## Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт астрономии Российской академии наук

На правах рукописи

Кирсанова Мария Сергеевна

## МНОГОВОЛНОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ И КИНЕМАТИКИ ОБЛАСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

Специальность 1.3.1. Физика космоса, астрономия

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Научный консультант д. ф.-м. н. Д. З. Вибе

# Оглавление

B	веде	ние	1
1	Вы	бор объектов для исследования	20
	1.1	Наблюдения областей образования массивных звезд из спирального	
		рукава Персея	21
	1.2	Результаты наблюдений. Кинематика газа	22
	1.3	Комплекс звездообразования в молекулярном облаке G174+2.5	32
	1.4	Комплекс звездообразования S 254-S 258	36
	1.5	Области звездообразования NGC 7538 и S 140	39
	1.6	Область звездообразования RCW 120	39
	1.7	Область фотодиссоциации Барьер Ориона	40
	1.8	Резюме Главы 1	42
<b>2</b>	Чи	сленное моделирование областей Н 11 и ФДО	43
	2.1	MARION — химико-динамическая модель	
		области Н II	44
	2.2	Тестирование MARION	48
	2.3	Моделирование сливающихся фронтов диссоциации ${ m H}_2$ и CO в ФДО	
		Барьер Ориона	51
		2.3.1 Адаптация модели MARION для ФДО Барьер Ориона	51
		2.3.2 Фронты диссоциации в стационарной модели	53
		2.3.3 Фронты диссоциации в нестационарной модели	55
		2.3.4 Распределение пылинок разных размеров в Барьере Ориона	63
	2.4	Резюме Главы 2	63
3	Tpe	ехмерная структура областей Н 11 по оптическим наблюдатель-	
	ны	и данным	65
	3.1	Подходы к исследованию трехмерной структуры областей звездооб-	
		разования	65
	3.2	Наблюдения в оптическом диапазоне	66
		3.2.1 Фотометрия	66
		3.2.2 Спектроскопия	70

	3.3	Опред	целение физических параметров ионизованного газа	71
	3.4	Опред	целение параметров пыли	74
	3.5	Резул	ьтаты наблюдений и трехмерная структура области Н II S 235	76
	3.6	Резул	ьтаты наблюдений и трехмерная структура областей Н II из	
		КОМПЛ	иекса S 254-S 258	83
	3.7	Резюм	ие Главы 3	94
4	Стр	уктур	а и свойства нейтрального газа в гигантском молекуляр	-
	HOM	1 обла	ke G174 $+2.5$	97
	4.1	Молен	кулярный газ в S 235 и волокне WB 673	97
		4.1.1	Наблюдения радиолиний молекул в волокне WB 673	98
		4.1.2	Пространственное распределение и свойства молекулярного	
			газа в волокне WB 673	98
		4.1.3	Поле скоростей молекулярного газа в волокне WB 673	101
	4.2	Физич	неские условия в плотных сгустках волокна WB 673	104
		4.2.1	Наблюдения радиолиний аммиака в плотных сгустках волок-	
			на WB 673	104
		4.2.2	Определение физических условий в плотных сгустках волок-	
			на WB 673	105
	4.3	Кинем	матика газа в оболочке области Н II S 235	107
		4.3.1	Наблюдения линий излучения [С II] и [N II], а также рекомби-	
			национных радиолиний в направлении на S 235	108
	4.4	Струн	ктура и кинематика ФДО вблизи компактных областей Н II	
		S235	Аи S 235 С	114
		4.4.1	Наблюдения линий излучения [С II], [ <sup>13</sup> С II], [О I] и НСО <sup>+</sup> в	
			ФДО S 235 A и S 235 C	114
		4.4.2	Определение лучевых концентраций атомов, ионов и молекул	115
		4.4.3	Определение парамемтров пыли	117
		4.4.4	Карты излучения молекул и ионов в ФДО S 235 A и S 235 C	118
		4.4.5	Кинематика газа в ФДО S 235 A и S 235 C	124
		4.4.6	Концентрация углеродосодержащих компонентов	128
		4.4.7	Моделирование S 235 A и S 235 C с MARION $\ldots \ldots \ldots$	130
		4.4.8	Возможные причины расхождения модели и наблюдений	141
	4.5	Хими	ческие особенности ФДО S 235, S 235 A и S 235 C	144
		4.5.1	Астрохимические свойства ФДО	144
		4.5.2	Наблюдения ФДО S 235, S 235 A, S 235 C на 3 и 2 мм	145
		4.5.3	Определение лучевых концентраций молекул в ФДО	147
		4.5.4	Результаты наблюдения молекул в ФДО	150
		4.5.5	Лучевые концентрации молекул в ФДО	153
		4.5.6	Обилия молекул в ФДО	158

		4.5.7	Дефицит малоатомных углеводородов в ФДО S 235 и S 235 ABG	C162
		4.5.8	Реактивная десорбция метанола с ледяных мантий пылинок	165
		4.5.9	Анализ кинематики газа по линиям малоатомных	
			углеводородов	166
	4.6	Резюм	ме Главы 4	167
<b>5</b>	Стр	уктур	а и кинематика нейтрального газа в комплексах звездо	)-
	обр	азован	ния S 254-258 и NGC 7538	171
	5.1	Наблн	одения в ближнем ИК-диапазоне и на	
		длине	е волны 3 мм	172
		5.1.1	Наблюдения в ближнем ИК-диапазоне	172
		5.1.2	Наблюдения линий молекул $C_2H$ на длине волны 3 мм	174
	5.2	Резул	ьтаты наблюдений нейтрального газа вокруг областей H II	175
		5.2.1	Результаты наблюдений в ближнем ИК-диапазоне	175
		5.2.2	Профили линий излучения молекул С <sub>2</sub> Н на длине волны 3 мм	м 181
	5.3	Струк	стура ФДО по наблюдениям в ближнем ИК-диапазоне	183
	5.4	Резюм	ме Главы 5	187
6	Гла	ва 6. С	Структура и кинематика ФДО и молекулярной оболочк	И
	воб	бласти	<b>H</b> II <b>RCW 120</b>	189
	6.1	Струн	стура молекулярной оболочки RCW 120	189
		6.1.1	Наблюдения линий излучения молекул на длине волны 1 мм	189
		6.1.2	Численное моделирование RCW 120	190
		6.1.3	Результаты наблюдений RCW 120	191
		6.1.4	Моделирование излучения в линиях молекул	197
		6.1.5	Сравнение распределений газа и пыли вокруг областей Н II .	203
	6.2	Призн	наки горячего ядра в направлении на компактный ИК-источник	
		RCW	$120 \text{ S2} \dots \dots$	205
	6.3	Прохо	эждение ударной волны по молекулярной оболочке RCW 120 .	209
		6.3.1	Возможность наблюдения области, сжатой ударной волной в	
			RCW 120, на различных телескопах	209
		6.3.2	Наблюдения RCW 120 в линиях CO(6–5) и $^{13}{\rm CO}(6{\rm -}5)$	212
		6.3.3	Результаты наблюдений в линиях $CO(6-5)$ и $^{13}CO(6-5)$	214
		6.3.4	Моделирование излучения CO(6–5) и $^{13}{\rm CO}(6{\rm -}5)$	216
		6.3.5	Физические условия в молекулярном газе	219
		6.3.6	Кинематика молекулярного газа	222
	6.4	Резюм	ме Главы 6	227
За	аклю	чение		229

Приложения

232

#### Актуальность темы диссертации

В XX веке астрономия вышла из узкого оптического участка спектра и в настоящее время оперирует в полном диапазоне электромагнитных волн — от радиои миллиметрового диапазона до рентгена и гамма-диапазонов. Участки спектра, недоступные для наблюдений с поверхности Земли, успешно исследуются внеатмосферными и космическими телескопами. Например, в настоящее время в космосе работают Спектр-Рентген-Гамма в рентгеновском, Hubble Space Telescope в оптическом, James Webb Space Telescope в инфракрасном (ИК) диапазонах, а также ряд других инструментов. Планируются космические телескопы, в том числе российские, в ультрафиолетовом (УФ) [1] и миллиметровом [2] диапазонах.

Диаметр оптических телескопов за последнее столетие вырос на порядок величины: сегодня крупнейшие инструменты имеют диаметр зеркала более 10 м. Размер одиночных антенн крупнейших полноповоротных радиотелескопов составляет 100 м. Благодаря росту собирающей поверхности и чувствительности приемной аппаратуры, астрономы могут различить мельчайшие детали на получаемых изображениях, например протопланетные диски в других галактиках (см. [3]). Рост наблюдательных мощностей и возможность работать с наблюдательными данными в широком диапазоне длин волн привели к осознанию связанности звездного населения галактики и межзвездной среды (M3C), круговорота химических элементов в циклах звездной эволюции, синтеза и переноса межзвездных молекул, взаимозависимости микро- и макро-процессов в космосе.

Основное внимание в представленной диссертации уделяется областям образования массивных звезд. Массивные звезды придают форму звездным и газовым структурам в галактиках посредством радиационного и механического воздействия на окружающую межзвездную среду и являются маяками звездообразования, в частности, на изображениях галактической плоскости в УФ, оптическом, ИК и радиодиапазоне. Это воздействие легко обнаруживается прежде всего по оптическому излучению областей ионизованного водорода (H II) в линии H $\alpha$ , обнаруженных в большом количестве в плоскости Галактики в ходе обзоров всего неба, напр. [4, 5]. Теория, разработка которой началась еще в середине XX века, показывает, что ударные волны, связанные с расширением областей H II, сжима-

ют нейтральный межзвездный газ и пыль и собирают их в плотные молекулярные оболочки, распространяющиеся по M3C, см. [6].

Стадии развития областей HII, выделяемые в настоящее время, схематично показаны на рис. 1. Если компактные и протяженные области Н II наблюдаются в оптическом диапазоне, то гипер- и ультракомпактные – только в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах (в континууме или рекомбинационных радиолиниях, далее по тексту они обозначаются как РРЛ), так как они глубоко погружены в молекулярные облака. Из-за малого углового размера сведения о строении и свойствах этих областей получают сегодня из интерферометрических наблюдений на таких инструментах как ALMA, NOEMA, но сведения эти фрагментарны и требуют проверки на большой выборке объектов. Среди гиперкомпактных областей Н II подробно исследована G24.78+0.08 A1, представляющая собой ионизованную внутреннюю (до 500 а. е. от звезды) часть молекулярного диска, радиус которого составляет ок. 4000 а. е, с высокоскоростным джетом, погруженную в коллапсирующую оболочку [7, 8]. Гиперкомпактные области характеризуются мерой эмиссии (EM), составляющей  $EM \le 10^9$  пк см<sup>-6</sup>и электронной плотностью  $n_{\rm e} \le 10^6$  см<sup>-3</sup>. Структура ионизованной области на ультракомпактной стадии, по-видимому, также представляет собой ионизованный диск и истечение, но уже менее яркие в субмиллиметровом диапазоне  $(EM \le 10^7 \text{ кс см}^{-6})$  и плотные  $(n_{\rm e} \le 10^4 \text{ см}^{-3})$ . Анализ ширин рекомбинационных радиолиний говорит в пользу того, что ионизация и рост размера ионизованной области на этих стадиях происходят не за счет фотопроцессов и/или теплового расширения горячего газа, как на более поздних стадиях, а за счет ионизации газа ударной волной от дискового ветра, см. напр. [7, 9] и обзор [10].

В начале компактной стадии развития области H II рост ее массы и размера происходит до установления равенства между скоростями ионизации и рекомбинации на некотором расстоянии от звезды: образуется т. н. зона Стремгрена [11]. После этого рост области H II обусловлен разницей теплового давления между горячим ионизированным и холодным нейтральным газом. Расширение сопровождается ударными волнами, движущимися впереди фронта ионизации в окружающем газо-пылевом веществе — атомарном или молекулярном облаке. Между горячим ионизированным газом и холодным молекулярным облаком, сжатым ударной волной, образуется область фотодиссоциации (ФДО), см. напр. [12, 13, 14, 15, 16]. ФДО, которые облучаются УФ-квантами умеренной энергии с  $h\nu \leq 11$  эВ, достаточной для ионизации тяжелых элементов, таких как углерод, сера, кремний, предоставляют богатые возможности для диагностики через наблюдения спектральных линий ионов и легких молекул-гидридов [17]. ФДО интересны как переходные регионы, где можно проследить передачу энергии и импульса от ионизованных областей к молекулярному газу.



Рис. 1: Строение областей образования массивных звезд и структура ионизованных областей. На представленной схеме ионизованный газ показан синим, околозвездный диск — красным, а молекулярное облако — коричневым цветом. Звездочкой условно показана либо одиночная массивная звезда, либо звездное скопление, в котором несколько звезд могут приводить к ионизации вещества. На гипер- и ультракомпактной стадиях вокруг массивной звезды наблюдается молекулярный диск с истечением, а также коллапсирующая внешняя оболочка. На более поздних стадиях плотная молекулярная оболочка (темно-коричневый) может находиться на расстоянии от 0.1 пк и до нескольких пк от ионизующей звезды. В результате джинсовской неустойчивости в плотной оболочке может формироваться следующее поколение звезд, в т.ч. массивных (оранжевые кружки в направлении оболочки).

Несмотря на долгую историю исследований, прямые наблюдения расширения сжатого вещества ФДО и молекулярных оболочек до сих пор отсутствуют. Наблюдатели обнаружили расширяющиеся области Н II и связанные с ними расширяющиеся атомарные оболочки по анализу спектральных линий, см. напр. работы по наблюдениям в Н $\alpha$  и на 21 см [18, 19], а также в линии ионизованного углерода [С II] [20]. Высказывались предположения о том, что некоторые молекулярные оболочки могут расширяться [21, 22, 23, 24], но однозначных выводов сделано не было.

ФДО вокруг областей Н II часто выглядят как кольцеобразные или дуговые структуры на изображениях на длинах волн 8 мкм (полученных телескопом Spitzer) и 12 мкм (полученных телескопом WISE). На этот диапазон длин волн приходятся колебательные моды полициклических ароматических углеводородов (ПАУ) [25, 26], возбуждаемые УФ-излучением. Кроме того, на более длинных волнах (изображения получены телескопом Herschel) ФДО видны благодаря тепловому излучению нагретых частиц пыли, см. [27, 28, 29, 30, 31, 32]. Благодаря этим космическим исследованиям было идентифицировано несколько тысяч ФДО. В отличие от спектральных линий молекул, эмиссия ПАУ или пыли не несет информации о кинематике среды.

Одними из основных охладителей в ФДО являются линии тонкой структуры [O I] на 63 мкм (горячий и плотный газ) и [C II] на 158 мкм (теплый и менее плотный газ с температурой ≤ 200 К и плотностью порядка 100–1000 см<sup>-3</sup>) [12, 16, 33]. Только наблюдения этих линий, полученные с высоким спектральным разрешением, позволяют проследить кинематику газа и физические условия в излучающей области, см. напр. [20, 34].

Развитие теории о сборе и сжатии молекулярных оболочек ударными волнами от расширяющихся областей Н II естественным образом привело к идее о развитии в этих оболочках гравитационной неустойчивости и т. н. индуцированном звездообразовании, см. напр. [35, 36]. В работах [37, 38] была обнаружена повышенная частота обнаружения массивных молодых звездных объектов на периферии областей Н II. Было подсчитано, что образование примерно 30% всех массивных звезд в Галактике может быть вызвано сбором и уплотнением газа на периферии областей Н II благодаря действию ударных волн. Однако, как уже было сказано выше, расширяющихся плотных молекулярных оболочек с признаками ударных волн вокруг областей Н II до сих пор не обнаруживалось.

Возможно, эти трудности связаны со сложной структурой оболочек и специфическим полем скоростей. На рис.1 упрощенно показана структура компактных и протяженных областей Н II, но на деле она оказывается намного сложнее. Вопервых, нейтральные молекулярные оболочки вокруг протяженных Н II-областей неоднородны и имеют клочковатую структуру, поэтому трудно, если вообще воз-

можно, обнаружить расширение этих оболочек как единого целого с помощью диаграмм позиция-скорость (PV-диаграмм), см. напр. [39, 40, 41, 42]. Обычным проявлением неоднородной структуры вблизи областей H II являются темные глобулы, освещенные по кромке УФ-излучением близких горячих звезд [43, 44, 45]. Во-вторых, согласно теоретическим ожиданиям, скорость расширения протяженных областей H II с возрастом 0.5–1 млн лет, погруженных в молекулярные облака, составляет  $\sim 1 \text{ км с}^{-1}$ , см. [46, 47] и Главы 2, 4, 5, 6 в данной работе. Это значение меньше типичных дисперсий скоростей, наблюдаемых в молекулярном газе в областях образования массивных звезд (см. напр. [48] и результаты обзора областей образования массивных звезд ATLASGAL [49, 50]). В этом случае могут помочь неявные подходы. Например, многоволновые наблюдения позволили авторам [51] оценить давление газа на окружающие нейтральные газовые оболочки со стороны ионизованного газа и сделать вывод, что расширение оболочек происходит за счет разницы давления газа в горячей и холодной областях, а не под действием звездного ветра или давления излучения.

В то время как ИК-кольцевые туманности на изображениях Spitzer, WISE и Herschel в литературе часто связываются с трехмерными сферическими оболочками, эти объекты, выглядящие как кольца в плоскости неба, реально могут иметь другую геометрию. Это важный вопрос, поскольку он может пролить свет на детальную структуру распределения нейтрального вещества в областях звездообразования, на взаимодействие массивных звезд с родительскими молекулярными облаками, на эволюцию пыли в окрестностях массивных звезд, а также на возможность и масштабы индуцированного звездообразования. Однако вопрос о геометрии ИК-кольцевых туманностей еще далек от решения.

Важное исследование вопроса о геометрии ИК-кольцевых туманностей было проведено в работе [52]. Ее авторы использовали наблюдения молекулярных линий CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3) для изучения морфологии газа в окрестностях 43 ИКкольцевых туманностей, обнаруженных телескопом Spitzer, и показали, что в распределении нейтрального вещества вокруг этих пузырей отсутствуют убедительные признаки существования передних и задних молекулярных стенок областей H II, которые ожидались бы, если бы туманности представляли собой трехмерные оболочки. Наконец, кинематическая структура этих оболочек не показывает никаких признаков расширения. Поэтому в работе [52] сделан вывод о том, что исследованные области H II заключены в молекулярные кольца, а не в сферические оболочки, что указывает на сплющенность родительских молекулярных облаков. Хотя сплюснутая форма молекулярного облака очевидна, когда область H II наблюдается на краю в виде биполярной структуры [22], форма ИК-кольцевых туманностей требует более тщательного анализа. Несмотря на это, к сожалению, часто неявно предполагается, что кольцеобразные туманности имеют трехмерную

геометрию, напр. [53].

Актуальность темы диссертации связана с тем, что несмотря на все приложенные усилия неясно, обладают ли ИК-кольцевые туманности общими характеристиками структуры и кинематики. До сих пор не закрыт вопрос о роли расширяющихся областей Н II в процессе образования звезд в их окрестностях. Не найдено примеров сферических областей Н II, со всех сторон погруженных в молекулярные оболочки, чьи характеристики соответствовали бы классическим теоретическим моделям. Благодаря непрерывно растущему потоку астрономических данных в широком диапазоне длин волн становится возможным детально исследовать окрестности молодых массивных звезд и ответить на поставленные выше вопросы.

Области H II, изучаемые в данной работе, относятся к компактным и протяженным разновидностям, представленным на рис. 1. Раздел, связанный с анализом скоростей газа в направлении на метанольные мазеры, посвящен более ранним гипер- и ультракомпактным стадиям.

#### Цели диссертации

Понять связь свойств областей Н II и наблюдаемой структуры и кинематики молекулярных облаков. Найти такие области Н II в Галактике, ФДО и молекулярные оболочки которых описываются классическими моделями, установить область применимости этих моделей. Определить скорость расширения областей Н II вокруг массивных звезд, найти области, который были сжаты ударными волнами, и оценить вероятность индуцированного звездообразования в этих объектах.

#### Задачи диссертации

- Выбрать объекты для исследования области Н II, погруженных полностью или частично в молекулярные оболочки с признаками образования массивных звезд в оболочках.
- Адаптировать и протестировать химико-динамическую модель для изучения областей Н II и их окружения. Убедиться, что модель воспроизводит результаты современных наблюдений.
- Провести наблюдения избранных объектов в рекомбинационных линиях водорода, линиях атомов и ионов, а также линиях молекул, чтобы последовательно изучить свойства ионизованного, атомарного и молекулярного газа в направлениях на области Н II.
- Провести моделирование наблюдаемых областей Н II и их оболочек с помощью химико-динамической модели для интерпретации наблюдений.

#### Методы исследования

Для выполнения поставленных задач были проведены наблюдения областей Н II и окружающих молекулярных облаков в широком диапазоне спектра. Ионизованный газ наблюдался методами оптической и инфракрасной фотометрии и спектроскопии на телескопах Цейсс-1000 и БТА САО РАН и 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. Наблюдения плотных ФДО вокруг областей Н II проводились в ИКдиапазоне на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ и внеатмосферной обсерватории SOFIA. Для исследования молекулярных оболочек областей Н II было привлечено несколько миллиметровых и субмиллиметровых телескопов, а именно: 20-м телескоп обсерватории Онсала, 30-м телескоп обсерватории IRAM и 12-м телескоп APEX по заявкам, подготовленным автором диссертации.

Дополнительно проводилась обширная работа с научными архивами обсерваторий Herschel, AKARI, JCMT, Spitzer и других главным образом для поиска данных об излучении пыли и ПАУ в ИК-диапазоне. Эти данные необходимы для построения трехмерной структуры областей звездообразования.

Для численного моделирования наблюдаемых областей Н II использовался программный код MARION, разработанный в ИНАСАН под руководством автора диссертации. Моделирование проводилось на вычислительном кластере ИНАСАН.

#### Структура диссертации

Диссертация состоит из Введения, шести глав, Заключения и пяти приложений. Число страниц в диссертации 279, диссертация содержит 85 рисунков, 27 таблиц, в том числе 6 рисунков и 1 таблица в Приложениях. Список литературы содержит 483 наименований.

Во **Введении** описаны актуальность диссертационной работы, цели, задачи, новизна полученных результатов, их научная и практическая значимость. Кратко изложены результаты диссертации и описан личный вклад соискателя в эти результаты. Представлена информация о научных публикациях, которые содержат результаты диссертации, об апробации результатов на конференциях и семинарах.

Глава 1 посвящена описанию построения выборки объектов для исследования. В ее основу легли наблюдения областей образования массивных звезд из спирального рукава Персея в радиолиниях молекул <sup>13</sup>CO (1–0) и CS (2–1), проведенные на 20-м телескопе обсерватории Онсала. В программу включались объекты, которые содержат области Н II и молодые массивные звездные объекты на периферии ионизованных областей. Молодые звездные объекты находятся на ранней стадии формирования, что подтверждается наличием в них мазеров метанола II класса. Проведены как одноточечные наблюдения, так и наблюдения для составления спектральных карт. Показано, что в рукаве Персея преобладают области звездооб-

разования, в которых доминируют мазерные источники со скоростями, сдвинутыми в красную сторону относительно тепловых линий, а в диапазоне галактических долгот от 85° до 124° не обнаружено мазеров с синим смещением спектральных линий. Возможно, структура областей Н II и их молекулярных оболочек обладает некоторыми особенностями, влияющими на распределение скоростей газа. Из списка источников выбрано несколько наиболее перспективных для многоволновых исследований, представлено описание этих объектов. Кроме источников из рукава Персея, в выборку включены еще два: Барьер Ориона и RCW 120.

В Главе 2 описывается разработанная под руководством автора диссертации химико-динамическая модель MARION, предназначенная для расчета свойств расширяющейся области H II, окруженной газо-пылевым облаком. Приводятся результаты тестирования части модели, отвечающей за распределения содержания молекул и тепловой баланс ФДО. Показано, как эта модель объясняет особенности ФДО Барьер Ориона. Показано, что за наблюдательное появление Барьера Ориона на картах  ${}^{13}CO(3-2)$  и HCO<sup>+</sup>(4-3) на частоте 350 ГГц, полученных интерферометром ALMA, ответственны формирование сжатого слоя на границе ФДО и дрейф пыли под действием давления излучения. На границе между нагретой ФДО и холодным молекулярным облаком под воздействием ударной волны возникает слой повышенной плотности, который перемещается вглубь облака. Поскольку взаимное расположение переходных областей H I/H<sub>2</sub> и C II/C I/CO зависит от величины поглощения  $A_V$ , которая растет на коротких расстояниях внутри сжатого слоя, области сближаются, так что их угловое разделение слишком мало для разрешения с помощью ALMA. Другим важным фактором, ускоряющим формирование наблюдаемой конфигурации, является вытеснение пыли из ФДО давлением излучения массивных звезд. Возникающая при этом химическая и тепловая структура обуславливает совпадение расположения максимумов излучения H<sub>2</sub>, <sup>13</sup>CO(3– 2) и НСО<sup>+</sup>(4-3). Наконец, высокая плотность газа и высокое относительное обилие HCO<sup>+</sup> вызывают яркое излучение в линии HCO<sup>+</sup>(4–3), которое появляется на освещенной стороне фронта диссоциации СО. Показано, что эти наблюдаемые особенности не воспроизводятся стационарной моделью и естественным образом появляются в динамической модели ФДО. Далее модель MARION используется для химико-динамического исследования переходов Н II/H I/H<sub>2</sub> и С II/C I/CO.

Начиная с Главы 3, основное внимание уделяется трехмерной структуре областей H II и связанных с ними ФДО. В этой главе представлены наблюдения области H II S 235, а также областей H II из комплекса S 234-S 258 помощью оптического фотометра с перестраиваемым фильтром MaNGaL на телескопе Цейсс-1000 в САО РАН. Наблюдения проводились в H $\alpha$ , H $\beta$ , двух линиях [S II]  $\lambda$ 6716, 6731 Å и линии [N II] на 6583 Å. Кроме того, в комплексе S 234-S 258 наблюдалась и линия [O III] на 5007 Å. Полученные данные позволили изучить структуру этих ионизованных областей, а привлеченные архивные данные – структуру их нейтральных оболочек.

Полученные данные позволили найти распределение нейтрального поглощающего вещества по всей площади туманностей, а также распределение электронной плотности в областях Н II. Показано, что оптическое излучение области Н II S 235 ослаблено нейтральным веществом с  $A_V \approx 2 - 4^{\text{m}}$ . Максимум  $A_V$  наблюдается к юго-востоку от ионизующей звезды. Направление на максимальное значение  $A_V$ совпадает с областью максимальной электронной плотности  $n_e > 300 \text{ см}^{-3}$ . Медианное значение плотности в туманности  $n_e = 96 \text{ см}^{-3}$ . Протяженность области Н II вдоль луча зрения варьируется от 0.5 пк на юго-западе до более чем 2.5 пк на северо-востоке. Показано, что S 235 представляет собой структуру типа блистера, в которых ионизованный газ свободно вытекает в сторону наблюдателя.

Показано, что оптическое излучение S 255 и S 257 ослаблено поглощающим нейтральным веществом на передней стенке до  $2 \le A_V \le 5^m$ , а в направлении плотного молекулярного облака между этими областями Н II наблюдается рост A<sub>V</sub>. Электронная плотность в S 255 и S 257 возрастает от 100 см $^{-3}$  вблизи ионизующих звезд до 400 см<sup>-3</sup> на краю плотного облака, которое находится между S 255 и S 257. Также наблюдается увеличение электронной плотности по краям ионизованных областей S 255 и S 257. Это увеличение может быть связано с проникновением диффузных УФ фотонов сквозь сгустки плотного нейтрального вещества и ионизацией последнего. Другая возможность получить полупустую оболочку — привлечь гипотезу о звездном ветре, который выдувает ионизованный газ из окрестностей молодых звезд. В трехмерном пространстве S 255 и S 257 не похожи друг на друга. В частности, S 255 со всех сторон окружена плотным нейтральным веществом, хотя его распределение неоднородно. Область S 257 расположена на границе молекулярного облака и не имеет плотных передней и задней стенок. Вероятно, S 257 представляет собой область типа блистера, в котором ионизованный газ свободно вытекает в сторону, противоположную темному облаку. На основании исследований свойств пыли в S 255 и S 257 делается предположение о дефиците мелкой пыли в этих ионизованных областях.

Глава 4 полностью посвящена комплексу звездообразования S 235 и гигантскому молекулярному облаку G174+2.5, которому принадлежит комплекс. Приводятся результаты наблюдений гигантского молекулярного облака в радиолиниях молекул <sup>13</sup>CO (1–0), C<sup>18</sup>O (1–0), CS (2–1) и ряда других на 20-м телескопе обсерватории Онсала. В облаке выделяется массивное молекулярное волокно WB 673. Показано, что волокно может быть примером объекта, на формирование которого повлияли расширяющиеся оболочки: области H II S 231 и S 232 с одной стороны, а с другой — ИК-туманность, которая может быть старым остатком сверхновой.

Анализ структуры и кинематики ФДО в области S 235 на основе наблюдений

линии [С II] на 158 мкм в дальнем ИК-диапазоне, проведенных на внеатмосферной обсерватории SOFIA, а также в линиях молекул подтвердил выводы предыдущей главы о том, что эта область имеет заднюю стенку, в которой расположено молодое звездное скопление. Ионизованный газ свободно вытекает в направлении наблюдателя.

Анализ излучения ФДО вокруг компактных областей Н II S 235 A и C в линиях [<sup>13</sup>C II], [C II] и [O I], полученных в ходе наблюдений на телескопе SOFIA, также показал, что эти объекты находятся на ближней к наблюдателю части молекулярного облака — в них передняя стенка также значительно менее плотна, чем задняя. Двухкомпонентные профили линий [C II] и [O I] обусловлены высокой оптической толщиной, а не расширением передней и задней стенок ФДО. В обеих ФДО обнаружено расширение слоя газа, излучающего в линии [C II], в молекулярный газ со скоростью до 1 км с<sup>-1</sup>. Нейтральный газ, не видимый ни в линиях [C II], ни в линиях CO низкого возбуждения (а именно, с вращательными квантовыми числами J = 0, 1, 2), может вносить вклад в общую концентрацию нейтрального газа на луче зрения в S 235 A. Из-за низкой температуры пыли в этих направлениях происходит вымораживание CO на пылинках.

С помощью модели MARION удается воспроизвести физические параметры областей H II и интегральные интенсивности линий [ $^{13}$ C II], [C II] и [O I] из ФДО, поскольку эти свойства излучения определяются спектральным классом ионизующих звезд и начальной плотностью газа. Однако модель не воспроизводит двух-компонентные профили линии [C II], связанные с самопоглощением и большой оптической толщиной линии. Увеличивая  $N_{C^+}$ , можно согласовать модель с наблюдениями. По-видимому, ФДО окружены холодной нейтральной средой, состоящей из плотных сгустков, сквозь которые проникает диффузное УФ-излучение и ионизует углерод на значительном расстоянии от звезды — много большем, чем показывает модель. Показано, что излучение в линии [C II] возникает в ФДО, но холодная нейтральная среда на переднем фоне ответственна за формирование профилей линий с самопоглощением.

Описываются результаты наблюдений на 30-м телескопе IRAM в линиях малоатомных углеводородов C<sub>2</sub>H и *c*-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>, а также органических молекул H<sub>2</sub>CO и CH<sub>3</sub>OH в ФДО S 235, S 235 A и S 235 C. Обилия молекул в этих ФДО оказываются типичными для темных и холодных молекулярных облаков с погруженными в них протозвездами. Показано, что даже умеренное УФ поле может высвободить атомы углерода из их резервуаров (например, CO, ПАУ или углистая пыль), которые затем быстро преобразуются в углеводороды посредством газофазных реакций. Наблюдения линий органических молекул H<sub>2</sub>CO и CH<sub>3</sub>OH показали, что за обилие газообразного метанола в этих ФДО, которые характеризуются умеренными УФ полями, ответственна не фотодесорбция, а реактивная десорбция. Отношение

обилий  $N_{\rm H_2CO}/N_{\rm CH_3OH}$  в большинстве наблюдаемых позиций согласуется с типичным химическим составом темного облака. Отношение  $N_{\rm C_2H}/N_{\rm CH_3OH}$  в исследованных ФДО схоже с типичными значениями, наблюдаемыми в направлении на протозвезды. Показано, что в рассмотренных ФДО типичные химические особенности холодного темного газа встречаются чаще, чем особенности облученного газа. Вероятно, ФДО унаследовали эти обилия от предыдущей стадии эволюции молекулярного облака.

В Главе 5 структура и физические условия в ФДО S 255, S 257, S 140, NGC 7358 и Барьера Ориона анализируются на основе наблюдений на длине волны 2 мкм с использованием узкополосных фильтров для линий Br $\gamma$ , H<sub>2</sub> и [Fe II] на камере ASTRONIRCAM 2.5-метрового телескопа КГО ГАИШ МГУ. Обсуждается взаимное расположение фронтов ионизации атомов H и диссоциации молекул H<sub>2</sub>, а также структур, связанных с образованием молодых звезд на периферии этих областей H II. В частности, показано, что в NGC 7358 фронты ионизации атомарного водорода и диссоциации молекул H<sub>2</sub> сливаются в картинной плоскости подобно тому как сливаются фронты диссоциации H<sub>2</sub> и CO в Барьере Ориона. Расширение области H II в газ с высокой плотностью является причиной слияния фронтов.

Напротив, наблюдения на 2 мкм показали, что расстояние между фронтом ионизации водорода и фронтом диссоциации молекул  $H_2$  в областях S 255, и S 257 около 0.3-0.5 пк, фротны четко различаются на ИК-изображениях. Между фронтами должен находится атомарный водород. Моделирование с помощью MARION позволило наложить ограничения на свойства ФДО вокруг областей Н II, а именно, было показано, что в модели сплошной среды невозможно получить протяженную оболочку из атомарного водорода. По-видимому, нейтральная среда представляет собой мелкие плотные сгустки, погруженные в более разреженный газ. УФфотоны, которые могут диссоциировать  $H_2$ , диффундируют между сгустками, в результате чего расстояние между фронтами ионизации и диссоциации увеличивается. Также описываются результаты наблюдений областей S 255, и S 257 на 30-м телескопе IRAM в линиях малоатомных углеводородов C<sub>2</sub>H на 3 мм. Обсуждаются признаки расширения этих областей, выявленные при помощи кинематического анализа. Обнаружение двойных пиков на профилях линий C<sub>2</sub>H свидетельствует о расширении областей S 255, и S 257 со скоростями ок. 1км с<sup>-1</sup>.

Глава 6 целиком посвящена молекулярной оболочке области Н II RCW 120, а именно наблюдениям линий излучения молекул CO, <sup>13</sup>CO, C<sup>18</sup>O, CS и ряда других на телескопе APEX в широком интервале частот от 200 до 690 ГГц. Исследуется геометрия этой оболочки по анализу линий CO низкого возбуждения (а именно, с вращательными квантовыми числами J = 1, 2, 3), которая на ИК-изображениях представляет собой почти идеальное кольцо. Показано, что эти изображения не представляют собой проекции сферы на картинную плоскость, а плотная молеку-

лярная оболочка области H II на самом деле уплощена. Уплощенная плотная оболочка погружена в разреженную и протяженную, которую удалось обнаружить по анализу крупномасштабной карты поглощения в окрестности RCW 120.

На основе моделирования с MARION было высказано предположение, что плотный слой, сжатый ударной волной вблизи RCW 120 можно наблюдать на 12м радиотелескопе в режиме одиночного зеркала в линиях CO(6-5) и в линиях, соответствующих более высоким переходам этой молекулы. После этого анализа были проведены наблюдения на 12-м телескопе APEX в линиях CO(6-5) и <sup>13</sup>CO(6-5), по результатам которых был выявлен плотный сжатый слой, который по-видимому сформирован ударной волной, распространяющейся впереди фронта ионизации. Молодые звездные объекты, которые наблюдаются вокруг RCW 120 находятся снаружи этого слоя. Обсуждаются свойства сжатого газа в RCW 120 и отсутствие связи звездообразования в молекулярной оболочке области H II с распространением этой ударной волны.

В Заключении приводится краткое резюме всей работы и обсуждаются возможные направления дальнейших исследований. В Приложениях приводятся дополнительные сведения, которые позволяют оценить качество полученных наблюдательных данных либо содержат промежуточные результаты обработки наблюдений и/или их анализа.

#### Положения, выносимые на защиту

- Разработан многоволновой подход к изучению структуры и кинематики областей образования массивных звезд, основанный на комплексном использовании наблюдательных данных в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах. Разработанный подход позволяет восстанавливать трехмерную структуру объектов от областей Н II вокруг звезд до окружающих их нейтральных оболочек.
- 2. Разработана численная модель нестационарных областей Н II и фотодиссоциационных оболочек, позволяющая моделировать динамику газа и пыли, а также их химическую трансформацию под действием УФ-излучения горячих звезд. Модель воспроизводит распространение фронтов ионизации, диссоциации, ударной волны и химические процессы в межзвездной среде вблизи массивных звезд. Раздельное моделирование движений газа и пыли позволяет исследовать среду с дефицитом пыли в области фронтов диссоциации молекул.
- Впервые показано, что слияние фронтов диссоциации молекул H<sub>2</sub> и CO в Барьере Ориона связано с продвижением области фотодиссоциации в плотный

молекулярный газ и может быть описано только в рамках нестационарной постановки задачи. В области слияния фронтов образуется дефицит пыли.

- 4. Впервые детально исследована трехмерная структура и кинематика областей Н II и их нейтральных оболочек в объектах S 235, S 235 A, S 235 C, S 255, S 256 и S 257. Показано, что в гигантском молекулярном облаке G174+2.5 все области Н II, окруженные нейтральными оболочками, расширяются в сторону наблюдателя. В области Н II S 255 обнаружено расширение как в сторону наблюдателя, так и в противоположную сторону. Показано, что нейтральный газ вокруг исследованных областей Н II представляет собой плотные сгустки, погруженные в разреженную среду. Обилия молекул в нейтральном газе наследуются с предыдущей стадии плотного и холодного молекулярного облака.
- 5. Впервые показано, что форма плотной молекулярной оболочки области Н II RCW 120 вопреки распространенному мнению близка не к идеальной сфере, а к уплощенному облаку, видимому плашмя, которое в свою очередь погружено в протяженное диффузное облако. Обнаружен плотный и тонкий слой газа, сжатый ударной волной от расширяющейся области Н II, параметры которого были изначально предсказаны моделью нестационарных областей Н II. Показано, что звездообразование на периферии RCW 120 началось независимо от распространения этой ударной волны.
- 6. Обнаружено молекулярное волокно на пересечении старого остатка сверхновой и области Н II S 231. В волокне плотные сгустки газа соединены между собой перемычками из плотного газа. Этот результат согласуется с теоретической моделью образования волокон в ходе последовательного обжатия молекулярного газа расширяющимися оболочками.

#### Научная новизна

Новыми являются как проведенные наблюдения, так и теоретическое моделирование расширяющихся областей Н II. Численная модель MARION не имеет мировых аналогов, так как включает в себя и химико-динамическую эволюцию газа, и эволюцию ансамбля пылевых частиц и ПАУ. В химико-динамической модели MARION было впервые объяснено слияние фронтов диссоциации молекул H<sub>2</sub> и CO по наблюдениям интерферометра ALMA. Впервые показано, что в нестационарной ФДО может образовываться беспылевая область, где экранирование молекул CO от фотодиссоциации происходит только за счет перекрытия линий поглощения с молекулами H<sub>2</sub>.

Моделирование при помощи MARION впервые позволило оценить теоретические параметры слоя, сжатого ударной волной от расширяющейся области H II

RCW 120. Затем этот слой был обнаружен в наблюдениях линий излучения молекул CO(6–5).

Впервые получены распределения поглощающего вещества и электронной плотности по всей видимой поверхности областей Н II S 235, S 255 и S 257, определены расстояния между фронтами ионизации и диссоциации в S 255 и S 257. Впервые оценены скорости расширения протяженных областей Н II S 235 ( $\approx 4 \text{ км c}^{-1}$ ), S 255 ( $\approx 1 \text{ км c}^{-1}$ ), а также компактной S 235 A (до 1 км c<sup>-1</sup>).

Впервые определена трехмерная структура областей Н II, и показано, что области S 235 и S 257 являются структурами типа блистера, а S 255 окружена плотной нейтральной оболочкой. Впервые показано, что для объяснения высокой оптической толщины линий излучения [С II], а также для объяснения взаимного расположения фронтов ионизации и диссоциации нейтральный газ вокруг областей Н II должен иметь клочковатую структуру, состоящую из плотных сгустков, погруженных в более разреженный газ.

Впервые показано, что в ФДО с умеренным УФ-полем содержания молекул наследуются с предыдущей стадии плотного и холодного молекулярного облака.

#### Научная и практическая значимость

Научная и практическая значимость диссертации заключается в комплексном использовании различных методов наблюдений объектов межзвездной среды: областей Н II, ФДО и молекулярных облаков. Физические параметры этих областей отличаются на порядки величины: температура понижается от  $\sim 10^4$  K в ионизованной до 10-20 K в молекулярной, а плотность, напротив, растет от  $\sim 1-10$  см<sup>-3</sup> до  $10^5 - 10^6$  см<sup>-3</sup>, соответственно. Использование многоволновой астрономической информации позволяет комплексно исследовать эти области.

Предложенный способ исследования структуры областей Н II и их нейтральных оболочек, основанный на наблюдениях линий излучения ионизованного газа в широкополосных фильтрах и дополнении этих наблюдений архивными данными в дальнем ИК-диапазоне открывает возможность проведения комплексного исследования областей Н II и других туманностей северного неба с помощью российских телескопов. Благодаря ИК-наблюдениям на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ можно изучать не только ионизованные области, но и окружающие ФДО.

Широкоугольные изображения туманностей, полученные на телескопах Цейсс-1000 САО РАН и 2.5-м КГО ГАИШ МГУ, выложены в открытый доступ. Они могут и далее использоваться для исследования свойств межзвездной среды в Галактике.

#### Публикации по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК

- Павлюченков Я. Н., Кирсанова М. С., Вибе Д. З. Инфракрасное излучение и разрушение пыли в зонах Н II // Астрономический журнал 2013. том. 90. — № 8. — стр. 625-638
- Akimkin V. V., Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Y. N., Wiebe D. S. Dust dynamics and evolution in expanding HII regions. I. Radiative drift of neutral and charged grains // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society – 2015.— Vol. 449.— P. 440-450
- Ладейщиков Д. А., Кирсанова М. С., Цивилев А. П., Соболев А. М. Излучение молекул в направлении на массивные сгустки областей звездообразования S 231-S 235 // Астрофизический Бюллетень — 2016. — том. 71. — № 2. — стр. 225-242
- Kirsanova M. S. Sobolev A. M., Thomasson M. Gas kinematics in high-mass star-forming regions from the Perseus spiral arm // Astronomy Reports - 2017.-Vol. 61. - Iss 9. - P. 760-774
- Kirsanova M. S., Salii S. V., Sobolev A. M., Olofsson A. O. H., Ladeyschikov D. A., Thomasson M. Molecular gas in high-mass filament WB 673 // Open Astronomy - 2017. - Vol. 26. - P. 99-105
- Akimkin V. V., Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Y. N., Wiebe D. S. Dust dynamics and evolution in HII regions. II. Effects of dynamical coupling between dust and gas // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society – 2017.– Vol. 469.– P. 630-638
- Kirsanova M. S., Wiebe D. S. Merged H/H<sub>2</sub> and C<sup>+</sup>/C/CO transitions in the Orion Bar // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2019. Vol. 486. - P.2525-2534
- Anderson L. D., Makai Z., Luisi M., Andersen M., Russeil D., Samal M. R., Schneider N., Tremblin P., Zavagno A., Kirsanova M. S., Ossenkopf-Okada V., Sobolev, A. M. The Origin of [C11] 158µm emission toward the H11 Region Complex S 235 // The Astrophysical Journal — 2019. — Vol. 882. — article id. 11, 18pp
- Burns R. A.; Handa T., Omodaka T., Sobolev A. M., Kirsanova M. S., Nagayama T., Chibueze J. O., Kohno M., Nakano M., Sunada K., Ladeyschikov D. A. NH<sub>3</sub> observations of the S 235 star-forming region: Dense gas in inter-core bridges

// Publications of the Astronomical Society of Japan — 2019. — Vol. 71. — id. 91

- Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Ya. N., Wiebe D. S., Boley P. A., Salii S. V., Kalenskii S. V., Sobolev A. M., Anderson L. D. *Molecular envelope around the H1I region RCW120* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society – 2019.— Vol. 488. — P.5641-5650
- Рябухина О. Л., Кирсанова М. С. Обзор линий излучения молекул в межзвездном волокне WB 673 // Астрономический журнал— 2020. — том. 64. — № 5 — Р. 394-405
- Kirsanova M. S., Boley P. A., Moiseev A. V., Wiebe D. S. 3D structure of HII region Sh2-235 from tunable filter optical observations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2020. — Vol. 497. — P. 1050-1058
- Kirsanova M. S., Ossenkopf-Okada V., Anderson L. D., Boley P. A., Bieging J. H., Pavlyuchenkov Ya. N., Luisi M., Schneider N., Andersen M., Samal M. R., Sobolev A. M., Buchbender C., Aladro R., Okada Y. *The PDR structure and kinematics around the compact HII regions S235 A and S235 C with* [CII], [<sup>13</sup>CII], [OI], and HCO<sup>+</sup> line profiles // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 2020. Vol. 497. P. 2651-2669
- Ladeyschikov D. A., Kirsanova M. S., Sobolev A. M., Thomasson M., Ossenkopf-Okada V., Juvela M., Khaibrakhmanov S. A., Popova E. A. The link between gas and stars in the S254-S258 star-forming region // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2021. Vol. 506. - P. 4447-4464
- Kirsanova M. S., Punanova A. F., Semenov D. A., Vasyunin A. I. Dark cloudtype chemistry in PDRs with moderate UV field // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2021.— Vol. 507. — P. 3810-3829
- Буслаева А. И., Кирсанова М. С., Пунанова А. Ф. Этинил вокруг областей Н11 S 255 и S 257 // Астрономический журнал — 2021.— том 98. — № 6 — стр. 487-496
- 17. Kirsanova M. S., Salii S. V., Kalenskii S. V., Wiebe D. S., Sobolev A. M., Boley P. A. The warm-up phase in massive star-forming cores around RCW120 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2021. Vol. 503. - P. 633-642
- Murga M. S., Kirsanova M. S., Wiebe D. S., Boley P. A. Orion Bar as a window to the evolution of PAHs // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2022.- Vol. 509. - P. 800-817

- Ryabukhina O. L., Kirsanova M. S., Henkel C., Wiebe D. S., Star formation timescale in the molecular filament WB 673 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2022. - Vol. 517. - P. 4669-4678
- Kirsanova M. S., Moiseev A. M., Boley, P. A., 3D structure of HII regions in the star-forming complex S 254-S 258 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2023. Vol. 526. - P. 5187-5202
- Кирсанова М. С., Татарников А. М., Боли П. Э., Вибе Д. З., Масленникова Н. А., Татарников А. А., Наблюдения областей фотодиссоциации S 255, S 257, NGC 7538, и S 140 в ближнем инфракрасном диапазоне // Астрофизический Бюллетень 2023. том. 78. № 3. стр. 389-401
- 22. Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Ya. N., Olofsson, A. O. H., Semenov D. A., Punanova A. F., *The shocked molecular layer in RCW120* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2023.— Vol. 520. — P. 751-760

Другие публикации автора по теме диссертации

- Кирсанова М. С., Линии молекул вблизи областей ионизованного водорода // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А. А. Боярчука. — Сборник научный трудов ИНАСАН. — под редакцией Д. В. Бисикало и Д. З. Вибе — М.: Издательство Янус-К — 2018 — стр. 284-289
- Кирсанова М. С., Фронты диссоциации H<sub>2</sub> и СО в туманности Конская Голова // Научные труды Института астрономии РАН — М.: Издательство Янус-К — 2019 — стр. 35-39
- Вибе Д. З., Кирсанова М. С., Межзвездная пыль между светом и тьмой // Земля и Вселенная — 2021 — № 6 — стр. 70-79.
- Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov, Ya. N. Infrared appearance of wind-blown bubbles around young massive stars // IAU Symposium 362 The Predictive Power of Computational Astrophysics as a Discovery Tool — 2023, Vol. 362, P. 268-272.

#### Личный вклад соискателя

Всего по теме диссертации опубликовано 22 работы в списке изданий, рекомендованных ВАК, и 4 в других изданиях. 24 работы написаны в соавторстве. В тех работах, где фамилия диссертанта стоит на первом месте в списке авторов, его вклад является определяющим. В остальных работах это проведение моделирования и наблюдений, а также анализ и обсуждение результатов работ, подготовка текста статей. Непосредственно диссертантом сделано следующее:

- 1. Подготовка заявок на выделение наблюдательного времени и проведение наблюдений молекулярных облаков в линиях молекул на 20-м миллиметровом телескопе в Онсале и 30-м миллиметровом телескопе IRAM. Обработка и анализ данных.
- 2. Подготовка заявок на выделение наблюдательного времени и анализ данных наблюдений на субмиллиметровом телескопе APEX и стратосферной обсерватории SOFIA.
- 3. Подготовка заявок на выделение наблюдательного времени и анализ данных наблюдений на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ.
- 4. Анализ данных наблюдений на телескопах Цейсс-1000, БТА САО РАН, а также на радиотелескопе РТ-22 ПРАО ФИАН.
- Разработка химико-динамической части кода MARION. Тестирование кода для стандартных задач физики ФДО. Моделирование областей Н II S 235 A, S 235 C, RCW 120, S 255 и ФДО Барьер Ориона, анализ результатов моделирования.

### Апробация

Основные результаты опубликованы в рецензируемых журналах и представлены как на российских, так и на зарубежных конференциях и семинарах.

Устные доклады на международных конференциях:

- 1. 2nd Conference on Submillimeter and Millimeter Astronomy: Objectives and Instruments, 2023 г., Москва, Россия.
- 2. 14th Serbian Conference on Spectral Line Shapes in Astrophysics, 2023 г., Банья Баста, Сербия.
- 3. Predictive Power of Computational Astrophysics as a Discovery Tool: IAU Symposia 362, 2021 г., онлайн.
- 4. Submillimeter and Millimeter Astronomy: Objectives and Instruments, 2021 г., Москва, Россия.
- 5. Международная конференция "Идеи С. Б. Пикельнера и С. А. Каплана и современная астрофизика", 2021 г., онлайн.
- 6. Astrochemistry: From nanometers to megaparsecs A symposium in honour of John H. Black, 2019 г., Гетеборг, Швеция.
- 7. BALTICS conference, 2018 г., Юрмала, Ирбене, Латвия.

- 8. Astrochemical conference KIDA-2017, 2017 г., Бордо, Франция.
- 9. Current and Future Perspectives of Chemical Modelling in Astrophysics, 2017 г., Гамбург, Германия.
- 10. Российско-индийский семинар "Radioastronomy and star formation", 2016 г., Нижний Новгород, Россия.

Стендовые доклады на международных конференциях:

- 1. Cosmic Dust: origin, applications & implications, 2018 г., Копенгаген, Дания.
- 2. The 6th Zermatt ISM Symposium Conditions and Impact of Star Formation: From Lab to Space, 2015 г., Церматт, Швейцария.

Устные доклады на всероссийских конференциях:

- 1. "Физика M3C: от локального облака до ранних галактик", 2023 г., Москва, Россия.
- 2. "Ультрафиолетовая Вселенная 2023", 2023 г., Москва, Россия.
- "Звездообразование и планетообразование", 2017, 2018, 2019, 2020, 2021, 2022, 2023 г., Москва, Россия.
- 4. "Физика Космоса", 2015, 2016, 2017, 2018, 2019, 2023 г., Екатеринбург, Россия.
- "Современная звездная астрономия", 2017 г. в Екатеринбурге, 2018 г. в Москве, 2019 г. в Нижнем Архызе, Россия
- 6. "Актуальные проблемы внегалактической астрономии", 2017, 2018 г., Пущино, Россия.

Результаты диссертации также представлялись на семинарах и коллоквиумах в следующих научных организациях:

- 1. ИНАСАН, 2018, 2020, 2021, 2022, 2023 г., Москва, Россия.
- 2. САО РАН, 2022 г., Нижний Архыз, Россия.
- 3. Институт Кавли по астрономии и астрофизике 2021 г., Пекин, Китай.
- 4. УрФУ 2016, 2018, 2021 г., Екатеринбург, Россия.
- 5. АКЦ ФИАН 2018, 2019, 2020 г., Москва, Россия.
- 6. Научный центр телескопа SOFIA, 2020 г., НАСА, США.
- 7. Международный радиоастрономический центр, 2019 г., Вентспилс, Латвия.
- 8. Кельнский университет, 2017 г., Кельн, Германия.

# Глава 1

# Выбор объектов для исследования

Поскольку данная работа сочетает в себе как наблюдательную часть, так и моделирование, необходимо было создать выборку объектов, наиболее подходящих для сравнения наблюдений с результатами теоретических моделей. Объекты для исследования выбирались на основе обзора областей образования массивных звезд в линиях молекул из спирального рукава Персея — одного из ближайших рукавов по отношению к Солнцу.

Выбор обусловлен двумя факторами. Во-первых, рукав Персея расположен во внешней по отношению к Солнцу части Галактики, из-за чего сводятся к минимуму эффекты наложения различных объектов на луч зрения. Во-вторых, области из рукава Персея — объекты северного неба, которые подходят для наблюдений на российских и европейских инструментах, составляющих основу наблюдательной части настоящей работы. Основной критерий, по которому проходил отбор объектов, — наличие в молекулярных облаках областей образования массивных звезд на ранней стадии, когда сама массивная звезда еще не видна.

Помимо объектов из рукава Персея, в выборку было включено еще два объекта. Первый — ФДО Барьер Ориона (The Orion Bar PDR) — представляет собой пример области, облучаемой мощным УФ-излучением, для которой в литературе имеется большое количество информации, основанной на многоволновых наблюдениях — от ультрафиолета до радио. Это ближайшая к Солнцу область образования массивных звезд, для которой достигается максимально возможное пространственное разрешение. Второй объект — область Н II RCW 120, которая на протяжении долгого времени также служила эталоном для исследований взаимодействия массивной звезды и окружающего газа благодаря уникальной правильной геометрической форме в картинной плоскости. Подробное описание выбранных областей для исследования приведено далее в этой главе.

# 1.1 Наблюдения областей образования массивных звезд из спирального рукава Персея

Из общирного списка областей образования массивных звезд для задач данной работы необходимо было выделить те, в которых этот процесс находится на ранней стадии. Достоверным индикатором этой стадии является возникновение вблизи протозвезд метанольных мазеров класса II (с радиационной накачкой), см. напр. [54]. Статистический анализ, проведенный в работе [55], показывает, что продолжительность стадии, на которой в областях звездообразования появляются метанольные мазеры на частоте 6.7 ГГц, составляет до 40000 лет. Естественно ожидать, что лучевые скорости мазеров класса II должны быть близки к системным скоростям молекулярного газа в областях звездообразования. В современных каталогах насчитывается более 500 источников, демонстрирующих мазерное излучение на частоте 6.7 ГГц [56, 57, 58, 59].

Мазерные пятна можно использовать для измерения расстояний методом тригонометрического параллакса (см. обзор наблюдений в работах [60] и теоретические соображения в [61, 62]). Этот метод используется для исследований спиральной структуры Галактики при достаточно большом числе источников (ошибка менее 10% при определении параметров с 500 источниками, см. [63]). Тригонометрические параллаксы ряда метанольных мазерных источников были использованы в работе [64] для изучения структуры и кинематики Галактики. Их выводы подтверждают ранние результаты [65, 66, 67] о некруговом движении областей образования массивных звезд в спиральном рукаве Персея. Обнаружение некругового движения согласуется с теорией галактических спиральных волн плотности. Результаты исследований [68, 69] показывают, что мазеры метанола имеют ненулевой компонент скорости по направлению к галактическому центру, и подтверждают существование некругового движения в рукаве Персея.

Ряд исследований показывает, что разница между скоростями мазерных источников и системной скоростью плотного газа в областях звездообразования невелика, см. напр. [70, 71]. Однако есть и сообщения о возможном влиянии крупномасштабных явлений на структуру и кинематику областей звездообразования. Например, авторы работы [72] обнаружили заметное смещение скорости линии <sup>26</sup>Al на 1.8 МэВ, создаваемой звездным ветром массивных звезд и сверхновых, относительно линии излучения СО(1–0) из обзора [73] в галактических сверхоболочках Н I. Они объяснили это смещение преимущественным расширением сверхоболочек в направлении галактического вращения, см. также [74]. Их феноменологическая модель предсказывает, что направления потоков из молодых звездных скоплений, где возникает линия <sup>26</sup>Al, должны следовать направлению расширения сверхоболочек. Таким образом, локальная кинематика в отдельной области звездообразования может контролироваться крупномасштабными течениями газа в Галактике. Чтобы проверить эту гипотезу на выборке объектов, где наличие некругового компонента скорости установлено предыдущими исследованиями, в рамках данной работы были проведены новые наблюдения.

Выборка объектов для исследования насчитывает 24 из 26 известных метанольных мазеров класса II в спиральном рукаве Персея. Список мазеров основан на каталоге [56] с дополнениями из [57, 75] и [76]. Диаграмма «галактическая долгота – лучевая скорость» из обзора [73] позволяет выбрать источники из определенного спирального рукава. Составленный список объектов приведен в таблице 1.

Наблюдения линий излучения молекул  $^{13}$ CO (1–0) и CS (2–1), см. табл. 12, были проведены на 20-м телескопе Космической обсерватории Онсала в 2005 и 2006 годах. Поиск излучения в линиях  $^{13}$ CO (1–0) и CS (2–1) и девятиточечное картирование с шагом 40" в направлении выбранных источников были проведены в сессии 2005 года. Крупномасштабные карты источников, наблюдаемых впервые, были составлены во время следующей сессии в 2006 году. Наблюдались 14 источников из списка в табл. 1, в основном те, по которым на тот момент не было опубликованных данных об излучении CS (2-1). Параметры антенны и приемника были одинаковыми в 2005 и 2006 годах. Размер диаграммы направленности телескопа составляет 34" и 38" для линий <sup>13</sup>CO (1–0) и CS (2–1), соответственно. Использовалась полоса пропускания 40 МГц с 1600 каналами, которая обеспечивала спектральное разрешение 0.07 км с<sup>-1</sup>. Наблюдения проводились в режиме частотной модуляции. Типичная температура принимающей системы  $T_{\rm sys}$  составляла около 300–500 К для CS (2–1) и 600–800 К для линии  $^{13}$ CO (1–0) в шкале  $T_{\rm mb}$ . Ошибки наведения обычно составляли 2.3" и 4.2" по азимуту и высоте, соответственно. Коэффициент эффективности главного луча  $\eta_{\rm mb}$  составлял 0.54 для 97 ГГц и 0.50 для 110 ГГц. Таким образом, были получены спектры с типичным уровнем шума 0.3 К и 0.8 К для линий CS(2-1) и  ${}^{13}CO(1-0)$ , соответственно.

Обработка и анализ наблюдательных данных проводились в программных пакетах  $XS^1$  и GILDAS<sup>2</sup>, см. также [94].

## 1.2 Результаты наблюдений. Кинематика газа

Результаты спектральных наблюдений линий CS (2–1) и <sup>13</sup>CO (1–0) в направлениях на мазеры приведены в таблице 2. Лучевые скорости линии CS (2–1), взятые из литературы, показаны в таблице 3.

В каждом источнике проводилось сравнение лучевой скорости пика мазерного излучения  $V_{\text{mas}}$  с центром гауссова приближения линии CS(2-1), а затем про-

 $<sup>^{1}\</sup>mathrm{ftp:}//\mathrm{yggdrasil.oso.chalmers.se/pub/xs}$ 

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS

Таблица 1: Метанольные мазеры на частоте 6.7 ГГц из спирального рукава Персея. Наблюдения проводились в направлении источников, выделенных жирным шрифтом. Данные о скоростях и расстояниях от Солнца (d) взяты из литературы.

Источник	$\alpha$ (J2000) $\delta$ (J2000)	$V_{\rm lsr}$ : пик ,	Ссылка	d
	(h:m:s) (°:':")	интервал (км $c^{-1}$ )		(кпк)
$G70.14{+}1.73$	20:00:52.6 + 33:29:08	-26.4[-30.0, -22.0]	[77]	8.62 [78]
$G78.10 {+} 3.64$	20:14:26.0 + 41:13:32	-6.5[-8.0, -4.0]	[77]	1.70 [79]
${ m G78.62}{+}0.98$	20:27:26.8 + 40:07:50	-39.0[-41.0, -38.0]	[80]	
G85.40-0.00	20:54:13.7 + 44:54:08	-29.5[-33.0, -29.0]	[80]	
$G90.91{+}1.50$	21:09:08.1 + 50:02:00	-70.5[-72.0, -68.0]	[81]	
G94.60-1.80	21:39:58.9 + 50:14:24	-43.9[-45.0, -39.0]	[77]	3.95~[69]
$G98.02{+}1.44$	21:43:01.4 + 54:56:16	-61.6[-62.0, -61.0]	[81]	
G108.75-0.96	22:58:41.3 + 58:46:57	-45.7[-46.0, -45.0]	[81]	2.39 [82]
G111.24-0.76	23:16:09.3 + 59:55:23	-38.5[-42.0, -37.0]	[81]	3.34 [69]
$G111.54{+}0.78$	23:13:45.3 + 61:28:11	-56.0[-62.0, -54.0]	[83]	2.65 [84]
G123.06-6.31	00:52:23.7 + 56:33:45	-29.0[-31.0, -27.0]	[77], [81]	2.82 [84]
$G133.72{+}1.22$	02:25:42.9 + 62:06:05	-44.3[-47.0, -39.0]	[77]	1.95 [84]
$G133.95{+}1.06$	02:27:03.8 + 61:52:24	-44.3[-46.5, -42.0]	[83]	1.95 [85]
$G136.84{+}1.14$	02:49:23.2 + 60:47:01	-45.4[-46.0, -41.0]	[86], [77]	
$G173.48{+}2.45$	05:39:12.9 + 35:45:54	-13.6[-16.0, -11.0]	[83], [81]	1.80 [87]
$G173.59{+}2.44$	05:39:27.6 + 35:30:58	[-14.0, -13.0]	[83]	1.80 [87]
$G173.69{+}2.87$	05:41:37.4 + 35:48:49	-24.1[-25.0, -24.0]	[81]	1.56 [88]
G183.35-0.58	05:51:10.8 + 25:46:14	-14.5[-16.0, -4.0]	[77], [81]	2.10 [89]
$G188.95{+}0.89$	$06{:}08{:}53.7 + 21{:}38{:}30$	11.0[-4.0, 12.0]	[83], [90]	2.10 [69]
$G189.03{+}0.78$	06:08:41.2 + 21:31:04	9.0[8.0, 10.0]	[91]	
G189.47-1.22	06:02:08.4 + 20:09:20	18.8[18.5, 19.5]	[76]	
$G189.78{+}0.34$	$06{:}08{:}35.5+20{:}38{:}59$	6.0[2.0, 6.0]	[83], [90]	
G192.60-0.05	$06{:}12{:}54.5+17{:}59{:}20$	5.0[2.0, 6.0]	[83], [90]	1.59 [69]
G196.45-1.68	06:14:37.3 + 13:49:36	15.0[13.0, 16.0]	[83], [90]	4.05 [92]
G212.06-0.74	06:47:12.9 + 00:26:07	48.6[42.7, 50.0]	[75]	
G269.46-1.47	09:03:14.9 -48:55:11	56.0	[93]	6.9 [76]

Таблица 2: Параметры линий CS (2–1) и  ${}^{13}$ CO (1–0) в направлении на мазерные источники. В скобках показана точность приближения спектра функцией Гаусса. Значения  $V_{\rm CVR} - V_{\rm CSmas}$ , использованные в дальнейшем для рис. 2 показаны в крайней правой колонке.

Источник		$\operatorname{CS}(2{-}1)$		1	$^{-3}$ CO (1–0)		
	$V_{lsr}$	FWHM	$T_{ m mb}$	$V_{lsr}$	FWHM	$T_{ m mb}$	$V_{\rm CVR} - V_{\rm CSmas}$
	$(\mathrm{KM}~\mathrm{c}^{-1})$	$(\mathrm{KM}\mathrm{c}^{-1})$	(K)	$(\mathrm{KM}~\mathrm{c}^{-1})$	$(\mathrm{KM}\mathrm{c}^{-1})$	(K)	$({ m KM~c^{-1}})$
G70.14+1.73	$-20.9\ (0.1)$	2.5(0.2)	1.0(0.1)	не	наблюдалс	В	-5.1
$G78.62{+}0.98$	He 1	наблюдалс	Я	$-39.0\ (0.1)$	2.1(0.1)	2.8(0.1)	
				$-47.0\ (0.1)$	$6.7 \ (0.1)$	1.0(0.1)	
G85.40-0.00	$-36.5\;(0.1)$	3.8(0.1)	1.4 (0.1)	$-36.6\ (0.1)$	3.9(0.1)	8.6(0.7)	5.5
$G90.91{+}1.50$	$-70.9\;(0.1)$	1.3(0.4)	$0.1 \ (0.1)$	$-71.2\ (0.1)$	2.9(0.2)	0.5 (0.2)	0.9
G94.60-1.80	$-43.9\;(0.1)$	2.7 (0.1)	2.1 (0.1)	$-43.9\ (0.1)$	2.4(0.1)	8.5(0.3)	1.9
$G98.02{+}1.44$	$-63.5\ (0.1)$	$3.1 \ (0.1)$	2.4(0.2)	$-63.3\ (0.2)$	3.7(0.5)	1.6(0.4)	2.0
G111.24-0.76	$-44.5\;(0.1)$	3.6(0.1)	2.9(0.2)	$-44.2\ (0.1)$	2.6(0.1)	11.2 (0.4)	5.0
G123.06-6.31	$-30.4\ (0.1)$	3.7(0.2)	3.8(0.6)	$-30.2\ (0.1)$	3.8(0.1)	$12.1 \ (0.5)$	1.4
G173.48 + 2.45	$-16.4\ (0.1)$	4.3(0.1)	5.9(0.4)	$-17.0\ (0.1)$	3.7 (0.1)	$13.1 \ (0.6)$	2.9
$G173.59{+}2.44$	He J	наблюдалс	Я	$-16.7\;(0.2)$	3.2 (0.2)	0.7 (0.3)	
$G173.69{+}2.87$	$-18.9\ (0.1)$	3.5(0.2)	0.6(0.3)	$-19.0\ (0.1)$	2.0(0.2)	4.6(0.8)	-5.6
G183.35-0.58	$-9.3\ (0.1)$	2.5(0.1)	7.0(0.3)	$-9.0\ (0.1)$	2.6(0.1)	$15.2\ (0.7)$	-0.7
$G189.03{+}0.78$	2.9(0.1)	2.9(0.1)	7.1(0.3)	2.9(0.1)	2.9(0.1)	29.9(1.2)	6.1
G196.45-1.68	18.5(0.1)	3.7(0.1)	1.5(0.2)	17.8(0.1)	3.7 (0.1)	9.7(0.8)	-4.0

Sources	$V_{lsr}$	Ref.	$V_{\rm CVR} - V_{\rm CSmas}$
	$(\mathrm{km}\mathrm{c}^{-1})$		$(\mathrm{km}\mathrm{c}^{-1})$
G78.10 + 3.64	$V_{\rm CS(2-1)} = -3.8$	[95]	-2.2
G108.75-0.96	$V_{\rm CS(2-1)} = -50.3$	[95]	4.8
$G111.54{+}0.78$	$V_{\rm CS(2-1)} = -57.2$	[95]	-0.7
G133.72+1.22	$V_{\mathrm{CS}(2-1)} \approx -38.0$	[96]	-5.0
$G133.95{+}1.06$	$V_{\rm CS(2-1)} = -46.4$	[95]	2.15
G136.84+1.14	$V_{\rm CS(2-1)} = -39.8$	[95]	-3.7
G173.59+2.44	$V_{\rm CS(2-1)} = -16.6$	[97]	3.2
$G188.95{+}0.89$	$V_{\rm CS(2-1)} = 3.1$	[95]	0.9
G189.47-1.22	no data		
G189.78 $+0.34$	$V_{\rm CS(2-1)} = 8.8$	[95]	-4.8
G192.60-0.05	$V_{\rm CS(7-6)} = 7.5$	[98]	-3.5
G212.06-0.74	$V_{\rm CS(2-1)} = 45.0$	[95]	1.35
G269.46-1.47	$V_{\rm CS(2-1)} = -$	[95]	

Таблица 3: Лучевые скорости линии CS (2–1), взятые из литературы.

водилось аналогичное сравнение, с использованием центра диапазона скоростей мазерных деталей  $V_{\rm CVR}$  вместо  $V_{\rm mas}$ . Источники с  $V_{\rm CVR} - V_{\rm CSmas} > \delta_{\rm mas}$  (далее — источники с красным смещением) и с  $V_{\rm CVR} - V_{\rm CSmas} < -\delta_{\rm mas}$  (далее — источники с синим смещением) показаны в плоскости Галактики на рис. 2. Варьируя значение  $\delta_{\rm mas}$  удалось обнаружить интересный эффект, показанный на рисунке для случая, где синий и красный цвета разграничены по значению  $\delta_{\rm mas} = 0.8$  км с<sup>-1</sup>. Значение 0.8 составляет примерно четверть типичной скорости линии CS (2–1) и заведомо превышает точность определения положения пика гауссиан. Источники, в которых модуль разности скоростей не превышает этого значения, показаны серым цветом. В целом, если рассматривать весь спиральный рукав, то превышение более чем на 40% мазеров с красным смещением над мазерами с синим смещением обнаруживается для  $0.7 < \delta_{\rm mas} < 1.4$ .

Для построения рис. 2 расстояния до источников были взяты из литературы, см. таблицу 1. Для источников без этой информации рассчитывались кинематические расстояния по скоростям линии CS (2–1)с использованием кривой вращения Галактики из работы [84]. Эти расстояния составляют  $7.05^{+0.63}_{-0.64}$  кпк для G78.62+0.98,  $5.54^{+0.64}_{-0.67}$  кпк для G85.40-0.00,  $7.95^{+0.70}_{-0.67}$  кпк для G90.91+1.50,  $6.62^{+0.67}_{-0.65}$  кпк для G98.02+1.44,  $2.86^{+0.72}_{-0.66}$  кпк для G136.84+1.14,  $2.16^{+2.93}_{-1.89}$  кпк для G189.78+0.34,  $4.72^{+1.22}_{-1.04}$  кпк для G212.06-0.74. Расстояние до G189.03+0.78 принимается таким же, как и для близлежащего источника G189.78+0.34, поскольку кинематический метод для этого источника решения не дает.

Красными и синими кружками на рис. 2 показаны мазеры с красным и синим



Рис. 2: Расположение мазеров метанола на частоте 6.7 ГГц из спирального рукава Персея в плоскости Галактики. Источники с  $V_{\rm CVR} - V_{\rm CSmas} < -\delta_{\rm mas}, V_{\rm CVR} - V_{\rm CSmas} > \delta_{\rm mas}$  и  $|V_{\rm CVR} - V_{\rm CSmas}| < \delta_{\rm mas}$ , где  $\delta_{\rm mas} = 0.8$  км с<sup>-1</sup>, показаны синим, красным и серым соответственно. Галактический центр отмечен знаком плюс в точке (0, 0), а Солнце пустым кружком с точкой с координатами (0, 8.5). Количество мазеров с красным и синим смещением равно 14 и 3, соответственно. Область без мазеров с синим смещением очерчена двумя пунктирными линиями, показаны галактические долготы 85° и 124°. В этой части рукава Персея наблюдаются наибольшие лучевые скорости спектральных линий.

смещением, соответственно. Серые кружки соответствуют источникам со сдвигом скоростей  $|V_{\rm CVR} - V_{\rm CSmas}| < 0.8 \ {\rm km} \, {\rm c}^{-1}$ . Значения  $V_{\rm CVR} - V_{\rm CSmas}$  приведены в таблицах 2 и 3. Почти одинаковое количество мазеров с красным и синим смещением наблюдается в направлении антицентра Галактики. Лучевые скорости источников в этом направлении невелики, что может обуславливать отсутствие преобладания сдвига линий в какую-либо сторону.

Во втором галактическом квадранте обнаружено преобладание мазеров с красным смещением над мазерами с синим смещением. Между  $l \approx 140^{\circ}$  и направлением на антицентр на рис. 2 имеется разрыв в распределении мазеров вдоль рукава. Осмотр области  $80^{\circ} < l < 140^{\circ}$  на картах излучения пыли на 1 мм обзора Bolocam Galactic Plane Survey (далее BGPS) [99], показал, что в рукаве Персея области звездообразования вообще сосредоточены в данном диапазоне долгот, поэтому далее он исследуется более подробно. Число мазеров с красным и синим смещением внутри диапазона  $80^{\circ} < l < 140^{\circ}$  составляет 8 и 2, соответственно. Биномиальное распределение дает  $5 \pm 1.6$  источников с красным или синим смещением для случайного распределения. Таким образом, статистическая значимость преобладания в этом регионе источников с красным смещением составляет  $1.9\sigma$ , что соответствует примерно 95%. Часть рукава Персея между галактическими долготами от  $85^{\circ}$ до 124° вообще не содержит мазеров с синим смещением. Источники в этой части рукава имеют наибольшие лучевые скорости, как показано на диаграмме долготаскорость [73].

Чтобы понять, присущ ли сдвиг скоростей мазерных деталей определенной наблюдавшейся позиции или области звездообразования в целом, были построены спектры излучения в линиях CS (2–1) и <sup>13</sup>CO (1–0), усредненные по всем наблюдаемым позициям для каждого источника. Средние спектры показаны на рис. 3. Диапазоны скоростей линий CS (2–1) и <sup>13</sup>CO (1–0) полностью покрываются диапазонами мазеров только для 2 из 14 источников, а именно, G78.62+0.98 и G183.35-0.58. Для обоих источников найдено  $|V_{\rm CVR} - V_{\rm CSmas}| < 0.8 \ {\rm km} \ {\rm c}^{-1}$ . Мазерные диапазоны не пересекаются с диапазонами тепловых линий в двух мазерах с красным смещением линий, а именно G85.40-0.00 и G189.03+078. В остальных десяти источниках диапазоны мазерных и тепловых скоростей частично пересекаются. Значения  $V_{\rm mas}$  и  $V_{\rm CVR}$  смещены относительно пиков усредненных спектров. Таким образом, в областях образования массивных звезд из спирального рукава Персея скорости метанольных мазеров отличаются от скоростей плотного газа.

Карты излучения в линиях <sup>13</sup>CO (1–0) и CS (2–1) вокруг мазерных источников показаны на рис. 4. В обеих линиях были получены карты для 10 источников. Для остальных источников получены карты только в одной линии или одноточечный спектр. Для нескольких источников, а именно G85.40-0.00, G90.90+1.50, G94.60-1.80, G111.24-0.76, G183.35-0.50 и G173.69+2.87, были составлены крупно-



Рис. 3: Линии излучения <sup>13</sup>CO (1–0) (розовый) и CS (2–1) (черный) в наблюдавшихся источниках, усредненные по полной площади карт. Серыми прямоугольниками показаны интервалы скоростей мазерных деталей на 6.7 ГГц. Также отмечены скорости пиков мазеров на этой же частоте  $V_{\rm mas}$  согласно табл. 1.

масштабные карты. Карты для G173.69+2.87 опубликованы в работе [100].

Несмотря на большую разницу скоростей между тепловым и мазерным диапазонами в источниках с красным смещением линий G85.40-0.00 и G189.03+078, эти мазеры наблюдаются вблизи пиков излучения <sup>13</sup>CO (1–0) и CS (2–1), которые также совпадают с положениями ИК-источников. Такое же совпадение наблюдается и в G70.14+1.70, G94.60-1.80, G98.02+1.44, G111.24-0.78 и G183.35-0.58. В G90.90+1.50, G78.62+0.98 и G196.45-1.68 мазеры и ИК-источники смещены относительно пиков теплового излучения. Корреляция между относительными положениями мазеров, пиков тепловой эмиссии и знаком сдвига скоростей на этих картах отсутствует.

Карты лучевых скоростей в источниках с красным и синим смещением показаны на рис. 5. Сравнение интегральных карт интенсивности на рис. 4 и карт скоростей показывает, что область наиболее отрицательных скоростей совпадает с пиком излучения <sup>13</sup>CO (1–0) и CS (2–1) в G183.35-0.58. Скорости на периферии молекулярного облака более положительны. Аналогичное распределение скоростей, вероятно, присутствует и в G85.40-0.00. Выраженное различие между скоростями в центре и на периферии в G183.35-0.58 и G85.40-0.00 может быть результатом взаимодействия молекулярного облака с крупномасштабной волной, когда волна обтекает плотный молекулярный сгусток газа. В G90.90+1.50 и G94.60-1.80 за распределение скоростей могут быть ответственны вращение или истечение. Разница скоростей между плотными молекулярными ядрами, видимыми в линиях CS (2–1), хорошо выражена в G111.24-0.76 и G173.69+2.87.

Как видно из приведенного выше анализа, мазеры с красным и синим смещением не проявляют общих черт, присущих каждой группе, на картах лучевых скоростей и распределений интенсивности излучения в линиях <sup>13</sup>CO (1–0) и CS (2– 1). Возможно, если бы наблюдения метанольных мазеров, которые бывают переменными, проводились не в разные эпохи, а в одну и ту же, характерные черты были бы обнаружены. Однако выявленные особенности на картах скоростей и связь ряда изученных источников с областями Н II показывают, что эти объекты перспективны для многоволновых исследований.

В работе [74] было высказано предположение о том, что области Н II и истечения из областей образования звезд имеют преимущественное направление расширения в зависимости от местоположения в Галактике. Поскольку внутри радиуса коротации Галактики скорость вращения спирального узора меньше скорости вращения звезд и газа, звезды на переднем крае рукава преимущественно направляют истечения в сторону галактического вращения в уже существующие сверхоболочки, образованные предыдущими поколениями звезд. Также была обнаружена связь между сверхоболочками и молекулярными облаками, излучающими в линиях молекулы СО. В работе [101] была установлена пространственная корреляция



Рис. 4: Карты излучения в линиях  $^{13}$ CO (1–0) (серый цвет) и CS (2–1) (контуры) излучения метанольных мазеров на частоте 6.7 ГГц. Источники *IRAS* и *MSX* обозначены эллипсами и прямоугольниками, соответственно. Позиции метанольных мазеров на частоте 6.7 ГГц показаны звездочками. Уровни показаны для 10, 30, 50, 70 и 90% от максимумов излучения для наблюдаемых линий в каждом источнике. Нуль-пункты для карт приведены в таблице 1.



Рис. 5: Карты лучевых скоростей излучения в линиях  $^{13}$ CO (1–0) (слева) и CS (2– 1) (справа) в км с<sup>-1</sup>. Размер цветных прямоугольников соответствует шагу картирования 40". Белыми контурами на картах скоростей CS (2–1) показаны карты интегральной интенсивности излучения CS (2–1). Уровни контуров такие же, как на рис. 4. Нуль-пункты для карт приведены в таблице 1.

между оболочками Н I и сверхоболочками, образовавшимися в результате активности массивных звезд в звездных скоплениях. В работе [102] показана пространственная корреляция между оболочками Н I и СО во внешних частях Млечного Пути: молекулярные облака находится в стенках оболочек Н I. Таким образом, можно ожидать, что расширение сверхоболочек влияет на лучевые скорости молекулярного газа, в котором происходит звездообразование.

Далее в этой главе приводятся основные сведения о нескольких областях звездообразования, связанных с мазерами метанола и областями Н II. Структура и кинематика газа в этих областях подробно рассматривается в следующих главах.

# 1.3 Комплекс звездообразования в молекулярном облаке G174+2.5

Гигантское молекулярное облако G174+2.5 расположено в спиральном рукаве Персея. Массивные звезды, образовавшиеся в облаке, принадлежат к ассоциации Auriga OB2. Молекулярный газ в этом облаке имеет сложную кинематическую структуру, как было показано по наблюдениям в линиях излучения молекул СО и <sup>13</sup>СО в работе [103]. В этой работе указывается на сжатие молекулярного газа областями H II и говорится о пересекающихся волокнах молекулярного газа в окрестности этих областей. В работах [100, 104] и [105] были представлены доводы в пользу процесса индуцированного звездообразования в G174+2.5 вокруг ярчайшей Н II-области Sh2-235 (далее для краткости S 235), см. каталог Шарплесса [106]. В работе [107] также высказываются доводы в пользу индуцированного звездообразования вблизи Н II-области Sh2-233 (S 233 далее). К западу от области H II Sh2-231 (далее S 231) находится крупное молекулярное образование G173.57+2.43 со сгустками и погруженными в них молодыми звездными скоплениями, связанное с IRAS 05361+3539, S233 IR, связанное с IRAS 05358+3543, WB89-673 (WB 673 далее) и WB 89-668 (WB 668 далее), связанные с IRAS 05345+3556 и IRAS 05335+3609, соответственно, см. [108]. Центр волокна — это плотный сгусток WB 673, далее и само волокно будет называться так.

На крупномасштабных ИК-изображениях, полученных на телескопах WISE и Herschel, видна большая туманность в форме оболочки между областью звездообразования S 231–S 235 и H II-областями Sh2-234 и Sh2-237. Изображение туманности на длине волны 22 мкм показано на рис. 6. В направлении региона возможного пересечения туманности и H II-области S 231 и S 233 наблюдается крупное молекулярное волокно. Возможно, что туманность представляет собой остаток сверхновой, который обсуждается в работе [109], а именно FVW 172.8+1.5, центр и юго-западная дуга которого на рис. 6 показаны белой штриховой линией. В работе [110] эта оболочка также обнаружена на снимке, сделанном телескопом Herschel.
Таким образом, волокно WB 673 может быть подходящим объектом для проверки теоретических моделей образования волокон при пересечении расширяющихся оболочек, как показано теоретически, например, в работе [111].

S 235 — самая яркая область H II в гигантском молекулярном облаке G174+2.5 на изображениях в линии На. Она образована массивной звездой позднего О или раннего В-класса BD+35°1201, см. работы [78] и [113], соответственно. Расстояние до ионизующей звезды составляет  $1.65 \pm 0.1$  кпк, как показали данные измерений параллаксов проекта Gaia [114]. Измерение расстояния методом тригонометрического параллакса с помощью мазерных пятен в пределах неопределенностей дает такое же расстояние, а именно 1.56<sup>+0.09</sup><sub>-0.08</sub> кпк, см. [88]. В работе [115] исследовано изображение S 235 в линии H $\alpha$  и показано, что изображение состоит из яркой северной и тусклой южной частей. Анализ излучения рекомбинационных радиолиний (РРЛ) показывает, что S 235 имеет угловой размер 5′, электронную плотность  $n_{\rm e} = 81.6 \text{ см}^{-3}$  и электронную температуру  $T_{\rm e} = 8940 \pm 170 \text{ K}$ , см. работы [116, 117]. Значение поглощения в направлении на ионизующую звезду  $A_{\rm V} = 3.7$ , как показано в работе [118]. Методом оптической спектроскопии в работе [119] были определены $n_{\rm e}=120~{\rm cm}^{-3}$ и $T_{\rm e}=7100-11900~{\rm K}$ в зависимости от пары использованных линий ([N II], [S II], [O II] или [O III]). Эти наблюдения были ограничены апертурой в 30", что явно недостаточно для этой протяженной области Н II. Наблюдения РРЛ имели низкое пространственное разрешение, что не позволило исследовать структуру и кинематику области Н II. Комплекс S 235 в более крупном масштабе показан на рис. 7.

Компактные области H II S 235 A и S 235 C расположены на 8' южнее S 235, что соответствует  $\approx 0.7$  пк в проекции на плоскость неба. С использованием ИКспектроскопии в работе [120] установлено, что ионизующая звезда в S 235 A (также известная как источник IRS 3 в работе [87]) имеет спектральный класс B0.5. Поглощение в направлении на S 235 A, измеренное в той же работе, равно  $A_{\rm V} \approx 10$  величин. В работах [120] и [121] приводятся оценки светимости ионизующей звезды в S 235 A, найдено  $L_* = 1.1 \cdot 10^4 L_{\odot}$ . Для ионизующей звезды в S 235 C в работе [120] найдено  $L_* = (0.8 - 1.2) \cdot 10^4 L_{\odot}$ , а спектральный тип B3-B0.3. Согласно калибровочным таблицам из [122], эти светимости соответствуют эффективным температурам звезд  $T_{\rm eff} = 25000 - 30000$  K.

Координаты точечных ИК-источников приведены в таблице 4. ИК-источники S 235 A<sup>\*</sup> и S 235 C<sup>\*</sup> являются ионизующими звездами соответствующих областей H II, см. также [123, 124, 125]. S 235 B — это отражательная туманность вблизи звезды Ве Хербига S 235 B<sup>\*</sup>, см. [126]. Источник S 235 A-2<sup>\*</sup> проецируется на область фотодиссоциации к юго-востоку от S 235 A<sup>\*</sup> [123, 127]. Физические параметры областей H II известны частично. В работе [128] с помощью оптической спектроскопии линий [S II] в S 235 A была определена  $n_e$ : в отдельных позициях



Рис. 6: Изображение на длине волны 22 мкм с центром в направлении  $\alpha(J2000) = 05^{h}35^{m}00^{s}$  и  $\delta(J2000) = +35^{\circ}36'36''$ . Цветовая шкала растянута, чтобы лучше выделить участки со слабым излучением. Черными контурами показано излучение в линии молекулы <sup>13</sup>CO из работы [112]. Контуры проведены для интенсивностей от 1 до 150 K км с<sup>-1</sup>. Белые кружки показывают положение оптических областей H II из каталога [106]. Белой штриховой линией показана туманность, ассоциируемая с остатком сверхновой.



Рис. 7: Комплекс звездообразования S 235 в четырех искусственных цветах *WISE*. Красный, зеленый, синий и голубой цвета соответствуют длинам волн 22 мкм, 12 мкм, 4.6 мкм и 3.4 мкм, соответственно. Поле зрения составляет  $1.47^{\circ} \times 0.83^{\circ}$ . Отмечены все области H II в поле зрения. Цифрами 1–4 обозначены ИК-источники из [87], а красная звездочка указывает на местоположение ионизующей звезды в S 235. На вставке показан кадр из обзора DSS (красный фильтр), демонстрирующий излучение ионизованного газа в области. Обозначение S 235 AB включает область H II S 235 A и отражательную туманность S 235 B, которые на рисунке находятся близко друг к другу.

Объект	$\alpha$ (J2000.0), $\delta$ (J2000.0)	Тип
	$h m s, \circ \prime \prime \prime \prime$	
S235 A $^{\star}$	$5\ 40\ 52.58,\ +35\ 42\ 18.6[124]$	B0.5 [120]
S235 A-2*	$5 \ 40 \ 53.39, \ +35 \ 42 \ 07.1$	M3O Class I[130]
S235 B <sup><math>\star</math></sup>	$5\ 40\ 52.39,\ +35\ 41\ 29.4[124]$	Звезда Ве Хербига (B1Ve) [126]
S235 C <sup>*</sup>	$5 \ 40 \ 51.41, \ +35 \ 38 \ 30.0[124]$	B3-B0.3 [120]

Таблица 4: Яркие ИК-источники к югу от S 235.

найдены значения порядка  $10^3 - 10^4$  см<sup>-3</sup>, а также неоднородное распределение  $A_{\rm V}$  в интервале от 6 до 12 величин. Авторы работы [129] при помощи радиоинтерферометрических наблюдений определили для компактных областей Н II S 235 А и S 235 С размеры S = 0.28 и 0.34 пк и электронные концентрации  $n_{\rm e} = 10^3$  см<sup>-3</sup> и  $4 \cdot 10^2$  см<sup>-3</sup>, соответственно.

В работе [123] между S 235 A и S 235 В обнаружены молодое звездное скопление, глубоко погруженное в молекулярный газ, а также переменный мазер водяного пара. Апертурная фотометрия точечных ИК-источников, проведенная в работе [131], показала, что область фотодиссоциации S 325 А окружают более развитые молодые звездные объекты (M3O) эволюционных классов классов I и II, а в плотном молекулярном газе находится еще одна более молодая протозвезда средней массы. С помощью пространственно разрешенных наблюдений на решетке VLA было обнаружено, что в областях S 235 A и S 235 B рядом сосуществуют M3O на различных эволюционных фазах: от протозвездных ядер до областей Н II. В работе [131] также проведено сравнение изображения в среднем ИК-диапазоне с телескопа Spitzer с пространственным распределением излучения в линии HCO<sup>+</sup>(1–0) и высказано предположение, что область Н II S235 A и окружающее молекулярное облако могут взаимодействовать и что динамическое воздействие S235 A могло индуцировать образование второго поколения МЗО в окружающем молекулярном газе. В работе [100] было показано, что области S 235 A, S 235 B и S 235 C расположены в направлении на самое плотное и богатое скопление молодых звезд во всем гигантском молекулярном облаке G174+2.5.

#### 1.4 Комплекс звездообразования S 254-S 258

Комплекс звездообразования S 254-S 258 в среднем ИК-диапазоне выглядит как шесть оболочек (см. рис. 8), пять из которых связаны с оптическими областями H II Sh2-254, Sh2-255, Sh2-256, Sh2-257 и Sh2-258 (далее S 254, S 255, S 256, S 257 и S 258). Также на северо-востоке присутствует слабая область, которая еще не каталогизирована. Комплекс расположен в спиральном рукаве Персея, удаленном от Солнца на  $\approx 2$  кпк в направлении антицентра Галактики (значения расстояний определе-

область Н II	Ионизующая звезда	$T_{ m e}$
		(K)
S254	$O9.0V^1, O9.0V^3$	
S255	$O9.5V^1, B0.0V^3$	$8200^4, 8833 \pm 170^7$
S256	$B2.5V^2, B0.9V^3$	
S257	$B0.5V^1$	$6900-7900^5, 7970\pm 260^6$
S258	$B3V^2, B1.5V^3$	

Таблица 5: Параметры ионизующих звезд в областях Н II из литературы, использованной в настоящей работе. Ссылки: <sup>1</sup>[149], <sup>2</sup>[82], <sup>3</sup>[137], <sup>4</sup>[150], <sup>5</sup>[151], <sup>6</sup>[152], <sup>7</sup>объект G192.638-00.008 в работе [153].

ны в работах [85, 69]). Температуру газа и пыли в комплексе S 254-S 258 поддерживают в основном массивные звезды В-типа, см. работы [132, 133, 134, 135, 136]. Поскольку большинство массивных звезд, образующих ИК-кольцевые туманности, имеют спектральные классы от О до B2/B3, как показано в работах [28, 30], этот комплекс можно рассматривать как типичный пример подобных структур. Уже измеренные в литературе параметры областей Н II представлены в таблице 5.

Наиболее заметная и яркая область звездообразования расположена между S 255 и S 257, а также южнее их (см. карты в работах [137] и [138], а также рис. 8). В работах [137] и [138] высказано предположение, что последовательный процесс звездообразования в комплексе происходил в месте пересечения ИК-оболочек, связанных с областями Н II (далее эта тема развивается в работах [124, 139, 140]). В частности, звездообразование в самой массивной и заметной области в мм- и ИК-диапазонах длин волн сосредоточено в плотном молекулярном облаке на границе раздела S255 и S257 (изображения можно найти в работах [141, 142, 143]) и, вероятно, стимулировано расширением этих областей Н II (см. также работы [144, 139, 145, 146]. В работе [147] обнаружено протяженное молекулярное волокно с областями звездообразования длиной 20 пк к югу от ярких оптических туманностей, где находится компактная область Н II S 258 (см. также [148]). Наконец, компактная Н II область S 256 расположена к юго-западу от S 257, на краю молекулярного облака.

Основные физические свойства областей Н II и связанных с ними ФДО обобщены в таблице 6. Для S 255 в качестве расстояния взято значение до ионизующей звезды, основано на измерении параллакса по Gaia [154]. Для S 257 качество фотометрического решения Gaia все еще недостаточно, поэтому использовалась оценка расстояния в 2.5 кпк, основанная на спектрофотометрическом измерении в  $2.6 \pm 0.16$  кпк, полученном в работе [82], и нескольких других измерениях, обобщенных в работе [137].



Рис. 8: Изображение комплекса звездообразования S 254-S 258 в среднем ИКдиапазоне, полученное телескопом Spitzer на длине волны 8 мкм. Черными контурами показана лучевая концентрация водорода  $N_{\rm HI+H_2}$ , рассчитанная по ИКданным телескопа Herschel в диапазоне 160–500 мкм (описание расчетов будет приведено в Главе 5). Контуры даны для 6, 12, 24 и 48 · 10<sup>20</sup> см<sup>-2</sup>. Белыми контурами показаны очертания областей Н II, полученные в Главе 3. Белыми звездочками показаны положения ионизующих звезд. Масштаб 1 пк показан белой линией.

	S255	S257	NGC 7538	S140
звезда	$\mathrm{LS}19$	HD 253327	O5-O6,	HD 211880
класс	O9.5 V	B0.5 V	IRS 6	B0V
расстояние	2060 <sup>2181</sup> пк	2.5 кпк	2.5 кпк	$921{\pm}16$ пк
размер	210"	190"	150"	376''
$n_{ m e}$	$\approx 100$	$\approx 100$	100 - 1000	диффузная

Таблица 6: Свойства некоторых областей Н II из рукава Персея.

#### 1.5 Области звездообразования NGC 7538 и S 140

Яркая область Н II NGC 7538 является частью области образования массивных звезд в комплексе Cas OB2, см. напр. [155, 156, 157]. Эта область известна своими яркими ИК-источниками, связанными с M3O и компактными областями Н II, см. напр. [158, 159]. Спектрофотометрическое расстояние до предполагаемой ионизующей звезды в NGC 7538 составляет  $2.4\pm0.14$  кпк [82] (в данной работе обозначено как 111.50-0.80). Это значение согласуется с основанным на параллаксе расстояние ем  $2.65^{+0.12}_{-0.11}$  кпк до метанольного мазера в направлении на юго-восток от ионизующей звезды [160], а также с кинематической оценкой расстояния  $2.44\pm0.77$  кпк в работе [161] (в данной работе объект обозначен как S 158 по номеру в каталоге [106]). В диссертации для NGC 7538 принято расстояние 2.5 кпк.

Диффузионная область H II S 140, с трудом различимая на снимках в линии H $\alpha$  (см. напр. снимки в обзоре DSS), образована звездой HD 211880 типа B0V. В литературе ФДО на границе этой области H II посвящено много работ главным образом из-за яркого ИК-источника S 140 IRS 1, который является ультракомпактной областью H II [162, 163]. Расстояние до ионизующей звезды известно из определений в проекте Gaia [154].

#### 1.6 Область звездообразования RCW 120

В диссертации значительное внимание уделяется структуре и кинематике области H II RCW 120, хотя она и не относится к спиральному рукаву Персея. Дело в том, что она долгое время считалась одним из наилучших кандидатов для тестирования моделей звездообразования, индуцированного расширяющимися областями H II, благодаря своей почти идеально кольцеобразной форме в картинной плоскости. Несколько разделов диссертации посвящены поискам признаков расширения этой области в окружающую среду.

Область H II RCW 120 — одна из самых близких к Солнцу, она находится на расстоянии 1.34 кпк [164]. Параллакс ионизующей звезды CD-38 11636, измеренный Gaia [165], соответствует расстоянию 0.5 - 1.1 кпк. Однако астрометрическое решение для звезды плохое, и оценка имеет большую погрешность. Поэтому в диссертации принято расстояние до RCW 120 равным 1.3 кпк. Значение  $T_{\rm eff}$  для CD-38 11636 составляет 37000 K, как было установлено в работе [166].

На ИК-изображениях Spitzer и Herschel область Н II RCW 120 имеет почти идеальную кольцеобразную форму [31, 167]. В работах [31, 167] утверждается, что ИК-кольцо является проекцией на картинную плоскость нейтрального вещества, собранного за время расширения области Н II. В работе [168] был проведен анализ карт лучевой концентрации водорода по данным Herschel, и было обнаружено, что нейтральное вещество распределено в двух зонах — в зоне сжатия, порожденной расширением ионизованного газа, и окружающей турбулентной среде. Эта кажущаяся простота сделала RCW 120 популярным объектом для изучения различных аспектов взаимодействия массивных звезд с родительскими молекулярными облаками, включая индуцированное звездообразование.

Основным признаком индуцированного звездообразования в молекулярном газе часто считается структура нейтральной оболочки области Н II. В RCW 120 оболочка распадается на восемь или девять плотных конденсаций, что видно из наблюдений в континууме на 1.2 мм и 870 мкм, см. работы [47] и [167], соответственно. Там предполагается, что конденсации образовались в результате фрагментации нейтрального вещества под действием гравитационной неустойчивости во время расширения области Н II. В конденсациях находится множество МЗО, включая массивный компактный источник в Конденсации 1, расположенный рядом с фронтом ионизации RCW 120, см. также [169]. Около 80% массивных МЗО из окрестностей RCW 120 принадлежат к Конденсации 1, см. [170].

Несмотря на популярность, геометрия RCW 120 остается предметом споров. В серии работ [27, 47, 167, 169] он рассматривался как сферическая оболочка, которая в проекции имеет вид кольца. Однако авторы работы [171] обнаружили отсутствие яркого излучения молекул в направлении на внутреннюю часть RCW 120 на длинах волн < 250 мкм, что говорит в пользу двумерного кольца, а не трехмерной оболочки. В последующей работе [40] приводятся результаты наблюдений этой области Н II и ее окрестностей в линиях молекул <sup>12</sup>CO, <sup>13</sup>CO и C<sup>18</sup>O с помощью 22-метрового телескопа Морга. В работе не сделано никаких заявлений о геометрии, поскольку не была обнаружена разница в скоростях между предполагаемыми передней (ближней к наблюдателю) и задней (дальней от наблюдателя) нейтральными стенками области Н II. Авторы пришли к выводу, что если область Н II расширяется, то скорость расширения  $(V_{exp})$  должна составлять  $\leq 1 \text{ км c}^{-1}$ . В работе [172] с помощью байесовской процедуры были повторно проанализированы данные Herschel, и было обнаружено, что пространственное распределение теплой пыли в области H II соответствует проекции сферической оболочки, в то время как более холодная периферийная пыль имеет рваную клочковатую структуру. Таким образом, благодаря своей форме RCW 120 является интересным объектом для проверки теоретических моделей расширяющихся областей Н II.

#### 1.7 Область фотодиссоциации Барьер Ориона

Барьер Ориона (Orion Bar) — хорошо изученная ФДО, освещенная массивными звездами из скопления Трапеция и на юго-востоке граничащая со знаменитой областью Н II Туманность Ориона, см. напр. [173]. Эта ФДО подвергается мощному облучению УФ-фотонами вплоть до  $G_0 \sim 10^5$  Хабингов [13].<sup>3</sup>. Основным источником фотоионизации в Туманности Ориона является массивная звезда  $\theta^1$ C Ori спектрального типа О7 [175] или O6.5V [176]. Наряду с основной звездой, значительный вклад в облучение ФДО также вносят и другие звезды Трапеции [177]. Барьер Ориона виден практически с ребра, поэтому на примере этого объекта можно изучить, как излучение от близких звезд проникает в молекулярное облако и изменяет его химическую и физическую структуру, см. напр. [178, 179, 180].

В работе [181] была обнаружена пространственная стратификация, на которой выделяются почти параллельные фронты ионизации, излучение ПАУ на 3.3 мкм и излучение возбужденных молекул H<sub>2</sub> на 2 мкм. В теоретических расчетах в работе [14], удалось воспроизвести стратификацию слоев и величину смещения между излучением ПАУ и H<sub>2</sub>, а также между излучением H<sub>2</sub> и CO, используя равновесную модель плоскопараллельного облака. Исследование [14] основано на предыдущих расчетах равновесных моделей [12] и [13], которые теперь считаются классической моделью плотной ФДО.

Однако недавние изображения Барьера Ориона, полученные с высоким пространственным разрешением в миллиметровом диапазоне длин волн на интерферометре ALMA, представленные в работе [182], рисуют другую картину, в которой нет заметного смещения между пиком излучения возбужденных молекул H<sub>2</sub> и областью излучения в линиях <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3) в направлении к ФДО. Расположение пиков излучения <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3) совпадает с областью наиболее яркого излучения H<sub>2</sub>, которое появляется вблизи фронта диссоциации H<sub>2</sub>. Плотность нейтрального вещества в этой ФДО оценивается как 10<sup>6</sup> см<sup>-3</sup>, см. [183, 184, 182]. Подобная структура не воспроизводится стационарной моделью, как показано в работе [182], поэтому данный объект является интересным для сравнения с динамическими моделями ФДО.

Наблюдения Барьера Ориона в ближнем ИК-диапазоне на VLT и в среднем ИК-диапазоне на телескопе JWST показали, что ФДО имеет еще более тонкую структуру и нейтральная стенка области Н II, по-видимому, состоит из искривленных плоскостей, которые на изображениях имеют вид волокон, см. [185, 186]. Кадры с JWST показывают, что стенок, по-видимому, три, они расположены под углом друг к другу и на каждой из них наблюдается яркое излучение возбужденных молекул H<sub>2</sub>.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>1 Хабинг соответствует средней интенсивности межзвездного поля излучения в околосолнечной окрестности, см. определение в работе [174]

#### 1.8 Резюме Главы 1

В Главе 1 представлены наблюдения областей образования массивных звезд, содержащих метанольные мазеры класса II, из спирального рукава Персея в радиолиниях молекул  $^{13}$ CO (1–0) и CS (2–1). Проведены как одноточечные наблюдения, так и наблюдения для составления спектральных карт. Показано, что в рукаве Персея преобладают области звездообразования, в которых доминируют мазерные источники со скоростями, смещенными в красную сторону относительно тепловых линий. В диапазоне галактических долгот от 85° до 124° не обнаружено мазеров с синим смещением спектральных линий. Детальное исследование пространственного распределения молекулярного газа и его кинематики показало, что объекты не делятся на группы по этим признакам.

Из списка источников выбрано несколько наиболее перспективных для многоволновых исследований. Эти источники содержат области Н II, образованные молодыми массивными звездами, а также мазеры метанола, которые являются индикаторами наличия более молодых звездных объектов в молекулярном газе. Кроме источников из рукава Персея, в выборку включены еще два: Барьер Ориона и RCW 120. Благодаря специфической геометрической форме, эти источники удобны для тестирования теоретических моделей расширения областей Н II и ФДО.

#### Результаты Главы 1 представлены в работах:

- Kirsanova M. S. Sobolev A. M., Thomasson M. Gas kinematics in high-mass star-forming regions from the Perseus spiral arm // Astronomy Reports - 2017.-Vol. 61. - Iss 9. - P. 760-774
- Kirsanova M. S., Salii S. V., Sobolev A. M., Olofsson A. O. H., Ladeyschikov D. A., Thomasson M. Molecular gas in high-mass filament WB 673 // Open Astronomy 2017. Vol. 26. P. 99-105

## Глава 2

## Численное моделирование областей НП и ФДО

Исследование структуры и кинематики областей образования массивных звезд неразрывно связано с оценкой роли УФ-излучения и влияния ионизованного газа на физические условия и кинематику этих областей. УФ-кванты, генерируемые массивными звездами, разрушают молекулы в газе, а затем ионизуют окружающее вещество.

Ионизованный газ — важный компонент галактической межзвездной среды. По современным представлениям, теплая ионизованная среда (warm ionized medium, WIM) занимает примерно 25% объема Галактики и имеет массу порядка  $10^9 M_{\odot}$ , что лишь в несколько раз меньше суммарной массы нейтрального межзвездного вещества [187]. Значительная часть ионизованного газа в Галактике заключена в областях Н II, окружающих молодые массивные звезды и их скопления. Диапазон параметров областей Н II очень широк, а эволюционные связи областей различных типов — от гиперкомпактных до разреженных диффузных — пока неясны. Не исключено, что все они представляют собой этапы единого процесса, в ходе которого гиперкомпактная зона Н II вокруг молодой массивной звезды, эволюционируя, последовательно превращается в ультракомпактную и классическую область Н II, а затем, сливаясь с областями Н II от соседних звезд, образует гигантскую область H II вокруг OB-ассоциации [188].

На сегодняшний день не существует численной модели, которая прослеживала бы все стадии развития областей Н II в молекулярных облаках с должной степенью детализации. На сегодняшний день как наблюдательно, так и теоретически наиболее изучены яркие и протяженные области Н II, легко наблюдаемые на небе по излучению в линии Н $\alpha$ , исследование которых началось более 80 лет назад. За эти годы задача о расширении области Н II стала классической астрофизической задачей, описанной в учебниках, монографиях и статьях, напр. [6, 189]. Различные варианты ее аналитического решения предложены в работах [190, 191, 192, 193]. Одно из первых численных исследований эволюции зоны Н II было выполнено в работе [194], в которой рассмотрено расширение ионизованного газа вокруг звезды с массой  $30 M_{\odot}$  в однородном нейтральном водороде. Практически одновременно в работе [195] было выполнено моделирование расширения зоны Н II с учетом магнитного поля. В дальнейшем различные аспекты этой задачи — двумерная эволюция зоны Н II, взаимодействие ионизационного фронта с плотными облаками и глобулами, столкновения областей Н II — были подробно изучены, например, в работах [196, 197, 198, 199, 200, 201]. Существуют и трехмерные модели эволюции областей Н II, позволяющие исследовать движение ионизационных фронтов в неоднородной турбулентной среде [202, 203]. Вопросам устойчивости ионизационных фронтов в посвящены, в частности, работы [204, 205]. Вопросу формирования гравитационно-неустойчивых оболочек областей Н II, собранных и сжатых ударной волной от расширяющегося горячего ионизованного газа, посвящена работа [46]. Масштабное сравнение моделей работы [206].

Исследование ФДО с 1980-х годов также претерпело существенные изменения. В пионерских работах рассматривались стационарные ионизационные и (или) диссоциационные фронты и фронты с феноменологическим описанием распространения [207, 208, 209]. Кроме описания физической структуры ФДО, большое внимание уделялось диагностическим возможностям различных спектральных линий молекул, ионов и атомов, см. [12, 210, 211, 212, 213]. В работе [214] было проведено масштабное сравнение моделей ФДО [215, 33, 179, 216, 217, 218], обладающих разной геометрией и степенью детализации описания среды, для нескольких стандартных задач. В настоящее время модели ФДО детализированы настолько, что могут описывать трехмерные области [219] и ФДО с мелкомасштабной структурой, см. напр. [180]. Однако модели нестационарных ФДО по-прежнему используются лишь эпизодически ввиду больших затрат вычислительного времени.

# 2.1 MARION — химико-динамическая модель области Н II

Химико-динамическая модель нестационарных областей H II и фотодиссоциационных оболочек MARION, которая широко используется в диссертации, основана на коде, разработанном как расширение кода Zeus-2D [220]. Код MARION предназначен для моделирования ионизации молекулярного облака и последующего расширения области H II под действием давления газа. Предполагается, что звезда погружена в молекулярное облако с некоторым начальным распределением плотности газа (молекулярного или атомарного). В момент времени t = 0 звезда начинает ионизовать и нагревать окружающий газ. Размер области H II растет из-за разницы давления газа между горячим ионизованным и холодным молекулярным газом [194, 6]. Перед фронтом ионизации развивается фронт ударной волны, который распространяется в молекулярном облаке, предваряемый фронтами диссоциации H<sub>2</sub> и CO, см. [12, 46, 100]. Этот фронт ударной волны собирает молекулярный газ в плотную оболочку вокруг области H II. Более ранняя версия этой модели была представлена автором диссертации в работе [100].

Расширение Н II-области моделируется в одномерном приближении, с учетом теплового баланса газа и пыли, а также сопутствующих химических процессов. Химические процессы моделируются с использованием уравнений баланса:

$$\frac{dx_i^{\rm g}}{dt} = \sum_m \sum_j k_{mj} x_m^{\rm g} x_j^{\rm g} n_{\rm gas} - x_i^{\rm g} \sum_m k_{im} x_m^{\rm g} n_{\rm gas} - x_i^{\rm g} \sum_m k_{\rm photo,i} - k_{\rm acc,i} x_i^{\rm g} + k_{\rm des,i} x_i^{\rm d}, \quad (2.1)$$
$$\frac{dx_i^{\rm d}}{dt} = k_{\rm acc,i} x_i^{\rm g} - k_{\rm des,i} x_i^{\rm d}. \quad (2.2)$$

В этой системе ураавнений индексы g и d обозначают содержания химических компонентов в газовой фазе и на пыли, соответственно. Индекс *i* соответствует *i*-му компоненту, а по индексам *m* и *j* идет суммирование. Двухкомпонентным реакциям соответствуют первое и второе слагаемые, реакции аккреции на пыль и десорбции с пыли описываются третьим и четвертым слагаемыми, соответственно. Коэффициенты скоростей  $k_{mj}$  могут быть взяты из любой астрохимической базы данных реакций. Далее в диссертации указано какая именно база данных использовалась для конкретных задач и почему. В основном коэффициенты скоростей реакций брались из базы данных UMIST 95 [221].

Расчет скоростей фотореакций производился по-разному в зависимости от имеющихся данных. Для ряда химических компонентов модели (молекул, атомов, ионов) имеются измеренные сечения ионизации и диссоциации в зависимости от длины волны падающего излучения. Поэтому для таких компонентов коэффициенты скорости фотореакций вычислялись путем интегрирования сечений по полю излучения, которое вычисляется для каждой точки расчетной сетки:

$$k_{\rm photo,i} = \int \sigma_i(\lambda) J_(\lambda) d\lambda, \qquad (2.3)$$

где  $\sigma_i(\lambda)$  – сечение ионизации или диссоциации, а  $J_{\lambda}$  – это интенсивность падающего излучения ( $I_{\lambda}$ ), усредненная по телесному углу ( $\Omega$ ), с которого падает излучение:

$$J_{\lambda} = \frac{1}{4\pi} \int I_{\lambda} \mathrm{d}\Omega. \tag{2.4}$$

К химическим компонентам, для которых сечения известны, относятся, например, атомарный водород H, молекулярный водород H<sub>2</sub>, CO, OH, H<sub>2</sub>O, HCO<sup>+</sup>, Для всех остальных компонентов использовались предвычесленные зависимости коэффициента реакции от оптического поглощения  $A_V$ :

$$k_{\rm photo,i} = \alpha_i e^{-\gamma_i A_V}, \qquad (2.5)$$

где  $\alpha_i$  — скорость реакции на внутренней границе туманности, где поглощение равно нулю, а коэффициент  $\gamma_i$  позволяет вычислить скорость реакции для любого значения  $A_V$ . Значения  $\alpha_i$  и  $\gamma_i$  также были взяты из базы данных Лейденского университета.

Начальные обилия химических компонентов основаны на наборе для моделирования межзвездной среды из модели CLOUDY [225]. Для моделей ФДО RCW 120, S 235 A, S 235 C, S 255 и S 257 набор химических компонентов включает H, H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub>, CO, C, C<sup>+</sup>, O, O<sup>+</sup>, O<sup>++</sup>, S, S<sup>+</sup>, S<sup>++</sup>, Si, Si<sup>+</sup>, OH, H<sub>2</sub>O и He, поскольку в этих объектах основное внимание уделялось линиям излучения данных компонентов. Реакции на поверхностях пылинок не учитываются для экономии времени вычислений, хотя их учет в коде реализован.

Если в ранней версии модели MARION [100] уравнения для ионизации атомарного водорода и диссоциации молекулярного водорода решались отдельно от всех остальных «химических» уравнений, то теперь все уравнения решаются в одной системе с помощью пакета для решения жестких систем уравнений DVODE [226].

Все рассмотренные в MARION тепловые процессы перечислены в таблице 7. Учитывается излучение в линиях молекул  $H_2$ , CO,  $H_2O$  и OH, что необходимо для моделирования процессов нагрева и охлаждения в ФДО. Также учитывается охлаждение в линиях нейтральных и ионизованных O, S и Si, что важно для теплового баланса области H II. Населенности линий излучения расчитывались с помощью оценки оптической толщины линии и вероятности выхода фотона из расчетной ячейки (т.н. метод escape probability в англоязычной литературе).

Спектр центральной звезды, излучающей УФ-фотоны, берется из атласа спектров [230] и нормируется так, чтобы УФ-светимость звезд спектрального класса О совпадала с уточненными оценками из более поздней работы [231], а для звезд класса В — из работы [232].

По сравнению с версией модели из работы [100], в текущей версии добавлены уравнения для исследования динамики пыли. В уравнениях движения пылинки учитываются две основные силы, действующие на пылинку, — радиационное давление и аэродинамическое сопротивление. Сечения поглощения и рассеяния для графитовой и силикатной пыли рассчитаны по теории Ми, как и в предыдущей

 $<sup>^{1}</sup>$ https://home.strw.leidenuniv.nl/~ewine/photo/

Процесс	Ссылка
Нагрев	
Фотоионизация Н	[187]
Фотоионизация С	[227]
Фотоэлектрический нагрев	[227]
Образование Н <sub>2</sub>	[227]
Диссоциация H <sub>2</sub>	[227]
$\Phi$ отовозбужденние ${ m H}_2$	[227]
Космические лучи	[227]
Охлаждение	
Рекомбинация Н <sup>+</sup>	[187]
Излучение в линии Лайман $lpha$	[187]
Тормозное излучение водорода	[187]
$[\mathrm{OI}]\lambda = 63.2$ MKM	[228]
$[OI]\lambda = 6300.3\text{\AA}$	[187]
$[OII]\lambda = 3728.8 \text{\AA}$	[211]
$[CII]\lambda = 157.7$ мкм	[187]
$[SII]\lambda = 6730.8\text{\AA}$	[187]
$[\text{OIII}]\lambda = 5006.9\text{\AA}$	[187]
$[OIII]\lambda = 51.8$ мкм	[187]
$[\text{SIII}]\lambda = 9530.9\text{\AA}$	[187]
$[\text{SIII}]\lambda = 187.0 \text{ мкм}$	[187]
$[SiII]\lambda = 35.0$ мкм	[228]
Колебательно-вращательные переходы СО	[210]
Колебательно-вращательные переходы ${\rm H}_2$	[229]
Колебательно-вращательные переходы $\rm H_2O$	[210]
Колебательно-вращательные переходы ОН	[210]
Взаимодействие газа и пыли	[187]

Таблица 7: Процессы нагрева и охлаждения в модели

версии кода. Сечения поглощения ПАУ взяты из работы [233]. Заряд пылинки определяется балансом между аккрецией электронов и ионов на пылинку и фотоэлектрической эмиссией [187]. Для экономии времени вычислений заряд пылинки предварительно рассчитывается по сетке плотностей электронов, температур газа и расстояний до звезды (или поля излучения). В результате решения уравнений движения пылинок разных типов (задается распределение по составу и размеру) на выходе для каждой расчетной ячейки в каждый момент времени имеется скорости ансамбля пылинок, который движется относительно газа, сталкивается с его частицами и испытывает торможение вследствие столкновений [234]. В модели каждый вид пыли рассмотрен как отдельный компонент. Все частицы пыли определенного типа (размер, состав) в ячейке гидродинамической сетки имеют одинаковую скорость. Предполагается, что дрейф пылинок не влияет ни на температуру газа, ни на его динамику. Чтобы учесть поглощение пылью УФ-излучения, в гидродинамической и химической модели области Н II используется "обобщенная" пыль, которая рассматривалась в предыдущих вариантах кода [100]. Она имеет средний радиус 1.3 · 10<sup>-5</sup> см и равномерно перемешана с газом. В модели учитывается передача импульса от пылинок к газу путем включения соответствующей силы сопротивления в уравнение движения газа. Передача импульса от пыли к газу чувствительна к отношению пыли к газу fd. Для принятой модели пыли начальное отношение пыли к газу равно  $f_{\rm d}=f_{\rm d}^{\rm C}+f_{\rm d}^{\rm Si}=0.0024+0.0064$  и меняется в процессе расширения области Н II.

Весь диапазон размеров силикатных и графитовых пылинок делится на N бинов, чтобы во всем ансамбле пыли было 2N компонентов. Для данного исследования принято N = 24, так как меньшее количество бинов не обеспечивает выполнения соотношения между оптическим поглощением и лучевой концентрацией 2.7. Пределы размеров составляют от 4.2 Å до 0.9 мкм для графитовых пылинок и от 12 Å до 0.9 мкм для силикатных пылинок. Графитовые пылинки далее подразделяются на ПАУ (размер менее 50 Å) и собственно графит. Плотность вещества пылинок равна 2.24 г см<sup>-3</sup> для графитовых и 3.5 г см<sup>-3</sup> для силикатных пылинок. Количество пыли в каждом бине масштабируется в соответствии с моделью [235] с параметрами  $b_{\rm C} = 6 \cdot 10^{-5}$  и  $R_{\rm V} = 3.1$  в начале расширения области H II.

#### 2.2 Тестирование MARION

Ранняя версия кода MARION [100] была протестирована на стандартных гидродинамических задачах (например задача о распаде разрыва) и на классической задаче о расширении ионизованного газа согласно уравнению 2.6, полученного Спитцером [6]:

$$r_{\rm HII}/r_0 = \left(1 + \frac{7}{4} \frac{C_{\rm HII} t}{r_0}\right)^{\frac{4}{7}}.$$
 (2.6)

Тестирование показало удовлетворительные результаты. Однако тестирование химической части кода, а также модели нагрева и охлаждения при учете большого числа компонентов и реакций, затруднено из-за отсутствия аналитических решений.

Тестирование химической и тепловой части модели MARION проводилось на основе результатов семинара по сравнению моделей ФДО, проведенного в 2004 году [214]<sup>2</sup>. В отличие от существующих сегодня равновесных моделей ФДО, MARION является нестационарной моделью. Поэтому для целей тестирования была отключена динамическая часть MARION, моделирование проводилось в течение длительного времени до тех пор пока распределения обилий молекул и температуры газа и пыли не переставали меняться.

Модели тестировались для восьми наборов начальных условий, включающих фиксированную температуру газа и пыли (F1-F4), а также с переменными температурами, расчет которых происходит на основе решения уравнений теплового баланса. Были протестированы четыре модели F1-F4 (фиксированная температура газа и пыли) и четыре V1-V4 (переменная температура газа и пыли), которые различаются между собой значениями плотности газа и полем излучения, а именно, плотность газа  $n = 10^3$  см<sup>-3</sup>, интенсивность поля в единицах среднего межзвездного поля излучения  $\chi = 10$  для модели V1,  $n = 10^3$  см<sup>-3</sup>,  $\chi = 10^5$  для модели V2,  $n = 10^{5.5}$  см<sup>-3</sup>,  $\chi = 10$  для V3,  $n = 10^{5.5}$  см<sup>-3</sup>,  $\chi = 10^5$  для V4.

На рис. 9 показаны результаты сравнения расчетов MARION с моделями V1-V4, согласия в которых добиться сложнее всего. На рисунке результаты MARION показаны сплошной линией, а результаты моделей Meudon, HTBKW, KOSMA- $\tau$ , Leiden, Meijerink и Sternberg — пунктирными линиями. Все ссылки на коды и начальные условия для тестовых расчетов приведены в работе [214]. Рисунки показывают распределения концентраций H<sub>2</sub> и CO – основных молекул, содержащихся в ФДО, в зависимости от поглощения на длине волны 500 нм. Источник УФ-излучения находится слева. Видно, что между моделями существуют различия, обусловленные разным подходом к расчету скорости диссоциации молекулярного водорода (см. [214]), при этом результаты MARION находятся посреди значений, реализующихся в других моделях. Из-за различий в расчете теплового баланса реализуется разброс значений температуры газа и пыли для одних и тех же значений поглощения. Скорости фотодиссоциации H<sub>2</sub> и CO в MARION согласуются с облаком возможных значений, получаемых в других моделях. Обращает внимание превышение скорости диссоциации H<sub>2</sub> в модели V1, но оно реализуется только для значений поглощения < 0.1, что несущественно для ФДО.

 $<sup>^{2}</sup> https://lecture.ph1.uni-koeln.de/pdr-comparison/intro1.htm$ 



Рис. 9: Сравнение расчетов MARION с результатами других моделей ФДО. Сплошной линией показаны результаты MARION, пунктирными линиями — другие модели. Левая колонка: плотности H<sub>2</sub> и CO. Средняя колонка: температуры газа и пыли. Правая колонка: скорости фотодиссоциации H<sub>2</sub> и CO.

Как видно, согласие MARION с результатами других моделей ФДО удовлетворительное. После проверки модели ФДО код MARION был использован для исследования структуры фронтов диссоциации H<sub>2</sub> и CO в ФДО Барьер Ориона, описанного в следующем разделе.

### 2.3 Моделирование сливающихся фронтов диссоциации H<sub>2</sub> и CO в ФДО Барьер Ориона

Моделирование фронтов диссоциации Н2 и СО в ФДО Барьер Ориона было мотивировано получением изображений этого объекта с высоким пространственным разрешением в миллиметровом диапазоне на интерферометре ALMA, см. работу [182]. В этой работе показано отсутствие в Барьере Ориона заметного смещения между пиком колебательного излучения молекул H<sub>2</sub> и яркими областями на картах излучения в линиях  ${}^{13}CO(3-2)$  и HCO<sup>+</sup>(4–3). Расположение пиков излучения <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3) совпадает с областью наиболее яркого излучения молекул H<sub>2</sub>, которая появляется вблизи фронта диссоциации H<sub>2</sub>, см. также [236]. Расположение края области яркого излучения в линии <sup>13</sup>CO(3–2) предположительно совпадает с расположением фронта диссоциации СО. В работе [182] сообщается о неудачной попытке объяснить данные ALMA с помощью стационарной модели ФДО и высказывается предположение, что совпадение пиков излучения  $H_2$ , <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3), а также высокую интенсивность излучения HCO<sup>+</sup>(4−3) может объяснить нестационарная модель ФДО. Яркое излучение в линии  $HCO^+(4-3)$  требует плотности газа около  $10^6$  см<sup>-3</sup> (см. обсуждение критической плотности для НСО<sup>+</sup> в работах [183, 184]) и относительного содержания  $HCO^{+}$  больше, чем  $10^{-9}$ .

Цель этого раздела — проверить, действительно ли нестационарная астрохимическая модель может воспроизвести наблюдаемые особенности Барьера Ориона. Для согласованных химико-динамических расчетов использовался код MARION. Результаты расчетов передавались в модель переноса излучения RADEX [237] для расчета интенсивностей линий <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3) и их сравнения с результатами наблюдений ALMA из работы [182].

#### 2.3.1 Адаптация модели MARION для ФДО Барьер Ориона

Модель MARION была адаптирована для ФДО Барьер Ориона. Поскольку модель написана в сферически-симметричной геометрии, плоско-параллельная геометрия моделировалась при помощи принятия очень большого радиуса первой ячейки, которая представляет внутреннюю освещенную поверхность облака. Размер облака в картинной плоскости составляет 0.225 пк, и оно разделено на 1500 ячеек, так что пространственное разрешение численной сетки составляет около 30 а.е. Размер облака в картинной плоскости выбран больше наблюдаемого 0.1 пк, который был оценен в работе [238], чтобы обеспечить достаточное модельное время для развития ударной волны и достижения квазистационарного решения до выхода за пределы расчетной области.

Предполагается, что поле излучения генерируется массивными звездами из скопления Туманность Ориона. Поле излучения построено на основе параметров пяти самых массивных звезд из M42, см. работу [177]. Из полученного поля излучения были искусственно удалены фотоны с  $\lambda \leq 91.2$  нм для экономии вычислительного времени, т. е. моделировалась только ФДО, но не ионизованная область. Поле излучения M42 рассчитано для расстояния 0.22 парсека от звезд, что соответствует расстоянию в проекции 111" (по данным из работ [239] и [180]). Интенсивность поля излучения составляет  $\chi = 4.4 \cdot 10^4$  в единицах поля Дрейна [240] в диапазоне длин волн 91.2 <  $\lambda \leq 200$  нм. Это значение  $\chi$  согласуется с оценками для Барьера Ориона [13].

В качестве модели пыли использовалась модель WD16 [235] для отношения полного поглощения к селективному  $R_V = 5.5$ . Предполагается, что масса ПАУ составляет 4% от общей массы пыли. Поглощение в видимой области  $A_V$  линейно зависит от лучевой концентрации водорода  $N_{\rm HI+H_2}$ , как было найдено из наблюдений в работах [241, 242]:

$$N(\mathrm{HI} + \mathrm{H}_2) = 1.87 \cdot 10^{21} A_V. \tag{2.7}$$

При использовании принятой модели пыли это соотношение выполняется. Поскольку в коде MARION пыль может двигаться относительно газа, соотношение между  $A_V$  и  $N_{\rm HI+H_2}$  может изменяться с расстоянием и временем. Поэтому для расчета скоростей фотореакций использовалось не значение  $A_V$  как функция концентрации водорода, а значения  $\tau$ (5000 Å), при необходимости вычисляемые для текущего пространственного распределения пыли.

Параметры модельного облака и начальные химические содержания сведены в таблицу 8. Концентрация газа  $n_{\rm gas}$  на начальном этапе расчетов соответствует значению, оцененному в работе [182]. Изначально весь углерод и кислород в модели находятся в виде молекул СО и О<sub>2</sub>, а водород — в виде молекул H<sub>2</sub>. Используется набор обилий элементов 'H II' из модели CLOUDY [225]. Химические реакции на поверхности пыли, а также процессы аккреции и десорбции не рассматриваются для экономии вычислительного времени. Газофазная химическая сеть взята из работы [214], а именно файл *rate99\_edited\_incl\_crp.dat*. Сечения для большинства фотореакций взяты с веб-сайта обсерватории Лейдена [223]. Сетка химических реакций для модели ФДО Барьер Ориона основана на сетке UMIST99 [243]. Полный список химических компонентов в данном разделе расширенный и включает H,

Параметр	Величина
$\chi$ на поверхности	$4.4 \times 10^{4}$
$n_{ m gas}$	$5 \times 10^4  \mathrm{cm}^{-3}$
$T_{ m gas}$	$10\mathrm{K}$
модель пыли	WD16, $R_{\rm v} = 5.5$
$x(\mathrm{H}_2)$	0.5
$x(\mathrm{He})$	0.1
$x(\mathrm{CO})$	$3 \times 10^{-4}$
$x(O_2)$	$5 \times 10^{-5}$

Таблица 8: Начальные параметры модели для Барьера Ориона. Обилия компонентов *x* даны относительно числа ядер водорода.

 $H^+$ ,  $H_2$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ , O, O<sup>+</sup>, OH<sup>+</sup>, OH, O<sub>2</sub>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>O<sup>+</sup>, H<sub>3</sub>O<sup>+</sup>, C, C<sup>+</sup>, CH, CH<sup>+</sup>, CH<sub>2</sub>, CH<sub>2</sub><sup>+</sup>, CH<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub><sup>+</sup>, CH<sub>4</sub>, CH<sub>4</sub><sup>+</sup>, CH<sub>5</sub><sup>+</sup>, CO, CO<sup>+</sup>, HCO<sup>+</sup>, He, He<sup>+</sup>, e<sup>-</sup>.

Скорость ионизации космическими лучами  $\zeta$  принята равной  $5 \cdot 10^{-17} \,\mathrm{cek}^{-1}$ , но были проверены и более высокие значения скорости ионизации до  $5 \cdot 10^{-16} \,\mathrm{cek}^{-1}$ .

Для вычисления интенсивностей в линиях <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3) на каждом временном шаге и в каждой вычислительной ячейке использовалась модель переноса излучения RADEX [237], которая находится в открытом доступе<sup>3</sup>. В RADEX используется приближенный не-ЛТР подход, основанный на расчете вероятности выхода фотона из расчетной ячейки. Основные параметры расчета с RADEX следующие. Температура фонового излучения T<sub>bg</sub> составляет 2.73 К в каждой вычислительной ячейке. Ширина линии для расчета интегральной интенсивности НСО+(4-3) равна 2 км с<sup>-1</sup> в соответствии с результатами [182]. В расчетах использовалась база данных столкновительных коэффициентов и переходов молекул LAMDA [244], учитывались столкновения СО и НСО<sup>+</sup> с молекулами H<sub>2</sub>. В расчеты с RADEX также были включены столкновения СО с атомарным водородом [245]. Для преобразования расстояний в угловые смещения и получения синтетической наблюдательной картины было использовано расстояние до Барьера Ориона в 414 пк [246], а протяженность Барьера Ориона вдоль луча зрения — 0.12 пк [247]. После моделирования была проведена свертка модельных распределений излучения в линиях <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3) с диаграммой направленности ALMA, равной 1" на частоте 350 ГГц.

#### 2.3.2 Фронты диссоциации в стационарной модели

Чтобы сравнить результаты расчетов MARION со стационарной моделью из работы [14], в MARION был отключен динамический блок кода. Далее проводил-

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>https://var.sron.nl/radex/radex.php



Рис. 10: Результаты стационарного расчета для Барьера Ориона. Горизонтальная ось показывает расстояние в угловых секундах от внутренней границы расчетной области, *r*. Источник УФ-фотонов находится за левой границей графика. Красной и зеленой штриховыми линиями показаны расчетные положения фронтов диссоциации СО и H<sub>2</sub>, соответственно.

ся расчет с MARION в течение 1.4 млн лет модельного времени, чтобы обеспечить стационарные условия (на самом деле они установились гораздо раньше). Результаты расчета показаны на рис. 10. Значение *r* на рис. 10, 11, 13 и 14 представляет собой расстояние от внутренней границы расчетной области в угловых секундах. Источник ионизации и внутренняя граница области находятся на рисунке слева. В используемом варианте модели MARION положение фронта ионизации не моделируется, поэтому оценить взаимное расположение фронтов ионизации водорода и диссоциации молекул H<sub>2</sub> невозможно. Здесь и далее в Главе 2 фронт диссоциации определяется как место, где обилие H<sub>2</sub> или CO падает в два раза по сравнению с начальным значением, указанным в таблице 8.

На рис. 10 фронт диссоциации H<sub>2</sub> расположен прямо у границы расчетной области, тогда как фронт диссоциации CO смещен глубже в облако. Расстояние между фронтами диссоциации H<sub>2</sub> и CO составляет около 12". Этот результат согласуется с предыдущими равновесными расчетами из работ [14] и [248]. Расположение фронта диссоциации CO отмечает переход C<sup>+</sup>/C/CO. Таким образом, переходы H/H<sub>2</sub> и C<sup>+</sup>/C/CO на расстояниях, соответствующих стационарной модели, были бы определенно разрешены при наблюдениях на ALMA с пространственным разрешением 1".

Правая панель рис. 10 показывает результаты расчета, полученного с помощью RADEX. В работе [182] сказано, что максимальное значение интенсивности линии <sup>13</sup>CO(3–2) является мерой температуры газа в молекулярных облаках из-за значительной оптической толщины этой линии. График температуры газа на правой панели рис. 10 показывает, что везде за фронтом диссоциации CO она очень близка к интенсивности <sup>13</sup>CO(3–2) (в пределах 5 К). Максимальная интенсивность излучения в линии <sup>13</sup>CO(3–2) в 2.5 раза меньше, чем значение, полученное [182], а интегральная интенсивность  $HCO^+(4-3)$  примерно в 40 раз меньше, чем значение, найденное в Барьере Ориона. Таким образом, стационарная модель не воспроизводит ни слияния максимумов излучения линиях молекул H<sub>2</sub>, <sup>13</sup>CO(3–2) и  $HCO^+(4-3)$ , наблюдаемое на ALMA, ни наблюдаемых интенсивностей линий.

#### 2.3.3 Фронты диссоциации в нестационарной модели

В этом разделе представлены результаты расчетов с нестационарной моделью  $\Phi$ ДО для облака, которое изначально является полностью молекулярным (см. таблицу 8), а затем начинает облучается сильным УФ-полем. Излучение нагревает газ, что приводит к распространению волны сжатия в облаке. В то же время давление излучения выталкивает пылинки из  $\Phi$ ДО в облако, перенос импульса от пыли к газу существенно влияет на газовую динамику. УФ-фотоны диссоциируют молекулы, фронты диссоциации H<sub>2</sub> и CO также движутся через облако. Через примерно 13 тыс. лет фронт диссоциации H<sub>2</sub> пересекает внешнюю границу расчетной области, после чего расчет прекращается. На рис. 11 показаны физические и химические свойства, а также излучение молекул в модельном облаке для трех определенных моментов времени, которые соответствуют 2.3, 5.0 и 8.3 тыс. лет с начала расчета и далее называются ранним, промежуточным и поздним моментами времени. Им соответствуют три варианта взаимного расположения фронтов диссоциации H<sub>2</sub> и CO, взаимного расположения пиков эмиссии <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3), а также ихи итенсивностей.

В начальный момент времени распределение плотности газа в рассматриваемой области еще почти однородно, но на освещенной части облака начинает появляться область возрастающей плотности. Именно там находится фронт диссоциации  $H_2$ . Фронт диссоциации СО первоначально располагается несколько глубже в облаке; расстояние между фронтами диссоциации  $H_2$  и СО составляет  $\approx 18''$ . Переход от Н к  $H_2$  происходит ближе к границе облака из-за эффективного самоэкранирования молекул  $H_2$  от фотодиссоциации. Хотя часть излучения, способного диссоциировать молекулы СО, поглощается пылью и молекулами  $H_2$ , фотоны, диссоциирующие СО, могут проникать глубже в облако с почти плоским распределением плотности. Вот почему фронт диссоциации СО формируется намного дальше от источника ионизации, чем фронт диссоциации  $H_2$ , см. [212].

По мере эволюции структуры переходной области между облаком и ФДО, излучение в линиях HCO<sup>+</sup>(4–3) в направлении фронта диссоциации H<sub>2</sub> усиливается, как показано в среднем ряду рис. 11. Максимум излучения HCO<sup>+</sup>(4–3) почти совпадает с областью, где увеличивается плотность газа, плотность продолжает расти перед фронтом диссоциации H<sub>2</sub>. Расстояние между фронтами диссоциации



Рис. 11: Результаты расчетов для раннего (t = 2.3 тыс. лет, верхний ряд), промежуточного (t = 5.0 тыс. лет, средний ряд) и позднего (t = 8.3 тыс. лет, нижний ряд) моментов времени. Горизонтальная ось показывает расстояние r от начала вычислительной области в секундах дуги. Предполагается, что источник УФ-фотонов расположен слева от расчетной области. Левый столбец: модельные пространственные распределения  $T_{\rm gas}$  и  $n_{\rm gas}$ . Заштрихованные прямоугольники на левой нижней панели (поздний момент времени) показывают значения  $T_{\rm gas}$  и  $n_{\rm gas}$ , полученные в работе [182], с интервалами ошибок. Средний столбец: пространственное распределение относительных обилий  $H_2$ , СО и НСО<sup>+</sup>. Правый столбец: максимум интенсивности линий излучения <sup>13</sup>СО(3–2) и интегральная интенсивность линии излучения НСО<sup>+</sup>(4–3). Заштрихованные прямоугольники с интервалами ошибок показывают наблюдательные значения, полученные в работе [182]. Красная и зеленая штриховые линии показывают расположение фронтов диссоциации СО и  $H_2$  в модели, соответственно.



Рис. 12: Местоположение фронтов диссоциации H<sub>2</sub> и CO во времени (время в тысячах лет).

H<sub>2</sub> и CO составляет около 11″, что все еще больше, чем разрешение ALMA на частоте 350 ГГц. Максимальная интегральная интенсивность HCO<sup>+</sup>(4–3) составляет ≈ 35 К км с<sup>-1</sup>, что согласуется со значением, наблюдаемым в Барьере Ориона в пределах фактора 2. Пик излучения <sup>13</sup>CO(3–2) наблюдается в направлении фронта диссоциации CO в газе, который нагревается излучением, но остается невозмущенным ударной волной. Существует также вторичный максимум излучения в линии <sup>13</sup>CO(3–2) при r = 17″, который почти совпадает с увеличением плотности газа и максимумом излучения в линии HCO<sup>+</sup>(4–3). Позже этот вторичный максимум излучения в линии <sup>13</sup>CO(3–2) сольется с основным.

Примерно через 7–8 тыс. лет модельной эволюции (поздний момент времени) структура переходной области окончательно сформировалась. Расчеты показывают, что главная особенность переходной области состоит в том, что фронты диссоциации H<sub>2</sub> и CO почти слились друг с другом (см. нижние панели на рис. 11 и рис. 12). Расстояние между фронтами составляет всего 1.0–1.5". С этого момента слившиеся переходы H/H<sub>2</sub> и C<sup>+</sup>/C/CO движутся вместе в сторону от источника УФ-излучения.

Расстояние между пиками излучения HCO<sup>+</sup>(4–3) и <sup>13</sup>CO(3–2) для позднего момента времени также составляет около 1". Это значение близко к разрешению ALMA на частоте 350 ГГц и согласуется с наблюдениями. Рост  $n_{\rm gas}$  в этот момент превышает порядок величины по сравнению с начальным распределением плотности. Значения плотности и температуры в сжатом слое согласуются с оценками, полученными в работе [182] (на рис. 11 эти оценки показаны заштрихованными прямоугольниками). Аналогичные плотность и температура газа в ФДО были получены в работе [249] после анализа РРЛ углерода и ИК-излучения в линиях [С II] и [O I]:  $n_{\rm gas} = (1.3\pm0.4)\cdot10^5$  см<sup>-3</sup>,  $T_{\rm gas} = 215\pm32$  К. Максимальная интенсивность в линии <sup>13</sup>CO (1–0) и максимальная интегральная интенсивность в линии HCO<sup>+</sup>(4– 3) согласуются с соответствующими наблюдаемыми значениями, усредненными по фронту в Барьере Ориона.

Модельная максимальная интенсивность в линии  ${}^{13}$ CO(3–2) на всем рассматриваемом временном интервале отличается от наблюдаемого значения в пределах фактора 2-3. Это объясняется тем, что интенсивность максимума оптическитолстого перехода близка к температуре газа в молекулярной области, а эта температура слабо меняется на фронте диссоциации СО и за его пределами. Тот же результат получен и в стационарном режиме. Таким образом, излучение  ${}^{13}$ CO(3– 2) действительно является надежной мерой температуры газа в Барьере Ориона, как и предполагалось в работе [182].

Ситуация с пиком излучения НСО<sup>+</sup>(4–3) более сложная. В промежуточный и поздний моменты времени он почти совпадает с пиком концентрации газа. Это согласуется с предположением о соответствии пика излучения в линии HCO<sup>+</sup>(4–3) максимуму плотности газа, высказанным в работе [182]. Интегральная интенсивность в линии  $HCO^+(4-3)$  растет на ранних и промежуточных временах, достигая значения около 100 К в поздний момент времени, а затем уменьшается до около 30 К. Наблюдается значительный разброс модельной интенсивности линии  $HCO^{+}(4-3)$ , поскольку она очень чувствительна к условиям возбуждения в окружающей среде В нижней строке рис. 11 видно, что пик излучения НСО<sup>+</sup>(4-3) расположен на освещенной стороне фронта диссоциации СО. Очевидно, молекулы НСО<sup>+</sup> связывают некоторые атомы углерода, освобожденные после фотодиссоциации СО. Пик плотности расположен в области непосредственно рядом с фронтом диссоциации CO, где обилие HCO<sup>+</sup> резко уменьшается с расстоянием. Даже незначительные вариации обилия НСО<sup>+</sup> и плотности газа могут вызвать большой разброс яркостей излучения в линиях этой молекулы. Сокращенная сетка химических реакций, использованная в этой работе, применима в основном для воспроизведения расположения фронтов диссоциации CO и H<sub>2</sub> в равновесных расчетах [214], но, по-видимому, достаточно хороша для воспроизведения обилия НСО<sup>+</sup>.

На рис. 13 показаны лучевые концентрации углеродосодержащих соединений после слияния фронтов. Обилия различных соединений растут со временем, наиболее обильны  $CH_2$ , CH,  $CH_3^+$  и  $CH^+$ . На рис. 13 сравниваются результаты расчетов с MARION и наблюдаемые обилия в Барьере Ориона из работ [250, 251], полученных по наблюдениям на телескопе Herschel. Пространственное разрешение данных Herschel хуже, чем у рассматриваемых здесь данных ALMA. Так, данные Herschel усреднены по гораздо большей площади, чем диапазон горизонтальной оси на рис. 13. Видно, что обилия атомарного углерода,  $C^+$ ,  $CH^+$ ,  $HCO^+$  воспроизводятся в пределах порядка величины, по крайней мере, между фронтами диссоциации  $H_2$  и CO. Также воспроизводится обилие CH, которое имеет гораздо меньший



Рис. 13: Лучевые концентрации углеродосодержащих соединений для позднего момента времени.

диапазон неопределенности (около четверти величины), чем другие упомянутые молекулы, по крайней мере, в районе фронта диссоциации CO.

Моделирование показывает, что отношение относительных обилий атомарного углерода к молекуле СО в ФДО находится в общем согласии со значениями 0.05-0.1, полученными в работе [252]. Отношение возрастает от 0.01 на фронте диссоциации H<sub>2</sub> до 0.1 на фронте диссоциации СО. Обилие молекул CO<sup>+</sup> между фронтами диссоциации H<sub>2</sub> и CO согласуется с данными [253, 254].

Используемая химическая сетка не содержит молекул углеводородов с более чем одним атомом углерода, а также соединений, содержащих азот. Такое ограничение не позволяет высвободить атомы углерода из химических цепочек, что приводит к усиленному образованию СО, НСО<sup>+</sup> и СН<sub>4</sub>. Возможно, поэтому в модели получаются высокие содержания СН<sub>2</sub> и СН<sub>3</sub><sup>+</sup> — промежуточных звеньев химической цепочки реакций образования СН<sub>4</sub>. Для моделирования детальной химии ФДО необходима более богатая химическая сетка, что выходит за рамки этого исследования.

Моделирование ясно показывает, что в нестационарной ФДО фронты диссоциации H<sub>2</sub> и CO быстро сливаются и впоследствии движутся вместе. Со временем образуется тонкий слой сжатого газа шириной не более 0.01 пк, а толщина самой плотной области составляет около 0.005 пк. Радиальные профили излучения в линиях <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3) выглядят как острые пики. Их ширина и соответствующие интенсивности похожи на те, что наблюдаются в Барьере Ориона. Наблюдаемое яркое излучение в линии HCO<sup>+</sup>(4–3) совпадает с результатом моделирования только после того, как фронты диссоциации сливаются и далее распространяются вместе в окружающем молекулярном газе.

Чтобы выяснить важность динамики, был проведен дополнительный тест. В качестве начальных условий для стационарных расчетов была взята физическая структура (распределение плотности газа и пыли) для позднего момента времени. Тепловая структура для распределений газа и пыли рассчитывалась из условия равновесия по давлению. Было обнаружено, что при таких условиях в газе не возникает яркого излучения в линии  $HCO^+(4-3)$  из-за низкого значения температуры  $T_{gas}$  в области с высокой плотностью  $n_{gas}$ .

Модельное время в проведенных расчетах не может быть интерпретировано как "возраст" Барьера Ориона. Туманность Ориона представляет собой область Н II типа блистера, поэтому одномерная модель MARION не может быть применена к этому объекту как к целому. Результаты моделирования скорее следует интерпретировать как "стационарную динамическую ситуацию", которая может быть реализована только при учете действия давления на молекулярный газ.

Этот результат согласуется с выводами, которые были сделаны в некоторых предыдущих исследованиях. Например, в работе [255] представлена гидродинамическая модель расширяющейся области Н II, включающая диссоциацию H<sub>2</sub> и CO. В этой работе показано, что фронты диссоциации H<sub>2</sub> и CO сближаются в процессе расширения и почти сливаются через 400 тыс. лет после начала расширения для физических условий, относящихся к области Н II Sh2-104. Следует также упомянуть исследование [209], где был использован аналитический подход, чтобы показать, как в неравновесных расчетах переходный слой C<sup>+</sup>/CO становится ближе к фронту диссоциации H<sub>2</sub> по сравнению с равновесной моделью.

Исследования ФДО обычно предсказывают, что переход H I/H<sub>2</sub> происходит при  $A_V \approx 2^m$ , а переход C<sup>+</sup>/C/CO — при  $A_V \approx 4^m$ , см. [12, 248]. Полученные в диссертации результаты в целом согласуются с этой картиной, как видно на левой панели рис. 14, где  $A_V = \tau_V / 1.086$ , а  $\tau_V$  вычислено для текущего распределения пыли. На диаграмме показано расположение фронтов диссоциации  $H_2$  и CO в терминах  $A_V$ . Видно, что после установления стационарной динамической ситуации на временном масштабе около 7-8 тыс. лет, что значительно меньше типичного возраста расширяющейся Н II-области вокруг звезды О-типа (напр. см. [6]), фронты медленно перемещаются от  $A_V = 3^m$  и  $4^m$  для  $H_2$  и CO, соответственно, до  $A_V = 4^m$ для H<sub>2</sub> и 5.5<sup>m</sup> для CO. Сближение фронтов обусловлено непрерывным ростом плотности. Из-за резкого увеличения плотности n<sub>gas</sub> область перехода от освещенной среды к затененной становится довольно узкой, и все основные химические превращения происходят в ограниченном диапазоне расстояний. Этот результат, естественно, отсутствует в стационарных моделях, предполагающих непрерывное распределение плотности в ФДО. Можно было бы утверждать, что почти совпадающие фронты диссоциации могут быть естественным образом воспроизведены моделью с неоднородным распределением плотности, но постоянным давлением, т. е. при отсутствии динамики. Однако тесты, проведенные выше, показывают, что в этом случае невозможно воспроизвести яркое излучение в линии HCO<sup>+</sup>(4–3).

В работе [256] предполагается существование в Барьере Ориона эмиссионных слоев толщиной  $\approx 10^{-3}$  пк, тепловое давление в которых достигает  $\approx 10^8$  К см<sup>-3</sup>. Последующие наблюдения с JWST показали, что это действительно так [186]. Проведенные расчеты физических условий в слое сжатого газа для позднего момента времени, представленные на рис. 11, согласуются с результатами из работ [256, 186]. Ориентация Барьера Ориона не позволяет проверить кинематику газа, хотя исследования такого рода могли бы дать прямой ответ о динамической модели, подходящей для этого объекта.

Интересно соотнести полученные результаты с теми, что были представлены в работах, написанных до ввода в строй интерферометра ALMA. Авторы работ [239, 257] изучили наблюдения Барьера Ориона, представленные в работах [14] и [248], где пики излучения в линиях H<sub>2</sub> и линии CO(1–0) оказываются разделенными угловым расстоянием около 10". Эти наблюдения были проведены на одиночном телескопе, наблюдался несколько другой регион в Барьере Ориона, и угловое разрешение не позволяло определить точное положение пиков излучения молекул. Авторы [239, 257] смогли воспроизвести как расположение, так и интенсивность пиков эмиссии для линий [S II], H $\alpha$ , H<sub>2</sub> и CO(1–0), используя стационарную модель с усиленным магнитным полем и скоростью ионизации космическими лучами  $\zeta$ , однако, чтобы воспроизвести наблюдаемые интенсивности CO и H<sub>2</sub>, значение  $\zeta$  пришлось увеличить почти на четыре порядка.

Наблюдения с ALMA и проведенное моделирование рисуют иную картину, в которой пики излучения H<sub>2</sub>, <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3) почти совпадают, для чего не пришлось увеличивать в модели величину  $\zeta$  выше стандартного значения для межзвездной среды. Более того, повышение скорости ионизации всего на один порядок величины может привести к серьезным химическим последствиям. В диссертации были протестированы модели с более высокими значениями до  $\zeta = 5 \times 10^{-16}$  сек<sup>-1</sup>, учитывая результаты [258, 259, 260]. Максимальные значения интенсивности излучения <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3) в ФДО остаются такими же, как в базовой модели. Отличием, значимым для настоящего исследования, является высокое обилие HCO<sup>+</sup> в невозмущенной молекулярной области, где обилие определяется реакциями с ионом H<sub>3</sub><sup>+</sup>. Наблюдения же с ALMA показали, что высокое обилие HCO<sup>+</sup> наблюдается лишь в возмущенной области.

Таким образом, сравнивая MARION и модель из работ [239, 257], мы видим, что последняя успешно описывает пространственно разрешенные наблюдения в оптике и инфракрасном диапазоне, но только моделирование с MARION позволяет воспроизвести пространственно разрешенные наблюдения в миллиметровом



Рис. 14: Слева: местоположение фронтов диссоциации  $H_2$  и CO со временем и зависимость от  $A_V$ . Справа: связь между величиной  $N_{\rm HI+H_2}$  и величиной  $A_V$  для тех же самых моментов времени (2.3, 5.0 и 8.3 тыс. лет), которые были показаны на рис. 11.

диапазоне длин волн.

На рис. 14 (слева) видно, что значение  $A_V$ , соответствующее положению фронта диссоциации СО, падает на одну величину для позднего момента времени, когда фронты диссоциации H<sub>2</sub> и CO сливаются на границе ФДО. Это падение связано с тем, что в модели пыль не вморожена в газ, а может двигаться относительно него. На правой панели рис. 14 показано, как меняется связь между  $N_{\rm HI+H_2}$  и  $A_V$  в ФДО и молекулярном облаке. Из-за движения пыли в газе и переменного отношения массы пыли к массе газа получаются различные соотношения между  $N_{\rm HI+H_2}$  и  $A_V$ в разных ячейках расчетной области. Внутри молекулярного облака это соотношение такое же, как и в начальный момент времени. Внутри ФДО пыль выметается давлением излучения. Важно отметить, что в ранние и промежуточные моменты времени фронт диссоциации СО располагается дальше в облаке, далеко впереди беспылевой области, а в поздний момент времени и позже него фронт диссоциации СО располагается внутри беспылевой области. Именно поэтому в области фронта диссоциации СО меняется соотношение между  $N_{\rm HI+H_2}$  и  $A_V$ . В отсутствие обильной пыли экранирование СО от фотодиссоциации обеспечивается в основном молекулами H<sub>2</sub>. Таким образом, в беспылевой области ФДО выживание СО напрямую связано с выживанием H<sub>2</sub>. Этот эффект еще больше сужает разрыв между двумя фронтами диссоциации. Повышенное значение  $N_{\rm HI+H_2}/A_V$ , обнаруженное в настоящем исследовании, согласуется с наблюдательными результатами из работ [261, 262, 263] для Вуали Ориона, которая физически связана со звездами Трапеции и Туманностью Ориона.

В работе [238] сообщается о снижении непрозрачности пыли в Барьере Ори-

она. В частности, было обнаружено четырех- и пятикратное уменьшение ИК и УФ-непрозрачностей пыли, соответственно, в ионизованном газе по сравнению со значением для диффузного межзвездного газа. Пятикратное уменьшение ИКнепрозрачности пыли обнаружено в направлении самой ФДО. Эти результаты подтверждают результаты моделирования о повышенном отношении  $N_{\rm HI+H_2}$  к  $A_V$ в Барьере Ориона. В работе [238] сообщается о росте оптической толщины пыли на длине волны 19.7 мкм с 0.025 в ионизованном газе до 0.2 в ФДО. Эти значения также согласуются с изменением  $\tau_{19 \ \mu m}$  между фронтами диссоциации H<sub>2</sub> и CO, полученным с помощью модели MARION.

#### 2.3.4 Распределение пылинок разных размеров в Барьере Ориона

Представленные расчеты для позднего момента времени были успешно использованы для моделирования излучения пыли и ПАУ в Барьере Ориона на основе совокупности данных наблюдений телескопов ISO, Spitzer и SOFIA. В частности, было показано, что ансамбль полициклических ароматических углеводородов состоит преимущественно из крупных частиц, в которых число атомов углерода превышает 80. Мелкие полициклические ароматические углеводороды в основном дегидрогинезированные. Дефицит полициклических ароматических углеводородов связан с их фоторазрушением под действием мощного УФ-поля излучения.

#### 2.4 Резюме Главы 2

В этой главе представлена разработанная численная модель нестационарных областей Н II и ФДО, позволяющая моделировать динамику газа и пыли, а также их химическую трансформацию под действием УФ-излучения горячих звезд. Модель воспроизводит распространение фронтов ионизации, диссоциации, ударной волны и химические процессы в межзвездной среде вблизи массивных звезд, позволяет моделировать содержание различных химических компонентов как в газовой фазе, так и на поверхности пылинок. Раздельное моделирование движений газа и пыли позволяет исследовать среду с дефицитом пыли в области фронтов диссоциации молекул. Стационарная версия модели была протестирована на стандартных задачах из физики и химии ФДО, получено удовлетворительное согласие с результатами других моделей, описанных в литературе.

В главе показано, что за наблюдательный облик Барьера Ориона на картах <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3) на частоте 350 ГГц, полученных интерферометром ALMA, ответственны динамические эффекты в ФДО, которая облучается мощным УФ-излучением, а именно формирование сжатого слоя на границе ФДО и дрейф пыли

под действием давления излучения. На границе между нагретой ФДО и холодным молекулярным облаком возникает слой повышенной плотности, который перемепается вглубь облака. Поскольку взаимное расположение переходных областей  $HI/H_2$  и C<sup>+</sup>/C/CO зависит от экстинкции  $A_V$ , значение которой растет на коротких расстояниях внутри сжатого слоя, области приближаются друг к другу, так что их угловое разделение слишком мало для разрешения даже с помощью наблюдений ALMA. Другим важным фактором, ускоряющим формирование наблюдаемой конфигурации, является выметание пыли из ФДО давлением излучения массивных звезд. Возникающая при этом химическая и тепловая структура приводит к совпадению расположения максимумов излучения  $H_2$ , <sup>13</sup>CO(3–2) и HCO<sup>+</sup>(4–3). Наконец, высокая плотность газа и высокое относительное обилие HCO<sup>+</sup> вызывают яркое излучение в линии HCO<sup>+</sup>(4–3), которое появляется на освещенной стороне фронта диссоциации CO. Эти наблюдаемые особенности не воспроизводятся стационарной моделью и естественным образом появляются в динамической модели ФДО.

#### Результаты Главы 2 представлены в работах:

- Павлюченков Я. Н., Кирсанова М. С., Вибе Д. З. Инфракрасное излучение и разрушение пыли в зонах Н II // Астрономический журнал — 2013. том. 90. — № 8. — стр. 625-638
- Akimkin V. V., Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Y. N., Wiebe D. S. Dust dynamics and evolution in expanding HII regions. I. Radiative drift of neutral and charged grains // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society – 2015.— Vol. 449.— P. 440-450
- Akimkin V. V., Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Y. N., Wiebe D. S. Dust dynamics and evolution in HII regions. II. Effects of dynamical coupling between dust and gas // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2017.-Vol. 469.- P. 630-638
- Kirsanova M. S., Wiebe D. S. Merged H/H<sub>2</sub> and C<sup>+</sup>/C/CO transitions in the Orion Bar // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2019. Vol. 486. - P.2525-2534
- Murga M. S., Kirsanova M. S., Wiebe D. S., Boley P. A. Orion Bar as a window to the evolution of PAHs // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2022.- Vol. 509. - P. 800-817

## Глава 3

# Трехмерная структура областей Н II по оптическим наблюдательным данным

## 3.1 Подходы к исследованию трехмерной структуры областей звездообразования

Области H II — одно из наиболее наглядных проявлений влияния молодых массивных звезд на родительский газ молекулярных облаков, из которого эти звезды когда-то сформировались. С конца 70-х годов XX века, с развитием наблюдательной техники и после проведения первых обзоров обширных участков неба в линии Hα, стало ясно, что области H II не являются сферически-симметричными, как первоначально рассматривалось в теоретических работах, см. напр. работы [6, 11, 46, 206]. Были найдены структуры типа блистера, биполярные и иррегулярные области ионизации. Позднее они были промоделированы многими авторами, напр. работы [198, 197, 192, 204, 264, 265, 266].

Сегодня трехмерная структура областей звездообразования и окружающего вещества изучается в основном по двумерным картам излучения пыли или излучения в линиях молекул. В последнем случае за третью координату принимается лучевая скорость ионизованного, атомарного или молекулярного газа (см. напр. работы [267, 40, 268, 269], а также анализ кинематической структуры области S 235 по ИК и радиолиниям в Главе 4).

Для некоторых сравнительно близких областей звездообразования становится возможным строить трехмерные карты распределения вещества при наличии информации о расстояниях до звезд и величине поглощения до них. Таким образом, например, в работе [270] была исследована трехмерная структура ближайших окрестностей Солнца, где расстояния и поглощение до звезд определялись по обзорам Gaia, 2MASS, PANSTARRS, и ALLWISE. Далее в работе [271] эти результаты были дополнены картами излучения молекул CO. Было обнаружено, что молекулярные облака областей звездообразования в Тельце и Персее образуют расширяющуюся оболочку диаметром около 150 пк. В последующей работе [272] тот же подход был использован для более широких окрестностей Солнца до 600 пк. Был исследован комплекс звездообразования в Орионе с выделением оболочек, связанных с отдельными облаками Орион A и Орион B. В работе [273] это исследование было дополнено данными по кинематике звезд Gaia DR2 с восстановлением не только структуры, но и истории звездообразования в молекулярных облаках Ориона. Было показано, что облака Орион A, Орион B и облако вблизи звезды  $\lambda$  Ориона принадлежат расширяющейся газо-пылевой оболочке вокруг звездного скопления OBP-B1, которое, по-видимому, привело к разрушению молекулярного облака и образованию знаменитой Петли Барнарда.

Описанный выше анализ, основанный на расстояниях до звезд и оценках поглощения, применяется не только для областей звездообразования. Например, в работе [274] исследуются отражательные туманности IC 59 и IC 63, облучаемые звездой  $\gamma$  Cas. Авторы установили, что IC 59 расположена ближе к наблюдателю, чем звезда, а IC 63, напротив, дальше. Оценки расстояний, в свою очередь, позволили этим авторам ограничить УФ-поле излучения, в котором находятся туманности, что важно для построения моделей областей фотодиссоциации.

Таким образом, многоволновые исследования межзвездной среды и звездного населения позволяют восстановить трехмерное распределение газо-пылевого вещества. Ниже представлено развитие многоволнового подхода для анализа трехмерной структуры ионизованных туманностей вблизи молодых массивных звезд.

#### 3.2 Наблюдения в оптическом диапазоне

#### 3.2.1 Фотометрия

Изображения S 235 в линиях излучения H $\alpha$ , H $\beta$ , [S II] и [N II] были проведены на телескопе Zeiss-1000 в CAO PAH с прибором Mapper of Narrow Galaxy Lines (MaNGaL). MaNGaL — это фотометр с перестраиваемым фильтром, разработанный в CAO PAH, основанный на пьезоэлектрическом сканирующем интерферометре Фабри-Перо (ИФП) с низким интерференционным порядком ( $n \approx 20$ в линии H $\alpha$ ). Детально прибор описан в работе Моисеева и др. [275]. Ширина инструментального профиля в используемом спектральном диапазоне составила FWHM = 14 ± 1 Å, а максимум пропускания был точно настроен на нужную длину волны (неопределенность центральной длины волны < 0.5 Å) в центре поля зрения. В ходе наблюдений максимум пропускания изменяется в диапазоне, меньшем, чем ширина фильтра ±0.5FWHM во всем поле зрения. В результате вариации пропускания ИФП линий излучения межзвездного газа в S 235 не должны быть значительными, поскольку вариации скорости в объекте менее 100 км с<sup>-1</sup>.

S 235 наблюдалась дважды — в январе и сентябре 2018 года. ПЗС-камеры обеспечили поле зрения 8.7' и пространственное разрешение 0.51''/рх. В январе в режиме сканирования были получены изображения в линиях Н $\alpha$ , [S II] и [N II], а также изображения в континууме. В сентябре наблюдалась только линия излучения Н $\beta$ , причем MaNGaL работал как стандартный фотометр без ИФП. Изображения экспонировались в среднеполосных фильтрах с FWHM ~ 100 Å, центрированных на эмиссионную линию Н $\beta$  (фильтр ≈4880 Å) и континуум вблизи (≈5150 Å). Журнал наблюдений приведен в табл. 9.

Обработка данных проводилась с помощью программного пакета, разработанного в САО РАН<sup>1</sup>, детали приведены в работе Моисеева [276]. Континуум удалялся из изображений в линиях путем нормализации континуума при минимизации остатков потока в звездах. Ошибки измерений оценивались на основе статистики фотонов в изображениях линий и континуума. Типичное значение среднеквадратичного отклонения составило  $(3 - 6) \cdot 10^{-17}$  эрг см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup> угл. сек<sup>-2</sup>. Качество вычитания континуума в одиночных изображениях, полученных в режиме ИФП, было значительно лучше, чем в прямых изображениях с фильтром в Н $\beta$ , потому что континуум наблюдался на очень близких длинах волн и с гораздо меньшей шириной фильтра.

Для калибровки изображений по абсолютной шкале интенсивности, каждую ночь проводились наблюдения спектрофотометрических стандартных звезд в соответствующем режиме наблюдений непосредственно перед или после S 235 и с аналогичной воздушной массой. Все ночи были фотометрическими. Для калибровки данных с перестраиваемым фильтром был использован подход из работы [277]. Для коррекции атмосферного поглощения была использована кривая поглощения CAO PAH, см. работу [278]. Разница между потоками S 235 в линии H $\beta$ , оцененными в разные ночи сентября 2018 года, составила около 4%. Это значение можно рассматривать как оценку точности калибровки интенсивности излучения.

Астрометрическая калибровка полученных данных выполнялась с использованием сайта astrometry.net [279] и индексных файлов, составленных из каталога Gaia DR2 (см. работу [114]). Среднеквадратичное отклонение положения астрометрического решения в 0.12" было получено при использовании 56 звезд Gaia в поле ярче G = 17 mag.

Основываясь на успешных наблюдениях S 235, далее мы провели наблюдения комплекса звездообразования S 234-S 258 при помощи прибора MaNGaL. В этом комплексе наблюдались те же линии  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , дублет серы [S II], линия [N II], а так же линия [O III] 5007Å. Ширина инструментального профиля составила

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>https://www.harrisgeospatial.com/Software-Technology/IDL

Таблица 9: Наблюдения S235на фотометре Ma<br/>NGaL на телескопе Цейсс-1000 CAO РАН

Дата	Диапазон	Экспозиция	Пространственное разрешение	
		[cek]	[″]	
	Одиночные	изображения о	с ИФП	
26 января 2018	$H\alpha$	1200	1.9	
	$\mathrm{H}\alpha$ континуум	1200	1.9	
	$[SII]\lambda 6716$	2700	1.9	
	$[SII]\lambda 6731$	5400	1.9	
	[SII] континуум 1	2700	1.9	
	[SII] континуум $2$	2700	1.9	
Сканирование с ИФП				
26 января 2018	m Hlpha+[ m NII]	$12 \times 60$	1.9	
26 января 2018	[S II]	$12 \times 60$	1.9	
Изображения в среднеполосных фильтрах				
18 сентября 2018	${ m H}eta$	4800	2.5	
	${ m H}eta$ континуум	5400	2.5	
19 сентября 2018	${ m H}eta$	5100	1.9	
	${ m H}eta$ континуум	3900	1.9	
20 сентября 2018	${ m H}eta$	6600	1.6	
	${ m H}eta$ континуум	6600	1.6	


Рис. 15: Изображение комплекса звездообразования S 254-S 258 в среднем ИКдиапазоне, полученное телескопом Spitzer на длине волны 8 мкм. Черными контурами показана лучевая концентрация водорода  $N_{\rm HI+H_2}$ , рассчитанная по ИКданным телескопа Herschel в диапазоне 160–500 мкм (описание расчетов будет приведено в Главе 5). Контуры даны для 6, 12, 24 и 48 · 10<sup>20</sup> см<sup>-2</sup>. Красными звездочками показаны положения ионизующих звезд. Масштаб 1 пк показан белой линией. Положения щелей спектрографа SCORPIO-2 обозначены черными пунктирными линиями.

FWHM =  $12 \pm 1$ Å. Кроме этого, было еще несколько отличий от наблюдений S 235. Использовались другие ПЗС-матрица с пикселем 24 мкм и контроллер, разработанный в САО РАН (см. работы [280, 281]), сочетание которых дает поле зрения 11.5' и пространственное разрешение 0.9" на пиксель. Таким образом, поле зрения увеличилось на 30% по сравнению с наблюдениями S 235. Кроме того, при наблюдениях S 234-S 258 использовался режим быстрого сканирования с получением нескольких (5 – 12) отдельных кадров с перенастройкой фильтров вблизи центров линий излучения с шагом 5–7 Å. Таким образом получался трехмерный куб данных с каналами вдоль спектральной оси. Затем изображения складывались. Для получения изображения в континууме длина волны в каждом отдельном случае сдвигалась на 20–30 Å относительно центров линий. Журнал наблюдений приведен в табл. 10.

Обработка данных проводилась с использованием тех же программ и алгоритмов, что и в работе с S 235. Калибровка по абсолютной шкале интенсивности проводилась по спектрофотометрическим стандартным звездам, наблюдавшимся в том же спектральном диапазоне непосредственно перед или после экспозиций туманностей. Результатом обработки являются кубы данных, содержащие  $n_z$ -канальные

Дата	Диапазон	Экспозиция	Кол-во каналов	Пространственное
				разрешение
		[cek]	$n_z$	["]
01 марта 2020	${ m H}eta$	5400	5	2.6
02 марта 2020	${ m H}eta$	4800	5	2.6
24 декабря 2020	[O III]	4120	7	2.0
24 декабря 2020	${ m H}\alpha + [{ m N}{ m II}]$	3600	10	1.9
28 ноября 2022	[S 11]	8000	12	1.5
30 ноября 2022	[SII]	15800	12	1.2

Таблица 10: Наблюдения комплекса S 234-S 258 с фотометром MaNGaL на телескопе Цейсс-1000 САО РАН

спектры низкого разрешения (FWHM = 12 Å и  $R = \lambda/\delta\lambda = 400-650$ ) в каждом пикселе. Кубы данных были выровнены с помощью астрометрической калибровки из программы astrometry.net [282], а кубы данных в эмиссионных линиях Н $\beta$  и [O III], полученные в разные ночи, объединялись.

Спектры с вычтенным континуумом приближались профилем Лоренца, обеспечивающим хорошее приближение к инструментальному профилю ИФП. В работе использовался однокомпонентный лоренцевский профиль для линий Н $\beta$  и [O III], двухкомпонентный для [S II] и трехкомпонентный для системы линий H $\alpha$ +[N II]. Свободными параметрами были центральная скорость, амплитуда и FWHM (одинаковые для всех линий в случаях [S II] и Н $\alpha$ +[N II]). Для систем линий фиксировалась разность длин волн между линиями, а в случае дублета [N II] также фиксировалось соотношение линий (1:3). Результатом этой процедуры стали двумерные карты потоков в каждой эмиссионной линии. Карты сигнал/шум рассчитывались как отношение амплитуды линии к шуму фотонов в каждом пикселе. Для улучшения предела обнаружения слабых структур были также получены кубы данных с различным биннигом: 1 × 1, 2 × 2, 4 × 4 и 8 × 8 пикселей.

### 3.2.2 Спектроскопия

Для проверки калибровки соотношений потоков линий, измеренных MaNGaL, с помощью спектрографа SCORPIO-2 на 6-метровом телескопе БТА САО РАН в феврале 2019 года были получены два щелевых спектра среднего разрешения со значением FWHM ~ 4.5 Å (см. работу [283]). Спектры охватывают две части туманности S 235 вдоль щели 6', показанной на рис. 16. На спектре линии H $\alpha$ , H $\beta$ , [S II] 6716, 6731 Å разрешаются, абсолютная калибровка получена с точностью около 5%. Пространственное разрешение каждого изображения, полученного с помощью MaNGaL (2.1"), было подогнано к разрешению спектров SCORPIO-2

Дата	Область,	Экспозиция	Пространственное
	позиционный угол		разрешение
	[°]	[cek]	[″]
16 января 2023	S255, PA=109	1200	2.3
16 января 2023	$\mathrm{S}255/\mathrm{S}257$ пустое поле	600	2.3
16 января 2023	S 256, PA=170	720	1.9
16 января 2023	$\operatorname{S}256$ пустое поле	600	1.9
16 января 2023	S 257, PA=87	1200	2.2
16 января 2023	S 258, PA=87	1200	1.9

Таблица 11: Наблюдения комплекса S 234-S 258 со спектрографом SCORPIO-2 на 6-м телескопе БТА САО РАН

(2.6") с помощью свертки с функцией Гаусса. Затем на изображениях проводилось интегрирование по ширине щели (1") в каждой позиции вдоль участка, соответствующего щели SCORPIO-2. Таким образом были получены пространственные профили излучения в каждой линии из наблюдений MaNGaL, которые сравнивались со спектрами для калибровки.

Спектры в аналогичных длинных щелях были получены и для областей Н II комплекса S 234-S 258. Спектры были получены по четырем позициям в областях S 255–S 258, положения щелей спектрографа показаны на рис. 15. Соответствующие позиционные углы и другие параметры перечислены в таблице 11. Для удаления вклада атмосферных линий из спектров туманностей, где эмиссия ионизованного газа была обнаружена вдоль всей щели, на расстоянии ~ 1° от комплекса S 234-S 258 были выставлены два пустых поля.

### 3.3 Определение физических параметров ионизованного газа

Электронная плотность газа в областях ионизации  $(n_{\rm e})$  определялась из отношения потоков в линиях [S II]  $\lambda 6716/\lambda 6731$ . Поскольку разница длин волн между линиями дублета сопоставима с инструментальным профилем ИФП MaNGaL, необходимо было применить поправку. Для лоренцева профиля, который является хорошим приближением инструментального контура ИФП (см. работу [284] и ссылки в ней), реальное отношение  $r_{\rm real}$  двух линий, разделенных  $\Delta\lambda$ , связано с наблюдаемым отношением  $r_{\rm obs}$  соотношением:

$$r_{\rm real} = \frac{1 - C \cdot r_{\rm obs}}{r_{\rm obs} - C},\tag{3.1}$$

где  $C = 1 + \left(\frac{2\Delta\lambda}{\text{FWHM}}\right)^2$  — характеристика профиля Лоренца.

Полученная на MaNGaL карта [S II]  $\lambda 6716/\lambda 6731$  была скорректирована в соответствии с уравнением (3.1). После этого проводилось сравнение отношения линий [S II] вдоль щели SCORPIO-2 с отношением в тех же местах на картах MaNGaL, см. описание процедуры в разделе 3.2.2. Было обнаружено, что значения [S II]  $\lambda 6716/\lambda 6731$  и H $\alpha/H\beta$ , измеренные при помощи MaNGaL, должны быть дополнительно умножены на постоянный коэффициент 1.186 и 0.798, соответственно, чтобы привести их в соответствие с калиброванными по потоку спектрами в щели. Эта вторичная коррекция может быть обусловлена несколькими факторами, включающими отклонения реального инструментального профиля крыльев наблюдаемых линий от лоренцевского профиля спектра калибровочной лампы.

Значение  $n_{\rm e}$  было рассчитано в каждом пикселе с уровнем отношения сигнала к шуму S/N > 3 из скорректированного отношения линий [S II] с помощью приближений (3.2) и (3.3), взятых из работы [285], для средней электронной температуры в S 235, равной  $T_{\rm e} = 7280$  K (П. Э. Боли, частное сообщение).

$$\log(n_{\rm e}) = 0.0543 \operatorname{tg}(-3.0553 R + 2.8506) + 6.98 - 10.6905 R + 9.9186 R^2 - 3.5442 R^3,$$
(3.2)

где R и  $R_{\rm obs}^{\rm [SII]}(T_{\rm e})$  — скорректированные для  $T_{\rm e} = 7280$  К и наблюдаемые отношения потоков в линиях [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$ , соответственно:

$$R = \frac{R_{\text{low}}^{[\text{SII]}(10000K) - 0.436}}{R_{\text{low}}^{[\text{SII]}}(T_{\text{e}}) - 0.436} \left( R_{\text{obs}}^{[\text{SII]}}(T_{\text{e}}) - 0.436 \right) + 0.436$$

$$R_{\text{low}}^{[\text{SII]}}(T_{\text{e}}) = 1.496 - 0.07442 \left( \frac{T_{\text{e}}}{10^4} \right) + 0.01225 \left( \frac{T_{\text{e}}}{10^4} \right)^2.$$
(3.3)

Если предположить, что вариации электронной температуры в туманности составляют порядка ~ 170 K [119], ее влияние на значения  $n_{\rm e}$ , полученные из соотношений (3.2) и (3.3), составит менее 2.5%. Поэтому при рассмотрении характера изменения  $n_{\rm e}$  во всей туманности возможные вариации  $T_{\rm e}$  считались пренебрежимо малыми. Приведенные ниже приближения основаны на классических модельных расчетах из монографии [189].

Для определения межзвездного поглощения на длине волны  $\lambda = 5500$ Å, которое определяется из наблюдений как  $A_{\lambda} = 2.5 \log(I_{\lambda}/I_{\lambda,0})$ , использован закон покраснения [286], в котором среднее поглощение вдоль луча зрения на длине волны  $\lambda$  (мкм) определяется как

$$\langle A(\lambda)/A_V \rangle = a(x) + b(x)/R_V, \qquad (3.4)$$

где  $x = \frac{1}{\lambda}$ ,  $A(\lambda)$  — поглощение на длине волны  $\lambda$ . Для оптического диапазона

$$a = 1.0 + 0.17699y - 0.50447y^{2} - 0.02427y^{3} + 0.72085y^{4} + 0.01979y^{5} - 0.77530y^{6} + 0.32999y^{7}$$
  

$$b = 1.41338y + 2.28305y^{2} + 1.07233y^{3} - 5.38434y^{4} - 0.62251y^{5} + 5.30260y^{6} - 2.09002y^{7},$$
(3.5)

где y = x - 1.82.

Зная наблюдаемые значения интенсивностей в линиях  $I_{\text{H}\alpha}$  и  $I_{\text{H}\beta}$  и определяя величины поглощения  $A_{H\alpha}$  и  $A_{H\beta}$  из уравнений (3.4) и (3.5), можно определить  $A_V$ :

$$A_{V} = \frac{2.5 \log \left[ (I_{\rm H\alpha}/I_{\rm H\beta}) / (I_{\rm H\alpha,0}/I_{\rm H\beta,0}) \right]}{A_{H\beta} - A_{H\alpha}}.$$
 (3.6)

В представленных вычислениях использовано наблюдаемое отношение потоков в линиях Н $\alpha$  к Н $\beta$  в приближении, что каждый переход ионизованного атома в основное состояние при рекомбинации немедленно ведет к появлению ионизующего кванта, который сразу же поглощается соседним атомом (т. н. условие саѕе В в англоязычной литературе). Как показала практика, это приближение работает для плотных областей Н II, к которым относится S 235 (см. [189]). Интерполируя значения из таблицы 4.2 монографии [189] в логарифмическом пространстве для  $T_e = 7280$  K, мы нашли теоретическое отношение интенсивности  $I_{\text{H}\alpha,0}/I_{\text{H}\beta,0} = 2.95$ . Для оценки  $A_V$  было принято стандартное значение  $R_V = 3.1$  для диффузного газа в M3C.

Применяя карту  $A_V$  к изображениям в линиях, мы получили изображения, исправленные за поглощение путем преобразования  $I(\lambda) = I_{obs}(\lambda) \cdot 10^{0.4A_{\lambda}}$  в каждом фильтре, где функциональная форма  $A_{\lambda}/A_V$  была взята из закона поглощения [286], и использовалось значение  $A_V$ , полученное для каждого пикселя из отношения линий  $H\alpha/H\beta$ .

В комплексе S 234-S 258 анализ пространственного распределения поглощения проводился не только по изображениям, но и вдоль щелей по спектрам. Кроме отношения Н $\alpha$  к Н $\beta$  для спектров туманностей также было определено поглощение с использованием значений  $H\gamma/H\beta$ ,  $H\delta/H\beta$  и  $H\epsilon/H\beta$ . В ходе анализа кроме стандартной величины  $R_V = 3.1$  были также использованы и более высокие значения, вплоть до  $R_V = 5.5$ . Для оценки неопределенностей  $n_e$  и  $A_V$  был применен метод Монте-Карло с использованием измеренных плотностей потоков и их неопределенностей для случайной выборки. Чтобы изучить градиенты этих значений по туманностям и увеличить отношение значений к их неопределенностям, были использованы изображения с пикселем, в 8 раз превышающим оригинальный. Для спектров каналы в тех же целях были укрупнены в 20 раз.

В целях изучения геометрии области H II мы оценили ее протяженность вдоль луча зрения (S) для каждого пикселя изображений MaNGaL с использованием выражения для меры эмиссии:

$$S = \frac{4\pi I_{\mathrm{H}\alpha}}{h\nu_{\mathrm{H}\alpha}} \frac{1}{n_{\mathrm{e}}n_{\mathrm{H}^{+}}\alpha_{\mathrm{H}\alpha}^{\mathrm{eff}}},\tag{3.7}$$

где  $\alpha_{\mathrm{H}\alpha}^{\mathrm{eff}} = 1.17 \cdot 10^{-13} \mathrm{ cm}^3 \mathrm{ cek}^{-1}$  — эффективный коэффициент рекомбинации водорода в линии  $H\alpha$ ,  $I_{\mathrm{H}\alpha}$  — взято из оригинальных калиброванных файлов MaNGaL

в эрг см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup> угл. сек<sup>-2</sup>, переведенных в эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup>,  $n_{\rm H^+}$  – плотность протонов.

Вычисление  $\alpha_{H\alpha}^{\text{eff}}$  для модели, в которой среда непрозрачна при переходе в основное состояние (т.н. модель прозрачности В, в отличие от модели прозрачности А, где среда полностью прозрачна) проводилось с помощью соотношения

$$\alpha_{\mathrm{H}\alpha}^{\mathrm{eff}} = \alpha_{\mathrm{H}\beta}^{\mathrm{eff}} \frac{\nu_{\mathrm{H}\alpha}}{\nu_{\mathrm{H}\beta}} \frac{\epsilon_{\mathrm{H}\alpha}}{\epsilon_{\mathrm{H}\beta}},\tag{3.8}$$

где значение эффективного коэффициента рекомбинации  $\alpha_{\mathrm{H}\beta}^{\mathrm{eff}} = 3.94 \cdot 10^{-14} \mathrm{ cm}^3 \mathrm{ cek}^{-1}$ и отношение коэффициентов излучения  $\epsilon_{\mathrm{H}\alpha}/\epsilon_{\mathrm{H}\beta} = 2.97$  были взяты из таблицы 4.2 в монографии [189] для температуры электронов  $T_{\mathrm{e}} = 7280 \mathrm{K}$ .

В ходе вычислений предполагается, что физические условия ( $n_e$  и  $T_e$ ) не меняются по лучу зрения. Кроме того, пренебрегается ионизацией всех атомов, кроме водорода, т.е.  $n_e = n_{H^+}$ . Хотя физические условия вдоль луча зрения, возможно, отличаются от однородных, полученные значения S для S 235 разумны и согласуются с общей структурой области Н II, наблюдаемой по распределениям  $A_V$  и  $n_e$ . Что касается условий ионизации, то содержание ионизованного гелия, который создает дополнительные свободные электроны в области Н II, примерно в 100 раз меньше, чем обилие H<sup>+</sup>. Содержание других ионизованных элементов еще меньше.

В комплексе S 234-S 258 удалось пронаблюдать линию [O III] $\lambda$ 5007 Å, но обычно используемое отношение линий [O III]  $\lambda$ 4363/( $\lambda$ 4959+ $\lambda$ 5007), чувствительное к  $T_{\rm e}$ , применить не удалось из-за слабости линии [O III]  $\lambda$ 4363. Вместо этого была проведена оценка  $T_{\rm e}$  с использованием отношения интенсивностей линий азота ( $\lambda$ 6548 +  $\lambda$ 6584)/ $\lambda$ 5755 и калибровочной зависимости для режима низкой плотности ( $n_{\rm e} < 100 \, {\rm cm}^{-3}$ ) согласно работе [287].

### 3.4 Определение параметров пыли

Для оценки температуры и лучевой концентрации пыли в нейтральных оболочках областей Н II были использованы карты ИК-излучения на 90, 140 и 160 мкм (полосы полосы WIDE-S, WIDE-L и N160, соответственно), полученные при помощи прибора Far-Infrared Surveyor (FIS) на спутнике *AKARI* (описание прибора и спутника дано в работах [288, 289, 290]) в ходе полного обзора неба *AKARI* Far-infrared All-Sky Survey (описание в работах [291, 292]). Согласно данным из работы [288], среднее пространственное разрешение ( $\Theta$ ) прибора в перечисленных выше ИК-диапазонах составляет 39, 58 и 61", соответственно. Более поздние измерения (см. [292, 293]) дали несколько большие значения  $\Theta$  и выявили эллиптическую форму функции рассеяния точки, которая более вытянута на коротких длинах волн. Согласно данным из последней работы,  $\Theta$  внутри скана составляет 103.8 ± 5.1", 104.2 ± 7.9" и 85.5 ± 8.3" для 90, 140 и 160 мкм, соответственно, в то время как  $\Theta$  поперечного сканирования для этих же длин волн составляют 68.5 ± 3.1", 77.9 ± 7.0", и 73.3 ± 5.8". На основании этих оценок можно сделать вывод, что пространственные разрешения карт на используемых длинах волн близки, поэтому для них процедура приведения к одному разрешению не проводилась. Данные *AKARI* находятся в общем доступе в архиве IRSA<sup>2</sup>. Они были приведены к единой пространственной сетке, соответствующей изображению на 90 мкм с размером пикселя 15". Для этого была использована стандартная процедура на языке IDL HASTROM<sup>3</sup> с билинейной интерполяцией.

Температура пыли была рассчитана с помощью модифицированного закона излучения абсолютного черного тела [294]:

$$I_{\lambda} = B_{\lambda}(T)(1 - e^{-\tau_{\lambda}}) \approx B_{\lambda}(T)\tau_{\lambda} = B_{\lambda}(T)\Sigma\kappa_{\lambda}, \qquad (3.9)$$

где  $B_{\lambda}(T)$  — функция Планка,  $\Sigma$  — поверхностная плотность пыли,  $\tau_{\lambda}$  и  $\kappa_{\lambda}$  — оптическая толщина и непрозрачность пыли для данной длины волны, соответственно. Непрозрачность пыли представлялась следующим образом:

$$\kappa_{\lambda} = \kappa_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^{\beta},\tag{3.10}$$

где  $\beta = -1.59$ ,  $\kappa_0 = 0.5 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$  для длины волны 850 мкм, согласно последним результатам миссии *Planck* [295]. Приближение распределения энергии в ИК-спектре в каждом пикселе позволило получить карты температуры пыли. Далее полученная поверхностная плотность пыли  $\Sigma$  в каждом пикселе пересчитывалась в лучевую концентрацию ядер Н в предположении, что отношение массы газа к массе пыли ~ 100:

$$N(\rm{HI} + \rm{H}_2) = 100\Sigma/(1.4m_{\rm{H}}). \tag{3.11}$$

Для оценки температуры и лучевой концентрации пыли в комплексе S 234-S 258 были использованы карты ИК-излучения на 70, 160, 250, 350 и 500 мкм, полученные при помощи прибора PACS на спутнике *Herschel*. Частично были взяты уже готовые расчеты из обзора ViaLactea [296], а именно, карта температуры пыли, полученная путем приближения спектрального распределения энергии модифицированным законом Планка с  $\beta = -1.8$ . Для оценки поверхностной плотности пыли данные на 70 мкм были исключены из-за неопределенности калибровок данных *Herschel*, а включены лишь данные на 160–500 мкм, так как для них существуют калибровки по более поздним ИК-данным спутника *Planck*. Для удобства сравнения лучевых концентраций нейтрального вещества, полученных из анализа бальмеровских линий и излучения пыли в непрерывном спектре, можно связать величину лучевой концентрации водорода и поглощения  $A_V$  соотношением (2.7).

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>https://irsa.ipac.caltech.edu

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>https://idlastro.gsfc.nasa.gov

Чтобы оценить интенсивность поля излучения  $G_0$  в каждом пикселе, мы использовали уравнение (5.44) из монографии [187], которое связывает температуру пыли и поле излучения, меняющееся по мере удаления от звезды исходя из геометрических соображений:

$$T_{\rm dust} \simeq 50 \left(\frac{1}{a}\right)^{0.06} \left(\frac{G_0}{10^4}\right)^{1/6},$$
 (3.12)

где размер пылинки задается в микронах. В представленных расчетах радиус типичной межзвездной пылинки принят равным a = 0.1 мкм. Этот выбор обусловлен тем, что распределение межзвездных пылинок, пересчитанное по массовой доле, имеет пик вблизи 0.1 мкм (см. Ким и др. [297]). В данной формуле  $G_0$  измеряется в единицах среднего межзвездного поля в околосолнечной окрестности.

# 3.5 Результаты наблюдений и трехмерная структура области Н II S 235

Изображения S 235 в линиях излучения H $\alpha$ , H $\beta$ , [S II]и [N II] приведены на рис. 16. Показаны только пиксели с S/N > 3. В Приложении 6.4 показаны карты соотношения S/N для каждой линии. На изображениях H $\alpha$  и H $\beta$  видна яркая центральная часть области H II вокруг ионизующей звезды, с резким краем на севере и западе и диффузным излучением на юге. Пики излучения H $\alpha$  и H $\beta$ находятся примерно в 60" к северо-востоку от ионизующей звезды (0.5 пк в плоскости неба). Область наиболее яркого излучения H $\alpha$  и H $\beta$  практически совпадает с пиком радиоизлучения на частоте 1.4 ГГц. Радиоизлучение в континууме также присутствует в диффузной южной части оптической туманности.

В отличие от H $\alpha$ , линии [S II] на уровне S/N > 3 были обнаружены только в яркой центральной части туманности. Пик излучения [S II] совпадает с пиком эмиссии H $\alpha$  и H $\beta$ . На картах [S II] к северо-востоку от ионизующей звезды видны несколько нитевидных ярких структур. В северо-западной части туманности также есть яркая отдельная нитевидная структура, обнаруженная во всех пяти линиях.

На рис. 17 показано пространственное распределение  $n_{\rm e}$  по всей туманности. Для увеличения отношения S/N и уменьшения ошибки  $n_{\rm e}$  пиксель на исходных изображениях был укрупнен в 16 раз до 8.1'', а значения в пикселях усреднены. В результате надежно обнаружен градиент плотности от северо-восточной к югозападной части туманности, от  $\sim 20 - 30$  см<sup>-3</sup> до более чем 300 см<sup>-3</sup>, с медианным значением 96 см<sup>-3</sup>. На рис. 18 показаны пространственный срез значения  $n_{\rm e}$  с северо-востока на юго-запад и его неопределенность. Как значение  $n_{\rm e}$ , так и его неопределенность растут к юго-западу. Пробел в разрезе соответствует положению ионизующей звезды. Она проецируется на область с  $n_{\rm e} > 150$  см<sup>-3</sup>. Из-за



Рис. 16: Изображения S 235, полученные на приборе MaNGaL. Изображения не исправлены за поглощение. Цветом показаны только пиксели с отношением S/N > 3. Радиоизображение S 235 из обзора NVSS на частоте 1.4 ГГц (см. работу [298]) показано белыми контурами, которые равномерно расположены от 2.25 мЯн (уровень  $5\sigma$ ) до 123 мЯн на диаграмму направленности, а пунктирные линии показывают положения щелей спектров SCORPIO-2. Расположение ионизующей звезды показано на каждом кадре красной звездой.



Рис. 17: Карта электронной плотности  $n_{\rm e}$  (вверху), карта  $A_V$  (в середине), изображение в линии Н $\alpha$ , исправленное за покраснение (внизу). Показаны только пиксели, для которых относительная ошибка меньше 30%. Пунктирная линия на левой верхней панели показывает положение пространственного профиля значения  $n_{\rm e}$ .



Рис. 18: Пространственные профили значения плотности  $n_{\rm e}$  (фиолетовые кружки) и величины поглощения  $A_V$  (черные треугольники) вдоль направления с северовостока на юго-запад. Положение пространственного профиля значений показано на рис. 17. Пустая область на профиле соответствует положению ионизующей звезды и окружающих ее пикселей.

слабости линий [S II] в южной и юго-западной областях значение  $n_{\rm e}$  определяется с большей неопределенностью, а в некоторых местах вообще не может быть определено. Яркое северо-западное волокно, видимое на рис. 16, неразличимо на карте  $n_{\rm e}$ .

Изображение в линии Hα, исправленное за покраснение, показано на рис. 17. После учета покраснения, которое создается нейтральной средой на переднем плане — на пути от туманности до наблюдателя, — видно, что максимум эмиссии Нα совпадает с максимумом изображения в радиоконтинууме на частоте 1.4 ГГц.

Протяженность области Н II вдоль луча зрения S изменяется в диапазоне 0.5 < S < 5 пк. Линейный размер туманности в плоскости неба, соответствующий 5' при расстоянии до объекта в 1.65 кпк, составляет 2.4 пк. Таким образом, согласно оптическим данным, туманность более вытянута вдоль луча зрения в своей восточной части, чем в плоскости неба. На западе же, напротив, ионизован только край молекулярного облака. Если использовать значение меры эмиссии радиорекомбинационных линий (РРЛ)  $EM = 3.7 \cdot 10^4$  пк см<sup>-6</sup> из работы [299] с медианным значением  $n_e$ , то протяженность области S = 4 пк, что в целом согласуется с оптическими данными.

Градиент величины S противоположен по знаку градиентам  $n_e$  и  $A_V$ , т.е. увеличивается с юго-запада на северо-восток. Протяженность области Н II вдоль луча зрения составляет около 2 — 7 пк в месте расположения ионизующей звезды. Таким образом, к юго-западу от звезды имеется более или менее сферический/эллипсоидальный объем ионизованного газа. В северо-восточной части туманности находится менее плотный, менее затемненный и более протяженный вдоль линии зрения ионизованный газ. В этой области газ может беспрепятственно вытекать из области Н II, что подтверждается дальнейшим анализом скоростей РРЛ, представленным в Главе 4.

В предыдущем разделе был проведен анализ распределения величины поглощения  $A_V$ , полученной из сравнения бальмеровских линий водорода. Другая величина,  $A_V^{IR}$ , может быть получена из анализа непрерывного спектра излучения пыли, как описано в разделе 3.4 (см. там уравнение (2.7)). Наконец, из лучевой концентрации молекулярного водорода, оцененной из наблюдений линий излучения молекулы CO, может быть получена величина  $A_V^{CO}$ . Данные для линии излучения CO (2–1) были предоставлены автору диссертации Дж. Бигингом (см. работу [125]), авторская проверка данных расчетов расчетов описана в Главе 4.

На луче зрения, проходящем через область ионизации, величина  $A_V$  содержит вклад от передней нейтральной стенки ионизованной области. Величина  $A_V^{IR}$  также содержит вклад вещества от передней стенки, а также вклад пыли внутри ионизованной области и на задней стенке. Наконец, величина  $A_V^{CO}$  определяется молекулярным газом, содержащимся в передней и задней стенках. Сравнение всех трех величин показано на рис. 19.

Сравнение значений  $A_V$ ,  $A_V^{\text{IR}}$  и  $A_V^{\text{CO}}$  показывает, что  $A_V^{\text{IR}}$  должно быть наибольшим (при условии, что температура пыли не меняется вдоль луча зрения), поскольку оно определяется по полному количеству пыли на луче зрения. Именно это и наблюдается. В области, наблюдаемой MaNGaL, медианные значения экстинкции составляют 2.7, 4.0 и 2.9 величин для  $A_V$ ,  $A_V^{IR}$  и  $A_V^{CO}$ , соответственно. Однако в некоторых местах это соотношение нарушается. В частности,  $A_V^{\text{IR}} < A_V$ почти во всех точках к северу от ионизующей звезды. Кроме того, когда наблюдатель смотрит сквозь плотный молекулярный сгусток к югу от ионизующей звезды,  $A_V^{\rm IR} < A_V^{\rm CO}$ . Такое поведение несколько неожиданно и может быть вызвано выбором закона непрозрачности для пыли. Параметры непрозрачности, основанные на данных телескопа *Planck*, которые использовались в этой работе, больше подходят для диффузной среды, в то время как газ в исследуемой области имеет гораздо большую плотность. Были рассмотрены другие законы непрозрачности, например из работы [301], но это не улучшило ситуацию. Неопределенность величины А<sub>V</sub><sup>CO</sup> связана с несколькими дополнительными факторами, поскольку эта величина линейно зависит от принятого обилия СО, которое подвержено некоторым вариациям из-за химических процессов, протекающих в межзвездном газе. В целом, значения поглощения, основанные на данных AKARI и на данных CO, могут иметь неопределенность вплоть до фактора 2.

Величина  $A_V^{\text{IR}}$  изменяется от 2 величин к северу от ионизующей звезды в области Н II до более чем 10 величин в самых плотных областях, которые совпадают



Рис. 19: Вверху: лучевая концентрация нейтрального вещества, выраженная в единицах  $A_V^{\text{IR}}$ , в середине:  $T_{\text{dust}}$ , внизу: УФ-поле  $G_0$  в единицах поля Хабинга. Белыми контурами показано излучение в радиоконтинууме из обзора NVSS [298]. Ионизующая звезда показана красной звездочкой, яркие ИК-источники IRS1 и IRS2 из работы [300] — черными ромбами. Распределение  $A_V^{\text{CO}}$  показано оранжевыми контурами, которые соответствуют значениям  $A_V^{\text{CO}} = 5, 10, 15$  величин. Названия плотных сгустков с вкраплениями молодых звездных скоплений взяты из работы Кирсановой и др. [100].

с пиками эмиссии CO (2–1) [125]. Если рассмотреть только область, очерченную контурами NVSS, то оказывается, что лучевая концентрация, отслеживаемая как  $A_V^{\text{IR}}$ , так и  $A_V^{\text{CO}}$ , увеличивается с севера на юг, так что направления их градиентов не совпадают с направлением градиента  $A_V$ , оцененного по линиям рекомбинации водорода. Это означает, что передняя и задняя стенки нейтрального вещества области Н II неоднородны и содержат разное количество поглощающего вещества.

Сравнивая значения поглощения из рис. 17 (вверху справа) и 19 (вверху слева), мы видим, что хотя в направлении BD+35°1201  $A_V^{IR}$  примерно в 1.5 раз больше, чем  $A_V$ , значение  $A_V$  не сильно меняется, когда мы смотрим через плотную область с погруженным молодым звездным скоплением S 235 Central к югу от ионизующей звезды, где  $A_V^{IR}$  значительно больше, чем  $A_V$ . Это означает, что скопление и плотный сгусток расположены у задней стенки области H II. Этот вывод согласуется с результатами анализа кинематики газа в S 235, представленного в Главе 4. Таким образом, область H II S 235 имеет неоднородную переднюю стенку с меньшей лучевой концентрацией нейтрального вещества, чем задняя стенка.

Температура пыли, полученная из спектрального распределения энергии на рис. 19, представляет собой среднее значение  $T_{dust}$  вдоль луча зрения и варьируется от 18 до 30 К по всей поверхности области Н II и в окружающем нейтральном веществе, с небольшим пиком к юго-востоку от ионизующей звезды. Сравнение излучения в линии СО (2–1) и соответствующего значения  $N(H_2)$  с пространственным распределением значений  $T_{dust}$  показывает, что пики излучения в линии СО (2–1) в направлении звездных скоплений S 235 East 1 и East 2 к востоку от области Н II совпадают с областями с  $T_{dust} < 20$  К. Не обнаружилось уменьшение  $T_{dust}$  в направлении S 235 Central, хотя там находится холодный темный газ (см. работу [100]) что, вероятно, связано с эффектом проекции, поскольку в распределение энергии вносит вклад теплая пыль переднего фона, нагреваемая звездой BD+35°1201.

Типичное значение поля УФ-излучения составляет  $G_0 \approx 200$  в направлении области Н II (рис. 19, внизу). Максимальное значение  $G_0$  соответствует не положению ионизующей звезды или ярким ИК-источникам IRS 1 или IRS 2, обнаруженным в работе [300], а скорее локальным минимумам карты лучевой концентрации пыли к северу от ионизующей звезды, где УФ-излучение не поглощается плотной нейтральной средой. Наименьшее УФ-поле в направлении скоплений S 235 East 1 и East 2 можно объяснить высокой плотностью газа в молекулярных сгустках. Проекция расстояния от ионизующей звезды до западной границы сгустков плотного газа в направлении скоплений S 235 East 1 и S 235 East 2 составляет  $\approx 6'$ , что соответствует 2.8 пк. В направлении западной границы S 235 East 1 со стороны ионизующей звезды значение  $G_0$  составляет  $\approx 30 - 50$ . Таким образом, область Н II S 235 окружена ФДО с умеренным полем УФ-излучения, сравнимым с ФДО

Конская голова, где  $G_0 \approx 100$  [302].

# 3.6 Результаты наблюдений и трехмерная структура областей Н II из комплекса S 254-S 258

На рис. 20 показаны изображения областей Н II в рекомбинационных линиях водорода Н $\alpha$ , Н $\beta$  и запрещенных линиях [S II], [N II] и [O III] в порядке уменьшения поверхностной яркости. Линии Н $\alpha$  достигают 5 × 10<sup>-4</sup> эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup>, а линия [O III] в самых ярких частях в десять раз слабее. Помимо трех областей Н II S 255, S 256 и S 257, расположенных полностью в поле зрения, также обнаруживается диффузное излучение от восточного края области Н II S 234. Пространственное распределение поверхностной яркости в рекомбинационных линиях неоднородно, с наиболее яркими значениями к северо-востоку от ионизующей звезды LS 19 в S 255. В центральной части изображения присутствует несколько вытянутых структур, свидетельствующих о том, что там сосредоточено поглощающее вещество. Изображения S 256 в линиях Н $\alpha$ , [N II] и [S II] выглядят как кольца вокруг ионизующих звезд. Поверхностная яркость линии [S II] в S 255 также имеет полукольцевое распределение. Линия [O III] обнаружена только северо-восточнее LS 19 в S 255 и выглядит как компактное яркое пятно.

В полученных интегральных спектрах областей Н II S 255 и S 257 обнаруживаются многочисленные эмиссионные линии ионизованного газа: водородная серия линий Бальмера (Н $\alpha$ , Н $\beta$ , Н $\gamma$ , Н $\delta$ , Н $\varepsilon$ ), а также запрещенные линии (в основном в S 255 и S 257): [O I] $\lambda$ 6300, [O II] $\lambda$ 3727, [O III] $\lambda$ 4959, 5007, [N II] $\lambda$ 5199, 5755, 6548, 6583, [S II] $\lambda$ 6716, 6731, [Ar III] $\lambda$ 7136. Также в S 255 и S 257 были обнаружены линии гелия [He I] $\lambda$ 5876, 6678. Интегральные спектры представлены в Приложении 6.4. Значения  $T_e$  распределяются следующим образом:  $T_e = 8140 \pm 900$ , 8220  $\pm$  760 и 7460  $\pm$  210 K для S 255, S 256 и S 257, соответственно. Для создания карт параметров ионизованного газа на основе изображений MaNGaL было использовано значение  $T_e = 7940$  K, усредненное по всем областям H II.

Пространственное распределение  $A_V$  показано на рис. 21. Оптическое поглощение в темных пылевых волокнах в юго-западной части S 255 достигает 4 зв. величин. Северо-восточная часть S 255 менее затемнена, здесь  $A_V \approx 1.5 - 2$  величины. Поглощающее вещество сосредоточено на востоке от S 255. К западу и северо-западу от туманности величина  $A_V$  уменьшается от 4 до 1 зв. величины. Поглощение в S 256 достигает  $A_V = 4$  зв. величин, при этом пик поглощения расположен в направлении предполагаемой ионизующей звезды. Рост поглощения по мере приближения к молекулярному облаку между S 255 и S 257 виден и на изображениях, а также на рис. 22, где представлены результаты анализа спектров. Спектры позволяют определить значения  $A_V$  даже в тех положениях, где сигнал



Рис. 20: Изображения области звездообразования S 234-S 258 в оптических линиях излучения, полученные с прибором MaNGaL. Показаны только пиксели, для которых S/N > 3. Изображения не исправлены за поглощение. Красные звездочки показывают положения ионизующих звезд. Названия областей Н II и их ионизующих звезд показаны на верхней панели черным и красным, соответственно. Яркие ИК-источники S 255 IRS 1 и IRS 3 показаны пурпурным цветом, где использованы координаты и названия из работы [303]. Белыми пунктирными линиями показаны положения щелей для спектров.

на изображениях MaNGaL оказался слишком слабым.  $A_V$  достигает 5 зв. величин на краю молекулярного облака между S 255 и S 257 и имеет такое же значение к югу от S 256. S 258 глубоко погружена в нейтральное поглощающее вещество с  $A_V = 9 - 11$  зв. величин, но оптическое излучение вокруг ионизующей звезды слабо, и в остальных положениях вдоль этой щели физические параметры оценить не удалось.

Также на рис. 22 показаны значения поглощения, полученные с помощью других линий серии Бальмера (Н $\gamma$ , Н $\delta$  и Н $\epsilon$ ). При использовании того же закона покраснения  $R_V = 3.1$  эти пары линий дают значения  $A_V$  систематически меньше, чем  $A_V$  из отношения линий Н $\alpha$ /Н $\beta$  в S 255 и S 257. Большие ошибки в  $A_V$ по другим парам линий не позволяют исследовать этот вопрос в S 256. Привести в соответствие значения  $A_V$  в S 255 и S 257 удается при при  $R_V = 4$ , что означает изменение в распределении пылинок по размерам в области Н II по сравнению с диффузным газом. Нельзя исключить, однако, что описанный эффект связан с отклонениями наблюдаемых потоков линий от теоретических значений, вследствие, например, неоднородности распределения поглощающего вещества.

Распределение электронной плотности в наблюдаемых областях H II неоднородно. Ионизующие звезды S 255 и S 257 окружены газом с  $n_{\rm e} \approx 100 - 150$  см<sup>-3</sup> и  $n_{\rm e} \approx 50 - 75$  см<sup>-3</sup> соответственно, что показано на рис. 21. В южной части S 255 плотность газа систематически более высока по сравнению с северной частью, где  $n_{\rm e}$  падает до  $\approx 75 - 90$  см<sup>-3</sup>. В S 257 обнаруживается градиент  $n_{\rm e}$  с востока на запад от > 100 см<sup>-3</sup> до < 70 см<sup>-3</sup>. Наибольшее значение  $n_{\rm e}$  до 400 см<sup>-3</sup> обнаружено на границах областей H II, что особенно четко видно на рис. 22.

Как известно из предыдущих исследований, перечисленных в Главе 1, между S 255 и S 257 существует молекулярное облако. Увеличение  $n_e$  вблизи молекулярного облака сопровождается ростом значения  $A_V$  (см. результаты по спектрам на рис. 22). Этот эффект менее заметен на рис. 21, поскольку на нем удалены все пиксели, где величина  $n_e$  известна, а  $A_V$  – нет, чтобы сделать эти карты более удобными для сравнения. Ионизующие звезды областей H II S 255 и S 257 облучают облако с противоположных сторон и ионизуют плотное вещество. Увеличение  $n_e$  до 200 см<sup>-3</sup> на окраинах областей H II также может быть связано с ионизацией окружающих плотных нейтральных оболочек (см. рис. 8). Таким образом, области H II S 255 и S 257 могут считаться примерами объектов, в которых УФ-фотоны проникают через плотную среду. Причина этого эффекта может заключаться в том, что среда состоит из мелких (неразрешимых на изображениях выше) плотных сгустков, погруженных в менее плотное и более однородное вещество. Ширина плотных ионизованных стенок областей H II составляет 20–30", что эквивалентно 0.2 пк для расстояния комплекса S 234-S 258.

В компактной области H II S 256 найдено значение  $n_{\rm e} \approx 100$  см<sup>-3</sup>. Эта область



Рис. 21: Физические параметры в S 255-S 257:  $A_V$  (вверху) и  $n_e$  (внизу). Изображения построены с укрупненным пикселем, в 8 раз больше оригинального на рис. 20. Красными звездочками показаны положения ионизующих звезд. Черными пунктирными линиями показаны положения щелей для спектров. Для упрощения сравнения из нижней карты удалены пиксели с оцененными значениями  $n_e$ , но без значения  $A_V$ . Масштаб показан черной линией на нижней панели.



Рис. 22: Поглощение (две верхние панели) и электронная плотность (две нижние панели) в областях Н II вдоль щелей. Вертикальные пунктирные линии показывают расположение ионизующих звезд. Ориентация щелей на рис. 20 показана символами «N», «S», «E» или «W» для северной, южной, восточной или западной сторон, соответственно. Положение щели для S 258 показано на рис. 15. Значения поглощения, полученные с разными линиями Бальмера, показаны цветами.

все еще практически полностью погружена в родительское молекулярное облако. Имеется градиент значений  $n_{\rm e}$  и  $A_V$  с северо-востока на юго-запад от 100 до 50 см<sup>-3</sup> и от 4-5 до 2 зв. величин, соответственно. В другой компактной области Н II S 258 были обнаружены самые высокие  $n_{\rm e}$  из всего комплекса звездообразования — до 600 см<sup>-3</sup>, а  $A_V$  до 9-11 зв. величин. Оптическая спектроскопия позволила оценить физические условия только в направлении ионизующей звезды из-за слабости линий.

Карты излучения в линиях, исправленные за покраснение, показаны на рис. 23. На картах видны три различных типа распределения поверхностной яркости. Излучение  $H\alpha$  в S 255 распределено более равномерно, чем на оригинальных картах (рис. 20); теперь оно имеет пик  $3 \cdot 10^{-3}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup>, соответствующий положению ионизующей звезды LS 19. Также видна яркая область на юго-западе туманности. Исправленные за поглощение изображения  $H\beta$  и [N II] имеют качественно схожие распределения интенсивности с  $H\alpha$ . Излучение в линии [S II] распределено полукольцом, также с яркой областью до  $8 \cdot 10^{-4}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup> на югозападе. Из-за объединения исходных изображений и укрупнения пикселя, отношение S/N становится выше. Поэтому на данном рисунке видна большая площадь излучения [O III], чем на рис. 20, с пиком излучения [O III]  $4 \cdot 10^{-4}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup> в направлении на ионизующую звезду. В S 257 излучение в линиях  $H\alpha$  и [S II] распределено более равномерно на уровне 7 и  $2 \cdot 10^{-4}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup> соответственно с умеренным ростом яркости вокруг ионизующей звезды и на восточной границе.

Выводы о неоднородности среды с включениями мелких плотных сгустков, полученные в предыдущем разделе, согласуются с ранними работами в ИК-диапазоне. В работе [132] обнаружено, что пространственное распределение нейтрального вещества вокруг областей Н II неоднородно, хотя выводов про сгустки в областях Н II не делалось, так как наблюдалось нейтральное вещество. Распределение поверхностной яркости в оптических линиях согласуется с ранними выводами из работ об излучении в радиоконтинууме, см. [304, 305, 306]. В этих работах было показано, что распределение радио континуума имеет центральный пик в S 255 и S 256, диффузное излучение обнаруживалось в S 234, а в S 257 был обнаружен пик, смещенный к востоку. Этими авторами было показано, что радиояркость в S 255 выше, чем в S 257 в 2 – 3 раза. Эти выводы подтверждаются на оптических изображениях, исправленных за поглощение из предыдущего раздела.

Для изучения трехмерной структуры областей Н II была построена карта лучевой концентрации нейтрального водорода, она показана на рис. 24 в безразмерных величинах  $A_V^{IR}$ , полученных аналогично процедуре, примененной для S 235 в предыдущем разделе. Эта процедура позволяет разделить нейтральное вещество передней и задней стенок областей Н II.



Рис. 23: Исправленные за поглощение изображения туманностей. Красная звезда показывает положение ионизующих звезд. Показаны изображения с укрупненным пикселем, в 8 раз больше оригинального на рис. 20. Масштаб показан черной линией на нижней панели.



Рис. 24: Лучевая концентрация нейтрального вещества в безразмерном эквиваленте величины поглощения  $A_V^{\text{IR}}$ . Красными звездочками показаны положения ионизующих звезд. Черные контуры показывают область передней нейтральной стенки, где  $A_V \ge 3$  зв. величин. Символы «плюс» показывают положение инфракрасных источников IRS 1 и IRS 3. Черной линией показан масштаб 1 пк.

Из рис. 24 видно, что наиболее заметная особенность в распределении величины  $A_V^{\rm IR}$  соответствует молекулярному облаку между S 255 и S 257, где  $A_V^{\rm IR} \ge 50$  величин и где происходит активное звездообразование. Оптическое излучение не обнаружено в областях, где  $A_V^{\rm IR} \ge 20$  величин. Сравнение значений  $A_V^{\rm IR}$  и  $A_V$  в S 255 позволило обнаружить неоднородности как в передней, так и в задней нейтральных стенках. Именно, к югу от ионизующей звезды есть область, где  $A_V^{\rm IR} \approx A_V$ : по-видимому задняя стенка в этом направлении отсутствует. С запада, севера и востока от звезды LS 19 видна как непрерывная изогнутая линия на изображении. Таким образом, S 255 представляется примером области H II, практически со всех сторон окруженной нейтральными стенками, что делает этот объект перспективным для сравнения с теоретическими моделями.

В оптическом диапазоне области S 255 и S 257 выглядят похожим образом, а именно, как объекты почти круглой формы. Ионизованный газ окружен нейтральными оболочками, видимыми на изображениях излучения пыли и частиц ПАУ среднем ИК-диапазоне, см. работы [307, 263, 308, 309]. Однако морфология S 257 отличается от той, что наблюдается в S 255. В S 257 нет ярко выраженных передних или задних стенок, а сама эта область расположена на краю плотного молекулярного облака. На снимках со спутника *Spitzer* видны нейтральные границы между S 257 и S 255, а также между S 257 и S 234. Это предполагает, что S 257 все еще ограничена нейтральным газом, по крайней мере, с восточной и западной сторон. Эти наблюдения согласуются с предыдущими результатами Бигинга и др. [138]. Авторы этой работы наблюдали линии CO (2–1) в звездообразующем комплексе и обнаружили хорошую корреляцию между CO (2–1) и средним ИК-излучением теплой пыли. Они предположили, что S 255, вероятно, находится ближе к наблюдателю, чем молекулярное облако, видимое в CO (2–1), в то время как S 257, возможно, ионизует молекулярное облако с краю. Представленные в настоящей работе оптические наблюдения подтверждают предположения, сделанные по линиям излучения молекул и излучению пыли.

Соотнеся измеренную поверхностную яркость с протяженностью вдоль луча зрения через меру эмиссии, как было сделано для S 235, мы показали, что протяженность S 257 в два раза больше, чем у S 255. Значения протяженности составляют 2.5-5 пк, в то время как радиусы  $\approx 1$  пк. На самом деле, ионизованный объем S 257 может быть меньше из-за выхода газа из S 257, так как она расположена на границе плотного облака и по-видимому представляет собой область типа блистера. S 255, с другой стороны, со всех сторон окружена плотными нейтральными стенками и больше, чем S 257, напоминает сферическую оболочку. Вероятно, в S 255 и S 257 упрощенный подход оценки протяженности через меру эмиссии дает завышенные значения протяженности вдоль луча зрения. Это может происходить из-за неоднородного распределения ионизованного газа вдоль луча зрения, а форма областей H II S 255 и S 257 на самом деле не является квазисферической или эллипсоидальной. В качестве альтернативы, поскольку передняя и задняя стенки неоднородны (S 255) или почти отсутствуют (S 257), ионизованный газ может покидать окрестности ионизующих звезд, от которых он уже сейчас находится на расстоянии около 1 пк.

Сравнение расстояний и границ их диапазонов до звезды LS 19, ионизующей S 255 ( $2060^{+2181}_{-1951}$  пк согласно Gaia DR3[154]), и до водяного мазера в направлении на ИК-источник S 255 IRS1 ( $1780^{+1900}_{-1670}$  пк согласно измерениям параллаксов в работе [310]) или до метанольного мазера в том же направлении ( $1590^{+1660}_{-1530}$  пк по измерениям параллаксов в работе [311]), показывает, что LS 19 находится по крайней мере на 50 пк дальше от наблюдателя, чем мазеры (нижний предел для LS 19 равен 1951 пк, а верхний предел для мазеров воды равен 1900 пк). Таким образом, комплекс звездообразования может быть вытянут вдоль луча зрения. Для HD 25332 расстояние по Gaia DR3 имеет качество астрометрического решения хуже, чем для LS 19, поэтому спектрофотометрическое измерение  $2.46 \pm 0.16$  кпк, проведенное Рассеил [82] является наилучшей оценкой на данный момент. Это значение расстояния согласуется с предположением о вытянутости S 234-S 258 перпендикулярно картинной плоскости неба

В направлении молекулярного облака к югу от S 256 наблюдается рост  $A_V^{\text{IR}}$ , что сопровождается ростом значений  $A_V$  и  $n_{\text{e}}$ . Эта Н II-область, как и S 257, повидимому, является блистером, образованным звездой на границе плотного молекулярного облака. В таких областях Н II плотность как ионизованного, так и нейтрального газа уменьшается по мере удаления от молекулярного облака, как было показано моделированием и наблюдениями, например в работах, [129, 312, 197, 313, 314, 315, 316] как для Туманности Ориона, так и для других областей Н II.

Имея только два измерения величины  $A_V$  в S 258 в положениях, близких к ионизующей звезде, мы тем не менее обнаружили, что  $A_V^{\rm IR} < A_V$ . Это расхождение можно объяснить недостаточным пространственным разрешением наблюдательных данных в среднем и дальнем ИК-диапазонах, поскольку у оптических наблюдений разрешение в 2 и более раз лучше. Возможно, ИК-данные не показывают соответствующего пика из-за размывания изображения. На рис. 8 видно, что на изображении S 258 в среднем ИК-диапазоне есть только компактное и яркое пятно вблизи ионизующей звезды. Трехмерная структура этой области H II с помощью имеющихся данных пока не может быть изучена.

Пространственное распределение яркости на исправленном за поглощение изображении в линии [S II] и распределение  $n_{\rm e}$  показывают, что S 255 не является сферической областью Н II, где электроны распределены равномерно, а напоминает кольцеобразную структуру, по крайней мере в плоскости неба, как это иногда наблюдается в планетарных туманностях (напр. работы [317, 318]). Наличие передней и задней нейтральных стенок говорит о том, что область ионизации не имеет пустот вдоль луча зрения и не похожа на тор. Этот объект напоминает ионизованный эллипсоид, электронная плотность в котором растет от центра к краям.

Нестационарная модель области H II MARION, представленная в Главе 2 (см. также раннюю версию модели в работе [319]), может быть применена к условиям в S 255, поскольку та со всех сторон окружена нейтральной оболочкой. Моделирование как с равномерным, так и с неоднородным распределением начальной плотности нейтрального газа не дает столь резкого контраста n<sub>e</sub>, как наблюдается в  $S\,255$ , в которой  $n_{\rm e}$  падает в 3 раза при движении от края области H II к ее центру всего на 0.2 пк. Необходимо принять во внимание, что наблюдения дают проекцию на луч зрения, поэтому реальный контраст плотности между центром и краем еще выше. Поэтому необходим другой механизм образования плотных краев области Н II. Выше было высказано предположение, что высокая электронная плотность на границе области H II может быть связана с проникновением диффузных УФфотонов через клочковатую плотную среду. Подобные выводы о мелких плотных сгустках в областях ионизации и окружающих ФДО были сделаны, например, в работах [178, 320, 321] для близкой ФДО Барьер Ориона и в работах [322, 323] для более удаленных областей, где сгустки не были разрешены в наблюдениях. Моделирование S 255 с начальной плотностью  $10^3 - 10^4$  см<sup>-3</sup> дает значения  $n_{\rm e}$  в



Рис. 25: УФ-поле излучения в направлении на ФДО S 255 и S 257 в единицах поля Хабинга. Ионизующие звезды обозначены красными звездочками. Яркие ИКисточники показаны красными ромбами.

50-70 см<sup>-3</sup>, что согласуется с нашими наблюдениями в пределах фактора 2. Регионы с высоким  $n_{\rm e}$  на границах модельных областей Н II имеют ширину  $\leq 0.05$  пк, то есть они в 3–5 раз меньше наблюдаемых. Все эти несоответствия можно устранить, если рассматривать неоднородную клочковатую среду, в которой происходит расширение областей Н II.

ФДО, окружающие области ионизации в комплексе S 234-S 258, облучаются умеренным УФ-полем с  $G_0 < 100$  (см. рис. 25). Это поле по интенсивности сравнимо с полем в ФДО Конская Голова [324] и S 235. С помощью модели нестационарной области Н II для звезды с эффективной температурой  $30 \times 10^3$  K, логарифмом полной светимости lg $(L/L_{\odot}) = 4.22$  и логарифмом светимости в диапазоне длин волн < 912 Å lg $(L_{\rm UV}) = 47.3$  сек<sup>-1</sup> можно показать, что значения  $20 < G_0 < 100$  распространяются на расстояние более 2 пк от ионизующей звезды для начальной плотностью не работает. Для этих регионов более релевантны модели с начальной плотностью  $10^3$  и  $10^4$  см<sup>-3</sup>, поскольку они дают ФДО с  $5 < G_0 < 300$ .

При изучении трехмерной структуры областей Н II важен переход от непрерывной среды к ансамблю мелких плотных сгустков. Однако другое свойство поглощающего вещества, а именно рост отношения полного поглощения к селективному до  $R_V = 4$ , может быть объяснено и численными моделями с равномерно распределенным веществом. Разрушение мелких пылевых частиц УФ-фотонами или дрейф пыли под давлением излучения в областях Н II приводят к уменьшению содержания мелких пылинок, что было обнаружено наблюдениями [325, 326], см. также Главу 2.

Другая возможность получить в моделировании полупустую ионизованную оболочку — включить в модель звездный ветер. Многими авторами показано, как звездный ветер изменяет структуру однородных областей Н II и создает центральные полости (см. например [308, 327, 328]). В спектрах ионизующих звезд областей S 255 и S 257 не обнаружено таких признаков ветра, как широкие крылья линий (А.В. Моисеев, частное сообщение). Подтвердить или опровергнуть гипотезу о выдувании полости звездным ветром в S 255 можно на основе исследования ультрафиолетовых звездных спектров, в которых могут быть линии сильно возбужденных ионов, но подобных спектров в настоящее время нет. Помочь решить вопрос о наличии или отсутствии ветра могут будущие ультрафиолетовые миссии, такие как «Спектр-УФ» [1]. Диффузное рентгеновское излучение, которое также отслеживает звездный ветер в областях Н II (см. например работы [20, 329]), в S 255 и S 257 не исследовалось. Поэтому вопрос о звездном ветре остается открытым для будущих исследований.

### 3.7 Резюме Главы 3

В Главе 3 представлены первые наблюдения области Н II S 235, а также областей Н II из комплекса S 234-S 258 с помощью оптического фотометра с перестраиваемым фильтром MaNGaL на телескопе Цейсс-1000 в САО РАН. Наблюдения проводились в Н $\alpha$ , Н $\beta$ , двух линиях [S II]  $\lambda$ 6716, 6731 Å и линии [N II] на 6583 Å. Кроме того, в комплексе S 234-S 258 наблюдалась и линия [O III] на 5007 Å. С помощью изображений в линиях Н $\alpha$  и Н $\beta$  было получено распределение поглощающего вещества (в терминах  $A_V$ ). Линии [S II] использовались для получения значений  $n_e$ . Кроме того, для калибровки изображений и более детального исследования распределения параметров ионизованного газа поверхностная фотометрия была дополнена длиннощелевыми спектрами с прибором SCORPIO-2 на 6-м телескопе БТА САО РАН.

Показано, что оптическое излучение области Н II S 235 ослаблено нейтральным веществом с  $A_V \approx 2-4$  зв. величины. Максимум поглощения наблюдается к юговостоку от ионизующей звезды. Направление на максимальное значение поглощения совпадает с областью максимальной электронной плотности  $n_{\rm e} > 300$  см<sup>-3</sup>.

Сочетание результатов оптических наблюдений с архивными данными в дальнем ИК-диапазоне позволило описать 3D-структуру области Н II S 235. Оценен вклад передней и задней стенок в общую лучевую концентрацию нейтрального вещества. Показано, что задняя стенка области Н II содержит более высокую лучевую концентрацию вещества, чем передняя. Протяженность области Н II вдоль луча зрения варьируется от 2 пк на юго-западе до более чем 10 пк на северовостоке.

Две протяженные области H II в комплексе S 234-S 258, а именно S 255 и S 257, имеют приблизительно круглую форму в плоскости неба. Оптическое излучение обеих областей ослаблено поглощающим нейтральным веществом на передней стенке до  $2 \le A_V \le 5$  зв. величин. В направлении плотного молекулярного облака между этими областями H II наблюдается рост  $A_V$ . Электронная плотность в S 255 и S 257 возрастает от 100 см<sup>-3</sup> вблизи ионизующих звезд до 400 см<sup>-3</sup> на краю этого облака. Также увеличение электронной плотности наблюдается по краям ионизованных областей S 255 и S 257. Это увеличение может быть связано с проникновением диффузных УФ-фотонов сквозь сгустки плотного нейтрального вещества и ионизацией последнего. Другая возможность получить полупустую оболочку — привлечь гипотезу о звездном ветре, который выдувает ионизованный газ из окрестностей молодых звезд.

В трехмерном пространстве S 255 и S 257 не похожи друг на друга. В частности, S 255 со всех сторон окружена плотным нейтральным веществом, в то время как S 257 расположена на границе молекулярного облака и не имеет плотных передней и задней стенок. Вероятно, S 257 представляет собой область типа блистера, поскольку плотность как ионизованного, так и нейтрального газа уменьшается по мере удаления от молекулярного облака.

Комплекс S 234-S 258 содержит две компактные области H II — S 256 и S 258, — которые глубоко погружены в родительский молекулярный газ и для которых  $A_V \approx 5$  и 10 зв. величин, соответственно. S 256 представляет собой область H II типа блистера, но находится на более ранней стадии по сравнению с S 257. Электронная плотность в S 256 уменьшается с 100 см<sup>-3</sup> до 50 см<sup>-3</sup>, как и количество нейтрального материала на передней и задней стенках области H II. S 258 имеет самую высокую электронную плотность из всех областей (до 600 см<sup>-3</sup>), хотя ее трехмерную структуру изучить не удалось из-за слабости оптических линий при отступлении от направления на ионизующую звезду.

Проведены оценки температуры пыли и интенсивности УФ-поля излучения в терминах среднего межзвездного поля. Сделан вывод, что ФДО вблизи областей Н II облучаются УФ-полем умеренной интенсивности, сравнимым с полем в Конской Голове.

Высказано предположение, что в областях Н II S 255 и S 257 отношение полного поглощения к селективному может отличаться от  $R_V = 3.1$  для диффузного газа и приближается к  $R_V = 4$ , что может быть обусловлено разрушением мелкой пыли УФ-фотонами или дрейфом пыли под действием давления излучения.

### Результаты Главы 3 представлены в работах:

- Kirsanova M. S., Boley P. A., Moiseev A. V., Wiebe D. S. 3D structure of HII region Sh2-235 from tunable filter optical observations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2020. - Vol. 497. - P. 1050-1058
- Ladeyschikov D. A., Kirsanova M. S., Sobolev A. M., Thomasson M., Ossenkopf-Okada V., Juvela M., Khaibrakhmanov S. A., Popova E. A. *The link between gas* and stars in the S254-S258 star-forming region // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2021. Vol. 506. - P. 4447-4464
- Kirsanova M. S., Moiseev A. M., Boley, P. A., 3D structure of HII regions in the star-forming complex S 254-S 258 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2023. Vol. 526. - P. 5187-5202
- Кирсанова М. С., Татарников А. М., Боли П. Э., Вибе Д. З., Масленникова Н. А., Татарников А. А., Наблюдения областей фотодиссоциации S 255, S 257, NGC 7538, и S 140 в ближнем инфракрасном диапазоне // Астрофизический Бюллетень 2023. том. 78. № 3. стр. 389-401

## Глава 4

## Структура и свойства нейтрального газа в гигантском молекулярном облаке G174+2.5

В Главе 3 было представлено исследование трехмерной структуры ионизованного газа в области H II S 235. Молекулярные облака и скопления молодых звезд вокруг этой области уже были исследованы рядом авторов, результаты которых перечислены в Главе 1. Однако широкие окрестности S 235 и структура гигантского молекулярного облака G174+2.5 не были детально исследованы, и этот пробел восполняется в данной главе. Не исследовалась ранее и ФДО в облаке G174+2.5, структура которой также описана в этой главе.

### 4.1 Молекулярный газ в S 235 и волокне WB 673

Гигантское молекулярное облако G174+2.5 неоднократно включалось в обзоры галактической плоскости в линиях излучения молекул CO и <sup>13</sup>CO в переходе (1–0), см. раздел 1.3. На рис. 6 и 7 видно, что в G174+2.5 молекулярный газ сконцентрирован вокруг области H II S 235, а также к западу от области H II S231, образуя там структуру, напоминающую молекулярное волокно. Здесь и далее волокно обозначается по названию центрального и наиболее массивного сгустка WB 673.

Молекулярные облака часто выглядят в плоскости неба как вытянутые волокна. Наблюдения с помощью *Herschel* свидетельствуют, что нитевидная структура является общим свойством молекулярных облаков, см. [330]. Теоретические расчеты, см. [111], предсказывают образование молекулярных волокон после многократного сжатия межзвездного газа ударными волнами. Таким образом, периферия протяженных оболочек нейтрального газа (от областей Н II, остатков сверхновых или каверн, выдутых звездным ветром) может быть благоприятным местом для формирования молекулярных волокон. Для исследования свойств волокна WB 673 в контексте результатов обзора волокон телескопом *Herschel* и последующего изучения кинематики и физических свойств газа автором диссертации были проведены наблюдения и анализ линий молекул CO, CS в волокне, а также проанализированы линии излучения аммиака (аммиак наблюдался другими авторами).

#### 4.1.1 Наблюдения радиолиний молекул в волокие WB 673

Картирование излучения молекул в линиях CS (2-1) и <sup>13</sup>CO (1-0) в направлении волокна WB 673 было проведено с помощью 20-м телескопа Космической обсерватории Онсала в декабре 2016 и феврале 2017 года. Был использован двухполяризационный приемник на длине волны 3 мм с двумя полосами приема  $2 \times$ 2.5 ГГц, см. полное описание в работе [331]. Обе линии наблюдались одновременно с настройкой низкочастотной части фильтра (LSB) на 97.2 ГГц, а высокочастотной части (USB) на 109.2 ГГц. Спектральное разрешение составляло 76 кГц. Наблюдения проводились в режиме частотной модуляции со смещением частоты на 5 МГц. Основными исследуемыми линиями были  $^{13}$ CO (1–0) на 110.20 ГГц в USB и CS (2– 1) на 97.98 ГГц в LSB. Одновременно с основными линиями также наблюдались С<sup>18</sup>О (1-0) на 109.78 ГГц и С<sup>34</sup>S(2-1) на 96.41 ГГц, а также метанольная серия  $(2_K - 1_K)$  на 96.7 ГГц. Типичное значение системной температуры инструмента  $T_{\rm sys}\,=\,80\,-\,250$  К для LSB и 160 $-\,340$  К для USB. Данные с $T_{\rm sys}\,>\,500$  К были исключены из анализа. Типичное значение шума в полученном наборе данных в шкале температуры главного луча  $T_{\rm mb}$  составляет 0.3 К для  ${\rm CS\,}(2-1)$  и 1.1 К для <sup>13</sup>CO (1–0). Размер диаграммы направленности телескопа на этих частотах ≈ 38.5". Наблюдения проводились в режиме растрового картирования с шагом 20" в направлении плотных сгустков волокна и между ними. Калибровка по абсолютной шкале яркостной температуры проводилась каждые 15–30 минут по яркой мазерной линии SiO (2–1) на частоте 85 ГГц.

### 4.1.2 Пространственное распределение и свойства молекулярного газа в волокне WB 673

По результатом картирования обнаружены линии излучения CS (2–1) в плотных молекулярных сгустках со скоплениями G173.57+2.43, S 233-IR, WB 673 и WB 668 и в волокне между сгустками. Это значит, что плотные сгустки не изолированы друг от друга, а соединены в одно непрерывное волокно. На рис. 26 показана карта излучения в линии CS (2–1). Карта излучения в линии <sup>13</sup>CO (1– 0) не приводится, так как она повторяет особенности карты в линиях излучения <sup>12</sup>CO (2–1) и <sup>13</sup>CO (2–1), опубликованных в работе [125]. Излучение в линиях CS (2– 1), <sup>13</sup>CO (1–0) и C<sup>18</sup>O (1–0) простирается с юго-востока на северо-запад, в южной части гранича с областью Н II S 231. Максимумы излучения в линиях <sup>13</sup>CO (1–0)



Рис. 26: Интегральное излучение в линии CS (2–1) в волокне WB 673. Цветом показана шкала интенсивности в K км с<sup>-1</sup>. Белые кружки очерчивают области H II S 231 и S 233 из каталога [106]. Красными кружками показаны максимумы излучения пыли в сгустках. На карте показаны пиксели с отношением S/N > 3. В левом нижнем углу показан размер диаграммы направленности телескопа.

 $C^{18}O(1-0)$  и CS (2–1) приходятся на плотный сгусток со скоплением WB 673. Яркость в линии CS (2–1) в источнике S 233-IR почти такая же, как в WB 673. Считая, что угол наклона волокна к картинной плоскости равен нулю, можно определить, что длина волокна от сгустка WB 668 на северо-западе до G173.57+2.43 на юговостоке составляет 25 пк. Таким образом, волокно WB 673 в четыре раза длиннее волокна в Орионе A, см. [332], и в два раза длиннее волокна NGC 6334, см. [333].

Изучение крупномасштабных ИК-изображений окрестностей G174+2.5 показало, что волокно находится на периферии разреженной оболочки с угловым размером ≈ 2° в картинной плоскости, а именно на восточном крае этой оболочки, см. рис. 6. С западной стороны волокно граничит с областью Н II S 231. Таким образом, этот объект является кандидатом в волокна, образование которых связано с расширяющимися оболочками областей Н II.

Лучевая концентрация молекул CS ( $N_{\rm CS}$ ) в предположении локального термодинамического равновесия (ЛТР) была рассчитана с использованием формул, систематизированных в работе [334]. В оптически тонком случае лучевая концентрация молекул зависит от интегральной интенсивности в линии следующим образом:

$$N_{\rm thin} = \frac{3h}{8\pi^3 S\mu^2} \cdot \frac{Q_{\rm rot}}{g_J g_K g_I} \cdot \frac{\exp\left(\frac{E_{\rm u}}{T_{\rm ex}}\right)}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{\rm ex}}\right) - 1} \cdot \frac{1}{\left(J_{\nu}(T_{\rm ex}) - J_{\nu}(T_{\rm bg})\right)} \int \frac{T_R d\nu}{f}, \qquad (4.1)$$

где статистическая сумма для уровней линейных молекул  $Q_{\rm rot} \simeq kT_{\rm ex}/hB_0 + 1/3$ ,  $B_0$  – константа вращения жесткого ротатора, k – постоянная Больцмана, статистический вес уровней  $g_J = 2J + 1, g_K = 1, g_I = 1, S = J^2/J(2J+1), J_\nu(T) = (\frac{h\nu}{k}) / (\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1)$ . С учетом протяженности волокна по сравнению с размером диаграммы направленности телескопа был принят фактор заполнения диаграммы f = 1. Фоновая температура определяется микроволновым излучением так, что  $T_{\rm bg} = 2.7$  К. Величина  $\int T_{\rm R} dv$  — интегральная интенсивность в шкале температуры главного луча  $T_{\rm mb}$ . Остальные константы приводятся в табл. 12. В качестве температуры возбуждения линий CS (2–1) в ЛТР было взято значение  $T_{\rm ex} = 20$  K, согласно исследованию облака G174+2.5 в работе [125]. Однако для линий <sup>13</sup>CO (1– 0) и C<sup>18</sup>O (1–0) удалось оценить температуру возбуждения, так как наблюдалась пара линий. Принимая, что одна из линий, в данном случае <sup>13</sup>CO (1–0), является оптически толстой, а другая, в данном случае C<sup>18</sup>O (1–0), оптически тонкой, можно оценить оптическую толщину толстой линии как

$$\frac{T_{\text{thin}}}{T_{\text{thick}}} = \frac{1 - \exp(-\tau/r)}{1 - \exp(-\tau)} \approx \frac{\tau/r}{1 - \exp(-\tau)},\tag{4.2}$$

где в качестве  $T_{\text{thin}}$  и  $T_{\text{thick}}$  могут выступать как амплитуда спектральной линии (яркостная температуры пика гауссова профиля), так и интегральная интенсивность, если форма линии сложная. В данном случае использовались интегральные интенсивности. Зная оптическую толщину перехода, можно вычислить и температуру возбуждения (которая для оптически толстого случая и условий ЛТР должна приближаться к температуре газа в молекулярном облаке):

$$T_{\text{thick}} = (J_{\nu}(T_{\text{ex}}) - J_{\nu}(T_{\text{bg}}))(1 - \exp(-\tau)).$$
(4.3)

Для вычисления поправки лучевой концентрации за оптическую толщину было использовано выражение [335, 336]

$$N = N_{\rm thin} \frac{\tau}{1 - \exp(-\tau)}.$$
(4.4)

Для вычисления оптической толщины линии CS (2–1) было использовано отношение обилия элементов <sup>32</sup>S к <sup>34</sup>S, равное r = 22.5, согласно галактоцентрическому расстоянию облака G174+2.5 [337].

Величина  $N_{\rm CS}$  в направлении пика излучения в WB 673 составляет до  $8 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Среднее значение  $\tau_{\rm CS(2-1)}$  в волокне  $\approx 6$ . Приняв относительное обилие CS по отношению к молекулам H<sub>2</sub> ( $x_{\rm CS}$ ) в диапазоне  $10^{-9} - 10^{-8}$ , (см. напр. [338]), в работе Таблица 12: Константы для переходов CS (2–1) и  $^{13}$ CO (1–0), источник база данных CDMS.

	$ ext{CS}(2-1)$	$^{13}\text{CO}(1-0)$
$\nu$ (МГц)	97980.9533	115271.2018
$\mu$ (Дебай)	1.96	0.11
$B_0$ (МГц)	24495.576	55101.014
$E_u$ (K)	7.1	5.3
$J_u$	2	1

при помощи попиксельного суммирования проведена оценка полной массы плотного газа в волокне:

$$M = a_{\rm pix} \frac{2.8m_{\rm H}}{x_{\rm CS}} \sum_{\rm pix} N_{\rm CS}, \qquad (4.5)$$

где  $a_{\rm pix}$  — площадь пикселя на карте, а  $2.8m_{\rm H}$  — средняя масса молекулы в пересчете на 1 молекулу водорода. Этот расчет дает диапазон масс  $80 < M < 800 M_{\odot}$ и отношение длины к массе  $3.2 - 32 M_{\odot}$  пк<sup>-1</sup> для плотного газа (для линии CS(2– 1) критическая плотность, при которой возбуждается данный переход,  $\approx 10^5$  см<sup>-3</sup> при температурах 10-50 K, [339]). Поверхностная плотность молекулярного водорода  $\Sigma_{\rm H_2}$  в плотном газе оценивается как 700–7000  $M_{\odot}$  пк<sup>-2</sup> в направлении WB 673 и до 2700–27000  $M_{\odot}$  пк<sup>-2</sup> в направлении S 233-IR.

С помощью линий <sup>13</sup>CO (1–0) и C<sup>18</sup>O (1–0) можно провести подобный анализ и определить лучевую концентрацию  $N_{\rm CO}$ , а также сравнить результаты с работой [125], где аналогичные расчеты были сделаны для пары линий <sup>12</sup>CO(2–1) и <sup>13</sup>CO(2–1). Изотопное отношение <sup>12</sup>C к <sup>13</sup>C составляет r = 80, а отношение для молекул <sup>13</sup>CO/C<sup>18</sup>O равно r = 8, см. [337]. Анализ показал, что среднее значение оптической толщины  $\tau_{13\rm CO(1-0)} = 5$ . Величина  $N_{\rm CO} \approx 10^{18}$  см<sup>-2</sup> в направлении пика излучения WB 673. Используя относительное обилие  $x_{\rm CO} = 10^{-4}$ , см. например [338], в диссертации было получено значение для поверхностной плотности всего газа (не только плотного)  $\Sigma_{\rm H_2} = 17000 M_{\odot}$  пк<sup>-2</sup> для WB 673 и 12000  $M_{\odot}$  пк<sup>-2</sup> для S 233 и S 233-IR. Этот результат согласуется с ЛТР-анализом в работе [125]. Общая масса газа в волокне WB 673 составляет  $10^4 M_{\odot}$ , отношение массы к длине 400  $M_{\odot}$  пк<sup>-1</sup>. Масса, длина и отношение массы к длине в волокне сопоставимы с другими волокнами, обнаруженными на северном небе, см. работу [340].

### 4.1.3 Поле скоростей молекулярного газа в волокие WB 673

РV-диаграммы для карт излучения в линиях <sup>13</sup>CO (1–0), C<sup>18</sup>O (1–0) и CS (2–1) показаны на рис. 27. РV-диаграммы построены вдоль волокна с северо-запада на юго-восток. Они показывают, что лучевые скорости плотных сгустков G173.57+2.43



Рис. 27: PV-диаграммы для линий  ${}^{13}$ CO (1–0) (вверху), C<sup>18</sup>O (1–0) (в середине) и CS (2–1) lines (внизу). Цветная шкала показана для интенсивности излучения в линейном масштабе с максимумом в 10 K для  ${}^{13}$ CO (1–0), 1.5 K для C<sup>18</sup>O (1–0) и 3.3 K для CS (2–1).

и WB 668, юго-восточного и северо-западного концов волокна, соответственно, сдвинуты в красную сторону относительно центра в WB 673 до 2 – 3 км с<sup>-1</sup>. Форма PV-диаграмм и величины смещения почти одинаковы для всех трех линий. Величина градиента составляет  $\approx 0.2$  км с<sup>-1</sup> пк<sup>-1</sup> от сгустка WB 673 до сгустка G173.57+2.43 и от WB 673 до WB 668. Более высокий градиент скорости наблюдается между WB 673 и областью без яркого излучения CS (2–1) в направлении положения 31' на рис. 27.

На рис. 28 показана карта лучевых скоростей в линии CS (2–1) в центре волокна — в плотном сгустке WB 673. Область с наибольшими отрицательными скоростями совпадает с пиком излучения в линии CS (2–1). Скорости на периферии сгустка сдвинуты в красную сторону спектра. Разница скоростей линий CS (2–1) между центром и периферией WB 673 составляет 2 км с<sup>-1</sup>, что примерно соответствует типичной ширине линии CS (2–1) в WB 673. Эта разница превышает тепловую



Рис. 28: Карта распределения лучевой скорости  $V_{lsr}$  в плотном сгустке WB 673 по данным в линии CS (2–1). Красный эллипс очерчивает максимум распределения звездной плотности, что соответствует положению молодого звездного скопления, погруженного в газ.

ширину линии для  $T_{\rm kin} = 15 - 35$  К. Такое же распределение скоростей было найдено в этой работе ранее в звездообразующих облаках из спирального рукава Персея G183.35-0.58, а также, вероятно, в G85.40-0.00 (см. Главу 1).

V-образная PV-диаграмма может свидетельствовать о гравитационном коллапсе, когда газ с концов волокна стекает к его центральной наиболее плотной и массивной части. Смещение скоростей концов волокна в красную сторону спектра наблюдается также в волокне Ориона A, см. работу [332]. В этой работе построена модель свободного падения точечной массы к центру волокна, при условии что масса, накопленная в центре волокна, примерно в два раза больше массы на концах. Подобное же смещение лучевых скоростей на концах волокна относительно центра наблюдается в волокне NGC 6334, см. работу [333]. Авторы этой работы также отмечают, что V-образная PV-диаграмма может быть признаком гравитационного коллапса. Оценки масс по линиям молекул CO показывают (см. таблицу 13), что масса газа в сгустке WB 673 в два раза выше, чем в WB 668, их массы составляют 2100 и 1200  $M_{\odot}$ , соответственно. Таким образом, соотношение масс центральных и внешних сгустков такое же, как в волокне WB 673.

### 4.2 Физические условия в плотных сгустках волокна WB 673

В предыдущем разделе было показано, что волокно WB 673 может испытывать гравитационное сжатие, в ходе которого молекулярный газ аккрецирует на центральную часть волокна с его периферии. В волокне выделяются 4 сгустка с погруженными в них звездными скоплениями, которые соединены между собой плотным молекулярным газом. В данном разделе рассмотрены физические условия в плотных сгустках, полученные по радиолиниям аммиака и архивным данным об излучении молекул CO.

# 4.2.1 Наблюдения радиолиний аммиака в плотных сгустках волокна WB 673

Наблюдения радиолиний аммиака проводились на телескопе РТ-22 в Пущинской радиоастрономической обсерватории АКЦ ФИАН в течение двух сессий в 2013 и 2015 годах. Данные каждого скана калибровались к антенной температуре по эталонному сигналу от генератора шума с известной антенной температурой и корректировались за поглощение атмосферой Земли. Затем все спектры были усреднены. Спектры из шкалы антенной температуры  $T_{\rm A}^*$  были приведены к температуре, усредненной по главному лучу диаграммы направленности  $T_{\rm mb}$  с помощью коэффициента эффективности диаграммы направленности  $\eta_{\rm mb} = 0.38$ . Точность калибровки шкалы яркостной температуры по результатам наблюдений составляет  $\approx 10 - 30\%$ .

Наблюдения в линиях аммиака NH<sub>3</sub>(1,1) и (2,2) на частотах 23694.495 МГц и 23722.633 МГц, соответственно, проводились на одноканальном радиометре диапазона 13.5 мм. В наблюдениях применялся метод диаграммной модуляции с разносом рупоров 10'. Размер диаграммы направленности PT-22 для 13.5 мм равен 2.6'. Значения системной температуры заключались в диапазоне  $T_{\rm sys} = 110-190$  К в шкале антенной температуры. В 2013 году ширина полосы анализатора спектра составляла 12.5 МГц и разделялась на 2048 каналов. Таким образом спектральное разрешение составило около 6.1 кГц, что соответствует приблизительно 0.08 км с<sup>-1</sup> на 23 ГГц. Полное время накопления для объектов составило 1–2 часа, что обеспечило уровень шума в диапазоне от 100–200 мК. В 2015 году одновременно наблюдались две линии аммиака в переходах (1,1) и (2,2) с полосой анализатора шириной 50 МГц, спектральное разрешение составляло 24.4 кГц, т.е. около 0.31 км с<sup>-1</sup>, причем в полосу анализатора попали оба перехода (1,1) и (2,2). Время накопления составляло 2–5 часов, обеспечивая уровень шума 10 – 40 мК.

Аппроксимация линий аммиака проводилась с помощью метода nh3(1,1) про-
граммы GILDAS, в котором вместе с приближением функциями Гаусса рассчитывается также оптическая толщина линии излучения в предположении об ЛТР.

# 4.2.2 Определение физических условий в плотных сгустках волокна WB 673

Населенность вращательных уровней молекул аммиака характеризуется двумя квантовыми числами: J — момент количества движения и K — его проекция на ось вращения молекулы. Радиативные переходы между K-лесенками запрещены, поэтому отношение населенностей метастабильных уровней, например, (1,1) и (2,2), принадлежащих различным лесенкам, определяется только столкновениями и зависит от кинетической температуры газа  $T_{\rm kin}$ . Спектральные линии переходов расщеплены на ряд сверхтонких компонентов, анализ яркостей которых позволяет определить населенность соответствующего вращательного уровня. После определения оптической толщины линии (1,1) в программе GILDAS при помощи уравнения 4.3 в диссертации оценивается величина  $T_{\rm ex}$  и лучевая концентрация аммиака на уровне (1,1) согласно выводам работы [341]:

$$N_{(1,1)} = 6.6 \cdot 10^{14} \frac{T_{\text{ex}}}{\nu_{(1,1)}} \tau_{(1,1)} \Delta V_{(1,1)}, \qquad (4.6)$$

где  $\Delta V_{(1,1)}$  — ширина линии (1,1) в км с<sup>-1</sup>.

Используя предположение об ЛТР и уравнение Больцмана, можно вывести формулу для оценки полной лучевой концентрации аммиака, учитывая четыре нижних вращательных уровня:

$$N_{\rm NH_3} = N_{(1,1)} \left( \frac{\exp(+21.3/T_{\rm rot})}{3} + 1 + \frac{5\exp(-41.2/T_{\rm rot})}{3} + \frac{14\exp(-99.4/T_{\rm rot})}{3} \right),$$
(4.7)

где  $T_{\rm rot}$  — т. н. вращательная температура, которая определяет распределение населенностей между уровнями (1,1) и (2,2). Она определяется по яркостным температурам этих линий с использованием оптической толщины главного компонента мультиплета (1,1)  $\tau_{(1,1)m} = \tau_{(1,1)}/2$ :

$$T_{\rm rot} = -41.5 \ln \left( \frac{-0.282}{\tau_{(1,1)\rm{m}}} \ln \left( 1 - \frac{T_{\rm mb(2,2)}}{T_{\rm mb(1,1)}} (1 - \exp(-\tau_{(1,1)\rm{m}})) \right) \right)^{-1}.$$
 (4.8)

Переход от  $T_{\rm rot}$  к  $T_{\rm kin}$  для спокойных молекулярных облаков без ударных волн описан в работах [342] и [343] с помощью приближения

$$T_{\rm kin} = \frac{T_{\rm rot}}{1 - \frac{T_{\rm rot}}{41.5}\ln(1 + 1.1\exp(\frac{-16}{T_{\rm rot}}))}.$$
(4.9)

Определив величины  $T_{\text{ex}}$  и  $T_{\text{kin}}$ , мы можем оценить плотность молекулярного газа  $n_{\text{H}_2}$  из уравнения в работе [344]:

$$n_{\rm H_2} = \frac{A}{C} \frac{J(T_{\rm ex}) - J(T_{\rm bg})}{J(T_{\rm kin}) - J(T_{\rm ex})} \left[ 1 + \frac{J(T_{\rm kin})}{h\nu/k} \right],$$
(4.10)

область	$T_{\rm kin}$	$N_{\rm NH_3}$	$n_{ m H_2}$	Macca
	[K]	$[10^{14} \text{cm}^{-2}]$	$[10^{3} \text{cm}^{-3}]$	$[{\rm M}_\odot]$
WB 668	$16.5\pm1.9$	$7.3\pm1.5$	4.2	1200
$\operatorname{WB}673$	$15.9\pm1.5$	$12.4\pm2.2$	4.1	2100
S 233-IR	$29.4 \pm 11.8$	$9.9 \pm 1.9$	7.2	1050
G173.57 + 2.43	$14.4\pm5.2$	$5.1\pm1.0$	5.6	930

Таблица 13: Физические условия в плотных молекулярных сгустках волокна WB 673

где  $A = 1.7 \cdot 10^{-7}$  сек<sup>-1</sup> и C — коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения и столкновительный коэффициент, соответственно. Согласно работе [345], для температуры  $T_{\rm kin} = 25$  К  $C = 8.6 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup> сек<sup>-1</sup>.

Результаты определения параметров молекулярного газа в плотных сгустках показаны в таблице 13. Концентрация молекулярного газа в направлении на сгустки WB 673, WB 668, S 233-IR и G173.57+2.43 лежит в диапазоне $n_{\rm H_2} = (2.8-7.2) \cdot$  $10^3$  см<sup>-3</sup>. Наиболее высокая концентрация газа, до  $7.2 \cdot 10^3$  см<sup>-3</sup>, обнаружена в направлении на S 233-IR. Кинетическая температура в сгустках WB 668, WB 673 и G173.57+2.43 примерно одинакова и составляет 14 – 16 K, тогда как в S233-IR газ примерно в два раза теплее, до 30 К. Лучевая концентрация аммиака  $N_{\rm NH_3} \approx (5.1 - 12.4) \cdot 10^{14} \ {\rm cm}^{-2}$ . Наиболее яркое излучение аммиака зарегистрировано в S 233-IR и WB 673, причем температура газа в этих сгустках различна. Примечательно, что симметричные компоненты сверхтонкой структуры в S 233-IR имеют разную интенсивность, что указывает на эффекты отклонения от ЛТР. В целом, параметры плотного газа в сгустках волокна WB 673 лежат в тех же пределах, что и в сгустках вокруг S 235, где они также определялись по радиолиниям аммиака, см. работу автора диссертации по этой области [104]. Кроме того, в таблице представлены оценки массы плотных сгустков, полученные по линиям молекул СО (метод получения оценок по линиям СО такой же, как был описан выше по линии CS(2-1)).

В дальнейшем на основе полученных физических параметров в сгустках и карт радиоизлучения молекул в переходах  $N_2H^+(1-0)$ , HCN(1-0), HNC(1-0), полученных в ходе наблюдений в Онсале в наблюдательные сессии, описанные в разделе 4.1.1, удалось показать, что химический возраст плотных сгустков в волокне примерно одинаков и составляет 100-300 тысяч лет. Относительная молодость волокна также может свидетельствовать о том, что его формирование и звездообразование в нем были стимулированы расширяющимися оболочками, показанными на рис. 6.

### 4.3 Кинематика газа в оболочке области H $\scriptstyle \mbox{II}$ S 235

В предыдущем разделе было показано, что волокно WB 673 коллапсирует и гравитационная неустойчивость способствует образованию в нем молодых звезд. За исключением окрестности области H II S 233, в волокне пока нет других плотных звездообразующих сгустков, где наблюдался бы обратный процесс — разрушение молекулярного облака ударными волнами и ионизующим излучением молодых звезд. В облаке G174+2.5 такие регионы есть, и они расположены вблизи эволюционно более развитых областей H II, а именно S 235, S 235 A и S 235 C. В этом и следующем разделах будет обсуждаться кинематика нейтральных оболочек этих областей H II, включая ФДО, и будут приводиться аргументы в пользу расширения оболочек.

Одной из ярких линий, возникающих в ФДО, является запрещенная линия ионизованного углерода [С II] на длине волны 158 мкм, наблюдать которую можно лишь выйдя за атмосферу Земли. Она возникает в результате перехода  ${}^{2}\mathrm{P}_{3/2} - {}^{2}\mathrm{P}_{1/2}$ ионизованного углерода, энергетический барьер между уровнями  $\Delta E/k_{\rm B} \simeq 91.2$  К. Этой эмиссионной линией обусловлено от 0.1 до 1% общей светимости галактик в дальнем ИК-диапазоне, см. например [346, 347, 348]. Это также справедливо и для галактических областей звездообразования, см. [349, 22]. Излучение [С II] приходит из диффузных облаков, см. [350], теплой ионизованной межзвездной среды, поверхности молекулярных облаков, ФДО и холодных облаков нейтрального водорода, см. [351, 352]. Поскольку углерод имеет более низкий потенциал ионизации (11.3 эВ для углерода]1), чем водород, ионизованный углерод существует в различных средах и может отслеживать переходный слой H<sup>+</sup>/H/H<sub>2</sub>.

Несмотря на корреляцию яркости излучения в линии [С II] и светимости в дальнем ИК-диапазоне, до сих пор нет ясности в том, откуда именно исходит излучение в линиях [С II]. Детальное исследование в работе [352] показывает корреляцию в ФДО между линией [С II] и излучением в среднем ИК на 8 мкм по наблюдениям телескопа *Spitzer*. В работе [351] показано, что около половины яркости излучения в линии [С II] (~ 47%) приходится на ФДО высокой плотности, 28% приходится на молекулярный газ, 21% — на холодный атомарный газ, и всего 4% приходится на области Н II. Однако модельные расчеты показывают, что доля излучения [С II], приходящего из ионизованного газа в МЗС, варьируется в широких пределах, от ~ 5% до 50% в зависимости от плотности электронов и потока ионизующих УФ-квантов, см. [262].

### 4.3.1 Наблюдения линий излучения [С II] и [N II], а также рекомбинационных радиолиний в направлении на S 235

Линии излучения [С II] и [N II] в направлении комплекса S 235 наблюдались на телескопе *SOFIA* дежурными наблюдателями в ноябре 2016 и феврале 2017 гг с помощью приемника на терагерцовых частотах [353] upGREAT (см. описание прибора в работе [354]). Для настройки на частоту линии [С II] (1.9 ТГц) использовался канал LFA, который представляет собой массив из 2 × 7 пикселей (в 2016 году использовался только один массив из 7 пикселей), а для настройки на линию  ${}^{3}P_{1} - {}^{3}P_{0}$  [N II] 205 мкм (1.46 ТГц) — однопиксельный канал L1. Общее время наблюдений составило 3.5 часа. В режиме непрерывного сканирования была получена карта площадью  $0.21^{\circ} \times 0.37^{\circ}$  ( $\alpha \times \delta$ ) с центром в точке  $\alpha, \delta = 5^{h}41^{m}02.5^{s}$ ,  $35^{\circ}51'57''$ . Пространственное разрешение данных по [С II] составляет 14.8'', спектральное разрешение = 0.385 км с<sup>-1</sup>. Пространственное разрешение данных по [N II] составляет 20.2'', спектральное — 0.5 км с<sup>-1</sup>.

Итоговые кубы данных были сформированы научным центром *SOFIA* в единицах температуры главного луча  $T_{\rm mb}$  и далее анализировались с помощью пакета GILDAS, см. [94]. Данные сначала приводились к шкале  $T_{\rm A}^*$ , температуры антенны с поправкой на непрозрачность атмосферы с использованием эффективности  $\eta_{\rm f} = 0.97$ . Далее результаты наблюдений были переведены в шкалу  $T_{\rm mb}$  с использованием эффективности главного луча  $\eta_{\rm mb} = 0.69$ .

Дополнительно для анализа кинематики газа в области Н II дежурными наблюдателями были проведены наблюдения РРЛ водорода и углерода на частоте 6 ГГц на 100-м радиотелескопе в Грин Бенке. Использованная схема наблюдений описана в работах [355, 356]: проводились настройки на 64 различные частоты, наблюдения велись в двух поляризациях в пределах полосы пропускания приемника 4–8 ГГц. Обнаружены 22 РРЛ водорода  $\text{Hn}\alpha$  от n = 95 до n = 117. Углеродные и гелиевые РРЛ попадают в ту же полосу частот, что и водородные, смещаясь на  $-149.56 \text{ км с}^{-1}$  и  $-122.15 \text{ км с}^{-1}$  от водорода, соответственно.

После удаления шумных линий осталось 15 пригодных для использования линий Hn $\alpha$ , на частотах, где диаграмма направленности телескопа варьируется от 98"до 183", в среднем 141". Калибровка шкалы интенсивности проводилась при помощи шумовых диодов во время накопления данных. Эффективность главного луча  $\eta_{\rm mb} = 0.94$ . Все РРЛ в каждой позиции на картах были усреднены между собой, чтобы получить один спектр с высокой чувствительностью (см. описание техники в работах [357, 358, 359, 360, 356]).

Интегральная интенсивность линии излучения [С II] была получена путем интегрирования вдоль оси скоростей от -29 до -12 км с<sup>-1</sup>(рис. 29), т.к. за пределами этого диапазона излучения обнаружено не было. Видно, что яркое излучение в линии [С II] исходит из направления на S 235, но максимум яркости в поле зрения



Рис. 29: Слева: карта интегральной интенсивности в линии излучения [С II] на 158 мкм. Красные окружности показывают области для анализа изучения, штриховыми линиями показаны области фона. Красной звездочкой показано положение ионизующей звезды BD+35°1201. Справа: интегральная интенсивность РРЛ. Желтый прямоугольник показывает границы региона, где наблюдались линии [С II]. Черными кружками обозначены другие области H II в поле зрения.

наблюдается в направлении S 235 A и S 235 C.

С использованием карты на рис. 29 дажее было выделено несколько площадок для анализа, используя данные наблюдений на телескопе *Spitzer* как ориентир. Во-первых, это площадка с областью Н II (S 235 ION на рисунках), кольцевая площадка, окружающая ионизованный газ (S 235 PDR, вместе с S 235 ION они образуют площадку S 235 MAIN), а также площадки, совпадающие с компактными областями Н II (S 235 AB, содержащая две эти области и S 235 C).

Средние спектры для выделенных площадок показаны на рис. 30. Также показаны спектры линий излучения молекул  $^{12}$ CO (1–0) и  $^{13}$ CO (1–0), усредненные в пределах этих же площадок. Спектральные кубы данных для молекул взяты из работы Бигинга и др. [125]. Пик излучения [С II] приходится на скорости около  $-20 \text{ км c}^{-1}$  для S 235 MAIN и  $-18 \text{ км c}^{-1}$  для S 235 AB и S 235 C, при том, что все наблюдаемое излучение в линии [С II] приходится на диапазон от -29 до  $-12 \text{ км c}^{-1}$ . Излучение РРЛ водорода имеет гораздо больший разброс скоростей, чем у линий других ионов или молекул. Пик излучения РРЛ находится в районе  $-23 \text{ км c}^{-1}$ для S 235 ION и в районе  $-16 \text{ км c}^{-1}$  для S 235 AB и S 235 C. В работе [116] было показано, что водородные РРЛ в S 235 ION достигают пика интенсивности при  $-23.07 \text{ км c}^{-1}$ , а углеродные — при  $-19.82 \text{ км c}^{-1}$  (см. также работы [299, 361]). В



Рис. 30: Средние спектры по выделенным площадкам. Спектры излучения молекул в переходах CO(2–1), CO(3–2) и  $^{13}$ CO(2–1) из работы [125] показаны черной, красной и синей штриховыми линиями, соответственно. Средние спектры в линиях [С II] и [N II] показаны зеленой и фиолетовой кривыми, соответственно. РРЛ водорода и углерода показаны оранжевой и светло-зеленой линиями, соответственно. Спектральное разрешение слабых линий уменьшено, чтобы увеличить отношение S/N. Вертикальные оранжевая и зеленая линии показывают скорости максимумов РРЛ водорода и углерода в соответствии с литературными данными (см. ссылки в тексте). [N II] обнаруживается только в направлении S 235 ION, а излучение РРЛ не видно в направлении площадки S 235 PDR.

каталоге [362] показано, что РРЛ в S 235 A достигают максимума на -15.3 км с<sup>-1</sup>, а в S 235 C — на -16.6 км с<sup>-1</sup>. Линии излучения CO имеют схожий профиль скоростей с линиями [C II], и углеродные РРЛ также достигают пика вблизи скоростей с наиболее ярким излучением [C II]. Из рис. 30 видно, что в области S 235 ION линии ионизованного газа систематически смещены в синюю сторону (к наблюдателю) относительно линий, возникающих в ФДО и в молекулярном газе.

В S235 присутствуют и передняя, и задняя стенка из нейтрального вещества, как показал анализ в Главе 3. Поэтому на основе морфологических признаков сложно понять, откуда исходит излучение [С II] — из области ионизации или из ФДО. Основываясь на результатах предыдущих исследований областей Н II и ФДО (см. выше), можно ожидать, что почти все излучение в линии [С II] сосредоточено в ФДО, см. например [352]. На рисунке 31 показаны PV-диаграммы для S235 MAIN. На них красным цветом показано излучение [С II] из области S235 ION, а голубым — из ФДО вокруг S235. Оранжевые (по скоростям водородных РРЛ) и зеленые (по скоростям углеродных РРЛ) крестики на этом рисунке показывают скорости линий, проинтегрированные вдоль луча зрения. Так как лучевые скорости линий [С II] совпадают со скоростями линий СО и смещены относительно водородных РРЛ, можно сделать вывод, что излучение [С II] наблюдаемое в направлении области Н II, исходит на самом деле от ФДО, которая находится на том же луче зрения.

Лучевые скорости, на которые приходится максимум яркости в линиях [С II], СО и углеродных РРЛ, смещены относительно водородных РРЛ в направлении на область H II в красную сторону спектра. Вместе с тем, линии [C II] и CO в направлении на ФДО сбоку от площадки S 235 ION имеют скорости, схожие со скоростями водородных РРЛ. Данный вывод означает, что ионизованный газ расширяется преимущественно в сторону наблюдателя. Поскольку основное количество нейтрального вещества сосредоточено на задней стенке области Н II, то разумно предположить, что излучение [С II], СО и углеродных РРЛ приходит с задней стенки. Структура S 235 напоминает модель для туманности Ориона из работы [363] в том смысле, что в обеих областях Н II обнаруживается движение ионизованного газа в сторону наблюдателя. Главное же отличие заключается в том, что в Орионе наблюдается расширение ФДО (линии [С II] имеют два пика, из которых синий менее яркий), в то время как в S 235 наблюдается только расширение области Н II в сторону наблюдателя. Разница скоростей ионизованного и нейтрального газа по показанным PV-диаграммам составляет около 4 км  $c^{-1}$ . По-видимому, плотность ФДО на передней нейтральной стенке слишком мала, чтобы детектировать от нее линии [С II].

Чтобы понять, является ли задняя стенка области Н II S 235 связной областью, мы построили карты в каналах скоростей в линиях <sup>13</sup>CO (1–0) и CS (2–1), наблюдательные данные для которых были взяты из нашей предыдущей работы [100]. В данной работе было показано, что в неоднородной молекулярной оболочке S 235 содержатся молодые звездные скопления S 235 Central, S 235 East 1 и S 235 East 2. Карты в каналах скоростей показаны на рис. 32. Видно, что в каналах —19 км с<sup>-1</sup> и –20 км с<sup>-1</sup> молекулярная оболочка S 235 неразрывна. Это означает, что скопления S 235 Central, S 235 East 1 и S 235 East 1 и S 235 East 1 и S 235 East 2 принадлежат единому молекулярному слою, который хоть и не полностью, но закрывает ФДО области Н II на задней нейтральной стенке.

Таким образом, суммируя выводы о кинематике и распределении нейтрального газа вокруг S 235, можно заключить, что задняя нейтральная стенка имеет более высокую концентрацию газа, чем передняя. Позади области Н II расположено звездное скопление S 235 Central, которое погружено в плотный газ протяженной молекулярной оболочки, содержащей еще и скопления S 235 East 1 и S 235 East 2 к востоку от ионизованного объема газа. Ионизованный газ вытекает из области H II в направлении к наблюдателю, в отличие от газа ФДО и молекулярного га-



Рис. 31: PV-диаграммы в направлении S 235 MAIN. На правой верхней панели показана карта интегральной интенсивности из рис. 29, обозначенная красным цветом для S 235 ION и голубым для S 235 PDR. Белые контуры показывают интегральную интенсивность в линии <sup>13</sup>CO (2–1), оранжевые и зеленые — РРЛ водорода и углерода, соответственно. Серая звездочка показывает местоположение ионизующей звезды. На двух других панелях показаны PV-диаграммы с той же цветовой схемой и контурами излучения в линии <sup>13</sup>CO(2–1) для продольного и поперечного срезов по изображениям. Оранжевые и зеленые крестики показывают лучевые скорости РРЛ водорода и углерода, соответственно.



Рис. 32: Карты интегрального излучения в линиях молекул <sup>13</sup>CO (1–0) и CS (2–1) в каналах скоростей шириной по 1 км с<sup>-1</sup>. Показаны только пиксели с отношением сигнал/шум S/N > 3.

за на задней стенке. Из-за неравномерного покрытия области Н II нейтральной оболочкой, ионизованный газ легко движется только в одну сторону, что делает неблагоприятными условия для индуцирования звездообразования на противоположной стороне, где находится молодое звездное скопление S 235 Central.

### 4.4 Структура и кинематика ФДО вблизи компактных областей Н II S 235 A и S 235 C

В предыдущем разделе было показано, что в S 235 ионизованный газ покидает область звездообразования, тогда как газ ФДО и молекулярный газ, в которые погружены молодые звездные скопления, остаются на месте. В этом разделе исследуется, что происходит в компактных областях Н II S 235 A и S 235 C. Моделирование расширяющихся областей Н II(см. упомянутые выше литературные источники) показывает, что скорость расширения выше для более молодых компактных областей Н II. Более того, небольшие компактные области Н II могут иметь геометрию, близкую к сферической, поскольку при малых радиусах они имеют меньше шансов взаимодействовать с флуктуациями плотности в окружающей МЗС, что должно приводить к более равномерному расширению во всех направлениях.

В этом разделе анализируются наблюдения линий [С II], [О I] и HCO<sup>+</sup>(3–2) в ФДО вокруг S 235 A и S 235 C, а также оптически тонкая линия [<sup>13</sup>C II], использованная в этом разделе для измерения оптической толщины излучения [С II]. Ряд исследований показал, что в плотных ФДО линии [С II] могут быть оптически толстыми, см. например [364, 23, 365, 366, 367, 368].

# 4.4.1 Наблюдения линий излучения [С II], [<sup>13</sup>C II], [O I] и НСО<sup>+</sup> в ФДО S 235 А и S 235 С

Частично в этом разделе используются карты, полученные, описанные и проанализированные в разделе 4.3.1. Типичный уровень шума этих данных составляет 5 К при разрешении 0.385 км с<sup>-1</sup> на шкале  $T_{\rm mb}$ . Такой уровень шума позволил обнаружить линию [<sup>13</sup>C II] лишь на уровне S/N = 1-2. Для надежного обнаружения и исследования профиля линии [<sup>13</sup>C II] 21 и 23 ноября 2018 года было проведено глубокое интегрирование по трем позициям в ФДО S 235 А и S 235 С. Для этих наблюдений были выбраны позиции, в которых линия [С II] демонстрировала двойной пик. Этот профиль можно было бы интерпретировать как принадлежащий расширяющейся оболочке на луче зрения. Были выбраны следующие координаты позиций для наблюдения на низкочастотной решетке LFA:  $\alpha_1(J2000.0) = 05^h 40^m 53.17^s$ ,  $\delta_1(J2000.0) = +35^\circ 42'03''$ , и  $\alpha_2(J2000.0) = 05^h 40^m 42.14^s$ ,  $\delta_2(J2000.0) = +35^\circ 41'56.99''$ в S 235 А и направление на пик излучения в линии [С II] в S 235 С с координатами  $\alpha(J2000.0) = 05^{h}40^{m}52.09^{s}$  и  $\delta(J2000.0) = +35^{\circ}38'37.03''$ . Сигнал в каждой позиции интегрировался в течение 115 сек. Хотя основной целью этих наблюдений было обнаружение линии [ $^{13}C$  II], одновременно на высокочастотной решетке HFA наблюдалась линия [O I] на длине волны 63 мкм. Из-за разного расположения пикселей на решетках в картинной плоскости совпадали только центральные позиции.

Данные были откалиброваны с помощью стандартного пакета для данного приемника [369]. Наблюдаемые отсчеты преобразовывались в шкалу ( $T_{\rm mb}$ ) с коэффициентом эффективности главного луча  $\eta_{\rm mb} = 0.68$  для [ $^{13}$ C II] и  $\eta_{\rm mb} = 0.7$  для [O I]. Для [ $^{13}$ C II] обе поляризации были усреднены. При вычитании нулевой линии можно было ограничиться первым порядком полинома. Затем данные были дискретизированы до ширины канала 0.192 км с<sup>-1</sup> для [ $^{13}$ C II] и 0.14 км с<sup>-1</sup> для [O I]. Пространственное разрешение наблюдений [ $^{13}$ C II] составляет 14.6″, в то время как пространственное разрешение наблюдений [O I] составляет 5.9″. Чувствительность отдельных пикселей массивов немного различается, что приводит к уровню шума 0.25 К для лучших пикселей на LFA и 0.45 К для худших пикселей, а также к уровню шума 0.5 К для центрального пикселя HFA. Линия [C II] всегда обнаруживалась одновременно с [ $^{13}$ C II] с тем же уровнем шума в тех же позициях.

В данном разделе также использованы наблюдения излучения в линии HCO<sup>+</sup>(3– 2) на частоте 267 ГГц, проведенные Дж. Бигингом на 10-метровом телескопе Heinrich Hertz Submillimeter Telescope 21 апреля 2009 г (области S 235 A и B) и 5 мая 2009 года (S 235 C). Наблюдения проводились в режиме непрерывного сканирования. Скорость сканирования составляла 5" в секунду, сканы были направлены по прямому восхождению. Пространственное разрешение этих наблюдений составляет 28", поэтому карты хорошо дискретизированы и по оси склонений, и по прямому восхождению. Размер карты для области S 235 AB составил  $3.5' \times 3.5'$ , а для области S 235 C —  $3' \times 3'$ . Другие технические детали наблюдений описаны в работе [125]. Типичные значения  $T_{\rm sys}$  составляли 280 — 300 К. Полоса приема спектрометра — 32 МГц — разделена на 128 каналов, что обеспечивает ширину канала 250 кГц, эквивалентную 0.281 км с<sup>-1</sup> для частоты линии HCO<sup>+</sup>(3–2). Типичный уровень шума в каждом канале спектрометра составлял около 0.2 К.

## 4.4.2 Определение лучевых концентраций атомов, ионов и молекул

Анализируя пару линий [С II] и [<sup>13</sup>С II], можно вычислить оптическую толщину ( $\tau_{[CII]}$ ) в предположении ЛТР и, следовательно, одинаковой температуры возбуждения  $T_{\rm ex}$  для обоих переходов, используя уравнение (4.2) и соотношение обилия элементов  $r = {}^{12}{\rm C}/{}^{13}{\rm C} = 80$ , см. предыдущие разделы. Линия [ ${}^{13}{\rm C}$  II] расщепляется на три сверхтонких компонента, поэтому при вычислениях величины  $T_{\rm mb}[{}^{13}{\rm CII}]$ , эти компоненты были сложены с весами. Эффект фракционирования СО и  ${}^{13}{\rm CO}$ ,

	$HCO^{+}(3-2)$	CO(2-1)
ν (МГц)	267557.626	230538.000
$\mu$ (Дебай)	3.9	0.11
$B_0$ (МГц)	44590	55101
$E_{\rm u}/{\rm k}~({\rm K})$	25.7	16.6
$J_u$	3	2

Таблица 14: Константы для переходов  $HCO^+(3-2)$  и  ${}^{13}CO(1-0)$ , источник база данных CDMS.

при которых элементное обилие может отличаться от общегалактического тренда из-за селективной фотодиссоциации данных молекул под действием локального поля УФ-излучения, несущественен в плотных ФДО, см. работу [370]. Температура возбуждения  $T_{\rm ex}$  линий [С II] вычислялась по формуле (4.3), где в качестве  $T_{\rm thick}$  использовалась  $T_{\rm mb}$ [СII]. Вычислить лучевую концентрацию  $N_{\rm C^+}$  можно, используя выкладки для ЛТР или уравнение (3) из работы [371]:

$$N_{\rm C^+} = 1.4 \times 10^{17} \frac{1 + 2\exp(-91.2\text{K}/T_{\rm ex})}{1 - \exp(-91.2\text{K}/T_{\rm ex})} \int \tau_{\rm C^+} dv \quad (\text{cm}^{-2})$$
(4.11)

для интегрирования по профилю линии dv, где скорости заданы в км с<sup>-1</sup>. Вычисление оптической толщины, температуры возбуждения и  $N_{\rm C^+}$  проводилось поканально. Для тех каналов, в которых уровень S/N < 3 для линии [<sup>13</sup>C II], излучение в линии [C II] рассматривалось как оптически тонкое, и  $N_{\rm C^+}$  вычислялась так:

$$N_{\rm C^+} = \frac{8\pi k\nu^2}{{\rm hc}^3 A} \frac{1 + 2\exp(-91.2{\rm K}/\langle T_{\rm ex}\rangle)}{2\exp(-91.2{\rm K}/\langle T_{\rm ex}\rangle)} \int T_{\rm mb[CII]} {\rm d}v \quad ({\rm cm}^{-2}), \tag{4.12}$$

где в качестве  $\langle T_{\rm ex} \rangle$  использовалось ее среднее значение по тем каналам, где линия была обнаружена. В этом выражении  $A = 2.3 \times 10^{-6}$  — коэффициент Эйнштейна и dv в см сек<sup>-1</sup>. Суммирование по оптически тонким и толстым каналам дает полную величину C<sup>+</sup> в каждой наблюдавшейся позиции. Ошибка определения величины  $N_{\rm C^+}$  вычислялась с помощью стандартных формул распространения ошибок.

Наблюдений оптически более тонкой линии  $H^{13}CO^+(3-2)$  не проводилось, поэтому оценить оптическую толщину линии  $HCO^+(3-2)$  невозможно. Для определения лучевой концентрации  $HCO^+$  ( $N_{HCO^+}$ ) использовалось уравнение (4.1), константы из которого даны в табл. 14.

В работе [125] и в предыдущих разделах было показано, что  $T_{\rm ex} = 20$  К — разумное приближение для СО. Это значение было использовано при оценке  $N_{\rm HCO^+}$ . Возможно, реальная  $T_{\rm ex}$  для HCO<sup>+</sup>(3–2) выше, так как эта линия возбуждается в более теплом газе, нежели линии CO(1–0) и CO(2–1) (см. результаты моделирования в разделе 4.4.7). Значения  $N_{\rm HCO^+}$ , вычисленные по карте подобным образом, представляют собой нижний предел лучевой концентрации этих молекул. Используя карты излучения в линиях CO(2–1) и <sup>13</sup>CO(2–1) из работы [125], мы провели оценки  $N_{\rm CO}$  способом, который был описан выше, с тем же отношением <sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C. Пространственное разрешение этих карт равно 38″, а спектральное — 0.3 км с<sup>-1</sup>. Так же, как и для  $N_{\rm C^+}$ ,  $N_{\rm CO}$  вычислялось поканально. Константы для CO приведены в табл. 14.

#### 4.4.3 Определение парамемтров пыли

Для определения лучевой концентрации пыли по распределению энергии в спектре ее излучения были собраны данные из архивов двух разных инструментов. Во-первых, использовались карты излучения пыли из обзора галактической плоскости Bolocam (BGPS)<sup>1</sup>. Использовались карты SHARC-II на 350 мкм (см. описание в работе [372]) и данные BGPS v2.1 на 1.1 мм [373]. Пространственное разрешение данных BGPS составляет 8.5″ и 33″ для 350 мкм и 1.1 мм, соответственно. Камера SHARC-II имеет поле зрения 2.59'×0.97', но нечувствительна к протяженному излучению на масштабах больше  $\approx 1'$ . Для S 235 A и S 235 C это соответствует примерно 0.5 пк.

Кроме того были использованы архивные данные на 450 и 850 мкм, полученные на камере SCUBA-2 телескопа JCMT<sup>2</sup> в рамках проекта SCUBA-2 Ambitious Sky Survey (SASSy), см. описание в работе [374, 375]. Пространственное разрешение данных составляет  $\approx 9$  и 14", соответственно. Поле зрения камеры SCUBA-2 около 45', см. [376]. Все данные по излучению пыли в континууме были сглажены до разрешения 33".

Используя модифицированный закон абсолютно черного тела с коэффициентом поглощения  $\kappa = \kappa_{250} (\lambda/250)^{-\beta}$  с  $\kappa_{250} = 2.16 \times 10^{-25}$  см<sup>-2</sup> и  $\beta = 1.8$  [377], нами было построено распределение энергии в ИК-спектре и определена температура пыли. Температурная подгонка была ограничена значениями не менее 9 К, что является типичным значением для молекулярных облаков вдали от молодых звезд. Это ограничение исключает скачки величины  $N_{\rm HI+H_2}$  в областях с низким потоком из-за шума в данных. Неопределенности в полученном эквивалентном  $A_V^{\rm IR}$  (см. коэффициент перевода между лучевой концентрацией и поглощением в уравнении (2.7)) из подгонки опускаются ниже 1 величины для всех наблюдаемых точек в S 235 A и возрастают до эквивалентных  $A_V^{\rm IR}$  величин для двух самых западных точек в S 235 C.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>https://irsa.ipac.caltech.edu/data/BOLOCAM GPS/

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>http://www.cadc-ccda.hia-iha.nrc-cnrc.gc.ca/en/jcmt/

### 4.4.4 Карты излучения молекул и ионов в ФДО S 235 A и S 235 C

Излучение [С II] на 158 мкм обнаруживается в обеих областях Н II, как было показано выше. Карта интегральной интенсивности в линии [С II] в более крупном масштабе показана на рис. 33. Пик излучения [С II] смещен примерно на 10" к северо-западу от ионизующей звезды в S 235 A, что соответствует физическому расстоянию 0.08 пк, в то время как в S 235 C пик излучения совпадает с положением ионизующей звезды. И область S 235 A, и S 235 C на изображениях в линии излучения [С II] имеют эллиптическую форму с отношением осей  $\approx 0.8$ . В S 235 C также прослеживается диффузное излучение, которое простирается на северо-запад. Известно, что между S 235 A и S 235 C расположено молодое звездное скопление, но усиления излучения [С II] в направлении на скопление нет.

Пространственное распределение излучения  $HCO^+(3-2)$  существенно отличается от [C II]: молекулярный газ сосредоточен в южной и юго-восточной части S 235 A и в юго-восточной части S 235 C. В северной и северо-западной частях областей H II нет пиков излучения  $HCO^+(3-2)$ . Пик  $HCO^+(3-2)$  в районе S 235 A расположен между точечными источниками S 235 A-2<sup>\*</sup> и S 235 B<sup>\*</sup> и повторяет распределение яркого излучения на 3.6 мкм, см. рис. 33. Угловой размер облака  $HCO^+(3-2)$  вокруг S 235 A, рассчитанный по контуру в 2 K км с<sup>-1</sup>, составляет 70″×100″ (0.5×0.8 пк), вытянутых в направлении север-юг.

Спектры [<sup>13</sup>С II] в 14 позициях S 235 A и в 7 позициях S 235 C показаны на рис. 34 и 35. Большинство наблюдаемых линий [<sup>13</sup>C II] имеют один пик, в отличие от линий [С II], которые в основном имеют два пика. Самая яркая линия [<sup>13</sup>C II] имеет  $T_{\rm mb} = 4.7$  K в S 235 A в позиции 9 с ( $\Delta \alpha, \Delta \delta$ ) =(-12",-15"), в то время как интегральные интенсивности [<sup>13</sup>C II] одинаковы в этой позиции и вблизи S 235 A-2\* в позиции 6 со смещением ( $\Delta \alpha, \Delta \delta$ ) =(0",0"). Ни одной линии [<sup>13</sup>C II] с отношением S/N > 3 вблизи S 235 B\* не обнаружено. Самая яркая линия [<sup>13</sup>C II] в ФДО S 235 C имеет  $T_{\rm mb} = 1.7$  K в позиции 6 с ( $\Delta \alpha, \Delta \delta$ ) =(-16",-27"). Средние интегральные и линейные интенсивности пиков приведены в таблице 17. Эти значения будут использованы в разделе 4.4.7 в качестве критериев отбора теоретических моделей. Разброс интенсивностей линий [C II] и [<sup>13</sup>C II] в S 235 A значительно выше, чем в S 235 C. Параметры приближений линий [<sup>13</sup>C II] функцией Гаусса в каждой позиции приведены в таблице 15.

На рис. 36 показаны спектры [O I]. Они сконцентрированы более компактно по сравнению со спектрами [<sup>13</sup>C II]. Пик излучения [O I] имеет  $T_{\rm mb} \approx 45$  K к югу от S 235 A<sup>\*</sup>, а в S 235 C пик [O I] имеет  $T_{\rm mb} \approx 13$  K к юго-востоку от ионизующей звезды. Линии [O I] имеют два пика на профилях, что часто встречается в областях образования массивных звезд. Обычно подобный профиль обусловлен эффектом самопоглощения, см. например работу [22]. Средние значения интегральных



Рис. 33: Слева: изображение области с позициями, где наблюдалась линия [ $^{13}$ C II] на длине волны 3.6 мкм, полученное телескопом *Spitzer*. Положения пикселей upGREAT показаны белыми пустыми кружками. Справа: интегральная интенсивность излучения в линии [C II]. Белыми штриховыми линиями показаны разрезы для PV-диаграмм, на которых цифрами обозначены углы, измеренные к западу от направления на юг, с началом координат в направлении ионизующей звезды. Интегральная интенсивность излучения в линии HCO<sup>+</sup>(3–2) наложена черными контурами, соответствующими 2, 6, 10 и 14 К км с<sup>-1</sup>. Точечные источники из таблицы 4 показаны черными звездочками на обеих панелях и подписаны на правой панели. Размер диаграммы направленности телескопа показан черным кружком.



Рис. 34: Спектры [<sup>13</sup>С II], [С II] и НСО<sup>+</sup>(3–2) в S 235 А показаны красными, черными и синими линиями, соответственно. Спектры [<sup>13</sup>С II] представляют собой суммы по трем сверхтонким компонентам. Диапазон скоростей на графиках от –23 до –11 км с<sup>-1</sup>. Угловое расстояние дано между позициями и положением с координатами  $\alpha$ (J2000.0) = 05<sup>h</sup>40<sup>m</sup>53.17<sup>s</sup> и  $\delta$ (J2000.0) = +35°11′03″ (спектр 6). Вертикальная шкала показывает яркость излучения в линии [<sup>13</sup>С II]. Шкала для спектров [С II] уменьшена в 17 раз. Красная вертикальная линия соответствует скорости –16.6 км с<sup>-1</sup>. Повышение сигнала с синей стороны некоторых спектров [<sup>13</sup>С II] связано со вкладом красного крыла близлежащей линии [С II].



Рис. 35: То же, что на рис. 34, только для S 235 C. Угловое расстояние дано между позициями и положением с координатами  $\alpha(J2000.0) = 05^{h}40^{m}52.09^{s}$  и  $\delta(J2000.0) = +35^{\circ}38'37.03''$ . Шкала для спектров [C II] уменьшена в 25 раз.

Таблица 15: Параметры приближения спектров [ ${}^{13}$ С II] функцией Гаусса. Приближение было сделано только для позиций, где отношение S/N > 3. Спектральное разрешение в позиции 1 было уменьшено, чтобы линия [ ${}^{13}$ С II] была видна на уровне шумов.

N	позиция	[ <sup>13</sup> C II]			
		W	$V_{\rm lsr}$	FWHM	$T_{\rm mb}$
	$\Delta \alpha$ ", $\Delta \delta$ "	$(K \ \mbox{km} \ \mbox{c}^{-1})$	$(\mathrm{km}\mathrm{c}^{-1})$	$(\mathrm{km}\mathrm{c}^{-1})$	(K)
		S 2	235 A		
1	(29,8)	$1.7\pm0.4$	$-16.6{\pm}0.1$	$0.8{\pm}0.3$	$1.9\ \pm 0.2$
2	(24  , -21)	$2.5 \pm 0.4$	$-16.5 {\pm} 0.2$	$2.8{\pm}0.5$	$0.9\ \pm 0.3$
3	$(18,-\!6)$	$9.7{\pm}0.5$	$-16.0 {\pm} 0.1$	$2.5{\pm}0.1$	$3.6\ \pm 0.5$
4	(13,-35)		—		
5	(2, 30)	$5.4 \pm 0.3$	$-16.9 {\pm} 0.1$	$2.6{\pm}0.2$	$1.9\ \pm 0.3$
6	(0,0)	$11.6{\pm}0.3$	$-16.4 {\pm} 0.1$	$2.8{\pm}0.1$	$3.9\ \pm 0.3$
$\overline{7}$	(-7 , -33)		—		
8	(-9 , 15)	$6.3 \pm 0.4$	$-16.8 {\pm} 0.1$	$3.2{\pm}0.2$	$1.9\ \pm 0.4$
9	(-12 , -15)	$11.7 {\pm} 0.3$	$-16.6{\pm}0.1$	$2.4{\pm}0.1$	$4.5\ \pm 0.2$
10	(-18, -47)		_		
11	$\left(-25 \ , \ 19\right)$	$9.1{\pm}0.7$	$-16.9 {\pm} 0.1$	$4.0{\pm}0.4$	$2.1\ \pm 0.3$
12	(-33  ,  -11)	$3.9{\pm}0.3$	$-16.6 {\pm} 0.1$	$2.8{\pm}0.2$	$1.7\ \pm 0.3$
13	(-36 , 4)	$2.5 \pm 0.4$	$-16.7 {\pm} 0.2$	$2.4{\pm}0.4$	$1.0\ \pm 0.3$
14	(-44 , -26)		_		
S235 $C$					
1	(34 , -2)	$2.8 {\pm} 0.5$	$-15.7 {\pm} 0.1$	$1.7{\pm}0.3$	$1.6 {\pm} 0.4$
2	(17, 28)	$3.8 {\pm} 0.4$	$-16.5 \pm 0.1$	$2.6{\pm}0.3$	$1.4 \pm 0.3$
3	(15,-27)	$2.5 \pm 0.3$	$-15.8 {\pm} 0.1$	$2.2{\pm}0.4$	$1.1 \pm 0.3$
4	(0,0)	$6.5 {\pm} 0.5$	$-17.0 {\pm} 0.2$	$5.2{\pm}0.5$	$1.2 \pm 0.2$
5	(-14, -28)	$2.5\pm0.5$	$-16.4 {\pm} 0.3$	$2.8{\pm}0.6$	$0.9 {\pm} 0.2$
6	$(-16 \ , \ 27)$	$3.5 \pm 0.4$	$-17.1 {\pm} 0.1$	$2.0{\pm}0.3$	$1.6 {\pm} 0.3$
7	(-31 , 2)	$2.6 {\pm} 0.5$	$-17.5 \pm 0.2$	$1.7 {\pm} 0.3$	$1.4{\pm}0.5$

Ν	позиция	HCO <sup>+</sup> (3–2)				
		W	$V_{\rm lsr}$	FWHM	$T_{\rm mb}$	
	$\Delta \alpha$ ", $\Delta \delta$ "	$(K \ \mbox{km} \ \mbox{c}^{-1})$	$(\mathrm{km}\mathrm{c}^{-1})$	$(\mathrm{km}\mathrm{c}^{-1})$	(K)	
		$S$ $\stackrel{\scriptscriptstyle \mathcal{A}}{\scriptscriptstyle \mathcal{A}}$	235 A			
1	(29,8)	$5.1 \pm 0.2$	$-16.8 {\pm} 0.1$	$2.7{\pm}0.1$	$1.8{\pm}0.2$	
2	(24, -21)	$8.3 {\pm} 0.2$	$-16.6 {\pm} 0.1$	$2.7{\pm}0.1$	$2.9{\pm}0.2$	
3	$(18,-\!6)$	$7.9{\pm}0.3$	$-16.9 {\pm} 0.1$	$2.5 \pm 0.1$	$2.9{\pm}0.2$	
4	(13,-35)	$11.6{\pm}0.2$	$-17.0 {\pm} 0.1$	$3.2{\pm}0.1$	$3.4{\pm}0.1$	
5	(2, 30)	$3.7 {\pm} 0.2$	$-17.4 {\pm} 0.1$	$2.2{\pm}0.1$	$1.7 {\pm} 0.16$	
6	(0,0)	$5.1 \pm 0.2$	$-17.2 {\pm} 0.1$	$2.7{\pm}0.1$	$1.8 {\pm} 0.1$	
7	(-7 , -33)	$12.7 {\pm} 0.3$	$-17.2 {\pm} 0.1$	$3.0{\pm}0.1$	$3.9{\pm}0.2$	
8	(-9 , 15)	$2.6{\pm}0.2$	$-17.2 {\pm} 0.1$	$2.4{\pm}0.2$	$1.1 {\pm} 0.2$	
9	(-12 , -15)	$8.5 \pm 0.3$	$-17.3 {\pm} 0.1$	$2.9{\pm}0.1$	$2.8 {\pm} 0.1$	
10	(-18, -47)	$6.3 {\pm} 0.2$	$-16.8 {\pm} 0.1$	$2.3 {\pm} 0.1$	$2.6 \pm 0.2$	
11	$(-25 \ , \ 19)$	$1.8{\pm}0.2$	$-17.5 {\pm} 0.1$	$2.2{\pm}0.3$	$0.7{\pm}0.2$	
12	(-33, -11)	$3.4{\pm}0.2$	$-16.9 {\pm} 0.1$	$2.2{\pm}0.2$	$1.5 \pm 0.1$	
13	(-36, 4)	$1.7{\pm}0.2$	$-17.1 {\pm} 0.1$	$2.5{\pm}0.3$	$0.7{\pm}0.2$	
14	(-44, -26)	$3.2{\pm}0.2$	$-16.7 {\pm} 0.1$	$1.9{\pm}0.2$	$1.6{\pm}0.2$	
	S235 $C$					
1	(34,-2)	$1.9{\pm}0.1$	$-16.4 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.1$	$1.3 \pm 0.1$	
2	(17, 28)		_			
3	(15,-27)	$2.9{\pm}0.2$	$-16.7 {\pm} 0.1$	$1.7{\pm}0.2$	$1.6{\pm}0.2$	
4	(0,0)		_			
5	(-14, -28)		_			
6	(-16 , 27)		_			
7	(-31 , 2)		_			

Таблица 16: Параметры приближения спектров HCO<sup>+</sup>(3–2) функцией Гаусса. Приближение было сделано только для позиций, где отношение S/N > 3.

Таблица 17: Средние наблюдаемые значения по 14 позициям в ФДО S 235 A и по 6 позициям в S 235 C.

Линия	Среднее значение	S235 A	S235 C
$[^{13}CII]$	$\langle W \rangle$ , K км c <sup>-1</sup>	$5.0 \pm 3.8$	$3.5 \pm 1.3$
$[^{13}\mathrm{CII}]$	$\langle T_{\rm mb} \rangle$ , K	$1.8 \pm 1.3$	$1.3 \pm 0.2$
[C 11]	$\langle W \rangle$ , K км c <sup>-1</sup>	$230 \pm 80$	$225 \pm 42$
[O I]	$\langle W \rangle$ , K км c <sup>-1</sup>	$30.8 \pm 14.4$	$8.8\pm5.2$



Рис. 36: Спектры [O I] в S 235 A (слева) и в S 235 C (справа), наложенные на изображение на длине волны 3.6 мкм. Интервал скоростей простирается с -24 до -9 км с<sup>-1</sup>.

интенсивностей и максимальных яркостных температур линий приведены в таблице 17. Усредненные значения интегральных интенсивностей [С II] по площади, наблюдаемой в линии [O I], в обеих ФДО почти одинаковы. Отношение интегральных интенсивностей [O I] и [С II] в среднем составляет 0.14 и 0.04 в S 235 A и S 235 C, причем разница обусловлена почти исключительно разной интенсивностью линии [O I]. Поскольку яркое излучение в линии [O I] является надежным индикатором плотного газа [378], можно предположить, что эти ФДО имеют разную плотность, причем плотность выше в S 235 A. Яркое излучение в линии HCO<sup>+</sup>(3–2), которая имеет более высокую критическую плотность по сравнению с линией [С II], наблюдается на юго-востоке обеих ФДО, с максимумом около S 235 A. В отличие от пиков излучения [С II], пики на карте в линии HCO<sup>+</sup>(3–2) появляются в самой плотной части ФДО, там же, где наблюдаются яркие дуги на 3.6 мкм (рис. 33).

#### 4.4.5 Кинематика газа в $\Phi$ ДО S 235 A и S 235 C

В этом разделе кинематика газа изучается на основе PV-диаграмм линий [С II] и HCO<sup>+</sup>(3–2). Диаграммы показаны для направлений вдоль больших и малых осей вытянутого эллипсоидального изображения S 235 A и в тех же направлениях для S 235 C, как показано на рис. 33 штриховыми линиями. PV-диаграммы показаны на рис. 37. В обеих областях H II линии [C II] имеют двухкомпонентные профили, с красным компонентом около  $-15 < V_{lsr} < -14$  км с<sup>-1</sup> и синим компонентом около  $-18 < V_{lsr} < -17$  км с<sup>-1</sup>. Двухкомпонентные профили имеют провал при  $V_{lsr} = -16$  км с<sup>-1</sup>, соответствующий пику излучения PPЛ водорода, обсуждавшихся выше. PV-диаграммы для линии HCO<sup>+</sup>(3–2) показывают профили линий с одним компонентом, попадающим между двумя компонентами [C II]. В направлении на точечный источник S 235 A-2<sup>\*</sup>, где находится газ высокой плотности, излучение [С II] резко спадает. Источник проецируется на яркую дугообразную структуру, видимую на снимках *Spitzer* на рис. 33 (левая панель).

Разница скоростей между пиками двухкомпонентной линии [С II] и пиком линии HCO<sup>+</sup>(3–2) составляет  $\approx 2 \text{ км c}^{-1}$ , как видно из PV-диаграмм. Из PV-диаграмм [С II] и HCO<sup>+</sup>(3–2) как будто следует, что газ, излучающий в линии [С II], расширяется в обе стороны со скоростью  $V_{\rm exp} \approx 2 \text{ км c}^{-1}$  в неподвижное окружающее молекулярное облако, видимое в линии HCO<sup>+</sup>(3–2). Для детального изучения кинематики газа в нейтральных оболочках областей H II в тех же позициях показаны спектры HCO<sup>+</sup>(3–2) на рис. 34 и 35. Профили линий [<sup>13</sup>C II], показанные на этих рисунках, имеют один пик, из чего следует, что провалы [С II] связаны с самопоглощением, а не представляют собой расширяющиеся стенки ФДО.

Самая яркая линия [<sup>13</sup>C II] в S 235 А имеет симметричный профиль гауссовой формы с пиком на скорости  $V_{\rm lsr} = -16.6 \,\,{\rm km}\,{\rm c}^{-1}$ . Это значение  $V_{\rm lsr}$  на каждом спектре на рис. 34 показано красной вертикальной линией, чтобы лучше было видно градиент скорости линий [<sup>13</sup>C II]. В спектрах линий [<sup>13</sup>C II] в S 235 С наблюдается глобальный градиент скорости запад-восток  $\approx 1 \,\,{\rm km}\,{\rm c}^{-1}$  (этот градиент хорошо заметен при сравнении позиций 1 и 7), а в S 235 А (позиции 3 и 11) — градиент юго-запад – северо-восток. Спектры [<sup>13</sup>C II] в других направлениях S 235 А имеют сложную форму: плоская вершина в позиции 6, красное смещение и выраженное красное крыло в позиции 3, синие скошенные широкие профили к северо-западу от S 235 А<sup>\*</sup> в позиция 8, 11 и 13. Свойства излучения линии [C II] в направлениях, наблюдается [<sup>13</sup>C II], приведены в таблице 18. Видно, что  $\tau_{\rm [CII]} > 1$  во всех направлениях, где наблюдается [<sup>13</sup>C II] на уровне S/N > 3. Среднее значение  $T_{\rm ex}$  излучения линий [C II] и [<sup>13</sup>C II] составляет от 40 до примерно 90 К. Обе области Н II погружены в плотные ФДО, которые являются оптически толстыми в линии [C II].

Обнаруженные линии [O I] имеют провал, связанный с самопоглощением, который в линиях [C II] появляется почти на той же скорости ( $-16 \text{ км c}^{-1}$ ). В обеих ФДО самопоглощение более выражено в спектрах [O I], чем в спектрах [C II] (см. усредненные по наблюдаемым позициям спектры на рис. 38). Разница скоростей между двумя компонентами линий такая же, как и в линиях [C II]:  $\approx 4 \text{ км c}^{-1}$ . В линиях [O I] с двойными компонентами синяя почти во всех позициях ярче красной, за исключением четырех позиций к югу и востоку от точечного источника S 235 A-2\*. Линии с более ярким синим компонентом часто рассматриваются как признак коллапса межзвездного газа в направлении на протозвезду, см. напр. [379], но яркие синие компоненты могут также быть обусловлены неоднородным распределением плотности в объекте. Область с более ярким красным (синим) компонентом линий [O I] совпадает с областью ярких красных (синих) линий [<sup>13</sup>C II] в S 235 A.



Рис. 37: PV-диаграммы для излучения в линиях [С II] (показаны цветом) и HCO<sup>+</sup>(3–2) (показаны белыми контурами) для S 235 A (верхняя панель) и S 235 C (нижняя панель). Штриховые вертикальные линии соответствуют положениям точечных источников, перечисленным в таблице 4, отсчитанных от начала PV-диаграмм.



Рис. 38: Усредненные и нормированные на максимум интенсивности спектры [С II], [<sup>13</sup>С II], [О I] и HCO<sup>+</sup>(3–2). Слева на спектрах видно правое крыло линии излучения [С II].

Следовательно, имеется глобальный градиент скорости в ФДО, а не локальное расширение или сжатие. Провал на профилях с самопоглощением приходится на одно и то же значение скорости  $V_{\rm lsr}$  для всех спектров в S 235 A и S 235 C. Вероятно, перед теплыми ФДО расположен слой холодного газа с градиентом скорости.

Линии HCO<sup>+</sup>(3–2) имеют градиент скорости с тем же направлением и зна́ком, что и линии [<sup>13</sup>C II] в обеих ФДО. Следовательно, этот градиент действительно связан со свойствами родительского молекулярного облака, в котором сформировались области H II. Формы линий HCO<sup>+</sup>(3–2) и [<sup>13</sup>C II] были приближены гауссовыми профилями (см. таблицы 15 и 16), показывающими, что пики линий [<sup>13</sup>C II] смещены в красную сторону относительно HCO<sup>+</sup>(3–2) примерно на 1 км с<sup>-1</sup> в позициях 3, 6 и 9 к юго-востоку от S 235 A, а также в позициях 1 и 3 к востоку от S 235 C. Эта разница скоростей интерпретируется как относительное движение плотного молекулярного вещества, излучающего в HCO<sup>+</sup>(3–2), и окружающего ФДО, излучающего в [C II], со скоростью  $\approx 1$  км с<sup>-1</sup>. Аналогичный сдвиг скоростей между  $HCO^+(3-2)$  и [<sup>13</sup>C II] виден и в усредненных спектрах S 235 A на рис. 38. Избыток излучения с красной стороны в линии [<sup>13</sup>C II] по сравнению с  $HCO^+(3-2)$ в S 235 C в позициях 1 и 3 на рис. 35 также виден на усредненных спектрах.

Отсутствие разницы в скоростях между [ $^{13}$ C II] и HCO<sup>+</sup>(3–2) в западных частях обеих ФДО может быть связано с отсутствием молекулярного вещества высокой плотности. По-видимому, газ, излучающий в линиях [С II] и HCO<sup>+</sup>(3–2), свободно вытекает из ФДО в окружающую среду малой плотности. Красные крылья линии [С II], видимые в позициях 8, 11, 13 в S 235 А и в позициях 6 и 7 в S 235 С, указывают, что расширение в среду с низкой плотностью происходит в противоположном от наблюдателя направлении.

Значение  $V_{\text{exp}} \approx 1 \text{ км c}^{-1}$ , найденное из анализа спектров [<sup>13</sup>C II] и HCO<sup>+</sup>(3–2), примерно в два раза меньше, чем значение, которое можно было бы оценить по PV-диаграммам [C II] и HCO<sup>+</sup>(3–2), ошибочно принимая два компонента в линиях [C II] за признак расширения.

#### 4.4.6 Концентрация углеродосодержащих компонентов

На рис. 39 показаны карты  $N_{\rm CO}$  и  $N_{\rm HCO^+}$ . На обеих картах видна концентрация молекулярного газа к югу и юго-востоку от S 235 A между точечными источниками S 235 A-2<sup>\*</sup> и S 235B<sup>\*</sup>, а также к юго-востоку от S 235 C. В то время как области с наибольшими  $N_{\rm CO}$  и  $N_{\rm HCO^+}$  вокруг S 235 A и S 235 B<sup>\*</sup> совпадают в картинной плоскости, вблизи вторичного пика  $N_{\rm HCO^+}$  к югу от S 235 B<sup>\*</sup> (около  $\alpha \approx 05^{\rm h}40^{\rm m}54^{\rm s}$ и  $\delta \approx +35^{\circ}40'30''$ ) наблюдается снижение величины  $N_{\rm CO}$ .

На рис. 39 также показаны карты температуры пыли  $T_{\rm dust}$  и концентрации  $N_{\rm dust}$ . Распределение  $N_{\rm dust}$  примерно соответствует пространственному распределению  $N_{\rm HCO^+}$ . Значение  $T_{\rm dust}$  в направлении на молодые звезды увеличивается примерно до 24 K, но температурные максимумы не совпадают с пиками лучевой концентрации, а смещены. В S 235 A максимум  $T_{\rm dust}$  находится к югу от ионизующей звезды, вероятно, из-за вклада других источников нагрева (например, S 235 A-2\*, S 235 B\*); в S 235 C пик температуры смещен к западу, вероятно, из-за градиента плотности, позволяющего более эффективно нагревать эту часть источника. Величина  $T_{\rm dust}$  согласуется с  $T_{\rm ex}$  для молекул CO, найденной в работе [125]. Молекулы CO являются индикаторами общего распределения газа с относительно низкой критической плотностью, поэтому их излучение быстро термализуется.

Лучевые концентрации C<sup>+</sup> и CO в направлениях, где наблюдалась линия [<sup>13</sup>C II], сравниваются в таблице 18. В предположении, что весь углерод содержится только в C<sup>+</sup> и CO, а элементное обилие углерода относительно водорода равно  $1.2 \cdot 10^{-4}$ , лучевая концентрация углеродосодержащих компонентов ( $N_{\rm CO}+N_{\rm C^+}$ ) была пересчитана в величину лучевой концентрации водорода  $N_{\rm H}^{\rm C}$ , а потом в шкалу поглощения через коэффициент  $1.87 \cdot 10^{21}$  см<sup>-2</sup>. Аналогичным образом из  $N_{\rm dust}$  была



Рис. 39: Слева: карты  $N_{\rm CO}$  (цвет) и  $N_{\rm HCO^+}$  (контуры). Контуры соответствуют 1.0, 2.5, 4.0 и 5.5 × 10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>. Позиции наблюдений [<sup>13</sup>С II] показаны кружками. Красными кружками обозначены позиции с  $N_{\rm C^+} > N_{\rm CO}$ , белые кружки показывают обратное соотношение. Середина: величина  $N_{\rm dust}$  в эквивалентной шкале поглощения  $A_V$ . Справа: распределение  $T_{\rm dust}$ . Точечные источники из таблицы 4 показаны черными звездочками на левой панели и красными звездочками на центральной и правой панелях.

получена концентрация водорода  $N_{\rm H}^{\rm d}$ , сравнение показано в таблице 18, см. также рис. 40. Хотя в большинстве направлений обе концентрации согласуются, есть несколько направлений, где  $N_{\rm H}^{\rm d} > (1.5 - 2)N_{\rm H}^{\rm C}$ . Эти направления соответствуют расположению плотного молекулярного газа вокруг S 235 A на юге, а также на северо-западе и в одной позиции к востоку от S 235 C. Вероятно данное рассогласование связано с недоучетом оптической толщины в линиях либо с отклонениями от ЛТР. Пересчет  $N_{\rm CO}$  по данным, взятым из работы [125], выполненный в диссертации, показал, что в некоторых позициях оптическая толщина линии <sup>13</sup>CO(2–1) близка к 1, хотя при использовании уравнения (4.2) предполагается, что эта линия должна быть оптически тонкой.

Рассматривая S 235 A с северо-запада на юго-восток, можно выделить два различных типа окружения: ФДО, где углерод содержится в основном в ионах C<sup>+</sup>, и молекулярное облако, где углерод содержится преимущественно в молекулах CO. В направлении S 235 A<sup>\*</sup>, S 235 A-2<sup>\*</sup> и в нескольких направлениях к западу  $N_{C^+}$  значительно превышает  $N_{CO}$ , а именно  $N_{C^+} \approx (2-6) \cdot N_{CO}$ . На левой панели рис. 39 направления с  $N_{C^+} > N_{CO}$  показаны красными кружками. Точечные источники расположены на границе между ФДО и окружающим молекулярным облаком, где ФДО расширяется, см. рис. 39. Величина  $N_{C^+}$  выше, чем  $N_{CO}$ , в пяти из семи наблюдаемых позиций в S 235 C. Значения  $N_{CO}$  и  $N_{HCO^+}$  максимальны в направлениях плотных молекулярных сгустков, где  $N_{CO} > N_{C^+}$ .

Если усреднить отношение  $N_{\rm CO}+N_{\rm C^+}$  (напомним, что эти величины были получены из анализа излучения в спектральных линиях молекулы CO и ионизованного углерода) к  $N_{\rm H}^{\rm d}$  (последняя величина была получена из анализа излучения пыли), получится обилие углерода в газовой фазе  $7.7 \cdot 10^{-5}$  в S 235 A и  $1.1 \cdot 10^{-4}$  в S 235 C, что согласуется со значением элементного обилия углерода, использованным выше. Часть углерода в направлениях с  $N_{\rm H}^{\rm d} > N_{\rm H}^{\rm C}$  может находиться в газовой фазе в атомарной форме, либо быть в высоковозбужденном состоянии и, следовательно, быть невидимой в низких переходах линии CO, или вымораживаться на пылинках. В направлениях с  $N_{\rm H}^{\rm d} > N_{\rm H}^{\rm C}$  вокруг S 235 A температура пыли заключена в пределах  $10 \leq T_{\rm dust} \leq 20$  K. Учитывая, что эти позиции расположены в окружающем холодном молекулярном облаке, естественно ожидать, что часть молекул CO вымораживается. Между областями H II расположено богатое молодое звездное скопление (см. раздел 4.4.8), но оно не обеспечивает достаточного нагрева, чтобы сделать пыль теплее, чем 10-15 K.

#### 4.4.7 Моделирование S 235 A и S 235 C с MARION

Чтобы понять, насколько наблюдаемые свойства ФДО соответствуют модели расширяющихся областей Н II, аналитически и численно описанных в работах [6, 380, 46, 193, 319, 206], было проведено их моделирование с помощью модели

Таблица 18: Свойства излучения [С II] в позициях с измеренными линиями [<sup>13</sup>С II]: средние значения  $T_{\rm ex}$  и  $\tau_{\rm C^+}$ , усредненные по оптически толстым каналам,  $\pm$  стандартное отклонение по каналам показаны в колонках 3 и 4. Значение  $N_{\rm C^+}$ , рассчитанное для оптически тонких и толстых каналов, приведено в колонке 5, значение  $N_{\rm CO}$  – в колонке 6. Также даны значения лучевых концентраций водорода, подсчитанные по углеродсодержащим компонентам и по пыли, все в эквивалентной шкале поглощения.

Ν	$(\Delta \alpha, \Delta \delta)$	$\langle T_{\rm ex} \rangle$	$\langle \tau_{\rm C^+} \rangle$	$N_{\rm C^+}$	$N_{\rm CO}$	$N_{\rm H}^{\rm C}$	$N_{\rm H}^{\rm d}$
	","	Κ		$10^{18} { m ~cm^{-2}}$	$10^{18} { m ~cm^{-2}}$	$A_{\rm V}$	$A_{\rm V}$
	S 235 A						
1	(29, 8)	$47.5 \pm \ 1.3$	$10.3 \pm 2.3$	$1.7{\pm}0.2$	$6.9{\pm}0.1$	$38.3 {\pm} 1.0$	43.3
2	(24 , -21)	$40.7{\pm}~2.8$	$9.3{\pm}1.7$	$1.5 \pm 0.4$	$7.9{\pm}0.1$	$41.9 {\pm} 1.8$	66.5
3	(18,-6)	$72.6 \pm \ 3.6$	$6.1 \pm 2.3$	$6.6{\pm}0.7$	$8.3 {\pm} 0.1$	$66.4 \pm 3.1$	63.4
4	(13,-35)	—	—	< 0.1	$8.8{\pm}0.5$	$39.3 {\pm} 2.3$	80.1
5	(2, 30)	$63.1{\pm}~9.2$	$4.3 \pm 1.7$	$4.2 {\pm} 0.9$	$2.0{\pm}0.2$	$27.6 {\pm} 4.0$	50.2
6	(0,0)	$90.1{\pm}14.0$	$4.8 \pm 2.4$	$8.9{\pm}0.8$	$5.2 \pm 0.1$	$62.8 {\pm} 3.6$	81.5
7	(-7 , -33)	—	—	< 0.1	$8.9{\pm}0.2$	$39.7{\pm}0.5$	82.1
8	(-9, 15)	$75.4{\pm}17.0$	$3.4{\pm}2.0$	$4.5\pm0.8$	$1.9{\pm}0.2$	$28.5 \pm 3.6$	59.7
9	(-12  ,  -15)	$82.5 \pm 16.7$	$4.9 {\pm} 2.7$	$8.0{\pm}0.9$	$5.6 \pm 0.1$	$60.6 {\pm} 4.1$	88.8
10	(-18, -47)	—	—	< 0.1	$7.4 {\pm} 0.1$	$33.3 \pm 0.5$	54.6
11	(-25  ,  19)	$69.3 {\pm} 16.6$	$4.0{\pm}1.9$	$6.7 \pm 1.4$	$1.4{\pm}0.1$	$36.1{\pm}6.2$	60.9
12	(-33, -11)	$69.0\pm5.2$	$3.1{\pm}1.0$	$2.8{\pm}0.5$	$2.2{\pm}0.1$	$22.3 \pm 2.3$	40.6
13	(-36, 4)	$68.4{\pm}13.4$	$3.6 {\pm} 3.7$	$3.8{\pm}0.8$	$1.5 {\pm} 0.1$	$23.6 \pm 3.6$	43.7
14	(-44, -26)	—	—	< 0.1	$4.0 {\pm} 0.1$	$17.9{\pm}1.6$	28.7
			S23	35 C			
1	(34, -2)	$57.5 \pm \ 3.0$	$5.3 \pm 1.3$	$2.3 \pm 0.3$	$2.0\pm0.3$	$19.2 \pm 1.4$	25.0
2	(17, 28)	$63.9 \pm\ 2.7$	$3.6{\pm}1.0$	$2.1 \pm 0.4$	$0.9{\pm}0.1$	$13.4{\pm}1.8$	20.6
3	(15, -27)	$59.2 \pm 1.5$	$3.5 \pm 0.6$	$1.6{\pm}0.3$	$1.8{\pm}0.1$	$15.2 \pm 1.4$	17.0
4	(0, 0)	$67.7 \pm\ 6.7$	$2.1\pm0.8$	$2.9{\pm}0.7$	$0.9{\pm}0.2$	$16.9 \pm 3.1$	12.5
5	(-14, -28)	$60.7 \pm\ 5.2$	$3.6{\pm}0.9$	$2.0\pm0.3$	$0.6{\pm}0.1$	$11.6 \pm 1.4$	9.9
6	$(-16 \ , \ 27)$	$72.2\pm5.0$	$3.0{\pm}0.4$	$2.6 {\pm} 0.4$	$0.4{\pm}0.1$	$13.4{\pm}1.8$	12.5
7	(-31 , 2)	$58.5\pm5.1$	$4.7 \pm 1.3$	$2.3 \pm 0.4$	$0.4{\pm}0.1$	$1.8 {\pm} 0.5$	4.1



Рис. 40: Вверху: лучевые концентрации водорода в виде эквивалентных величин  $A_{\rm V}$ . Внизу:  $N_{\rm C^+}$  и  $N_{\rm CO}$ . По горизонтальной оси отложены номера позиций со спектрами.

MARION. Использовалась та же газофазная химическая сетка, которая применялась в Главе 2 для моделирования ФДО Барьер Ориона, вместе с реакциями ионизации и рекомбинации атомов и ионов. Сечения для большинства фотореакций взяты из Лейденской базы данных, см. работу [223]. В химическую модель включены реакции образования молекул Н<sub>2</sub> на поверхности пылинок, а также процессы адсорбции и десорбции других нейтральных химических компонентов, но прочие химические реакции на поверхности пылинок не рассматриваются в расчетах для экономии вычислительного времени. Расчеты скоростей процессов адсорбции и десорбции основаны на работе [381], с обновленными энергиями десорбции из работы [382]. Использовались начальные обилия элементов, основанные на наборе ЕА2 из [383]. Это т. н. высокометалличные начальные условия, которые обычно используются для моделирования протозвезд. В начале расчетов среда представляла собой холодное газо-пылевое молекулярное облако, причем все молекулы, кроме H<sub>2</sub>, находились на поверхности пылинок. Всего в модель включены 52 химических компонента: Н, Н<sup>+</sup>, H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>3</sub><sup>+</sup>, O, O<sup>+</sup>, O<sup>++</sup>, OH<sup>+</sup>, OH, O<sub>2</sub>,  $O_2: \, d, \, O_2^+, \, H_2O, \, H_2O^+, \, H_3O^+, \, C, \, C^+, \, C^{++}, \, CH, \, CH^+, \, CH_2, \, CH_2^+, \, CH_3, \, CH_3^+, \, CH_4, \, CH_$  $\mathrm{CH}_{4}^{+},\ \mathrm{CH}_{5}^{+},\ \mathrm{CO},\ \mathrm{CO}:\ \mathrm{d},\ \mathrm{CO}^{+},\ \mathrm{HCO}^{+},\ \mathrm{He},\ \mathrm{He}^{+},\ \mathrm{S},\ \mathrm{S}^{+},\ \mathrm{Si},\ \mathrm{Si}^{+},\ \mathrm{Hed},\ \mathrm{H_{2}:d},\ \mathrm{O:d},$ OH:d, H<sub>2</sub>O:d, C:d, CH: d, CH<sub>2</sub>:d, CH<sub>3</sub>:d, CH<sub>4</sub>:d, S:d, Si:d, e<sup>-</sup>, где постфикс ":d" указывает на молекулы, адсорбированные на пыль. Компоненты, содержащие серу и кремний, включены только для моделирования теплового баланса и для получения корректной температуры газа в ионизованной области. Процессы нагрева и охлаждения, включенные в модель, перечислены выше в Главе 2.

Пыль в модели представлена силикатными и графитовыми пылинками, распределенными на 24 интервала по размерам для каждого типа. Начальное отношение массы пыли к массе газа составляет 0.0088, а распределение по размерам соответствует модели номер 16 из работы [235]. В этой модели принято  $R_V = 5.5$  вместо стандартного межзвездного  $R_V = 3.1$ , и предполагается меньшее относительное количество мелких пылинок и, следовательно, меньшее поглощение на пыли, что в итоге приводит к более протяженной ФДО (см. ниже). Значения  $R_V > 5$  были найдены в таких ФДО, как Барьер Ориона и NGC 7023 [325, 326], а также, повидимому, в S 255 и S 257. Использованная модель пыли предполагает, что относительное обилие углерода, связанного в пылевых тугоплавких ядрах, составляет  $3 \cdot 10^{-5}$ . Таким образом, общее содержание углерода в модели составляет  $1.5 \cdot 10^{-4}$ . Обилие кремния, связанного в тугоплавких ядрах, соответствует солнечному значению 3.63 · 10<sup>-5</sup>. Ядра пылинок в представленном моделировании не разрушаются, и углерод из них не высвобождается. Размер расчетной области составляет 0.5 пк. Она разделена на 550 радиальных ячеек. Температура пыли рассчитывается самосогласованно из радиационных процессов и взаимодействия с газом. Температура газа также вычисляется самосогласованно, за исключением начального момента, когда она устанавливается равной значению, соответствующему холодным молекулярным облакам.

В начале моделирования предполагается, что массивная звезда погружена в молекулярное облако с равномерным распределением газа. При t = 0 звезда начинает ионизовать и нагревать окружающее вещество. Для воспроизведения наблюдаемых свойств газа в ФДО и областях Н II, были проведены расчеты в широком диапазоне эффективных температур ионизующих звезд (от 25000 до 31000 K) и начальных плотностей газа (от  $5 \cdot 10^3$  до  $10^5$  см<sup>-3</sup>). Набор параметров, который лучше всего описывает наблюдаемые свойства объектов, показан в таблице 19.

Для моделирования профилей линий излучения линий молекул и атомов для модельных физических параметров и химических обилий была использована модель переноса излучения в сферически-симметричном облаке SimLine, см. [384]. Основными партнерами для столкновительного возбуждения линий [С II], наблюдаемых на *SOFIA*, в области Н II являются электроны, а в ФДО — атомы и молекулы водорода. Эти столкновения были учтены в модели переноса излучения. Для HCO<sup>+</sup> электронное возбуждение в области Н II не рассматривается. Использовались коэффициенты для столкновительного возбуждения C<sup>+</sup> [15], атомарного O [385] и HCO<sup>+</sup> [183] с молекулярным водородом. Для описания турбулентности в коде используются два параметра: дисперсия турбулентных скоростей и длина корреляции турбулентности. Они были установлены равными 2.4 км с<sup>-1</sup> (на основе типичных ширин линий [С II] и HCO<sup>+</sup>(3–2); см. ниже) и 0.1 пк, см. работы [386, 384], соответственно.

Поскольку MARION является химико-динамической моделью, становится возможным проследить эволюцию физических параметров областей Н II и выбрать

Параметр	Величина
$T_{ m eff}$	25000 - 31000 K
$n_{ m H_2}$	$5 \times 10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$
Радиус облака	0.5 пк
Расстояние	1.6 кпк
$T_{ m gas}$	10 K
$m_{ m dust}/m_{ m gas}$	0.0088
Модель пыли, число компонентов	WD16, 48
Скорость ионизации космическими лучами	$1.0 \cdot 10^{-16} \ \mathrm{cek}^{-1}$
x(H <sub>2</sub> )	0.5
$x(\mathrm{He})$	$9.0 \cdot 10^{-2}$
$x(\mathrm{CO}:\mathrm{d})$	$1.20 \cdot 10^{-4}$
$x(\mathrm{H_2O:d})$	$1.36\cdot 10^{-4}$
$x(\mathrm{S})$	$1.50 \cdot 10^{-5}$
x(Si)	$1.70 \cdot 10^{-6}$

Таблица 19: Параметры и начальные условия модели MARION для S 235 A и S 235 C.

момент наилучшего согласия между моделируемыми и наблюдаемыми значениями параметров. Исходя из этого, модель должна соответствовать следующим параметрам:

- Радиусы областей Н II составляют от 0.1 до 0.3 пк.
- $n_{\rm e}$ равна 1000 и 500 см $^{-3}$ в пределах фактора 2 для S 235 A и S 235 C, соответственно.
- Профили линий [<sup>13</sup>С II] и HCO<sup>+</sup>(3–2) имеют один компонент.
- Средние значения интегральной интенсивности  $W([^{13}CII]), W([OI])$  и максимумов амплитуды в линиях  $[^{13}CII]$  близки к наблюдаемым значениям (см. табл. 17) в пределах фактора 2.
- Скорость расширения составляет  $\approx 1 \text{ км c}^{-1}$ .
- Оптическая толщина линии C<sup>+</sup> составляет 3 ≤ τ<sub>C<sup>+</sup></sub> ≤ 10 и 3 ≤ τ<sub>C<sup>+</sup></sub> ≤ 5 для S 235 A и S 235 C, соответственно.

По результатам расчета с MARION для каждых десяти тысяч лет модельного времени рассчитывались PV-диаграммы. Оказалось, что разумное согласие для S 235 A и S 235 C обеспечиваютё модели с  $T_{\rm eff}$ =27000 K и начальными  $n_{\rm gas} = 5 \cdot 10^4$  и  $5 \cdot 10^3$  см<sup>-3</sup>, соответственно. Логарифм полной светимости модельной ионизующей

звезды  $lg(L/L_{\odot}) = 4.07$  и логарифм светимости в диапазоне длин волн < 912 Å  $lg(L_{\rm UV}) = 46.53$  сек<sup>-1</sup>. Модельный возраст S 235 A составляет 6 · 10<sup>4</sup>, а S 235 C -  $3 \cdot 10^4$  лет.

Физические свойства областей Н II Пространственные распределения физических условий и химического состава для обеих областей Н II показаны на рис. 41. Значения  $n_{\rm e} \approx 500$  и 260 см<sup>-3</sup> для S 235 A и S 235 C, соответственно. Каждая область Н II окружена плотной молекулярной оболочкой с максимальной плотностью  $n_{\rm H_2} = 2 \cdot 10^5$  и  $2 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup> для S 235 A и S 235 C, соответственно. Оболочки создаются ударными волнами, которые распространяются впереди фронтов ионизации на границе областей Н II. Моделирование показало, что ширина сжатых оболочек в обеих моделях составляет менее 0.1 пк. Скорости расширения составляют около 1 и 3 км с<sup>-1</sup> для S 235 A и S 235 C, соответственно.

Температурный контраст между ФДО и окружающим молекулярным облаком выше в модели S 235 A по сравнению с моделью для S 235 C из-за относительно низкой плотности газа во втором случае. Центральный источник УФ-излучения нагревает газ и пыль на большем расстоянии в модели S 235 C, чем в модели S 235 A. Значение  $T_{\rm gas}$  меняется от 20 до 300 K в ФДО модели S 235 A (20 <  $T_{\rm dust}$  < 100 K), падает ниже 50 K на расстоянии 0.45 пк в модели для S 235 C (соответствующая  $T_{\rm dust}$  < 30 K).

**Химический состав** Внутри областей H II, а также в нейтральных плотных оболочках углерод находится в форме C<sup>+</sup>. Внешняя граница оболочки состоит из молекулярного CO в газе и на пыли в модели для S 235 A и в виде C<sup>+</sup> — в модели S 235 C. Обилие атомарного углерода в обеих моделях меньше обилия CO или C<sup>+</sup> на несколько порядков величины, за исключением очень тонкого слоя в модели S 235 A, где содержание C лишь в 5 раз меньше, чем CO, и в 3 раза меньше, чем C<sup>+</sup>. Кислород в обеих ФДО находится в атомарной форме в плотной оболочке, а также в невозмущенном газе S 235 C.

Усредненные интенсивности Радиальные распределения интегральных интенсивностей линий показаны на верхней панели рис. 42. В выбранных моделях интенсивности линий [<sup>13</sup>C II] ярче на периферии ФДО, чем в направлении на ионизующую звезду, что согласуется с наблюдениями на рис. 34 и 35. Максимальные модельные значения W([C II]) составляют 75 и 50% от наблюдаемых в S 235 A и S 235 C, соответственно. Модельные яркостные температуры линий [<sup>13</sup>C II] около 0.5–1 и 0.3–0.7 K для двух моделируемых ФДО, соответственно, что в пределах двух раз согласуется со средними значениями  $T_{\rm mb}$  из таблицы 17. Интегральные интенсивности модельных линий [O I] хорошо согласуются со средними значениями из таблицы 17. Интегральные интенсивности линий HCO<sup>+</sup>(3–2) в обеих моделях



Рис. 41: Физические условия в моделях S 235 A (слева) and S 235 C (справа): лучевые концентрации компонентов (три верхние панели), температура газа и пыли, скорость газа (нижняя панель).

ниже наблюдаемых примерно на два и три порядка величины в S 235 A и S 235 C, соответственно.

Столкновительное возбуждение электронами может увеличить интенсивность пика HCO<sup>+</sup>(3–2) в 2–5 раз в S 235 A и S 235 C. Однако это не решает проблему низкой модельной интенсивности линии НСО<sup>+</sup>(3–2). Для совпадения с наблюдаемой интенсивностью требуется в разы увеличить N<sub>HCO+</sub>. Для проверки этого предположения были повторно смоделированы линии НСО<sup>+</sup>(3–2) с увеличенным значением  $n_{\rm H_2}$ , но с неизменным значением относительного обилия HCO<sup>+</sup> по сравнению с рис. 41 (т.е. была увеличена  $N_{\rm HCO^+}$ ). Обнаружилось, что модельная  $T_{\rm ex}$  для линии  $HCO^+(3-2)$  составляет несколько K, а именно, пик линии  $HCO^+(3-2)$  в модели для S 235 A составил 2 и 6 K при увеличении  $N_{\rm HCO^+}$  в 10 и 100 раз, соответственно. Эти значения согласуются с наблюдениями, так как максимальный пик интенсивности HCO<sup>+</sup>(3–2) приходится на 4 К в S 235 A (рис. 34). Если соответствующим образом изменять относительное обилие HCO<sup>+</sup>, сохраняя N<sub>HCO<sup>+</sup></sub> постоянным, интенсивность пика остается недостаточной — 0.4 и 1.6 К при увеличении плотности в 10 и 100 раз, соответственно. Последнее значение также находится в пределах фактора 2.5 от максимального наблюдаемого значения амплитуды. Первая оценка сочетает в себе увеличение лучевой концентрации с увеличением плотности, подобное эффекту от дополнительных столкновений с электронами. Относительно небольшая разница между двумя этими случаями подтверждает вывод о том, что молекулярное возбуждение оказывает лишь небольшой эффект. Оно не может объяснить расхождение между наблюдениями и предсказаниями модели.

Оптические толщины линий [С II] и [О I] Профили линий [С II] в обеих моделях получаются однокомпонентными. Значение  $\tau_{[CII]}$  не превышает 0.4 и 2.0 в моделях для S 235 A и C, соответственно. Несмотря на значительную оптическую глубину в модели S 235 C и спадание температуры к краю облака, количество холодного газа ( $T_{gas} \approx 30$  K) с ионизованным углеродом слишком мало для образования двухкомпонентных профилей линий с эффектом самопоглощения. В модели S 235 A вместо наблюдаемых двухкомпонентных профилей линий [С II] обнаруживаются профили, лишь слегка скошенные в красную сторону. По-видимому, малая оптическая толщина в линии [С II] в модели S 235 A обусловлена отсутствием C<sup>+</sup> за пределами плотной оболочки в невозмущенном молекулярном газе, где весь углерод находится в виде CO на пыли. Значение  $T_{dust}$  в этой модели слишком мало для испарения молекул в газовую фазу.

Чтобы промоделировать рост  $\tau_{[CII]}$  с шириной слоя, в котором содержится С<sup>+</sup> в ФДО, относительное обилие C<sup>+</sup> перед расширяющейся оболочкой было искусственно увеличено до максимально возможного значения, с сохранением всех остальных физических величин неизменными. Были рассмотрены две тестовые модели, в которых слой C<sup>+</sup> вдвое и втрое толще, чем в исходной модели, по-



Рис. 42: Модельные распределения интегральной интенсивности (верхний ряд) и PV-диаграммы в S 235 A (слева) и S 235 C (справа). PV-диаграммы для HCO<sup>+</sup>(3–2) показаны белыми контурами поверх диаграмм для [C II]. Контуры даны через каждые 14% от максимума в линии HCO<sup>+</sup>(3–2).



Рис. 43: Модельные PV-диаграммы для S 235 A с шириной C<sup>+</sup>-слоя, увеличенной до 0.2 пк (исходная ширина, умноженная на 2, слева) и 0.25 пк (исходная ширина, умноженная на 3, справа).

казанной на рис. 41. Рассчитанные PV-диаграммы для рассмотренных тестовых моделей показаны на рис. 43. PV-диаграммы для [С II] становятся скошенными и двухкомпонентными при увеличении оптической толщины в два и три раза, соответственно. Разница скоростей от одного компонента до другого  $\approx 4 \text{ км c}^{-1}$ , пирины линий в модели определяются не тепловой, а турбулентной дисперсией скоростей. Максимальные значения  $\tau_{[CII]}$  в отдельных каналах становятся 1.6 и 4.5 для моделей с двукратной и трехкратной толщиной, соответственно, что согласуется с наблюдениями, представленными выше. Однако в этих тестовых расчетах линия [<sup>13</sup>C II] также становится двухкомпонентной из-за значительной оптической толщины, что не согласуется с наблюдениями. Таким образом, особенности самопоглощения, наблюдаемые в S 235 A и S 235 C, могут формироваться не в ФДО, где обилие C<sup>+</sup> велико, а за пределами ФДО, где обилие C<sup>+</sup> ниже, но поглощающий слой толще.

Модельные линии [O I] имеют двухкомпонентные профили из-за значительной оптической толщины (около 3–4 в отдельных каналах скоростей).

Расширение ФДО Несмотря на расширение областей Н II, на основных модельных PV-диаграммах обнаруживаются однокомпонентные профили линий [<sup>13</sup>C II]. Для модели S 235 A скорость расширения меньше ширины турбулентной дисперсии скоростей, принятой в расчетах переноса излучения с помощью SimLine, поэтому даже крылья линий на PV диаграмме в направлении к ионизующей звезде не видны. В модели S 235 C имеется значительное количество стационарного невозмущенного газа, где углерод в основном содержится в C<sup>+</sup>. В этой модели на расширение указывают широкие линии [<sup>13</sup>C II] в направлении центра PV-диаграммы. PV-диаграммы HCO<sup>+</sup>(3–2) в выбранных моделях демонстрируют такое же поведение.

Максимальная разность скоростей между ближней и дальней нейтральными

стенками на модельных профилях линий [O I] (2 и 6 км с<sup>-1</sup> в моделях для S 235 A и S 235 C) соответствует расширению с  $V_{\rm exp} = 1$  и 3 км с<sup>-1</sup>, соответственно. Модельное значение  $V_{\rm exp}$  согласуется с наблюдениями S 235 A, но в три раза превышает значения, наблюдаемые в S 235 C.

Как ранее было показано в различных исследованиях, напр. в работах [387, 388], для диагностики расширения (двухкомпонентные профили с более ярким красным компонентом), коллапса (профили с более ярким синим компонентом) и других эффектов (например, вращения) могут быть использованы умеренно оптически толстые линии. Линии [O I] лучше всего отслеживают расширение ФДО в модели благодаря профилям с ярким компонентом, смещенным в красную сторону. Образование этих профилей связано со значительной оптической глубиной. Модельные профили [O I] в расширяющихся ФДО имеют два компонента, хотя другие трассеры ФДО, а именно линии [<sup>13</sup>С II] и [С II], могут при этом иметь только один компонент.

Наблюдения показывают одинаковую разность скоростей от пика до пика на профилях линий [С II] и [О I] вплоть до 4 км с<sup>-1</sup>. Как было показано выше, особенности профилей линий [С II] объясняются слоем холодного поглощающего C<sup>+</sup> на фоне яркой ФДО. Самопоглощение в линии [О I], по-видимому, связано с тем же холодным слоем и, к сожалению, скрывает внутреннюю кинематику газа в ФДО. Работа [368] подтверждает, что плотный и холодный газ C<sup>+</sup> на переднем фоне приводит к двухкомпонентным профилям оптически-толстых линий в нескольких ФДО. Этот эффект может препятствовать исследованию кинематики газа в таких объектах. Поэтому необходимы дальнейшие теоретические поиски надежных трассеров расширения ФДО среди других линий, которые не страдают от самопоглощения.

Хотя в модели воспроизводятся интегральные интенсивности наблюдаемых линий [<sup>13</sup>C II], [C II] и [O I], детали формы профилей линий [C II] и [O I] — нет. Модель предсказывает профили линий [O I] (с двойным пиком) и [C II] (с одним пиком) с более ярким красным компонентом, однако наблюдаемые профили в большинстве позиций имеют более яркий синий компонент. Из сравнения наблюдаемых оптически-тонких профилей линии [<sup>13</sup>C II] с двухкомпонентными профилями [C II] и [O I] можно сделать вывод о градиенте скорости с востока на запад, а также о градиенте плотности газа из карт эмиссии CO и HCO<sup>+</sup>(3–2) (см. выше). Изменение асимметрии наблюдаемых профилей линий может быть связано с градиентом скорости газа в ФДО, а провал на наблюдаемых профилях линий на  $\approx -16 \text{ км c}^{-1}$ формируется неподвижным передним фоном поглощающего холодного вещества.

**Резюме по моделированию профилей линий** Линия [O I] на 63 мкм является надежным индикатором не только кинематики газа, но и его плотности в ФДО.
Как наблюдаемые, так и модельные профили линии [O I] демонстрируют наибольшую разницу между скоростями компонентов (см. также усредненные спектры на рис. 38). Хотя линии HCO<sup>+</sup> более чувствительны к плотности газа, в модели не удалось получить яркостные температуры порядка нескольких K, которые наблюдаются в S 235 A и S 235 C, из-за недостаточной плотности молекулярного водорода. Линия HCO<sup>+</sup>(3–2) становится надежным индикатором кинематики, если  $V_{\rm exp}$  сравнима или превышает дисперсию турбулентных скоростей (модели с  $n_{\rm init} \leq 10^4 \text{ см}^{-3}$ ). Модельные линии [C II] и [<sup>13</sup>C II] не страдают от эффекта самопоглощения из-за недостаточной лучевой концентрации холодного C<sup>+</sup> вокруг ФДО.

# 4.4.8 Возможные причины расхождения модели и наблюдений

В предыдущем разделе S 235 A и S 235 C рассматривались как H II области, окруженные ФДО и молекулярными облаками без активного звездообразования внутри облаков. Однако в действительности в окрестностях этих областей H II наблюдается активное звездообразование, см. описание объектов в Главе 2, которое может влиять на свойства газа и пыли. Ионизация молекулярного газа вокруг областей H II близкими молодыми звездными объектами (M3O) может обеспечить наличие холодного C<sup>+</sup>, необходимого для формирования оптически толстых линий [C II], а также увеличить обилие HCO<sup>+</sup> в газе. Одним из перспективных источников дополнительной ионизации является протозвезда класса I S 235 A-2<sup>\*</sup>, см. работу [130] (их источник под номером 5 в таблице C5). Вклад этой протозвезды в нагрев газа неясен, хотя близость к максимумам в распределении плотности и температуры пыли позволяет предположить, что он может быть значительным.

Если отбросить предположение о сферической симметрии, то разницу в скоростях между линиями излучения [<sup>13</sup>C II] и HCO<sup>+</sup>(3–2) в обеих ФДО можно интерпретировать с точки зрения расширения ФДО в окружающий молекулярный газ. Поскольку линия [<sup>13</sup>C II] смещена в «красную» сторону спектра по сравнению с линией HCO<sup>+</sup>(3–2), а концентрация нейтрального вещества на передней стенке областей H II меньше, чем в задней (из работы [120] известно, что  $A_V = 10$  зв. величин для газа переднего фона, а эквивалентные значения  $A_V$  из рис. 40 гораздо больше), ФДО с большей вероятностью будет расширяться в сторону наблюдателя. Отсутствие признаков движения газа у задних стенок связано с высокой величиной  $N_{\rm HI+H_2}$ . Кроме того, в S 235 A и S 235 C переходы между диффузным и плотным газом происходят в неоднородной среде. Более того, в S 235 A наблюдается переход между CO-содержащим газом и регионом, где CO выморожен. Эта компактная область H II является хорошим примером ФДО со снеговой линией (другой пример — Барьер Ориона, см. работу [182]), хотя она погружена в холодный молекулярный газ, а не видна с ребра как Барьер Ориона.

Для формирования толстого слоя C<sup>+</sup> в модели можно привлечь гипотезу о неоднородной среде, состоящей из плотных сгустков газа, погруженных в менее плотную и более однородную среду. Эта гипотеза уже выдвигалась для объяснения особенностей областей H II в комплексе S 254-S 258, см. выше. Возможно, вокруг областей H II существует неоднородная и клочковатая среда, которая не разрешается в наблюдениях линии [C II]. Эти плотные сгустки могут быть, например, мелкими испаряющимися глобулами, которые позволяют фотонам от ионизующей звезды проникнуть глубже в окружающее облако и увеличить  $N_{C^+}$ . Кроме протяженных областей H II, обсуждавшихся выше, гипотеза о глобулах была предложена для объяснения структуры ультракомпактной области H II Mon R2, которая находится на очень ранней эволюционной стадии [42].

Интересно, что более высокие концентрации газа на задней стенке свойственны не только S 235 A и S 235 C, но и другим областям H II, расположенным в G174+2.5. Аналогичное заключение для протяженной области H II S 235 обсуждалось в предыдущей главе. В работе [107] показано, что область H II S 233 также расположена на ближней стороне молекулярного облака. Осмотр карт эмиссии CO из [125] показывает, что две другие области H II из G174+2.5, а именно S231 и S232, уже рассеяли свои переднюю и заднюю нейтральные стенки. Таким образом, все четыре области H II в G174+2.5, которые (частично) встроены в молекулярное облако, имеют меньше вещества на передней, чем на задней стороне.

Помимо геометрии, рассмотренная выше химико-динамическая модель содержит несколько допущений, которые могут повлиять на PV-диаграммы [<sup>13</sup>C II] и [С II]. Во-первых, в «высокометалличных» начальных элементных обилиях из работы [383], использованных в данной работе, может быть переоценено количество углерода, заключенного в тугоплавких ядрах пылинок, и, следовательно, недооценено количество углерода, доступного для моделируемых химических реакций. Обилие углерода, используемое в качестве эталона в этом наборе элементных содержаний, основано на наблюдениях линии [С II] на  $\lambda = 2325$  Å в направлении звезды  $\zeta$  Oph:  $x(C) = 1.32 \pm 0.32 \cdot 10^{-4}$ , в то время как аналогичные наблюдения  $\chi$  Per дают  $x(C) = 2.45 \cdot 10^{-4}$  [389, 390]. В работе [391] приводятся оценки  $x(C) = 1.62 \pm 0.39 \cdot 10^{-4}$ для  $\zeta$  Oph и делается вывод, что газофазное содержание углерода x(C) на луче зрения может достигать  $2 \cdot 10^{-4}$ . Обе звезды расположены в пределах 250 пк от Солнца, в то время как ближайшая область Н II, Туманность Ориона, находится на расстоянии около 400 пк, см. [246, 392, 393, 394]. Значение x(C), измеренное в направлении  $\zeta$  Oph, успешно используется в астрохимических моделях областей звездобразования в Орионе, см. напр. [395]. Однако в более ранних работах [396] и [397] сообщалось о более высоких значениях x(C) в Туманности Ориона, вплоть до  $x(C) = 2.7 \cdot 10^{-4}$ . Для области S 106, которая находится на расстоянии около 1.3 кпк от Солнца, см. [22], также использовалось более высокое элементное обилие углерода  $x(C) = 2.34 \cdot 10^{-4}$ , на основании других наблюдений областей в Орионе, см. работу [398]. Газофазное обилие углерода, суммированное по всем молекулам,  $x(C) = 8 \cdot 10^{-5}$ , значительно меньше указанных выше значений было найдено в работе [399] для молекулярного облака в Тельце. Таким образом, для лучшего согласия с наблюдениями в модели может вполне обоснованно использоваться широкий диапазон элементного обилия углерода. Использование в расчетах более высокого элементного обилия углерода с набором «ISM» из модели CLOUDY [225] позволяет воспроизвести профиль линии [C II] с двойным пиком в модели для S 235 C без добавления внешнего слоя холодного C<sup>+</sup>.

Другая неопределенность в начальных условиях модели заключается в выборе низкой температуры газа и пыли, а также в связывании всего углерода в виде СО в составе мантий пылинок. Часть углерода в направлениях, отмеченных серым на рис. 39, действительно может находится на пыли из-за ее низкой температуры. Таким образом, выбор в модели начального содержания СО на пыли по крайней мере частично подтверждается наблюдениями. Авторы работы [104] определили значение  $T_{\rm gas}$  в направлении S 235 A и молодого звездного скопления к югу от него. Были найдены значения до 60 К в S 235 А и 20  $\leq T_{\rm gas} \leq$  32 К в направлении скопления. Кроме того, в молекулярном облаке вокруг S 235 A, а также в направлении погруженного звездного скопления обнаружен газ с плотностью выше  $10^4$  см<sup>-3</sup>. Значение  $T_{gas}$  в направлении молодого звездного скопления выше, чем  $T_{\rm dust}$  на 10–20 K, а в S 235 A разница еще больше, несмотря на высокую плотность. Аналогичная ситуация была обнаружена, например, в направлении ФДО S140, см. [400]. Рассмотренная выше модель расширяющейся структуры «Н II-область + ФДО + молекулярное облако» для S 235 A может объяснить такое расхождение между значениями  $T_{\rm gas}$  <br/>и $T_{\rm dust}$ для газа с плотностью $\geq 10^4~{\rm cm}^{-3},$  см. <br/>рис. 41.

Как было показано выше, дополнительный внешний слой холодного C<sup>+</sup> привел бы к появлению на модельных профилях линий провала, связанного с самопоглощением. Излучение [C II] в рассмотренных моделях для S 235 A и S 235 C возникает в ФДО, в согласии с текущими теоретическим исследованиями, см. [401], но самопоглощение может быть создано в невозмущенном газе с более низкой  $T_{\rm ex}$ , плотность и температура которого представляют холодную нейтральную среду, см. [402, 403]. В ФДО высокой плотности S 235 A и S 235 C, параметры которой соответствуют теплой нейтральной среде, генерируется яркое излучение в линии [C II] на 158 мкм. Окрестности ФДО высокой плотности, где формируется самопоглощение в линии [C II], являются уже холодной нейтральной средой.

# 4.5 Химические особенности ФДО S 235, S 235 A и S 235 C

## 4.5.1 Астрохимические свойства ФДО

Края молекулярных облаков, освещенные УФ-излучением близлежащих звезд или диффузным межзвездным излучением, демонстрируют богатый химический состав — от двухатомных молекул H<sub>2</sub> (см. напр. работы [325, 236, 263] и СО [182, 256]) до многоатомных углеродных цепочек (напр. [404, 405, 406]) и сложных органических молекул (напр. [407, 408, 409, 395]). Само обнаружение сложных органических молекул в среде с мощным УФ-полем удивительно, учитывая современные представления, связывающие их образование либо с синтезом в ледяных мантиях холодных пылинок ( $T_{\text{dust}} = 10 - 25 \text{ K}$ ) с последующей десорбцией, см. например [410], либо с газофазным синтезом из более простых молекул, образовавшихся на холодных пылинках с  $T_{\rm dust} = 10$  K и за счет реактивной десорбции поступивших в газовую фазу, см. например [411, 412]. Ни один из двух этих механизмов не будет эффективен в условиях мощного УФ-поля, например с  $G \sim 10^4 - 10^5$ , которое наблюдается в Барьере Ориона с  $T_{\rm gas} > 100$  К (см. [256]) и  $T_{\rm dust} = 50 - 70$  К (см. [413, 238]). Непонятно как сложные органические молекулы выживают в условиях УФ-облучения, даже если они образовались на более ранней холодной стадии, поскольку эти молекулы легко разрушаются УФ-фотонами, см. напр. [414].

Было также высказано предположение, см. [395], что к появлению сложной органики в газовой фазе ФДО Барьер Ориона приводит фотодесорбция льдов. В работе [415] такой же вывод в отношении более простых молекул (таких как H<sub>2</sub>CO и CH<sub>3</sub>OH) сделан на основании изучения химического состава Конской Головы с умеренным УФ-полем G = 100. С другой стороны, в работе [416] было показано, что к появлению сложной органики в ФДО с умеренными УФ-полями рекомбинации ионов приводит реактивная десорбция при поверхностных реакциях.

С другой стороны, ФДО Конская Голова удивила наблюдателей высоким содержанием малоатомных углеводородов — предшественников длинных углеводородных цепочек. Например, в работах [417] и [418] обнаружено, что обилия малоатомных углеводородов, таких как C<sub>2</sub>H, с-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>4</sub>H, нельзя объяснить с помощью химических моделей, включающих газовую фазу и поверхностную химию. Было высказано предположение, что УФ-фотоны способны разрушать полициклические ароматические углеводороды (ПАУ) в переходной зоне между областью Н II и ФДО, что и обуславливает наблюдаемое высокое обилие этих молекул. Однако при детальном исследовании фотодиссоциации ПАУ в Барьере Ориона и Конской Голове в работе [419], значительного вклада этого канала реакций по сравнению с низкотемпературным и высокотемпературным газофазным обнаружено не было.

Хотя ФДО в Орионе являются одними из наиболее изученных объектов этого

типа, физические условия в них (УФ-поле и плотность газа) охватывают лишь ограниченное пространство параметров. Таким образом, для понимания причин появления сложной органики в ФДО и обилия малоатомных углеводородов необходимо увеличить количество ФДО с известным химическим составом, охватывающим широкое пространство параметров. В данном разделе исследуются обилия молекул в трех ФДО с умеренным УФ-полем: S 235, S 235 A, S 235 C, с уделением особого внимания предшественникам сложных органических молекул (H<sub>2</sub>CO и CH<sub>3</sub>OH) и углеродным цепочкам (C<sub>2</sub>H и C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>).

## 4.5.2 Наблюдения ФДО S 235, S 235 A, S 235 C на 3 и 2 мм

Карты излучения в линиях молекул вблизи областей Н II были получены на 30-м телескопе IRAM с 19 по 21 августа 2018 года. Наблюдаемые области показаны на рис. 44. Карты в режиме непрерывного сканирования были получены с помощью гетеродинных приемников EMIR 090 (полоса 3 мм) и EMIR 150 (полоса 2 мм) одновременно. Наблюдения проводились автором диссертации в режиме навод-отвод с OFF-позицией  $\alpha = 05^{h}41^{m}18.663^{s}, \delta = +36^{\circ}01'20.93''$  (J2000), в которой отсутствовало излучение любых молекул вплоть до уровня 0.05-0.1 К в шкале  $T_{\rm A}^*$ . Использовался анализатор спектров FTS 50 со спектральным разрешением 50 кГц, что соответствует интервалам скростей  $\simeq 0.17$  для 3 мм и  $\simeq 0.10$  км с<sup>-1</sup> для 2 мм диапазонов. Размеры диаграммы направленности составляли  $\simeq 28''$ для 3 мм и  $\simeq 17''$ для 2 мм диапазонов. Значения  $T_{\rm svs}$ были в пределах 96 — 105 К для 3 мм и 156 – 164 К для 2 мм. Типичные погодные условия соответствовали лучевой концентрации воды pwv = 8 - 15 мм. Все технические параметры наблюдений приводятся в таблице 20. Коэффициенты  $\eta_f = 0.95$  и 0.93, а  $\eta_{\rm mb} = 0.81$  и 0.73 для наблюдений на 3 и 2 мм, соответственно. Калибровка производилась каждые 10 мин. Наведение и фокусировка проверялись путем наблюдений квазаров QSO B0316+413, QSO B0430+052 и QSO B0439+360 каждые два (контроль точности наведения) и шесть (контроль фокусировки) часов. Наблюдаемые переходы и частоты приведены в таблице 21.

Все спектры были сглажены, при этом спектральное разрешение уменьшалось вдвое до разрешения 100 кГц (0.35 и 0.20 км с<sup>-1</sup> для 3 и 2 мм), чтобы улучшить отношение S/N. При типичной ширине линий  $\approx 2$  км с<sup>-1</sup> они все еще имеют достаточное число каналов для анализа профилей. Было получено два набора кубов данных: (1) оригинальные данные с размером пикселя в 1/3 размера диаграммы направленности, показанные на интегральных картах интенсивностей (см. рис. 46), и (2) данные, свернутые с диаграммой направленности 29.3" (такую же имеют данные по распределению  $N_{\rm HI+H_2}$  из работы [125]) с размером пикселя 9" для расчета лучевых концентраций молекул и их попиксельного сравнения. Поскольку комбинированная карта наблюдалась как три отдельные карты меньше-



Рис. 44: Изображение на длине волны 3.6 мкм с телескопа *Spitzer* областей S 235 (слева) и S 235 ABC (справа). Белыми контурами показано излучение радиоконтинуума на частоте 1.4 ГГц, полученное в обзоре NVSS, см. [298]; контуры соответствуют 0.01, 0.5 и 0.1 Ян/диаграмма. Названия областей Н II, а также плотных молекулярных сгустков с погруженными в них молодыми звездными скоплениями показаны жирным шрифтом и заключены в белые прямоугольники. Черными контурами показаны уровни  $N_{\rm H_2}$ : 1, 2, 3 и  $4 \cdot 10^{22}$  см<sup>-2</sup>, полученные на основе наблюдений СО в [125]. Источники ионизации в областях Н II показаны красными звездочками. Красными ромбами показаны другие яркие инфракрасные источники: IRS 1, IRS 2 [300], S 235 B\* [126] и S 235 A-2\* (см. раздел выше). Черной штриховой линией показана область, внутри которой проходили наблюдения.

го размера, чувствительность по всей комбинированной карте неравномерна. На рис. 83 в Приложении 6.4 показаны карты чувствительности на длине волны 2 и 3 мм.

### 4.5.3 Определение лучевых концентраций молекул в ФДО

Расчеты лучевых концентраций молекул проводились в приближении ЛТР, которое применимо к наблюдаемой области по двум соображениям. Во-первых, при наблюдениях мы избегали областей с разреженным газом к северу от BD+35°1201. Наблюдались молекулярные облака, которые достаточно плотны, чтобы возбудить, например, излучение в линии CS(2–1) [100]. Обнаружение этой линии означает, что плотность газа по крайней мере  $\approx 10^4$  см<sup>-3</sup> или выше (обсуждение критической плотности представлено в работе [334]), и эта линия служит индикатором наличия плотного газа. Эти оценки согласуются с оценками плотности газа в этих облаках, полученными ранее в работе [104]. Во-вторых, близость молекулярного газа в этой области к ЛТР-состоянию продемонстрирована в работе [125], что дает нам уверенность в выборе подхода.

Используя меру эмиссии в S 235  $EM \sim 10^5$  пк см<sup>-6</sup>,  $T_{\rm e} = 7280$  К (см. предыдущую главу) и уравнение (4.60) из [420], можно оценить, что фоновая яркостная температура S 235, S 235 A и C намного меньше ( $\ll 1$  K), чем яркостная температура спектральных линий на 2 и 3 мм. Пренебрегая фоновой температурой и используя приближение Рэлея-Джинса, можно применить следующее уравнение, переписав его в виде, удобном для построения диаграмм населенностей [336, 334, 421]:

$$\ln N = \ln \frac{N_{\rm u}}{g_{\rm u}} + Q(T) + \frac{E_{\rm u}}{{\rm k}T}.$$
(4.13)

Здесь  $N_{\rm u}/g_{\rm u}$  — отношение лучевой концентрации на верхнем уровне к статистическому весу уровня:

$$\frac{N_{\rm u}}{g_{\rm u}} = \frac{8\pi \mathrm{k}\nu_{\rm ul}^2}{\mathrm{hc}^3 A_{\rm ul}g_{\rm u}}W.$$
(4.14)

В отличие от предыдущих разделов, где были описаны оценки концентраций линейных молекул, в данном разделе анализируются также и нелинейные молекулы, поэтому аналитическое выражение для статистической суммы по уровням не используется. Вместо этого используются значения Q(T) из базы данных CDMS для полученных значений  $T_{ex}$ . Значения Q(T) из базы данных CDMS приведены в Приложении 6.4. Все спектроскопические константы, взятые из CDMS [422], приведены в табл. 21.

СН<sub>3</sub>ОН Для расчета температуры возбуждения и лучевой концентрации метанола  $N_{\rm CH_3OH}$  из уравнений 4.13 и 4.14 в этой работе были использованы пять линий из серии CH<sub>3</sub>OH  $J = 3_K - 2_K$  на частотах 143-145 ГГц и одна линия из

Молекулы	Частота	HPBW	разрешение	шум	$T_{\rm sys}$
	$(\Gamma\Gamma\mu)$	('')	$(\mathrm{km}\mathrm{c}^{-1})$	(K)	(K)
CH <sub>3</sub> OH	84.5	29.3	0.18	0.04	105
$c-C_3H_2$	85.3	29.0	0.18	0.04	105
$C_2H$	87.3	28.3	0.17	0.05	96
HCN	88.6	27.9	0.17	0.04	96
$H_2CO$	140.8	17.6	0.11	0.13	156
$CH_3OH$	143.9	17.2	0.10	0.12	164
$CH_3OH$	145.1	17.0	0.10	0.12	164
$c-C_3H_2$	145.1	17.0	0.10	0.12	164

Таблица 20: Параметры наблюдений.

Таблица 21: Обнаруженные линии и их спектроскопические параметры. Значение силы линий S<sub>ul</sub> применяется только для переходов со сверхтонким расщеплением. \*Энергия уровня основного состояния орто-с-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub> 1<sub>0,1</sub> составляет 2.3 К. \*\*Энергия уровня основного состояния орто-H<sub>2</sub>CO 1<sub>1,1</sub> равна 15.2 К.

Молекула	Переход	Частота	$A_{\mathrm{ul}}$	$E_{\rm u}/{\rm k}$	$g_{\mathrm{u}}$	$S_{\rm ul}$
		(МГц)	$(ce\kappa^{-1})$	(K)	_	_
$C_2H$	$1_{3/2,1} - 0_{1/2,1}$	87284.156	$6.60\cdot 10^{-6}$	4.2	3	0.17
	$1_{3/2,2} - 0_{1/2,1}$	87316.925	$6.48\cdot 10^{-5}$	4.2	5	1.66
	$1_{3/2,1} - 0_{1/2,0}$	87328.624	$3.22\cdot 10^{-5}$	4.2	3	0.83
	$1_{1/2,1} - 0_{1/2,0}$	87402.004	$3.23\cdot 10^{-5}$	4.2	3	0.83
	$1_{1/2,0} - 0_{1/2,1}$	87407.165	$1.30\cdot 10^{-5}$	4.2	1	0.33
	$1_{1/2,1} - 0_{1/2,0}$	87446.512	$6.63\cdot 10^{-6}$	4.2	3	0.17
орто-с-С <sub>3</sub> Н <sub>2</sub>	$2_{1,2} - 1_{0,1}$	85338.896	$2.61\cdot 10^{-5}$	$6.4^{*}$	5	_
	$3_{1,2} - 2_{2,1}$	145089.606	$6.77\cdot 10^{-5}$	$16.0^{*}$	7	—
орто-H <sub>2</sub> CO	$2_{1,2} - 1_{1,1}$	140839.517	$5.30\cdot 10^{-5}$	21.9**	15	_
	$5_{-1} - 4_0 E$	84521.172	$1.97\cdot 10^{-6}$	40.4	44	_
	$3_1 - 2_1 A^+$	143865.790	$1.08\cdot 10^{-5}$	28.3	28	_
CH <sub>3</sub> OH	$3_0-2_0   E$	145093.750	$1.23\cdot 10^{-5}$	27.1	28	—
	$3_{-1} - 2_{-1} \to$	145097.435	$1.10\cdot 10^{-5}$	19.5	28	_
	$3_0 - 2_0 A^+$	145103.185	$1.23\cdot 10^{-5}$	13.9	28	_
	$3_2-2_2   E$	145126.191	$1.81\cdot 10^{-5}$	36.2	28	_
	$3_{-2} - 2_{-2} \to$	145126.386	$1.81\cdot 10^{-5}$	39.8	28	_
	$3_1-2_1   E$	145131.864	$3.02\cdot 10^{-5}$	34.9	28	—
HCN	$1_1 - 0_1$	88630.416	$1.02\cdot 10^{-3}$	4.25	3	1.00
	$1_2 - 0_1$	88631.848	$1.70\cdot 10^{-3}$	4.25	5	1.66
	$1_0 - 0_1$	88633.936	$3.40\cdot 10^{-4}$	4.25	1	0.33

серии  $J = 5_K - 4_K$  на частоте 84 ГГц. Блендированные линии Е-метанола  $3_2 - 2_2$ и  $3_{-2} - 2_{-2}$  в анализ не включались. Используя значения  $N_u/g_u$ , мы построили диаграмму населенностей на основе вращательных уровней метанола в каждом пикселе карты и оценили  $T_{\rm rot}$  с помощью метода наименьших квадратов, в котором в качестве весов были использованы отношения S/N для каждой конкретной линии. Примеры диаграмм и пространственного распределения значений  $T_{\rm rot}$  приведены в Приложении 6.4. Для линий, которые не были обнаружены в конкретном пикселе (т.е. отношение S/N для интегральной интенсивности W меньше 3), принималось  $N_u = 0$  с соответствующей неопределенностью. Интегральные интенсивности линий  $J = 3_K - 2_K$  и  $J = 5_{-1} - 4_0$  были приближены функциями Гаусса. Также оценивались ошибки определения интегральных  $\delta W$ . Неопределенность величины  $\ln(N_u/g_u)$  в уравнении 4.14, полученная методом распространения ошибки, равна  $\delta W/W$ . Поскольку на вращательных диаграммах были использованы линии как Е-, так и А-метанола, значение статистической суммы Q(T) было выбрано для смеси, см. в таблице 27 в Приложении 4.

Известно, что линия CH<sub>3</sub>OH(5<sub>-1</sub> – 4<sub>0</sub>) Е может возбуждаться в мазерном режиме (см. [423, 421]). Ее сравнение с серией линий  $3_{K}$ - $2_{K}$  показало, что лучевые скорости и ширины линий в большинстве наблюдаемых областей одинаковы. Поэтому эта линия использовалась для расчета  $N_{CH_3OH}$  наряду с серией  $3_{K} - 2_{K}$ . В тех пикселях, где населенность линии  $5_{-1} - 4_0$  Е не соответствовала общему тренду на диаграмме населенности, были получены отрицательные значения  $T_{rot}$ . Примеры таких пикселей между S 235 A<sup>\*</sup> и S 235 B<sup>\*</sup> можно найти ниже на рис. 49.

**H**<sub>2</sub>**CO и с-С**<sub>3</sub>**H**<sub>2</sub> Наблюдалась только одна линия орто-формальдегида на 140 ГГц и две линии орто-с-С<sub>3</sub>H<sub>2</sub> на 85 и 145 ГГц. Для расчета  $N_{\rm H_2CO}$  и  $N_{\rm c-C_3H_2}$  в качестве температуры возбуждения выбиралось значение  $T_{\rm ex} = 10$  К. Имея одну линию H<sub>2</sub>CO, невозможно оценить температуру возбуждения; имея две линии с-С<sub>3</sub>H<sub>2</sub>, также нельзя получить надежные оценки. Исключение из этого правила — линии аммиака, по которым определялась температуры в предыдущих разделах. Значения  $T_{\rm rot}$  метанола не могли быть использованы для этих молекул, поскольку температуры возбуждения метанола и формальдегида в ФДО различны (см. напр. анализ ФДО Барьер Ориона в работе [395]). Зависимости Q(T) для данных орто-молекул приведены в Приложении Г (таблица 27). В таблице 21 приведены абсолютные значения  $E_{\rm u}$ , поэтому из соответствующего значения  $E_{\rm u}$  вычиталась энергия основного состояния, равная 15.2 К для H<sub>2</sub>CO и 2.3 К для с-С<sub>3</sub>H<sub>2</sub>. Предполагалось, что отношение орто/пара для обеих молекул определяется статистическими весами 3:1, хотя оно может быть и ниже 1.5:1 в зависимости от физических условий в молекулярных облаках (см. например [424, 425]).  $C_2H$  и HCN Линии этинила в переходе  $C_2H(1-0)$  обладают сверхтонкой структурой. Было проведено сравнение относительных интенсивностей сверхтонких компонентов с теоретическими значениями, и обнаружено согласие между ними в большинстве пикселей карты. Поэтому эти линии рассматривались как оптически тонкие. Излучение этинила в других ФДО также оптически тонкое, см. например [426]. Поскольку оптическая толщина HCN может быть значительной (см. [427, 266]), изложенный выше подход позволяет получить только нижний предел  $N_{\rm HCN}$ . Для расчета значений  $N_{\rm C_2H}$  и  $N_{\rm HCN}$  было использовано одно и то же значение температуры возбуждения  $T_{\rm ex} = 10$  К. Статистические суммы для этих линейных молекул вычислялись согласно выражению из раздела 4.1.2.

## 4.5.4 Результаты наблюдения молекул в ФДО

Обнаруженные молекулярные линии излучения показаны в таблице 21. Примеры наблюдаемых спектров в направлении на максимум излучения метанола  $3_K - 2_K$  вблизи S 235 A показаны на рис. 45. Форма линии метанола  $5_{-1} - 4_0$  E явно отклоняется от гауссовой: красная часть линии имеет узкую форму, характерную для мазерного возбуждения, но синяя часть имеет форму, близкую к гауссовой. Центральный компонент  $1_2 - 0_1$  мультиплета HCN имеет аналогичный скошенный профиль. Соотношение яркостей сверхтонких компонентов в спектре HCN не 1:5:3, как ожидается из теории, а 1.0:3.8:1.3; компонент  $1_1 - 0_1$  подавлен. Отношение компонента  $1_2 - 0_1$  к компоненту  $1_0 - 0_1$  соответствует оптической толщине < 1. Отношение сверхтонких компонентов С $_2$ H(1–0) в том же направлении в пределах 10% согласуется с теоретическими значениями из таблицы 21. Линии молекул H<sub>2</sub>CO, C<sub>2</sub>H и с-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub> имеют гауссову форму.

Карты интегральной интенсивности в линиях  $C_2H(1-0)$  и  $c-C_3H_2(2_{1,2}-1_{0,1})$  приведены на рис. 46. Излучение углеводородов хорошо видно в S 235 и S 235 ABC и занимает всю наблюдаемую область. Интенсивность линий следует распределению величины  $N_{H_2}$ . Молекулы  $C_2H$  и  $c-C_3H_2$  имеют разные дипольные моменты (D = 0.77 и 3.43 Дебай, соответственно), и ожидается, что они будут ярко излучать из областей с разной плотностью газа. Однако пики излучения линии  $c-C_3H_2(2_{1,2}-1_{0,1})$  наблюдаются почти в тех же направлениях, что и пики  $C_2H(1-0)$ . Пространственное распределение излучения  $c-C_3H_2$  отличается от излучения, создаваемого другими молекулами с высоким дипольным моментом, такими как HCN и  $H_2CO$ . Разница между распределением излучения молекул  $c-C_3H_2$ , HCN и  $H_2CO$ , вероятно, обусловлена различными параметрами возбуждения и распределениями их обилий. Самые яркие линии  $C_2H(1-0)$  имеют интегральную интенсивность W = 2.5 К км с<sup>-1</sup> и наблюдаются в сгустке East 1 в S 235 вдоль цепочки молодых звездных объектов класса 0/I (M3O 0/I) (см. пурпурные крестики на рис. 46, позиции из [130]). Еще два ярких пятна на карте  $C_2H(1-0)$  S 235 на-



Рис. 45: Спектры наблюдаемых линий в направлении на максимум излучения метанола  $3_K - 2_K$ . На двух верхних панелях показана серия метанола  $3_K - 2_K$  на частоте 145 ГГц и все шесть сверхтонких компонентов линии  $C_2H(1-0)$ . На всех остальных панелях показаны отдельные линии в тех же интервалах.

блюдаются в направлении точечных источников ИК-излучения IRS 1 и IRS 2 в S 235 Central. На карте S 235 ABC пик излучения  $C_2H(1-0)$  имеет интегральную интенсивность W = 5 K км с<sup>-1</sup> и наблюдается между яркими ИК источниками S 235 A-2\* и S 235 B\*. Он также проецируется на источник S 235 AB-MIR (здесь не показан, см. [131]) и пик излучения SCUBA-850 мкм (см. также [127]. Излучение малоатомных углеводородов широко распространено во всей наблюдавшейся области S 235, но особенно сильно сконцентрировано в плотном молекулярном газе вокруг S 235 A.

Яркое излучение в линии c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>(2<sub>1,2</sub>-1<sub>0,1</sub>) с  $W \sim 1$  К км с<sup>-1</sup> сосредоточено на западных границах скоплений East 1 и East 2, которые освещаются ионизующей звездой S 235. В скоплении East 2 область с ярким излучением c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub> совпадает с местоположением M3O класса 0/I из [130]. Пик излучения c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>(2<sub>1,2</sub>-1<sub>0,1</sub>) в S 235 ABC наблюдается вокруг молодых массивных звезд S 235 A\* и S 235 A-2\* и распределен шире по сравнению с C<sub>2</sub>H(1-0). Интенсивности пиков излучения линии c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>(2<sub>1,2</sub>-1<sub>0,1</sub>) одинаковы в областях S 235 и S 235 ABC, тогда как линия C<sub>2</sub>H(1-0), как и все остальные рассмотренные линии, почти в два раза ярче в S 235 ABC, чем в S 235.

Линия HCN(1-0) — самая яркая из обнаруженных в данном исследовании с максимальной интегральной интенсивностью  $W \ge 20 \text{ K км c}^{-1}$ . Пространственное распределение излучения HCN(1-0) и H<sub>2</sub>CO(2<sub>1,2</sub>-1<sub>1,1</sub>) сходно в обеих наблюдаемых областях. Пики излучения в линиях расположены в направлении пиков ммконтинуума, найденных в работе [127], см. рис. 46. Самые яркие линии HCN(1-0) с $W\approx 22~{\rm K}~{\rm \kappam\,c^{-1}}$ обнаружены в скоплении S<br/> 235 East 1 в направлении цепочки M3O 0/I. В скоплении S 235 East 2 яркое излучение HCN(1-0) появляется на противоположной стороне от ионизующей звезды и не совпадает с расположением M3O 0/I. Яркое излучение в линии  $H_2CO(2_{1,2}-1_{1,1})$  с W = 10 К км с<sup>-1</sup> появляется вдоль той же цепочки МЗО, а также на неосвещенной УФ-излучением звезд стороне скопления S 235 East 2. Область вокруг и к югу от IRS 1 в S 235 также содержит яркое излучение HCN(1-0) и  $H_2CO(2_{1,2}-1_{1,1})$ . В области S 235 ABC пик излучения HCN(1–0) находится между M3O класса 0/I и S 235 B\*. Пик смещен глубже в молекулярное облако от ионизующей звезды S 235 A\* до S 235 B\* по сравнению с пиками излучения малоатомных углеводородов. К югу от S 235 B находятся вторичные пики излучения HCN(1-0) и  $H_2CO(2_{1,2}-1_{1,1})$ , которые также совпадают с пиками излучения в мм-континууме.

Излучение метанола на 3 и 2 мм сосредоточено вокруг пиков мм-континуума. Самое яркое излучение метанола в области S 235 наблюдается вокруг сгустка East 1 с W = 2 и 9 К км с<sup>-1</sup> для CH<sub>3</sub>OH(5<sub>-1</sub>-4<sub>0</sub>) Е и CH<sub>3</sub>OH(3<sub>K</sub>-2<sub>K</sub>), см. рис. 45 и 46, соответственно. Максимум излучения в линии CH<sub>3</sub>OH(5<sub>-1</sub> - 4<sub>0</sub>) Е наблюдается в северной части скопления, подобно излучению HCN(1-0). Яркое излучение серии линий  $CH_3OH(3_K - 2_K)$  распределено по всему скоплению и повторяет форму излучения мм-континуума, располагаясь вдоль цепочки M3O 0/I. В области S 235 ABC яркое излучение метанола в обоих переходах наблюдается между S 235 A\* и S 235 B\* в направлении пика мм-континуума. Кроме того, к югу от S 235 B\* наблюдаются вторичные пики излучения метанола, в тех же местах, что и HCN(1–0) и H<sub>2</sub>CO(2<sub>1,2</sub>–1<sub>1,1</sub>). Форма линии 5<sub>-1</sub> – 4<sub>0</sub> E на рис. 45 типична для слабо разрешенного мазерного источника (напр. [428]).

## 4.5.5 Лучевые концентрации молекул в ФДО

Попытка описать сверхтонкую структуру линий  $C_2H(1-0)$  и HCN(1-0) гауссианой показывает, что в большинстве пикселей на рис. 46 приближение не сходится из-за отклонения от формы линии от гауссовой. В тех же пикселях, где процедура сходится, медианная оптическая толщина излучения составляет  $\tau_{C_2H} = 0.2$ . Медианное значение температуры возбуждения для этих пикселей составляет 6 K, что не слишком далеко от предполагаемого значения 10 K. Для всех остальных пикселей отношение интенсивностей самых ярких сверхтонких компонентов  $1_{3/2,2}-0_{1/2,1}$ и  $1_{3/2,1}-0_{1/2,0}$  линии  $C_2H(1-0)$  согласуется с теоретическим значением. В пикселях, где обнаружены линии с- $C_3H_2$  на частотах 85 ГГц и 145 ГГц, методом вращательных диаграмм была оценена температура возбуждения. Медианное значение этой температуры по нескольким пикселям с двумя линиями составляет 14 K, что также недалеко от предполагаемого значения 10 K, использовавшегося при анализе.

Попиксельное сравнение лучевых концентраций C<sub>2</sub>H и *c*-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub> представлено на рис. 47. Максимум  $N_{C_{2}H} = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  наблюдается в скоплении East 1, где  $N_{c-C_{3}H_{2}} = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Оказалось, что значения обеих концентраций максимальны в пикселях, где УФ-поле составляет G = 40 - 50 (см. определение УФ-поля в предыдущей главе), и становятся меньше при G < 30. В большинстве пикселей отношение попадает в интервал  $1 \leq N_{C_{2}H}/N_{c-C_{3}H_{2}} \leq 20$  в S 235 и S 235 ABC. Интересной особенностью отношения  $N_{C_{2}H}/N_{c-C_{3}H_{2}}$  в S 235 и S 235 ABC является то, что лучевые концентрации находятся в одном диапазоне значений в пикселях с различными интенсивностями УФ-поля. Ясно, что даже при умеренном УФ-поле фотоны диссоциируют молекулы, что приводит к отщеплению атомов углерода от их носителей (например, CO или ПАУ). Атомы C затем быстро превращаются в углеводороды в результате газофазных реакций. После этого концентрация углеводородов не увеличивается с интенсивностью УФ-поля.

Пространственное распределение отношения  $N_{C_2H}/N_{c-C_3H_2}$  в S 235 и S 235 ABC показано на рис. 48 и 49, соответственно. В плотных сгустках вокруг S 235 отношение распределено почти равномерно вокруг значения 8 – 12, но на границах сгустков и вокруг M3O IRS 1 и IRS 2 наблюдается более высокое отношение до 20 – 24. В области S 235 ABC пик  $N_{C_2H}/N_{c-C_3H_2} \approx 32$  появляется в направлении



Рис. 46: Интегральные интенсивности обнаруженных линий в области наблюдения S 235 (левые панели) и S 235 ABC (правые панели). Диаграмма направленности телескопа показана белым кружком. Цветовая шкала начинается с уровня  $3\sigma$  для каждого перехода. Белыми контурами показаны уровни  $N_{\rm H_2}$ : 1, 2, 3 и  $4 \cdot 10^{22}$  см<sup>-2</sup>. Источники ионизации показаны красными звездочками. Красными ромбами показаны яркие ИК-источники: IRS 1, IRS 2 и S 235 B<sup>\*</sup>. Пурпурными крестиками обозначены ИК источники из [130].



Рис. 46 Белые контуры на карте излучения линии  $H_2CO(2_{1,2}-1_{1,1})$  показывают уровни излучения SCUBA-850 мкм от 5 до 35 мЯн угл. сек<sup>-2</sup> с шагом 5 мЯн угл. сек<sup>-2</sup> и дополнительные контуры на 55, 75 и 95 мЯн угл. сек<sup>-2</sup> для области S 235 ABC на основе [127].



Рис. 46 Белые контуры на карте излучения линии  $H_2CO(2_{1,2}-1_{1,1})$  показывают уровни излучения SCUBA-850 мкм от 5 до 35 мЯн угл. сек<sup>-2</sup> с шагом 5 мЯн угл. сек<sup>-2</sup> и дополнительные контуры на 55, 75 и 95 мЯн угл. сек<sup>-2</sup> для области S 235 ABC на основе [127].

S 235 В (цветовая шкала на рис. 49 насыщена, чтобы использовать одни и те же пределы для области S 235 и S 235 ABC). Отношение становится меньше ( $\approx 8 - 12$ ) в направлении к ионизующим звездам S 235 A\* и S 235 C\* и в направлении на вторичный максимум излучения в мм-континууме к югу от S 235 B\*. Таким образом, отношения  $N_{C_2H}/N_{c-C_3H_2}$  имеют максимальные значения в направлении M3O с эмиссионными линиями в спектрах (IRS 1, IRS 2 и S 235 B\*), но становятся ниже в направлении ионизующих звезд и плотных молекулярных сгустков.

Чтобы оценить, насколько далеки представленные ЛТР-оценки лучевых концентраций от не-ЛТР результатов, интенсивности линий углеводородов были рассчитаны программой для не-ЛТР расчетов RADEX [237] с использованием температур и плотностей газа, полученных по линиям аммиака из работы [104], см. также предыдущие разделы, в нескольких выбранных позициях в областях S 235 и S 235 ABC. Были найдены  $T_{\rm ex}$  около 4–6 К. Эти значения в 2–3 раза ниже, чем  $T_{\rm gas}$  в тех же направлениях. Таким образом, в данной области имеет место субтепловое возбуждение линий молекул. Чтобы воспроизвести наблюдаемую яркость линий, значения  $N_{\rm C_2H}$  и  $N_{\rm c-C_{3H_2}}$  должны быть выше на порядок. Однако оптическая толщина линии  $\rm C_2H(1–0)$  в этом случае становится > 1, что противоречит наблюдениям. Полученные ЛТР-значения можно рассматривать как нижние пределы, особенно для газа с низкой плотностью вокруг ионизующей звезды S 235, в направлении скопления East 2, к северо-западу от S 235 A\* и в области S 235 C.

С помощью вращательных диаграмм были оценены  $T_{\rm rot}$  для наблюдаемых линий метанола в сгустках S 235 East 1, S 235 Central и в S 235 ABC, см. Приложение 6.4. Недостаточное отношение S/N в наблюдательных данных не позволило построить диаграммы для сгустка East 2. Максимальное значение  $T_{\rm rot} \approx 40 - 50$  K обнаружено в северной части East 1, в то время как в остальной части скопления  $T_{\rm rot} \approx 20$  K. Типичное значение  $T_{\rm rot} \approx 20$  K наблюдается и в скоплении S 235 Central, но на его внешней границе она может быть меньше 10 K. Максимальное значение  $T_{\rm rot}$  в S 235 ABC, найденное между S 235 A-2\* и S 235 B\*, составляет 55 K. Значение становится  $\approx 16 - 20$  K в других местах.

Подобно  $N_{C_{2}H}$  и  $N_{c-C_{3}H_{2}}$ , значения  $N_{H_{2}CO}$  и  $N_{CH_{3}OH}$  в S 235 также пропорциональны друг другу, но зависимость иная, см. рис. 47. Видно, что  $N_{H_{2}CO} \approx 1-6\cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> для широкого диапазона  $10^{13} < N_{CH_{3}OH} < 2\cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> в позициях с 20 < G < 50.  $N_{CH_{3}OH}$  становится выше при более низких значениях УФ-поля  $G \approx 20-30$  и  $N_{H_{2}CO}/N_{CH_{3}OH} \approx 0.1$ . Значение  $N_{H_{2}CO}/N_{CH_{3}OH}$  становится  $\approx 1$  для  $G \geq 50$ . В большинстве наблюдаемых позиций S 235 ABC обнаружены значение  $N_{H_{2}CO}/N_{CH_{3}OH} \approx 0.1$  и более широкий диапазон  $N_{H_{2}CO}$ , чем в S 235 для того же диапазона значений  $N_{CH_{3}OH}$ . Интересно, что одинаковые значения  $N_{H_{2}CO}$  и  $N_{CH_{3}OH}$  получаются при разных значениях УФ-полей в этих двух областях, а именно, более затемненный от внешнего УФ-излучения газ в S 235 ABC производит столько

же молекул данных типов, сколько и сильно облученный газ в S 235.

Пространственное распределение отношений  $N_{\rm H_2CO}/N_{\rm CH_3OH}$  отличается в двух частях S 235: низкие отношения < 0.2 наблюдаются в скоплении East 1, а более высокие отношения до 0.6 – 1 — в S 235 Central, см. рис. 48. В области S 235 ABC самые высокие значения  $N_{\rm H_2CO}/N_{\rm CH_3OH} \approx 0.4$  наблюдаются на внешних границах плотного молекулярного сгустка. Область минимумов совпадает с пиком величины  $N_{\rm H_2}$ .

Разброс лучевых концентраций C<sub>2</sub>H в S 235 в позициях с известными  $N_{\rm CH_3OH}$ не превышает одного порядка величины и практически ограничен узким диапазоном  $(4-8) \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>, тогда как  $N_{\rm CH_3OH}$  изменяются примерно на два порядка величины — от  $10^{13}$  до  $10^{15}$  см<sup>-2</sup>, см. рис. 47. Однако в S 235 ABC диапазон значений  $N_{\rm C_2H}$  почти так же широк, как и диапазон значений  $N_{\rm CH_3OH}$ : два порядка. В области S 235 нет пикселей с G < 10 с известным обилием обеих молекул, в отличие от S 235 ABC, что может объяснить узкий диапазон лучевых концентраций C<sub>2</sub>H в S 235. В темном и плотном молекулярном газе в области S 235 ABC углерод, как ожидается, будет связан в СО. СО образуется из C<sup>+</sup>, при этом в качестве промежуточных продуктов формируется небольшое количество малоатомных углеводородов. Более высокое УФ-поле высвобождает углерод из CO, что приводит к увеличению обилия малоатомных фотостабильных углеводородов или C<sup>+</sup>. Зависимость лучевых концентраций C<sub>2</sub>H от CH<sub>3</sub>OH качественно аналогична зависимости H<sub>2</sub>CO от CH<sub>3</sub>OH. Минимальное отношение  $N_{\rm C_2H}/N_{\rm CH_3OH}$  найдено для G < 10 и становится больше при больших и меньших значениях УФ-поля.

Пространственное распределение отношения  $N_{\rm C_2H}/N_{\rm CH_3OH}$  качественно аналогично распределению отношения  $N_{\rm H_2CO}/N_{\rm CH_3OH}$ , см. рис. 48 и рис. 49. Значения  $N_{\rm C_2H}/N_{\rm CH_3OH} < 0.1$  в сгустке S 235 East 1 с относительно низким УФ-полем. В S 235 Central, где УФ-поле выше, это отношение достигает 0.2. В области S 235 ABC отношение  $N_{\rm C_2H}/N_{\rm CH_3OH} \approx 0.2$  в окрестностях ионизующих звезд S 235 A\* и S 235 A-2\* и систематически уменьшается к югу.

#### 4.5.6 Обилия молекул в ФДО

Карты обилий молекул показаны на рис. 50. Значения обилий молекул, равные  $x_{C_2H} \approx (1-2) \cdot 10^{-9}$  и  $x_{c-C_3H_2} \approx 3 \cdot 10^{-10}$  на границах сгустков в 2–3 раза превышают обилия во внутренних частях. В сгустке East 1 обилие малоатомных углеводородов выше на стороне сгустка, освещенной УФ-полем от ионизующей звезды S 235. То же самое наблюдается и в сгустке East 2, особенно в распределении  $x_{C_2H}$ . Обилие c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub> немного увеличивается на освещенной стороне сгустка East 2, в отличие от обилия C<sub>2</sub>H. В S 235 Central на краях и к югу от M3O IRS 1 и IRS 2 наблюдаются значения  $x_{C_2H}$  до  $2 \cdot 10^{-9}$  и равномерное распределение  $x_{c-C_3H_2} \approx (1-1.5) \cdot 10^{-10}$ . Скопление S 235 Central (и, возможно, частично East 2) расположено у задней



Рис. 47: Вверху: попиксельное сравнение лучевых концентраций  $C_2H$  и с- $C_3H_2$ , в середине: то же для  $H_2CO$  и  $CH_3OH$ , внизу:  $C_2H$  и  $CH_3OH$ . Из графиков исключены пиксели, в которых значения лучевой плотности меньше соответствующей неопределенности, умноженной на 3. Цветовая шкала показывает интенсивность УФ-поля в единицах среднего межзвездного поля. Прямые линии показывают три различных линейных соотношения между концентрациями.



Рис. 48: Вверху: пространственное распределение отношения  $N_{C_2H} \kappa N_{c-C_3H_2}$  в области наблюдения S 235, в середине: то же для отношения  $N_{H_2CO} \kappa N_{CH_3OH}$ , внизу: то же для отношения  $N_{C_2H} \kappa N_{CH_3OH}$ . Величина  $N_{H_2}$  показана белыми контурами. M3O IRS 1 и IRS 2 показаны красными ромбами, ионизующая звезда — красной звездочкой. Показаны только те пиксели, где наблюдаемая лучевая концентрация по крайней мере в три раза превышает погрешность.



Рис. 49: То же, что на рис. 48, только для области S 235 ABC

нейтральной стенки области H II, поэтому обилие углеводородов может не полностью отслеживать изменение УФ поля с расстоянием от ионизующей звезды. Минимальные значения  $x_{C_{2}H}$  и  $x_{c-C_{3}H_{2}}$  наблюдаются во внутренних неосвещенных частях молекулярных сгустков.

В области S 235 ABC содержание C<sub>2</sub>H достигает максимальных значений в направлении ионизующей звезды S 235 A\* и ИК источника S 235 A-2\*. УФ-излучение от глубоко расположенной ионизующей звезды проникает в молекулярный сгусток и приводит к образованию С<sub>2</sub>Н. Молекулы С<sub>2</sub>Н распределены с северо-запада на юго-восток области S 235 AB, их обилие уменьшается с 1.8 до  $0.1 \cdot 10^{-9}$  в направлении плотного молекулярного сгустка к югу от S 235 B\* — вторичного пика плотности газа в области. Значение  $x_{\rm C_2H}$  в S 235 C составляет всего  $\approx 4\cdot 10^{-10},$ что в 5-6раз меньше, чем в области S 235 A, несмотря на схожий спектральный класс ионизующих звезд. Максимальное значение  $x_{\mathrm{c-C_3H_2}}=2\cdot10^{-10}$  достигается к северозападу от S 235 A\*, где наблюдается пылевой хвост низкой плотности (рис. 44). Общее распределение c- $C_3H_2$  по-прежнему похоже на распределение  $C_2H$ : уменьшается к югу от S 235 B\* с значениями в S 235 C порядка 10<sup>-11</sup>. Из-за относительно низкого пространственного разрешения по сравнению с компактными размерами S 235 A здесь, в отличие от S 235, не удается разрешить освещенную границу молекулярного сгустка. В направлении ионизующей звезды S 235 A\* наблюдаются самые высокие обилия C<sub>2</sub>H и *c*-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>.

В окрестностях S 235 наблюдается три области с повышением обилия  $H_2CO$  (до

 $x_{\rm H_2CO} = 1.6 \cdot 10^{-9}$ ): на северо-западной освещенной границе скопления East 1, на северо-востоке скопления East 2 и в области к юго-западу от IRS 1. Вероятно, на освещенной границе East 1 к увеличению обилий молекул приводит УФ-облучение от ионизующей звезды. Аналогичная картина наблюдается в распределении обилия H<sub>2</sub>CO. Плотности газа и пыли в S 235 Central, расположенном за областью H II, распределены неравномерно. Высокие значения  $x_{\rm H_2CO}$  находятся между пиками излучения мм-континуума. Хотя значение  $T_{\rm dust}$  в S 235 Central на 10 K ( $\approx$  50%) выше, чем в East 1 и East 2 (см. рис. 19 и 85 из Приложения 5), обилие H<sub>2</sub>CO не реагирует на это повышение температуры. Значение  $x_{\rm H_2CO}$  наиболее высоко в самой плотной части сгустка East 1, где  $T_{\rm dust}$  опускается до 15 К. Пик  $x_{\rm H_2CO} = 1.8 \cdot 10^{-9}$  появляется во вторичном максимуме на карте излучения в мм-континуума к югу от S 235 В<sup>\*</sup>, где  $T_{\rm dust} \approx 10 - 12$  К. Обилие в самом ярком пике мм-континуума между S 235 A<sup>\*</sup> и S 235.

Максимум  $x_{\rm CH_3OH} = 3 \cdot 10^{-8}$  находится в северной части скопления East 1, рис. 50, т.е. в том же направлении, что и яркое излучение метанола на 85 ГГц. Обилие метанола падает примерно на порядок в S 235 Central, где  $T_{\rm dust}$  выше примерно на 10 К из-за более высокого УФ-поля. В области S 235 ABC наблюдаются два пика обилия метанола: первый находится вблизи пика мм-континуума между S 235 A\* и S 235 B\*, а второй совпадает с пиком обилия H<sub>2</sub>CO к югу от S 235 B\*. Первичный пик обилия формальдегида соответствует вторичному пику обилия метанола в области S 235 AB и наоборот.

# 4.5.7 Дефицит малоатомных углеводородов в ФДО S 235 и S 235 ABC

Сравнивая результаты с лучевыми концентрациями малоатомных углеводородов и органических молекул в Барьере Ориона [395, 408, 426], Конской Голове [415, 429] и других ФДО, см. [430], мы видим значительную разницу между значениями  $N_{\rm C_2H}/N_{\rm CH_3OH}$  в S 235, S 235 ABC и других ФДО. Отношение  $N_{\rm C_2H}/N_{\rm CH_3OH}$ в областях S 235 и S 235 ABC (рис. 47) лежит между прямыми линиями y = x и y = 0.1x, но около y = 10x во многих других ФДО. Разница возникает из-за относительно высокого значения  $N_{\rm CH_3OH}$  и низкого значения  $N_{\rm C_2H}$  в S 235 и S 235 ABC по сравнению с другими регионами — в несколько раз или до порядка величины. Возможно, что относительно низкие  $N_{\rm C_2H}$  возникают из-за умеренных значений УФ-поля в S 235 и S 235 ABC по сравнению с другими ФДО.

Отношения  $N_{\rm C_2H}/N_{\rm CH_3OH}$  в S 235 и S 235 ABC совпадают со значениями, наблюдаемыми у протозвезд в облаке Персея [431]. В работах [432, 431, 430] был проведен анализ отношения  $N_{\rm C_2H}/N_{\rm CH_3OH}$  в различных типах M3C, от молекулярных облаков до ФДО. Авторы обнаружили, что оно является специфической



Рис. 50: Обилия молекул ССН и с-С<sub>3</sub>H<sub>2</sub> вокруг S 235 (левые панели) и S 235 ABC (правые панели). Белые контуры на картах обилий показывают уровни  $N_{\rm H_2}$ : 1, 2, 3 и  $4 \cdot 10^{22}$  см<sup>-2</sup>. Источники ионизации показаны красными звездочками. Красными ромбами показаны яркие ИК-источники: IRS1, IRS2, S 235 East IR, S 235 B\*. Черные штриховые линии на карте обилия C<sub>2</sub>H в области S 235 ABC — это положения, по которым были построены PV-диаграммы, показанные на рис. 51, где числа — это углы, измеренные к западу от юга, с ионизующей звездой в начале координат.



Рис. 50 Белые контуры на карте излучения линии  $H_2CO(2_{1,2}-1_{1,1})$  показывают уровни излучения SCUBA-850 мкм от 5 до 35 мЯн угл. сек<sup>-2</sup> с шагом 5 мЯн угл. сек<sup>-2</sup> и дополнительные контуры на 55, 75 и 95 мЯн угл. сек<sup>-2</sup> для области S 235 ABC на основе [127].

характеристикой облака, освещенного ОВ звездами. Они предположили, что если дозвездная фаза длится долго (~  $10^5 - 10^6$  лет), то для образования метанола из СО на пылинках достаточно времени. С другой стороны, если бы холодная фаза была короткой, протозвездная фаза началась бы с высоким обилием соединений, характерных для диффузного газа, таких как малоатомные углеводороды. Если следовать этой логике, области S 235 и S 235 ABC должны были иметь достаточно времени для развития поверхностной химии, связанной с метанолом. Этот вывод согласуется со сценарием индуцированного звездообразования, предложенным в работах [100, 130, 104]. В данных работах высказываются доводы в пользу предположения, что звездообразование вокруг S 235 было индуцировано расширением области H II на временном масштабе  $10^5 - 10^6$  лет.

В работе [426] систематизированы наблюдаемые отношения  $N_{C_{2}H}/N_{c-C_{3}H_{2}}$  к параметру диссоциации G/n для нескольких ФДО. Было показано, что  $N_{C_{2}H}/N_{c-C_{3}H_{2}}$ лежит в пределах около 15–20 для  $0.01 \leq G/n \leq 0.1$  и около 10 для более низких значений параметра диссоциации. Предполагая, что весь водород в облаках находится в виде молекул H<sub>2</sub>, и используя значения  $n_{H_{2}}$  из работы [104] и предыдущих разделов, можно найти максимальный параметр диссоциации  $0.01 \leq G/n \leq 0.1$  в S 235 Central и  $0.001 \leq G/n \leq 0.01$  в скоплениях East 1, East 2, а также в области S 235 ABC. Таким образом, отношение  $N_{C_{2}H}/N_{c-C_{3}H_{2}}$  в исследованных областях согласуется с результатами работы [426], а поведение отношения можно объяснить в 4 раза большей скоростью фотодиссоциации с-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>, чем C<sub>2</sub>H [433].

# 4.5.8 Реактивная десорбция метанола с ледяных мантий пылинок

На рис. 47 видно, что значения G = 20 - 30 благоприятны для появления молекул метанола в плотных сгустках. Напротив, обилие метанола уменьшается в областях с более высоким и более низким УФ полем. Метанол может эффективно образовываться только через реакции на поверхностях пылинок путем последовательного гидрирования молекул СО, аккрецированных из газовой фазы [434]. В ряде экспериментальных и теоретических исследований [382, 411, 435, 436, 437] установлено, что наиболее эффективное образование метанола происходит при температуре пыли в диапазоне  $\approx 10 - 20$  К. Эти реакции являются экзотермическими, и часть выделяющейся энергии может быть потрачена на разрыв связи между вновь образовавшейся молекулой метанола и поверхностью пылинки. Таким образом, метанол может быть высвобожден в газовую фазу даже при низкой температуре пыли путем реактивной десорбции.

Считается, что реактивная десорбция является наиболее эффективным способом доставки метанола в газовую фазу холодных и плотных ядер молекулярных облаков, напр. [382, 411, 412, 438]. Реактивная десорбция может приводить к появлению газофазного метанола, наблюдаемого в областях с низкими значениями  $T_{\rm dust}$  и интенсивности УФ-поля: например, в направлении скопления East 1 и вторичного пика плотности к югу от S 235 В. Скорость образования метанола на пылинках уменьшается при более высоких значениях  $T_{\rm dust}$ , поскольку атомарный водород десорбирует с поверхности (он имеет низкую энергию связи). Следовательно, метанол либо не может эффективно образовываться на поверхности пылинок в S 235 Central (G = 50 - 60, что соответствует  $T_{\rm dust} \approx 25$  K для радиуса пылинки в 0.1 мкм), либо он диссоциирует в газовой фазе.

В исследуемых областях не наблюдается прямой связи между значением УФполя и обилием метанола. Следовательно, фотодесорбция метанола с поверхности пылинок, облучаемых умеренным УФ-полем, не является основным путем появления метанола в газовой фазе. Физические условия благоприятствуют образованию метанола на поверхности пылинок и его выживанию в газовой фазе между S 235 A и S 235 B, а также на севере скопления East 1. Как было сказано выше, температурный диапазон  $10 < T_{dust} < 20$  K оптимален для образования метанола. Наблюдаемые в этих областях значения УФ поля G = 20 - 30 соответствуют  $T_{dust} \approx 20$  K. После реактивной десорбции метанол способен выживать в газовой фазе благодаря низкому УФ-полю в течение  $10^9/n_{H_2} \approx 10^4 - 10^5$  лет. Таким образом, вывод об эффективном образовании и выживании молекул метанола в плотных сгустках не противоречит сценарию индуцированного звездообразования в S 235, поскольку этот химический временной интервал короче или сопоставим с предполагаемой продолжительностью процесса звездообразования, см. [104].

# 4.5.9 Анализ кинематики газа по линиям малоатомных углеводородов

В предыдущих разделах обсуждалось различное пространственное распределение обилий  $C_2H$  и с- $C_3H_2$ , в то время как обе молекулы известны как маркеры теплого газа, облученного УФ-квантами. Обилие  $C_2H$  достигает максимума в плотной области по направлению к ионизующей звезде S 235 A<sup>\*</sup>, а пик обилия с- $C_3H_2$  наблюдается в регионе с низкой плотностью газа на северо-западе от ФДО S 235 A, где плотная оболочка распадается, см. рис 44. На изображении в 3.6 мкм разрыв оболочки выглядит как дуга. По-видимому, в этом направлении из области H II просачивается УФ-излучение.

Мы построили PV-диаграмму в двух направлениях, показанных штриховыми линиями на рис. 50 и совпадающих с PV-диаграммами из анализа линий [С II] выше для анализа кинематики газа. На PV-диаграмме 135° на рис. 51 видны широкие линии C<sub>2</sub>H и *c*-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub> в плотной части ФДО между S 235 A-2\* и S 235 A\*. В регионе с низкой плотностью, на смещении  $\approx 100''$ , видны двухкомпонентные линии c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>, в то время как линия C<sub>2</sub>H(1–0) остается однокомпонентной. Двухкомпонентная линия с провалом на  $V_{\rm lsr} = -16 \ {\rm km} \, {\rm c}^{-1}$  может быть признаком расширяющейся ФДО, где передняя и задняя стенки движутся в противоположные стороны. Скорость расширения  $V_{\rm exp} \approx 2 \ {\rm km} \, {\rm c}^{-1}$  может быть получена как половина значения от пика до пика. Излучение C<sub>2</sub>H, хотя и ярче, чем излучение c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>, прослеживает только переднюю часть расширяющейся оболочки. РV-диаграммы под углом 45°, построенные через плотную часть ФДО, не демонстрируют такого же характера расширения. Прослеживается градиент скоростей от более «красных» скоростей на востоке до более «синих» на западе. Такой же градиент был обнаружен для [C II], [<sup>13</sup>C II] и излучения линии HCO<sup>+</sup>(3–2) в предыдущих разделах.

Интересно сравнить PV-диаграмму на 135° для с-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub> с PV-диаграммой для линий [С II] и HCO<sup>+</sup>(3–2). Если провал на –16 км с<sup>-1</sup> в [С II] связан с эффектом самопоглощения в плотной части ФДО (смещение около 50 – 75″), то на смещении  $\approx 100''$  диаграмма для [С II] похожа на диаграмму для C<sub>2</sub>H(1–0): обе они имеют однокомпонентные профили линий при  $V_{\rm lsr} = -18$  км с<sup>-1</sup>. Таким образом, хотя PV-диаграмма для [С II] не прослеживает кинематику газа в плотной части ФДО из-за большой оптической глубины, она показывает реальную скорость газа в менее плотной части ФДО. Анализ кинематики показывает, что регион ФДО с низкой плотностью расширяется в сторону наблюдателя со скоростью, большей в два раза. Кинематические особенности высокоплотной и низкоплотной частей ФДО согласуются с моделью расширяющейся Н II-области типа блистера. Этот тип H II-областей возникает, когда массивная звезда формируется вблизи поверхности молекулярного облака, он широко описан в литературе [129, 439, 440, 441, 442, 443, 444, 445, 446].

# 4.6 Резюме Главы 4

Проведены наблюдения массивного волокна WB 673 в гигантском молекулярном облаке G174+2.5 в радиолиниях молекул <sup>13</sup>CO (1–0), C<sup>18</sup>O (1–0), CS (2–1), HCN, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>, HNC и других. Показано, что волокно может быть примером объекта, на формирование которого повлияли расширяющиеся оболочки: области H II S 231 и S 232 с одной стороны, а с другой — ИК-туманность, которая не занесена в существующие каталоги, но видна на инфракрасных снимках *WISE* и *Herschel*. Показано, что плотный газ в волокне WB 673 содержится не только в направлении сгустков с погруженными в них звездными скоплениями, но и в среде между сгустками. Таким образом, волокно представляет собой большую связанную структуру с общей массой 10<sup>4</sup>  $M_{\odot}$  и отношением массы к длине 400  $M_{\odot}$  пк<sup>-1</sup>. V-образная PVдиаграмма является признаком гравитационного сжатия волокна, в котором газ аккрецирует с краев волокна на массивный центр.

Используя радиолинии аммиака, удалось оценить физические параметры в



Рис. 51: PV-диаграммы излучения с-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub> (цвет) и C<sub>2</sub>H (белые контуры) в S 235 A. Контуры расположены на уровнях от 0.25 до 2.0 К км с<sup>-1</sup> с шагом 0.25 К км с<sup>-1</sup>. Штриховые вертикальные линии соответствуют положениям точечных источников S 235 A<sup>\*</sup> и S 235 A-2<sup>\*</sup>.

плотных сгустках волокна, а именно:  $T_{\rm kin}$ ,  $N_{\rm NH_3}$  и  $n_{\rm H_2}$ . Показано, что газ в сгустках холодный и имеет плотность порядка  $10^3$  см<sup>-3</sup>.

Анализ излучения ФДО вокруг S 235 в линиях [С II] показал, что ФДО, как и молекулярный газ, находятся позади области Н II. Концентрация газа в задней нейтральной стенке более высока, чем в передней. Позади области Н II расположено звездное скопление S 235 Central, которое погружено в плотный газ протяженной молекулярной оболочки, содержащей еще и скопления S 235 East 1 и S 235 East 2 к востоку от ионизованного объема газа. Анализ лучевых скоростей РРЛ водорода и углерода показал, что ионизованный газ покидает область Н II в направлении к наблюдателю, в отличие от газа ФДО и молекулярного газа на задней стенке. Из-за неравномерного покрытия области Н II нейтральной оболочкой, ионизованный газ легко движется только в одну сторону, что делает неблагоприятными условия для индуцирования звездообразования на противоположной стороне, где находится молодое звездное скопление S 235 Central.

Анализ излучения ФДО вокруг компактных областей Н II S 235 A и C в линиях [C II] также показал, что эти объекты находятся на ближней к наблюдателю части молекулярного облака. Двухкомпонентные профили линий [C II] и [O I] обусловлены высокой оптической толщиной (в S 235 A  $\tau_{[CII]}$  в нескольких направлениях достигает 10, что превышает значения в таких ФДО как Барьер Ориона, Конская Голова, М 17 [368]), а не расширением передней и задней стенок ФДО. Поглощаю-

щее вещество переднего фона имеет лучевую скорость  $V_{\rm lsr} \approx -16$  км с<sup>-1</sup>, которая в наблюдаемой области остается почти неизменной. В обеих ФДО обнаружено расширение слоя газа, излучающего в линии [С II] на 158 мкм, в молекулярный газ со скоростью до 1 км с<sup>-1</sup>. В общую концентрацию нейтрального газа на луче зрения в S 235 A может вносить вклад нейтральный газ, не видимый ни в линиях [С II], ни в линиях СО. Из-за низкой температуры пыли в этих направлениях происходит вымораживание СО на пылинках.

При помощи химико-динамической модели MARION в работе удалось воспроизвести физические параметры областей H II и интегральные интенсивности линий [<sup>13</sup>C II], [C II] и [O I] из ФДО, поскольку эти свойства излучения определяются спектральным классом ионизующих звезд и начальной плотностью газа. Однако модель не воспроизводит двухкомпонентные профили линии [C II], связанные с самопоглощением и большой оптической толщиной линии. Увеличивая  $N_{C^+}$ , можно согласовать модель с наблюдениями. По-видимому, ФДО окружены холодной нейтральной средой, состоящей из испаряющихся глобул. В то время как излучение в линии [C II] возникает в ФДО, за формирование профилей линий с самопоглощением ответственна холодная нейтральная среда. Профили линий [O I] являются лучшими трассерами расширения ФДО в рассмотренных моделях по сравнению с линиями [C II], [<sup>13</sup>C II] и HCO<sup>+</sup>(3–2). Однако поглощающая холодная нейтральная среда может искажать профили линий [O I], исходящие из ФДО.

Наблюдения линий малоатомных углеводородов C<sub>2</sub>H и с-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub> в ФДО S 235, S 235 A и S 235 C показали, что даже умеренное УФ поле может высвободить атомы углерода из их резервуаров (например, СО, полиароматические углеводороды или углеродная пыль). Эти атомы затем быстро преобразуются в углеводороды посредством газофазных реакций. Отношение лучевых концентраций  $N_{\rm C_{2}H}/N_{c-\rm C_{3}H_{2}}$ достигает максимальных значений в направлении источников УФ-излучения, что объясняется более высокой скоростью фотодиссоциации с-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>, чем C<sub>2</sub>H. Наблюдения линий углеводородов показали, что за обилие газообразного метанола в ФДО с умеренными УФ полями ответственна реактивная, а не фотодесорбция. Отношение  $N_{\rm H_2CO}/N_{\rm CH_3OH} \leq 1$  в большинстве наблюдаемых позиций согласуется с химическим составом темного облака. Отношение N<sub>C2H</sub>/N<sub>CH3OH</sub> в исследованных ФДО в 25 раз ниже по сравнению со значениями, измеренными в направлении ФДО Барьер Ориона и Конская Голова, и схоже с типичными значениями, наблюдаемыми в направлении на протозвезды. Следовательно, в рассмотренных ФДО химия холодного газа преобладает над химией облученного газа. Вероятно, ФДО унаследовали молекулярные обилия предыдущей темной стадии эволюции молекулярного облака, продолжительность которой составила  $\gtrsim 10^5$  лет.

### Результаты Главы 4 представлены в работах:

- Ладейщиков Д. А., Кирсанова М. С., Цивилев А. П., Соболев А. М. Излучение молекул в направлении на массивные сгустки областей звездообразования S 231-S 235 // Астрофизический Бюллетень — 2016. — том. 71. — № 2. — стр. 225-242
- Kirsanova M. S., Salii S. V., Sobolev A. M., Olofsson A. O. H., Ladeyschikov D. A., Thomasson M. Molecular gas in high-mass filament WB 673 // Open Astronomy - 2017. - Vol. 26. - P. 99-105
- Anderson L. D., Makai Z., Luisi M., Andersen M., Russeil D., Samal M. R., Schneider N., Tremblin P., Zavagno A., Kirsanova M. S., Ossenkopf-Okada V., Sobolev, A. M. The Origin of [C11] 158µm emission toward the H11 Region Complex S 235 // The Astrophysical Journal — 2019. — Vol. 882. — article id. 11, 18pp
- Burns R. A.; Handa T., Omodaka T., Sobolev A. M., Kirsanova M. S., Nagayama T., Chibueze J. O., Kohno M., Nakano M., Sunada K., Ladeyschikov D. A. NH<sub>3</sub> observations of the S 235 star-forming region: Dense gas in inter-core bridges // Publications of the Astronomical Society of Japan 2019. Vol. 71. id. 91
- Рябухина О. Л., Кирсанова М. С. Обзор линий излучения молекул в межзвездном волокне WB 673 // Астрономический журнал— 2020. — том. 64. — № 5 — Р. 394-405
- Kirsanova M. S., Ossenkopf-Okada V., Anderson L. D., Boley P. A., Bieging J. H., Pavlyuchenkov Ya. N., Luisi M., Schneider N., Andersen M., Samal M. R., Sobolev A. M., Buchbender C., Aladro R., Okada Y. *The PDR structure and kinematics around the compact H11 regions S235 A and S235 C with* [C11], [<sup>13</sup>C11], [O1], and HCO<sup>+</sup> line profiles // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 2020. Vol. 497. P. 2651-2669
- Kirsanova M. S., Punanova A. F., Semenov D. A., Vasyunin A. I. Dark cloudtype chemistry in PDRs with moderate UV field // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2021.— Vol. 507. — P. 3810-3829
- Ryabukhina O. L., Kirsanova M. S., Henkel C., Wiebe D. S., Star formation timescale in the molecular filament WB 673 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society - 2022. Vol. 517. - P. 4669-4678

# Глава 5

# Структура и кинематика нейтрального газа в комплексах звездообразования S 254-258 и NGC 7538

В Главе 3 структура ионизованных областей Н II изучалась по оптическим линиям, а в Главе 4 по миллиметровым и субмиллиметровым данным рассматривалось их нейтральное окружение. В этой главе основное внимание уделяется структурам, видимым в ближнем ИК-диапазоне. Основной интерес представляют линии возбужденных молекул H<sub>2</sub> в основном электронном состоянии, связанные с каскадными колебательно-вращательными переходами вниз. Сначала, поглотив УФ-квант, молекула H<sub>2</sub>переходит в одно из возбужденных электронных состояний. Затем она релаксирует в основное электронное состояние, попадая либо в колебательный континуум (то есть диссоциируя), либо в одно из связанных возбужденных колебательно-вращательных состояний. Последующие переходы в основное колебательно-вращательных состоянии приводят к высвечиванию энергии в ближнем ИК-диапазоне [218]. Изучение распределения возбужденных молекул H<sub>2</sub> позволяет найти фронт диссоциации этих молекул в ФДО, см. например, работы по Барьеру Ориона [325, 236].

Кроме того, в ближнем ИК-диапазоне можно наблюдать рекомбинационные линии водорода, которые поглощаются нейтральным веществом значительно слабее, чем оптические. Это позволяет определить положение фронта ионизации. В этой главе рассмотрено несколько областей Н II, окруженных ФДО, в спиральном рукаве Персея, что в 3–4 раза дальше, чем Барьер Ориона. Взаимное расположение фронтов ионизации и диссоциации водорода, а также физические условия в этих областях в данной главе изучаются на основе линий ближнего ИК-диапазона. Подробное описание рассмотренных областей приведено в Главе 1, а основные свойства перечислены в таблице 6.

# 5.1 Наблюдения в ближнем ИК-диапазоне и на длине волны 3 мм

## 5.1.1 Наблюдения в ближнем ИК-диапазоне

Фотометрические наблюдения ФДО S 255, S 257, S 140, NGC 7358 и Барьера Ориона были проведены в течение двух сессий в ноябре 2020 и январе 2021 года с помощью 2.5-м телескопа Кавказской горной обсерватории ГАИШ (КГО). Для наблюдений использовалась камера и спектрограф ближнего инфракрасного диапазона ASTRONIRCAM [447], который обеспечивает поле зрения 4.6' × 4.6' за одну экспозицию. Наблюдения проводились в ночи с качеством изображения 0.7–1" (в оптическом диапазоне) и высокой стабильностью пропускания атмосферы.

Наблюдения проводились с использованием узкополосных фильтров для линий  $Br\gamma$  (2.1673 мкм, FWHM = 21.2 нм),  $H_2$  (2.132 мкм, FWHM = 46 нм) и [Fe II] (1.6442 мкм, FWHM = 26.2 нм), а также фильтра Kcont (2.2729 мкм, FWHM = 39.4 нм) и широкополосного фильтра H (1.4901 – 1.7829 мкм) для вычитания континуума. Для каждого исследуемого поля в каждом фильтре была сделана серия коротких экспозиций (3 – 30 сек, в зависимости от яркости звезд в поле) в режиме дизеринга со смещениями 3" между последующими кадрами, чтобы свести к минимуму влияние плохих пикселей, используя сглаживание между отдельными экспозициями. Журнал наблюдений приведен в таблице 22, где также указано полученное пространственное разрешение для каждого поля и фильтра, определенное по измерениям функции рассеяния точки (PSF).

Астрометрическая калибровка изображений проводилась с использованием сайта Astrometry.net [279] и индексных файлов серии '4200' (основанных на 2MASS), предоставленных командой Astrometry.net. Каждый кадр корректировался за нелинейность, переполнение пикселей и плоское поле. В каждом поле изображения калибровались по потоку с помощью звезд 2MASS [448], расположенных в каждом поле. Оценка неопределенности этой калибровки выполнялась с помощью процедуры Монте-Карло.

После калибровки проводилось вычитание континуума при помощи соответствующего узко- или широкополосного фильтра (фильтр Ксоnt для  $Br\gamma$  и  $H_2$ , фильтр H для [Fe II]). Оценка вклада континуума в каждом фильтре проводилась так, чтобы фотометрические потоки всех звезд качества 2MASS 'A' (*JHK*) в каждой паре фильтров были равны. При необходимости изображение в фильтре континуума масштабировалось. Проверка процедуры калибровки и вычитания континуума проводилась путем сравнения с изображениями ФДО Барьер Орио-

объект	α	δ	Фильтр	Дата	$T_{\rm exp}$	$T_{\rm exp}$	Θ
	(J2000)	(J2000)			общее	на кадр	
	(h:m:s)	(°:':'')		(г-м-д)	(сек)	(сек)	(″)
NGC 7538	23:13:38	+61:29:49	$H_2$	2020-11-27	788	29.170	1.09
			Kcont	2020-11-27	875	29.170	1.11
			$\mathrm{Br}\gamma$	2021-01-02	492	9.120	1.19
			$H_2$	2021-01-02	1575	29.170	1.35
			Kcont	2021-01-02	1575	29.170	1.22
			[Fe II]	2021-10-26	1113	9.120	1.09
			Н	2021-10-26	153	3.646	1.19
Барьер	05:35:23	-05:25:01	${ m Br}\gamma$	2020-12-07	875	14.590	1.13
Ориона			Kcont	2020-12-07	452	14.590	1.06
			[Fe II]	2020-12-27	1488	29.170	1.10
			Н	2020-12-27	88	3.646	1.05
			$H_2$	2021-02-21	939	9.120	1.30
			Kcont	2021-02-21	1459	14.590	1.17
S140	22:19:21	+63:18:56	${ m Br}\gamma$	2020-11-27	447	9.120	0.96
			$H_2$	2020-11-27	1809	29.170	1.00
			Kcont	2020-11-27	1546	29.170	0.94
			[Fe II]	2020-11-29	1954	29.170	0.96
			Н	2020-11-29	131	3.646	0.90
			${ m Br}\gamma$	2020-12-01	447	9.120	1.01
			$H_2$	2020-12-01	1021	29.170	0.89
			Kcont	2020-12-01	700	29.170	0.94
$\operatorname{S}255\text{-}257$	06:12:54	+17:59:23	$H_2$	2020-12-01	408	29.170	0.97
			${ m Br}\gamma$	2021-01-02	447	9.120	1.04
			[Fe II]	2021-01-02	1575	29.170	1.11
			Н	2021-01-02	443	5.470	1.16
			H <sub>2</sub>	2021-01-02	875	29.170	0.98
			Kcont	2021-01-02	554	29.170	0.97

Таблица 22: Журнал наблюдений. <br/>  $T_{\rm exp}-$ время экспозиции,  $\Theta-$ пространственное разрешение



Рис. 52: Оптическое изображение областей S 255 и S 257 из обзора DSS (DSS red filter). Наблюдавшиеся позиции показаны пустыми белыми кружками, размер которых соответствует диаграмме направленности телескопа на 87 ГГц (28").

на из работы [185], в которой было достигнуто разумное согласие с уже опубликованными данными. Кроме того, результаты для области звездообразования между S 255 и S 257 в фильтре H<sub>2</sub> сравнивались с результатами из работы [449]. Было показано, что средние измеренные потоки согласуются. Все окончательно откалиброванные изображения имеют размер пикселя 0.27″.

### 5.1.2 Наблюдения линий молекул $C_2H$ на длине волны 3 мм

Одновременно с наблюдениями S 235 на 30-м телескопе IRAM, описание которых приводится в разделе 4.5.2, проводились наблюдения ФДО между S 255 и S 257 для заполнения промежутка времени, когда S 235 находится слишком высоко для телескопа. Вместо картирования были получены радиальные профили интенсивностей линий C<sub>2</sub>H(1–0) вдоль направлений от ИК-источника S 255 IRS 3 к ионизующим звездам LS 19 и HD 253327 в областях H II S 255 и S 257, соответственно. Эти направления совпадают с положениями щелей, в которых проводились наблюдения на 6-м телескопе БТА САО РАН из Главы 3, см. рис. 20, с той лишь разницей, что дальше ионизующих звезд позиции для наблюдений не выбирались. Позиции, в которых проводились наблюдения линий C<sub>2</sub>H(1–0), показаны на рис. 52.

# 5.2 Результаты наблюдений нейтрального газа вокруг областей Н II

### 5.2.1 Результаты наблюдений в ближнем ИК-диапазоне

Калиброванные по потоку изображения ФДО в фильтрах без континуума показаны на рис. 53–56. После вычитания континуума были получены остаточные изображения в линии [Fe II] для Барьера Ориона и NGC 7538. Излучение в линии [Fe II] в S 255-257 и S 140 слишком слабо (или отсутствует). Линии излучения [Fe II] и Вг $\gamma$  в S 140 не были обнаружены. Используя карту оптического поглощения  $A_V$ , полученную в Главе 3, и закон поглощения из [286] для  $R_V = 3.1$ , мы оценили поглощение на переднем фоне для S 255 и S 257. Полученная величина  $\tau_{2\mu m} \approx 0.2-0.4$ на 2 мкм похожа на значения, найденные в работе [185] для Барьера Ориона. Из-за малой оптической толщины переднего фона ФДО в ближнем ИК-диапазоне корректировка изображений за покраснение не проводилась. Значения  $\tau_{2\mu m}$  для S 140 и NGC 7538 неизвестны, но по аналогии в данной работе принималось, что передний фон в этих областях также оптически тонкий для ближнего ИК-диапазона. Это предположение оправдано, так как во всех туманностях видны ионизующие звезды, значит величины  $A_V$  должны быть сравнимы.

На представленных изображениях Барьера Ориона в ближнем ИК видны те же особенности, что были описаны в работах [325, 236, 185]. В этой работе новые изображения Барьера Ориона нужны в основном для контроля. Изображения в фильтрах Brγ и [Fe II] формируются излучением ионизованного газа в Туманности Ориона, в то время как изображение в фильтре H<sub>2</sub> показывает как заднюю нейтральную стенку за главным фронтом ионизации, так и сам Барьер Ориона, показанный как яркая линия на рис. 53. По изображениям в фильтрах Brγ и H<sub>2</sub> среднее расстояние между ионизационными и диссоциационными фронтами (ИФ и ДФ, соответственно) равно 19". Эта величина согласуется со значениями, полученными в других исследованиях (см. раздел 1). Разделение между самой плотной частью ИФ, видимой на изображении [Fe II], и ДФ составляет 12". Главная особенность изображений — неоднородное распределение газа — хорошо различима на снимках, хотя пространственное разрешение наблюдений в КГО ниже, чем в цитируемых исследованиях.

Пространственное распределение излучения в линиях Br $\gamma$  и [Fe II], возникающего в ионизованном газе NGC 7538, показано на рис. 54. На различных расстояниях от ионизующей звезды NGC 7538 IRS 6 находится множество ярких структур, напоминающих дуги. Дуга 1 (arc 1 на рисунке), видимая на изображении Br $\gamma$  на уровне  $(1 - 2) \cdot 10^{-3}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup>, расположена на расстоянии 20 – 30" (0.24–0.36 пк) в картиной плоскости от IRS 6. Точечный источник IRS 5 находится прямо за дугой на расстоянии 37" (0.45 пк) в картиной плоскости от IRS 6. Ду-



Рис. 53: Изображение Барьера Ориона в линиях излучения ближнего ИКдиапазона.
га 2 (агс 2 на рисунке) расположена сразу за IRS 5. Дуга 3 (агс 3 на рисунке), на которую спроецировалось изображение точечного источника IRS 4, находится на расстоянии  $\approx 60''$  (0.73 пк) от IRS 6. Поверхностная яркость в линии Br $\gamma$  для дуги 3 составляет (7 – 9) · 10<sup>-4</sup> эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup>.

Пространственное распределение излучения [Fe II] в NGC 7538 показывает области высокой плотности в ионизованном газе, поскольку это излучение возбуждается за счет столкновений. Хотя распределение излучения в линии [Fe II] похоже на распределение в Вг $\gamma$ , очевиден и ряд отличий. Дуга 1, видимая в линии Вг $\gamma$ , неразличима на изображении в линии [Fe II]. Вокруг дуги 2 имеются яркие пятна излучения [Fe II]. Фронт ионизации совпадает с дугой 3 и находится на расстоянии 0.75 пк от IRS 6 в картинной плоскости. Эта плотная часть фронта ионизации имеет длину 10" с резкими границами, ширина которых составляет 2–3" (0.02–0.04 пк). На расстоянии нескольких угловых секунд за IRS 5 на уровне  $(4-6) \cdot 10^{-5}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup> находится изогнутая вытянутая структура — дуга 4. Дуга 4 видна параллельно дуге 3 и имеет схожую поверхностную яркость.

Излучение возбужденных молекул H<sub>2</sub> также распределено вокруг области H II в виде вытянутых оболочек и дуг, появление которых иллюстрирует неоднородное распределение плотности нейтральной среды. Дуга 1, видимая на изображении Br $\gamma$ , не видна в направлении IRS 5, но можно найти яркие до  $\approx (1-2)$  ·  $10^{-4}~{\rm spr}~{\rm cek}^{-1}~{\rm cm}^{-2}~{\rm ctep}^{-1}$  и компактные пятна в направлении этого источника. Наиболее протяженной структурой на изображении в H<sub>2</sub> является дуга 3, видимая в обеих линиях (Br  $\gamma$  и [Fe II]). Эта дуга состоит из нескольких взаимосвязанных ярких волокон, одно из которых связано с IRS4. Поверхностная яркость H<sub>2</sub> в сгустках достигает  $2 \times 10^{-4}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup>. Дуга 4 (arc 4 на рисунке) также видна на изображени<br/>и ${\rm H}_2$  на уровне $7\times 10^{-5}$ эрг сек $^{-1}~{\rm см}^{-2}~{\rm стер}^{-1}.$  Если усреднить по азимуту изображение области, излучающей в линиях H<sub>2</sub> в районе IRS 6, то ширина H<sub>2</sub>-излучающей области составит около 15" (0.18 пк). Расположение самой яркой части дуги 3 совпадает с дугами, обнаруженными на снимках  $Br\gamma$  и [Fe II]. То же верно и для изображений дуги 4 в линиях [Fe II] и H<sub>2</sub>. Таким образом, в южной части NGC 7538 два участка ИФ и два участка ДФ сливаются в плоскости неба. На изображении в линии H<sub>2</sub> также выделяется еще одна дуга 5 (arc 5 на рисунке), которая не видна в линиях  $Br\gamma$  и [Fe II]. К северу от ионизующей звезды находятся дугообразные структуры на 77–96" (0.93–1.19 пк). Яркого излучения в линии  $Br\gamma$  вблизи этих северных дуг нет, поэтому вывода о расстоянии между фронтами на севере сделать нельзя.

Для ФДО вокруг областей Н II S 255 и S 257 были получены только изображения самой яркой в ИК-излучении части между областями Н II. Изображения охватывают половину каждой Н II-области к западу и востоку от ионизующих звезд в S 255 и S 257, соответственно, а также молекулярное облако между ними, см.



Рис. 54: Изображение NGC 7538 в линиях излучения ближнего ИК-диапазона. Кружками показаны яркие точечные ИК-источники. Позиции всех источников взяты из [450].

рис. 55. Внешний вид обеих ионизованных туманностей в фильтре Br $\gamma$  напоминает круги с типичной поверхностной яркостью  $\approx (4-6) \cdot 10^{-5}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup> в S 255 и  $\approx (2-3) \cdot 10^{-5}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup> в S 257. В S 255 поверхностная яркость имеет примерно равномерное пространственное распределение к юго-западу и западу от ионизующей звезды, но уменьшается практически линейно к северу. В S 257 излучение в линии Br $\gamma$  не имеет резкой границы и выглядит диффузным. Определяя фронт ионизации как место на изображении, где излучение в линии Br $\gamma$  становится вдвое слабее, чем на в наиболее ярком месте, можно показать, что в проекции радиус S 255 составляет 82″ и 88″ (что соответствует 0.81 и 0.88 пк на расстоянии до LS 19, указанном в таблице 6) к западу и юго-западу от S 255, соответственно. На изображения S 255 в линии Br $\gamma$  видно, что на севере области H II ИФ расположен дальше от LS 19, чем на юге. В S 257 фронт ионизации находится на расстоянии 70 и 80″ (0.85 и 0.97 пк на расстоянии до ионизующей звезды HD 253327; см. таблицу 6) на юге/юго-востоке и севере области, соответственно.

На изображении рассматриваемых ФДО в линии H<sub>2</sub> видны яркие структуры двух типов. Первый тип соответствует крупномасштабным ФДО вокруг областей Н II S 255 и S 257. Эти ФДО порождаются ионизующими звездами. Они имеют поверхностную яркость  $(4-6) \cdot 10^{-5}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup> и выглядят как прерывистые границы ионизованных туманностей. Их протяженность вдоль направления с севера на юг составляет  $\approx 240 - 260''$  (2.4–2.6 пк для расстояния до S 255). Излучение в линии H<sub>2</sub> видно не только в ФДО вокруг ионизованных областей, но и в направлении ярких областей на изображениях в линии Br<sub>γ</sub>. Эти диффузные структуры на изображениях в H<sub>2</sub> связаны с передними или задними стенками областей ионизации (см. обсуждение трехмерной структуры областей Н II выше). При усреднении распределения излучения в линии H<sub>2</sub> по азимуту обнаруживаются пики на расстояниях 110" и 116" (1.1 и 1.2 пк) от LS 19 к югу и юго-востоку от S 255, соответственно. К северу от LS 19 область излучения в линии H<sub>2</sub> находится на расстоянии 120–150" (1.2–1.5 пк) от звезды в картинной плоскости. Таким образом, в южной и юго-западной частях S 255 расстояние между ИФ и ДФ составляет 0.3-0.4 пк в картинной плоскости. В S 257 ДФ находится на расстоянии 110 и 96" (1.3 и 1.2 пк) от ионизующей звезды HD 253327 на юге и востоке, соответственно. Таким образом, расстояние между ИФ и ДФ в плоскости неба составляет 0.4-0.5 пк. Пространство между ИФ и ДФ занято атомарным водородом, а ширина атомарного слоя составляет около 0.3-0.5 от радиуса областей Н II. Искаженный и рваный вид слоев, излучающих в линии Н<sub>2</sub>, указывает на неоднородное распределение нейтрального вещества в ФДО.

Второй тип структур виден между S 255 и S 257. Самая яркая область излучения в линии H<sub>2</sub>, яркость которой достигает  $(1-2) \cdot 10^{-4}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup>, появляется между крупномасштабными ФДО и связана с молодыми звездными объ-



Рис. 55: Изображение ФДО между S 255 и S 257 в линиях излучения ближнего ИК-диапазона. Звездочками показаны источники ионизации. Кружками показаны яркие точечные ИК-источники. Координаты S 255 IRS 1 и IRS 3 взяты из работы [303]. Положение S255 N взято из работы [451], где этот источник обозначек как G192.60-MM1.

ектами S 255 IRS 1 и IRS 3, где активно идет звездообразование, см. работу [303]. Две дуги к северу и югу от M3O напоминают прерывистую кольцевую оболочку с радиусом  $\approx 11''$ , внутри которой находятся M3O IRS 1 и IRS 3. Эти яркие структуры частично перекрываются с ФДО S 255. Излучение в линии H<sub>2</sub> в направлении S 255 N, гиперкомпактной области H II согласно [451], отсутствует. В S 255 N отсутствует также излучение в линиях Br $\gamma$  и [Fe II], поскольку этот объект слишком глубоко погружен в родительский молекулярный газ, чтобы его можно было обнаружить в этих фильтрах.

Область Н II S 140 расположена на юго-западном краю темной туманности L 1204, которая облучается звездой HD 211880 класса B0.5V. Калиброванное изображение области S 140 и ее ФДО без континуума было получено только в фильтре линии H<sub>2</sub>. Излучение в фильтрах Br $\gamma$  и [Fe II] слишком слабо для анализа. На изображении видны следы от вычитания излучения компактного ФДО S 140 IRS, ионизующая звезда которой все еще погружена в родительское облако (см. рис. 56). Поверхностная яркость излучения в линии H<sub>2</sub> в направлении главной ФДО дости-



Рис. 56: Изображение ФДО S 140. Яркий точечный ИК-источник S 140 IRS показан кружком, его координаты взяты из работы [452].

гает  $(0.8 - 1.0) \cdot 10^{-4}$  эрг сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup>. Излучение в линии H<sub>2</sub> на изображении выглядит как яркая линия, протянувшаяся с юга на запад в картинной плоскости. Ширина ФДО колеблется от 14" (0.06 пк в плоскости неба) в самой яркой западной области до 30" (0.13 пк в плоскости неба) в более диффузной южной области ФДО. На самом деле эти значения могут быть меньше, если ФДО представляет собой структуру наподобие стенки, наклоненной к плоскости неба.

## 5.2.2 Профили линий излучения молекул C<sub>2</sub>H на длине волны 3 мм

Линии излучения молекул C<sub>2</sub>H(1–0) в направлении на области S 255 и S 257 показаны на рис. 57. Линия C<sub>2</sub>H(1-0) расщепляется на сверхтонкие компоненты, наиболее сильные из которых представлены на рисунке. Видно, что самое яркое излучение исходит из позиций между областями Н II, там, где находится молекулярное облако со звездообразованием. Интересно, что профили линий в направлении на облако преимущественно гауссовы и имеют наименьшую ширину  $\approx 2 \, \mathrm{km} \, \mathrm{c}^{-1}$ . Напротив, профили линий вблизи направлений на ионизующие звезды имеют либо два компонента, как в S255, либо скошенный профиль, как в S 257. Линии имеют ширину  $\approx 4 \, \mathrm{km} \, \mathrm{c}^{-1}$ . Расстояние между пикселями соответствует 1 - 1.5 км с<sup>-1</sup>. Причем наблюдается именно такой тип асимметрии, который соответствует расширяющейся оболочке и поискам которого были посвящены наблюдения линий [С II] и [<sup>13</sup>С II] в S 235 и компактных S 235 А и S 235 С в Главе 4. Полученные профили линий позволяют предположить, что молекулярная оболочка вокруг S 255 расширяется со скоростью 0.5 - 0.7 км с<sup>-1</sup>. Скошенные профили в S 257, по-видимому, являются признаком свободного истечения молекулярного газа. Этот вывод согласуется с тем, что S 257 находится на краю молекулярного облака, см. Главу 3.



Рис. 57: Спектры C<sub>2</sub>H(1–0) в направлении на области S 255 и S 257. Номера позиций соответствуют рис. 52.

## 5.3 Структура ФДО по наблюдениям в ближнем ИК-диапазоне

В NGC 7538, где основным источником ионизации является звезда O5–O6, скорость расширения газа должна быть выше, чем в S 255-257, поскольку последние области ионизованы звездами В-типа (см. таблицу 6). Сравнение взаимного расположения ИФ и ДФ в областях NGC 7538 и S 255-S 257 наводит на мысль, что слившиеся и разделенные фронты в этих областях, соответственно, могут быть следствием разных плотностей и скоростей расширения, см. результаты из Главы 2. В NGC 7538 наблюдаются признаки звездного ветра и расширения, см. [157], признаки расширения в S 255 и S 257 обсуждались в разделе 5.2.2, причем скорость расширения в NGC 7538 в несколько раз выше, чем в S 255.

Сравнивая поверхностную яркость в фильтре  $H_2$  с модельными значениями для ФДО из работы [218], можно оценить плотность молекулярного газа. Рис. 9 из этой работы может быть использован для оценки плотности газа, если известно УФ поле в единицах среднего межзвездного поля. Карты распределения УФ поля в NGC 7538 и S255-257 показаны на рис. 58. Для областей дуги 1 и дуги 2 в NGC 7538 оценки УФ-поля излучения составляют  $\chi = 170 - 350$  Дрейнов (1 Хабинг = 1.4 Дрейнов) и, следовательно, плотность газа составляет  $10^{4.5} \le n_{H_2} \le$  $10^6$  см<sup>-3</sup>. Для дуг 3 и 4, где  $\chi = 50 - 80$ , получаем  $n_{H_2} \le 10^4$  см<sup>-3</sup>. Крупномасштабные ФДО в S 255-257 имеют  $\chi = 30 - 70$ ; следовательно, они менее плотны, чем ФДО в NGC 7538, и имеют  $10^3 \le n_{H_2} \le 10^4$  см<sup>-3</sup>.

Оценка плотности атомарного газа  $n_{\rm H}$  в S 255 может быть выполнена с использованием лучевой концентрации нейтрального газа  $N({\rm HI} + {\rm H_2}) = (2-5) \cdot 10^{21} {\rm \, cm^{-2}}$ , полученной выше в разделе 3.4. Учитывая, что ширина атомарного слоя составляет 0.3 - 0.4 пк, получаем  $n_{\rm H} \approx 10^4 {\rm \, cm^{-3}}$ . Из-за слияния ИФ и ДФ в NGC 7538, оценок плотности атомарного газа там получить нельзя.

Небольшая яркая дуга в области между крупномасштабными ФДО S 255 и S 257 имеет  $\chi \approx 35$ , в то время как во внутренней части дуги  $\chi \approx 180$ . Сравнивая это с результатами моделирования ФДО из работы [218], мы не смогли найти подходящих значений плотности для взаимного соответствия величин  $\chi$  и значений поверхностной яркости в линии H<sub>2</sub>. Высокая яркость в ближнем ИК-диапазоне в центральной яркой дуге может быть связана с нестационарными процессами и будет обсуждаться ниже.

Сравнивая плотность электронов  $n_e$  в областях Н II и плотность молекулярного водорода  $n_{H_2}$  в окружающих ФДО, мы видим, что в S 255-257 и NGC 7538 плотность электронов всегда меньше плотности молекул на 1 – 2 порядка величины. Таким образом, все три Н II-области ограничены по плотности и могут увеличиваться в размерах только под действием ударных волн, распространение которых опережает ИФ. По имеющимся оценкам, УФ-поле в S140 может составлять от  $\chi = 200 \ [453]$  до  $\chi = 400 \ [454]$ . Принимая во внимание эти значения, можно найти два диапазона плотности:  $10^3 \leq n_{\rm H_2} \leq 10^{3.5} \text{ cm}^{-3}$  и  $10^{6.5} \leq n_{\rm H_2} \leq 10^7 \text{ cm}^{-3}$ , — которые согласуются как с яркостью линии H<sub>2</sub>, так и со значениями  $\chi$ . Первый диапазон ближе к оценкам плотности  $\approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$  из упомянутых исследований, а также к значению  $2.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , найденному в работе [366]. Поэтому ниже используется  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

Оценивая параметр диссоциации  $\chi/n$ , определяющий свойства ФДО, находим  $10^{-4} \leq \chi/n \leq 6 \times 10^{-3}$  см<sup>-3</sup> и  $\chi/n \geq 5 \times 10^{-3}$  см<sup>-3</sup> в областях дуг 1+2 и дуг 3+4 в NGC 7538, соответственно. Для крупномасштабных ФДО S 255-257 находим  $0.002 \leq \chi/n \leq 0.04$  см<sup>-3</sup>, и  $0.006 \leq \chi/n \leq 0.04$  см<sup>-3</sup> – для S 140. Относительно низкие значения  $\chi/n$ , намного ниже, чем в Барьере Ориона (где параметр диссоциации  $\approx 0.5$  см<sup>3</sup> [325]) для значительно более массивной звезды О-типа в NGC 7538 (см. таблицу 6) могут быть связаны с неопределенностью значения n, которое было получено на основании только фотометрических данных об излучении в линиях H<sub>2</sub>. Спектры в ближнем ИК-диапазоне для этого объекта позволили бы получить более точные оценки параметров газа. Кроме того, найденное по температуре пыли значение  $\chi = 100 - 200$ , вероятно, представляет собой нижний предел, поскольку получено на основе данных *Herschel*, которые чувствительны только к умеренно теплой пыли.

Представленные оценки значений УФ-поля и плотности газа позволяют анализировать ФДО с помощью теории переходов Н I в H<sub>2</sub>, разработанной в [455]. Эта теория оперирует параметром  $\alpha G$ , который определяет, что именно — распределение плотности газа или непрозрачность пыли — определяет переход от атомарного к молекулярному газу. Физический смысл параметра  $\alpha G$  – это отношение скорости поглощения пылью потока УФ-квантов, диссоциирующих молекулярный водород в расчете на один атом водорода к скорости образования молекул H<sub>2</sub>, также нормированных на один атом водорода.

В NGC 7538 параметр  $\alpha G/2 < 1$ , за исключением, вероятно, внешних дуг, где параметр может быть > 1, если  $n_{\rm H} = 10^3$  см<sup>-3</sup>. То же самое справедливо и для области S 255-257, где  $\alpha G/2 < 1$ , но может быть > 1 в областях с низкой плотностью. Случай  $\alpha G/2 < 1$  означает, что переходы H I в H<sub>2</sub> в исследованных ФДО постепенны и не имеют резких границ, характерных для плотных ФДО в однородной среде.

Применяя нестационарную модель области Н II, окруженной ФДО (см. описание в главе 2 и частично в Главе 3), к ионизующим звездам S 255 и S 257 (см. таблицу 6) с логарифмом полной светимости  $\lg(L/L_{\odot}) = 4.22$  и логарифмом светимости в диапазоне длин волн < 912 Å  $\lg(L_{\rm UV}) = 47.3$  сек<sup>-1</sup> при трех различных значениях начальной плотности молекулярного газа: 10<sup>3</sup>, 10<sup>4</sup> и 10<sup>5</sup> см<sup>-3</sup>, можно

построить модель физической структуры областей Н II и их ФДО. Наблюдаемые значения интенсивности УФ поля  $\chi$  согласуются с модельными  $10 \leq \chi \leq 170$ . Для всех рассмотренных начальных значений плотности получена ширина области Н I, которая меньше наблюдаемой в 10–20 раз. Это расхождение можно объяснить неоднородной структурой ФДО, состоящей из мелких плотных сгустков, погруженных в непрерывную более разреженную среду. В такой среде УФ фотоны могут проникать через области с низкой плотностью и диссоциировать молекулы H<sub>2</sub> значительно дальше от источников возбуждения, чем в приближении однородной среды. Такое же предположение о клочковатости среды было сформулирован в Главк 3 после изучения структуры областей S 255-S 257 и Главе 4 по результатам изучения структуры областей S 235 A-S 235 C. Однако, нельзя забывать, что недостаточная модельная оптическая толщина линий [С II] может быть обусловлена заниженным значением элементного обилия углерода в модели.

Помимо неоднородной плотности газа, появление ФДО NGC 7538 и S 255-S 257 на изображениях в виде частично разорванных дуг или фрагментов может быть связано с динамическими явлениями. В работе [157] на картах интенсивности в линии [С II] в ФДО NGC 7538 были обнаружены дуги, совпадающие с положением структур, видимых на изображении на 2 мкм. Появление дуг на карте излучения в линии [С II] было связано с возможным выдуванием ФДО звездным ветром от молодых массивных звезд. Основной движущий механизм расширения оболочек в S 255-257 (тепловое расширение областей Н II или звездный ветер) пока неизвестен. Упомянутая выше двухкомпонентная структура линии  $C_2H(1-0)$  в S 255 и широкие профили линий в S257, вероятно, связаны с расширением соответствующих ФДО. Разница скоростей между пиками линии  $C_2H(1-0)$  составляет 1–1.5 км с<sup>-1</sup> и соответствует медленному тепловому расширению области Н II. Однако, поскольку S 255 и S 257 возбуждаются звездами О-В-типа, можно ожидать, что параметры звездного ветра в них отличаются, см. [456]. Косвенным доказательством влияния звездного ветра в S 255 и S 257 может служить также распределение  $n_{\rm e}$  в виде полупустой оболочки, которое обсуждалось выше.

Яркая центральная дуга между S 255 и S 257 была ранее описана в работах [449] и [145]. Эти авторы также обнаружили джеты от M3O, которые видны в центральной части изображения, представленного в данной главе. Первое исследование показало, что за наблюдаемую яркость линий отвечает столкновительное возбуждение, а не флуоресценция молекул H<sub>2</sub>, возбужденных ультрафиолетовым излучением, что согласуется с интерпретацией, приведенной выше. В работе [145] сделаны оценки физических свойств молекулярного газа. Было найдено, что в дуге  $T_{\rm rot} \approx 2400$  K. Отмечено, что наблюдаемое значение  $N_{\rm H_2} = 2.6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup> не может быть воспроизведено газом при одном значении температуры, поскольку вращательная диаграмма состоит по крайней мере из двух компонентов. Приведенное



Рис. 58: УФ-поле  $\chi$  в единицах поля Дрейна.

выше значение  $T_{\rm rot}$  действительно намного выше температуры пыли 20 – 30 К и  $N_{\rm H_2} \leq 10^{22}$  см<sup>-2</sup> по данным *Herschel* [296]. По-видимому, в этом объекте на луч зрения попадает несколько структур с различными физическими параметрами. В некоторых из этих структур пыль может нагреваться ударными волнами, в отличие от крупномасштабных ФДО в области S 255-257, где пыль в основном нагревается УФ фотонами от ионизующих звезд.

В литературе нет убедительного объяснения происхождения центральной яркой дуги, за исключением гипотезы о том, что дуга может быть связана с высокоскоростным выбросом вещества из окрестностей МЗО [449]. В этой работе яркое компактное излучение в линии Brγ между S 255 и S 257 связывалось со звездным ветром от MЗО, а яркое диффузное излучение в линии H<sub>2</sub> (в обсуждаемой работе дуга не разрешается) — с выдуваемой ветром полостью. Очевидно, что для выяснения происхождения этой яркой дуги необходимы дополнительные исследования.

### 5.4 Резюме Главы 5

Проведены фотометрические наблюдения областей S 255, S 257, S 140, NGC 7358 и Барьер Ориона с камерой и спектрографом ASTRONIRCAM 2.5-метрового телескопа КГО ГАИШ МГУ на длине волны 2 мкм с использованием узкополосных фильтров для линий Br $\gamma$ , H<sub>2</sub> и [Fe II], а также узкополосного Kcont и широкополосного *H* фильтров для вычитания континуума. Целью наблюдений было изучение структуры ФДО, окружающих области H II, и оценка физических условий в ФДО. Основные результаты заключаются в следующем.

Пространственное распределение излучения в линиях Br $\gamma$  и [Fe II] в NGC 7538 различно, что связано с неоднородной структурой области H II, а именно, с наличием в ней слоев плотного газа, которые выглядят как яркие дуги на ИК-изображениях. Несколько ярких дуг расположены на расстоянии  $\approx 0.3$  и 0.7 пк (это положение ИФ) от ионизующей звезды NGC 7538 IRS 6 в плоскости неба. Неоднородный молекулярный газ, который возбуждается при поглощении УФ-фотонов от ближайших массивных звезд, виден на изображениях в линии H<sub>2</sub> в виде вытянутых оболочек и дуг со средней шириной 0.18 пк. Фронты ионизации и диссоциации сливаются из-за высокой плотности газа и скорости расширения раздуваемой ветром оболочки в NGC 7538. Плотность молекулярного водорода заключена в диапазоне  $10^{4.5} - 10^6$  см<sup>-3</sup> в направлении фронта диссоциации H<sub>2</sub> и ниже  $10^4$  см<sup>-3</sup> при дальнейшем удалении от звезды.

В областях S 255 и S 257 наблюдается только излучение ионизованного газа в линии Br $\gamma$ . Фронты ионизации двух областей H II расположены на расстояниях 0.8–1.0 пк от ионизующих звезд. На изображении в линии H<sub>2</sub> выявлены два типа

структур: крупномасштабные (≈ 1 пк) диффузные ФДО вокруг протяженных областей Н II и локальные области звездообразования, погруженные в молекулярное облако между S 255 и S 257, видимые как яркие пятна и яркая дуга. Расстояние между ИФ и ДФ в S 255 и S 257 составляет около 0.3–0.4 пк в картинной плоскости. По-видимому, ионизованный газ в областях Н II и плотный газ в ФДО состоит из мелких плотных сгустков, погруженных в более разреженную непрерывную среду.

Сравнение с теоретическими моделями ФДО показывает, что переходы H I-H<sub>2</sub> в ФДО NGC 7538, S 255, S 257 и S 140 являются постепенными, без резких границ. Этот вывод согласуется с высказанным выше предположением о клочковатой среде.

Профили спектральных линий в S 255 и S 257 свидетельствуют, что происходит медленное расширение молекулярных оболочек этих областей H II со скоростью не более 1 км с<sup>-1</sup>.

#### Результаты Главы 5 представлены в работах:

- Буслаева А. И., Кирсанова М. С., Пунанова А. Ф. Этинил вокруг областей НП S 255 и S 257 // Астрономический журнал — 2021.— том 98. — № 6 — стр. 487-496
- Кирсанова М. С., Татарников А. М., Боли П. Э., Вибе Д. З., Масленникова Н. А., Татарников А. А., Наблюдения областей фотодиссоциации S 255, S 257, NGC 7538, и S 140 в ближнем инфракрасном диапазоне // Астрофизический Бюллетень 2023. том. 78. № 3. стр. 389-401

## Глава 6

## Глава 6. Структура и кинематика ФДО и молекулярной оболочки в области Н II RCW 120

В предыдущих трех главах рассматривались области Н II северного неба, образованные вблизи звезд позднего О- и раннего В-классов. В этой главе изучается область Н II южного неба, которая привлекает к себе внимание благодаря почти идеальной геометрической форме (см. Главу 1). Наблюдать RCW 120 в САО РАН невозможно, поэтому мы не можем применить к этому объекту методики для анализа области ионизованного водорода и ФДО, описанные в предыдущих главах. Здесь рассматривается только структура и кинематика молекулярного газа в нейтральной оболочке этой области ионизации.

## 6.1 Структура молекулярной оболочки RCW 120

## 6.1.1 Наблюдения линий излучения молекул на длине волны 1 мм

В данной работе наблюдались линии излучения молекул СО в нескольких отдельных направлениях из Конденсации 1 в RCW 120 вокруг пика излучения 870 мкм, обнаруженного в работе [167] ( $\alpha_{2000} = 17^{\rm h}12^{\rm m}08^{\rm s} \, \delta_{2000} = -38^{\circ}30' \, 45''$ ). Наблюдения проводились на телескопе Atacama Pathfinder EXperiment (APEX) в течение 5 часов с 7 по 9 июля 2009 года в сервисном режиме (номер проекта O-083.F-9311A-2009) с использованием приемника SHeFI [457, 458] при хороших погодных условиях с лучевой концентрацией осажденной воды pwv = 0.4 - 0.7 мм. Параметры наблюдений на *APEX* для выбранных линий показаны в таблице 23. Использовался спектрометр с 8192 спектральными каналами, обеспечивающий спектральное разрешение около 0.17 км с<sup>-1</sup>. Обработка и калибровка наблюдений

Линии	Приемник	Частоты	Θ	σ
		(ГГц)	('')	(K)
$^{13}$ CO (2–1)	APEX-1	220.0-221.0	29	0.1
$C^{18}O(3-2)$	APEX-2	328.9 - 329.9	19	0.2
$^{13}CO(3-2)$	APEX-2	330.1 - 331.1	19	0.2

Таблица 23: Основные параметры наблюдений.

были выполнены сотрудниками телескопа АРЕХ.

Для исследования крупномасштабного распределения молекулярного газа вокруг RCW 120 также использовались архивные данные *APEX* на 220 ГГц, полученные в рамках проекта SEDIGISM [459]. В настоящей работе использованы калиброванные данные из наблюдательной сессии 2015 года для линий <sup>13</sup>CO(2–1) на частоте 220.3987 ГГц и C<sup>18</sup>O(2–1) на частоте 219.5604 ГГц. Оригинальные архивные данные были сглажены и усреднены на новой пространственной сетке, чтобы получить уровень шума в 1- $\sigma = 1$  К на шкале  $T_{\rm mb}$  при разрешении 0.2 км с<sup>-1</sup>, то есть на порядок выше, чем в собственных наблюдательных данных от 2009 года (см. таблицу 23). Поскольку обзором SEDIGISM была покрыта только часть неба с галактической широтой  $b \leq 0.5^{\circ}$ , для северо-западной части RCW 120 данных нет.

Для определения лучевой концентрации <sup>13</sup>CO использовался стандартный ЛТРанализ, описанный в предыдущих главах. Отношение обилия <sup>13</sup>CO к C<sup>18</sup>O принято равным 7.5, исходя из изотопных отношений <sup>13</sup>C/<sup>12</sup>C и <sup>16</sup>O/<sup>18</sup>O для галактоцентрического расстояния RCW 120 [337]. Для преобразования лучевой концентрации <sup>13</sup>CO в  $N_{\rm H_2}$  использовалось относительное обилие <sup>13</sup>C, равное  $2 \cdot 10^{-6}$ .

Для изучения крупномасштабного распределения пыли вокруг RCW 120 были использованы карты поглощения  $A_{\rm J}$ , основанные на фотометрии в ближнем ИКдиапазоне 2MASS из работы [460], с пространственным разрешением 3.0". Для расчета поглощения в видимом диапазоне  $A_{\rm V}$  по значениям  $A_{\rm J}$  были использованы параметры для  $R_{\rm V} = 3.1$  и 5.5 из закона покраснения [286].

#### 6.1.2 Численное моделирование RCW 120

Для интерпретации наблюдений была использована модель расширяющейся области H II MARION, подробно описанная в Главе 2. В литературе можно найти и другие модели RCW 120, в которых рассматриваются различные физические эффекты, такие как звездный ветер [461], движение звезды сквозь молекулярное облако [462] или пылевой экран, движимый давлением излучения [463]. В данной главе рассмотрена «классическая» картина расширяющейся области H II, опирающаяся на предыдущий опыт моделирования излучения пыли. Для моделирования было использовано распределение энергии в спектре излучения звезды типа О 7 с калибровкой светимости из работы [231] со следующими параметрами звезды:  $T_{\rm eff} = 37000$  K, логарифм полной светимости  $\lg(L/L_{\odot}) = 5.20$ , логарифм светимости в диапазоне длин волн < 912 Å  $\lg(L_{\rm UV}) = 48.8$  сек<sup>-1</sup>. Начальная плотность водорода  $n_{\rm H_2} = 10^4$  см<sup>-3</sup>. Проведя расчетв с MARION, стало ясно, что для достижения радиуса ионизованной области в 1.2 пк, который соответствует ее угловому радиусу, учитывая расстояние до RCW 120, необходимо 590 тыс. лет. именно это значение использовалось далее в качестве модельного возраста области RCW 120.

Для расчета профилей линий молекул был использован двумерный не-ЛТР код URAN(IA) [464, 388]. Код предназначен для решения системы уравнений лучистого переноса и баланса населенностей методом ускоренных Лямбда-итераций, где средняя интенсивность рассчитывается с использованием подхода Монте-Карло. Одним из важных параметров, влияющих на ширину и форму профилей линий излучения, является нетепловая скорость  $V_{\rm nth}$ , связанная с неопределенным турбулентным полем. Для изучения влияния  $V_{\rm nth}$  было сделано предположение о равномерном распределении нетепловой (микротурбулентной) скорости по всей области и протестированы два значения, а именно 0.3 км с<sup>-1</sup> и 1.0 км с<sup>-1</sup>.

#### 6.1.3 Результаты наблюдений RCW 120

#### Излучение в линиях молекул СО и <sup>13</sup>СО

Карты излучения в линиях <sup>13</sup>CO(2–1) вокруг RCW 120 показаны на рис. 59. Кольцеобразная молекулярная оболочка окружает область Н II с запада, юга и востока. Она содержит несколько конденсаций, первоначально выделенных в работе [47]. На рис. 59 обозначены две наиболее заметные конденсации, Конденсация 1 и Конденсация 2. На карту <sup>13</sup>CO(2–1) наложено излучение на 870 мкм из архива проекта ATLASGAL [465], чтобы более четко показать конденсации. Интегральная интенсивность излучения в линии <sup>13</sup>CO(2–1) в 10 раз выше в направлении на оболочку по сравнению с направлением на ионизующую звезду. Излучение <sup>13</sup>CO(2–1) наблюдается в самой области Н II только в северо-восточной части RCW 120. Пространственное распределение излучения С<sup>18</sup>O(2–1) аналогично <sup>13</sup>CO(2–1); однако, хотя интегральные интенсивности линий в обеих конденсациях почти одинаковы, в Конденсации 2 пик излучения <sup>13</sup>CO(2–1) в 1.5 раза выше, а линии более узкие.

На рис. 59 также показана карта излучения в радиоконтинууме на частоте 843 МГц, полученная в рамках программы Sydney University Molonglo Sky Survey (SUMSS) [466]. Область Н II на этой карте имеет эллипсоподобный вид, заполняя оболочку, видимую в линии  $^{13}$ CO(2–1). Излучение в радиоконтинууме сосредоточено к югу от ионизующей звезды. Пик радиоконтинуума на частоте 1.4 ГГц, полученного в ходе обзора неба NRAO VLA [298], также смещен к югу от звезды (не показан на рис. 59). Компактные источники, идентифицированные [170], показаны на рис. 59 черными кружками. Область с наибольшей интегральной интенсивностью  $^{13}CO(2-1)$  в Конденсации 1 соответствует максимальной концентрации ИК-источников, но в Конденсации 1 также есть область с ярким излучением в линии  $^{13}CO(2-1)$ , но без ИК-источников.

Согласно данным из работы [40], разница между пиками скорости, соответствующими ближней и дальней стенкам области Н II, не превышает 2 км с<sup>-1</sup>. Из этого следует, что скорость расширения RCW 120 не может быть выше 1 км  $c^{-1}$ . Чтобы выделить плотную молекулярную оболочку, образовавшуюся в результате расширения области HII, все скоростные каналы были разделены на несколько интервалов. Карты излучения <sup>13</sup>CO(2–1) в каналах скоростей показаны на рис. 60 для трех различных интервалов. Было обнаружено, что наиболее равномерное кольцеобразное распределение наблюдается в интервале  $-8 \leq V_{\rm lsr} < -6 \,\,{\rm km}\,{\rm c}^{-1}$ , особенно к юго-востоку и северо-востоку от RCW 120. Излучение, смещенное в синюю  $(V_{\rm lsr} < -8 \, {\rm km} \, {\rm c}^{-1})$  и красную стороны  $(V_{\rm lsr} > -6 \, {\rm km} \, {\rm c}^{-1})$  появляется только локально в оболочке. Скорости и профили линий <sup>13</sup>CO(2–1) в целом более регулярны в Конденсации 2, чем в Конденсации 1. На карте в «красном» канале на рис. 60 есть две яркие области вокруг  $\phi = 60^{\circ}$  и  $\phi = 270^{\circ}$ , соответственно, где азимут  $\phi$  измеряется с юга на запад, с ионизующей звездой в начале. К югу от молекулярной оболочки наблюдается излучение <sup>13</sup>CO(2-1) в сине-смещенном диапазоне скоростей. Массивные ИК-источники из работы [170] отсутствуют в области с ярким излучением в «синем» канале.

На рис. 61 представлены PV-диаграммы для различных направлений от ионизующей звезды до периферии области Н II. Чтобы выяснить, расположены ли компактные источники внутри плотного молекулярного слоя, на диаграммах нанесено расстояние между ионизующей звездой и компактными источниками в проекции на картинную плоскость. Линии <sup>13</sup>CO(2–1) в Конденсации 1 (строки 1–3 на рис. 61) явно имеют двухкомпонентные профили, с разницей скоростей 1–3 км с<sup>-1</sup> между пиками. Однокомпонентные профили, симметричные или скошенные в красную сторону, наблюдаются в Конденсации 2 (строки 4–5 на рис. 61). Линии C<sup>18</sup>O(2–1) имеют либо однокомпонентные, либо двухкомпонентные профили. В двухкомпонентных профилях разница скоростей между пиками линии C<sup>18</sup>O(2–1) составляет около 1 км с<sup>-1</sup>. Пики C<sup>18</sup>O(2–1) попадают в промежуточный интервал скоростей, упомянутый выше. Эффект самопоглощения более значителен для <sup>13</sup>CO(2–1): пики C<sup>18</sup>O(2–1) соответствуют провалам на профилях <sup>13</sup>CO(2–1).

Молодые звездные объекты 2, 9, 10 и 39 в Конденсации 1 (числа обозначают номер индекса источника в таблице 5 в работе [170]) проецируются ближе к ионизующей звезде, чем плотная молекулярная оболочка, но источник 1 проеци-



Рис. 59: Интегральная интенсивность излучения в линии <sup>13</sup>CO(2–1) в диапазоне скоростей от -20 до 0 км с<sup>-1</sup>. Показаны только пиксели с интенсивностью более 6 К км с<sup>-1</sup>. Размер пикселя составляет 20"×20". Черными кружками показаны места расположения компактных ИК-источников, описанных в работе [170]. Размеры кружков линейно зависят от масс источников ( $M_{\rm env}$  из этой работы). Положение ионизующей звезды RCW 120 отмечено красной звездой. Уровни излучения радиоконтинуума на частоте 843 МГц показаны белыми контурами с линейным интервалом от 0.02 до 0.4 Ян на диаграмму направленности. Контуры ATLASGAL 870 мкм для 0.4, 2.0 и 10.0 Ян на диаграмму направленности показаны черным цветом. Конденсации 1 и 2 обозначены как С 1 и С 2, соответственно.



Рис. 60: Карты интегральной интенсивности <sup>13</sup>CO(2–1) в каналах скоростей:  $V_{\rm lsr} > -6 \,\rm km \, c^{-1}$  (красный),  $-8 \le V_{\rm lsr} \le -6 \,\rm km \, c^{-1}$  (зеленый),  $V_{\rm lsr} < -8 \,\rm km \, c^{-1}$  (синий). Цветовая шкала соответствует диапазону интенсивностей от 6 до 25 K км c<sup>-1</sup> в каждом канале. Цветовая шкала линейная, в отличие от рис. 59. Размер пикселя составляет 20"×20". Положения компактных источников из [170] показаны черными кружками, где размеры кружков линейно зависят от масс источников. Положение ионизующей звезды RCW 120 отмечено красной звездочкой. Разрезы, использованные для PV-диаграмм на рис. 61, показаны белыми линиями.

руется дальше от звезды, чем яркое излучение <sup>13</sup>CO(2–1) и C<sup>18</sup>O(2–1). Все МЗО в Конденсации 2 проецируются ближе к звезде, что может означать, что МЗО S1 сформировался независимо от молекулярной оболочки, собранной в результате расширения области Н II.

Примеры спектров излучения в линиях <sup>13</sup>CO(2–1), <sup>13</sup>CO(3–2) и C<sup>18</sup>O(3–2) в выбранных позициях показаны на рис. 62. Линии молекулы <sup>13</sup>CO почти во всех наблюдательных позициях имеют двухкомпонентные профили (подтверждая результаты, полученные с меньшим отношением S/N из архива APEX, рассмотренные выше), которые показаны на рис. 61, но иногда демонстрируют и более сложные профили (спектры b и с на рис. 62, черные кривые). Двухкомпонентные линии как <sup>13</sup>CO(2–1), так и <sup>13</sup>CO(3–2) имеют красную асимметрию в большинстве наблюдаемых позиций, включая M3OS2 (спектр е). Асимметрия менее заметна в позиции компактного M3OS1 (спектр f). Яркость излучения <sup>13</sup>CO(2-1) и <sup>13</sup>(3-2) почти одинакова, что предполагает значительную оптическую толщину линий <sup>13</sup>СО в диагональной полосе на карте, которая тянется с юго-востока на северозапад вдоль молекулярной оболочки области Н II. Линии С<sup>18</sup>О(3-2) имеют один компонент почти во всех наблюдательных позициях, но красные и синие крылья линий C<sup>18</sup>O(3–2) можно найти в направлении M3OS2 (спектр е). Пики излучения в линии C<sup>18</sup>O(3-2) совпадают с провалами в линии <sup>13</sup>CO(2-1) и <sup>13</sup>CO(3-2), что подтверждает самопоглощение в профиле линии излучения <sup>13</sup>CO. Наблюдается градиент скорости от -8.2 км с<sup>-1</sup> на юго-востоке до -7 км с<sup>-1</sup> на северо-западе, что согласуется с градиентом, показанным на картах в каналах скоростей на рис. 60.

Вблизи границы молекулярной оболочки и ФДО наблюдаются двухкомпонентные профили линий  $C^{18}O(3-2)$  (например, спектр а на рис. 62). Провалы в профилях  $C^{18}O(3-2)$  совпадают с провалами  $^{13}CO(3-2)$  в этих направлениях с разницей скоростей до 2–3км с<sup>-1</sup> между пиками. Эти профили можно интерпретировать как проявление расширения молекулярной оболочки области Н II, но может быть и следствием нахождения плотного молекулярного газа на луче зрения. Линия  $C^{18}O(3-2)$  дальше от границы ФДО становится однокомпонентной. Это означает, что в предполагаемое расширение оболочки не вовлечен плотный газ из Конденсации 1.

Двухкомпонентные линии  ${}^{13}$ CO(3–2) в восточной части Конденсации 1 (спектр d) демонстрируют синюю асимметрию. Линия C<sup>18</sup>O(3–2) имеет однокомпонентный профиль, пик которого соответствует провалу самопоглощения  ${}^{13}$ CO(3–2). Плохое пространственное покрытие Конденсации 1 одноточечными наблюдениями сессии 2008 года не позволяло сделать вывод о причине изменения асимметрии линий. Слабое излучение C<sup>18</sup>O(3–2) наблюдается во внешней части Конденсации 1 (спектры g и h), но линии  ${}^{13}$ CO по-прежнему демонстрируют особенности самопоглощения.



Рис. 61: РV-диаграммы для <sup>13</sup>CO(2–1) (слева) и C<sup>18</sup>O(2–1) (справа) для Конденсации 1 (строки 1–3) и Конденсации 2 (строки 4–5). Проекционное расстояние между МЗО и ионизующей звездой показано белыми штриховыми линиями (МЗО обозначены как S1, S2 и т. д.). Сверху вниз: PV-диаграммы для  $\varphi = 29.0, 37.5, 62.5, 285.0, 292.5, 335.0^{\circ}$ .

Общий вывод по результатам наблюдений линий состоит в том, что локальные явления существенно влияют на кинематику газа в Конденсации 1 и мешают анализу глобальной кинематики всего региона.

#### Поглощение пылью оптического излучения вокруг области Н II

В работе [52] было показано, что многие ИК кольцевые туманности окружены протяженными молекулярными оболочками. Чтобы проверить, так ли это в случае с RCW 120, мы проверили имеющиеся ИК-изображения RCW 120 на предмет распределения поглощающего вещества. При помощи сервиса Aladin<sup>1</sup> были проанализированы изображения 2MASS на длинах волн 1.24, 1.66 и 2.16 мкм и изображения со спутника WISE на 3.6 мкм, и выявлено затемнение фоновых звезд в широкой области вокруг RCW 120. По мере перехода к более длинным волнам затемнение становится менее значительным и более прерывистым. Вместо сплошного поглощения на изображении WISE 12 мкм видны несколько изолированных облачков, очерчивающих границу поглощающего облака. Рост поглощения на границе области H II в оптических длинах волн (см. изображения H $\alpha$  в работах [47, 40]) может быть проявлением крупномасштабного поглощающего облака. Протяженность облака составляет 30' в плоскости неба, как видно на карте поглощения, представленной на рис. 63 в единицах  $A_{\rm J}$ . Минимум –  $A_{\rm J} = 3 - 4$  зв. величин, что соответствует  $A_{\rm V} = 8 - 12$  зв. величин (в зависимости от используемого закона поглощения), наблюдается в направлении ионизующей звезды. Угловой размер облака равен 11.3 пк. RCW 120 изолирована от других областей звездообразования и расположена на некотором расстоянии от галактической плоскости. Поэтому разумно предполагать, что поглощающее облако физически связано с областью Н II, а не просто проецируется на тот же луч зрения. Оптическое поглощение  $A_{\rm V} = 4.36$  зв. величин, определенное в работе [47], меньше значения по ИК-данным, что позволяет предположить, что поглощающее облако находится частично перед и частично за областью H II.

#### 6.1.4 Моделирование излучения в линиях молекул

Результаты моделирования RCW 120 и его нейтральной оболочки с помощью кода MARION показаны на рис. 64. Ионизованный газ с  $n_{\rm e} \approx 10^2$  см<sup>-3</sup> окружен плотной оболочкой из молекулярного водорода с  $n_{\rm H_2} \approx 10^5$  см<sup>-3</sup>. Оболочка, в свою очередь, окружена ударной волной на расстоянии  $\approx 1.25$  пк и распространяется перед фронтом ионизации, расположенным на расстоянии  $\approx 1.15$  пк от звезды. Ударная волна распространяется по невозмущенному молекулярному газу с  $n_{\rm H_2} = 0.5 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup> и внешним радиусом 1.6 пк. Это значение используется в каче-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>http://cdsportal.u-strasbg.fr/?target=RCW%20120



Рис. 62: Спектры в Конденсации 1. Линии  $^{13}\rm{CO}(2-1),\,^{13}\rm{CO}(3-2)$  и C<sup>18</sup>O(3-2) показаны черным, зеленым и синим цветом, соответственно. Карта интегральной интенсивности в линии  $^{13}\rm{CO}(2-1)$  из рис. 59 показана в центре. Все спектры имеют одинаковую шкалу скоростей и шкалу интенсивности в T<sub>mb</sub>. Также показаны типичные смоделированные спектры для плотной оболочки (панель i) и невозмущенной оболочки (панель j), извлеченные из PV-диаграммы двумерной модели с микротурбулентной скоростью  $V_{\rm nth}=1\,\rm{km}\,\rm{c}^{-1}$ , см. нижние панели рис. 66.



Рис. 63: Карта поглощения в единицах A<sub>J</sub> в широкой окрестности RCW 120. Белыми контурами показано ИК-излучение из архива ATLASGAL на 870 мкм.

стве внешнего размера всего облака, поскольку излучение молекул наблюдается на расстоянии до 300" от ионизующей звезды. Максимальная скорость движущегося газа составляет около 1 км с<sup>-1</sup>. В области Н II углерод дважды ионизован, тогда как у внутренней границы плотной оболочки он находится в основном в виде C<sup>+</sup>. В самой плотной части оболочки углерод связан в молекулы СО. Плотная область с молекулами СО характеризуется температурой  $T_{\rm gas} < 60$  К и  $10^4 < n_{\rm gas} < 10^6$  см<sup>-3</sup>.

#### Сферически-симметричная оболочка вокруг области Н II

На рис. 65 показаны PV-диаграммы для линий излучений <sup>13</sup>CO(2–1), C<sup>18</sup>O(2– 1) и C<sup>18</sup>O(3–2) для сферически-симметричной оболочки области H II. Штриховые вертикальные линии на графиках показывают расположение плотной оболочки, сжатой ударной волной от расширяющейся области H II. Модельная интенсивность в линии <sup>13</sup>CO(2–1) от сжатой оболочки близка к наблюдаемым значениям (см. рис. 61), в то время как интенсивности C<sup>18</sup>O(2–1) и C<sup>18</sup>O(3–2) примерно в 2 раза превышают наблюдаемые (см. также рис. 62). Основное расхождение между наблюдаемыми и модельными PV-диаграммами заключается в наличии яркого излучения CO по всей протяженности модельной области H II (соответствующие положения на графиках составляют < 200″), чего не наблюдается в RCW 120. Модельные линии <sup>13</sup>CO(2–1), C<sup>18</sup>O(2–1) и C<sup>18</sup>O(3–2) из внутренних частей области ярки и имеют два компонента, чего также не наблюдается.

Можно предположить, что это расхождение связано со слишком высоким значением  $n_{\rm H_2}$  в оболочке. Действительно, завышенная начальная плотность привела



Рис. 64: Модельный химический состав и физические условия в плотной молекулярной оболочке вокруг области Н II. а) Обилия H<sup>+</sup>, H и H<sub>2</sub>, b) температура газа, c) обилия C<sup>++</sup>, C<sup>+</sup>, и CO, d) скорость газа.

бы к образованию слишком плотного сжатого молекулярного слоя, делающего излучение в линиях молекул <sup>13</sup>CO и C<sup>18</sup>O оптически толстым по всей протяженности области Н II. Для проверки этого предположения обилия <sup>13</sup>CO и C<sup>18</sup>O были искусственно уменьшены. На рис. 65 показаны PV-диаграммы для обилий, уменьшенных в 8 раз. Как и ожидалось, интенсивности всех переходов CO становятся ниже, что значительно приближает температуры пиков C<sup>18</sup>O(2–1) и C<sup>18</sup>O(3–2) к наблюдаемым значениям. Однако протяженное излучение в направлении на область Н II по-прежнему присутствует на всех трех картах. Дальнейшее уменьшение обилий <sup>13</sup>CO и C<sup>18</sup>O не имеет смысла, так как модельные интенсивности линий станут намного меньше наблюдаемых. Таким образом, сферически-симметричная модель не может воспроизвести наблюдаемые PV-диаграммы, как с точки зрения формы линий, так и их интенсивности, при любом разумном содержании CO в оболочке.

#### Двумерная оболочка вокруг области Н II

В принципе, об отсутствии плотной передней нейтральной стенки области Н II можно судить по наличию оптического излучения на изображениях этой части неба. Отсутствие яркого излучения в линиях молекул <sup>13</sup>CO и C<sup>18</sup>O из внутренних частей оболочки области Н II можно объяснить, если окружение RCW 120 представляет собой уплощенное молекулярное облако, видимое плашмя.



Рис. 65: PV-диаграммы для сферической молекулярной оболочки вокруг области Н II, основанные на первоначальных результатах расчета с MARION (верхний ряд) и рассчитанные с уменьшенным обилием СО (нижний ряд). Направление на наблюдателя показано желтой стрелкой на левой панели. Штриховые вертикальные линии показывают расположение плотной сжатой оболочки. Красная вертикальная линия внутри белых штриховых показывает положение пика плотности.

На рис. 66 представлены PV-диаграммы для той же модели, что и на рис. 65 (с неизменными обилиями <sup>13</sup>CO и C<sup>18</sup>O), но без переднего плотного слоя, как показано на верхней левой панели рис. 66. Луч зрения направлен параллельно полярной оси. Как и ожидалось, на модельных PV-диаграммах в этом случае не обнаруживается яркого излучения молекул в пределах круговой области с радиусом 200″. Профили линий C<sup>18</sup>O(2–1) и <sup>13</sup>CO(3–2) двухкомпонентные, а C<sup>18</sup>O(2–1) и C<sup>18</sup>O(3–2) однокомпонентные в направлении плотной оболочки, что и наблюдается в действительности.

Хотя представленные модельные PV-диаграммы лучше воспроизводят наблюдаемые карты, наблюдаемые профили в целом шире, чем модельные (см. рис. 61). Поэтому был рассчитан еще один набор модельных PV-диаграмм с увеличенной микротурбулентной скоростью  $V_{\rm nth} = 1 \,\,{\rm km}\,{\rm c}^{-1}$ , поскольку наблюдаемые линии CO имеют ширину в несколько км c<sup>-1</sup>. Соответствующие PV-диаграммы показаны в нижнем ряду на рис. 66, а спектры, соответствующие этим PV-диаграммам, на рис. 62. Спектры показывают направление пика интенсивности в плотной сжатой оболочке (спектр і для смещения 200″, на рис. 66) и во внешней части невозмущенной оболочки молекулярного газа (спектр ј для смещения 250″). В результате пирина модельных линий <sup>13</sup>CO(2–1) приближается к наблюдаемым значениям, а модельные профили C<sup>18</sup>O(2–1) становятся шире, чем наблюдаемые в направлении с  $\varphi = 285^\circ$ , где молекулярная оболочка не содержит M3O.

Представленная выше двумерная модель не включает разреженную среду, которая окружает плотную оболочку RCW 120, обсуждавшуюся выше. Чтобы исследовать влияние этой среды на модельные профили линий, мы рассмотрели в качестве иллюстрации еще одну модель, в которой дополнительно предполагалось наличие разреженного молекулярного облака толщиной 1 пк, с плотностью газа 50 см<sup>-3</sup>, температурой газа 10 K и таким же обилием CO, как и в плотной оболочке. Такое разреженное облако дает слабое протяженное излучение на рассматриваемых картах. Самопоглощение в облаке дополнительно расщепляет профиль  $^{13}\text{CO}(2-1)$ . Чтобы изучить, насколько теплой должна быть поглощающая протяженная оболочка, чтобы вызвать эффект самопоглощения на профилях линий, мы рассчитали температуру возбуждения  $T_{\rm ex}$  линий  $^{13}\text{CO}(2-1)$  с помощью модели RADEX для 10  $\leq T_{\rm gas} \leq 2000$  K (последнее значение дает равновесие давления между протяженным разреженным облаком и невозмущенной плотной оболочкой) и лучевой концентрации  $^{13}\text{CO}$  от 10<sup>14</sup> (соответствует фронту разреженного облака) до 10<sup>17</sup> см<sup>-2</sup>. Оказалось, что  $T_{\rm ex}$  всегда меньше наблюдаемого значения  $T_{\rm mb} = (14-16)$  K для  $^{13}\text{CO}(2-1)$ . Таким образом, даже при более высоких значениях  $T_{\rm gas}$  эффект самопоглощения.

Сравнивая наблюдаемые PV-диаграммы на рис. 61 с диаграммами на рис 65 и 66, можно сделать следующие выводы. Расширяющаяся оболочка создает двухкомпонентные профили линий с усиленным красным компонентом из-за эффекта самопоглощения или однокомпонентные профили, скошенные в красную сторону, в зависимости от V<sub>ехр</sub> и микротурбулентной скорости молекулярного газа. Статическая (не расширяющаяся) оптически толстая оболочка давала бы симметричные двухкомпонентные профили линий. С другой стороны, ни в случае сферической расширяющейся оболочки, ни в случае расширяющегося тора не заметна асимметрия в теоретических профилях линий. Это означает, что скорость расширения в данной модели слишком мала для возникновения асимметрии линий даже в центре сферической оболочки. Это еще более справедливо для модели тора, где луч зрения (предположительно) проходит через молекулярную оболочку почти перпендикулярно скорости расширения. С другой стороны, наблюдаемые профили линий с двойными пиками в направлении Конденсации 1 заметно асимметричны, что может означать, что даже в относительно простом случае RCW 120 определяющее влияние на наблюдаемые профили линий оказывает локальная кинематика. Если пренебречь этими эффектами, можно утверждать, что теоретические PVдиаграммы похожи на наблюдаемые для модели тора с  $V_{\rm nth} = 1 \,\,\mathrm{km}\,\mathrm{c}^{-1}$ .

Представленная двумерная модель согласуется с предположением об отсутствии передней и задней стенок молекулярной оболочки, но для количественного воспроизведения глубины провалов самопоглощения в линиях с двумя компонентами все же необходим некоторый объем молекулярного газа на переднем фоне области Н II. В работе [40] было обнаружено излучение в линиях CO(1–0) и <sup>13</sup>CO(1– 0) в центральной части области Н II, которое не может быть воспроизведено без



Рис. 66: PV-диаграммы для оболочки в виде тора вокруг области H II. Направление на наблюдателя показано желтой стрелкой на верхнем левом рисунке. Штриховые вертикальные линии показывают расположение плотной сжатой оболочки. Красная вертикальная линия внутри белых штриховых показывает положение пика плотности. Микротурбулентная скорость  $V_{\rm nth} = 0.3$  км с<sup>-1</sup> для верхней панели и 1 км с<sup>-1</sup> для нижней панели. Распределения плотности газа показано в левой колонке.

переднего фона. Кроме того, на карте поглощения также видны признаки существования поглощающего слоя на переднем фоне.

# 6.1.5 Сравнение распределений газа и пыли вокруг областей Н II

Описанное выше исследование ясно показывает, что RCW 120 определенно не является классической сферической расширяющейся областью Н II, окруженной плотным молекулярным газом, который был собран и сжат ударной волной, предшествующей фронту ионизации, согласно теории (см. [6], а также [46, 193, 206]).

В работе [52] показано, что толщина плотных оболочек вокруг ИК кольцевых туманностей, найденных телескопом *Spitzer*, составляет  $\leq 20\%$  от их радиуса. В рассмотренной модели тора толщина молекулярной оболочки составляет 16% от радиуса области Н II (рис. 64) в плоскости неба, но ее протяженность вдоль луча зрения варьируется от 50% до 90% от радиуса, в зависимости от параметров модели (рис. 66). Хотя PV-диаграммы для RCW 120 действительно указывают, что этот объект является примером области Н II в сплющенном плотном молекулярном облаке, окружающая разреженная среда, которую видно на карте поглощения пыли, на самом деле довольно протяженная в направлении, перпендикулярном плоскости неба. Толщина этого диффузного облака в представленной модели составляет 6 пк (3 пк+3 пк; см. рис. 66), что составляет  $\approx 50\%$  от его размера в плоскости неба (рис. 63). Таким образом, плотная молекулярная оболочка RCW 120, напоминающая тор, погружена в диффузную среду, которая имеет значительную

протяженность как в картинной плоскости, так и в перпендикулярном направлении.

Интересно отметить, как с увеличением оптической толщины излучения пыли и газа молекулярная оболочка вокруг области Н II превращается в более или менее непрерывное кольцо. Используя уравнения для ЛТР, можно найти  $\tau_{^{13}\mathrm{CO}}\approx2-7$  в молекулярной оболочке RCW 120. Оптическая толщина излучения более редких изотопологов  $\tau_{C^{18}O}$  составляет  $\approx 0.3 - 1$ . Величина  $N_{H_2}$ , рассчитанная с помощью стандартных формул для ЛТР, в пределах фактора 2–3 согласуется с оценками лучевой концентрации, сделанными в работе [31] по данным об ИК-излучении пыли на Herschel и каноническому отношению массы пыли к массе газа 1:100. Таким образом, в молекулярной оболочке RCW 120 пыль хорошо перемешана с газом. Согласие между величинами N<sub>H2</sub>, найденными по излучению СО и по излучению ныли, сохраняется даже вдоль позиций с  $\phi \approx 0^{\circ}$  и  $\phi \approx 270^{\circ}$ , где в нейтральной оболочке RCW 120 видны разрывы. В работе [171] показано, что УФ-излучение звезд просачивается через эти разрывы за пределы оболочки, а пыль нагревается за пределами плотного ФДО. Отметим также, что поскольку линии <sup>13</sup>CO и C<sup>18</sup>O вдоль этих направлений смещены по скорости в синюю сторону по сравнению с другими областями оболочки (см. рис. 60), в этих разрывах излучение может просачиваться в сторону наблюдателя.

Интересно отметить, что регион с большой интегральной интенсивностью в линии <sup>13</sup>CO(2–1) не полностью совпадает с областью яркого излучения пыли на 870 мкм. В частности, яркие линии <sup>13</sup>CO(2–1) наблюдаются к югу и востоку от разрывов в нейтральной оболочке области Н II. Сравнивая излучение газа и пыли в разных диапазонах, наблюдаемых телескопами *Spitzer* и *Herschel*, можно прийти к выводу, что нейтральная оболочка области Н II выглядит по-разному в оптически тонком и оптически толстом режимах. Излучение в линии <sup>13</sup>CO(2–1) пространственно совпадает с излучением в полосе ПАУ на 8 мкм вокруг области Н II, как показано на рис. 67. Эти трассеры газа и пыли имеют значительную оптическую толщину в направлении южного и восточного разрывов ( $\tau_{13}$ CO  $\approx 3-4$ ,  $\tau_{8\mu m} \approx 1-3$ ; см. например работу [467] с оценкой оптической толщины излучения ПАУ). Распределение оптически тонкого излучения пыли в дальнем ИК-диапазоне (160 – 1100 мкм) согласуется с излучением в линии C<sup>18</sup>O(2–1), которое также является оптически тонким. Распределения излучения газа и пыли имеют похожий вид, если сравнивать попарно оптически тонкие и оптически толстые виды излучения.

Анализируя большой набор объектов из каталога ИК кольцевых туманностей вокруг областей Н II, погруженных в молекулярные облака, см. [32], а также большую выборку данных об ИК-оболочках по данным *AKARI* [468], можно прийти к выводу, что изображения областей Н II на 8 мкм выглядят как довольно однородные пузыри из-за значительной оптической толщины этого излучения, в то время как форма этих же оболочек на более длинных волнах представляет собой ряд сгустков вокруг массивных звезд. Из-за разной оптической толщины излучения пыли, галактический диск, наполненный сплошными кольцевыми оболочками, как его увидели на телескопе *Spitzer*, на снимках *Herschel* и APEX ATLASGAL превращается в диск, полный сгустков, организованных вокруг молодых массивных звезд.

## 6.2 Признаки горячего ядра в направлении на компактный ИК-источник RCW 120 S2

В той же серии наблюдений, которая была описана в предыдущем разделе 6.1, были обнаружены не только линии изотопологов молекулы CO, но и линии более сложных молекул CH<sub>3</sub>OH и CH<sub>3</sub>CN, а также молекул, содержащих серу: CS и SO в направлении на M3O S1 и S2. Применяя ЛТР-подход для оценки лучевых концентраций, можно оценить химический состав этих M3O и понять, на какой стадии эволюции они находятся. M3O S2 особенно интересен потому, что долгое время он считался представителем редкого типа объектов — массивных дозвездных ядер [167, 169]. Формирование массивного ядра в плотной оболочке, которая была сжата под действием расширения области H II, являлось бы наглядным примером процесса индуцированного образования массивных звезд. Однако при M3O S2 наблюдениях с *ALMA* было обнаружено, что он разделяется на несколько фрагментов [469]. В этой работе также упоминается об обнаружении линий излучения CH<sub>3</sub>CN, но никакого анализа этих линий не приводится.

По имеющимся наблюдательным данным был проведен ЛТР-анализ излучения в серии линий излучения молекулы CH<sub>3</sub>CN (обоснование применимости ЛТР для этой молекулы см. в работах [336, 470]), и построена вращательная диаграмма для определения температуры возбуждения переходов, которая близка к температуре газа  $T_{\rm gas}$ . Для серии линий метанола ЛТР-подход зачастую дает заниженное значение  $T_{\rm gas}$ , поэтому для этих линий был использован не-ЛТР подход, основанный на методе большого градиента скорости и описанный в работе [471]. Спектры излучения в линиях метанола показаны на рис. 68, а в линиях CH<sub>3</sub>CN — на рис. 69.

Анализ серии линий  $CH_3CN(12_K-11_K)$  показал, что в ней присутствуют две группы: линии с K = 0, 1, 2, 3 и K > 3, причем последние видны на спектрах лишь после того, как спектральное разрешение загрублено в 4 раза (двойное сглаживание). Вращательная диаграмма, построенная по линиям с K = 0, 1, 2, 3, позволяет оценить температуру возбуждения для этой серии  $T_{\rm rot} = 61 \pm 5$  К. Линии с более высоким K не соответствуют этой же самой диаграмме, и могут представлять собой проявление более горячего газа на луче зрения.

Из не-ЛТР анализа линий излучения метанола были определены следующие



Рис. 67: Сверху: интегральная интенсивность в линии  ${}^{13}$ CO(2–1) (красные контуры), наложенная на изображение на длине волны 8 мкм с телескопа *Spitzer*. Контуры приведены для величин интенсивности 4.5, 20.0 и 30.0 К км с<sup>-1</sup>. Черными кружками показаны положения МЗО из работы [170]. Положение ионизующей звезды RCW 120 отмечено красной звездой. Снизу: интегральная интенсивность в линии C<sup>18</sup>O(2–1) (красные контуры), наложенная на изображение на 350 мкм с телескопа *Herschel*. Контуры соответствуют 4.5, 7.0 и 9.5 К км с<sup>-1</sup>.



Рис. 68: Линии на частотах 220 и 241 ГГц в направлении M3OS2 (вверху) S1 (внизу).

Таблица 24: Обилия молекул в M3O S2.

параметр	величина		
$x_{\rm CS}$	$4.5\times10^{-10}$		
$x_{\rm SO_2}$	$6.6\times10^{-12}$		
$x_{\rm CH_3OH}$	$3.2 \times 10^{-9}$		
$x_{\rm CH_3CN}$	$2.5\times10^{-11}$		

параметры газа в направлении на M3O S2:  $T_{\rm gas} = 30^{40}_{20}$  K,  $N_{\rm CH_3OH}/\Delta V = 5.0^{13.0}_{3.9} \times 10^9$  см<sup>-3</sup> сек,  $n_{\rm H_2} = 1.0^{3.1}_{0.3} \times 10^6$  см<sup>-3</sup>, относительное обилие метанола  $x_{\rm CH_3OH} = 3.2^{316}_{1} \times 10^{-9}$  и  $f = 50^{60}_{20}$ %. В направлении M3O S1 было зарегистрировано меньше линий метанола, поэтому для этого направления оценены лишь широкие интервалы возможных значений параметров:  $T_{\rm gas} < 60$  K,  $N_{\rm CH_3OH}/\Delta V = (7.9 - 20) \times 10^9$  см<sup>-3</sup> сек,  $n_{\rm H_2} = 3.2 \times 10^3 - 6.3 \times 10^6$  см<sup>-3</sup>,  $N_{\rm CH_3OH}/N_{\rm H_2} > 10^{-8}$ , f > 10%.

Исходя из полученных оценок температур газа и наличия линий с K > 3в серии CH<sub>3</sub>CN( $12_K-11_K$ ), разумно предположить, что M3O S2 может представлять собой горячее ядро на ранней стадии формирования, когда компактный ИКисточник в центре плотного молекулярного сгустка прогревает газ и пыль вокруг себя, что сопровождается появлением в газовой фазе сложных органических молекул [472, 410, 473]. То, что обилия молекул относительно невелики (см. Табл. 24), также свидетельствует о начальной стадии прогрева.



Рис. 69: Вверху: оригинальный спектр  $CH_3CN(12_K-11_K)$  в направлении S 2. В середине: спектр, сглаженный дважды. Также показано гауссово приближение ко всем компонентам K = 0..7. Внизу: вращательная диаграмма по четырем компонентам K = 0, 1, 2, 3.

# 6.3 Прохождение ударной волны по молекулярной оболочке RCW 120

В предыдущих разделах этой главы было показано, что молекулярная оболочка RCW 120 напоминает тор, который наблюдатель видит плашмя. Именно этим обстоятельством легко можно объяснить трудности с регистрацией признаков расширения области H II в нейтральную среду. Тем не менее, в работе [329] компонент скорости, который показывает расширение оболочки RCW 120 вдоль луча зрения, все-таки был обнаружен по наблюдениям излучения в линии [С II] на 158 мкм, исходящего из ФДО.

Кроме того, что плотная молекулярная оболочка напоминает тор, ФДО оказалась погружена в разреженную оболочку низкой плотности, что тоже было показано выше в этой главе, а также в работах [40, 474]. Таким образом, оболочка RCW 120 не является сферой или кольцом, но различные части объекта могут быть смоделированы 1D или 2D численной моделью или их комбинацией. Моделирование области в целом, вероятно, может быть выполнено в некотором приближении, таком как гидродинамика сглаженных частиц, см. [475].

## 6.3.1 Возможность наблюдения области, сжатой ударной волной в RCW 120, на различных телескопах

Поскольку RCW 120 расширяется, можно ожидать, что в ее ФДО есть плотный слой молекулярного газа, сжатый ударной волной. Хотя в упомянутых выше исследованиях RCW 120 изучался с помощью спектральных линий CO и изотопологов, ни одно из этих исследований не имело достаточного пространственного разрешения для разрешения ударного слоя. Это легко продемонстрировать, если рассмотреть модель RCW 120 из раздела 6.1.4.

Для оценки возможностей детектирования плотного слоя каким-либо из телескопов, было проведено моделирование пространственного распределения интенсивности излучения в модели RCW 120. Причем, форма линий для данной оценки не важна, но важно распределение яркости линий в картинной плоскости. Для моделирования интенсивности излучения в линиях молекул CO для оценки использовался пакет RADEX [237]. Результаты моделирования молекулярной оболочки вокруг RCW 120 при помощи MARION используются в качестве начальных условий для RADEX в приближении плоского слоя, т.к. модельная толщина оболочки много меньше радиуса области H II, а также в связи с тем, что интересующая область располагается не в направлении на оптическую туманность. Толщина слоя вдоль луча зрения принята равной 0.35 пк, что для  $n = 10^4$  см<sup>-3</sup> соответствует лучевой концентрации молекул H<sub>2</sub> 5 · 10<sup>21</sup> см<sup>-2</sup>, полученной в RCW 120 в работе [31].

Линия	Частота	Θ	Линия	Частота	Θ	
	$(\Gamma \Gamma \mathbf{\mu})$	('')		$(\Gamma \Gamma \mathbf{\mu})$	(")	
		12-м, 30-м			12-м, 30-м	
CO(1-0)	115.3	55, 22	CO(4-3)	461.0	14, 6	
CO(2-1)	230.5	27, 11	CO(5-4)	576.3	9, 4	
CO(3-2)	345.8	18, 7	CO(6-5)	691.5	8, 3	

Таблица 25: Параметры моделирования для 12 и 30-метрового телескопов.

Для свертки теоретических распределений интенсивности излучения использована функция Гаусса с величиной стандартного отклонения ( $\sigma$ ), соответствующей размеру диаграммы направленности ( $\Theta$ , табл. 25) 12 и 30-метровых телескопов на соответствующих частотах по формуле  $\Theta = \sigma \times 2.355$ .

На рис. 70 показаны радиальные распределения физических параметров и химических обилий, а также модельные яркостные температуры спектральных линий. В холодном молекулярном газе распространяется слабая ударная волна с числом Маха 1 < M < 2. Ширина плотного сжатого слоя газа составляет примерно 20". Видно, что температура газа в сжатом слое варьируется от 200–500 К на внутренней границе ФДО до 15–25 К на границе с невозмущенным молекулярным газом. Хорошо виден минимум температуры в сжатом слое, соответствующий максимуму плотности H<sub>2</sub> и CO. Этот локальный минимум обеспечивается сжатием и сопутствующим ему высвечиванием. Углерод в сжатом слое находится в виде C<sup>+</sup> на освещенной стороне ФДО, а далее от звезды входит в состав молекул CO.

Радиальные распределения интенсивности линий СО без учета свертки с диаграммой направленности телескопа представляют собой два пика: более яркий соответствует ФДО, а второй формируется в сжатом газовом слое. Видно, что «теплый СО», видимый по переходам СО(5–4) и СО(6–5) из внешней невозмущенной оболочки не излучает, а появляется только в сжатом слое с повышенной плотностью.

После свертки теоретических распределений двухкомпонентные радиальные распределения размываются и становятся однопиковыми. Плотная оболочка на радиальных распределениях для линии CO(1–0) полностью исчезает. Пики излучения в линиях CO(2–1) и CO(3–2) соответствуют внешней части сжатого слоя. Контраст интенсивностей этих линий между сжатым слоем и невозмущенной оболочкой не превышает 2 раз. Пик излучения в линии CO(4–3) лежит ближе к наиболее плотной части сжатого слоя. Интенсивность излучения в линиях CO(5–4) и CO(6–5) в направлении невозмущенной оболочки меньше 1 К. Видно, что излучение в этих линиях является хорошим индикатором сжатого слоя, а максимальные интенсивности приходятся на наиболее плотную и холодную его часть. Второе обстоятельство связано со сверткой излучения «теплого CO» из ФДО с диаграммой



Рис. 70: Результаты моделирования RCW 120 — радиальные распределения физических параметров и химических обилий, а также модельные яркостные температуры спектральных линий. По горизонтальной оси показано угловое расстояние от звезды в секундах. На панелях: (а) температура газа и крупной пыли, (b) химические обилия, (c) скорость газа (d) интенсивность излучения линий CO без свертки, показывают интенсивности излучения линий CO с учетом свертки с диаграммой направленности (e) 12-метрового, (f) 30-метрового телескопа.

направленности 12-метрового телескопа. Кинематически различить излучение CO из ФДО и из сжатого молекулярного слоя в модели RCW 120 невозможно, потому что скорость газа там примерно одинакова, рис. 70. Повышение пространственного разрешения в 2.5 раза, например, при наблюдениях на 30-метровом телескопе, приводит к появлению двух пиков излучения в линиях CO(5–4) и CO(6–5). Контраст между пиками линии CO(4–3) достаточно слаб, и выявить его может быть сложно. Положение пика излучения в линиях CO(3–2) и CO(2–1) соответствует максимуму плотности газа в сжатом слое.

Таким образом, для наблюдений сжатого слоя молекулярного газа в этом объекте на одиночном наземном телескопе необходимо наблюдать линии молекулы CO в переходах от J = 5 - 4 и выше, потому что это излучение образуется в сжатом ударной волной молекулярном слое. Внешняя невозмущенная оболочка вносит значительный вклад в распределение излучения линиях CO(1–0), CO(2– 1), CO(3–2) и CO(4–3).

#### 6.3.2 Наблюдения RCW 120 в линиях CO(6-5) и <sup>13</sup>CO(6-5)

Для поиска газа, сжатого ударной волной в RCW 120, были проведены новые наблюдения. Наблюдения проводились на телескопе *APEX* 15 и 17/18 октября 2019 года и 10 июля 2021 года в рамках проектов O-0103.F-9301A-2020 и O-0107.F-9318A-2021. Использовался приемник SEPIA Band 9 (SEPIA 660 [476, 477]). При наблюдениях линии CO(6–5) в 2019 г. он был настроен на 691 ГГц (частота линии 691473.076 МГц), охватывая диапазоны 685–693 и 701–709 ГГц, а для <sup>13</sup>CO(6–5) в 2021 г. он был настроен на 661067.276 МГц, охватывая диапазоны 655–663 и 671– 679 ГГц. Спектральное разрешение составляло около 61 кГц (26 м сек<sup>-1</sup>) с 65536 каналами на каждые 4 ГГц. Данные калибровались по температуре антенны в реальном времени с помощью стандартного пакета *аpexOnlineCalibrator*. Позже для CO(6–5) и <sup>13</sup>CO(6–5) дополнительно применялись коэффициенты  $\eta_{mb} = 0.40$ и 0.53, соответственно<sup>2</sup>, чтобы перевести результаты из шкалы антенной температуры в шкалу  $T_{mb}$ . Пространственное разрешение данных составило 9″, что на расстоянии RCW 120 соответствует 0.058 пк.

Наблюдались области с различными физическими условиями: от ФДО до неосвещенного края плотной молекулярной Конденсации 1, см. рис. 71. При наблюдениях в линии CO(6–5) область была покрыта в режиме непрерывного сканирования по площадке 175" × 90", повернутой на 45° в экваториальной системе (длинная сторона простирается с юго-востока на северо-запад, см. рис. 71). Строки/столбцы карты поочередно наблюдались по направлениям x и y, с переменой позиции каждую 1.0 сек и шагом 3.1". OFF-позиция была выбрана в направлении  $\alpha = 17^{\rm h}12^{\rm m}08.00^{\rm s}$ ,  $\delta = -38°36'03.00"(J2000)$ . Погодные условия обеспечивали лучевую концентрацию воды в атмосфере 0.9 < PWV < 1.6 мм (что соответствует  $T_{\rm sys} \approx 1000-4000$  K) для карты CO(6–5), что весьма плохо для наблюдений. Однако стабильность погоды позволила провести все необходимые калибровки.

Для наблюдений в линии <sup>13</sup>CO(6–5) была выбрана полоса длиной 90", проходящая через положение пика интегральной интенсивности карты в линии CO(6–5) под прямым углом к длинной стороне карты. Погодные условия были лучше: 0.6 < PWV < 0.7 мм и типичная  $T_{sys} = 730$  K.

Полученные кубы данных проводились к общей сетке с размером шага 3.1'' в направлениях x и y. Типичный уровень шума у обработанных данных составляет 1.5-1.7 К.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>https://www.apex-telescope.org/telescope/efficiency/index.php


Рис. 71: Изображение RCW 120 на длине волны 70 мкм из архива телескопа *Herschel*. Цветовой шкалой показано излучение нейтральной оболочки вокруг ионизованного газа. Положение ионизующей звезды в RCW 120 отмечено красной звездочкой. Излучение ионизованного газа в радиоконтинууме на частоте 843 МГц показано белыми контурами, которые линейно распределяются от 0.1 до 0.4 Ян на диаграмму направленности. Контуры 870 мкм для 0.4, 2.0 и 10.0 Ян на диаграмму направленности показаны черным цветом. Черными кружками показаны места расположения M3O из [170]. Размеры кружков здесь и на следующих рисунках линейно зависят от масс источников. Область, наблюдавшаяся в линии CO(6–5), показана красным прямоугольником.

#### Необходимые архивные данные

Кроме всех архивных данных, использованных в предыдущих разделах, в этом также использовались данные об излучении в линии [С II] на 158 мкм, полученные в рамках программы FEEDBACK Legacy Program [478]. Эти данные были загружены из архива телескопа *SOFIA* и вместе с данными *Spitzer* на 8 мкм [47] использованы для изучения освещенной стороны ФДО. Также для анализа зависимости полученных выводов от пространственного разрешения были скачаны данные по излучению в линиях CO(3-2) и <sup>13</sup>CO(3-2) из работы [474].

## 6.3.3 Результаты наблюдений в линиях CO(6-5) и ${}^{13}CO(6-5)$

Пространственные распределения максимальной интенсивности в линии CO(6– 5) и интегральной интенсивности в этой же линии различны, так как они определяются крупномасштабными и локальными явлениями, соответственно. Так, максимальная интенсивность излучения CO(6–5) на рис. 72 наблюдается на освещенной стороне ФДО вблизи максимума в линии [С II]. Пик интенсивности CO(6–5) резко падает при продвижении в сторону ионизующей звезды, но плавно уменьшается на обратной стороне. Слой яркой эмиссии CO(6–5) расположен параллельно фронту ионизации (см. рис. 71 и 72) и не искривляется на границе плотного и холодного молекулярного сгустка в Конденсации 1, прослеживаемой по контурам ATLASGAL 870 мкм. Таким образом, яркий слой, излучающий в линии CO(6–5), представляет собой оболочку, связанную с крупномасштабным распределением газа вокруг фронта ионизации в RCW 120.

Кратчайшее расстояние от ионизующей звезды (изображение в плоскости неба показано на рис. 71) до яркого СО-слоя в проекции составляет 146.5", что соответствует 0.9 пк. Физическая ширина слоя в направлении, перпендикулярном фронту ионизации, составляет  $\approx 0.10 - 0.15$  пк, как можно заключить из пространственного распределения интенсивности на рис. 72. Ширина яркого слоя СО остается практически одинаковой во всей наблюдаемой области, в отличие от излучения в линии [С II] и 8 мкм, показанного на рис. 72 и 73, где ширина слоев в юго-восточной части наблюдаемой области становится больше в 1.5–2 раза. Два из пяти массивных M3O, а именно S2 и S10, проецируются на яркий слой СО, остальные три массивных M3O расположены вне слоя. Несколько точечных ИКисточников, обнаруженных [167], (см. рис. 73), также расположены за пределами слоя СО. Размер всего молекулярного сгустка в направлении, перпендикулярном к фронту ионизации, составляет  $\approx 0.4$  пк.

С другой стороны, на карте интегральной интенсивности видны локальные особенности, связанные с областями звездообразования. Несколько пиков интегральной интенсивности CO(6–5) появляются в направлении M3O, но не на краю



Рис. 72: Слева: карта интенсивности излучения в линии CO(6-5) в ФДО RCW 120 (цвет). Контурами показана яркость излучения линии [С II] на уровне 20, 30 и 40 К. Белыми крестиками показаны позиции со спектрами <sup>13</sup>CO(6-5), приведенными ниже на рис. 74, где положение 1 соответствует освещенной стороне ФДО. Справа: карта интегральной интенсивности в линии CO(6-5) (цвет). Уровни излучения на длине волны 870 мкм для 0.4, 2.0 и 10.0 Ян на диаграмму направленности показаны контурами. Размер диаграммы направленности телескопа *АPEX* на частоте 691 ГГц показан черным кружком. Черные звездочки отмечают положения M3O из [170].

ФДО. Следовательно, за появление пиков интегральной интенсивности отвечает уширение линий CO(6-5) в направлении M3O. Наибольшая интегральная интенсивность в линии CO(6-5) совпадает с пиком излучения ATLASGAL 870 мкм и самым массивным M3O S2. Есть три небольших пика излучения CO(6-5) в направлении M3O S1, S10 и S39. На карте есть еще один массивный M3O S9, но в его направлении нет поярчания излучения CO(6-5).

На рис. 74, где показаны отдельные спектры CO(6–5) и <sup>13</sup>CO(6–5), хорошо различимы области, затронутые крупномасштабными (связанными с расширяющейся областью H II) и локальными (связанными со звездообразованием в отдельных направлениях) явлениями. Линии CO(6–5) в позициях 1-4 на освещенной стороне ФДО однокомпонентные. При движении вглубь молекулярного сгустка профили линий становятся двухкомпонентными, менее симметричными и демонстрируют ярко выраженные красные и синие крылья в направлении S2 (положение 8). Освещенная сторона яркого CO-слоя демонстрирует самую узкую ширину линий CO(6–5) и <sup>13</sup>CO(6–5)  $\approx$  4 км с<sup>-1</sup> на всей карте, включая область без M3O глубже к молекулярному сгустку в позициях 11–18.



Рис. 73: Цветом и контурами показаны изображение на 8 мкм и карта интенсивности излучения в линии CO(6-5), соответственно. Контуры показаны для 30, 35 и 40 К км с<sup>-1</sup>. Белыми треугольниками показаны компактные ИК-источники из [167].

Местонахождение областей звездообразования видно по появлению широких крыльев линии CO(6–5), хорошо заметных в позициях 7–11. Виден узкий провал в профилях CO(6–5) при –8 км с<sup>-1</sup>, связанный с эффектом самопоглощения (см. раздел 6.1). Профили линии <sup>13</sup>CO(6–5) везде имеют один компонент, кроме позиции 8, где провалы в двухкомпонентных профилях CO(6–5) и <sup>13</sup>CO(6–5) не совпадают, а именно провал <sup>13</sup>CO(6–5) смещен в красную сторону на 1 км с<sup>-1</sup>. При этом пик <sup>13</sup>CO(6–5) совпадает с провалом в CO(6–5). Таким образом, эти провалы могут быть вызваны разными факторами: самопоглощением для CO(6–5) (также ранее обнаруженным в разделе 6.1 для переходов (2–1) и (3–2) , но сдвинутым в синюю сторону для переходов (1–0) [40]) и коллапсом плотного газового сгустка, видимым по линии <sup>13</sup>CO(6–5). Впрочем, второе утверждение требует дальнейшего исследования с использованием трассеров плотного газа.

### 6.3.4 Моделирование излучения CO(6-5) и ${}^{13}CO(6-5)$

Чтобы изучить происхождение яркого слоя CO, мы сравнили наблюдаемые в слое интенсивности CO(6–5) и <sup>13</sup>CO(6–5) с результатами численного моделирования. На рис. 75 показан край области H II и окружающая ее ФДО, где температура и плотность газа меняются на несколько порядков. Виден плотный слой нейтрального вещества, собранный вокруг области H II ударной волной, распространение которой опережает расширяющийся ионизованный газ. Переход H/H<sub>2</sub> и C<sup>+</sup>/C/CO находится этом в плотном слое. Основная масса этого слоя содержится в газе, где водород и углерод находятся в формах H<sub>2</sub> и CO, соответственно. Даже в области, где углерод находится в форме C<sup>+</sup>,  $n(H_2) > n(H)$  в несколько раз. В области



Рис. 74: Спектры CO(6–5) (черный) и <sup>13</sup>CO(6–5) (синий) вдоль полосы, показанной на рис. 72. Спектры показаны с шагом 3" с северо-востока (позиция 1 для  $\Delta \alpha, \Delta \delta = 21'', 21''$ ) на юго-запад (позиция 18 для  $\Delta \alpha, \Delta \delta = -30'', -30''$ ). В направлении S2 линия <sup>13</sup>CO(6–5) показана красным цветом (позиция 8).

Н II углерод дважды ионизован, а распределение C<sup>+</sup> прослеживает освещенную границу ФДО. Ширина слоя, собранного ударной волной, составляет  $\approx 0.1$  пк.

Из рис. 75 видно, что пространственное распределение яркостных температур для излучения в линиях (2–1) и (3–2) молекул CO и <sup>13</sup>CO не позволяет определить толщину плотного сжатого слоя. Максимумы переходов (2–1) смещены за пределы ФДО, ширина максимумов в два раза больше ширины слоя, а контраст между максимумом и излучением невозмущенного молекулярного газа составляет всего 20-50%. Переходы (3-2) лучше прослеживают ударный слой, но ширины пиков попрежнему больше, а контраст достигает лишь трех раз. Только излучение в линии (6-5) достигает максимума точно в самой плотной части ударного слоя и имеет ширину «от нуля до нуля», точно совпадающую с шириной ударного слоя. Пик яркости модельного излучения [С II] смещен к ионизующей звезде на величину меньшую, чем диаграмма направленности *АРЕХ* на частоте 690 ГГц. Модельная яркость CO(6-5) и <sup>13</sup>CO(6-5) лежит в интервале и согласуется с нижним пределом наблюдаемых значений, соответственно, см. рис. 72. Модельная яркость [С II] также лежит в наблюдаемом интервале значений, см. контуры на рис. 72. Модельные яркости линий <sup>13</sup>CO(2-1) и (3-2) согласуются с диапазонами яркостей линий из раздела 6.1.

Сравнивая вид яркого слоя CO на рис. 72 и результаты моделирования на рис. 75, логично связать этот слой с плотным веществом, которое в течение сотен тысяч лет (см. модельную оценку водраста RCW 120 в начале Главы 6.) собира-



Рис. 75: Модельные (линии) и наблюдаемые (цветные прямоугольники и горизонтальные прямые линии) свойства ФДО RCW 120. Верхние панели: модель плотного нейтрального слоя вокруг области H II. Ионизующая звезда расположена за левой границей панелей в начале горизонтальной оси. Красные прямоугольники и красные линии показывают интервалы значимости  $\pm \sigma$  и наилучшее решение, полученное в результате не-ЛТР анализа с использованием наблюдательных и архивных данных (см. раздел 6.3.5). Модельная яркость излучения [С II], СО и <sup>13</sup>СО в различных линиях показана на двух нижних панелях. Зеленые и черные горизонтальные жирные линии и прямоугольники показывают яркость и интервалы  $\pm \sigma$  для архивных линий <sup>13</sup>CO(2–1) и (3–2). Наблюдаемый диапазон яркости CO(6–5) и <sup>13</sup>CO(6–5) показан красным прямоугольником. Яркость <sup>13</sup>CO(6–5), использованная для моделирования с помощью RADEX, показана красной горизонтальной линией.

ла на границе области H II распространяющаяся по нейтральному газу ударная волна. Этот слой представляет собой крупномасштабную структуру, связанную с эволюцией области H II. В RCW 120 излучение CO(6–5) видно и за пределами сжатого слоя, вероятно, из-за локального нагрева от погруженных M3O.

#### 6.3.5 Физические условия в молекулярном газе

#### Оценки в приближении ЛТР

На рис. 76 (верхняя панель) показаны радиальные профили интенсивности и интегральной интенсивности в линии CO(6–5), измеренные перпендикулярно ФДО вдоль полосы, наблюдавшейся в <sup>13</sup>CO(6–5). Расстояние между максимумами пика интенсивности и интегральной интенсивности линии CO(6–5) составляет  $\approx 9''$ , т.е. около размера диаграммы направленности телескопа. Пространственное распределение излучения в линии <sup>13</sup>CO(6–5) качественно напоминает излучение в CO(6–5) с резким/плавным уменьшением на внутренней/внешней сторонах ФДО. Однако интегральная интенсивность <sup>13</sup>CO(6–5) демонстрирует почти симметричное пространственное распределение вокруг M3O S2, что может быть связано с ее меньшей оптической толщиной. Сравнивая наблюдаемые и модельные радиальные распределения на рис. 75, видно, что оба распределения <sup>13</sup>CO(6–5) симметричны. Однако плавного уменьшения модельного излучения в линии CO(6–5) на внешней стороне плотного сжатого слоя не наблюдается. Повышение яркости наблюдаемого излучения CO(6–5) в позициях 11–18 связано со звездообразованием в этом регионе, которое не учитывается в модели.

Используя обе линии CO(6–5) и <sup>13</sup>CO(6–5), расположенные вдоль одной и той же полосы в молекулярном облаке, можно оценить оптическую толщину линии CO(6–5) и  $N_{\rm CO}$ , используя ЛТР подход, описанный в Главе 4. Для перехода (6–5) использовалась энергия верхнего уровня  $E_{\rm u} = 116.2$  К. Результаты ЛТР-анализа таковы: оптическая толщина в линии CO(6–5)  $\tau$ , температура возбуждения  $T_{\rm ex}$  и  $N_{\rm CO}$  показаны на рис. 76. Для оценки неопределенностей  $T_{\rm ex}$ ,  $\tau$  и  $N_{\rm CO}$  варьировалась интегральная интенсивность линий CO(6–5) и <sup>13</sup>CO(6–5), а также яркостная температура <sup>13</sup>CO(6–5) в пределах соответствующих интервалов 1 $\sigma$ . Повторив процедуру 100 раз и используя метод Монте-Карло, мы нашли средние значения этих параметров с их стандартными отклонениями.

Линии CO(6–5) оптически толсты во всех позициях, где было обнаружено излучение <sup>13</sup>CO(6–5): величина  $\tau \approx 18 - 20$  в направлении M3O S2 и  $10 \leq \tau \leq 20$ в направлении ФДО. Разделив значение  $\tau$  на отношение <sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C = 61, соответствующее галактоцентрическому расстоянию RCW 120 [337], можно убедиться, что линия <sup>13</sup>CO(6–5) является оптически тонкой вдоль полосы даже в направлении M3O. Значение  $T_{\rm ex}$  вдоль этой полосы не превышает 50 K и имеет почти плоский радиальный профиль в интервале 40 - 50 К. Оценивая тепловую ширину линии CO(6–5) по значению  $T_{\rm ex}$ , получаем  $\leq 0.5$  км с<sup>-1</sup>. Оптическая толщина линии CO(6–5) также вносит вклад в уширение порядка  $\log(\tau)$ , где  $\tau \approx 2 - 3$ , т.е. до 1 км с<sup>-1</sup>. Оба этих фактора обеспечивают менее 25% наблюдаемых ширин линий. Таким образом, ширины линий CO(6–5) и <sup>13</sup>CO(6–5) из рис. 74 являются нетепловыми, но ширина провала самопоглощения — тепловая. Поэтому самопоглощение этих линий с относительно высоким возбуждением ( $E_{\rm u} > 100$  K) может быть вызвано холодным газом между RCW 120 и наблюдателем. Этот вывод согласуется с тем, который был сделан выше по наблюдениям линий CO на низких уровнях возбуждения.

Распределение  $N_{\rm CO}$  вдоль полосы имеет два максимума около  $N_{\rm CO} \approx 2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-2</sup> в направлении ФДО и M3O S2 (спектры 1, 2 и 8 на рис. 74). Используя значения  $N_{\rm H_2}$  из обзора ViaLactea [296], можно определить относительное обилие CO в ярком слое CO и других направлениях вдоль полосы, оно оказывается ~  $10^{-4}$ , что близко к элементарному обилию углерода. Молекулы H<sub>2</sub> и CO хорошо перемешаны друг с другом в ФДО и в оставшейся части молекулярного сгустка. Поэтому, фронты диссоциации CO и H<sub>2</sub> должны располагаться ближе к ионизирующей звезде, чем позиция 1 на рис. 72. Хотя величина  $N_{\rm H_2}$ , определенная по картам ViaLactea, может быть недооцененной, неопределенность, связанная с потоками *Herschel*, не оказывает существенного влияния на самые плотные области.

#### не-ЛТР оценки

ЛТР-анализ позволяет оценить температуру газа  $T_{\text{gas}}$ , но не дает никакой информации о плотности газа  $n_{\text{H}_2}$ . Поэтому для оценки физических условий в трех различных направлениях оболочки RCW 120 использовались данные об излучении в линии <sup>13</sup>CO(6–5) совместно с данными о <sup>13</sup>CO(2–1) и <sup>13</sup>CO(3–2) из раздела 6.1 были использованы. Рассматривались направление на M3O S2, в сжатом слое ФДО (положение со смещением  $\Delta \alpha, \Delta \delta = 20'', 20''$ , между позициями 1 и 2 на рис. 72), и направление на молекулярное облако (MO;  $\Delta \alpha, \Delta \delta = -20'', -20''$ , между позициями 15 и 16). Все позиции даны относительно M3O S2 при  $\alpha = 17^{\text{h}}12^{\text{m}}08.70^{\text{s}}$ и  $\delta = -38^{\circ}30'46.40''$ (J2000). В направлениях ФДО и МО нет M3O, поэтому параметры молекулярного газа в этих направлениях не будут содержать вклада от звездообразования.

При помощи RADEX мы рассчитали сетку моделей для различных значений  $T_{\rm gas}$  (от 10 до 200 K, разделенных 100 интервалами),  $n_{\rm H_2}$  ( $10^3 - 10^7$  см<sup>-3</sup>, 100 интервалов),  $N_{\rm CO}$  ( $10^{14} - 10^{18}$  см<sup>-2</sup>, 100 интервалов). Для ширин всех линий CO принято значение 4.4 км с<sup>-1</sup>, для фоновой температуры — 2.7 К. Результаты наилучшей не-ЛТР модели и интервалы значимости  $\pm \sigma$ , найденные с помощью  $\chi^2$ -теста [479], приведены в таблице 26. Чтобы оценить зависимость минимума  $\chi^2$  от уровня шума



Рис. 76: Интегральные и максимальные наблюдаемые интенсивности излучения в линиях CO(6–5) и  $^{13}$ CO(6–5) (две верхние панели), а также результаты ЛТРанализа вдоль разреза (две нижние панели). Позиция 8 соответствует направлению на M3O S2. Серые прямоугольники на нижней панели соответствуют диапазонам  $N_{\rm CO}$  из не-ЛТР анализа.

различных линий молекулы <sup>13</sup>CO, их интегральные интенсивности варьировались в пределах 1 $\sigma$  уровней 0.3, 0.1 и 1.5 K для <sup>13</sup>CO(2–1), <sup>13</sup>CO(3–2) и <sup>13</sup>CO(6–5), соответственно. Повторив процедуру 100 раз, мы нашли средний минимум значения  $\chi^2$  и соответствующие средние параметры с их стандартными отклонениями. Для модели МЗО средние минимальные значения  $T_{\rm gas}$  и  $n_{\rm H_2}$  со стандартными отклонениями показаны на рис. 77. Видно, что качество наблюдательных данных не влияет на параметры наилучшей модели, в то время как вырождение параметров существенно из-за условий возбуждения линий <sup>13</sup>CO. Тем не менее, решение для минимума является устойчивым.

Значение  $N_{\rm CO}$  определяется с точностью 30–60%, в то время как интервалы значимости  $\pm \sigma$  для  $T_{\rm gas}$  и  $n_{\rm H_2}$  гораздо шире. Рассматривая только значения  $T_{\rm gas}$ и  $n_{\rm H_2}$ , соответствующие наилучшим значениям  $N_{\rm CO}$ , можно найти почти те же интервалы, что показаны на рис. 77 для позиции M3O S2 (диаграммы  $\chi^2$  для позиций ФДО и МО имеют схожую форму). Значение  $T_{\rm gas}$  из не-ЛТР анализа в пределах двух раз согласуется со значениями  $T_{\rm ex}$  из ЛТР анализа в положениях ФДО и МО, но в направлении M3O S2 минимальное значение  $\chi^2$  было найдено при  $T_{\rm gas} = 124$  К. Хотя значения  $N_{\rm CO}$  из ЛТР и не-ЛТР анализа также согласуются в пределах интервалов неопределенности (см. нижнюю панель на рис. 76, где  $N_{\rm CO} = 61 \times N_{\rm ^{13}CO}$ ), в направлении M3O S2 не-ЛТР значение ниже на порядок. Таким образом, не ЛТР-эффекты возбуждения линий важны для M3O S2, но ЛТР-приближение справедливо для физических условий в позиции MO. Температура газа > 100 К, найденная в M3O S2, согласуется с результатами из раздела 6.2 о наличии горячего газа в этом объекте.

Интервалы не-ЛТР для значений  $T_{\rm gas}$  и  $n_{\rm H_2}$  в позиции ФДО также согласуются с модельными значениями для газа, сжатого ударной волной, см. рис. 75. Это согласие подтверждает ранее высказанное предположение, что яркий слой СО действительно является плотным слоем, сжатым ударной волной. Наилучшее значение  $n_{\rm H_2}$  в позиции ФДО на 2–2.5 порядка выше, чем в позициях M3O S2 и MO. Это можно объяснить компактностью плотного вещества в направлении M3O S2 и относительно большим размером диаграммы направленности проведенных наблюдений.

#### 6.3.6 Кинематика молекулярного газа

РV-диаграммы на рис. 78, построенные параллельно и перпендикулярно фронту ионизации, показывают сложную структуру наблюдаемой области. В разрезе перпендикулярно фронту ионизации можно четко видеть яркий слой CO с узкими линиями CO(6–5). Этот газ не возмущен воздействием от M3O, см. например, диаграмму 1р на смещении  $\approx 30''$ . Линии становятся шире при больших смещениях  $\approx 50 - 70''$  по мере перехода из ФДО в молекулярный стусток. Все наблюдаемые

	$T_{\rm gas}$	$n_{ m H_2}$	$N_{\rm ^{13}CO}$
	(K)	$(10^4 \text{ cm}^{-3})$	$(10^{16} \text{ cm}^{-2})$
ФДО	$50^{200}_{37}$	$950_{1.0}^{1000}$	$0.8^{1.1}_{0.6}$
M30 S2	$124_{40}^{200}$	$1.3^{1000}_{0.6}$	$4.7_{4.3}^{6.1}$
МО	$64_{22}^{200}$	$1.5_{0.2}^{1000}$	$1.7^{2.8}_{1.3}$

Таблица 26: Параметры наилучшей модели и интервалы для проведенного не-ЛТР анализа.



Рис. 77: Сетка не-ЛТР моделей для рассмотренных значений  $T_{\rm gas}$  и  $n_{\rm H_2}$  для модели с наилучшим приближением, в которой  $N_{^{13}\rm CO} = 4.7 \times 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Рисунок показан для позиции M3O S2. Цветом показано значение  $\chi^2$ , убывающее с приближением цвета к красному. Показаны распределения  $\chi^2$  для каждой из трех линий в отдельности и для всех трех вместе (справа). Черной точкой с баром ошибки показаны физические условия, которые соответствуют минимальному значению  $\chi^2$ .

ширины линий нетепловые (см. анализ физических параметров в разделе 6.3.5). Тот факт, что в направлении на плотный слой дисперсия нетепловых скоростей в разы меньше, чем в молекулярном сгустке, может объясняться разными источниками турбулентности. В работе [480] показано, как в результате гравитационной неустойчивости в плотном и геометрически тонком слое газа, по которому прошла ударная волна, формируются плотные облачка. Эти облачка имеют сверхзвуковую дисперсию скоростей. Численное значение дисперсии, полученное в работе [480], согласуется с ширинами линий CO(6-5) в плотном слое в представленных наблюдениях. Активность, вызванная звездообразованием, а именно молекулярные истечения и ветер от молодых звезд, приводит к уширению линий за пределами плотного слоя. На PV-диаграмме 2р видна локальная кинематика газа, связанная со звездообразованием в M3O S2: широкие линии с крыльями на смещении  $\approx 30-50''$ и менее широкие на более высоких смещениях в глубине молекулярного сгустка. При  $V_{\rm lsr} = -7.5 \,\,{\rm km}\,{\rm c}^{-1}$  видна узкая темная линия, которая связана с эффектом самопоглощения от вещества переднего фона, протянувшимся над RCW 120 и описанным выше. Стратифицированная структура ФДО и переход от атомарного к молекулярному газу видны из сравнения PV-диаграмм для CO(6–5) и архивных данных [С II], также показанных на рис. 78. Пик [С II] находится ближе к фронту ионизации, чем пик в CO(6–5) на PV-диаграмме 1р. Однако на диаграмме 2р пики излучения в линиях [С II] и CO(6-5) совпадают.

РV-диаграммы, построенные параллельно фронту ионизации, выделяют области крупномасштабного слоя, собранного и сжатого ударной волной, и плотного молекулярного сгустка. На диаграммах 1 и 2 показана прямая линия на –8 км с<sup>-1</sup>, которая образует дугу с красным смещением до –2 км с<sup>-1</sup> на смещениях 60–110". На диаграммах 3 и 4 между теми же смещениями дуга становится двухсторонней. Наиболее широкие линии CO(6–5) появляются в позициях M3O. Сравнивая диаграммы 3 и 4 с профилями линий на рис. 74, можно связать эти широкие линии с истечениями от M3O, которые дают смещения линий в красную и синюю стороны. Таким образом, на этих PV-диаграммах выделяются две области: первая — регулярная структура, связанная с ударной волной от расширяющейся области H II RCW 120 (на смещениях < 60" и > 110"), и вторая — с областями звездообразования в плотном сгустке.

Очертания истечений, обнаруженные по линии CO(6-5), не похожи на те, что были найдены ранее в работе [481] по линии CO(3-2). На рис. 79 показаны контуры истечений с учетом тех же интервалов скоростей, как это было сделано другими авторами для линии CO(3-2). Обнаруживается не один, а несколько кандидатов в истечения, поскольку у линии CO(6-5) в два раза более высокое угловое разрешение, чем у линии CO(3-2). Первый кандидат, связанный с M3O S2, выглядит как истечение, ориентированное вдоль луча зрения, поскольку области с синими



Рис. 78: PV-диаграммы для излучения в линии CO(6–5). Верхний ряд: карта интегральной интенсивности излучения в линии CO(6–5). Красными линиями показаны направления PV-диаграмм. На двух правых панелях (1р и 2р) приведены PV-диаграммы для линий CO(6–5) (цвет) и [С II] (белые контуры), взятые перпендикулярно фронту ионизации. Средний и нижний ряды: PV-диаграммы, взятые параллельно фронту ионизации (1–4). Черными пунктирными линиями показаны положения M3O на PV-диаграммах, их названия даны черным цветом.



Рис. 79: Карта скоростей для излучения в линии CO(6–5) около RCW 120. Карта содержит три интервала скоростей:  $V_{\rm lsr} < -9$  (голубой),  $-9 < V_{\rm lsr} < -4$  (оттенки серого) and  $V_{\rm lsr} > -4$  км с<sup>-1</sup> (красный). Контуры показаны от 30 до 90 К км с<sup>-1</sup> через каждые 10 К км с<sup>-1</sup>.

и красными крыльями почти совпадают. Различная геометрия, видимая по линиям высокого возбуждения, может быть связана со сложной структурой истечения вблизи и вдали от источника возбуждения, прослеживаемой по (6–5) и (3–2) переходам, соответственно. Пересекающиеся красные и синие пятна обнаружены в направлении M3O S1, где синяя часть намного ярче красной, следовательно, там и локализуется истечение.

Известно, что звездный ветер [329] и ионизованный газ [461] разгоняют нейтральное вещество и создают вокруг области Н II RCW 120 плотную расширяющуюся ФДО. Появление плотного слоя, собранного и сжатого ударной волной на нейтральной стороне ФДО сопровождает расширение, как показывает аналитическая теория [6]. Яркий СО-слой на карте представляет собой молекулярную оболочку, которая была собрана и сжата ударной волной.

Обилие СО в плотном собранном слое согласуется с элементным содержанием С для этой части Галактики. Это означает, что практически весь углерод содержится в СО в газовой фазе. Поскольку положение фронта диссоциации  $H_2$  обычно совпадает с ярким излучением ПАУ на 8 мкм, см. [482, 483], ясно, что фронты диссоциации СО и  $H_2$  расположены на внутренней границе яркого слоя CO(6– 5). Слившиеся фронты появляются как естественное следствие продолжающегося распространения фронтов диссоциации через плотное молекулярное облако: чем плотнее газ, тем ближе фронты, см. моделирование в Главе 1. РV-диаграммы с рис. 78, снятые перпендикулярно фронту ионизации, подтверждают слияние фронтов диссоциации  $H_2$  и CO в плотном веществе. Например, сравнивая диаграммы 1р и 2р, построенные снаружи и через плотный материал, соответственно, мы видим разное разделение между пиками [С II] и CO(6–5): пики не совпадают на диаграмме 1р, но сливаются на диаграмме 2р. С учетом расхождения пиков CO(6–5), [С II] и 8 мкм в юго-восточной части наблюдаемой области, становится ясно, что фронты диссоциации CO и  $H_2$  в той области могут быть разделены.

Молекулярный газ, собранный и сжатый ударной волной, выглядит как наиболее регулярная структура на картах излучения на рис. 72 и PV-диаграммах на рис. 78. Хотя ширина линий CO(6–5) все еще остается нетепловой, ее значение в сжатом слое примерно в 2 раза меньше, чем в молекулярном сгустке. Значительное уширение молекулярных линий происходит вблизи M3O и связано с молекулярными истечениями. Ударная волна от области H II не разрушает плотный сгусток, в отличие от молекулярных истечений. Нечто подобное было также найдено в облаках вблизи Туманности Ориона [34] и может быть широко распространенным явлением вокруг звезд класса О, окруженных областями с активным звездообразованием. Сравнение положений M3O, найденных в работах [167, 170], с расположением плотного сжатого слоя (см. рис. 73), с очевидностью показывает, что M3O существовали до того, как ударная волна от RCW 120 достигла молекулярного сгустка. Поэтому предположения об индуцированном звездообразовании в этой области не подтверждаются.

### 6.4 Резюме Главы 6

На основе наблюдений линий излучения изопотологов молекулы CO исследована структура оболочки вокруг области H II RCW 120. Используя результаты численного моделирования и переноса излучения, мы показали, что интегральные интенсивности линий  $^{13}$ CO(2–1) и C<sup>18</sup>O(2–1) в области H II и ее окружении не могут быть воспроизведены в рамках модели сферической оболочки. Однако данные наблюдений согласуются с моделью тороидальной плотной молекулярной оболочки вокруг RCW 120, наблюдаемой плашмя. Профили этих линий искажены эффектом самопоглощения, который не объясняется в модели тора и требует привлечения дополнительного поглощения в холодном разреженном газе на переднем фоне области H II. Карты поглощения на 2 мкм, а также инфракрасные изображения на более длинных волнах показывают, что RCW 120 является частью крупномасштабного облака размером 11.3 пк в картинной плоскости.

В оболочке RCW 120 наблюдается пространственное совпадение оптически толстого излучения газа и пыли, например излучения в линии  ${}^{13}CO(2-1)$  и в полосе ПАУ на 8 мкм. Нейтральная оболочка RCW 120 при этом выглядит почти непрерывной. То же самое можно сказать и о сочетании оптически тонкого излучения пыли в дальнем ИК-диапазоне (160–1100 мкм) и в линии C<sup>18</sup>O(2–1). По распределению оптически тонкого излучения видны разрывы в нейтральной оболочке, через которые УФ-излучение просачивается в окружающую межзвездную среду.

По распределению излучения в линиях CO(6–5) и <sup>13</sup>CO(6–5) обнаружен плотный слой молекулярного газа, сжатый расширяющейся областью Н II. Хотя сама ударная волна не видна, удалось обнаружить последствия ее распространения. ЛТР и не-ЛТР анализ излучения в этих линиях позволил оценить физические условия в плотном сжатом слое, которые согласуются с результатами моделирования. По-видимому, ударная волна не обтекает плотный молекулярный сгусток на границе области Н II, а проецируется на тот же луч зрения. Образование массивных МЗО, которые наблюдаются вокруг RCW 120 не индуцировано расширением области Н II. Сжатый слой является регулярной структурой как в пространстве, так и кинематически. Напротив, в областях вокруг МЗО газ хаотизируется молекулярными истечениями, сопровождающими процесс звездообразования.

Массивный M3O S2, который погружен в плотную оболочку области H II, повидимому, представляет собой горячее ядро на ранней стадии формирования.

#### Результаты Главы 6 представлены в работах:

- Кирсанова М. С., Линии молекул вблизи областей ионизованного водорода // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А. А. Боярчука. — Сборник научный трудов ИНАСАН. — под редакцией Д. В. Бисикало и Д. З. Вибе — М.: Издательство Янус-К — 2018 — стр. 284-289
- Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Ya. N., Wiebe D. S., Boley P. A., Salii S. V., Kalenskii S. V., Sobolev A. M., Anderson L. D. *Molecular envelope around the H1I region RCW120* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society – 2019.— Vol. 488. — P.5641-5650
- 3. Kirsanova M. S., Salii S. V., Kalenskii S. V., Wiebe D. S., Sobolev A. M., Boley P. A. The warm-up phase in massive star-forming cores around RCW120 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2021.— Vol. 503. — P. 633-642
- Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Ya. N., Olofsson, A. O. H., Semenov D. A., Punanova A. F., *The shocked molecular layer in RCW120* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2023.— Vol. 520. — P. 751-760

# Заключение

В начале диссертации сообщается об эффекте смещения скоростей мазерных деталей в направлении на области образования массивных звезд и приводятся рассуждения о возможной связи локальной кинематики со структурой и кинематикой областей звездообразования на масштабах нескольких парсеков. Этот эффект до сих пор остается непонятным. Для его объяснения требуется время и дальнейшее систематические исследования структуры и кинематики областей звездообразования.

Далее в работе показано насколько разной может быть структура областей Н II и окружающих их оболочек нейтрального газа, хотя области выглядят похожим образом на оптических и ИК-изображениях, да и в линиях молекул наблюдаются похожие структуры типа оболочек. В оптически-толстом излучении ПАУ или обильных молекул эти структуры выглядят цельными оболочками. В оптически-тонком излучении крупной пыли или редких молекул перед наблюдателем предстает иная картина — отдельные сгустки, более или менее равномерно упорядоченные вокруг областей Н II. Поэтому галактический диск, который на ИК-изображениях с телескопов Spitzer и Herschel похож на пену из пересекающихся оболочек, вблизи отдельных областей звездообразования выглядел бы как отдельные яркие фрагменты.

Исследования, который были начаты в диссертации, планируется продолжить. Прежде всего, продолжены будут исследования структуры областей Н II на оптических и ИК-телескопах. Для ряда ярких туманностей из спирального рукава Персея и более близких областей звездообразования на оптических телескопах САО РАН уже получен новый наблюдательный материал. Впереди новые наблюдения на 2 мкм в КГО ГАИШ МГУ.

Еще один важный фактор, который практически не рассматривался в диссертации, — влияние звездного ветра. Несмотря на общее понимание важности звездного ветра при формировании структур и кинематики газа в окрестностях молодых массивных звезд, параметры ветра настолько неопределенны, что введение его в модель приводит к появлению дополнительных неизвестных и практически свободных параметров. Обнаружение рентгеновского излучения, ассоциируемого со звездным ветром в областях Н II, на изображениях, полученных обзорным теле-

#### Заключение

скопом Спектр-Рентген-Гамма, и линий высокого возбуждения металлов на планируемом телескопе Спектр-УФ позволили бы ограничить параметры звездного ветра у массивных звезд.

Химико-динамическое моделирование с численным кодом MARION позволяет исследовать астрохимические особенности переходов Н II/H I/H<sub>2</sub>, C<sup>+</sup>/C/CO и им подобных. Поэтому с данной моделью открываются перспективы для подготовки наблюдательных программ будущих космических обсерваторий Спектр-УФ и Миллиметрон, запуска которых ожидает астрономическое сообщество.

### Благодарности

Я выражаю благодарность научному консультанту данной работы **Вибе Д. З.** за поддержку и академическую свободу, без которой пропадает удовольствие от проведения исследований. Большое спасибо **Соболеву А. М.** за полезные знакомства, которые впоследствии привели к интересному сотрудничеству. Эта работа, возможно, никогда бы не появилась или появилась много позже, если бы не дружеские наставления **Моисеева А. В.**, кого я особенно благодарю и чей энтузиазм и любовь к астрономии меня восхищают.

Отдельные благодарности Островскому А. Б., Оссенкопфу Ф., Павлюченкову Я. Н., Пунановой А. Ф., Салий С. В., Семенову Д. А., Шустову Б. М. за интересные и полезные совместные обсуждения астрономических и не только задач и перспектив. Большое спасибо Гусеву А. С., Павлюченкову Я. Н., Тутукову А. В. и Чугаю Н. Н. за ценные замечания по тексту диссертации.

Большое спасибо сотрудникам Космической обсерватории Онсала, телескопа APEX, обсерватории института IRAM, стратосферной обсерватории SOFIA за помощь и содействие при получении новых наблюдательных данных в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоах. Благодарю сотрудников обсерваторий САО РАН и КГО ГАИШ МГУ за проведение оптических и ИК-наблюдений, без которых бы это исследование не получилось.

# Приложения

# Приложение 1. Качество наблюдательных данных MaNGaL

В этом разделе на рис. 80 представлены карты отношения сигнал/шум. Показано соотношение для полученных карт излучения в линиях с оригинальным бинингом. Сопоставимое отношение сигнал/шум для значений  $n_{\rm e}$  и  $A_V$  получается при использовании в 16 раз более крупного пикселя.



Рис. 80: Карты соотношения сигнал/шум для пикселей, где это соотношение выше 3. Эти пиксели были использованы для анализа физической структуры областей Н II.

### Приложение 2. Интегральные спектры S255 и S257

На рис. 81 представлены объединение всех четырех областей, наблюдаемых с помощью SCORPIO-2 в режиме длинной щели после вычитания континуума, интерполированного кубическим сплайном. Центральная зона областей звездообразования (r < 7 угл.сек) при интегрировании потоков игнорировалась, чтобы избежать артефактов в общем спектре. Пуассоновский шум существенно возрастает в синей части спектров, поскольку суммарная квантовая эффективность используемых ПЗС и гризмы снижается при  $\lambda < 5000$ Å.



Рис. 81: Интегрированные оптические спектры S 255 и S 257 с вычтенным континуумом. Эмиссионные линии основного объекта и теллурические отмечены синим и черным цветом соответственно.



Рис. 82: Интегрированные оптические спектры S 256 и S 258 с вычтенным континуумом. Эмиссионные линии основного объекта и теллурические отмечены синим и черным цветом соответственно.

## Приложение 3. Карты шума



Рис. 83: Карты шума (1 $\sigma$ ) на 3 мм (вверху) и 2 мм (внизу) в областях S 235 и S 235 A, B и C. Черный контур показывает площадку, которая была картирована на 30-м телескопе IRAM. Шкала в единицах  $T_{A^*}$ .

## Приложение 4. Статистические суммы

T (K)	Q			
	$CH_3OH$	$H_2CO$	$c-C_3H_2$	
	A + E	орто	орто	
300.0	37027.3292	2274.3609	3216.1633	
225.0	20991.8100	1502.3796	2094.2004	
150.0	9750.0398	846.3526	1146.1277	
75.00	2924.3023	332.0760	412.1865	
37.50	920.9637	144.4132	150.8781	
18.75	274.9880	72.6702	57.1980	
9.375	78.1736	40.5840	23.2568	
5.000	26.7190	26.2131	11.5647	
2.725	11.8899	19.5632	7.0058	

Здесь приводятся статистические суммы, взятые для вычисления лучевых концентраций молекул из базы данных CDMS [422].

Таблица 27: Статистические суммы из базы данных CDMS

## Приложение 5. Вращательные диаграммы для линий метанола

Здесь выборочно представлены вращательные диаграммы для линий метанола и карты распределения величин  $T_{\rm rot}$  и  $T_{\rm dust}$  для сравнения.



Рис. 84: Вращательные диаграммы населенностей для линий  $CH_3OH(3_K - 2_K)$  и  $(5_{-1} - 4_0).$ 



Рис. 85: Значения  $T_{\rm rot}$  в наблюдавшихся областях. Источники ионизации показаны красными звездочками. Кроме того, показаны яркие ИК-источники (описание дано в основном тексте).

# Литература

- Boyarchuk A. A., Shustov B. M., Savanov I. S. et al. Scientific problems addressed by the Spektr-UV space project (world space Observatory-Ultraviolet) // Astronomy Reports. - 2016. - Vol. 60, № 1. - P. 1-42.
- [2] Novikov I. D., Likhachev S. F., Shchekinov Y. A. et al. Objectives of the Millimetron Space Observatory science program and technical capabilities of its realization // Physics Uspekhi. — 2021. — Vol. 64, № 4. — P. 386–419.
- McLeod A. F., Klaassen P. D., Reiter M. et al. A probable Keplerian disk feeding an optically revealed massive young star // Nature. - 2024. - Vol. 625, № 7993. -P. 55–59.
- [4] Gaustad J. E., McCullough P. R., Rosing W., Van Buren D. A Robotic Wide-Angle Hα Survey of the Southern Sky // Publ. Astron. Soc. Pacific. – 2001. – Vol. 113, № 789. – P. 1326–1348.
- [5] Drew J. E., Greimel R., Irwin M. J. et al. The INT Photometric Hα Survey of the Northern Galactic Plane (IPHAS) // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2005. - Vol. 362, № 3. - P. 753-776.
- [6] Spitzer L. Physical processes in the interstellar medium. New York: A Wiley-Interscience Publication, 1978.
- [7] Beltrán M. T., Cesaroni R., Moscadelli L., Codella C. The hyperyoung H ii region in G24.78+0.08 A1 // Astron. Astrophys. 2007. Vol. 471, № 1. P. L13–L16.
- [8] Moscadelli L., Cesaroni R., Beltrán M. T., Rivilla V. M. The ionized heart of a molecular disk. ALMA observations of the hyper-compact HII region G24.78+0.08 A1 // Astron. Astrophys. - 2021. - Vol. 650. - P. A142.
- [9] Tanaka K. E. I., Tan J. C., Zhang Y. Outflow-confined HII Regions. I. First Signposts of Massive Star Formation // Astrophys. J. – 2016. – Vol. 818, № 1. – P. 52.

- [10] Anglada G., Rodríguez L. F., Carrasco-González C. Radio jets from young stellar objects // The Astron. and Astrophys. Rev. - 2018. - Vol. 26, № 1. - P. 3.
- [11] Strömgren B. The Physical State of Interstellar Hydrogen. // Astrophys. J. 1939. – Vol. 89. – P. 526.
- [12] Tielens A. G. G. M., Hollenbach D. Photodissociation regions. I Basic model.
   II A model for the Orion photodissociation region // Astrophys. J. 1985. Vol. 291. P. 722-754.
- [13] Tielens A. G. G. M., Hollenbach D. Photodissociation Regions Part Two a Model for the Orion Photodissociation Region // Astrophys. J. - 1985. --Vol. 291. - P. 747.
- [14] Tielens A. G. G. M., Meixner M. M., van der Werf P. P. et al. Anatomy of the Photodissociation Region in the Orion Bar // Science. - 1993. - Vol. 262. -P. 86-89.
- [15] Sternberg A., Dalgarno A. Chemistry in Dense Photon-dominated Regions // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 1995. - Vol. 99. - P. 565.
- [16] Hollenbach D. J., Tielens A. G. G. M. Photodissociation regions in the interstellar medium of galaxies // Reviews of Modern Physics. — 1999. — Vol. 71, № 1. — P. 173–230.
- [17] Gerin M., Neufeld D. A., Goicoechea J. R. Interstellar Hydrides // Ann. Rev. Astron. Astrophys. - 2016. - Vol. 54. - P. 181-225.
- [18] Egorov O. V., Lozinskaya T. A., Moiseev A. V., Smirnov-Pinchukov G. V. The supergiant shell with triggered star formation in the dwarf irregular galaxy IC 2574: neutral and ionized gas kinematics // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2014. - Vol. 444, № 1. - P. 376-391.
- [19] Egorov O. V., Lozinskaya T. A., Moiseev A. V., Shchekinov Y. A. Complexes of triggered star formation in supergiant shell of Holmberg II // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2017. - Vol. 464, № 2. - P. 1833–1853.
- [20] Pabst C., Higgins R., Goicoechea J. R. et al. Disruption of the Orion molecular core 1 by wind from the massive star θ<sup>1</sup> Orionis C // Nature. - 2019. - Vol. 565, № 7741. - P. 618-621.
- [21] Deharveng L., Zavagno A. Observations of star formation triggered by H ii regions // Computational Star Formation / Ed. by J. Alves, B. G. Elmegreen, J. M. Girart, V. Trimble. Vol. 270. 2011. P. 239–246.

- [22] Schneider N., Röllig M., Simon R. et al. Anatomy of the massive star-forming region S106. The [O I] 63 μm line observed with GREAT/SOFIA as a versatile diagnostic tool for the evolution of massive stars // Astron. Astrophys. - 2018. -Vol. 617. - P. A45.
- [23] Mookerjea B., Sandell G., Güsten R. et al. Opening the Treasure Chest in Carina // Astron. Astrophys. - 2019. - Vol. 626. - P. A131.
- [24] Sitnik T. G., Egorov O. V., Lozinskaya T. A. et al. Star-forming regions at the periphery of the supershell surrounding the Cyg OB1 association - II. ISM kinematics and YSOs in the star cluster vdB 130 region // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2019. - Vol. 486, № 2. - P. 2449-2461.
- [25] Sellgren K. The near-infrared continuum emission of visual reflection nebulae. // Astrophys. J. 1984. Vol. 277. P. 623–633.
- [26] Leger A., Puget J. L. Identification of the Unidentified Infrared Emission Features of Interstellar Dust // Astron. Astrophys. - 1984. - Vol. 137. - P. L5-L8.
- [27] Deharveng L., Zavagno A., Caplan J. Triggered massive-star formation on the borders of Galactic H II regions. I. A search for "collect and collapse" candidates // Astron. Astrophys. - 2005. - Vol. 433. - P. 565-577.
- [28] Churchwell E., Povich M. S., Allen D. et al. The Bubbling Galactic Disk // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 649, № 2. – P. 759–778.
- [29] Watson C., Corn T., Churchwell E. B. et al. IR Dust Bubbles. II. Probing the Detailed Structure and Young Massive Stellar Populations of Galactic H II Regions // Astrophys. J. - 2009. - Vol. 694, № 1. - P. 546–555.
- [30] Deharveng L., Schuller F., Anderson L. D. et al. A gallery of bubbles. The nature of the bubbles observed by Spitzer and what ATLASGAL tells us about the surrounding neutral material // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 523. — P. A6.
- [31] Anderson L. D., Zavagno A., Barlow M. J. et al. Distinguishing between HII regions and planetary nebulae with Hi-GAL, WISE, MIPSGAL, and GLIMPSE // Astron. Astrophys. – 2012. – Vol. 537. – P. A1.
- [32] Topchieva A. P., Wiebe D. S., Kirsanova M. S., Krushinskii V. V. Infrared Morphology of Regions of Ionized Hydrogen // Astronomy Reports. — 2017. — Vol. 61. — P. 1015–1030.

- [33] Röllig M., Ossenkopf V., Jeyakumar S. et al. [CII] 158 μm emission and metallicity in photon dominated regions // Astron. Astrophys. — 2006. — Vol. 451, № 3. — P. 917–924.
- [34] Kavak U., Goicoechea J. R., Pabst C. H. M. et al. Breaking Orion's Veil with fossil outflows // Astron. Astrophys. - 2022. - Vol. 660. - P. A109.
- [35] Elmegreen B. G., Lada C. J. Sequential formation of subgroups in OB associations. // Astrophys. J. – 1977. – Vol. 214. – P. 725–741.
- [36] Preibisch T., Zinnecker H. The History of Low-Mass Star Formation in the Upper Scorpius OB Association // Astron. J. – 1999. – Vol. 117, № 5. – P. 2381–2397.
- [37] Thompson M. A., Urquhart J. S., Moore T. J. T., Morgan L. K. The statistics of triggered star formation: an overdensity of massive young stellar objects around Spitzer bubbles // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2012. -Vol. 421, № 1. - P. 408-418.
- [38] Kendrew S., Beuther H., Simpson R. et al. The Milky Way Project and ATLAS-GAL: The Distribution and Physical Properties of Cold Clumps Near Infrared Bubbles // Astrophys. J. - 2016. - Vol. 825, № 2. - P. 142.
- [39] Dirienzo W. J., Indebetouw R., Brogan C. et al. Testing Triggered Star Formation in Six H II Regions // Astron. J. - 2012. - Vol. 144, № 6. - P. 173.
- [40] Anderson L. D., Deharveng L., Zavagno A. et al. Mopra CO Observations of the Bubble H II Region RCW 120 // Astrophys. J. - 2015. - Vol. 800. - P. 101.
- [41] Deharveng L., Zavagno A., Samal M. R. et al. Bipolar H II regions Morphology and star formation in their vicinity. I. G319.88+00.79 and G010.32-00.15 // Astron. Astrophys. 2015. Vol. 582. P. A1.
- [42] Treviño-Morales S. P., Fuente A., Sánchez-Monge Á. et al. The first CO<sup>+</sup> image. I. Probing the HI/H<sub>2</sub> layer around the ultracompact HII region Mon R2 // Astron. Astrophys. - 2016. - Vol. 593. - P. L12.
- [43] Flagey N., Noriega-Crespo A., Billot N., Carey S. J. Spitzer/InfraRed Spectrograph Investigation of MIPSGAL 24 μm Compact Bubbles // Astrophys. J. – 2011. – Vol. 741, № 1. – P. 4.
- [44] Benaglia P., Koribalski B., Peri C. S. et al. High-resolution radio emission from RCW 49/Westerlund 2 // Astron. Astrophys. - 2013. - Vol. 559. - P. A31.
- [45] Panwar N., Samal M. R., Pandey A. K. et al. Understanding Formation of Young, Distributed Low-mass Stars and Clusters in the W4 Cloud Complex // Astron. J. - 2019. - Vol. 157, № 3. - P. 112.

- [46] Hosokawa T., Inutsuka S.-i. Dynamical Expansion of Ionization and Dissociation Front around a Massive Star. II. On the Generality of Triggered Star Formation // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 646, № 1. – P. 240–257.
- [47] Zavagno A., Pomarès M., Deharveng L. et al. Triggered star formation on the borders of the Galactic H ii region RCW 120 // Astron. Astrophys. — 2007. — Vol. 472. — P. 835–846.
- [48] Scoville N. Z., Yun M. S., Clemens D. P. et al. Molecular Clouds and Cloud Cores in the Inner Galaxy // Astrophys. J., Suppl. Ser. – 1987. – Vol. 63. – P. 821.
- [49] Wienen M., Wyrowski F., Menten K. M. et al. ATLASGAL Ammonia observations towards the southern Galactic plane // Astron. Astrophys. — 2018. — Vol. 609. — P. A125.
- [50] Mattern M., Kauffmann J., Csengeri T. et al. SEDIGISM: the kinematics of ATLASGAL filaments // Astron. Astrophys. 2018. Vol. 619. P. A166.
- [51] Lopez L. A., Krumholz M. R., Bolatto A. D. et al. The Role of Stellar Feedback in the Dynamics of H II Regions // Astrophys. J. - 2014. - Vol. 795, № 2. -P. 121.
- [52] Beaumont C. N., Williams J. P. Molecular Rings Around Interstellar Bubbles and the Thickness of Star-Forming Clouds // Astrophys. J. – 2010. – Vol. 709. – P. 791–800.
- [53] Everett J. E., Churchwell E. Dusty Wind-blown Bubbles // Astrophys. J. -2010. Vol. 713, Nº 1. P. 592-602.
- [54] Ellingsen S. P., Voronkov M. A., Cragg D. M. et al. Investigating high-mass star formation through maser surveys // IAU Symposium / Ed. by J. M. Chapman, W. A. Baan. - Vol. 242 of IAU Symposium. - 2007. - P. 213-217.
- [55] Breen S. L., Ellingsen S. P., Caswell J. L., Lewis B. E. 12.2-GHz methanol masers towards 1.2-mm dust clumps: quantifying high-mass star formation evolutionary schemes // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2010. – Vol. 401. – P. 2219–2244.
- [56] Malyshev A. V., Sobolev A. M. Unified Catalogue of Class II Methanol Masers at 6 GHz // Astronomical and Astrophysical Transactions. – 2003. – Vol. 22. – P. 1–5.

- [57] Pestalozzi M. R., Minier V., Booth R. S. A general catalogue of 6.7-GHz methanol masers. I. Data. // Astron. Astrophys. – 2005. – Vol. 432. – P. 737– 742.
- [58] Xu Y., Voronkov M. A., Pandian J. D. et al. Absolute positions of 6.7-GHz methanol masers // Astron. Astrophys. - 2009. - Vol. 507. - P. 1117-1139.
- [59] Caswell J. L. The Methanol Multibeam Survey: a unique window on high-mass star formation in our Galaxy // IAU Symposium / Ed. by T. Wong, J. Ott. – Vol. 292 of IAU Symposium. – 2013. – P. 79–82.
- [60] Reid M. J., Honma M. Microarcsecond Radio Astrometry // Ann. Rev. Astron. Astrophys. - 2014. - Vol. 52. - P. 339-372.
- [61] Sobolev A. M., Gray M. D. Modelling of Cosmic Molecular Masers: Introduction to a Computation Cookbook // IAU Symposium / Ed. by R. S. Booth, W. H. T. Vlemmings, E. M. L. Humphreys. Vol. 287 of IAU Symposium. 2012. P. 13–22.
- [62] Sobolev A. M., Sutton E. C., Watson W. D. et al. Sizes of Masing Parts of Massive Star Forming Regions // Radio Physics and Radio Astronomy. – 2008. – Vol. 13. – P. 76–81.
- [63] Honma M., Nagayama T., Sakai N. Determining dynamical parameters of the Milky Way Galaxy based on high-accuracy radio astrometry // Publ. Astron. Soc. Jpn. - 2015. - Vol. 67. - P. 70.
- [64] Reid M. J., Menten K. M., Brunthaler A. et al. Trigonometric Parallaxes of High Mass Star Forming Regions: The Structure and Kinematics of the Milky Way // Astrophys. J. - 2014. - Vol. 783. - P. 130.
- [65] Burton W. B. The Kinematics of Galactic Spiral Structure // Publ. Astron. Soc. Pacific. - 1973. - Vol. 85. - P. 679-703.
- [66] Georgelin Y. M., Georgelin Y. P. The spiral structure of our Galaxy determined from H II regions // Astron. Astrophys. - 1976. - Vol. 49. - P. 57-79.
- [67] Humphreys R. M. Noncircular motions in the Perseus spiral arm // Astrophys. J. - 1976. - Vol. 206. - P. 114-121.
- [68] Sakai N., Honma M., Nakanishi H. et al. Outer Rotation Curve of the Galaxy with VERA I: Trigonometric Parallax of IRAS 05168+3634 // Publ. Astron. Soc. Jpn. - 2012. - Vol. 64. - P. 108.

- [69] Choi Y. K., Hachisuka K., Reid M. J. et al. Trigonometric Parallaxes of Star Forming Regions in the Perseus Spiral Arm // Astrophys. J. – 2014. – Vol. 790. – P. 99.
- [70] van der Walt D. J., Sobolev A. M., Butner H. Inferences from the kinematic properties of 6.7 GHz methanol masers // Astron. Astrophys. – 2007. – Vol. 464. – P. 1015–1022.
- [71] Jordan C. H., Walsh A. J., Lowe V. et al. MALT-45: a 7 mm survey of the southern Galaxy - I. Techniques and spectral line data // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2015. — Vol. 448. — P. 2344–2361.
- [72] Kretschmer K., Diehl R., Krause M. et al. Kinematics of massive star ejecta in the Milky Way as traced by <sup>26</sup>Al // Astron. Astrophys. — 2013. — Vol. 559. — P. A99.
- [73] Dame T. M., Hartmann D., Thaddeus P. The Milky Way in Molecular Clouds: A New Complete CO Survey // Astrophys. J. - 2001. - Vol. 547. - P. 792-813.
- [74] Krause M. G. H., Diehl R., Bagetakos Y. et al. <sup>26</sup>Al kinematics: superbubbles following the spiral arms?. Constraints from the statistics of star clusters and HI supershells // Astron. Astrophys. - 2015. - Vol. 578. - P. A113.
- [75] Xu Y., Li J. J., Hachisuka K. et al. A high-sensitivity 6.7 GHz methanol maser survey toward H2O sources // Astron. Astrophys. – 2008. – Vol. 485. – P. 729– 734.
- [76] Green J. A., Caswell J. L., Fuller G. A. et al. The 6-GHz methanol multibeam maser catalogue - IV. Galactic longitudes 186-330 including the Orion-Monoceros region // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2012. — Vol. 420. — P. 3108–3125.
- [77] Slysh V. I., Val'tts I. E., Kalenskii S. V. et al. The Medicina survey of methanol masers at 6.7 GHz // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. - 1999. - Vol. 134. -P. 115-128.
- [78] Georgelin Y. M., Georgelin Y. P., Roux S. Observations de nouvelles regions HII galactiques et d'etoiles excitatrices // Astron. Astrophys. 1973. Vol. 25. P. 337.
- [79] Cesaroni R., Felli M., Walmsley C. M. High density molecular clumps around protostellar candidates. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. — 1999. — Vol. 136. — P. 333–361.

- [80] Pestalozzi M., Minier V., Booth R., Conway J. The Onsala blind 6.7 GHz survey of the galactic plane: new methanol masers in the northern hemisphere // Cosmic Masers: From Proto-Stars to Black Holes / Ed. by V. Migenes, M. J. Reid. – Vol. 206 of IAU Symposium. – 2002. – P. 139.
- [81] Szymczak M., Hrynek G., Kus A. J. A survey of the 6.7 GHz methanol maser emission from IRAS sources. I. Data // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. – 2000. – Vol. 143. – P. 269–301.
- [82] Russeil D., Adami C., Georgelin Y. M. Revised distances of Northern HII regions // Astron. Astrophys. – 2007. – Vol. 470, № 1. – P. 161–171.
- [83] Menten K. M. The discovery of a new, very strong, and widespread interstellar methanol maser line // Astrophys. J., Lett. - 1991. - Vol. 380. - P. L75-L78.
- [84] Reid M. J., Menten K. M., Zheng X. W. et al. Trigonometric Parallaxes of Massive Star-Forming Regions. VI. Galactic Structure, Fundamental Parameters, and Noncircular Motions // Astrophys. J. – 2009. – Vol. 700. – P. 137–148.
- [85] Xu Y., Reid M. J., Zheng X. W., Menten K. M. The Distance to the Perseus Spiral Arm in the Milky Way // Science. - 2006. - Vol. 311. - P. 54-57.
- [86] Lyder D. A., Galt J. A Search for Methanol Masers in Star-Forming Regions in the Outer Galaxy // Astron. J. - 1997. - Vol. 113. - P. 1310.
- [87] Evans N. J., II, Beichman C., Gatley I. et al. Infrared studies of the S235 molecular cloud // Astrophys. J. — 1981. — Vol. 246. — P. 409–415.
- [88] Burns R. A., Imai H., Handa T. et al. A 'water spout' maser jet in S235AB-MIR // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Vol. 453. – P. 3163–3173.
- [89] Snell R. L., Dickman R. L., Huang Y.-L. Molecular outflows associated with a flux-limited sample of bright far-infrared sources // Astrophys. J. – 1990. – Vol. 352. – P. 139–148.
- [90] Caswell J. L., Haynes R. F. Southern H II regions an extensive study of radio recombination line emission // Astron. Astrophys. — 1987. — Vol. 171. — P. 261– 276.
- [91] Caswell J. L., Vaile R. A., Ellingsen S. P. et al. Galactic methanol masers at 6.6 GHz // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1995. Vol. 272. P. 96–138.

- [92] Asaki Y., Imai H., Sobolev A. M., Parfenov S. Y. Distance and Proper Motion Measurement of Water Masers in Sharpless 269 IRS 2w // Astrophys. J. – 2014. – Vol. 787. – P. 54.
- [93] Walsh A. J., Hyland A. R., Robinson G., Burton M. G. Studies of ultracompact HII regions - I. Methanol maser survey of IRAS-selected sources // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1997. — Vol. 291. — P. 261–278.
- [94] Pety J. Successes of and Challenges to GILDAS, a State-of-the-Art Radioastronomy Toolkit // SF2A-2005: Semaine de l'Astrophysique Francaise / Ed. by F. Casoli, T. Contini, J. M. Hameury, L. Pagani. — 2005. — P. 721.
- [95] Bronfman L., Nyman L.-A., May J. A CS(2-1) survey of IRAS point sources with color characteristics of ultra-compact HII regions. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. - 1996. - Vol. 115. - P. 81.
- [96] Kim S.-J., Kim H.-D., Lee Y. et al. A Molecular Line Survey of W3(OH) and W3 IRS 5 from 84.7 to 115.6 GHz: Observational Data and Analyses // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 2006. - Vol. 162. - P. 161-206.
- [97] Zinchenko I., Pirogov L., Toriseva M. Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. VII. Core properties on the galactic scale // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. - 1998. - Vol. 133. - P. 337-352.
- [98] Wu Y.-W., Xu Y., Yang J. Multiwavelength study of low-luminosity 6.7-GHz methanol masers // Research in Astronomy and Astrophysics. — 2011. — Vol. 11. — P. 137–155.
- [99] Shirley Y. L., Ellsworth-Bowers T. P., Svoboda B. et al. The Bolocam Galactic Plane Survey. X. A Complete Spectroscopic Catalog of Dense Molecular Gas Observed toward 1.1 mm Dust Continuum Sources with 7.5 deg <= l <= 194 deg // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 2013. - Vol. 209. - P. 2.
- [100] Kirsanova M. S., Sobolev A. M., Thomasson M. et al. Star formation around the HII region Sh2-235 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2008. — Vol. 388. — P. 729–736.
- [101] Bagetakos I., Brinks E., Walter F. et al. The Fine-scale Structure of the Neutral Interstellar Medium in Nearby Galaxies // Astron. J. – 2011. – Vol. 141. – P. 23.
- [102] Ehlerová S., Palouš J. Correlation of HI shells and CO clumps in the outer Milky Way // Astron. Astrophys. – 2016. – Vol. 587. – P. A5.

- [103] Heyer M. H., Carpenter J. M., Ladd E. F. Giant Molecular Cloud Complexes with Optical H II Regions: 12CO and 13CO Observations and Global Cloud Properties // Astrophys. J. - 1996. - Vol. 463. - P. 630.
- [104] Kirsanova M. S., Wiebe D. S., Sobolev A. M. et al. Physical conditions in starforming regions around S235 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2014. - Vol. 437, № 2. - P. 1593-1608.
- [105] Dewangan L. K., Ojha D. K., Luna A. et al. A Multi-wavelength Study of Star Formation Activity in the S235 Complex // Astrophys. J. - 2016. - Vol. 819, № 1. - P. 66.
- [106] Sharpless S. A Catalogue of H II Regions. // Astrophys. J., Suppl. Ser. 1959. Vol. 4. – P. 257.
- [107] Ladeyschikov D. A., Sobolev A. M., Parfenov S. Y. et al. Star formation in the S233 region // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2015. — Vol. 452, № 3. — P. 2306–2317.
- [108] Wouterloot J. G. A., Brand J. IRAS sources beyond the solar circle. I. CO observations. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1989. Vol. 80. P. 149–187.
- [109] Kang J.-h., Koo B.-C., Salter C. An Old Supernova Remnant within an H II Complex at  $l \approx 173^{\circ}$ : FVW 172.8+1.5 // Astron. J. 2012. Vol. 143,  $\mathbb{N}_{2}$  3. P. 75.
- [110] Jose J., Herczeg G. J., Samal M. R. et al. The Low-mass Population in the Young Cluster Stock 8: Stellar Properties and Initial Mass Function // Astrophys. J. – 2017. – Vol. 836, № 1. – P. 98.
- [111] Inutsuka S.-i., Inoue T., Iwasaki K., Hosokawa T. The formation and destruction of molecular clouds and galactic star formation. An origin for the cloud mass function and star formation efficiency // Astron. Astrophys. — 2015. — Vol. 580. — P. A49.
- [112] Heyer M. H., Brunt C., Snell R. L. et al. The Five College Radio Astronomy Observatory CO Survey of the Outer Galaxy // Astrophys. J., Suppl. Ser. – 1998. – Vol. 115, № 2. – P. 241–258.
- [113] Hunter D. A., Massey P. Small Galactic H II regions. I Spectral classifications of massive stars // Astron. J. - 1990. - Vol. 99. - P. 846-856.
- [114] Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al. Gaia Data Release 2.
   Summary of the contents and survey properties // Astron. Astrophys. 2018. Vol. 616. P. A1.
- [115] Lafon G., Deharveng L., Baudry A., de La Noë J. The molecular cloud-H II region complexes associated with Sh 90 and Sh 235. // Astron. Astrophys. – 1983. – Vol. 124. – P. 1–10.
- [116] Quireza C., Rood R. T., Balser D. S., Bania T. M. Radio Recombination Lines in Galactic H II Regions // Astrophys. J., Suppl. Ser. – 2006. – Vol. 165, № 1. – P. 338–359.
- [117] Quireza C., Rood R. T., Bania T. M. et al. The Electron Temperature Gradient in the Galactic Disk // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 653. – P. 1226–1240.
- [118] Straižys V., Drew J. E., Laugalys V. Extinctions and Distances to Dark Clouds from 2MASS, MegaCam and IPHAS Surveys: LDN 1525 in the Direction of the Aur OB1 Association // Baltic Astronomy. - 2010. - Vol. 19. - P. 169–180.
- [119] Esteban C., García-Rojas J. Revisiting the radial abundance gradients of nitrogen and oxygen of the Milky Way // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2018. - Vol. 478, № 2. - P. 2315–2336.
- [120] Thompson R. I., Thronson H. A., Jr., Campbell B. Infrared spectroscopy of the sources in S235 and its implication for the line excess problem // Astrophys. J. – 1983. – Vol. 266. – P. 614–622.
- [121] Felli M., Massi F., Navarrini A. et al. New light on the S235A-B star forming region // Astron. Astrophys. - 2004. - Vol. 420. - P. 553-569.
- [122] Pecaut M. J., Mamajek E. E. Intrinsic Colors, Temperatures, and Bolometric Corrections of Pre-main-sequence Stars // Astrophys. J., Suppl. Ser. – 2013. – Vol. 208, № 1. – P. 9.
- [123] Felli M., Testi L., Valdettaro R., Wang J. J. Star formation in the S 235 A-B complex. // Astron. Astrophys. - 1997. - Vol. 320. - P. 594-604.
- [124] Chavarría L., Allen L., Brunt C. et al. A multiwavelength study of embedded clusters in W5-east, NGC 7538, S235, S252 and S254-S258 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2014. — Vol. 439, № 4. — P. 3719–3754.
- [125] Bieging J. H., Patel S., Peters W. L. et al. The Arizona Radio Observatory CO Mapping Survey of Galactic Molecular Clouds. V. The Sh2-235 Cloud in CO J=2-1, <sup>13</sup>CO J=2-1, and CO J=3-2 // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 2016. --Vol. 226. - P. 13.
- [126] Boley P. A., Sobolev A. M., Krushinsky V. V. et al. S 235 B explained: an accreting Herbig Be star surrounded by reflection nebulosity // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2009. - Vol. 399. - P. 778-782.

- [127] Klein R., Posselt B., Schreyer K. et al. A Millimeter Continuum Survey for Massive Protoclusters in the Outer Galaxy // Astrophys. J., Suppl. Ser. – 2005. – Vol. 161. – P. 361–393.
- [128] Glushkov Y. I., Denisyuk E. K., Karyagina Z. V. Young stellar clusters in diffuse nebulae. // Astron. Astrophys. - 1975. - Vol. 39. - P. 481-485.
- [129] Israel F. P. H II regions and CO clouds: the blister model. // Astron. Astrophys. -1978. - Vol. 70. - P. 769–775.
- [130] Dewangan L. K., Anandarao B. G. Infrared photometric study of the massive star-forming region S235 using Spitzer-Infrared Array Camera and JHK observations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2011. — Vol. 414, № 2. — P. 1526–1544.
- [131] Felli M., Massi F., Robberto M., Cesaroni R. New signposts of massive star formation in the S235A-B region // Astron. Astrophys. - 2006. - Vol. 453, № 3. - P. 911-922.
- [132] Evans I., N. J., Blair G. N., Beckwith S. The energetics of molecular clouds. I. Methods of analysis and application to the S255 molecular cloud. // Astrophys. J. - 1977. - Vol. 217. - P. 448-463.
- [133] Sargent A. I., van Duinen R. J., Nordh H. L., Aalders J. W. G. Far infrared observations of S 255 and S 187. // Astron. Astrophys. - 1981. - Vol. 94. -P. 377-381.
- [134] Avedisova V. S., Kondratenko G. I. Exciting stars and the distances of the diffuse nebulae // Nauchnye Informatsii. — 1984. — Vol. 56. — P. 59.
- [135] Heyer M. H., Snell R. L., Morgan J., Schloerb F. P. A CO and Far-Infrared Study of the S254–S258 Region // Astrophys. J. – 1989. – Vol. 346. – P. 220.
- [136] Dors J., O. L., Copetti M. V. F. Determination of temperature of the ionizing stars of H II regions // Astron. Astrophys. - 2003. - Vol. 404. - P. 969-974.
- [137] Chavarría L. A., Allen L. E., Hora J. L. et al. Spitzer Observations of the Massive Star-forming Complex S254-S258: Structure and Evolution // Astrophys. J. – 2008. – Vol. 682, № 1. – P. 445–462.
- [138] Bieging J. H., Peters W. L., Vila Vilaro B. et al. Sequential Star Formation in the Sh 254-258 Molecular Cloud: Heinrich Hertz Telescope Maps of CO J = 2-1 and 3-2 Emission // Astron. J. - 2009. - Vol. 138, № 3. - P. 975-985.

- [139] Ojha D. K., Samal M. R., Pandey A. K. et al. Star Formation Activity in the Galactic H II Complex S255-S257 // Astrophys. J. - 2011. - Vol. 738, № 2. -P. 156.
- [140] Kohno M., Omodaka T., Handa T. et al. Ammonia mapping observations toward the Galactic massive star-forming region Sh 2-255 and Sh 2-257 // Publ. Astron. Soc. Jpn. - 2022. - Vol. 74, № 3. - P. 545-556.
- [141] Wang Y., Beuther H., Bik A. et al. Different evolutionary stages in the massive star-forming region S255 complex // Astron. Astrophys. 2011. Vol. 527. P. A32.
- [142] Zinchenko I., Liu S. Y., Su Y. N. et al. The Disk-outflow System in the S255IR Area of High-mass Star Formation // Astrophys. J. - 2015. - Vol. 810, № 1. -P. 10.
- [143] Zemlyanukha P. M., Zinchenko I. I., Salii S. V. et al. The Spatial-Kinematic Structure of the Region of Massive Star Formation S255N on Various Scales // Astronomy Reports. - 2018. - Vol. 62, № 5. - P. 326-345.
- [144] Mucciarelli P., Preibisch T., Zinnecker H. Revealing the "missing" low-mass stars in the S254-S258 star forming region by deep X-ray imaging // Astron. Astrophys. - 2011. - Vol. 533. - P. A121.
- [145] Wang Y., Beuther H., Bik A. et al. Different evolutionary stages in the massive star-forming region S255 complex // Astron. Astrophys. 2011. Vol. 527. P. A32.
- [146] Zinchenko I., Liu S. Y., Su Y. N. et al. A Multi-wavelength High-resolution study of the S255 Star-forming Region: General Structure and Kinematics // Astrophys. J. - 2012. - Vol. 755, № 2. - P. 177.
- [147] Samal M. R., Ojha D. K., Jose J. et al. Star formation in the filament of S254-S258 OB complex: a cluster in the process of being created // Astron. Astrophys. - 2015. - Vol. 581. - P. A5.
- [148] Ryabukhina O. L., Zinchenko I. I., Samal M. R. et al. Study of the filamentary infrared dark cloud G192.76+00.10 in the S254-S258 OB complex // Research in Astronomy and Astrophysics. - 2018. - Vol. 18, № 8. - P. 095.
- [149] Moffat A. F. J., Fitzgerald M. P., Jackson P. D. The rotation and structure of the Galaxy beyond the solar circle. I. Photometry and spectroscopy of 276 stars in 45 H II regions and other young stellar groups toward the galactic anticentre. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. — 1979. — Vol. 38. — P. 197–225.

- [150] Fernández-Martín A., Pérez-Montero E., Vílchez J. M., Mampaso A. Chemical distribution of H II regions towards the Galactic anticentre // Astron. Astrophys. - 2017. - Vol. 597. - P. A84.
- [151] Méndez-Delgado J. E., Amayo A., Arellano-Córdova K. Z. et al. Gradients of chemical abundances in the Milky Way from H II regions: distances derived from Gaia EDR3 parallaxes and temperature inhomogeneities // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2022. — Vol. 510, № 3. — P. 4436–4455.
- [152] Esteban C., García-Rojas J. Revisiting the radial abundance gradients of nitrogen and oxygen of the Milky Way // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2018. - Vol. 478, № 2. - P. 2315-2336.
- [153] Wenger T. V., Balser D. S., Anderson L. D., Bania T. M. Metallicity Structure in the Milky Way Disk Revealed by Galactic H II Regions // Astrophys. J. – 2019. – Vol. 887, № 2. – P. 114.
- [154] Gaia Collaboration. VizieR Online Data Catalog: Gaia EDR3 (Gaia Collaboration, 2020) // VizieR Online Data Catalog. - 2020. - P. I/350.
- [155] Ungerechts H., Umbanhowar P., Thaddeus P. A CO Survey of Giant Molecular Clouds near Cassiopeia A and NGC 7538 // Astrophys. J. - 2000. - Vol. 537, № 1. - P. 221-235.
- [156] Fallscheer C., Reid M. A., Di Francesco J. et al. Herschel Reveals Massive Cold Clumps in NGC 7538 // Astrophys. J. − 2013. − Vol. 773, № 2. − P. 102.
- [157] Beuther H., Schneider N., Simon R. et al. FEEDBACK from the NGC 7538 H II region // Astron. Astrophys. - 2022. - Vol. 659. - P. A77.
- [158] Kawabe R., Suzuki M., Hirano N. et al. Aperture Synthesis CS Observations of NGC 7538 IRS 1–3: Ring of Dense Gas around IRS 1 // Publ. Astron. Soc. Jpn. - 1992. - Vol. 44. - P. 435-446.
- [159] Zheng X. W., Zhang Q., Ho P. T. P., Pratap P. Multifield Mosaic of the NGC 7538 Region // Astrophys. J. − 2001. − Vol. 550, № 1. − P. 301–313.
- [160] Moscadelli L., Reid M. J., Menten K. M. et al. Trigonometric Parallaxes of Massive Star-Forming Regions. II. Cep A and NGC 7538 // Astrophys. J. – 2009. – Vol. 693, № 1. – P. 406–412.
- [161] Foster T., Brunt C. M. A CGPS Look at the Spiral Structure of the Outer Milky Way. I. Distances and Velocities to Star-forming Regions // Astron. J. – 2015. – Vol. 150, № 5. – P. 147.

- [162] Koumpia E., Harvey P. M., Ossenkopf V. et al. Temperatures of dust and gas in S 140 // Astron. Astrophys. - 2015. - Vol. 580. - P. A68.
- [163] Ossenkopf V., Koumpia E., Okada Y. et al. Fine-structure line deficit in S 140 // Astron. Astrophys. - 2015. - Vol. 580. - P. A83.
- [164] Russeil D. Star-forming complexes and the spiral structure of our Galaxy // Astron. Astrophys. - 2003. - Vol. 397. - P. 133-146.
- [165] Gaia Collaboration. VizieR Online Data Catalog: Gaia DR2 (Gaia Collaboration, 2018) // VizieR Online Data Catalog. - 2018. - P. I/345.
- [166] Martins F., Pomarès M., Deharveng L. et al. Near-IR integral field spectroscopy of ionizing stars and young stellar objects on the borders of H II regions // Astron. Astrophys. - 2010. - Vol. 510. - P. A32.
- [167] Deharveng L., Zavagno A., Schuller F. et al. Star formation around RCW 120, the perfect bubble // Astron. Astrophys. - 2009. - Vol. 496. - P. 177-190.
- [168] Tremblin P., Schneider N., Minier V. et al. Ionization compression impact on dense gas distribution and star formation. Probability density functions around H II regions as seen by Herschel // Astron. Astrophys. — 2014. — Vol. 564. — P. A106.
- [169] Zavagno A., Russeil D., Motte F. et al. Star formation triggered by the Galactic H II region RCW 120. First results from the Herschel Space Observatory // Astron. Astrophys. - 2010. - Vol. 518. - P. L81.
- [170] Figueira M., Zavagno A., Deharveng L. et al. Star formation towards the Galactic H II region RCW 120. Herschel observations of compact sources // Astron. Astrophys. - 2017. - Vol. 600. - P. A93.
- [171] Anderson L. D., Zavagno A., Rodón J. A. et al. The physical properties of the dust in the RCW 120 H II region as seen by Herschel // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 518. — P. L99.
- [172] Marsh K. A., Whitworth A. P. RCW 120: a possible case of hit and run, elucidated by multitemperature dust mapping // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2019. - Vol. 483. - P. 352-358.
- [173] O'Dell C. R. The Orion Nebula and its Associated Population // Ann. Rev. Astron. Astrophys. - 2001. - Vol. 39. - P. 99-136.
- [174] Habing H. J. The interstellar radiation density between 912 A and 2400 A // Bull. Astron. Inst. Neth. -1968. Vol. 19. P. 421.

- [175] Sota A., Maíz Apellániz J., Walborn N. R. et al. The Galactic O-Star Spectroscopic Survey. I. Classification System and Bright Northern Stars in the Blueviolet at R ~ 2500 // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 2011. - Vol. 193. - P. 24.
- [176] Tsivilev A. P., Parfenov S. Y., Sobolev A. M. Physical Parameters of HII/PDR Complex in Orion Bar Estimated by Observations of 8 mm Recombination Lines. Effective Temperature of Theta 1 C Ori Star // Odessa Astronomical Publications. - 2014. - Vol. 27. - P. 81.
- [177] Ferland G. J., Henney W. J., O'Dell C. R. et al. Pumping up the [N I] Nebular Lines // Astrophys. J. - 2012. - Vol. 757. - P. 79.
- [178] Hogerheijde M. R., Jansen D. J., van Dishoeck E. F. Millimeter and submillimeter observations of the Orion Bar. I. Physical structure. // Astron. Astrophys. – 1995. – Vol. 294. – P. 792–810.
- [179] Jansen D. J., Spaans M., Hogerheijde M. R., van Dishoeck E. F. Millimeter and submillimeter observations of the Orion Bar. II. Chemical models. // Astron. Astrophys. - 1995. - Vol. 303. - P. 541.
- [180] Andree-Labsch S., Ossenkopf-Okada V., Röllig M. Modelling clumpy photondominated regions in 3D. Understanding the Orion Bar stratification // Astron. Astrophys. - 2017. - Vol. 598. - P. A2.
- [181] Sellgren K., Tokunaga A. T., Nakada Y. The 3.3 micron feature, H2, and ionized gas in the Orion bar // Astrophys. J. - 1990. - Vol. 349. - P. 120-125.
- [182] Goicoechea J. R., Pety J., Cuadrado S. et al. Compression and ablation of the photo-irradiated molecular cloud the Orion Bar // Nature. - 2016. - Vol. 537. -P. 207-209.
- [183] Flower D. R. Rotational excitation of HCO<sup>+</sup> by H\_2 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 1999. - Vol. 305, № 3. - P. 651-653.
- [184] Shirley Y. L. The Critical Density and the Effective Excitation Density of Commonly Observed Molecular Dense Gas Tracers // Publ. Astron. Soc. Pacific. – 2015. – Vol. 127. – P. 299.
- [185] Habart E., Le Gal R., Alvarez C. et al. High-angular-resolution NIR view of the Orion Bar revealed by Keck/NIRC2 // Astron. Astrophys. - 2023. - Vol. 673. -P. A149.
- [186] Habart E., Peeters E., Berné O. et al. PDRs4All II: JWST's NIR and MIR imaging view of the Orion Nebula // arXiv e-prints. – 2023. – P. arXiv:2308.16732.

- [187] Tielens A. G. G. M. The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium. UK: Cambridge University Press, 2005.
- [188] Zinnecker H., Yorke H. W. Toward understanding massive star formation // Ann. Rev. Astron. Astrophys. - 2007. - Vol. 45. - P. 481-563.
- [189] Osterbrock D. E., Ferland G. J. Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei. — Sausalito, CA: University Science Books, 2006.
- [190] Goldsworthy F. A. Ionization Fronts in Interstellar Gas and the Expansion of HII Regions // Royal Society of London Philosophical Transactions Series A. – 1961. – Vol. 253. – P. 277–300.
- [191] Newman R. C., Axford W. I. The Expansion of H II Regions // Astrophys. J. 1968. – Vol. 153. – P. 595–614.
- [192] Franco J., Tenorio-Tagle G., Bodenheimer P. On the Formation and Expansion of H II Regions // Astrophys. J. - 1990. - Vol. 349. - P. 126.
- [193] Raga A. C., Cantó J., Rodríguez L. F. The universal time-evolution of an expanding HII region // Rev. Mex. Astron. Astrof. - 2012. - Vol. 48. - P. 149–157.
- [194] Mathews W. G. The Time Evolution of an H II Region. // Astrophys. J. 1965. Vol. 142. P. 1120–1140.
- [195] Lasker B. M. Ionization Fronts for H II Regions with Magnetic Fields // Astrophys. J. - 1966. - Vol. 146. - P. 471-479.
- [196] Tenorio-Tagle G. The time evolution of an ionization front // Astron. Astrophys. - 1976. - Vol. 53. - P. 411-417.
- [197] Tenorio-Tagle G. The gas dynamics of H II regions. I. The champagne model. // Astron. Astrophys. - 1979. - Vol. 71. - P. 59-65.
- [198] Bodenheimer P., Tenorio-Tagle G., Yorke H. W. The gas dynamics of H II regions. II. Two-dimensional axisymmetric calculations. // Astrophys. J. – 1979. – Vol. 233. – P. 85–96.
- [199] Yorke H. W., Bodenheimer P., Tenorio-Tagle G. The gas dynamics of H II regions. VI - H II regions in collapsing massive molecular clouds // Astron. Astrophys. - 1982. - Vol. 108. - P. 25-41.
- [200] Rodriguez-Gaspar J. A., Tenorio-Tagle G. The hydrodynamics and ionization structure of gaseous nebulae. I. The time-dependent solution // Astron. Astrophys. - 1998. - Vol. 331. - P. 347-360.

- [201] Raga A. C., Cantó J., Rodríguez L. F. Analytic and numerical models for the expansion of a compact H II region // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2012. - Vol. 419, № 1. - P. L39–L43.
- [202] Mellema G., Arthur S. J., Henney W. J. et al. Dynamical H II Region Evolution in Turbulent Molecular Clouds // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 647. – P. 397– 403.
- [203] Mac Low M.-M., Toraskar J., Oishi J. S., Abel T. Dynamical Expansion of H II Regions from Ultracompact to Compact Sizes in Turbulent, Self-gravitating Molecular Clouds // Astrophys. J. - 2007. - Vol. 668. - P. 980-992.
- [204] Garcia-Segura G., Franco J. From Ultracompact to Extended H II Regions // Astrophys. J. – 1996. – Vol. 469. – P. 171.
- [205] Williams R. J. R., Dyson J. E., Pavlakis K. Structure and Stability of Ionization Fronts // Astrophys. and Space Sci. - 2000. - Vol. 272. - P. 155-162.
- [206] Bisbas T. G., Haworth T. J., Williams R. J. R. et al. STARBENCH: the Dtype expansion of an H II region // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2015. - Vol. 453, № 2. - P. 1324-1343.
- [207] Elitzur M., de Jong T. A model for the maser sources associated with H II regions // Astron. Astrophys. - 1978. - Vol. 67. - P. 323-332.
- [208] Bertoldi F., Draine B. T. Nonequilibrium Photodissociation Regions: Ionization-Dissociation Fronts // Astrophys. J. - 1996. - Vol. 458. - P. 222.
- [209] Störzer H., Hollenbach D. Nonequilibrium Photodissociation Regions with Advancing Ionization Fronts // Astrophys. J. - 1998. - Vol. 495. - P. 853-870.
- [210] Hollenbach D., McKee C. F. Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. I Physical processes // Astrophys. J., Suppl. Ser. – 1979. – Vol. 41. – P. 555–592.
- [211] Hollenbach D., McKee C. F. Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. III Results of J shocks in molecular clouds // Astrophys. J. - 1989. - Vol. 342. - P. 306-336.
- [212] van Dishoeck E. F., Black J. H. The photodissociation and chemistry of interstellar CO // Astrophys. J. – 1988. – Vol. 334. – P. 771–802.
- [213] Lee H.-H., Herbst E., Pineau des Forets D. et al. Photodissociation og H<sub>2</sub> and CO and time dependent chemistry in inhomogeneous interstellar clouds // Astron. Astrophys. - 1996. - Vol. 311. - P. 690-707.

- [214] Röllig M., Abel N. P., Bell T. et al. A photon dominated region code comparison study // Astron. Astrophys. - 2007. - Vol. 467. - P. 187-206.
- [215] Shaw G., Ferland G. J., Abel N. P. et al. Molecular Hydrogen in Star-forming Regions: Implementation of its Microphysics in CLOUDY // Astrophys. J. – 2005. – Vol. 624, № 2. – P. 794–807.
- [216] Meijerink R., Spaans M. Diagnostics of irradiated gas in galaxy nuclei. I. A farultraviolet and X-ray dominated region code // Astron. Astrophys. — 2005. — Vol. 436, № 2. — P. 397–409.
- [217] Le Bourlot J., Pineau Des Forets G., Roueff E., Flower D. R. Infrared and submillimetric emission lines from the envelopes of dark clouds. // Astron. Astrophys. - 1993. - Vol. 267. - P. 233-254.
- [218] Sternberg A., Dalgarno A. The Infrared Response of Molecular Hydrogen Gas to Ultraviolet Radiation: High-Density Regions // Astrophys. J. – 1989. – Vol. 338. – P. 197.
- [219] Bisbas T. G., Haworth T. J., Barlow M. J. et al. TORUS-3DPDR: a selfconsistent code treating three-dimensional photoionization and photodissociation regions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2015. — Vol. 454, № 3. — P. 2828–2843.
- [220] 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. — Vol. 80. — P. 753–790.
- [221] Millar T. J., Farquhar P. R. A., Willacy K. The UMIST Database for Astrochemistry 1995 // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. – 1997. – Vol. 121. – P. 139–185.
- [222] van Dishoeck E. F., Jonkheid B., van Hemert M. C. Photoprocesses in protoplanetary disks // Faraday Discussions. - 2006. - Vol. 133. - P. 231.
- [223] Heays A. N., Bosman A. D., van Dishoeck E. F. Photodissociation and photoionisation of atoms and molecules of astrophysical interest // Astron. Astrophys. – 2017. – Vol. 602. – P. A105.
- [224] Draine B. T., Bertoldi F. Structure of Stationary Photodissociation Fronts // Astrophys. J. - 1996. - Vol. 468. - P. 269.
- [225] Ferland G. J., Porter R. L., van Hoof P. A. M. et al. The 2013 Release of Cloudy // Rev. Mex. Astron. Astrof. - 2013. - Vol. 49. - P. 137-163.

- [226] Brown P. N., Byrne G. D., Hindmarsh A. C. VODE: A Variable-Coefficient ODE Solve // SIAM J. Sci. Stat. Comput. - 1989. - Vol. 10. - P. 1038-1051.
- [227] 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. Astrophys. — 2004. — Vol. 428. — P. 511–521.
- [228] Draine B. T. Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium. Princeton: Princeton University Press, 2011.
- [229] Neufeld D. A., Kaufman M. J. Radiative Cooling of Warm Molecular Gas // Astrophys. J. - 1993. - Vol. 418. - P. 263.
- [230] Kurucz R. L. Model atmospheres for G, F, A, B, and O stars // Astrophys. J., Suppl. Ser. -1979. Vol. 40. P. 1–340.
- [231] Martins F., Schaerer D., Hillier D. J. A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars // Astron. Astrophys. - 2005. - Vol. 436. - P. 1049-1065.
- [232] Diaz-Miller R. I., Franco J., Shore S. N. Photoionized and Photodissociated Regions around Main-Sequence Stars // Astrophys. J. - 1998. - Vol. 501, № 1. -P. 192-206.
- [233] Draine B. T., Li A. Infrared Emission from Interstellar Dust. IV. The Silicate-Graphite-PAH Model in the Post-Spitzer Era // Astrophys. J. – 2007. – Vol. 657, № 2. – P. 810–837.
- [234] Draine B. T., Salpeter E. E. On the physics of dust grains in hot gas. // Astrophys. J. - 1979. - Vol. 231. - P. 77-94.
- [235] Weingartner J. C., Draine B. T. Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud // Astrophys. J. - 2001. - Vol. 548, № 1. - P. 296-309.
- [236] Walmsley C. M., Natta A., Oliva E., Testi L. The structure of the Orion bar // Astron. Astrophys. - 2000. - Vol. 364. - P. 301-317.
- [237] van der Tak F. F. S., Black J. H., Schöier F. L. et al. A computer program for fast non-LTE analysis of interstellar line spectra. With diagnostic plots to interpret observed line intensity ratios // Astron. Astrophys. - 2007. - Vol. 468, № 2. - P. 627-635.
- [238] Salgado F., Berné O., Adams J. D. et al. The Orion HII Region and the Orion Bar in the Mid-infrared // Astrophys. J. - 2016. - Vol. 830, № 2. - P. 118.

- [239] Pellegrini E. W., Baldwin J. A., Ferland G. J. et al. Orion's Bar: Physical Conditions Across the Definitive H<sup>+</sup>/H<sup>0</sup>/H<sub>2</sub> Interface // Astrophys. J. – 2009. – Vol. 693. – P. 285–302.
- [240] Draine B. T. Photoelectric heating of interstellar gas. // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 1978. - Vol. 36. - P. 595-619.
- [241] Bohlin R. C., Savage B. D., Drake J. F. A survey of interstellar H I from Lalpha absorption measurements. II. // Astrophys. J. – 1978. – Vol. 224. – P. 132–142.
- [242] Rachford B. L., Snow T. P., Destree J. D. et al. Molecular Hydrogen in the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Translucent Lines of Sight: The Full Sample // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 2009. - Vol. 180, № 1. - P. 125–137.
- [243] Le Teuff Y. H., Millar T. J., Markwick A. J. The UMIST database for astrochemistry 1999 // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. - 2000. - Vol. 146. -P. 157-168.
- [244] Schöier F. L., van der Tak F. F. S., van Dishoeck E. F., Black J. H. An atomic and molecular database for analysis of submillimetre line observations // Astron. Astrophys. - 2005. - Vol. 432. - P. 369-379.
- [245] Yang B., Stancil P. C., Balakrishnan N. et al. Quantum Calculation of Inelastic CO Collisions with H. I. Rotational Quenching of Low-lying Rotational Levels // Astrophys. J. - 2013. - Vol. 771. - P. 49.
- [246] Menten K. M., Reid M. J., Forbrich J., Brunthaler A. The distance to the Orion Nebula // Astron. Astrophys. - 2007. - Vol. 474, № 2. - P. 515-520.
- [247] Werner M. W., Gatley I., Harper D. A. et al. One arc-minute resolution maps of the Orion nebula at 20, 50, and 100 microns. // Astrophys. J. – 1976. – Vol. 204. – P. 420–423.
- [248] Tauber J. A., Tielens A. G. G. M., Meixner M., Goldsmith P. F. Anatomy of a Photodissociation Region: High angular resolution images of molecular emission in the Orion Bar // Astrophys. J. - 1994. - Vol. 422. - P. 136-152.
- [249] Sorochenko R. L., Tsivilev A. P. Physical Conditions in Photodissociation Regions from Observations of Carbon Radio Recombination Lines and IR Fine-Structure Lines of CII and OI // Astronomy Reports. — 2000. — Vol. 44. — P. 426–435.
- [250] Nagy Z., Van der Tak F. F. S., Ossenkopf V. et al. The chemistry of ions in the Orion Bar I. - CH<sup>+</sup>, SH<sup>+</sup>, and CF<sup>+</sup>. The effect of high electron density and

vibrationally excited  $H_2$  in a warm PDR surface // Astron. Astrophys. -2013. - Vol. 550. - P. A96.

- [251] Nagy Z., Choi Y., Ossenkopf-Okada V. et al. Herschel/HIFI spectral line survey of the Orion Bar. Temperature and density differentiation near the PDR surface // Astron. Astrophys. 2017. Vol. 599. P. A22.
- [252] White G. J., Sandell G. CI, CO and 790 μm continuum observations of the Orion molecular cloud and ionisation bar. // Astron. Astrophys. – 1995. – Vol. 299. – P. 179.
- [253] Stoerzer H., Stutzki J., Sternberg A. CO<sup>++</sup> in the Orion Bar, M17 and S140 star-forming regions. // Astron. Astrophys. – 1995. – Vol. 296. – P. L9.
- [254] Fuente A., Rodríguez-Franco A., Testi L. et al. First Evidence of Dusty Disks around Herbig Be Stars // Astrophys. J., Lett. - 2003. - Vol. 598. - P. L39-L42.
- [255] Hosokawa T., Inutsuka S.-i. Dynamical Expansion of Ionization and Dissociation Fronts around a Massive Star. I. A Mode of Triggered Star Formation // Astrophys. J. – 2005. – Vol. 623. – P. 917–921.
- [256] Joblin C., Bron E., Pinto C. et al. Structure of photodissociation fronts in starforming regions revealed by Herschel observations of high-J CO emission lines // Astron. Astrophys. - 2018. - Vol. 615. - P. A129.
- [257] Shaw G., Ferland G. J., Henney W. J. et al. Rotationally Warm Molecular Hydrogen in the Orion Bar // Astrophys. J. – 2009. – Vol. 701. – P. 677–685.
- [258] Sorochenko R. L., Smirnov G. T. Detection of radio recombination lines of hydrogen ionized by cosmic-ray protons in the cool interstellar medium // Astronomy Reports. - 2010. - Vol. 54. - P. 776-783.
- [259] Indriolo N., McCall B. J. Investigating the Cosmic-Ray Ionization Rate in the Galactic Diffuse Interstellar Medium through Observations of H<sup>+</sup>  $_3$  // Astrophys. J. 2012. Vol. 745. P. 91.
- [260] Neufeld D. A., Wolfire M. G. The Cosmic-Ray Ionization Rate in the Galactic Disk, as Determined from Observations of Molecular Ions // Astrophys. J. – 2017. – Vol. 845. – P. 163.
- [261] Abel N. P., Brogan C. L., Ferland G. J. et al. Physical Conditions in Orion's Veil // Astrophys. J. - 2004. - Vol. 609. - P. 247-260.
- [262] Abel N. P. The H<sup>+</sup> region contribution to [CII] 158-μm emission // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2006. - Vol. 368, № 4. - P. 1949-1958.

- [263] Abel N. P., Ferland G. J., O'Dell C. R., Troland T. H. Orion's Veil. IV. H<sub>2</sub> Excitation and Geometry // Astrophys. J. - 2016. - Vol. 819, № 2. - P. 136.
- [264] Redman M. P., Williams R. J. R., Dyson J. E. Cometary and bipolar ultracompact HII regions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1998. – Vol. 298, № 1. – P. 33–41.
- [265] Arthur S. J., Hoare M. G. Hydrodynamics of Cometary Compact H II Regions // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 2006. - Vol. 165, № 1. - P. 283-306.
- [266] Steggles H. G., Hoare M. G., Pittard J. M. Hydrodynamical models of cometary H II regions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2017. — Vol. 466, № 4. — P. 4573–4591.
- [267] Emprechtinger M., Wiedner M. C., Simon R. et al. The molecular environment of the massive star forming region NGC 2024: Multi CO transition analysis // Astron. Astrophys. - 2009. - Vol. 496, № 3. - P. 731-739.
- [268] Pabst C. H. M., Goicoechea J. R., Teyssier D. et al. Expanding bubbles in Orion A: [C II] observations of M 42, M 43, and NGC 1977 // Astron. Astrophys. – 2020. – Vol. 639. – P. A2.
- [269] Beuther H., Schneider N., Simon R. et al. FEEDBACK from the NGC 7538 H
  II region // Astron. Astrophys. 2022. Vol. 659. P. A77.
- [270] Leike R. H., Glatzle M., Enßlin T. A. Resolving nearby dust clouds // Astron. Astrophys. - 2020. - Vol. 639. - P. A138.
- [271] Bialy S., Zucker C., Goodman A. et al. The Per-Tau Shell: A Giant Star-forming Spherical Shell Revealed by 3D Dust Observations // Astrophys. J., Lett. – 2021. – Vol. 919, № 1. – P. L5.
- [272] Rezaei Kh. S., Bailer-Jones C. A. L., Soler J. D., Zari E. Detailed 3D structure of Orion A in dust with Gaia DR2 // Astron. Astrophys. – 2020. – Vol. 643. – P. A151.
- [273] Foley M. M., Goodman A., Zucker C. et al. A 3D View of Orion. I. Barnard's Loop // Astrophys. J. − 2023. − Vol. 947, № 2. − P. 66.
- [274] Eiermann J. M., Caputo M., Lai T. S. Y., Witt A. N. The 3D Geometry of Reflection Nebulae IC 59 and IC 63 with their illuminating Star Gamma Cas // arXiv e-prints. - 2024. - P. arXiv:2401.06941.
- [275] Moiseev A., Perepelitsyn A., Oparin D. Mapper of Narrow Galaxy Lines (MaN-GaL): new tunable filter imager for Caucasian telescopes // Experimental Astronomy. 2020. Vol. 50, № 2-3. P. 199–214.

- [276] Moiseev A. V. Scanning Fabry–Perot Interferometer of the 6-m SAO RAS Telescope // Astrophysical Bulletin. - 2021. - Vol. 76, № 3. - P. 316-339.
- [277] Jones D. H., Shopbell P. L., Bland-Hawthorn J. Detection and measurement from narrow-band tunable filter scans // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2002. - Vol. 329. - P. 759-774.
- [278] Kartasheva T. A., Chunakova N. M. Spectral Atmospheric Transparency in Spetsialnoi-Astrof USSR an from 1974 TO 1976 // Astrofizicheskie Issledovaniia Izvestiya Spetsial'noj Astrofizicheskoj Observatorii. — 1978. — Vol. 10. — P. 44.
- [279] Lang D., Hogg D. W., Mierle K. et al. Astrometry.net: Blind Astrometric Calibration of Arbitrary Astronomical Images // Astron. J. - 2010. - Vol. 139, № 5. - P. 1782-1800.
- [280] Ardilanov V. I., Murzin V. A., Afanasieva I. V. et al. Development of Large-Format Camera Systems Based on the LatestGeneration Sensors for the 6-m Telescope // Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century / Ed. by I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin, A. F. Valeev, D. O. Kudryavtsev. - 2020. - P. 115-118.
- [281] Afanasieva I., Murzin V., Ardilanov V. et al. Astronomical Camera Based on a CCD261-84 Detector with Increased Sensitivity in the Near-Infrared // Photonics for Solar Energy Systems IX. - 2023. - Vol. 10, № 7. - P. 774.
- [282] Lang D., Hogg D. W., Mierle K. et al. Astrometry.net: Blind Astrometric Calibration of Arbitrary Astronomical Images // Astron. J. - 2010. - Vol. 139, № 5. - P. 1782-1800.
- [283] Afanasiev V. L., Moiseev A. V. Scorpio on the 6 m Telescope: Current State and Perspectives for Spectroscopy of Galactic and Extragalactic Objects // Baltic Astronomy. - 2011. - Vol. 20. - P. 363-370.
- [284] Moiseev A. V., Egorov O. V. Reduction of CCD observations made with the Fabry-Perot scanning interferometer. II. Additional procedures // Astrophysical Bulletin. - 2008. - Vol. 63. - P. 181-192.
- [285] Proxauf B., Öttl S., Kimeswenger S. Upgrading electron temperature and electron density diagnostic diagrams of forbidden line emission // Astron. Astrophys. - 2014. - Vol. 561. - P. A10.
- [286] Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction // Astrophys. J. – 1989. – Vol. 345. – P. 245– 256.

- [287] Pilyugin L. S., Vilchez J. M., Thuan T. X. New Improved Calibration Relations for the Determination of Electron Temperatures and Oxygen and Nitrogen Abundances in H II Regions // Astrophys. J. - 2010. - Vol. 720, № 2. - P. 1738-1751.
- [288] Kawada M., Baba H., Barthel P. D. et al. The Far-Infrared Surveyor (FIS) for AKARI // Publ. Astron. Soc. Jpn. - 2007. - Vol. 59. - P. S389.
- [289] Murakami H., Baba H., Barthel P. et al. The Infrared Astronomical Mission AKARI\* // Publ. Astron. Soc. Jpn. – 2007. – Vol. 59. – P. S369–S376.
- [290] Kaneda H., Kim W., Onaka T. et al. In-Orbit Focal Adjustment of the AKARI Telescope with Infrared Camera (IRC) Images // Publ. Astron. Soc. Jpn. – 2007. – Vol. 59. – P. S423.
- [291] Doi Y., Takita S., Ootsubo T. et al. The AKARI far-infrared all-sky survey maps // Publ. Astron. Soc. Jpn. - 2015. - Vol. 67. - P. 50.
- [292] Takita S., Doi Y., Ootsubo T. et al. Calibration of the AKARI far-infrared all-sky survey maps // Publ. Astron. Soc. Jpn. – 2015. – Vol. 67. – P. 51.
- [293] Ueta T., Szczerba R., Fullard A. G., Takita S. On surface brightness and flux calibration for point and compact extended sources in the AKARI Far-IR All-Sky Survey (AFASS) maps // Publ. Astron. Soc. Jpn. - 2019. - Vol. 71, № 1. - P. 5.
- [294] Hildebrand R. H. The determination of cloud masses and dust characteristics from submillimetre thermal emission. // Quart. J. R. Astron. Soc. — 1983. — Vol. 24. — P. 267–282.
- [295] Planck Collaboration, Abergel A., Ade P. A. R. et al. Planck 2013 results. XI. Allsky model of thermal dust emission // Astron. Astrophys. — 2014. — Vol. 571. — P. A11.
- [296] Marsh K. A., Whitworth A. P., Lomax O. et al. Multitemperature mapping of dust structures throughout the Galactic Plane using the PPMAP tool with Herschel Hi-GAL data // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2017. — Vol. 471, № 3. — P. 2730–2742.
- [297] Kim S.-H., Martin P. G., Hendry P. D. The Size Distribution of Interstellar Dust Particles as Determined from Extinction // Astrophys. J. - 1994. - Vol. 422. -P. 164.
- [298] Condon J. J., Cotton W. D., Greisen E. W. et al. The NRAO VLA Sky Survey // Astron. J. - 1998. - Vol. 115. - P. 1693-1716.

- [299] Silverglate P. R., Terzian Y. Carbon and hydrogen radio recombination lines from H II regions. // Astrophys. J. - 1978. - Vol. 224. - P. 437-443.
- [300] Evans N. J., II, Blair G. N. The energetics of molecular clouds. III The S235 molecular cloud // Astrophys. J. 1981. Vol. 246. P. 394-408.
- [301] Ossenkopf V., Henning T. Dust opacities for protostellar cores. // Astron. Astrophys. - 1994. - Vol. 291. - P. 943-959.
- [302] Zhou S., Jaffe D. T., Howe J. E. et al. The [C ii] 158 Micron Emission from the Horsehead Nebula // Astrophys. J. - 1993. - Vol. 419. - P. 190.
- [303] Howard E. M., Pipher J. L., Forrest W. J. S255-2: The Formation of a Stellar Cluster // Astrophys. J. - 1997. - Vol. 481, № 1. - P. 327-342.
- [304] Israel F. P. Aperture synthesis observations of galactic H II regions. III. Small H II regions in the anticenter region. // Astron. Astrophys. 1976. Vol. 52. P. 175–190.
- [305] Snell R. L., Bally J. Compact Radio Sources Associated with Molecular Outflows // Astrophys. J. - 1986. - Vol. 303. - P. 683.
- [306] Fich M. A VLA Survey of Optically Visible Galactic H II Regions // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 1993. - Vol. 86. - P. 475.
- [307] Salgado F., Berné O., Adams J. D. et al. The Orion HII Region and the Orion Bar in the Mid-infrared // Astrophys. J. - 2016. - Vol. 830, № 2. - P. 118.
- [308] Mackey J., Haworth T. J., Gvaramadze V. V. et al. Detecting stellar-wind bubbles through infrared arcs in H II regions // Astron. Astrophys. – 2016. – Vol. 586. – P. A114.
- [309] Boersma C., Bregman J., Allamandola L. J. The Charge State of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons across a Reflection Nebula, an H II Region, and a Planetary Nebula // Astrophys. J. - 2018. - Vol. 858, № 2. - P. 67.
- [310] Burns R. A., Handa T., Nagayama T. et al. H<sub>2</sub>O masers in a jet-driven bow shock: episodic ejection from a massive young stellar object // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2016. — Vol. 460, № 1. — P. 283–290.
- [311] Rygl K. L. J., Brunthaler A., Reid M. J. et al. Trigonometric parallaxes of 6.7 GHz methanol masers // Astron. Astrophys. - 2010. - Vol. 511. - P. A2.
- [312] Whitworth A. The erosion and dispersal of massive molecular clouds by young stars. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1979. — Vol. 186. — P. 59–67.

- [313] O'Dell C. R. Structure of the Orion Nebula // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. - 2001. - Vol. 113, № 779. - P. 29.
- [314] Poppi S., Tsivilev A. P., Cortiglioni S. et al. Helium abundance and ionization structure in the Orion nebula: radio recombination lines observations // Astron. Astrophys. - 2007. - Vol. 464, № 3. - P. 995–1002.
- [315] O'Dell C. R., Henney W. J., Abel N. P. et al. THE THREE-DIMENSIONAL DYNAMIC STRUCTURE OF THE INNER ORION NEBULA\* // The Astronomical Journal. - 2008. - Vol. 137, № 1. - P. 367.
- [316] Gendelev L., Krumholz M. R. Evolution of Blister-type H II Regions in a Magnetized Medium // Astrophys. J. – 2012. – Vol. 745, № 2. – P. 158.
- [317] Turatto M., Cappellaro E., Ragazzoni R. et al. The 3-D ionization structure of the planetary nebula NGC 6565 // Astron. Astrophys. - 2002. - Vol. 384. -P. 1062-1085.
- [318] O'Dell C. R., Sabbadin F., Henney W. J. The Three-Dimensional Ionization Structure and Evolution of NGC 6720, The Ring Nebula // Astron. J. – 2007. – Vol. 134, № 4. – P. 1679–1692.
- [319] Kirsanova M. S., Wiebe D. S., Sobolev A. M. Chemodynamical evolution of gas near an expanding HII region // Astronomy Reports. - 2009. - Vol. 53, № 7. -P. 611-633.
- [320] Lis D. C., Schilke P. Dense Molecular Clumps in the Orion Bar Photondominated Region // Astrophys. J., Lett. — 2003. — Vol. 597, № 2. — P. L145– L148.
- [321] Andree-Labsch S., Ossenkopf-Okada V., Röllig M. Modelling clumpy photondominated regions in 3D. Understanding the Orion Bar stratification // Astron. Astrophys. - 2017. - Vol. 598. - P. A2.
- [322] Ciurlo A., Paumard T., Rouan D., Clénet Y. Clumpiness of the interstellar medium in the central parsec of the Galaxy from H<sub>2</sub> flux-extinction correlation // Astron. Astrophys. - 2019. - Vol. 621. - P. A65.
- [323] Schneider N., Röllig M., Polehampton E. T. et al. Globules and pillars in Cygnus X. III. Herschel and upGREAT/SOFIA far-infrared spectroscopy of the globule IRAS 20319+3958 in Cygnus X // Astron. Astrophys. 2021. Vol. 653. P. A108.

- [324] Philipp S. D., Lis D. C., Güsten R. et al. Submillimeter imaging spectroscopy of the Horsehead nebula // Astron. Astrophys. — 2006. — Vol. 454, № 1. — P. 213– 219.
- [325] Marconi A., Testi L., Natta A., Walmsley C. M. Near infrared spectra of the Orion bar // Astron. Astrophys. - 1998. - Vol. 330. - P. 696-710.
- [326] Witt A. N., Gordon K. D., Vijh U. P. et al. The Excitation of Extended Red Emission: New Constraints on Its Carrier from Hubble Space Telescope Observations of NGC 7023\* // The Astrophysical Journal. — 2006. — Vol. 636, № 1. — P. 303.
- [327] Katushkina O. A., Izmodenov V. V. Infrared dust arcs around stars I. Effect of the radiation pressure // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2019. — Vol. 486, № 4. — P. 4947–4961.
- [328] Whitworth A. P., Priestley F. D., Geen S. T. Ionizing feedback from an O star formed in a shock-compressed layer // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2022. - Vol. 517, № 4. - P. 4940-4949.
- [329] Luisi M., Anderson L. D., Schneider N. et al. Stellar feedback and triggered star formation in the prototypical bubble RCW 120 // Science Advances. - 2021. -Vol. 7, № 15. - P. eabe9511.
- [330] André P., Di Francesco J., Ward-Thompson D. et al. From Filamentary Networks to Dense Cores in Molecular Clouds: Toward a New Paradigm for Star Formation // Protostars and Planets VI / Ed. by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, T. Henning. - 2014. - P. 27-51.
- [331] Belitsky V., Lapkin I., Fredrixon M. et al. A new 3 mm band receiver for the Onsala 20 m antenna // Astron. Astrophys. - 2015. - Vol. 580. - P. A29.
- [332] Hacar A., Alves J., Tafalla M., Goicoechea J. R. Gravitational collapse of the OMC-1 region // Astron. Astrophys. - 2017. - Vol. 602. - P. L2.
- [333] Zernickel A., Schilke P., Smith R. J. The global velocity field of the filament in NGC 6334 // Astron. Astrophys. – 2013. – Vol. 554. – P. L2.
- [334] Mangum J. G., Shirley Y. L. How to Calculate Molecular Column Density // Publ. Astron. Soc. Pacific. - 2015. - Vol. 127. - P. 266.
- [335] Freeking M. A., Langer W. D., Wilson R. W. The relationship between carbon monoxide abundance and visual extinction in interstellar clouds. // Astrophys. J. - 1982. - Vol. 262. - P. 590-605.

- [336] Goldsmith P. F., Langer W. D. Population Diagram Analysis of Molecular Line Emission // Astrophys. J. - 1999. - Vol. 517. - P. 209-225.
- [337] Wilson T. L. Isotopes in the interstellar medium and circumstellar envelopes // Reports on Progress in Physics. - 1999. - Vol. 62, № 2. - P. 143–185.
- [338] van Dishoeck E. F., Blake G. A. Chemical Evolution of Star-Forming Regions // Ann. Rev. Astron. Astrophys. - 1998. - Vol. 36. - P. 317-368.
- [339] Shirley Y. L. The Critical Density and the Effective Excitation Density of Commonly Observed Molecular Dense Gas Tracers // Publ. Astron. Soc. Pacific. – 2015. – Vol. 127, № 949. – P. 299.
- [340] Wang K., Testi L., Burkert A. et al. A Census of Large-scale (≥10 PC), Velocitycoherent, Dense Filaments in the Northern Galactic Plane: Automated Identification Using Minimum Spanning Tree // Astrophys. J., Suppl. Ser. – 2016. – Vol. 226, № 1. – P. 9.
- [341] Mangum J. G., Wootten A., Mundy L. G. Synthesis Imaging of the DR 21 (OH) Cluster. II. Thermal Ammonia and Water Maser Emission // Astrophys. J. – 1992. – Vol. 388. – P. 467.
- [342] Walmsley C. M., Ungerechts H. Ammonia as a molecular cloud thermometer. // Astron. Astrophys. 1983. Vol. 122. P. 164-170.
- [343] 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, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>, and NH<sub>3</sub> in L1498 and L1517B // Astron. Astrophys. — 2004. — Vol. 416. — P. 191–212.
- [344] Ho P. T. P., Townes C. H. Interstellar ammonia. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. - 1983. - Vol. 21. - P. 239-270.
- [345] Schöier F. L., van der Tak F. F. S., van Dishoeck E. F., Black J. H. An atomic and molecular database for analysis of submillimetre line observations // Astron. Astrophys. - 2005. - Vol. 432, № 1. - P. 369-379.
- [346] Crawford M. K., Genzel R., Townes C. H., Watson D. M. Far-infrared spectroscopy of galaxies : the 158 micron C+ line and the energy balance of molecular clouds. // Astrophys. J. - 1985. - Vol. 291. - P. 755-771.
- [347] Malhotra S., Helou G., Stacey G. et al. Infrared Space Observatory Measurements of [C II] Line Variations in Galaxies // Astrophys. J., Lett. – 1997. – Vol. 491, № 1. – P. L27–L30.

- [348] Boselli A., Gavazzi G., Lequeux J., Pierini D. [CII] at 158 mu m as a star formation tracer in late-type galaxies // Astron. Astrophys. - 2002. - Vol. 385. -P. 454-463.
- [349] Stacey G. J., Geis N., Genzel R. et al. The 158 Micron [C ii] Line: A Measure of Global Star Formation Activity in Galaxies // Astrophys. J. 1991. Vol. 373. – P. 423.
- [350] Madden S. C., Geis N., Genzel R. et al. 158 Micron [C ii] Mapping of NGC 6946: Probing the Atomic Medium // Astrophys. J. - 1993. - Vol. 407. - P. 579.
- [351] Pineda J. L., Langer W. D., Velusamy T., Goldsmith P. F. A Herschel [C ii] Galactic plane survey. I. The global distribution of ISM gas components // Astron. Astrophys. - 2013. - Vol. 554. - P. A103.
- [352] Pabst C. H. M., Goicoechea J. R., Teyssier D. et al. [C II] emission from L1630 in the Orion B molecular cloud // Astron. Astrophys. — 2017. — Vol. 606. — P. A29.
- [353] Heyminck S., Graf U. U., Güsten R. et al. GREAT: the SOFIA high-frequency heterodyne instrument // Astron. Astrophys. 2012. Vol. 542. P. L1.
- [354] Risacher C., Güsten R., Stutzki J. et al. The upGREAT 1.9 THz multi-pixel high resolution spectrometer for the SOFIA Observatory // Astron. Astrophys. — 2016. — Vol. 595. — P. A34.
- [355] Anderson L. D., Armentrout W. P., Luisi M. et al. A Green Bank Telescope Survey of Large Galactic H II Regions // Astrophys. J., Suppl. Ser. – 2018. – Vol. 234, № 2. – P. 33.
- [356] Luisi M., Anderson L. D., Bania T. M. et al. Hydrogen Radio Recombination Line Emission from M51 and NGC 628 // Publ. Astron. Soc. Pacific. - 2018. -Vol. 130, № 990. - P. 084101.
- [357] Balser D. S. The Chemical Evolution of Helium // Astron. J. − 2006. Vol. 132, № 6. – P. 2326–2332.
- [358] Anderson L. D., Bania T. M., Balser D. S., Rood R. T. The Green Bank Telescope H II Region Discovery Survey. II. The Source Catalog // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 2011. - Vol. 194, № 2. - P. 32.
- [359] Liu B., McIntyre T., Terzian Y. et al. SIGGMA: A Survey of Ionized Gas in the Galaxy, Made with the Arecibo Telescope // Astron. J. - 2013. - Vol. 146, № 4. - P. 80.

- [360] Alves M. I. R., Calabretta M., Davies R. D. et al. The HIPASS survey of the Galactic plane in radio recombination lines // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2015. - Vol. 450, № 2. - P. 2025-2042.
- [361] Vallee J. P. The Neutral Interface Adjacent to Sharpless 235 // Astron. J. 1987. – Vol. 93. – P. 204–209.
- [362] Anderson L. D., Armentrout W. P., Johnstone B. M. et al. Finding Distant Galactic HII Regions // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 2015. - Vol. 221, № 2. -P. 26.
- [363] Pabst C., Higgins R., Goicoechea J. R. et al. Disruption of the Orion molecular core 1 by wind from the massive star θ<sup>1</sup> Orionis C // Nature. - 2019. - Vol. 565, № 7741. - P. 618-621.
- [364] Mookerjea B., Sandell G., Vacca W. et al. C<sup>+</sup> distribution around S 1 in ρ Ophiuchi // Astron. Astrophys. – 2018. – Vol. 616. – P. A31.
- [365] Graf U. U., Simon R., Stutzki J. et al. [<sup>12</sup>Cii] and [<sup>13</sup>C ii] 158 μm emission from NGC 2024: Large column densities of ionized carbon // Astron. Astrophys. – 2012. – Vol. 542. – P. L16.
- [366] Ossenkopf V., Koumpia E., Okada Y. et al. Fine-structure line deficit in S 140 // Astron. Astrophys. - 2015. - Vol. 580. - P. A83.
- [367] Okada Y., Higgins R., Ossenkopf-Okada V. et al. First detection of [<sup>13</sup>C II] in the Large Magellanic Cloud // Astron. Astrophys. - 2019. - Vol. 631. - P. L12.
- [368] Guevara C., Stutzki J., Ossenkopf-Okada V. et al. [C II] 158 μm self-absorption and optical depth effects // Astron. Astrophys. – 2020. – Vol. 636. – P. A16.
- [369] Guan X., Stutzki J., Graf U. U. et al. GREAT/SOFIA atmospheric calibration // Astron. Astrophys. – 2012. – Vol. 542. – P. L4.
- [370] Röllig M., Ossenkopf V. Carbon fractionation in photo-dissociation regions // Astron. Astrophys. – 2013. – Vol. 550. – P. A56.
- [371] Ossenkopf V., Röllig M., Neufeld D. A. et al. Herschel/HIFI observations of [C II] and [<sup>13</sup>C II] in photon-dominated regions // Astron. Astrophys. 2013. Vol. 550. P. A57.
- [372] Merello M., Evans N. J., II, Shirley Y. L. et al. The Bolocam Galactic Plane Survey. XI. Temperatures and Substructure of Galactic Clumps Based On 350 μM Observations // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 2015. - Vol. 218. - P. 1.

- [373] Ginsburg A., Glenn J., Rosolowsky E. et al. The Bolocam Galactic Plane Survey.
  IX. Data Release 2 and Outer Galaxy Extension // Astrophys. J., Suppl. Ser. –
  2013. Vol. 208. P. 14.
- [374] Thompson M. A., Serjeant S., Jenness T. et al. The SCUBA-2 "All-Sky" Survey // arXiv e-prints. 2007. P. arXiv:0704.3202.
- [375] Nettke W., Scott D., Gibb A. G. et al. The SCUBA-2 Ambitious Sky Survey: a catalogue of beam-sized sources in the Galactic longitude range 120°-140° // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2017. — Vol. 468, № 1. — P. 250–260.
- [376] Holland W. S., Bintley D., Chapin E. L. et al. SCUBA-2: the 10 000 pixel bolometer camera on the James Clerk Maxwell Telescope // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2013. - Vol. 430. - P. 2513-2533.
- [377] Juvela M., Ristorcelli I., Marshall D. J. et al. Galactic cold cores. V. Dust opacity // Astron. Astrophys. - 2015. - Vol. 584. - P. A93.
- [378] Kaufman M. J., Wolfire M. G., Hollenbach D. J., Luhman M. L. Far-Infrared and Submillimeter Emission from Galactic and Extragalactic Photodissociation Regions // Astrophys. J. – 1999. – Vol. 527, № 2. – P. 795–813.
- [379] Dickel H. R., Auer L. H. Modeling Radiative Transfer in Molecular Clouds. I. HCO + in the Star-forming Region W49A North // Astrophys. J. - 1994. – Vol. 437. – P. 222.
- [380] Elmegreen B. G., Lada C. J. Sequential formation of subgroups in OB associations // Astrophys. J. - 1977. - Vol. 214. - P. 725-741.
- [381] Hasegawa T. I., Herbst E. New gas-grain chemical models of quiescent dense interstellar clouds - The effects of H2 tunnelling reactions and cosmic ray induced desorption // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1993. — Vol. 261. — P. 83–102.
- [382] Garrod R. T., Wakelam V., Herbst E. Non-thermal desorption from interstellar dust grains via exothermic surface reactions // Astron. Astrophys. — 2007. — Vol. 467. — P. 1103–1115.
- [383] Wakelam V., Herbst E. Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Dense Cloud Chemistry // Astrophys. J. - 2008. - Vol. 680, № 1. - P. 371-383.
- [384] Ossenkopf V., Trojan C., Stutzki J. Massive core parameters from spatially unresolved multi-line observations // Astron. Astrophys. — 2001. — Vol. 378. — P. 608–626.

- [385] Jaquet R., Staemmler V., Smith M. D., Flower D. R. Excitation of the finestructure transitions of O(<sup>3</sup>P<sub>J</sub>) in collisions with ortho- and para-H<sub>2</sub> // Journal of Physics B Atomic Molecular Physics. — 1992. — Vol. 25, № 1. — P. 285–297.
- [386] Xie T., Allen M., Langer W. D. Turbulent Diffusion and Its Effects on the Chemistry of Molecular Clouds // Astrophys. J. – 1995. – Vol. 440. – P. 674.
- [387] Troitsky N. R., Lapinov A. V., Zamozdra S. N. Radiation-Transfer Modeling of the Cloud L1544 in the HCO<sup>+</sup> and HC<sup>18</sup>O<sup>+</sup> Emission Lines // Radiophysics and Quantum Electronics. - 2004. - Vol. 47, № 2. - P. 77–84.
- [388] Pavlyuchenkov Y., Wiebe D., Shustov B. et al. Molecular Emission Line Formation in Prestellar Cores // Astrophys. J. - 2008. - Vol. 689, № 1. - P. 335-350.
- [389] Cardelli J. A., Mathis J. S., Ebbets D. C., Savage B. D. Abundance of Interstellar Carbon toward zeta Ophiuchi // Astrophys. J., Lett. - 1993. - Vol. 402. -P. L17.
- [390] Savage B. D., Sembach K. R. Interstellar Abundances from Absorption-Line Observations with the Hubble Space Telescope // Ann. Rev. Astron. Astrophys. – 1996. – Vol. 34. – P. 279–330.
- [391] Sofia U. J., Lauroesch J. T., Meyer D. M., Cartledge S. I. B. Interstellar Carbon in Translucent Sight Lines // Astrophys. J. - 2004. - Vol. 605, № 1. - P. 272-277.
- [392] Großschedl J. E., Alves J., Teixeira P. S. et al. VISION Vienna survey in Orion. III. Young stellar objects in Orion A // Astron. Astrophys. - 2019. - Vol. 622. -P. A149.
- [393] Kounkel M., Covey K. Untangling the Galaxy. I. Local Structure and Star Formation History of the Milky Way // Astron. J. - 2019. - Vol. 158, № 3. - P. 122.
- [394] Kuhn M. A., Hillenbrand L. A., Sills A. et al. Kinematics in Young Star Clusters and Associations with Gaia DR2 // Astrophys. J. - 2019. - Vol. 870, № 1. -P. 32.
- [395] Cuadrado S., Goicoechea J. R., Cernicharo J. et al. Complex organic molecules in strongly UV-irradiated gas // Astron. Astrophys. 2017. Vol. 603. P. A124.
- [396] Rubin R. H., Simpson J. P., Haas M. R., Erickson E. F. Axisymmetric Model of the Ionized Gas in the Orion Nebula // Astrophys. J. - 1991. - Vol. 374. -P. 564.

- [397] Osterbrock D. E., Tran H. D., Veilleux S. Near-Infrared Spectra and Classification Diagnostics of Seyfert Galaxies // Astrophys. J. – 1992. – Vol. 389. – P. 196.
- [398] Simón-Díaz S., Stasińska G. The chemical composition of the Orion star forming region. II. Stars, gas, and dust: the abundance discrepancy conundrum // Astron. Astrophys. - 2011. - Vol. 526. - P. A48.
- [399] Fuente A., Navarro D. G., Caselli P. et al. Gas phase Elemental abundances in Molecular cloudS (GEMS). I. The prototypical dark cloud TMC 1 // Astron. Astrophys. - 2019. - Vol. 624. - P. A105.
- [400] Koumpia E., Harvey P. M., Ossenkopf V. et al. Temperatures of dust and gas in S 140 // Astron. Astrophys. - 2015. - Vol. 580. - P. A68.
- [401] Kaufman M. J., Wolfire M. G., Hollenbach D. J. [Si II], [Fe II], [C II], and H<sub>2</sub> Emission from Massive Star-forming Regions // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 644, № 1. – P. 283–299.
- [402] Wolfire M. G., McKee C. F., Hollenbach D., Tielens A. G. G. M. Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium in the Galaxy // Astrophys. J. – 2003. – Vol. 587, № 1. – P. 278–311.
- [403] Bialy S., Sternberg A. Thermal Phases of the Neutral Atomic Interstellar Medium from Solar Metallicity to Primordial Gas // Astrophys. J. - 2019. - Vol. 881, № 2. - P. 160.
- [404] Matthews H. E., Irvine W. M. The hydrocarbon ring C3H2 is ubiquitous in the galaxy. // Astrophys. J., Lett. - 1985. - Vol. 298. - P. L61-L65.
- [405] Cox P., Guesten R., Henkel C. Observations of C3H2 in the diffuse interstellar medium. // Astron. Astrophys. - 1988. - Vol. 206. - P. 108-116.
- [406] Agúndez M., Cernicharo J., Guélin M. et al. Search for anions in molecular sources: C4H<sup>-</sup> detection in L1527 // Astron. Astrophys. - 2008. - Vol. 478, № 1. - P. L19-L22.
- [407] Johnstone D., Boonman A. M. S., van Dishoeck E. F. Astrochemistry of submillimeter sources in Orion. Studying the variations of molecular tracers with changing physical conditions // Astron. Astrophys. — 2003. — Vol. 412. — P. 157– 174.
- [408] Leurini S., Parise B., Schilke P., et al. H<sub>2</sub>CO and CH<sub>3</sub>OH maps of the Orion Bar photodissociation region // A&A. - 2010. - Vol. 511. - P. A82.

- [409] Guzmán V. V., Pety J., Gratier P. et al. Chemical complexity in the Horsehead photodissociation region // Faraday Discussions. — 2014. — Vol. 168. — P. 103– 127.
- [410] Garrod R. T., Herbst E. Formation of methyl formate and other organic species in the warm-up phase of hot molecular cores // Astron. Astrophys. — 2006. — Vol. 457, № 3. — P. 927–936.
- [411] Vasyunin A. I., Herbst E. Reactive Desorption and Radiative Association as Possible Drivers of Complex Molecule Formation in the Cold Interstellar Medium // Astrophys. J. - 2013. - Vol. 769, № 1. - P. 34.
- [412] Vasyunin A. I., Caselli P., Dulieu F., Jiménez-Serra I. Formation of Complex Molecules in Prestellar Cores: A Multilayer Approach // Astrophys. J. – 2017. – Vol. 842, № 1. – P. 33.
- [413] Arab H., Abergel A., Habart E., et al. Evolution of dust in the Orion Bar with Herschel. I. Radiative transfer modelling // A&A. - 2012. - Vol. 541. - P. A19.
- [414] Oberg K. I. Photochemistry and Astrochemistry: Photochemical Pathways to Interstellar Complex Organic Molecules // Chemical Reviews. — 2016. — Vol. 116, № 17. — P. 9631–9663.
- [415] Guzmán V. V., Goicoechea J. R., Pety J. et al. The IRAM-30 m line survey of the Horsehead PDR. IV. Comparative chemistry of H<sub>2</sub>CO and CH<sub>3</sub>OH // Astron. Astrophys. - 2013. - Vol. 560. - P. A73.
- [416] Esplugues G. B., Cazaux S., Meijerink R. et al. Surface chemistry in photodissociation regions // Astron. Astrophys. – 2016. – Vol. 591. – P. A52.
- [417] Pety J., Teyssier D., Fossé D., et al. Are PAHs precursors of small hydrocarbons in photo-dissociation regions? The Horsehead case // A&A. - 2005. - Vol. 435. -P. 885-899.
- [418] Le Gal R., Herbst E., Dufour G., et al. A new study of the chemical structure of the Horsehead nebula: the influence of grain-surface chemistry // A&A. – 2017. – Vol. 605. – P. A88.
- [419] Murga M. S., Kirsanova M. S., Vasyunin A. I., Pavlyuchenkov Y. N. Impact of PAH photodissociation on the formation of small hydrocarbons in the Orion Bar and the horsehead PDRs // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2020. - Vol. 497, № 2. - P. 2327-2339.
- [420] Condon J. J., Ransom S. M. Essential Radio Astronomy. Princeton University Press, 2016.

- [421] Kalenskii S. V., Kurtz S. Analytical methods for measuring the parameters of interstellar gas using methanol observations // Astronomy Reports. — 2016. — Vol. 60, № 8. — P. 702–717.
- [422] Müller H. S. P., Thorwirth S., Roth D. A., Winnewisser G. The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS // Astron. Astrophys. – 2001. – Vol. 370. – P. L49–L52.
- [423] Cragg D. M., Sobolev A. M., Godfrey P. D. Models of class II methanol masers based on improved molecular data // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2005. - Vol. 360, № 2. - P. 533-545.
- [424] Kahane C., Frerking M. A., Langer W. D. et al. Measurement of the formaldehyde ortho to para ratio in three molecular clouds. // Astron. Astrophys. – 1984. – Vol. 137. – P. 211–222.
- [425] Mangum J. G., Wootten A. Formaldehyde as a Probe of Physical Conditions in Dense Molecular Clouds // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 1993. - Vol. 89. -P. 123.
- [426] Cuadrado S., Goicoechea J. R., Pilleri P. et al. The chemistry and spatial distribution of small hydrocarbons in UV-irradiated molecular clouds: the Orion Bar PDR // Astron. Astrophys. – 2015. – Vol. 575. – P. A82.
- [427] Padovani M., Walmsley C. M., Tafalla M. et al. Hydrogen cyanide and isocyanide in prestellar cores // Astron. Astrophys. - 2011. - Vol. 534. - P. A77.
- [428] Kurtz S., Hofner P., Álvarez C. V. A Catalog of CH<sub>3</sub>OH 7<sub>0</sub>-6<sub>1</sub> A<sup>+</sup> Maser Sources in Massive Star-forming Regions // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 2004. - Vol. 155, № 1. - P. 149–165.
- [429] Teyssier D., Fossé D., Gerin M. et al. Carbon budget and carbon chemistry in Photon Dominated Regions // Astron. Astrophys. - 2004. - Vol. 417. - P. 135-149.
- [430] Bouvier M., López-Sepulcre A., Ceccarelli C. et al. Hunting for hot corinos and WCCC sources in the OMC-2/3 filament // Astron. Astrophys. – 2020. – Vol. 636. – P. A19.
- [431] Higuchi A. E., Sakai N., Watanabe Y. et al. Chemical Survey toward Young Stellar Objects in the Perseus Molecular Cloud Complex // Astrophys. J., Suppl. Ser. - 2018. - Vol. 236, № 2. - P. 52.

- [432] Sakai N., Sakai T., Hirota T. et al. Discovery of the Second Warm Carbon-Chain-Chemistry Source, IRAS15398 - 3359 in Lupus // Astrophys. J. - 2009. --Vol. 697, № 1. - P. 769-786.
- [433] Heays A. N., Bosman A. D., van Dishoeck E. F. Photodissociation and photoionisation of atoms and molecules of astrophysical interest // Astron. Astrophys. – 2017. – Vol. 602. – P. A105.
- [434] Watanabe N., Shiraki T., Kouchi A. The Dependence of H<sub>2</sub>CO and CH<sub>3</sub>OH Formation on the Temperature and Thickness of H<sub>2</sub>O-CO Ice during the Successive Hydrogenation of CO // Astrophys. J., Lett. - 2003. - Vol. 588, № 2. - P. L121– L124.
- [435] 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. - Vol. 82. - P. 167.
- [436] Charnley S. B., Tielens A. G. G. M., Rodgers S. D. Deuterated Methanol in the Orion Compact Ridge // Astrophys. J., Lett. — 1997. — Vol. 482, № 2. — P. L203–L206.
- [437] Watanabe N., Kouchi A. Efficient Formation of Formaldehyde and Methanol by the Addition of Hydrogen Atoms to CO in H<sub>2</sub>O-CO Ice at 10 K // Astrophys. J., Lett. - 2002. - Vol. 571, № 2. - P. L173-L176.
- [438] Chuang K. J., Fedoseev G., Qasim D. et al. Reactive Desorption of CO Hydrogenation Products under Cold Pre-stellar Core Conditions // Astrophys. J. – 2018. – Vol. 853, № 2. – P. 102.
- [439] Massi M., Felli M., Simon M. Radio continuum observations of the blister type HII region in MON R2. // Astron. Astrophys. - 1985. - Vol. 152. - P. 387-392.
- [440] Massi F., Brand J., Felli M. Molecular cloud/HII region interfaces in the star forming region NGC 6357. // Astron. Astrophys. — 1997. — Vol. 320. — P. 972– 992.
- [441] Franco J., Kurtz S. E., GarcÍa-Segura G., Hofner P. The Evolution of HII Regions // Astrophys. and Space Sci. - 2000. - Vol. 272. - P. 169–179.
- [442] Henney W. J., Arthur S. J., García-Díaz M. T. Photoevaporation Flows in Blister H II Regions. I. Smooth Ionization Fronts and Application to the Orion Nebula // Astrophys. J. - 2005. - Vol. 627, № 2. - P. 813–833.

- [443] Poppi S., Tsivilev A. P., Cortiglioni S. et al. Helium abundance and ionization structure in the Orion nebula: radio recombination lines observations // Astron. Astrophys. - 2007. - Vol. 464, № 3. - P. 995-1002.
- [444] O'Dell C. R., Harris J. A. Spectrophotometry of the Huygens Region of the Orion Nebula, the Extended Orion Nebula, and M 43: Scattered Light Systematically Distorts Conditions Derived from Emission Lines // Astron. J. – 2010. – Vol. 140, № 4. – P. 985–1006.
- [445] Rubin R. H., Simpson J. P., O'Dell C. R. et al. Spitzer reveals what is behind Orion's Bar // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2011. — Vol. 410, № 2. — P. 1320–1348.
- [446] O'Dell C. R., Ferland G. J., Peimbert M. Structure and physical conditions in the Huygens region of the Orion nebula // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2017. - Vol. 464, № 4. - P. 4835-4857.
- [447] Nadjip A. E., Tatarnikov A. M., Toomey D. W. et al. ASTRONIRCAM—the infrared camera-spectrograph for the 2.5-m telescope of SAI Caucasian observatory // Astrophysical Bulletin. — 2017. — Vol. 72, № 3. — P. 349–362.
- [448] Skrutskie M. F., Cutri R. M., Stiening R. et al. The Two Micron All Sky Survey (2MASS) // Astron. J. − 2006. − Vol. 131, № 2. − P. 1163–1183.
- [449] Miralles M. P., Salas L., Cruz-González I., Kurtz S. Discovery of Jets and HHlike Objects near the S255 IR Complex // Astrophys. J. – 1997. – Vol. 488, № 2. – P. 749–759.
- [450] Ojha D. K., Tamura M., Nakajima Y. et al. A Near-Infrared Study of the NGC 7538 Star-forming Region // Astrophys. J. - 2004. - Vol. 616, № 2. - P. 1042-1057.
- [451] Minier V., Burton M. G., Hill T. et al. Star-forming protoclusters associated with methanol masers // Astron. Astrophys. — 2005. — Vol. 429. — P. 945–960.
- [452] Minchin N. R., White G. J., Padman R. A multi-transitional molecular and atomomic line study of S 140. // Astron. Astrophys. – 1993. – Vol. 277. – P. 595– 608.
- [453] Timmermann R., Bertoldi F., Wright C. M. et al. H\_2\_ infrared line emission from S 140: a warm PDR. // Astron. Astrophys. – 1996. – Vol. 315. – P. L281– L284.
- [454] Poelman D. R., Spaans M. The excitation of water in the S140 photon dominated region // Astron. Astrophys. - 2005. - Vol. 440, № 2. - P. 559-567.

- [455] Sternberg A., Le Petit F., Roueff E., Le Bourlot J. H I-to-H<sub>2</sub> Transitions and H I Column Densities in Galaxy Star-forming Regions // Astrophys. J. - 2014. – Vol. 790, № 1. – P. 10.
- [456] Vink J. S., Sander A. A. C. Metallicity-dependent wind parameter predictions for OB stars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Vol. 504, № 2. — P. 2051–2061.
- [457] Belitsky V., Lapkin I., Monje R. et al. Heterodyne single-pixel facility instrumentation for the APEX Telescope // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — Vol. 6275 of SPIE Conference Series. — 2006. — P. 62750G.
- [458] Vassilev V., Meledin D., Lapkin I. et al. A Swedish heterodyne facility instrument for the APEX telescope // Astron. Astrophys. — 2008. — Vol. 490. — P. 1157– 1163.
- [459] Schuller F., Csengeri T., Urquhart J. S. et al. SEDIGISM: Structure, excitation, and dynamics of the inner Galactic interstellar medium // Astron. Astrophys. – 2017. – Vol. 601. – P. A124.
- [460] Juvela M., Montillaud J. Allsky NICER and NICEST extinction maps based on the 2MASS near-infrared survey // Astron. Astrophys. — 2016. — Vol. 585. — P. A38.
- [461] Sánchez-Cruces M., Castellanos-Ramírez A., Rosado M. et al. Kinematics of the Galactic Bubble RCW 120 // Rev. Mex. Astron. Astrof. – 2018. – Vol. 54. – P. 375–388.
- [462] Mackey J., Haworth T. J., Gvaramadze V. V. et al. Detecting stellar-wind bubbles through infrared arcs in H II regions // Astron. Astrophys. – 2016. – Vol. 586. – P. A114.
- [463] Ochsendorf B. B., Verdolini S., Cox N. L. J. et al. Radiation-pressure-driven dust waves inside bursting interstellar bubbles // Astron. Astrophys. — 2014. — Vol. 566. — P. A75.
- [464] Pavlyuchenkov Y. N., Shustov B. M. A Method for Molecular-Line Radiative-Transfer Computations and Its Application to a Two-Dimensional Model for the Starless Core L1544 // Astronomy Reports. - 2004. - Vol. 48. - P. 315-326.
- [465] Schuller F., Menten K. M., Contreras Y. et al. ATLASGAL The APEX telescope large area survey of the galaxy at 870 μm // Astron. Astrophys. – 2009. – Vol. 504. – P. 415–427.

- [466] Bock D. C.-J., Large M. I., Sadler E. M. SUMSS: A Wide-Field Radio Imaging Survey of the Southern Sky. I. Science Goals, Survey Design, and Instrumentation // Astron. J. – 1999. – Vol. 117. – P. 1578–1593.
- [467] Robitaille T. P., Churchwell E., Benjamin R. A. et al. A self-consistent model of Galactic stellar and dust infrared emission and the abundance of polycyclic aromatic hydrocarbons // Astron. Astrophys. - 2012. - Vol. 545. - P. A39.
- [468] Hanaoka M., Kaneda H., Suzuki T. et al. A systematic study of Galactic infrared bubbles along the Galactic plane with AKARI and Herschel // Publ. Astron. Soc. Jpn. - 2019. - Vol. 71. - P. 6.
- [469] Figueira M., Bronfman L., Zavagno A. et al. ALMA observations of RCW 120
  Fragmentation at 0.01 pc scale // Astron. Astrophys. 2018. Vol. 616. P. L10.
- [470] Kalenskii S. V., Promislov V. G., Alakoz A. V. et al. Determination of Molecular Gas Properties Using Methyl Cyanide Lines // Astronomy Reports. — 2000. — Vol. 44. — P. 725–737.
- [471] Salii S., Parfenov S., Sobolev A. Updated Base of Methanol Energy Level Populations // Modern Star Astronomy. Vol. 1, Astronomy-2018 (XIII Congress of the International Public Organization "Astronomical Society"). Conference Abstracts, Moscow: IZMIRAN, 2018. p. 276-279. – Vol. 1. – 2018. – P. 276–279.
- [472] Olmi L., Cesaroni R., Neri R., Walmsley C. M. High resolution CH3CN observations towards hot cores. // Astron. Astrophys. - 1996. - Vol. 315. - P. 565-577.
- [473] Beltrán M. T., Cesaroni R., Rivilla V. M. et al. Accelerating infall and rotational spin-up in the hot molecular core G31.41+0.31 // Astron. Astrophys. 2018. Vol. 615. P. A141.
- [474] Kabanovic S., Schneider N., Ossenkopf-Okada V. et al. Self-absorption in [C II], <sup>12</sup>CO, and H I in RCW120. Building up a geometrical and physical model of the region // Astron. Astrophys. - 2022. - Vol. 659. - P. A36.
- [475] Walch S., Whitworth A. P., Bisbas T. G. et al. Comparing simulations of ionization triggered star formation and observations in RCW 120 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2015. — Vol. 452, № 3. — P. 2794–2803.
- [476] Baryshev A. M., Hesper R., Mena F. P. et al. The ALMA Band 9 receiver. Design, construction, characterization, and first light // Astron. Astrophys. — 2015. — Vol. 577. — P. A129.

- [477] Belitsky V., Lapkin I., Fredrixon M. et al. SEPIA a new single pixel receiver at the APEX telescope // Astron. Astrophys. 2018. Vol. 612. P. A23.
- [478] Schneider N., Simon R., Guevara C. et al. FEEDBACK: a SOFIA Legacy Program to Study Stellar Feedback in Regions of Massive Star Formation // Publ. Astron. Soc. Pacific. - 2020. - Vol. 132, № 1016. - P. 104301.
- [479] Wall J. V., Jenkins C. R. Practical Statistics for Astronomers. Cambridge Observing Handbooks for Research Astronomers. — Cambridge University Press, 2003.
- [480] Koyama H., Inutsuka S.-i. An Origin of Supersonic Motions in Interstellar Clouds // Astrophys. J., Lett. – 2002. – Vol. 564, № 2. – P. L97–L100.
- [481] Figueira M., Zavagno A., Bronfman L. et al. APEX CO observations towards the photodissociation region of RCW 120 // Astron. Astrophys. — 2020. — Vol. 639. — P. A93.
- [482] Fleming B., France K., Lupu R. E., McCandliss S. R. Spitzer Mapping of Polycyclic Aromatic Hydrocarbon and H<sub>2</sub> Features in Photodissociation Regions // Astrophys. J. - 2010. - Vol. 725, № 1. - P. 159–172.
- [483] Kaplan K. F., Dinerstein H. L., Kim H., Jaffe D. T. A Near-infrared Survey of UV-excited Molecular Hydrogen in Photodissociation Regions // Astrophys. J. - 2021. - Vol. 919, № 1. - P. 27.