябцев А.Д. О скорости волны звездообразования // *Письма в Астрон. журн.* 1989. Т.15. С.24–28.
- [173] Коваленко И.Г., Щекинов Ю.А. Взрывной сценарий происхождения звезд населения II // *Астрофизика.* 1988. Т.29. С.331–344.
- [174] Cammerer M., Shchekinov Yu. Large-scale self-regulation in star-forming systems // *Astron. and Astrophys.* 1994. V.283. P.845–857.
- [175] Hall J.S. Observations of the polarized light from stars // *Science.* 1949. V.109. P.166.
- [176] Домбровский В.А. Изучение звездной поляризации в ассоциации Цефея I // *ДАН Арм. ССР.* 1950. Т.12. С.103.
- [177] Долгинов А.З., Гнедин Ю.Н., Силантьев Н.А. Распространение и поляризация излучения в космической среде. Москва: Наука, 1979.
- [178] Myers P.C., Goodman A.A. On the dispersion in direction of interstellar polarization // *Astrophys. J.* 1991. V.373. P.509–524.
- [179] Gerakines P.A., Whittet D.C.B., Lazarian A. Grain alignment in the Taurus dark cloud // *Astrophys. J.* 1995. V.455. P.L171–L175.
- [180] Arce H.G., Goodman A. A., Bastien P., Manset N., Sumner M. The polarizing power of the interstellar medium in Taurus // *Astrophys. J.* 1998. V.499. P.L93–L97.
- [181] Harjunpää P., Kaas A.A., Carlqvist P., Gahm G.F. Linear polarization and molecular filamentary clouds // *Astron. and Astrophys.* 1999. V.349. P.912–926.
- [182] Dotson J.L., Davidson J., Dowell C.D., Schleuning D.A., Hildebrand R.H. Far-infrared polarimetry of Galactic clouds from the Kuiper Airborne Observatory // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2000. V.128. P.335–370.
- [183] Hildebrand R.H., Davidson J.A., Dotson J.L., Dowell C.D., Novak G., Vaillancourt J.E. A primer on far-infrared polarimetry // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 2000. V.112. P.1215–1235.
- [184] Crutcher R.M., Nutter D.J., Ward-Thompson D., Kirk J.M. SCUBA polarization measurements of the magnetic field strengths in the L183, L1544, and L43 prestellar cores // *Astrophys. J.* 2004. V.600. P.279–285.

- [185] Jones T.J. Grain alignment and the magnetic field geometry in the filamentary dark cloud GF 9 // *Astron. J.* 2003. V.125. P.3208–3212.
- [186] Elmegreen B.G., Scalo J. Interstellar turbulence. I. Observations and processes // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 2004. V.42. P.211–273.
- [187] Vázquez-Semadeni E., Ostriker E.C., Passot T., Gammie C.F., Stone J.M. Compressible MHD turbulence: implications for molecular cloud and star formation // *Protostars and Planets IV*. Ред. V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2000. P.3.
- [188] Ostriker E.C., Stone J.M., Gammie Ch.F. Density, velocity, and magnetic field structure in turbulent molecular cloud models // *Astrophys. J.* 2001. V.546. P.980–1005.
- [189] Heitsch F., Zweibel E.G., MacLow M.M., Li P., Norman M.L. Magnetic field diagnostics based on far-infrared polarimetry: tests using numerical simulations // *Astrophys. J.* 2001. V.561. P.800–814.
- [190] Padoan P., Goodman A., Draine B.T., Juvela M., Nordlund Å., Rögnvaldsson Ö.E. Theoretical models of polarized dust emission from protostellar cores // *Astrophys. J.* 2001. V.559. P.1005–1018.
- [191] Dubinski J., Narayan R., Phillips T.G. Turbulence in molecular clouds // *Astrophys. J.* 1995. V.448. P.226–231.
- [192] Stone J.M., Ostriker E.C., Gammie C.F. Dissipation in compressible magnetohydrodynamic turbulence // *Astrophys. J.* 1998. V.508. P.L99–L102.
- [193] Wardle M., Königl A. A model for the magnetic field in the molecular disk at the Galactic center // *Astrophys. J.* 1990. V.362. P.120–134.
- [194] Jones T.J., Klebe D., Dickey J.M. Infrared polarimetry and the Galactic magnetic field. II. Improved models // *Astrophys. J.* 1992. V.389. P.602–615.
- [195] Serkowski K. Interstellar polarization // *Proc. IAU Symp.* no. 52. 1973. P.145–152.
- [196] Mathis J.S. The alignment of interstellar grains // *Astrophys. J.* 1986. V.308. P.281–287.
- [197] Matthews B.C., Wilson C.D., Fiege J.D. Magnetic fields in star-forming molecular clouds. II. The depolarization effect in the OMC-3 filament of Orion A // *Astrophys. J.* 2001. V.562. P.400–423.
- [198] Momose M., Tamura M., Kameya O., Greaves J.S., Chrysostomou A., Hough J.H., Morino J.-I. Submillimeter imaging polarimetry of the NGC 7538 region // *Astrophys. J.* 2001. V.555. P.855–862.
- [199] Akeson R.L., Carlstrom J.E., Phillips J.A., Woody D.P. Millimeter interferometric polarization imaging of the young stellar object NGC 1333/IRAS 4A // *Astrophys. J.* 1996. V.456. P.L45–L48.

- [200] Vallée J.P., Bastien P., Greaves J.S. Highly polarized thermal dust emission in the Bok globule CB 068 // *Astrophys. J.* 2000. V.542. P.352–358.
- [201] Schleuning D.A. Far-infrared and submillimeter polarization of OMC-1: evidence for magnetically regulated star formation // *Astrophys. J.* 1998. V.493. P.811–825.
- [202] Rao R., Crutcher R.M., Plambeck R.L., Wright M.C.H. High-resolution millimeter-wave mapping of linearly polarized dust emission: magnetic field structure in Orion // *Astrophys. J.* 1998. V.502. P.L75–L78.
- [203] Lee H.M., Draine B.T. Infrared extinction and polarization due to partially aligned spheroidal grains — Models for the dust toward the BN object // *Astrophys. J.* 1985. V.290. P.211–228.
- [204] Vaillancourt J.E. Analysis of the far-infrared/submillimeter polarization spectrum based on temperature maps of Orion // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2002. V.142. P.53–69.
- [205] Novak G., Dotson J.L., Dowell C.D., Goldsmith P.F., Hildebrand R.H., Platt S.R., Schleuning D.A. Polarized far-infrared emission from the core and envelope of the Sagittarius B2 molecular cloud // *Astrophys. J.* 1997. V.487. P.320–327.
- [206] Schleuning D.A., Vaillancourt J.E., Hildebrand R.H., Dowell C.D., Novak G., Dotson J.L., Davidson J.A. Probing the magnetic field structure in the W3 molecular cloud // *Astrophys. J.* 2000. V.535. P.913–927.
- [207] Henning Th., Wolf S., Launhardt R., Waters R. Measurements of the magnetic field geometry and strength in Bok globules // *Astrophys. J.* 2001. V.561. P.871–879.
- [208] Hildebrand R.H., Dragovan M. The shapes and alignment properties of interstellar dust grains // *Astrophys. J.* 1995. V.450. P.663–666.
- [209] Matthews B.C., Wilson C.D. Magnetic fields in star-forming molecular clouds. V. Submillimeter polarization of the Barnard 1 dark cloud // *Astrophys. J.* 2002. V.574. P.822–833.
- [210] Nordlund Å., Padoan P. Super-Alfvénic turbulent fragmentation in molecular clouds // Сборник «Interstellar Turbulence». Ред. J. Franco, A. Carraminana. Cambridge University Press, 1999. P.218.
- [211] Ossenkopf V., Henning Th. Dust opacities for protostellar cores // *Astron. and Astrophys.* 1994. V.291. P.943–959.
- [212] Padoan P., Juvela M., Bally J., Nordlund Å. Synthetic molecular clouds from supersonic magnetohydrodynamic and non-LTE radiative transfer calculations // *Astrophys. J.* 1998. V.504. P.300–313.
- [213] Klessen R., Heitsch F., Mac Low M.-M. Gravitational collapse in turbulent molecular clouds. I. Gasdynamical turbulence // *Astrophys. J.* 2000. V.535. P.887–906.

- [214] Gull G.E., Houck J.R., McCarthy J.F., Forrest W.J., Harwit M. Far-infrared polarization of the Kleinmann-Low Nebula in Orion // *Astron. J.* 1978. V.83. P.1440–1444.
- [215] Larsson B., Liseau R., Men'shchikov A.B., Olofsson G. et al. The ISO-LWS map of the Serpens cloud core. I. The SEDs of the IR/SMM sources // *Astron. and Astrophys.* 2000. V.363. P.253–268.
- [216] Mookerjea B., Ghosh S.K., Rengarajan T N., Tandon S.N., Verma R. P. Distribution of cold dust in Orion A and B // *Astron. J.* 2000. V.120. P.1954–1962.
- [217] Sandell G. (Sub)mm continuum mapping of NGC 6334 I & I(N). A cobweb of filaments and protostars // *Astron. and Astrophys.* 2000. V.358. P.242–256.
- [218] Sandell G., Knee L.B.G. NGC 1333-protostars, dust shells, and triggered star formation // *Astrophys. J.* 2001. V.546. P.L49–L52.
- [219] Willacy K., Langer W.D., Allen M. H I: a chemical tracer of turbulent diffusion in molecular clouds // *Astrophys. J.* 2002. V.573. P.L119–L122.
- [220] Falgarone E., Lis D.C., Phillips T.G., Pouquet A., Porter D.H., Woodward P.R. Synthesized spectra of turbulent clouds // *Astrophys. J.* 1994. V.436. P.728–740.
- [221] Ossenkopf V., Mac Low M.-M. Turbulent velocity structure in molecular clouds // *Astron. and Astrophys.* 2002. V.390. P.307–326.
- [222] van der Werf P.P., Goss W.M. High resolution H I observations of H II regions. I — Orion A // *Astron. and Astrophys.* 1989. V.224. P.209–224.
- [223] Crutcher R.M. Magnetic fields in molecular clouds: observations confront theory // *Astrophys. J.* 1999. V.520. P.706–713.
- [224] Goldreich P., Sridhar S. Toward a theory of interstellar turbulence. 2. Strong alfvénic turbulence // *Astrophys. J.* 1995. V.438. P.763–775.
- [225] Higdon J.C. Density fluctuations in the interstellar medium: evidence for anisotropic magnetogasdynamic turbulence. I. Model and astrophysical sites // *Astrophys. J.* 1984. V.285. P.109–123.
- [226] Cho J., Vishniac E.T. The anisotropy of magnetohydrodynamic Alfvénic turbulence // *Astrophys. J.* 2000. V.539. P.273–282.
- [227] Maron J., Goldreich P. Simulations of incompressible magnetohydrodynamic turbulence // *Astrophys. J.* 2001. V.554. P.1175–1196.
- [228] Condon E.U., Shortley G.H. 1970, *The Theory of Atomic Spectra* (Cambridge: Cambridge U. Press)
- [229] Слыш В.И., Вальц И.Е., Мигенес В. Замагниченный диск вокруг О-звезды: поляризация излучения ОН-мазера // *Астрон. журн.* 2002. Т.79. P.240–248.

- [230] Garcia-Barreto J.A., Burke B.F., Reid M.J., Moran J.M., Haschick A.D., Schilizzi R.T. Magnetic field structure of the star-forming region W3(OH) — VLBI spectral line results // *Astrophys. J.* 1988. V.326. P.954–966.
- [231] Argon A.L., Reid M.J., Menten K.M. Interstellar hydroxyl masers in the Galaxy. I. The VLA survey // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2000. V.129. P.159–227.
- [232] Hutawarakorn B., Cohen R.J., Brebner G.C. OH masers and magnetic fields in the bipolar outflow source W75N // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2002. V.330. P.349–364.
- [233] Baudry A., Diamond P.J. VLBA polarization observations of the $J=7/2$, 13.44 GHz OH maser in W3(OH) // *Astron. and Astrophys.* 1998. V.331. P.697–708.
- [234] Cook A.H. Determination of direction, frequency, and polarization of radio emission from galactic OH // *Nature.* 1966. V.211. P.503–504.
- [235] Шкловский И.С. О природе источников мазерного излучения в линиях OH // *Астрон. журн.* 1969. Т.46. С.3.
- [236] Варшалович Д.А., Бурдюжа В.В. Поляризация излучения космического мазера — OH // *Астрон. журн.* 1975. Т.52. С.1178–1186.
- [237] Cho J., Lazarian A. Compressible MHD turbulence: mode coupling, anisotropies, and scalings // *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* 2003. V.15. P.293–298.
- [238] Vestuto J.G., Ostriker E.C., Stone J.M. Spectral properties of compressible magnetohydrodynamic turbulence from numerical simulations // *Astrophys. J.* 2003. V.590. P.858–873.
- [239] Lithwick Y., Goldreich P. Compressible magnetohydrodynamic turbulence in interstellar plasmas // *Astrophys. J.* 2001. V.562. P.279–296.
- [240] Cho J., Lazarian A., Vishniac E.T. Simulations of magnetohydrodynamic turbulence in a strongly magnetized medium // *Astrophys. J.* 2002. V.564. P.291–301.
- [241] Goldreich P., Keeley D.A., Kwan J.Y. Astrophysical masers. II. Polarization properties // *Astrophys. J.* 1973. V.179. P.111–134.
- [242] Goldreich P., Keeley D.A., Kwan J.Y. Astrophysical masers. III. Trapped infrared lines and cross-relaxation // *Astrophys. J.* 1973. V.182. P.55–66.
- [243] Watson W.D., Wyld H.W. The relationship between the circular polarization and the magnetic field for astrophysical masers with weak Zeeman splitting // *Astrophys. J.* 2001. V.558. L55–L58.
- [244] Cesaroni R., Walmsley C.M. OH maser models revisited // *Astron. and Astrophys.* 1991. V.241. P.537–550.

- [245] Pavlakis K.G., Kylafis N.D. OH masers as diagnostics of physical conditions in star-forming regions. I. Thermal effects // *Astrophys. J.* 1996. V.467. P.300–308.
- [246] Gasiprongs N., Cohen R.J., Hutawarakorn B. OH masers and magnetic fields near the cometary HII region G34.3+0.2 // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2002. V.336. P.47–54.
- [247] Slysh V.I., Migenes V., Val'tts I.E., Lyubchenko S.Yu., Horiuchi S., Altunin V.I., Fomalont E.B., Inoue M. Total linear polarization in the OH maser W75 N: VLBA polarization structure // *Astrophys. J.* 2002. V.564. P.317–326.
- [248] Gray M.D., Field D. Polarization in OH masers // *Astron. and Astrophys.* 1995. V.298. P.243–259.