

ISSN 0004-6299

Том 100, Номер 12

Декабрь 2023



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 100, номер 12, 2023

Гало темной материи в численных моделях при красных смещениях
 $0 \leq z \leq 9$

М. Демянский, А. Дорошкевич, Т. Ларченкова, С. Пилипенко 1121

Моделирование линейной поляризации для прецессирующих струй
активных ядер галактик

Р. В. Тодоров, Е. В. Кравченко, И. Н. Пащенко, А. Б. Пушкарёв 1132

Формирование и эволюция крупномасштабных вихревых структур
в аккреционных звездных дисках

З. Д. Ливенец, А. Ю. Луговский 1144

Спектральный обзор области звездообразования DR21ОН
в 4-мм диапазоне длин волн

С. В. Каленский, Е. А. Михеева 1162

Аэрономическая модель водородно-гелиевых верхних атмосфер
горячих экзопланет-гигантов

А. Г. Жилкин, Ю. Г. Гладышева, В. И. Шематович, Д. В. Бисикало 1190

Пекулярный спектр радиоизлучения мазера водяного пара
в темной туманности MSXDCG24.33+011 (G24.33+014)

И. Е. Вальтц 1210

Физические свойства и кинематика плотных ядер, связанных
с областями образования массивных звезд южного неба

Л. Е. Пирогов, П. М. Землянуха, Е. М. Домбек, М. А. Воронков 1217

Оптическая спектроскопия высокого разрешения спящей
LBV-звезды Р Суг

В. Г. Клочкова, В. Е. Панчук, Н. С. Таволжанская 1245

Циклы активности звезды FK Com

И. С. Саванов, С. А. Нароенков, М. А. Наливкин, Е. С. Дмитриенко 1259

Вспышки светимости во взаимодействующих протопланетных системах

А. М. Скляревский, Э. И. Воробьев 1267

Кинематика высокоскоростных звезд в пределах 300 пк от Солнца
по данным Gaia DR3

А. В. Тутоков, Н. В. Чупина, С. В. Верецагин 1286

Структура солнечного цикла и циклов активности звезд
поздних спектральных типов

В. Н. Обридко, Д. Д. Соколов, М. М. Кацова 1311

Темп формирования солнечных нановспышек в различных
спектральных диапазонах

С. А. Белов, Д. И. Завершинский, С. А. Богачев, Л. С. Леденцов

1322

Лучистый теплообмен: асимптотическое решение кинетического
уравнения распространения излучения, асимптотическое приближение
 N -го порядка и уточненные граничные условия

С. А. Серов, С. С. Серова

1332

ГАЛО ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ ПРИ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЯХ $0 \leq z \leq 9$

© 2023 г. М. Демянский^{1,2,*}, А. Дорошкевич^{3,4}, Т. Ларченкова³, С. Пилипенко³

¹*Institute of Theoretical Physics, University of Warsaw, Warsaw, Poland*

²*Department of Astronomy, Williams College, Williamstown, USA*

³*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

⁴*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия*

*E-mail: spilipenko@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 24.07.2023 г.

После доработки 02.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

Для численной модели в диапазоне красных смещений $0 \leq z \leq 9$ рассмотрены свойства и эволюция гало темной материи (ТМ) с помощью предложенного ранее метода компактного анализа, позволяющего разделять влияние случайных и регулярных факторов на основные характеристики гало ТМ. В исследуемом диапазоне красных смещений при последовательном иерархическом сгущении маломассивных гало ТМ в центральный массивный объект наблюдается монотонная эволюция средних значений их базисных параметров — круговой скорости v_c , параметра $w_c = v_c/r$, а также массы. В диапазоне $3 \leq z \leq 9$ параметры эволюционируют медленно, а в диапазоне $0 \leq z \leq 3$ — быстро. Эволюция гало ТМ, образованных до реионизации, сводится к медленному изменению их средних характеристик и свойств периферии гало. Подчеркнута важная роль рано образованных массивных структурных элементов.

Ключевые слова: космология, гало темной материи

DOI: 10.31857/S0004629923120022, **EDN:** DBAWEM

1. ВВЕДЕНИЕ

Результаты наблюдений реликтового излучения космическими обсерваториями WMAP [1] и Planck [2, 3] и анализ барионных акустических осцилляций [4, 5] позволили получить оценки основных параметров Вселенной (4), изучить свойства и эволюцию возмущений плотности и скорости темной материи (ТМ) и барионов на больших красных смещениях, а также сформулировать стандартную космологическую модель (СКМ). Эта модель успешно описывает многие свойства наблюдаемых галактик и элементов крупномасштабной структуры в терминах спектра мощности возмущений. Основные результаты СКМ можно найти, например, в обзорах [6–19]. Отдельные задачи нелинейной эволюции структуры и гало ТМ обсуждались в работах [20–29].

Процесс образования гало ТМ часто связывают с эволюцией возмущений в окрестности пиков плотности [20, 30–35], используя при этом сферическое описание гало ТМ [6, 21, 22, 25, 26, 36–38]. В этом случае эволюция гало ТМ характеризуется зависимостью вириального радиуса R_{vir}

(или концентрации¹ c_{vir}) от красного смещения z . Важно отметить, что в численных моделях вириальный радиус гало ТМ определяется с использованием априорных критериев. Это также влияет на определение концентрации, которая крайне чувствительна к выбору R_{vir} , и на определение вириальной массы гало ТМ. Тем не менее, на интервале $0 \leq z \leq 9$ такое описание позволяет получить наглядное представление о последовательной трансформации протогало в “галактики” и “скопления галактик”.

Напротив, согласно нелинейной теории Зельдовича [23, 27, 28] развитие возмущений скорости приводит к образованию структурных элементов — 1D филаментов и 2D “блинов”. Эти элементы неустойчивы [24] и распадаются на маломассивные гало ТМ. В этой модели иерархическое сгущение маломассивных гало ТМ, приводящее к образованию галактик, происходит внутри анизотропии.

¹ Параметр концентрации определяется как $c_{\text{vir}} = R_{\text{vir}}/r_0$, где r_0 — характерный радиус в профиле плотности NFW, см. (7) ниже.

тропного массивного гало ТМ. В пользу такой точки зрения свидетельствует наблюдаемое анизотропное пространственное расположение в виде “блина” маломассивных галактик Местной группы [8, 15, 39] и групп, окружающих галактики Андромеда и Центавр [16, 40]. Кроме того, результаты анализа численных моделей [37, 41, 42] подтверждают, что массивные гало хорошо описываются трехосным эллипсоидом с соответствующей ориентацией скоростей и разной степенью релаксации по главным осям. При этом корректные оценки вращения гало ТМ могут быть получены только в рамках корректного описания структуры трехмерного анизотропного гало [43–45].

Согласно СКМ образование гало ТМ из случайных начальных возмущений происходит по законам ньютоновской механики и гравитации, что позволяет с высокой точностью воспроизводить этот сложный процесс в численных моделях [36–38, 41, 42, 46–53]. При этом анализ представительных численных моделей, включающих сотни тысяч и миллионы гало ТМ, представляет собой отдельную задачу и требует использования адекватных статистических подходов, сочетающих как хорошую наглядность, так и достаточную надежность, что трудно совместимо [8, 12].

Как было показано в работе [54], свойства больших выборок гало ТМ, полученных в численной модели, могут быть описаны с помощью двух независимых случайных функций. В качестве базисных характеристик гало ТМ удобно выбрать круговую скорость $v_{\max}$ в точке ее максимума $r_{\max}$ и отношение $w_{\max} = v_{\max}/r_{\max}$. В этом случае масса гало ТМ $M_{v_{\max}}$, заключенная внутри $r_{\max}$, и его концентрация зависят от обеих случайных (базисных) функций, что приводит к увеличению их дисперсии и усложняет описание. Отметим, что используемый метод анализа имеет минимум свободных параметров и позволяет разделить влияние случайных и регулярных факторов на свойства гало. Однако результаты анализа очевидно зависят от рассматриваемой популяции гало ТМ и характеризуют ее свойства и репрезентативность.

Важным моментом при сравнении свойств гало ТМ, полученных в численных моделях, с наблюдаемыми свойствами галактик и скоплений, является наличие в последних барионов. Как известно [2, 3, 55], средняя плотность барионного компонента в ~ 6 раз меньше средней плотности ТМ, а галактики (наблюдаемые звезды и газ) содержат только около 20% барионов Вселенной в виде наблюдаемых звезд и газа [55]. Эти оценки подтверждаются наблюдения-

ми концентрации барионов в межгалактическом пространстве [56–58],

$$f_{\text{IGM}} \simeq 0.8(1 \pm 0.1). \quad (1)$$

Это значит, что влияние галактик и связанных с ними гало ТМ на эволюцию структуры Вселенной невелико. Численные модели [59] увеличивают концентрацию барионов в межгалактической среде до

$$f_{\text{IGM}} \simeq 0.93(1 \pm 0.08)\%. \quad (2)$$

Также нельзя не отметить острый недостаток наблюдений, выполненных специально для решения обсуждаемых проблем. Лишь недавние наблюдения [60–64] указывают на возможное образование галактик с массой звезд $M_{\text{star}} \sim (10^{10} - 10^{11})M_{\odot}$ при красных смещениях $z \geq 9$, что предполагает образование при тех же красных смещениях релаксировавших ТМ гало с массами в 5–10 раз большими. Наблюдения JWST [65, 66] оценивают концентрацию барионов при $z \simeq 10$ в галактиках с массой звезд $M_{*} \geq 10^{10} M_{\odot}$ как

$$\rho_{*} \sim 10^6 M_{\odot}/\text{Мпк}^3, \quad (3)$$

что в ~ 10 раз меньше (2). Это приводит к сложным оценкам репрезентативности наблюдений и ряду известных разногласий между свойствами наблюдаемых и моделируемых гало [8, 65].

Образования таких галактик требуют специальных моделей, но даже поиск репрезентативной популяции соответствующих гало ТМ требует численной модели, сочетающей достаточно большой размер модели при хорошем разрешении и адекватном выделении гало ТМ. Необходимы также анализ внутреннего строения релаксировавших гало ТМ и анализ эволюции выделенных гало вплоть до красных смещений $z = 0$.

В этой статье анализируются на разных красных смещениях свойства представительных выборок гало ТМ. Использован предложенный в работе [54] подход, позволяющий получить компактное статистическое описание больших выборок и совместить хорошую наглядность описания с приемлемой надежностью. В разделе 2 статьи представлено краткое описание используемого подхода и модели гало ТМ. В разделе 3 рассмотрены свойства шести выборок гало ТМ, четыре из которых получены в численной модели при красных смещениях $z = 9, 6, 3, 0$, и две выборки из независимой численной модели при $z = 0$. В разделе 4 представлены свойства гало ТМ, образованные при $z \geq 9$ и $z \leq 9$. Все полученные результаты обсуждаются в разделе 5.

1.1. Параметры космологической модели

Дальнейший анализ выполнен в рамках стандартной Λ CDM космологической модели со значениями параметра Хаббла $H(z)$, средней плотностью нерелятивистского вещества (темная материя и барионы) $\langle \rho_m(z) \rangle$, и плотностью барионов, $\langle n_b(z) \rangle$, полученными в работах [1, 2, 5]:

$$H^2(z) = H_0^2 [\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda], \quad (4)$$

$$H_0 = 67.8 \text{ км/с/Мпк},$$

$$\langle \rho_m \rangle = 2.2 \times 10^{-30} (1+z)^3 \Theta_m \text{ г/см}^3 =$$

$$= 37(1+z)^3 \Theta_m M_\odot / \text{кпк}^3,$$

$$\langle n_b \rangle = 1.9 \times 10^{-7} (1+z)^3 \Theta_m \text{ см}^{-3}, \quad \Omega_\Lambda \simeq 0.72,$$

$$\Omega_{DM} \simeq 0.24, \quad \Omega_b \simeq 0.04, \quad \Omega_m = \Omega_{DM} + \Omega_b,$$

$$\Theta_m = \Omega_m / 0.28,$$

где Ω_b , Ω_m , Ω_{DM} и Ω_Λ — безразмерные плотности барионов, нерелятивистского вещества, темных материи и энергии. Возможные расширения СКМ рассмотрены, например, в работах [67–71].

2. МОДЕЛЬ ГАЛО ТМ

Гало ТМ, как полученные в численных моделях [37, 41, 42, 47, 53], так и восстановленные по наблюдениям галактик и скоплений галактик [8, 15, 39, 54, 72], демонстрируют и случайные, и регулярные свойства. Поэтому для эффективного описания таких гало необходимо разделить их характеристики на регулярные и случайные. Как было показано в работе [54], это возможно сделать в рамках простой модели, в которой гало ТМ рассматриваются как сферические стационарные объекты, характеризующиеся двумя базисными функциями — круговой скоростью как функцией радиуса $v_c(r)$ и отношением $w_c(r) = v_c(r)/r$. Эти функции зависят от двух случайных некоррелированных амплитуд v_0 , w_0 и регулярных функций $f_{vc}(x)$, $f_w(x)$, характеризующих внутреннюю структуру гало

$$v_c(r) = v_0 f_{vc}(x), \quad w_c(r) = v_c(r)/r = w_0 f_w(x), \quad (5)$$

$$r = r_0 x.$$

Следует подчеркнуть, что выбор именно этих двух величин: характерной скорости v_0 и характерной плотности w_0 , связан с отсутствием корреляции между ними; в этом смысле они являются базисными. В свою очередь, физические характеристики гало ТМ — масса M , плотность ρ , темпе-

ратура T , энтропия S и др., зависят от базисных функций:

$$M(r) = \frac{v_c^3(r)}{G w_c(r)} = M_0 f_m(x),$$

$$\rho(r) = \frac{3 w_c^2(r)}{4 \pi G} = \rho_0 f_\rho(x), \quad (6)$$

$$T(r) = m_{DM} \frac{v_c^2(r)}{2}, \quad S(r) = \frac{m_{DM}^{2/3} T(r)}{\rho^{2/3}(r)}.$$

Как видно из (6), плотность и температура гало ТМ зависят только от одной базисной функции (ρ от w_c , T от v_c), а масса и энтропия зависят от обеих базисных функций, что обуславливает большее разнообразие их значений и увеличивает дисперсию.

Отметим, что при анализе выборок гало ТМ, полученных в численных моделях, оказывается удобным использовать функцию круговой скорости $v_{\max} = v_c(r_{\max})$ в точке ее максимума $r_{\max}$ и, соответственно, отношение $w_{\max} = v_{\max}/r_{\max}$.

2.1. NFW модель гало ТМ

Для приближенного описания внутренней структуры сферического гало ТМ удобно использовать популярную модель NFW, предложенную в работе [73, 74] для описания профиля плотности гало f_ρ :

$$\rho(r) = \rho_0 f_\rho = \frac{\rho_0}{x(1+x)^2}, \quad (7)$$

$$M = m_0 f_m(x) = m_0 \left[\ln(1+x) - \frac{x}{1+x} \right],$$

и для базисных функций

$$v_c = v_0 f_{vc}(x) = v_0 \sqrt{f_m/x},$$

$$w_c = w_0 f_w(x) = w_0 \sqrt{f_m/x^3}, \quad r = r_0 x = \frac{v_0 x}{w_0}. \quad (8)$$

Для этой модели регулярная функция круговой скорости $f_{vc}(x)$ максимальна при $x \simeq 2.2$ и в этой точке получаем значения:

$$f_{vc}(x_{\max}) \simeq 0.465, \quad f_w(x_{\max}) \simeq 0.21,$$

$$f_m(x_{\max}) \simeq 0.48, \quad f_\rho(x_{\max}) \simeq 0.04. \quad (9)$$

При этом в диапазоне значений радиуса $2 \leq x \leq 8$ значения функции $f_{vc}(x)$ меняются незначительно в отличие от функции $f_w(x)$:

$$\langle f_{vc}(x) \rangle \simeq 0.4(1 \pm 0.2),$$

$$\langle f_w(x) \rangle \simeq 0.07(1 \pm 0.8), \quad 2 \leq x \leq 8. \quad (10)$$

Таблица 1. Средние значения и коэффициенты корреляции параметров гало при $v_c = v_{\max}$ для шести выборок гало ТМ

z	N_{halo}	f_{halo}^b	$\langle M_{v_{\max}}/M_{\odot} \rangle$	$\langle v_{\max} \rangle$, км/с	$\langle w_{\max} \rangle$, км/с/кпк	$\xi(v, M)$	$\xi(w, M)$
B0c	449587	0.10	3.7×10^{11}	140 (1 ± 0.5)	5.1 (1 ± 0.4)	0.82	−0.36
B0g	203961 ^a	0.16 ^c	8.2×10^9	58 (1 ± 0.2)	7.7 (1 ± 0.5)	0.77	−0.43
0	567722	0.29	6.7×10^9	33 (1 ± 0.6)	10 (1 ± 0.8)	0.45	−0.03
3	613327	0.22	2.0×10^{10}	42 (1 ± 0.4)	2.5 (1 ± 0.5)	0.63	−0.09
6	249374	0.057	2.5×10^{10}	49 (1 ± 0.3)	2.5 (1 ± 0.4)	0.69	−0.17
9	45901	0.0066	2.7×10^{10}	55 (1 ± 0.2)	3.4 (1 ± 0.4)	0.6	−0.4

Примечание. ^a – В выборке содержится каждое 15-е гало.

^b – Фракция масс оценивалась как $f_{\text{halo}} = \langle M_{v_{\max}} \rangle N_{\text{halo}} / V_{\text{tot}} \langle \rho_m \rangle$.

^c – Фракция масс была умножена на 15.

Через $\xi(v, M)$ и $\xi(w, M)$ обозначено $\xi(v_{\max}, M_{v_{\max}})$ и $\xi(w_{\max}, M_{v_{\max}})$ соответственно.

Это свойство функции круговой скорости помогает при анализе свойств галактик и скоплений галактик.

Как было отмечено выше, модель NFW хорошо описывает осредненные свойства гало ТМ, но не учитывает ни сложную внутреннюю структуру гало, ни анизотропию его формы и свойств.

3. ОБРАЗОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛО ТМ В ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ

В настоящей статье анализируются свойства гало ТМ для шести выборок, четыре из которых выделены при значениях красного смещения, равных 9, 6, 3 и 0, в численной модели Extremely Small MultiDark Planck (ESMD), вычисленной международным консорциумом в рамках проекта МультиДарк². Модель ESMD выполнена со стандартным спектром мощности, размером куба $64 \text{ (Мпк/}h)^3$ при 4096^3 частиц ТМ. Гало ТМ выделялись условием, принятым в работе [38]. Для каждого гало определялись следующие значения параметров: внешний радиус R_{vir} , масса M_{vir} и круговая скорость $v_{\text{vir}}(R_{\text{vir}})$ на внешнем радиусе, дисперсия скоростей в гало σ_{rms} , а также масса $M_{v_{\max}}$ и радиус $r_{\max}$ в максимуме круговой скорости $v_{\max}(r_{\max})$. Для сравнения также были рассмотрены две выборки гало ТМ B0c и B0g, выделенные при красном смещении $z = 0$ из численной модели BolshoiP [38]. Каталоги гало численных моделей ESMD и BolshoiP находятся в открытом доступе в базе данных CosmoSim³.

² <http://www.multidark.es>

³ <https://www.cosmosim.org>

На основе этих данных в рамках используемой модели (5) можно установить эволюцию параметров и коэффициентов корреляции базисных функций и массы гало ТМ. К сожалению, используемый в численной модели метод выделения гало из возмущенного фона существенно занижает значения вириального радиуса и массы гало ТМ и не воспроизводит (даже приближенно) наблюдаемое условие – $\sim 20\%$ барионов и ТМ в составе галактик [55], что также влияет на базисные функции $v_{\text{vir}}(R_{\text{vir}})$ и $w_{\text{vir}}(R_{\text{vir}})$. При этом на параметрах ядра гало это не отражается. Поэтому в дальнейшем анализируются параметры гало, полученные при $r = r_{\max}$. Отметим, что в рамках модели NFW эти данные позволяют получить представление и о свойствах периферии гало (см. (10)).

3.1. Параметры гало ТМ

Параметры гало ТМ, приведенные в табл. 1 для шести указанных выше выборок, позволяют разделить влияние эволюции гало и процедуры выделения гало. Так, на интервале $z \geq 6$ средние значения $\langle v_{\max} \rangle$, $\langle w_{\max} \rangle$ и $\langle M_{v_{\max}} \rangle$ меняются незначительно, что может свидетельствовать о массовом формировании гало при $z \geq 9$ и медленной эволюции их центральных областей при $z \leq 9$. Напротив, быстрый рост фракции массы f_{halo} , вероятно, обусловлен спецификой метода выделения периферийных областей гало из фона при $z = 9$, которая, как уже было отмечено, занижает массу гало. Косвенным подтверждением этого является неожиданно большой коэффициент корреляции $\xi(M_{v_{\max}}, w_{\max}) = -0.4$, быстро убывающий при $z \leq 9$.

Таблица 2. Средние значения параметров популяции гало ТМ, выделенных в численной модели с использованием условия (11)

Name	f_{halo}	$\langle M_{v_{\text{max}}} \rangle$	$\langle v_{\text{max}} \rangle$	$\langle w_{\text{max}} \rangle$	$\langle \rho_{v_{\text{max}}} \rangle$	$\xi(v, M)$	$\xi(w, M)$
z_{B0g}	0.15	0.8 (1 ± 0.8)	59 (1 ± 0.2)	7.4 (1 ± 0.4)	3.5 (1 ± 0.8)	0.77	−0.43
z_0	0.10	1.4 (1 ± 2)	60 (1 ± 0.4)	7.2 (1 ± 0.4)	3.1 (1 ± 0.9)	0.8	−0.3
z_3	0.10	0.7 (1 ± 1)	56 (1 ± 0.3)	2.8 (1 ± 0.3)	1.2 (1 ± 0.7)	0.86	−0.15
z_6	0.04	0.3 (1 ± 1)	54 (1 ± 0.3)	2.9 (1 ± 0.4)	0.8 (1 ± 0.5)	0.84	−0.1
z_9	0.006	1.6 (1 ± 1)	55 (1 ± 0.2)	3.4 (1 ± 0.4)	0.8 (1 ± 0.9)	0.77	−0.18

Примечание. Функции $\langle M_{v_{\text{max}}} \rangle$, $\langle v_{\text{max}} \rangle$, $\langle w_{\text{max}} \rangle$ и $\langle \rho_{v_{\text{max}}} \rangle$ приведены в единицах $10^{10} M_{\odot}$, км/с, км/с/кпк и $10^6 M_{\odot}/\text{кпк}^3$ соответственно. Через $\xi(v, M)$ и $\xi(w, M)$ обозначено $\xi(v_{\text{max}}, M_{v_{\text{max}}})$ и $\xi(w_{\text{max}}, M_{v_{\text{max}}})$ соответственно.

В диапазоне исследуемых красных смещений (от 9 до 0) наблюдается монотонная эволюция анализируемых параметров гало, которая происходит с разной скоростью. Так, при $9 \geq z \geq 3$ происходит медленная эволюция (малые изменения), а при $z \leq 3$ — быстрая эволюция (большие изменения). Отметим, что сравнение с параметрами выборок B0c и B0g указывает на значительное влияние параметров численной модели.

4. СВОЙСТВА ГАЛО ТМ

Полученные в предыдущем разделе результаты позволяют условно разделить гало на две популяции. Первая популяция — это рано образованные гало ТМ ($z \geq 9$), т.е. до реионизации и разогрева барионов ультрафиолетовым излучением первых звезд. Эта популяция включает гало, наблюдаемые как массивные галактики и скопления галактик. При $z \geq 2$ эти же гало ТМ наблюдаются как группы линий поглощения C IV и линий леса Ly α [75, 76].

Вторая популяция включает гало ТМ, образованные при $z \leq 9$. Эти гало обладают пониженной плотностью, включают малую долю нейтрального водорода, не содержат звезд и могут наблюдаться по гравитационному влиянию.

Существует также третья популяция, которая не представлена в используемой численной модели, а именно, очень массивные структурные элементы, подобные сверхскоплению Great Wall [77], которые образуются при малых красных смещениях ($z \leq 1$) и включают не только ТМ и барионы, но и ранее образованные гало, галактики, филаменты и скопления галактик.

4.1. Популяция гало ТМ, образованных при $z \geq 9$

Для нас наибольший интерес представляет первая популяция гало ТМ, так как она включает большую часть наблюдаемых галактик. Гало ТМ

этой популяции в численной модели выделялись с помощью следующих условий:

$$\begin{aligned} 40 \text{ км/с} \leq v_{\text{max}} \leq 200 \text{ км/с}, \\ 1.7 \text{ км/с/кпк} \leq w_{\text{max}} \leq 17 \text{ км/с/кпк}. \end{aligned} \quad (11)$$

Средние значения параметров гало ТМ и коэффициенты корреляции представлены в табл. 2. Сравнение с выборкой B0g (см. табл. 2), выделенной в численной модели [38] при $z = 0$, показывает, что при использовании тех же ограничений (11) параметры гало ТМ сильно зависят от параметров численной модели и используемого диапазона масс. Это необходимо иметь в виду при сравнении выборок гало ТМ из разных численных моделей.

Как уже было отмечено, эволюция гало ТМ определяется движением частиц ТМ в самосогласованном гравитационном поле и хорошо описывается в терминах базисных функций v_{max} и w_{max} . Эволюция барионного компонента и на фоне доминирующей ТМ, и позже, зависит от тепловых и радиационных процессов и описывается в терминах термодинамических параметров — плотности, температуры и энтропии газа с первичным химическим составом 70% водорода и 30% гелия. При этом эволюция барионного компонента чувствительна к свойствам фоновой ТМ, которые приведены в табл. 3 и 4 для популяций рано и поздно образованных гало ТМ.

В этой популяции температура и энтропия ТМ оказываются тесно связанными с массой гало, $\xi(T_{v_{\text{max}}}, M_{v_{\text{max}}}) \simeq 1$ и $\xi(S_{v_{\text{max}}}, M_{v_{\text{max}}}) \simeq 1$. Очевидно, что полученные результаты зависят от метода выделения гало ТМ и от разрешения численной модели, тем не менее они позволяют проследить некоторые особенности эволюции гало ТМ. Наиболее интересны слабая эволюция плотности, $\langle \rho_{v_{\text{max}}} \rangle$, температуры $\langle T_{v_{\text{max}}} \rangle$ и энтропии $\langle S_{v_{\text{max}}} \rangle$ и сильная корреляция энтропии с массой гало, $\xi(S_{v_{\text{max}}}, M_{v_{\text{max}}}) \gtrsim 0.95$ при всех красных смещениях.

Таблица 3. Средние значения и коэффициенты корреляции массы, плотности, температуры и энтропии в популяциях гало ТМ, ограниченных условием (11)

Name	$\langle M_{v_{\max}} \rangle$, $10^{10} M_{\odot}$	$\langle \rho_{v_{\max}} \rangle$, $10^6 M_{\odot}/\text{кпк}^3$	$\langle T_{v_{\max}} \rangle$, 10^4 К	$\langle S_{v_{\max}} \rangle$, $\text{см}^2 \text{ кЭВ}$	$\xi(\rho, M)$	$\xi(T, \rho)$	$\xi(S, \rho)$
zB0g	0.8	3.5	21	0.2	−0.4	0.01	−0.5
z0	1.4	3.1	25	0.3	−0.2	−0.2	−0.3
z3	0.7	1.2	22	0.2	−0.1	−0.1	−0.3
z6	0.3	0.8	19	0.2	−0.1	−0.1	−0.3
z9	0.2	0.8	19	0.2	−0.1	0.2	−0.4

Примечание. Через $\xi(\rho, M)$, $\xi(T, \rho)$, $\xi(S, \rho)$ обозначено $\xi(\rho_{v_{\max}}, M_{v_{\max}})$, $\xi(T_{v_{\max}}, \rho_{v_{\max}})$, $\xi(S_{v_{\max}}, \rho_{v_{\max}})$ соответственно.

Таблица 4. Средние значения и коэффициенты корреляции массы, плотности, температуры и энтропии в мало-массивных популяциях гало ТМ

Name	$10^3 f_m$	$\langle M_{v_{\max}} \rangle$, $10^{10} M_{\odot}$	$\langle \rho_{v_{\max}} \rangle$, $10^6 M_{\odot}/\text{кпк}^3$	$\langle T_{v_{\max}} \rangle$, 10^4 К	$\langle S_{v_{\max}} \rangle$, $\text{см}^2 \text{ ЭВ}$	$\xi(\rho, M)$	$\xi(T, M)$	$\xi(S, \rho)$
zB0g	—	0.8	0.1	8.4	0.5	−0.4	0.8	−0.7
z0	7.2	0.3	0.1	3.7	0.3	−0.2	0.9	−0.5
z3	6.0	0.8	0.1	6.4	0.4	−0.5	0.8	−0.6
z6	1.0	1.6	0.2	8.6	0.4	−0.7	0.8	−0.7

Примечание. Через $\xi(\rho, M)$, $\xi(T, M)$, $\xi(S, \rho)$ обозначено $\xi(\rho_{v_{\max}}, M_{v_{\max}})$, $\xi(T_{v_{\max}}, M_{v_{\max}})$, $\xi(S_{v_{\max}}, \rho_{v_{\max}})$ соответственно.

Для популяции рано образованных гало ТМ рассчитана эволюция функций распределения базисных функций $P(v_{\max})$ и $P(w_{\max})$ и, для сравнения, функция распределения массы гало $P(M_{v_{\max}})$. Результаты представлены на рис. 1 и аналитические фиты представлены в (12)–(14) для четырех значений z .

Для функции скорости $v_{\max}$

$$P_9(x) \simeq 11 \exp(-4.5x), \quad P_6(x) \simeq 5 \exp(-3.5x), \\ P_3(x) \simeq 3.3 \exp(-3.2x), \quad P_0(x) \simeq 1.3 \exp(-2.5x), \quad (12) \\ x = v_{\max} / \langle v_{\max} \rangle.$$

Для функции $w_{\max}$

$$P_9(x) \simeq 17x^4 \exp(-5.1x), \\ P_6(x) \simeq 20x^4 \exp(-5.15x), \\ P_3(x) \simeq 24x^4 \exp(-5.4x), \\ P_0(x) \simeq 12.3x^4 \exp(-4.8x), \quad (13) \\ x = w_{\max} / \langle w_{\max} \rangle.$$

Для массы $M_{v_{\max}}$

$$P_9(x) \simeq 0.3 \exp(-1.5x), \quad P_6(x) \simeq 0.2 \exp(-1.5x),$$

$$P_3(x) \simeq 0.4 \exp(-3.5x) + 0.07 \exp(-x), \\ P_0(x) \simeq 0.31 \exp(-4.2x) + 0.06 \exp(-x), \quad (14)$$

$$x = M_{v_{\max}} / \langle M_{v_{\max}} \rangle.$$

Вид функций распределения определяется как параметрами используемой численной модели, так и параметрами выделенной популяции гало. Умеренный размер куба численной модели, $(64 \text{ Мпк/ч})^3$, подавляет образование более массивных объектов, а используемое нами условие $v_{\max} \geq 40 \text{ км/с}$ ограничивает популяцию со стороны малых масс. Эти же ограничения тормозят эволюцию параметров структуры гало ТМ (v_0, w_0, m_0) и др. Поэтому основными факторами эволюции являются рост плотности $\langle \rho_{v_{\max}} \rangle$ и рост фракции ТМ и барионов, входящих в гало.

Как следует из рис. 1 и соотношений (12)–(14), форма функций распределения медленно искажается со временем. Так, функции распределения $P(v_{\max})$ и $P(w_{\max})$ становятся более пологими, что соответствует увеличению доли массивных гало. Отметим, что функция распределения $P(M_{v_{\max}})$ подвержена искажениям сильнее других функций распределения из-за появления массив-

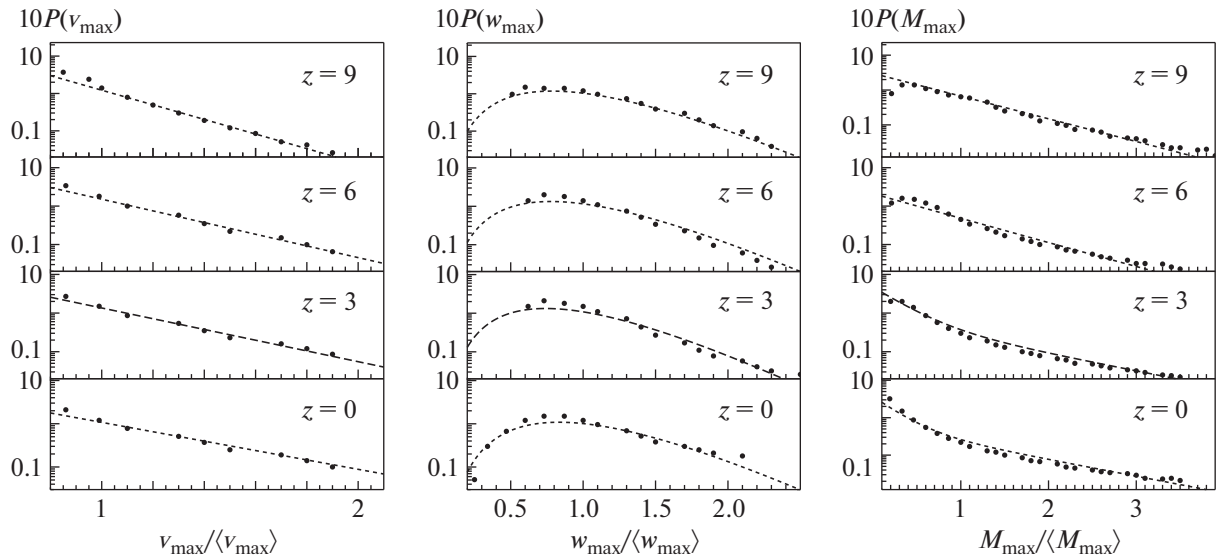


Рис. 1. Функции распределения $P(v_{\max})$, $P(w_{\max})$, и $P(M_{\max})$ для четырех красных смещений.

ных гало (14), что является естественным для модели иерархического скучивания. Анализ только центральных областей гало также может оказывать влияние на форму функций распределения.

Отметим, что в работе [54] рассматривалась более представительная численная модель, в которой функция распределения $P(w_{\max})$ оказалась близка к нормальной. При этом функция распределения $P(w_{\max})$, полученная для выборки ~ 600 галактик в той же работе [54], подобна функциям $P(w_{\max})$, приведенным на рис. 1, что заслуживает дальнейшего изучения.

4.2. Популяция гало ТМ, образованных при $z \leq 6$

Свойства популяции гало, образованных при $z \leq 6$, собраны в табл. 4 и показывают значительную зависимость от разрешения численной модели. Как было отмечено выше, эти гало продолжают возникать из диффузной среды как структурные элементы и при $3 \leq z \leq 6$, что проявляется ростом фракции ТМ f_m , сконцентрированной в гало, и уменьшением средней массы гало с красным смещением. Для таких гало характерны слабые вариации плотности и температуры при антикорреляции плотности, массы и энтропии гало. В этой популяции гало $\xi(T_{v_{\max}}, \rho_{v_{\max}}) < 0.15$, $\xi(S_{v_{\max}}, M_{v_{\max}}) \gtrsim 0.95$ при всех красных смещениях. Учитывая свойства популяции гало ТМ, приведенные в табл. 4, можно сделать вывод о проблематичности их наблюдения.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Современные численные модели позволяют решить одну из актуальных проблем СКМ — проследить трансформацию малых возмущений плотности при $z \geq 100$ в гало ТМ, которые наблюдаются как галактики, скопления галактик и крупномасштабная структура Вселенной. Для решения этой проблемы необходимо решение по крайней мере трех задач: 1) расчет представительной численной модели, 2) использование объективного метода выделения и анализа структуры гало ТМ на всех этапах эволюции, 3) объективного и наглядного описания свойств анизотропных гало ТМ.

Первая задача все более успешно решается в последнее время, [36–38, 41, 42, 46–53, 78]. Методы решения второй задачи тоже давно и хорошо известны. Прежде всего это метод “минимального покрывающего дерева” (minimal spanning tree), успешно использованный для описания крупномасштабной структуры Вселенной [79] и для анализа гало ТМ [41]. Для описания эволюции гало ТМ можно использовать метод [54], характеризующий структуру гало ТМ в терминах двух независимых случайных функций. Но представительное моделирование эволюции отдельных гало до стадии галактик требует более сложных численных расчетов (см., напр., [51, 78, 80]).

Теоретические модели [23, 24, 27, 28] позволяют проследить последовательную трансформацию возмущений в филаменты и “блины” [37, 42, 47, 53] и, далее, в галактики и скопления галактик. Эти процессы переводят гомогенное распределение ТМ в гетерогенное с появлением новых характеристик среды — массы и размера плотных

компактных гало ТМ и их распределения в пространстве. Эти же процессы определяют и главные характеристики гало ТМ — функции распределения (12)–(14), средние значения $\langle v_{\max}(z) \rangle$, $\langle w_{\max}(z) \rangle$, $\langle M_{v_{\max}}(z) \rangle$ и их коэффициенты корреляции. При этом технические параметры численной модели влияют на получаемые свойства гало ТМ. Так, размер и разрешение модели обрезают параметры гало и искажают функции распределения. Как было отмечено ранее, метод выделения гало сильно влияет на их вириальные параметры и делает их определение столь же проблематичным, как и для наблюдаемых галактик и скоплений галактик.

Тем не менее полученные выше результаты указывают на то, что образующиеся при распаде структурных элементов (блинов) маломассивные гало остаются в пределах этих элементов, что регулирует иерархическое сгущивание этих гало в центральный массивный объект — галактику или группу галактик.

Несмотря на острый недостаток наблюдений гало ТМ, в последнее время достигнут определенный прогресс в решении этих задач. Так, в работе [54] приведены параметры ~ 600 гало ТМ, полученные по кривым вращения галактик, наблюдения галактик Местной группы, групп вокруг галактик Андромеда и Центавр [8, 16, 39, 40, 81, 82], и групп [83] позволяют оценить и параметры ранних маломассивных галактик, и параметры структурных элементов, наблюдаемых при $z \geq 1$ [84] и $z \geq 10$ [66] как отдельные филаменты.

Эти же структурные элементы наблюдаются как плотные группы линий поглощения C IV при $2 \leq z \leq 5$ [85] в спектрах 10 квазаров, и как группы линий Ly α [76]. Их средняя масса, линейный размер и дисперсия скоростей оцениваются [76] как

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= 0.6(1 \pm 0.9) \times 10^{12} M_{\odot}, \\ \langle l \rangle &= 1.3(1 \pm 0.5) \text{ Мпк}, \\ \langle \sigma_v \rangle &= 66(1 \pm 0.4) \text{ км/с}. \end{aligned} \quad (15)$$

Нетрудно видеть, что эти оценки заметно превосходят значения, приведенные в табл. 2, что может быть связано с ограниченным размером численной модели, используемой в настоящей работе.

Выполненный анализ эволюции гало ТМ в интервале $0 \leq z \leq 9$ демонстрирует существование по меньшей мере двух популяций гало ТМ, причем можно полагать, что наблюдения и звезд, и линий поглощения относятся лишь к небольшой популяции гало ТМ, образованных при больших красных смещениях (до реионизации) и трансформированных в галактики, скопления галактик, и даже в гало ТМ, ассоциирующиеся с лесом линий Ly α [75]. В настоящее время мы не наблюдаем ни диффузной ТМ, ни многочисленных не-

больших структурных элементов, образованных поздно, и не содержащих ни звезд, ни металлов, ни достаточного количества нейтрального водорода.

Особо следует отметить ограниченную применимость сферической модели гало ТМ. В такой модели удастся описать главные особенности эволюции гало ТМ, но уже нелинейная эволюция в приближении Зельдовича [23, 27, 28] требует трехмерного описания. Трехмерное описание, учитывающее хотя бы эллиптичность гало ТМ, необходимо использовать и в теории приливного образования вращения галактик [43–45], и при анализе внутренней структуры гало ТМ [37, 41]. Трехмерное описание гало ТМ полезно и при обсуждении (случайной) внешней границы гало, искажаемой сохраняющимся влиянием структурных элементов. Эти сложные вопросы требуют дальнейшего подробного обсуждения.

Особый интерес вызывают наблюдения [60–64, 66] галактик с массами $M_{\text{star}} \geq 10^{10} M_{\odot}$ при $z \geq 9$, что предполагает образование гало ТМ с массами $M_{\text{halo}} \simeq 5M_{\text{star}}$ и сложную тепловую эволюцию барионов на фоне релаксирующей ТМ. Решение этой задачи требует специальных численных моделей, сочетающих расчеты релаксации гало ТМ и остывания барионов с развитием тепловой неустойчивости, фрагментацией барионного компонента и релаксацией возникающей протогалактики при доминировании маломассивных барионных гало. Это предполагает анализ внутреннего строения релаксирующих гало ТМ и анализ структуры образующихся протогалактик вплоть до красных смещений $z = 0$. Отдельной задачей остается образование первых звезд в среде без металлов и пыли.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы свойства и эволюция гало ТМ в численной модели в диапазоне красных смещений $0 \leq z \leq 9$ с использованием предложенного в работе [54] компактного метода анализа в рамках сферического описания с профилем плотности NFW [73, 74]. Все гало численной модели разделены на четыре выборки, соответствующие значениям красного смещения 9, 6, 3 и 0. Для сравнения использованы две выборки гало ТМ из независимой численной модели для красного смещения $z = 0$. Для всех шести выборок гало ТМ получены оценки средних величин круговой скорости $v_{\max}$, функции $w_{\max}$, массы $M_{v_{\max}}$, а также коэффициенты корреляции этих параметров. Полученные результаты указывают на то, что в диапазоне исследуемых красных смещений $0 \leq z \leq 9$ наблюдается монотонная эволюция параметров гало, которая при этом происходит с

разной скоростью — медленная эволюция при $3 \leq z \leq 9$ и быстрая эволюция при $0 \leq z \leq 3$. Показано, что параметры гало ТМ, образованных при $z \leq 9$, практически исключают возможности их наблюдения современными методами. Сравнение с выборками независимой численной модели демонстрирует значительное влияние свойств модели на полученные результаты.

Полученные результаты ограничены параметрами рассмотренной численной модели и анализ необходимо продолжить с более представительными численными моделями (в более широком интервале масс, с лучшим разрешением, и с прослеживанием эволюции представительной системы отдельных гало). В то же время необходимо активизировать наблюдения периферийных областей галактик, поскольку представительность рассмотренной, например, в работе [54] популяции ~ 600 галактик явно недостаточна. В настоящее время есть все условия для успешного решения этих проблем.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках программы ФИАН ННГ 41-2020.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны анонимному рецензенту за полезные замечания.

Каталоги гало, используемых в работе численных моделей, получены из базы данных CosmoSim⁴. Этот сервис базы данных предоставляется Астрофизическим институтом Потсдама.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 18 (2011).
2. P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, et al., *Astron. and Astrophys.* **594**, 13 (2016).
3. N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, et al., *Astron. and Astrophys.* **641**, id. A6 (2020).
4. D. J. Eisenstein, I. Zehavi, D. W. Hogg, R. Scoccimarro, et al., *Astrophys. J.* **633**, 560 (2005).
5. A. Cuceu, J. Farr, P. Lemos, and A. Font-Ribera, *J. Cosmology and Astroparticle Phys.* № 10, id. 044 (2019).
6. V. Bromm and N. Yoshida, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49** (1), 373 (2011), arXiv:1102.4638 [astro-ph.CO].
7. M. McQuinn, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 313 (2016).
8. J. Bullock and M. Boylan-Kolchin, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**(1), 343 (2017).
9. А. В. Засов, А. С. Сабурова, А. В. Хонерсков, С. А. Хонерсков, *Успехи физ. наук* **187** (1), 3 (2017).
10. T. Naab and J. P. Ostriker, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**, 59 (2017).
11. J. Tumlinson, M. S. Peebles, and J. K. Werk, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**(1), 389 (2017).
12. R. Wechsler and J. Tinker, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **56**, 435 (2018).
13. P. Salucci, *Astron. and Astrophys. Rev.* **27** (1), id. 2 (2019).
14. J. Zavala and C. S. Frenk, *Galaxies* **7** (4), 81 (2019).
15. J. D. Simon, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **57**, 375 (2019).
16. I. de Martino, S. S. Chakrabarty, V. Cesare, A. Gallo, L. Ostorero, and A. Diaferio, *Universe* **6** (8), 107 (2020).
17. L. Lovisari, S. Ettori, M. Gaspari, and P. A. Giles, *Universe* **7** (5), 139 (2021).
18. S. Paduroiu, *Universe* **8** (2), 76 (2022).
19. R. E. Angulo and O. Hahn, *Liv. Rev. Computational Astrophys.* **8** (1), id. 1 (2022).
20. J. M. Bardeen, J. R. Bond, N. Kaiser, and A. S. Szalay, *Astrophys. J.* **304**, 15 (1986).
21. S. Chandrasekhar, *Rev. Modern Physics* **15** (1), 1 (1943).
22. D. Lynden-Bell, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **136**, 101 (1967).
23. Ya. B. Zel'dovich, *Astron. and Astrophys.* **5**, 84 (1970).
24. А. Г. Дорошкевич, *Астрон. журн.* **57**, 259 (1980).
25. J. Fillmore and P. Goldreich, *Astrophys. J.* **281**, 1 (1984).
26. A. V. Gurevich and K. P. Zybin, *Physics Uspekhi* **38**, 687 (1995).
27. M. Demiański and A. G. Doroshkevich, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **306**(4), 779 (1999).
28. M. Demiański and A. G. Doroshkevich, *Astron. and Astrophys.* **422**, 423 (2004).
29. S. Hirano, N. Yoshida, Y. Sakurai, and M. S. Fujii, *Astrophys. J.* **855** (1), id. 17 (2018).
30. W. H. Press and P. Schechter, *Astrophys. J.* **187**, 425 (1974).
31. J. R. Bond, S. Cole, G. Efstathiou, and N. Kaiser, *Astrophys. J.* **379**, 440 (1991).
32. R. K. Sheth and G. Tormen, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **329** (1), 61 (2002).
33. R. K. Sheth, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **345** (4), 1200 (2003).
34. R. K. Sheth and G. Tormen, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **350** (4), 1385 (2004).
35. R. K. Sheth and G. Tormen, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **349** (4), 1464 (2004).
36. J. Diemand, M. Kuhlen, and P. Madau, *Astrophys. J.* **667** (2), 859 (2007).

⁴ <https://www.cosmosim.org>

37. *M. Vogelsberger and S. White*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **413**, 1419 (2011).
38. *A. Klypin, S. Trujillo-Gomez, and J. Primack*, Astrophys. J. **740**, id. 102 (2011).
39. *M. G. Walker, M. Mateo, E. W. Olszewski, J. Penarrubia, N. W. Evans, and G. Gilmore*, Astrophys. J. **704** (2), 1274 (2009).
40. *M. S. Pawlowski, J. Pflamm-Altenburg, and P. Kroupa*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **423** (2), 1109 (2012).
41. *M. Demiański, A. G. Doroshkevich, S. Pilipenko, and S. Gottlober*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **414**, 1813 (2011).
42. *J. Stücker, R. E. Angulo, O. Hahn, and S. D. M. White*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **509** (2), 1703 (2022).
43. *P. J. E. Peebles*, Astrophys. J. **155**, 393 (1969).
44. *А. Г. Дорошкевич*, Астрофизика **6**, 581 (1970).
45. *S. White*, Astrophys. J. **286**, 38 (1984).
46. *V. Springel, J. Wang, M. Vogelsberger, A. Ludlow, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **391**, 1685 (2008).
47. *T. Ishiyama*, Astrophys. J. **788**, id. 27 (2014).
48. *M. Boylan-Kolchin, V. Springel, S. White, A. Jenkins, and G. Lemson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **398**, 1150 (2009).
49. *A. Klypin, G. Yepes, S. Gottloeber, F. Prada, and S. Hess*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **457**, 4340 (2016).
50. *T. J. Armitage, D. J. Harnes, S. T. Kay, Y. M. Bahe, C. Dalla Vecchia, R. A. Crain, and T. Theuns*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **474** (3), 3746 (2018).
51. *J. Wang, S. Bose, C. Frenk, L. Gao, A. Jenkins, V. Springel, and S. D. M. White*, Nature **585**, 39 (2020).
52. *A. E. Bayer, A. Banerjee, and Yu. Feng*, J. Cosmology and Astroparticle Phys. № 01, id. 016 (2021).
53. *B. Faure, F. Bornaud, J. Fensch, E. Daddi, M. Behrendt, A. Burkert, and J. Richard*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **502** (3), 4641 (2021).
54. *M. Demiański, A. Doroshkevich, T. Larchenkova, and S. Pilipenko*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **525**(2), 1922 (2023).
55. *J. Shull, B. D. Smith, and C. W. Danforth*, Astrophys. J. **759** (1), id. 23 (2012).
56. *J. A. S. Fortunato, W. S. Hipólito-Ricaldi, and M. V. dos Santos*, arXiv:2307.04711 [astro-ph.CO] (2023).
57. *T. Lemos, R. S. Goncalves, J. C. Carvalho, and J. S. Alcaniz*, arXiv:2307.06911 [astro-ph.CO] (2023).
58. *M. Ayromlou, D. Nelson, and A. Pillepich*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **524** (4), 5391 (2022), arXiv:2211.07659 [astro-ph.GA].
59. *B. Wang and J.-J. Wei*, Astrophys. J. **944** (1), id. 50 (2023), arXiv:2211.02209 [astro-ph.CO].
60. *I. Labbe, P. van Dokkum, E. Nelson, R. Bezanson, et al.*, Nature **616**(7956), 266 (2023).
61. *M. Xiao, P. Oesch, D. Elbaz, L. Bing, et al.*, arXiv:2309.02492 [astro-ph.GA] (2023).
62. *S. Fujimoto, R. Bezanson, I. Labbe, G. Brammer, et al.*, arXiv:2309.07834 [astro-ph.GA] (2023).
63. *C. T. Donnan, D. J. McLeod, R. J. McLure, J. S. Dunlop, A. C. Carnall, F. Cullen, and D. Magee*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **520** (3), 4554 (2023).
64. *D. J. McLeod, C. T. Donnan, R. J. McLure, J. S. Dunlop, et al.*, arXiv:2304.14469 [astro-ph.GA] (2023).
65. *N. Menci, M. Castellano, P. Santini, E. Merlin, A. Fontana, and F. Shankar*, Astrophys. J. **938** (1), id. L5 (2022).
66. *M. Castellano, A. Fontana, T. Treu, E. Merlin, et al.*, Astrophys. J. **948** (2), id. L14 (2023).
67. *E. Di Valentino, L. A. Anchordoqui, O. Akarsu, Y. Ali-Haimoud, et al.*, Astroparticle Phys. **131**, id. 102606 (2021), arXiv:2008.11283 [astro-ph.CO].
68. *E. Di Valentino, L. A. Anchordoqui, O. Akarsu, Y. Ali-Haimoud, et al.*, Astroparticle Phys. **131**, id. 102605 (2021), arXiv:2008.11284 [astro-ph.CO].
69. *E. Di Valentino, L. A. Anchordoqui, O. Akarsu, Y. Ali-Haimoud, et al.*, Astroparticle Phys. **131**, id. 102604 (2021), arXiv:2008.11285 [astro-ph.CO].
70. *L. A. Anchordoqui, E. Di Valentino, S. Pan, and W. Yang*, J. High Energy Astrophys. **32**, 28 (2021).
71. *W. Beenakker and D. Venhoek*, arXiv:2101.01372 [astro-ph.CO] (2021).
72. *М. Демянский, А. Г. Дорошкевич, Т. Ларченкова, С. Пилипенко*, Астрон. журн. **99** (9), 719 (2022).
73. *J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **275** (3), 720 (1995).
74. *J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White*, Astrophys. J. **490** (2), 493 (1997).
75. *М. И. Демянский, А. Г. Дорошкевич, Т. И. Ларченкова*, Письма в Астрон. журн. **48** (7), 475 (2022).
76. *М. И. Демянский, А. Г. Дорошкевич, Т. И. Ларченкова*, Астрон. журн. **100**(5), 395 (2023).
77. *M. Ramella, M. J. Geller, and J. P. Huchra*, Astrophys. J. **384**, 396 (1992).
78. *A. J. Kelly, A. Jenkins, A. Deason, A. Fattahi, R. J. J. Grand, R. Pakmor, V. Springel, and C. S. Frenk*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **514** (3), 3113 (2022).
79. *A. Doroshkevich, D. L. Tucker, S. Allam, and M. J. Way*, Astron. and Astrophys. **418**, 7 (2004).
80. *J. Sommer-Larsen, S. Gelato, and H. Vedel*, Astrophys. J. **519** (2), 501 (1999).
81. *A. Chiti, A. Frebel, J. D. Simon, D. Erkal, et al.*, Nature Astron. **5**, 392 (2021).
82. *A. Chiti, J. D. Simon, A. Frebel, A. B. Pace, A. P. Ji, and T. S. Li*, Astrophys. J. **939** (1), id. 41 (2022).
83. *D. Makarov and I. Karachentsev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **412** (4), 2498 (2011).
84. *M. Ginolfi, E. Piconcelli, L. Zappacosta, G. C. Jones, et al.*, arXiv:2208.03248 [astro-ph.GA] (2022).
85. *A. Boksenberg and W. L. W. Sargent*, Astrophys. J. Suppl. **218** (1), id. 7 (2015), arXiv:1410.3784 [astro-ph.GA].

DARK MATTER HALOS IN NUMERICAL MODELS AT REDSHIFTS $0 \leq z \leq 9$

Marek Demyanskii^{a,b}, Andrei Doroshkevich^{c,d}, Tatiana Larchenkova^c, and Sergey Pilipenko^c

^a*Institute of theoretical physics, University of Warsaw, Warsaw, Poland*

^b*Department of Astronomy, Williams College, Williamstown, USA*

^c*P.N. Lebedev physical institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^d*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

For the numerical model in the range of redshifts $0 \leq z \leq 9$, we examined the properties and evolution of dark matter haloes using a previously proposed method of compact analysis that allows separating the influence of random and regular factors on the main characteristics of the dark matter halo. In the investigated range of redshifts, a monotonic evolution of the average values of the basic parameters of small halo structures into a central massive object is observed through sequential hierarchical merging. These basic parameters include the circular velocity v_c , the parameter $w_c = v_c/r$, and the mass. In the range $3 \leq z \leq 9$, the parameters evolve slowly, while in the range $0 \leq z \leq 3$, they evolve rapidly. The evolution of the dark matter halos formed before reionization is characterized by a slow change in their average characteristics and the properties of the halo outskirts. The important role of early-formed massive structural elements is emphasized.

Keywords: cosmology, dark matter halo

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДЛЯ ПРЕЦЕССИРУЮЩИХ СТРУЙ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

© 2023 г. Р. В. Тодоров^{1,*}, Е. В. Кравченко^{1,2}, И. Н. Пашенко², А. Б. Пушкарёв^{2,3}

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Московская область, Долгопрудный, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук, Москва, Россия

³Крымская астрофизическая обсерватория Российской академии наук, Научный, Россия

*E-mail: todorov.rv@phystech.edu

Поступила в редакцию 29.09.2023 г.

После доработки 15.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

Последние результаты самого подробного анализа многоэпоховых поляризационно-чувствительных наблюдений струй активных ядер галактик (АЯГ) на масштабах парсек методом радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) обнаруживают несколько характерных типов распределения линейной поляризации и ее переменности [1, 2]. Некоторые из них воспроизводятся уже в простой модели спирального магнитного поля. При этом ни одна из представленных к настоящему моменту моделей не может объяснить наблюдаемые профили поляризации с увеличением ее степени к краям струи, и сопровождаемые узором электрического вектора типа “фонтан” и его высокой временной переменностью в центре. С помощью численного моделирования РСДБ-наблюдений релятивистских струй в этой работе мы показываем, что такие профили линейной поляризации могут возникать естественным образом в модели струй, прецессирующих на масштабах порядка десяти лет. В этом сценарии из-за ограниченного разрешения РСДБ-систем первоначально сильная поляризация вдоль оси струи размывается из-за наложения областей, поляризационный угол которых значительно меняется в проекции на небо. В наших численных моделях мы качественно воспроизводим структуру распределения электрического вектора и его переменность. При этом карты распределения интенсивности поляризации характеризуются яркой сердцевинной из-за недостаточного подавления поляризованного излучения, что слабо согласуется с наблюдениями квазаров. Более эффективной деполяризации можно добиться в моделях, в которых излучение центрального канала струи подавлено.

Ключевые слова: активные галактики, релятивистские струи, поляризация, магнитные поля, РСДБ, прецессия

DOI: 10.31857/S0004629923120113, **EDN:** AOFRNL

1. ВВЕДЕНИЕ

Широко признана фундаментальная роль магнитного поля в формировании, коллимации и удержании релятивистских струй активных ядер галактик (АЯГ, см. обзор [3] и ссылки в нем). Степень линейной поляризации радиоизлучения, обусловленного синхротронным механизмом, может достигать нескольких десятков процентов [4, 5] в областях струй ниже РСДБ-ядра¹, где излучение оптически тонкое [6]. Стабильное распределение свойств поляризации указывает на

наличие глобального регулярного магнитного поля в струях на масштабах парсек [1, 2, 7].

Поляриметрическая радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами (РСДБ) используется в качестве наиболее эффективной диагностики магнитного поля и структуры струи за счет достигаемого высокого углового разрешения (см., напр., [8]). В поляриметрических наблюдениях выборка АЯГ обнаружено преимущественно бимодальное распределение позиционных углов электрического вектора поляризации (EVPA, $\tan(2\chi) = U/Q$, где Q и U — параметры Стокса): перпендикулярно и параллельно направлению распространения струи [1, 9]. Такая картина может быть объяснена моделью спирального маг-

¹ Под “РСДБ-ядром” мы подразумеваем видимое основание струи, обычно являющееся самой яркой и при этом самой компактной деталью на РСДБ-картах.

нитного поля [10], которое образуется дифференциальным вращением аккреционного диска или эргосферы черной дыры. Ряд исследований свидетельствует о наличии спирального магнитного поля, обнаруживаемого на субпарсековых [11–13], парсековых [7, 14, 15] и килопарсековых масштабах в струях АЯГ [16, 17]. Помимо этого, некоторые струи демонстрируют наблюдаемый поперечный градиент фарадеевской меры вращения [18, 19], который служит убедительным наглядным подтверждением наличия тороидальной компоненты магнитного поля [20–23]. Также в зависимости от угла к лучу зрения и степени закрутки спиральное магнитное поле может приводить к видимой поляризационной структуре типа “канал-оболочка”, с продольной поляризацией вдоль центральной хребтовой линии струи (канал), которая окружена областями с поперечной по отношению к направлению выброса поляризацией ближе к его краям [10, 24, 25].

1.1. Наблюдаемые поперечные профили поляризации

Ряд исследований показывает, что струи АЯГ могут менять свое направление со временем [26, 27]. Это может приводить к тому, что истинное поперечное сечение струи в полной интенсивности проявляется только после накопления (увеличения экспозиции, stacking от англ. stacking) наблюдений, выполненных в течение многих лет [28, 29]. Анализ показывает, что для этого обычно достаточно наблюдений в течение временного интервала около 6 лет. Недавно Лисаков и др. [23] показали, что изменение наблюдаемого на парсековых масштабах градиента фарадеевской меры вращения в квазаре 3C 273 согласуется со сценарием поворота струи, в результате чего подсвечивается ранее невидимый внешний фарадеевский экран.

Недавно группа MOJAVE² представила самое крупное и наиболее полное РСДБ-исследование поляризационных свойств струй АЯГ на сегодняшний день [1]. Оно основано на многолетнем мониторинге на системе апертурного синтеза VLBA (Very Long Baseline Array) на частоте 15 ГГц, в рамках которого были получены усредненные многоэпоховые (стаковые) карты распределения линейной поляризации 436 радиогромких АЯГ. Количество индивидуальных эпох наблюдений для каждого источника находилось в пределах от 5 до 139, с медианной — 9. Временное покрытие каждого отдельного источника составило от одного года до 24 лет, с медианой 7 лет [2]. Пушкарёв и др. [1] проанализировали распределение степени линейной поляризации и направления ее

позиционного угла по усредненным картам. В сопутствующей работе [2] также исследовался вопрос переменности линейной поляризации на масштабах порядка десятка лет. Такой стаковый анализ позволил повысить чувствительность изображений в несколько раз для источников с типичным числом эпох и до порядка величины для наиболее часто наблюдаемых источников в сравнении с одноэпоховыми наблюдениями, достигающих значений $\sim 30 \mu\text{Ян/луч}$, и выявить более полные распределения яркости в полной и поляризованной интенсивностях. При этом Пушкарёв и др. [1] и Зобнина и др. [2] показывают, что стабильное и наиболее полное распределение линейной поляризации по источнику достигается в среднем за 10 лет РСДБ-наблюдений.

Для большинства источников степень поляризации поперек направления распространения струи увеличивается к краям, таким образом имеет U-образную форму [1]. В редких источниках степень поляризации имеет горб в центре струи и, соответственно, W-образный поперечный профиль. Пушкарёв и др. [1] идентифицировали три типичных поперечных профиля электрического вектора: вдоль хребтовой линии, поперечно и распределение, похожее на фонтан. Последний случай встречается в среднем у каждого пятого источника с ненулевой поляризацией в области струи ниже ядра (например, 0234+285, 0336–019, 0945+408 и др.). Этот узор характеризуется электрическим вектором, параллельным локальному направлению центрального канала струи с постепенным поворотом на 90° по мере приближения к краям (см. рис. 1). При этом поперечный EVPA по краям выброса сопровождается повышением степени поляризации, а продольный EVPA в центре струи — более низкой степенью поляризации. Некоторые из этих источников показывают большую временную переменность направления электрического вектора вдоль центрального канала струи [2], составляющую около 40° – 50° (например, 0336–019, 0735+178, 1641+399, 1920–211, и 2251+158), см. рис. 1. При этом величина медианного стандартного отклонения σ_{EVPA} для протяженных областей струй по всей выборке 436 АЯГ существенно ниже и составляет около 10° .

Фарадеевское вращение на частоте 15 ГГц для струй из выборки MOJAVE как правило достигает лишь нескольких градусов и в основном наблюдается в области РСДБ-ядра [7, 15]. Таким образом, его влиянием на свойства поляризации, наблюдаемые на 15 ГГц, можно пренебречь.

1.2. Обзор существующих моделей линейной поляризации струй АЯГ

Первые аналитические расчеты поперечных профилей поляризации для струй АЯГ, прони-

² Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments [30], <https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE>.

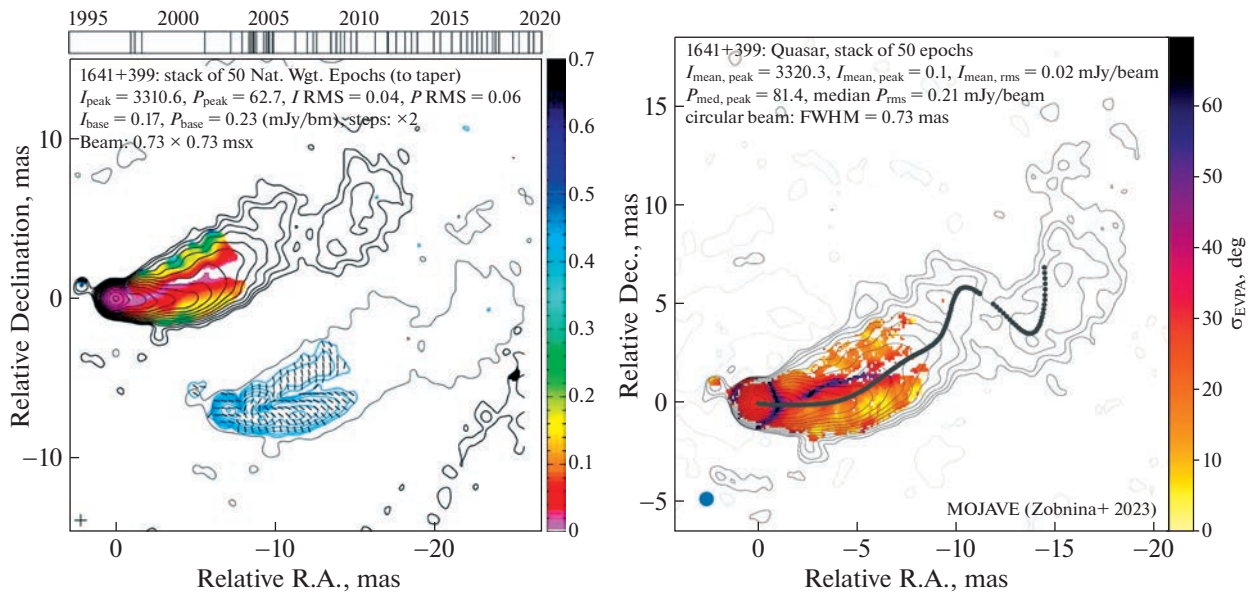


Рис. 1. Слева — Стаковая карта линейной поляризации на частоте 15 ГГц квазара 1641+399 [1]. Степень поляризации показана цветом, полная интенсивность — черными контурами, линейная поляризация — синими контурами, вектора электрической поляризации — штрихами, без поправки на фарадеевское вращение. Справа — карта переменности электрического вектора (цвет), серые контуры соответствуют полной интенсивности [2]. Серые точки показывают хребтовую линию.

занных крупномасштабным спиральным магнитным полем, были представлены в работе [10]. Лютиков и др. [10] показали, что спиральное магнитное поле может объяснить практически все наблюдаемые в то время профили поляризации. Например, при малом угле закрутки спирали преимущественно будут преобладать продольные поля, а в случае сильно закрученной спирали поле будет преимущественно ортогональным относительно направления струи, что соответственно скажется на направлении поляризации наблюдаемого синхротронного излучения. Более сложная поляризационная конфигурация “канал-оболочка” также объясняется спиральным полем [31]. В зависимости от степени закрутки спирального поля и угла наблюдения струи к лучу зрения возможно появление несимметричных случаев [32], в которых продольное и ортогональное направление поляризации преобладают с обеих или с одной стороны струи [33].

В более сложных аналитических моделях, W-, U-образные профили степени поляризации и EVPA также могут быть получены с помощью тороидального или сильно закрученного крупномасштабного магнитного поля [34]. Мерфи и др. [35] рассмотрели самый менее модельно-зависимый случай чисто спирального поля и однородной струи, сосредоточив внимание на основных характеристиках поперечных профилей полного и поляризованного излучений. Предполагая различные углы наблюдения струи и степени закрутки

магнитного поля, Мерфи и др. успешно воспроизвели асимметричные поляризационные профили.

Недавно была предложена более сложная модель для объяснения наблюдаемых свойств кинематики компонентов и поляризационных профилей струй АЯГ [36, 37], в которой направления вектора скорости и локальной оси струи к лучу зрения отличаются друг от друга. Бутузова и др. [36, 37] рассматривают модель струи, в которой ее ось образует спираль на поверхности конуса, а предполагаемая конфигурация магнитного поля является либо спиральной с различными углами закрутки, либо тороидальной в центральной части струи и полоидальной в ее оболочке. Бутузова и Пушкарёв [37] получили качественное соответствие между модельными и наблюдаемыми поперечными профилями одновременно для полной и поляризованной интенсивности, U-образными профилями поляризации и отклонений электрического вектора от локальной оси струи как для винтового магнитного поля, так и для конфигурации “канал-оболочка” [37, 38].

При этом ни одна из представленных к настоящему моменту моделей не может объяснить наблюдаемые U-образные профили поляризации, сопровождаемые узором электронного вектора типа “фонтана” и его высокой временной переменностью в центре. В этой работе мы представляем модель прецессирующей струи с сильно закрученным спиралевидным или тороидальным

магнитным полем и проводим моделирование поляризационно-чувствительных РСДБ-наблюдений модельных струй для объяснения наблюдаемых поляризационных профилей.

2. МОДЕЛЬ ПРЕЦЕССИРУЮЩЕЙ СТРУИ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОЭПОХОВЫХ РСДБ-НАБЛЮДЕНИЙ

Мы рассматриваем модель конической струи с тороидальным или сильно закрученным спиральным магнитным полем с типичной поперечной поляризационной структурой, характеризующейся тремя пиками: с продольной поляризацией в центре и меньшей по интенсивности поперечной поляризацией по краям струи [35, 39]. При однородном нагреве (ускорении излучающих частиц) плазмы поперек струи амплитуда центрального пика всегда в два-три раза выше, чем для боковых пиков. Такие случаи реализуются для углов закрутки спирального магнитного поля (питч-углов) $\psi' \geq 70^\circ$ и малых углов наклона оси струи к лучу зрения $\theta' \leq 30^\circ$, где все штрихованные углы — в системе отсчета (СО) плазмы. При этом углу в СО наблюдателя $\theta_{\text{LOS}} = 1/\Gamma$ соответствует угол в СО плазмы $\theta' = 90^\circ$. Результаты Монте-Карло моделирований статистически полной по потоку подвыборки квазаров 1.5JyQCS MOJAVE с моделью струи с постоянной скоростью [40], рис. 11 предсказывают типичное значения Лоренц-фактора струи $\Gamma = 10$ [40], что соответствует $\theta_{\text{LOS}} \sim 5^\circ$, при наиболее вероятной величине $\theta_{\text{LOS}} \sim 2^\circ$. При таких малых углах к лучу зрения даже небольшие “покачивания” струи, например, в результате прецессии, усиливаются из-за эффектов проекции.

Предположим, что ориентация струи меняется во времени таким образом, что ось струи образует коническую поверхность с вершиной в центральной машине источника. При этом угол наблюдения струи всегда больше суммы углов ее полураскрытия и угла прецессии, т.е. наблюдатель не смотрит внутрь самого выброса. За счет малого угла наклона к лучу зрения в результате проекции даже небольшие реальные изменения направления струи приведут к значительным изменениям ее позиционного угла (РА) в проекции на картинную плоскость. Амплитуда колебаний (η) струи на уровне $\pm 0.2^\circ$ соответствует видимой амплитуде $\pm 15^\circ$ в результате проекции. При изменении направления струи в проекции на небо, а затем усреднении всех полученных изображений, из-за наложения поляризации с разной ориентацией наблюдаемая поляризованная интенсивность в центре струи будет ослаблена. При этом естественным образом возникает повышенная переменность EVPA в этой области. Значительные вариации позиционного угла компонентов струй,

наблюдаемые в рассматриваемых источниках [41], большой угол их видимого раскрытия [28] и разрешенная поперечная поляризационная структура служат основой для предлагаемого сценария.

Для численного моделирования РСДБ-наблюдений мы рассматриваем модель релятивистской струи с лоренц-фактором Γ [42, 43]. При этом поле скоростей — центральное, скорость объемного движения плазмы направлена от центральной машины, что важно для малых углов наклона оси струи к лучу зрения. Струя имеет угол полураскрытия ϕ и наблюдается под углом к лучу зрения θ в СО наблюдателя. Красное смещение выбрано таким образом, чтобы интегральная плотность потока на модельной карте была порядка 1 Ян, что соответствует характерному потоку реальных наблюдений. Также мы предполагаем изотропное степенное распределение излучающих частиц $N(\gamma) \propto \gamma^{-s}$ с $\gamma_{\text{min}} = 10$ и показателем $s = 2.5$ [44], что соответствует спектральному индексу³ $\alpha = 0.75$, находящееся в равномерном распределении со спиральным магнитным полем, а также $\gamma_{\text{max}} = 10^4$, хотя точное значение этого параметра не является существенным. Мы использовали электрон-протонную плазму, которая приводит к ненулевому эффекту фарадеевского вращения, мера которого достигала значений в 20 рад/м². Такая величина приводит к вращению EVPA менее чем на 1° на частоте 15 ГГц.

Решение уравнений переноса поляризованного синхротронного излучения рассчитывается с учетом самопоглощения и фарадеевских эффектов для параметров Стокса I, Q, U, V следующим образом (см., напр., [45]):

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dl} &= \eta_I - \kappa_I I - \kappa_Q Q - \kappa_U U - \kappa_V V, \\ \frac{dQ}{dl} &= \eta_Q - \kappa_I Q - \kappa_Q I - \kappa_F U - h_Q V, \\ \frac{dU}{dl} &= \eta_U - \kappa_I U - \kappa_U I + \kappa_F Q - \kappa_C V, \\ \frac{dV}{dl} &= \eta_V - \kappa_I V - \kappa_V I + h_Q Q + \kappa_C U, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\eta_I, \eta_U, \eta_Q, \eta_V$ — коэффициенты излучения, $\kappa_I, \kappa_U, \kappa_Q, \kappa_V$ — коэффициенты поглощения, κ_F — коэффициент фарадеевского вращения, и κ_C и h_Q — коэффициенты вращения для фарадеевской конверсии. При этом единичный вектор направле-

³ Спектральный индекс определяется зависимостью плотности потока S от частоты ν как $S \propto \nu^\alpha$.

ния вдоль луча зрения $\hat{n}_{\text{LOS}}$ преобразуется в СО, связанной с движущейся плазмой (релятивистская абберация), как

$$\hat{n}'_{\text{LOS}} = D\hat{n}_{\text{LOS}} - (D+1)\frac{\Gamma}{\Gamma+1}\beta, \quad (2)$$

где доплер-фактор $D = (\Gamma(1 - \mathbf{v}\hat{n}_{\text{LOS}}/c))^{-1}$ (см., напр., [46]).

Для прямого сравнения модельных изображений с наблюдаемыми РСДБ-картами линейной поляризации мы создаем синтетические одно-эпоховые РСДБ-карты, которые соответствуют различным фазам вращения струи. Для этого сначала модельное распределение яркости переводится в плоскость пространственных частот (u, v) фурье-преобразованием, используя (u, v) -покрытие реального наблюдения⁴. То есть создается набор синтетических интерферометрических видностей. Затем добавляется тепловой шум, рассчитанный по разбросу видностей реального наблюдения [47]. Из полученных таким образом синтетических видностей с использованием процедуры CLEAN [48, 49], реализованной в пакете Difmap [50], синтезируется РСДБ-карта для каждого из параметров Стокса I , Q и U . Для свертки CLEAN-моделей в области изображения использована круговая диаграмма направленности (ДН) по уровню половины максимума в размере 0.73 мс дуги, соответствующая ДН, используемой для построения стаковой карты источника 1641+399 [1]. Затем набор синтетических РСДБ-изображений усредняется для создания стаковых карт таким же образом, как это было сделано в применении к многоэпоховым данным реальных наблюдений [1]. А именно, сначала формируются стаковые карты для параметров Стокса U и Q , а затем создаются стаковые карты поляризованного потока $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ и распределения EVPA ($\tan(2\chi) = U/Q$).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В этой работе нами рассмотрены питч-углы 70°, 80°, 89°, т.е. преимущественно тороидальное магнитное поле. Для создания синтетического стакового изображения были выбраны 36 положений струи, соответствующих реальным эпохам наблюдений источника 1641+399⁵ и различным начальным фазам вращения оси струи по круговому конусу с амплитудой в диапазоне 0.1°–0.15°. Каждое такое положение соответствует одной эпохе наблюдения, примеры полученных РСДБ-карт которых показаны на рис. 2. Угол полуоткрытия конической струи выбран в размере $\theta/4$,

что соответствует видимому углу полуоткрытия $\sim 10^\circ$ [28]. Рассмотрены углы наклона оси струи к лучу зрения $\theta = 0.3^\circ, 0.5^\circ, 1^\circ$ и 2° в СО наблюдателя, что соответствует углам $\theta' = 6^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ и 38° в СО плазмы соответственно, из соотношения, описывающего релятивистскую абберацию углов ($\Gamma[1 - \beta\cos\theta]\sin\theta' = \sin\theta$). Соответствующие стаковые карты показаны на рис. 2–4. Поляризованное излучение струи на стаковых картах характеризуется трехгорбой структурой: центральным каналом с электрическими векторами, сонаправленными выбросу, и двумя боковыми областями с поперечной поляризацией. Распределение EVPA имеет узор типа “фонтан”. Наименьшая степень поляризации наблюдается между центральным и боковыми каналами, а также по центру струи. При этом наибольшие ее значения на краях частично вызваны систематическими ошибками процедуры CLEAN [1], и могут быть скорректированы с помощью результатов численных моделирований. За счет яркого центрального канала центральный пик с продольной поляризацией недостаточно эффективно подавляется в диаграмме направленности, даже при достаточно узком видимом угле раскрытия струи.

В некоторых источниках U-образный профиль и распределение EVPA типа “фонтан” наблюдаются в отдельные эпохи, как показано на рис. 5. Действительно, несмотря на то, что модель предсказывает трехпиковую структуру, в результате эффективного усреднения в диаграмме направленности и влияния шума, центральный пик с продольной поляризацией может подавляться при достаточно узком видимом угле раскрытия струи. В модели прецессии такие эпохи соответствуют, в основном, фазам с наибольшим углом наклона оси струи к лучу зрения. Полученный результат устойчив по отношению к выбору периода и начальной фазы прецессии.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Предположение о спиральном магнитном поле струй АЯГ широко и успешно используется в течение последних двадцати лет для интерпретации наблюдаемых поляризационных эффектов [11, 20–25, 51]. Этим обусловлен наш выбор модели магнитного поля для моделирования линейной поляризации струй. За счет относительно яркой сердцевины с продольной поляризацией, характерной для рассматриваемых нами моделей, в полученных синтетических стаковых картах прецессирующей струи излучение в ее центре характеризуется ненулевой степенью поляризации. То есть поляризованное излучение подавляется недостаточно для формирования характерной наблюдаемой структуры поляризации. При этом

⁴ Использовалось 36 эпох наблюдений источника 1641+399.

⁵ <https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE/sourcepages/1641+399.shtml>

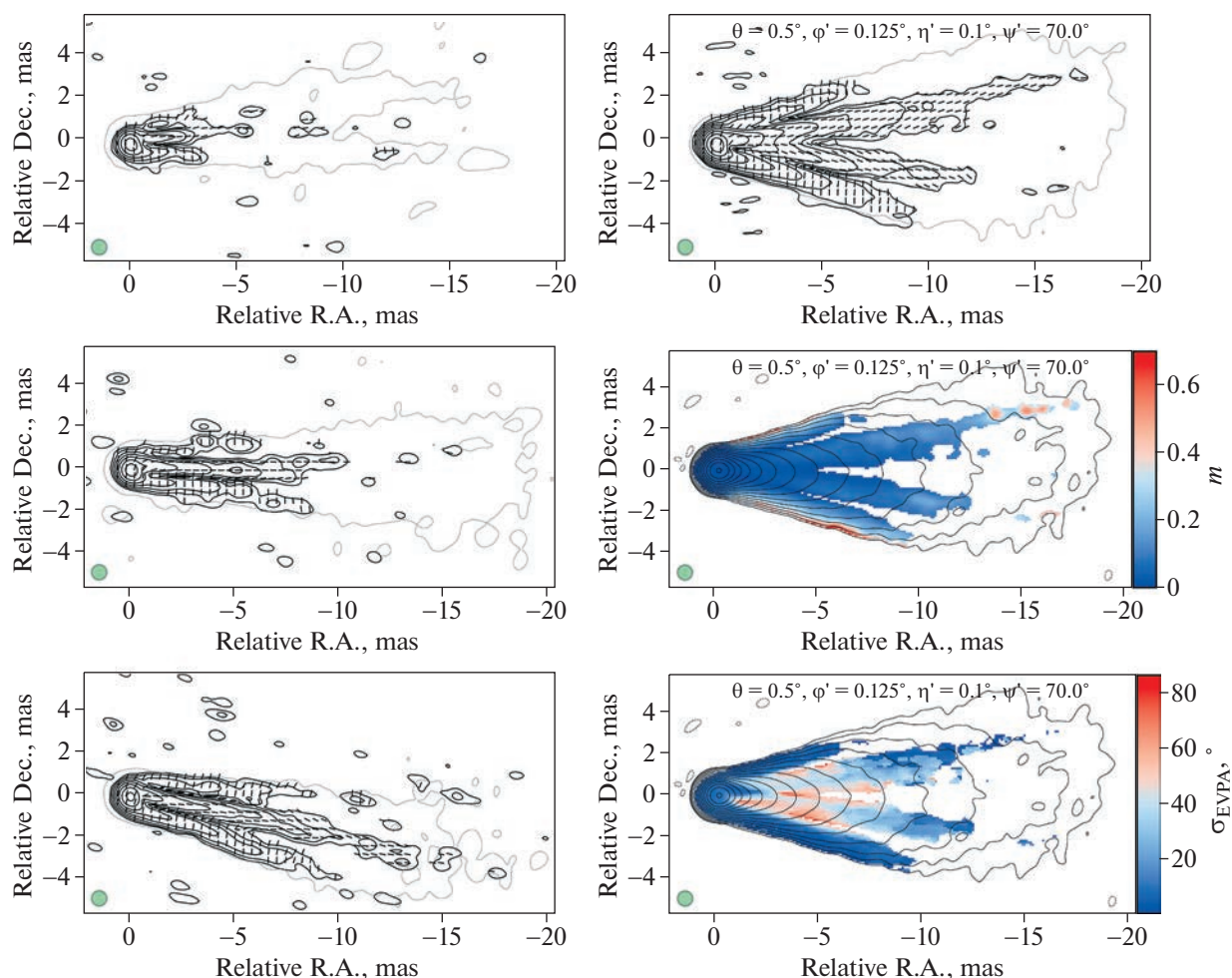


Рис. 2. Синтетические одноэпоховые (слева) и стаковые (справа) РСДБ-карты линейной поляризации струи. Одноэпоховые изображения соответствуют различным фазам вращения струи источника. Использованы следующие параметры модели: коническая струя с истинным углом полуоткрытия $\phi' = 0.125^\circ$, имеющая наклон оси прецессии к лучу зрения $\theta = 0.5^\circ$, прецессирующая с амплитудой $\eta' = 0.1^\circ$; питч-угол силовых линий спирального магнитного поля $\psi' = 70^\circ$. Справа сверху — карта распределения электрических векторов и поляризованного потока, справа в центре — карта степени линейной поляризации, справа внизу — карта переменности электрического вектора σ_{EVPA} . Для свертки использована круговая диаграмма направленности по уровню половины максимума 0.73 мс дуги, показанная зеленым кругом в нижнем левом углу. Она соответствует ДН, используемой для построения стаковой карты источника 1641+399 [1]. Карты получены усреднением 36 изображений, соответствующих случайным фазам вращения. Величина полной плотности потока составляет 0.7 Ян, величина линейно поляризованной плотности потока на стаковой карте составляет ~ 50 мЯн. Серые контуры полной интенсивности нарисованы с уровня $3\sigma_I = 0.18$ мЯн/луч и увеличиваются с фактором 2. Черные контуры линейно поляризованной интенсивности даны с уровня $3\sigma_P = 0.18$ мЯн/луч и увеличиваются с фактором 2.

воспроизводятся структура и высокая переменность EVPA в центральном канале струи.

Недавно Фролова и др. [52] исследовали профили полной интенсивности релятивистских струй активных ядер галактик на основе магнито-гидродинамического (МГД) полуаналитического моделирования с использованием моделей с постоянной угловой скоростью и с электрическим током, замкнутым внутри струи, а также разными механизмами “нагрева” излучающих частиц. Авторы показали, что в предположении, что все ча-

стицы в струе излучают, в профиле полной интенсивности преобладает плотная сердцевина. Несоответствие полученной картины с наблюдаемой во многих разрешенных объектах привело к выводу о необходимости подавления излучения от центрального канала.

Фролова и др. [52] показывают, что это, например, может быть достигнуто при поперечной стратификации распределения излучающих частиц, при которой до некоторого радиуса излучается лишь небольшая доля частиц. Одним из воз-

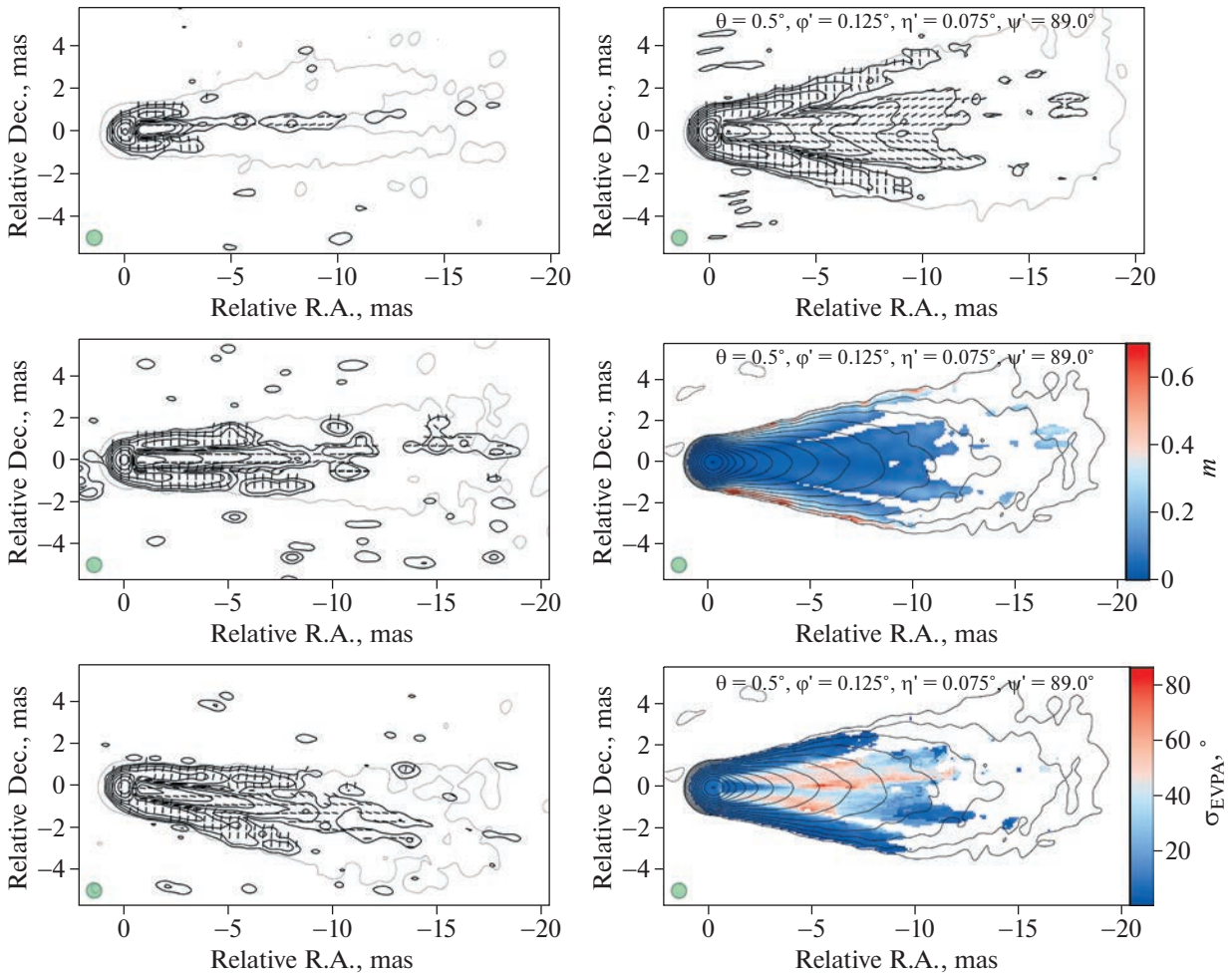


Рис. 3. Синтетические одноэпоховые (слева) и стаковые (справа) РСДБ-карты линейной поляризации струи. Обозначения те же, что и на рис. 2. Параметры модели следующие: коническая струя с истинным углом полуоткрытия $\phi' = 0.125^\circ$, имеющая наклон оси прецессии к лучу зрения $\theta = 0.5^\circ$, прецессирующая с амплитудой $\eta' = 0.075^\circ$; питч-угол $\psi' = 89^\circ$.

можных вариантов рассматривается механизм нагрева излучающих частиц, связанный с омической диссипацией [10]. Подавление излучения сердцевины может быть также связано с обнаруженным в работе [53] эффектом анизотропного распределения ускоренных частиц. Сохранение адиабатического инварианта приводит к тому, что частицы в центральных областях выброса имеют преимущественное направление движения вдоль магнитного поля, в этой области доминированного продольной компонентой. Лютикову и др. [10] удалось объяснить бимодальность EVPA в модели полого джета, в котором естественным образом подавлена сердцевина. Однако в работе [52] показано, что хотя эта модель с плотностью числа излучающих частиц пропорциональной плотности магнитной энергии в плазменной структуре является многообещающей,

она маловероятна, так как приводит к сильному доминированию центрального ядра.

Согласно недавнему структурному анализу 447 самых ярких радио-громких источников северного неба на частоте 15 ГГц [41], вариации позиционного угла струй (внутренние мс дуги) носят массовый характер, и средняя амплитуда составляет 10° – 50° на временном масштабе около десяти лет. Для некоторых источников вариации достигают 200° . Существует несколько сценариев, которые могут объяснить такое поведение. Например, орбитальное движение в двойной системе черных дыр [54]. Более широко обсуждается эффект Лензе–Тирринга [55, 56] в системе с вращающейся черной дырой. В этом случае колебания внутренней ориентации струи вызваны прецессией аккреционного диска, ось вращения которого смещена относительно оси вращения черной дыры [57]. Например, исследование

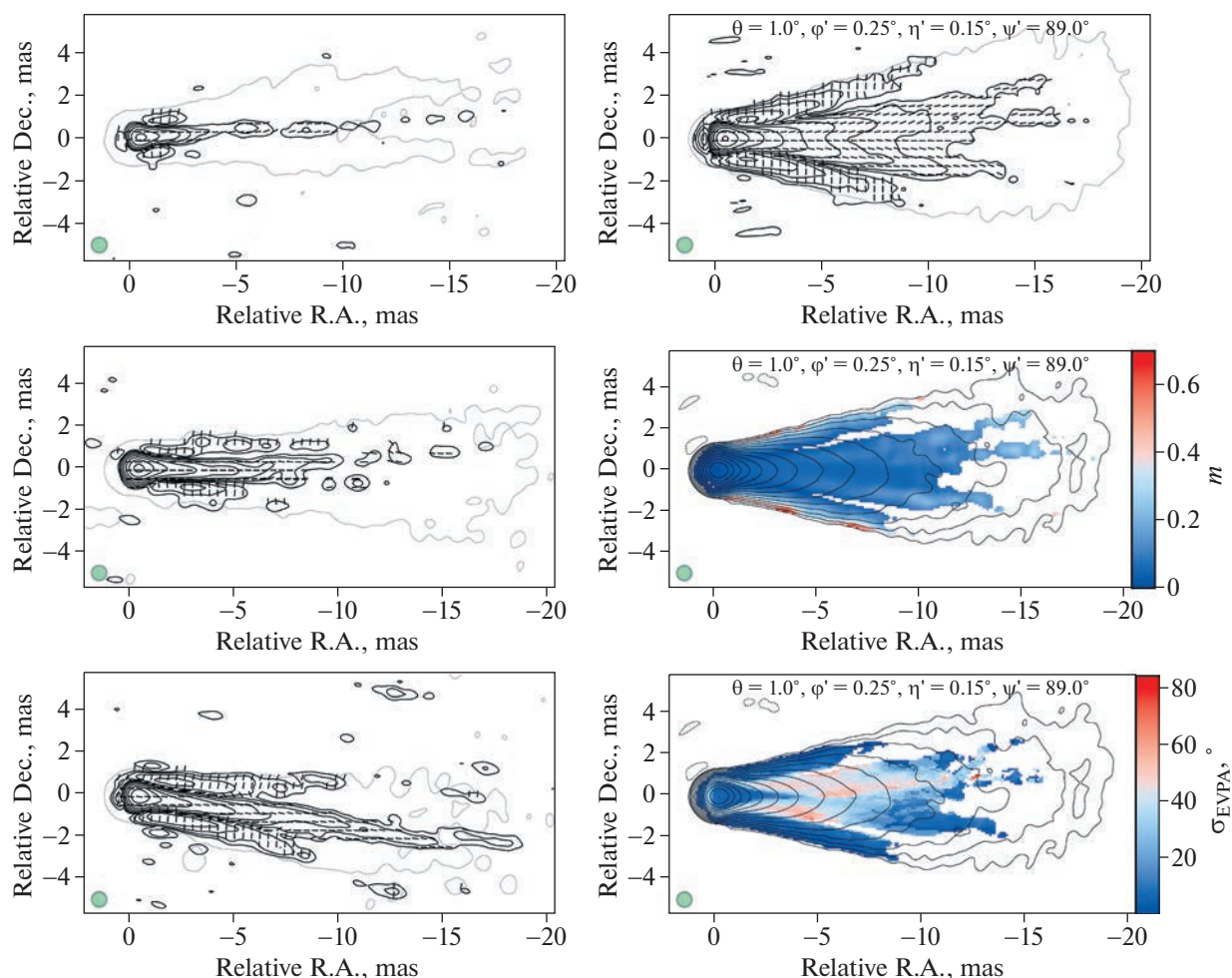


Рис. 4. Синтетические одноэпоховые (слева) и стаковые (справа) РСДБ-карты линейной поляризации струи. Обозначения те же, что и на рис. 2. Параметры модели следующие: коническая струя с истинным углом полуоткрытия $\phi' = 0.25^\circ$, имеющая наклон оси прецессии к лучу зрения $\theta = 1^\circ$, прецессирующая с амплитудой $\eta' = 0.15^\circ$; питч-угол $\psi' = 89^\circ$.

структуры струи на основе наблюдений, выполненных на протяжении 22 лет в 170 отдельных эпохах в радиогалактике M87 показало периодическое изменение позиционного угла струи с амплитудой от пика к пику $\approx 10^\circ$ и периодом $T \approx 11$ лет на масштабах $\approx 600\text{--}2500 r_g$ ⁶ [58]. Периодичность кривой блеска в оптическом диапазоне и вариации позиционного угла струи в квазаре 3C 120 предполагают существование прецессии струи, вызванное эффектом Лензе–Тирринга, с периодом 12.3 года [59]. Это же показано для струи в M81*, период прецессии которой оценен в ≈ 7 лет [60]. Детальный анализ колебаний ориентации других струй также указывает на их периодичность и возможную связь с прецессией, на-

пример OJ 287 [61] ($T \sim 12$ лет), 3C 273 [62] ($T \sim 16$ лет), 3C 279 [63] ($T \sim 22$ года), PG 1553+113 [64], 4C 38.41 [65] ($T = 23 \pm 5$ лет), PKS 2131–021 [66] ($T \sim 22$ года).

Существование вращения струи или ее частей можно проследить и по другим наблюдательным характеристикам. Например, по плавному вращению электрического вектора линейно поляризованного оптического излучения вплоть до величины поворота 720° [67, 68]. Или по модуляции яркостной температуры РСДБ-компонентов струи в зависимости от их удаления от ядра (Kravchenko et al. 2023, в работе). Небольшие отклонения направлений струи в СО источника и малый угол оси струи к лучу зрения приводят к существенным вариациям доплер-фактора, соответственно и яркостной температуры [69], что наблюдается, например, в квазарах 3C 273 или 3C 279.

⁶ Гравитационный радиус $r_g = GM/c^2$, где M — масса черной дыры.

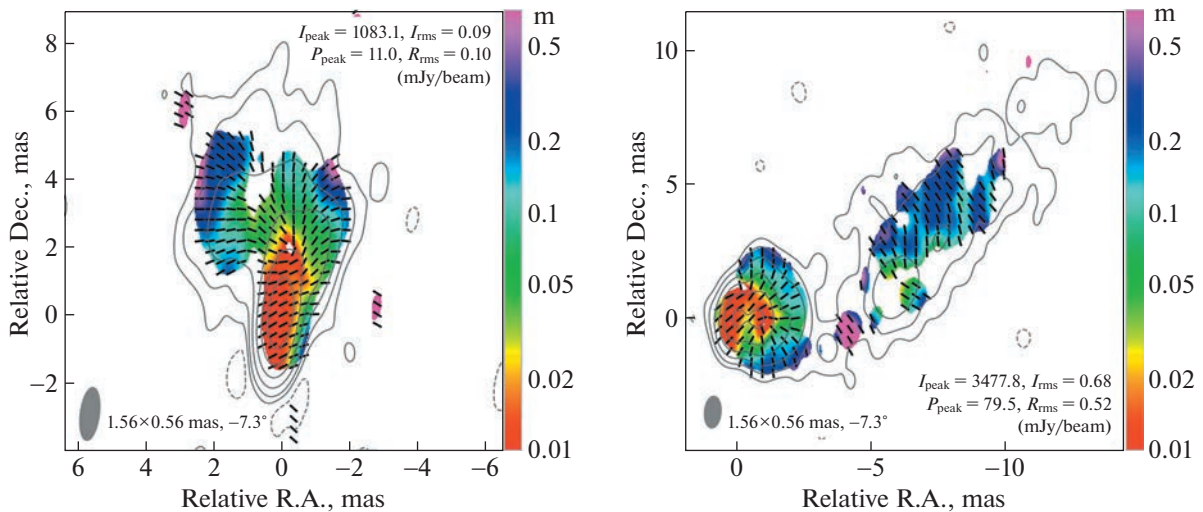


Рис. 5. Примеры наблюдаемых одноэпоховых U-образных поляризационных профилей. Карты линейной поляризации квазара 1920–211 на эпоху 3 августа 2012 г. (слева) и квазара 2251 + 158 на эпоху 30 марта 2003 г. (справа) на частоте 15 ГГц. Цветом показана степень поляризации (логарифмическая шкала), контурами — полная интенсивность, штрихами — направление электрического вектора без коррекции за фарадеевское вращение. Данные взяты с сайта проекта MOJAVE: <https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE/>.

Другой широко обсуждаемой моделью, способной приводить к колебаниям позиционного угла струи, является развитие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца за счет разницы скоростей на краях струи [70]. Например, детальный структурный анализ представлен для M87 [71], 0836+710 [72] и 3C 273 [73].

Стоит отметить, что в используемой нами модели некоторые картины поляризации (например, с поперечным EVPA в ядерной области) возникают при достаточно малых углах струи к лучу зрения $\theta_{\text{LOS}} \ll 1/\Gamma$. Статистический анализ ограниченных по потоку выборок, включая данные по РСДБ-кинематике, предсказывает относительно небольшое число таких объектов [40, 74, 75]. Однако этот результат основывается на модели струи с постоянным Γ , что не учитывает поперечную стратификацию скорости [76–78] и, по видимому, необходимую поперечную стратификацию распределения излучающих частиц [52].

Немаловажным фактором, который стоит учитывать при рассмотрении поляризационной структуры, является наличие в струе движущихся и стационарных уярчений. Ими могут быть или движущиеся/стоячие ударные волны, сжимающие магнитное поле [79, 80] и ускоряющие частицы на фронте, или сгустки плазмы с повышенной плотностью излучающих частиц (т.н. “плазмоны”, напр., [81–83]). Пушкарев и др. [1] оценивают типичное отношение расстояния, проходимого компонентом вдоль струи за время наблюдений, к типичному расстоянию между компонентами, равное 1.5. Другими слова-

ми, компоненты могут значимо влиять на получаемые из стаковых карт картины распределения поляризации. Эти вопросы будут отдельно исследоваться нами в последующих работах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Последние наиболее полные РСДБ-исследования линейно-поляризованной структуры струй АЯГ позволили выделить несколько характерных структур распределения линейной поляризации и ее переменности [1]. Одним из самых интригующих оказалось распределение поляризации с уярчением к краю струи и направлением EVPA, напоминающим фонтан, с его высокой переменностью в центре струи. Простые модели конфигурации магнитного поля струи не способны объяснить двугорбую структуру, а более сложные — не обнаруживают характерного поведения переменности поляризации.

Для объяснения такой картины в данной работе мы рассматриваем сценарий прецессирующей струи, наблюдаемой под малым углом к лучу зрения, с сильно закрученным спиральным или тороидальным магнитным полем. Наблюдательной основой для предлагаемой модели колебаний направления струй АЯГ служат многоэпоховые данные долгосрочных мониторинговых программ, в которых обнаружены вариации позиционного угла в пределах 10° – 50° на масштабах десятилетий. Эти данные успешно описываются моделями периодических осцилляций с характерными периодами порядка 10–20 лет. Такое поведение возможно объяснить прецессией струи, вызванной

эффектом Лензе—Тирринга в системе с вращающейся черной дырой.

Мы провели симуляции многоэпоховых поляриметрических РСДБ-наблюдений прецессирующих струй, используя параметры реальных наблюдений. Полученные нами синтетические стачовые РСДБ-карты степени линейной поляризации характеризуются трехгорбым поперечным профилем. Карты направления электрического вектора напоминают узор наподобие фонтана, а карты его переменности характеризуются высокими значениями вдоль центрального канала струи. Прецессия струи приводит к замыыванию поляризации в центре струи за счет наложения областей с разными ориентациями электрического вектора в проекции на плоскость изображения. Однако наличие яркой сердцевинки приводит к недостаточной деполяризации в центре струи, что слабо согласуется с наблюдениями, в которых излучение в центральном пике оказывается деполяризовано. Таким образом, мы делаем вывод о необходимости рассмотрения моделей, в которых излучение центрального канала струи подавлено, что согласуется с недавними результатами аналитических МГД-расчетов [52].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-72-10078⁷.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Юрию Андреевичу Ковалеву за ценные замечания и предложения, которые способствовали улучшению статьи.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. B. Pushkarev, H. D. Aller, M. F. Aller, D. C. Homan, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **520** (4), 6053 (2023), arXiv:2209.04842 [astro-ph.HE].
2. D. I. Zornina, H. D. Aller, M. F. Aller, D. C. Homan, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **523** (3), 3615 (2023), arXiv:2211.15624 [astro-ph.HE].
3. R. Blandford, D. Meier, and A. Readhead, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **57**, 467 (2019), arXiv 1812.06025 [astro-ph.HE].
4. M. L. Lister and D. C. Homan, *Astron. J.* **130** (4), 1389 (2005).
5. A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, T. Savolainen, M. F. Aller, H. D. Aller, and M. A. Hodge, *Galaxies* **5** (4), 93 (2017).
6. A. G. Pacholczyk and T. L. Swihart, *Astrophys. J.* **150**, 647 (1967).
7. E. V. Kravchenko, Y. Y. Kovalev, and K. V. Sokolovsky, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **467** (1), 83 (2017), arXiv:1701.00271 [astro-ph.HE].
8. G. Bruni, T. Savolainen, J. L. Gómez, A. P. Lobanov, *et al.*, *Adv. Space Research* **65** (2), 712 (2020).
9. D. C. Gabuzda, A. B. Pushkarev, and T. V. Cawthorne, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **319** (4), 1109 (2000), arXiv:astro-ph/0307192.
10. M. Lyutikov, V. I. Pariev, and D. C. Gabuzda, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **360** (3), 869 (2005), arXiv:astro-ph/0406144.
11. J. L. Gómez, A. P. Lobanov, G. Bruni, Y. Y. Kovalev, *et al.*, *Astrophys. J.* **817**(2), id. 96 (2016), arXiv:1512.04690 [astro-ph.HE].
12. E. V. Kravchenko, J. L. Gómez, Y. Y. Kovalev, A. P. Lobanov, *et al.*, *Astrophys. J.* **893** (1), id. 68 (2020), arXiv:2003.08776 [astro-ph.HE].
13. F. M. Pörtl, A. P. Lobanov, E. Ros, J. L. Gómez, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **648**, id. A82 (2021), arXiv:2102.04441 [astro-ph.HE].
14. S. P. O'Sullivan and D. C. Gabuzda, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **393** (2), 429 (2009), arXiv:0811.4426 [astro-ph].
15. T. Hovatta, M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, D. C. Homan, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, and T. Savolainen, *Astron. J.* **144** (4), 105 (2012), arXiv:1205.6746 [astro-ph.CO].
16. D. C. Gabuzda, S. Knuettel, and A. Bonafede, *Astron. and Astrophys.* **583**, id. A96 (2015), arXiv:1511.08730 [astro-ph.GA].
17. A. Pasetto, C. Carrasco-González, J. L. Gómez, J.-M. Martí, *et al.*, *Astrophys. J. Letters* **923** (1), id. L5 (2021), arXiv:2112.06971 [astro-ph.GA].
18. R. T. Zavala and G. B. Taylor, *Astrophys. J.* **612**, 749 (2004).
19. J. C. Algaba, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **429**(4), 3551 (2013).
20. K. Asada, M. Inoue, Y. Uchida, S. Kameno, K. Fujisawa, S. Iguchi, and M. Mutoh, *Publ. Astron. Soc. Japan* **54**, L39 (2002), arXiv:astro-ph/0205497.
21. M. Zamaninasab, T. Savolainen, E. Clausen-Brown, T. Hovatta, M. L. Lister, T. P. Krichbaum, Y. Y. Kovalev, and A. B. Pushkarev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **436**, 3341 (2013).
22. D. C. Gabuzda, S. Knuettel, and B. Reardon, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **450** (3), 2441 (2015), arXiv:1503.03411 [astro-ph.GA].
23. M. M. Lisakov, E. V. Kravchenko, A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, T. K. Savolainen, and M. L. Lister, *Astrophys. J.* **910**(1), id. 35 (2021), arXiv:2102.04563 [astro-ph.HE].
24. J. M. Attridge, D. H. Roberts, and J. F. C. Wardle, *Astrophys. J. Letters* **518**, L87 (1999).
25. A. B. Pushkarev, D. C. Gabuzda, Y. N. Vetukhnovskaya, and V. E. Yakimov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **356** (3), 859 (2005).

⁷ <https://rscf.ru/project/20-72-10078/>

26. *T. Savolainen, K. Wiik, E. Valtaoja, M. Kadler, E. Ros, M. Tornikoski, M. F. Aller, and H. D. Aller*, *Astrophys. J.* **647** (1), 172 (2006), arXiv:astro-ph/0605134.
27. *M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, D. C. Homan, et al.*, *Astron. J.* **146** (5), 120 (2013), arXiv:1308.2713 [astro-ph.CO].
28. *A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, and T. Savolainen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **468** (4), 4992 (2017), arXiv:1705.02888 [astro-ph.HE].
29. *Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, E. E. Nokhrina, A. V. Plavin, V. S. Beskin, A. V. Chernoglazov, M. L. Lister, and T. Savolainen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **495** (4), 3576 (2020), arXiv:1907.01485 [astro-ph.GA].
30. *M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, M. A. Hodge, D. C. Homan, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, and T. Savolainen*, *Astrophys. J. Suppl.* **234** (1), id. 12 (2018), arXiv:1711.07802 [astro-ph.GA].
31. *D. C. Gabuzda, A. R. Reichstein, and E. L. O'Neill*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **444** (1), 172 (2014), arXiv:1410.6653 [astro-ph.GA].
32. *E. Clausen-Brown, M. Lyutikov, and P. Kharb*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **415** (3), 2081 (2011), arXiv:1101.5149 [astro-ph.HE].
33. *D. C. Gabuzda*, *Galaxies* **9** (3), 58 (2021).
34. *N. L. Zakamska, M. C. Begelman, and R. D. Blandford*, *Astrophys. J.* **679** (2), 990 (2008), arXiv:0801.1120 [astro-ph].
35. *E. Murphy, T. V. Cawthorne, and D. C. Gabuzda*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **430** (3), 1504 (2013), arXiv:1302.0186 [astro-ph.HE].
36. *M. S. Butuzova*, *Astron. Rep.* **62** (2), 116 (2018).
37. *M. S. Butuzova and A. B. Pushkarev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **520** (4), 6335 (2023), arXiv:2209.15359 [astro-ph.HE].
38. *M. Butuzova and A. Pushkarev*, in *European VLBI Network Mini-Symposium and Users' Meeting 2021*, 12–14 July, 2021, <https://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid99>, id. 5 (2022).
39. *R. A. Laing*, *Astrophys. J.* **248**, 87 (1981).
40. *M. L. Lister, D. C. Homan, T. Hovatta, K. I. Kellermann, et al.*, *Astrophys. J.* **874** (1), id. 43 (2019), arXiv:1902.09591 [astro-ph.GA].
41. *M. L. Lister, D. C. Homan, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, E. Ros, and T. Savolainen*, *Astrophys. J.* **923** (1), id. 30 (2021), arXiv:2108.13358 [astro-ph.HE].
42. *R. D. Blandford and A. Königl*, *Astrophys. J.* **232**, 34 (1979).
43. *A. Königl*, *Astrophys. J.* **243**, 700 (1981).
44. *T. Hovatta, M. F. Aller, H. D. Aller, E. Clausen-Brown, et al.*, *Astron. J.* **147**(6), id. 143 (2014), arXiv:1404.0014 [astro-ph.GA].
45. *T. Beckert and H. Falcke*, *Astron. and Astrophys.* **388**, 1106 (2002), arXiv:astro-ph/0112398.
46. *J. Gracia, N. Vlahakis, I. Agudo, K. Tsinganos, and S. V. Bogovalov*, *Astrophys. J.* **695**(1), 503 (2009), arXiv:0901.2634 [astro-ph.GA].
47. *D. S. Briggs*, *High fidelity deconvolution of moderately resolved sources*, PhD thesis, The New Mexico Institute of Mining and Technology, Socorro, New Mexico (1995).
48. *J. A. Högbom*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **15**, 417 (1974).
49. *B. G. Clark*, *Astron. and Astrophys.* **89**(3), 377 (1980).
50. *M. C. Shepherd*, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, edited by G. Hunt and H. E. Payne (San Francisco: ASP), ASP Conf. Ser. **125**, 77 (1997).
51. *J.-L. Gómez, A. P. Marscher, A. Alberdi, S. G. Jorstad, and I. Agudo*, *Astrophys. J. Letters* **561** (2), L161 (2001), arXiv:astro-ph/0110133.
52. *V. A. Frolova, E. E. Nokhrina, and I. N. Pashchenko*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **523** (1), 887 (2023), arXiv:2305.02929 [astro-ph.HE].
53. *V. S. Beskin, T. I. Khalilov, and V. I. Pariev*, *Astron. Letters* **49** (3), 119 (2023).
54. *M. C. Begelman, R. D. Blandford, and M. J. Rees*, *Nature* **287** (5780), 307 (1980).
55. *J. Lense and H. Thirring*, *Physikalische Zeitschrift* **19**, 156 (1918).
56. *H. Thirring*, *Physikalische Zeitschrift* **19**, 33 (1918).
57. *A. Caproni, H. J. Mosquera Cuesta, and Z. Abraham*, *Astrophys. J.* **616** (2), L99 (2004), arXiv:astro-ph/0410450.
58. *Y. Cui, H. Kazuhiro, K. Tomohisa, K. Motoki, et al.*, *Nature* **621** (7980), 711 (2023).
59. *A. Caproni and Z. Abraham*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **349** (4), 1218 (2004), arXiv:astro-ph/0312407.
60. *S. D. von Fellenberg, M. Janssen, J. Davelaar, M. Zajaček, S. Britzen, H. Falcke, E. Körding, and E. Ros*, arXiv:2303.00603 [astro-ph.HE] (2023).
61. *S. Britzen, C. Fendt, G. Witzel, S.-J. Qian, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **478**(3), 3199 (2018).
62. *Z. Abraham and G. E. Romero*, *Astron. and Astrophys.* **344**, 61 (1999).
63. *Z. Abraham and E. A. Carrara*, *Astrophys. J.* **496**(1), 172 (1998).
64. *R. Lico, J. Liu, M. Giroletti, M. Orienti, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **634**, id. A87 (2020), arXiv:2001.01753 [astro-ph.HE].
65. *J. C. Algaba, B. Rani, S. S. Lee, M. Kino, J. Park, and J.-Y. Kim*, *Astrophys. J.* **886** (2), id. 85 (2019), arXiv:1910.02661 [astro-ph.GA].
66. *S. O'Neill, S. Kiehlmann, A. C. S. Readhead, M. F. Aller, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **926** (2), id. L35 (2022), arXiv:2111.02436 [astro-ph.HE].
67. *A. P. Marscher, S. G. Jorstad, V. M. Larionov, M. F. Aller, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **710** (2), L126 (2010), arXiv:1001.2574 [astro-ph.CO].
68. *A. P. Marscher, S. G. Jorstad, F. D. D'Arcangelo, P. S. Smith, et al.*, *Nature* **452** (7190), 966 (2008).
69. *M. Roca-Sogorb, J. L. Gómez, I. Agudo, A. P. Marscher, and S. G. Jorstad*, *Astrophys. J. Letters* **712** (2), L160 (2010), arXiv:0912.2192 [astro-ph.CO].
70. *P. E. Hardee*, *Astrophys. J.* **664**(1), 26 (2007), arXiv:0704.1621 [astro-ph].
71. *A. S. Nikonov, Y. Y. Kovalev, E. V. Kravchenko, I. N. Pashchenko, and A. P. Lobanov*, arXiv:2307.11660 [astro-ph.GA] (2023).
72. *M. Perucho, Y. Y. Kovalev, A. P. Lobanov, P. E. Hardee, and I. Agudo*, *Astrophys. J.* **749** (1), id. 55 (2012), arXiv:1202.1182 [astro-ph.CO].

73. *A. P. Lobanov and J. A. Zensus*, *Science* **294** (5540), 128 (2001).
74. *R. C. Vermeulen and M. H. Cohen*, *Astrophys. J.* **430**, 467 (1994).
75. *M. H. Cohen, M. L. Lister, D. C. Homan, M. Kadler, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, and R. C. Vermeulen*, *Astrophys. J.* **658** (1), 232 (2007), arXiv:astro-ph/0611642.
76. *S. S. Komissarov, N. Vlahakis, A. Königl, and M. V. Barkov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **394**, 1182 (2009).
77. *V. Beskin, A. Chernoglazov, A. Kiselev, and E. Nokhrina*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **472** (4), 3971 (2017).
78. *K. Chatterjee, M. Liska, A. Tchekhovskoy, and S. B. Markoff*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**(2), 2200 (2019), arXiv:1904.03243 [astro-ph.HE].
79. *R. A. Laing*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **193**, 439 (1980).
80. *P. A. Hughes, H. D. Aller, and M. F. Aller*, *Astrophys. J.* **298**, 301 (1985).
81. *E. V. Kravchenko, Y. Y. Kovalev, T. Hovatta, and V. Rasmakrishnan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **462** (3), 2747 (2016), arXiv:1607.05852 [astro-ph.HE].
82. *M. M. Lisakov, Y. Y. Kovalev, T. Savolainen, T. Hovatta, and A. M. Kutkin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **468** (4), 4478 (2017), arXiv:1703.07976 [astro-ph.GA].
83. *A. V. Plavin, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, and A. P. Lobanov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 1822 (2019).

SIMULATIONS OF LINEAR POLARIZATION OF PRECESSING AGN JETS AT PARSEC SCALES

R. V. Todorov^a, E. V. Kravchenko^{a,b}, I. N. Pashchenko^b, and A. B. Pushkarev^{b,c}

^a*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow region, Russia*

^b*Astro Space Centre of Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia*

^c*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia*

The latest results of the most detailed analysis of multi-epoch polarization-sensitive observations of active galactic nuclei (AGN) jets at parsecs scales by very long baseline interferometry (VLBI) reveal several characteristic patterns of linear polarization distribution and its variability [1, 2]. Some of the observed profiles can be reproduced by a simple model of a jet threaded by a helical magnetic field. However, none of the models presented to date can explain the observed polarization profiles with an increase in its degree towards the edges of the jet, and accompanied by a “fountain” type electrical vector pattern and its high temporal variability in the center. Based on simulations of the VLBI observations of relativistic jets, we show here that the observed transverse linear polarization profiles, atypical for the simple magnetic field models can be naturally produced assuming the finite resolution of VLBI arrays and precession of a jet on ten-years scales, observational indications of which are found in an increasing number of AGN. In our simulations, we qualitatively reproduce the distribution of the electric vector and its variability, though the polarization images are characterized by a bright spine due to weak smearing, which is poorly consistent with observations. More effective depolarization can be obtained in models with the suppressed emission of the jet spine.

Keywords: active galaxies, relativistic jets, polarization, magnetic fields, VLBI, precession

ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В АККРЕЦИОННЫХ ЗВЕЗДНЫХ ДИСКАХ

© 2023 г. З. Д. Ливенец^{1,2}, А. Ю. Луговский^{3,*}

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

²ФГУП Всероссийский научно-исследовательский ин-т автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

³Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия

*E-mail: alex_lugovsky@mail.ru

Поступила в редакцию 05.07.2023 г.

После доработки 07.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

Объяснение причин переноса углового момента в аккреционных звездных дисках является важной астрофизической задачей, поскольку именно этот процесс определяет темп аккреции вещества на центральное гравитирующее тело. Ранее в рамках двумерного подхода было показано, что внесение возмущений малой амплитуды в поток вещества диска приводит к возникновению сдвиговой неустойчивости. Данный процесс сопровождается развитием крупномасштабных вихревых структур. Их движение и эволюция приводят к перераспределению углового момента в аккреционном диске. Действие описанного механизма было численно исследовано ранее только в рамках двумерного приближения, поэтому целью текущей работы является проведение полномасштабного трехмерного моделирования. Исследуемые процессы описываются в рамках системы уравнений идеальной газовой динамики. В статье кратко изложен метод их численного интегрирования, который основан на консервативной конечно-разностной схеме и решении задачи Римана о распаде произвольного разрыва. В качестве начальных данных используется стационарное газовое состояние тороидальной формы, окруженное веществом с низкой плотностью и давлением. На следующем шаге вносятся малые возмущения одной из газодинамических переменных. Проведенное моделирование и анализ результатов численных расчетов показывают возникновение вихревых структур в сдвиговом течении трехмерного аккреционного диска. Их движение сопровождается перераспределением вещества и углового момента в объеме диска, приводящим к аккреции вещества на центральное тело.

Ключевые слова: аккреционные диски, сдвиговая неустойчивость, крупномасштабные вихревые структуры, перенос углового момента, аккреция вещества

DOI: 10.31857/S0004629923120058, **EDN:** CYIMRC

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена изучению происходящих в аккреционных звездных дисках процессов. Подобные объекты встречаются повсеместно во Вселенной. Среди них диски в рентгеновских двойных системах, диски вокруг сверхмассивных черных дыр, диски в активных ядрах галактик, диски квазаров, протопланетные и галактические диски и др. Аккреционные диски формируются, когда газ с большим моментом импульса захватывается гравитационным полем другого тела.

Теоретические модели предполагают существование стационарных аккреционных дисков разных конфигураций. Например, в плоском диске с изотропным распределением плотности и давления сила тяготения, приложенная к конечному объему газа, уравнивается центробежной силой. Из-за этого вещество движется по замкнутым круговым орбитам, и распределение уг-

ловой скорости определяется законом Кеплера. В трехмерном случае в диске возникает градиент давления, который также участвует в уравнивании силы тяжести и вызывает отклонение в распределении угловой скорости от кеплеровского. Подробный анализ можно найти в работе [1]. Похожий подход к построению равновесных состояний используется в [2].

Тем не менее описанные выше конфигурации имеют общие особенности, распределение угловой скорости газа в диске близко к кеплеровскому, газ с орбитами меньшего радиуса обладает большей угловой скоростью по сравнению с внешними частями газового облака. Таким образом, течение в аккреционном диске является сдвиговым и обладает значительной кинетической энергией.

Астрономические наблюдения говорят о высокой динамичности происходящих в аккреци-

онных дисках процессов. Исследуемые объекты проявляют себя мощными выбросами энергии, всплески электромагнитного излучения могут быть следствием резкого торможения вещества при его падении (аккреции) на центральный объект. Таким образом происходит трансформация кинетической энергии в другие формы.

Процесс аккреции играет фундаментальную роль в аккреционных дисках, так как именно он является источником видимой энергии в упомянутых ранее объектах. Однако для изменения траектории движения и возникновения радиального компонента скорости веществу необходимо изменить свой угловой момент. Поэтому в дисках должны происходить процессы, которые приводят к перераспределению углового момента. Усилия научного сообщества в области изучения природы аккреционных дисков в том числе направлены на поиск подобных механизмов. Объяснение причин аккреции вещества является важной астрофизической проблемой.

Логично предположить, что в аккреционном диске происходит трение соседних слоев вещества друг о друга. Вследствие этого угловая скорость газа снижается, и он переходит на более низкую орбиту. Однако молекулярная вязкость водородной плазмы в диске очень мала, и характерное время протекания аккреционного процесса, вызванного ею, превосходит период существования самой астрофизической системы.

Чтобы решить обозначенную проблему, была предложена модель турбулентной вязкости [3]. Данная концепция предполагает наличие сильного мелкомасштабного турбулентного движения в течении аккреционного диска. Высокая степень корреляции флуктуаций скорости приводит к возникновению существенной эффективной вязкости, которая обеспечивает перераспределение углового момента в диске. При этом характерное время аккреции снижается до наблюдаемых величин. Подобный подход является феноменологическим и не объясняет причин возникновения турбулентности в диске.

В аккреционном диске возможно возникновение магнитогидродинамической турбулентности [4], которая является следствием развития в диске магниторотационной неустойчивости, впервые предложенной Е.П. Велиховым в работе [5] и в дальнейшем используемой многими другими авторами, например, в работе [6]. Однако такое явление может происходить только в горячем аккреционном диске с достаточным уровнем ионизации вещества. Подобные условия обеспечивают необходимую замороженность магнитного поля в плазму. Перечисленными свойствами не обладают, например, протопланетные диски. Для возникновения неустойчивости требуется выполнение и других условий.

Когда энергия магнитного поля больше кинетической энергии движущегося газа, структура течения определяется линиями напряженности, и турбулентные структуры не возникают. Кроме того, магнитное поле не наблюдается в ряде астрофизических систем.

Также было установлено, что ламинарное течение аккреционного диска становится турбулентным из-за развития бароклинической неустойчивости [7]. Такой процесс возможен, например, в дисках с радиальным градиентом энтропии. Этот механизм использует определенные термодинамические свойства течения.

Описанные выше механизмы переноса углового момента требуют предположений о свойствах течения в газовом облаке или работают только в определенных внешних условиях. Гидродинамические же свойства аккреционных дисков универсальны. Поэтому использующий данный факт подход к объяснению причин перераспределения углового момента имел бы сравнительное преимущество. В качестве такого подхода может быть использован процесс развития крупномасштабной турбулентности в свободном сдвиговом течении. Процесс развития крупномасштабной турбулентности в различных сдвиговых течениях: между двумя пластинками, между двумя цилиндрами и в других конфигурациях был исследован ранее в работе [8]. Поток вещества в аккреционном диске также, как и перечисленные выше течения, является сдвиговым. Поэтому предположение о том, что возникновение крупномасштабной турбулентности возможно и в астрофизических объектах, является оправданным. Впервые подобный механизм в аккреционном диске представлен Белоцерковским [9]. Данный механизм использует возможность развития сдвиговой неустойчивости из-за нелинейного взаимодействия возмущений и потока вещества диска. Впоследствии возникают крупномасштабные вихревые структуры, благодаря которым и происходит перераспределение углового момента.

Моделирование процесса развития сдвиговой неустойчивости в аккреционном диске уже было проведено в ряде работ [8, 10–15]. В них показано, что появление крупномасштабных вихревых структур приводит к перераспределению углового момента в диске. Приведенные исследования и многие другие работы используют двумерное приближение. В рамках этого подхода в качестве начального состояния рассматривается не объемное газовое распределение аккреционного диска, а его проинтегрированный по высоте аналог. По этой причине текущее исследование ставит своей целью проведение полномасштабного трехмерного моделирования для подтверждения или опровержения гипотезы о переносе углового

момента в диске крупномасштабными вихревыми структурами, а также возможности обоснованного использования результатов двумерных расчетов.

2. УРАВНЕНИЯ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ

Исследуемый в данной работе механизм переноса углового момента опирается на универсальные свойства сдвигового течения во всех аккреционных дисках. Поэтому выбор астрофизической системы, в рамках которой проводится исследование процесса развития неустойчивости, не имеет особого значения. Тем не менее используемое газовое распределение соответствует наблюдаемым в реальности аккреционным дискам вокруг компактных объектов (нейтронные звезды, белые карлики). Масса центрального тела M составляет половину массы Солнца:

$$M = 0.5 M_{\odot} = 10^{30} \text{ кг.}$$

Пространственные масштабы аккреционного диска сопоставимы с радиусом Солнца:

$$R_{\odot} = 6.957 \times 10^8 \text{ м.}$$

Для оценки скорости вращения вещества можно использовать закон Кеплера:

$$v_{\phi} = \sqrt{\frac{GM}{r}}.$$

Приведем величину гравитационной постоянной:

$$G = 6.6743 \times 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг с}^2).$$

Тогда оценка скорости дает величину, равную нескольким сотням километров в секунду:

$$v_{\phi} = \sqrt{\frac{GM_{\odot}}{2R_{\odot}}} = 310 \text{ км/с.}$$

Приведем также оценку числа Рейнольдса в сдвиговом течении аккреционного диска. Данная величина является безразмерной комбинацией пространственных масштабов течения r , характерной скорости течения v и кинематической вязкости вещества ν :

$$Re = \frac{rv}{\nu}.$$

Примерная величина кинематической вязкости водородной плазмы аккреционных дисков известна:

$$\nu = 10 \text{ м}^2/\text{с.}$$

Тогда число Рейнольдса составляет:

$$Re = \frac{R_{\odot} v_{\phi}}{\nu} = 2 \times 10^{13}.$$

Полученное значение существенно превосходит критические величины, при которых происходит переход к турбулентности в сдвиговых течениях на Земле. Ожидается, что и в аккреционном диске появляются крупномасштабные вихревые структуры. Они являются результатом развития возмущений конечной амплитуды.

В работе предполагается, что течение аккреционного диска описывается системой уравнений идеальной газовой динамики Эйлера. Подобное приближение обосновано, так как при больших числах Рейнольдса инерционные члены в уравнении Навье—Стокса значительно превосходят силы вязкого трения. И, как следствие, учет вязкостных слагаемых не требуется.

Также можно утверждать, что при расчете крупномасштабной структуры турбулентности кинематическая вязкость течения не играет существенной роли. Вихри в потоке формируются благодаря действию конвекционных слагаемых. Действительно, в ситуации, когда в потоке жидкости присутствует большой градиент тангенциальных компонентов скорости, динамические слагаемые вносят наибольший вклад, а вязкость слабо влияет на скорость роста возмущений.

Результатом развития возмущений является возникновение крупномасштабной структуры турбулентного течения. Потом происходит нелинейное взаимодействие вихрей, и формируются высокие частоты спектра турбулентности. Данный этап уже требует учета вязкостных слагаемых и рассмотрения уравнения Навье—Стокса, потому что происходит диссипация кинетической энергии в тепловую. Более подробное описание используемого подхода может быть найдено в [9].

Отметим, что в рамках данной работы происходит исследование первого этапа, а именно формирование крупномасштабных вихрей. Их движение и эволюция приводят к перераспределению углового момента в объеме аккреционного диска. По крайней мере, об этом говорят результаты двумерного моделирования [8, 10–15]. Проведение полномасштабных трехмерных расчетов даст более общую картину и ответит на вопрос о правомерности двумерного подхода.

Приведем запись системы уравнений идеальной газовой динамики Эйлера в векторной форме:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial r} + \frac{\partial \mathbf{G}}{r \partial \phi} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} \mathbf{S}.$$

Согласно принятым обозначениям: $\mathbf{U}$ — вектор консервативных переменных, $\mathbf{F}$ — вектор потока вдоль r , $\mathbf{G}$ — вектор потока вдоль ϕ , $\mathbf{H}$ — вектор потока вдоль z , $\mathbf{S}$ — вектор источника. Запишем

явный вид компонентов векторов в цилиндрической системе координат:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_r \\ \rho v_\phi \\ \rho v_z \\ E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v_r \\ \rho v_r^2 + p \\ \rho v_r v_\phi \\ \rho v_r v_z \\ v_r(E + p) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v_\phi \\ \rho v_\phi v_r \\ \rho v_\phi^2 + p \\ \rho v_\phi v_z \\ v_\phi(E + p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} \rho v_z \\ \rho v_z v_r \\ \rho v_z v_\phi \\ \rho v_z^2 + p \\ v_z(E + p) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} -\frac{\rho v_r}{r} \\ -\frac{\rho v_r^2 + p}{r} + \frac{p}{r} + \frac{\rho v_\phi^2}{r} + \rho g_r \\ -\frac{\rho v_\phi v_r}{r} - \frac{\rho v_r v_\phi}{r} + \rho g_\phi \\ -\frac{\rho v_z v_r}{r} + \rho g_z \\ -\frac{v_r(E + p)}{r} + \rho(v_r g_r + v_\phi g_\phi + v_z g_z) \end{pmatrix}.$$

Вектор источника $\mathbf{S}$ содержит связанные с цилиндрической геометрией слагаемые и учитывает внешнее гравитационное поле $\mathbf{g} = \{g_r, g_\phi, g_z\}$. Выражение для полной энергии имеет вид:

$$E = \rho \epsilon + \frac{\rho(v_r^2 + v_\phi^2 + v_z^2)}{2}.$$

Для замыкания системы уравнений используется уравнение состояния идеального газа с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$:

$$p = p(\rho, \epsilon) = (\gamma - 1)\rho \epsilon.$$

Тогда выражение для полной энергии принимает вид:

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho(v_r^2 + v_\phi^2 + v_z^2)}{2}.$$

Следующий раздел содержит описание подхода к численному решению данной системы уравнений.

3. МЕТОД ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ

Уравнения газовой динамики нелинейны, для их решения необходимо применять методы численного интегрирования. При этом выбор кон-

кретного подхода зависит от особенностей поставленной задачи. В рассматриваемых аккреционных дисках течение может быть сверхзвуковым, а числа Маха много больше единицы, поэтому численная схема должна корректно описывать разрывные решения. Появление возмущений в сверхзвуковом течении может привести к появлению ударных волн и контактных разрывов.

Для интегрирования основной системы уравнений была выбрана консервативная конечно-разностная схема Годуновского типа. Такой метод включает в себя описание нелинейных взаимодействий явным образом. Численная схема корректно описывает разрывные течения благодаря решению задачи Римана о распаде произвольного разрыва для нахождения потоков между ячейками сетки.

Сначала на расчетной области Ω ,

$$\Omega = (r_0 \leq r \leq r_1)(\phi_0 \leq \phi \leq \phi_1)(z_0 \leq z \leq z_1),$$

вводится равномерная пространственная сетка, а r_i, ϕ_j, z_k обозначают центры расчетных ячеек:

$$r_i = r_0 + dr/2 + idr, \quad i = (0 \dots N_r - 1),$$

$$\phi_j = \phi_0 + d\phi/2 + jd\phi, \quad j = (0 \dots N_\phi - 1),$$

$$z_k = z_0 + dz/2 + kdz, \quad k = (0 \dots N_z - 1).$$

Параметры разбиения определяются следующим образом:

$$dr = \frac{(r_1 - r_0)}{N_r}, \quad d\phi = \frac{(\phi_1 - \phi_0)}{N_\phi}, \quad dz = \frac{(z_1 - z_0)}{N_z}.$$

Замена производных в системе уравнений газовой динамики их конечно-разностными аналогами дает консервативную схему:

$$\mathbf{U}_{i,j,k}^{n+1} = \mathbf{U}_{i,j,k}^n + \frac{(-\tau)}{dr} (\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^{n+1/2}) +$$

$$+ \frac{(-\tau)}{r_i d\phi} (\mathbf{G}_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} - \mathbf{G}_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}) +$$

$$+ \frac{(-\tau)}{dz} (\mathbf{H}_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{H}_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}) + \tau \mathbf{S}_{i,j,k}^n.$$

Отметим, что полуцелые пространственные индексы $i + 1/2$ обозначают границы ячеек, а верхние индексы n и $n + 1/2$ соответствуют шагу интегрирования и усреднению по времени соответственно. При этом потоки консервативных величин вычисляются согласно процедуре кусочно-параболического метода (The Piecewise Parabolic Method (PPM)) [16]. Данная модификация обеспечивает третий порядок аппроксимации по пространству и второй по времени.

Для проведения расчетов газодинамических течений был создан программный комплекс на основе описанной выше численной схемы. При этом использовался Python, однако основные расчетные модули написаны на FORTRAN. Та-

кой подход позволяет совместить удобство программирования языка высокого уровня и эффективность вычислений низкого.

Полномасштабное трехмерное моделирование требует значительных вычислительных ресурсов. Тем не менее представленные расчеты были выполнены за несколько десятков часов на средне-статистическом компьютере с многоядерным процессором. Этот результат достигнут благодаря распараллеливанию вычислений, для которого применялась библиотека multiprocessing, доступная по умолчанию в Python.

4. НАЧАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Аккреционный диск является газовым облаком, которое обладает большим моментом импульса и вращается вокруг гравитационного центра. Большие числа Рейнольдса позволяют использовать уравнения идеальной газодинамики для описания течения вещества. Приведем законы сохранения массы и импульса для сплошной среды:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} + \frac{1}{\rho} \nabla p = \mathbf{g}.$$

В правой части уравнения Эйлера учтено, что гравитационное поле центрального объекта придает веществу аккреционного диска ускорение $\mathbf{g}$. Используя цилиндрическую систему координат (r, ϕ, z) , запишем поле от точечного источника:

$$\mathbf{g} = \begin{pmatrix} g_r \\ g_\phi \\ g_z \end{pmatrix}, \quad g_r = -\frac{GM r}{(r^2 + z^2)^{3/2}}, \quad g_\phi = 0,$$

$$g_z = -\frac{GM z}{(r^2 + z^2)^{3/2}}.$$

В дальнейшем, при численном интегрировании системы уравнений идеальной газодинамики, внешнее поле также учитывается.

Приведенная выше система уравнений имеет ряд стационарных, симметричных по углу аналитических решений, которые могут быть найдены с учетом политропной зависимости давления газа от плотности ($p = k \rho^\gamma$, $k = \text{const}$, $\gamma = 5/3$) и описываются следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial \phi} = 0, \quad v_r = v_z \equiv 0,$$

$$v_\phi = v_\phi(r), \quad p = p(r, z), \quad \rho = \rho(r, z).$$

Подробный математический анализ приведенной системы и вывод различных равновесных конфигураций могут быть найдены в статьях [1, 14, 15].

Одно из возможных решений, аналогичных рассматриваемым в работах [10, 12, 13], использовалось в данной работе в качестве начального распределения газа в аккреционном диске. Аналитические формулы его задания можно посмотреть в работе [1]. Используемое равновесное газовое облако имеет тороидальную форму. Граница распределения задается кривой $z = Z(r)$ в плоскости координат (r, z) :

$$Z(r) = \alpha r e^{-\beta(r-r')^2}, \quad \alpha = 0.2,$$

$$\beta = 9/R_\odot^2, \quad r' = 0.8 R_\odot.$$

При этом аналитическое решение определено только в области $\hat{\Omega}$:

$$\hat{\Omega} = \{(r, z) : r > 0, z^2 < Z(r)^2\}.$$

В данном стационарном решении основная масса газа находится в ограниченном объеме. Поэтому в расчетах возможно использовать область Ω , которая полностью включает в себя аккреционный диск $\hat{\Omega}$.

В целях экономии вычислительных ресурсов расчетная область Ω ограничивается по радиусу и высоте и только слегка превосходит масштабные параметры торообразного аккреционного диска $\hat{\Omega}$. При таком подходе важную роль играет выбор подходящих граничных условий. На границах при r_1 , z_0 , z_1 устанавливается запрет на втекание и разрешено свободное вытекание вещества. Азимутальные углы ϕ_0 , ϕ_1 соединяются при помощи периодических граничных условий. А на внутреннем участке при координате r_0 установлены свободные граничные условия. Подобный подход позволяет минимизировать влияние границ расчетной области на моделирование процессов в аккреционном диске.

Отметим, что необходимые граничные условия реализуются путем добавления фиктивных слоев ячеек. Свободные условия соответствуют переносу параметров среды с граничного слоя на фиктивный, а при запрете втекания или вытекания нормальный компонент скорости в фиктивных ячейках имеет противоположный знак.

Важно отметить еще одну особенность постановки задачи. Область $\hat{\Omega}$, на которой задается стационарное распределение аккреционного диска, занимает расчетную область Ω не полностью. Поэтому предполагается, что фон $\bar{\Omega}$ ($\Omega = \bar{\Omega} \cup \hat{\Omega}$) заполнен газом с плотностью ρ_0 и дав-

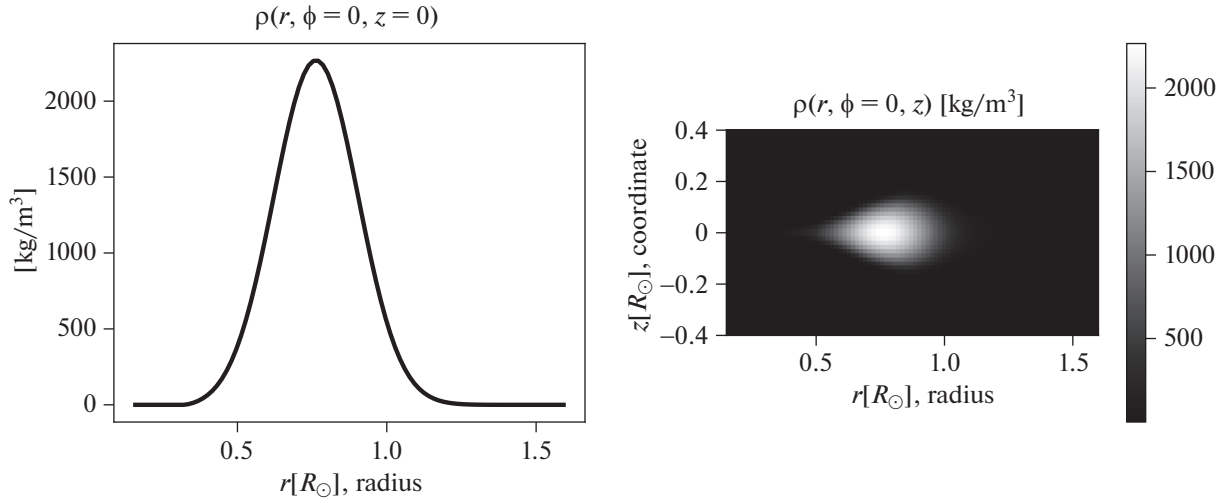
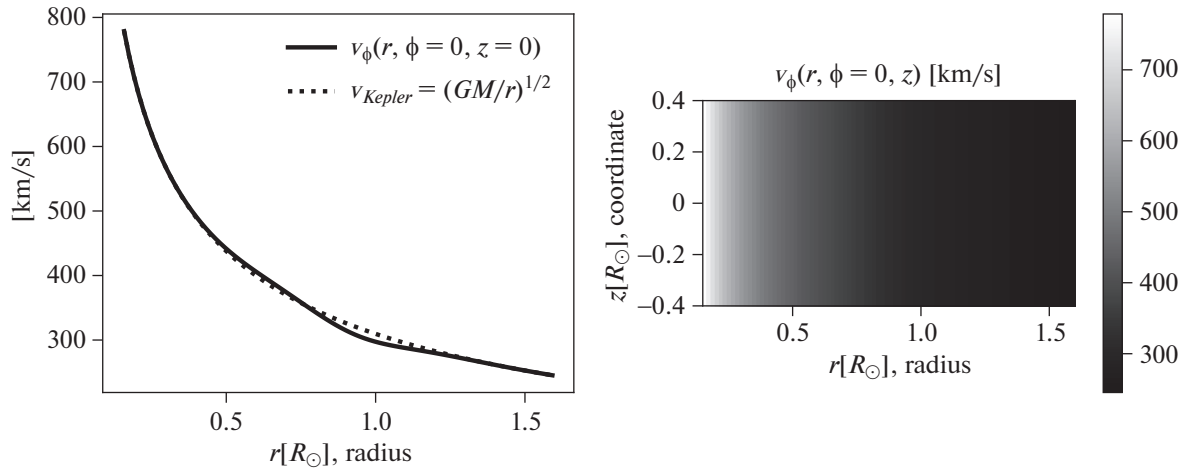


Рис. 1. Начальное распределение плотности в аккреционном диске.


 Рис. 2. Начальное распределение угловой скорости v_ϕ в аккреционном диске.

лением p_0 , соответствующим параметрам газа на краях равновесного состояния и несколькими порядками меньше средних значений этих параметров в равновесном состоянии диска аналогично работам [10, 12, 13].

Таким образом, начальное распределение физических переменных в расчетной области имеет следующий вид:

$$\rho = \begin{cases} \rho(r, z), & (r, z) \in \hat{\Omega}, \\ \rho_0, & (r, z) \in \bar{\Omega}, \end{cases}$$

$$p = \begin{cases} p(r, z), & (r, z) \in \hat{\Omega}, \\ p_0, & (r, z) \in \bar{\Omega}, \end{cases}$$

$$v_\phi = v_\phi(r, Z(r)) = v_\phi(r), \quad (r, z) \in \Omega.$$

На рис. 1 представлено распределение плотности газа в расчетной области в начальный момент времени вдоль оси r и в плоскости (r, z) при $\phi = 0$. Давление в газовом облаке задается политропным законом, поэтому вид распределения этой переменной качественно повторяет плотность.

Изобразим графики угловой скорости v_ϕ в аккреционном диске (рис. 2). Распределение этой величины не зависит от координаты z . Кроме того, угловая скорость задана веществу во всей расчетной области, а не только в основном объеме аккреционного диска. Полезно сравнить данную функцию с законом распределения угловых скоростей Кеплера. В основном, эти две величины совпадают. Однако угловая скорость в центре диска немного меньше Кеплеровского значения. Это происходит из-за существенного градиента

давления, который также играет роль в равновесии диска и уменьшает значение центробежного потенциала.

Опираясь на заданную угловую скорость, можно рассчитать время, за которое диск делает один оборот в области максимальной толщины $r' = 0.8R_\odot$ следующим образом:

$$t_0 = \frac{2\pi r'}{v_\phi(r')} = 2.85 \text{ ч.}$$

Этот интервал показывает характерное время протекания динамических процессов в аккреционном диске. Количество оборотов диска используется в качестве временной шкалы при представлении результатов моделирования развития сдвиговой неустойчивости. С другой стороны, при визуализации ротора скорости используется другой масштабный множитель:

$$T = \sqrt{\frac{R_\odot^3}{GM}} = 7.5 \text{ мин.}$$

Момент импульса измеряется в величинах:

$$L_0 = \sqrt{GM^3 R_\odot} = 2.16 \times 10^{44} \text{ кг м}^2/\text{с.}$$

Характерный масштаб энергии:

$$E_0 = \frac{GM^2}{R_\odot} = 9.6 \times 10^{40} \text{ Дж.}$$

5. ПРОВЕРКА УСТОЙЧИВОСТИ НАЧАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА

В рамках данной работы рассматривается стационарное газовое распределение, которое вращается вокруг центрального компактного объекта, при этом газовое облако окружает вращающийся газ низкой плотности и давления. Предполагается, что такая постановка соответствует аккреционному звездному диску. В работе [10] рассматривалось аналогичное трехмерное равновесное газовое распределение, и была численно показана его устойчивость, правда использовался другой численный метод. Здесь также перед проведением сложных трехмерных расчетов развития сдвиговой неустойчивости необходимо быть уверенным в правильности программной реализации применяемых алгоритмов. Для верификации численного метода нужно убедиться, действительно ли равновесное газовое облако аккреционного диска остается стационарным в течение длительного времени. Поэтому на первом этапе исследования рассмотрим эволюцию на-

чальных данных. Расчет проводился в области Ω следующего размера:

$$\Omega = (0.15 \leq r \leq 1.6) \times (0 \leq \phi < 2\pi) \times (-0.4 \leq z \leq 0.4).$$

При таких параметрах границы находятся на достаточно большом расстоянии от района сосредоточения основной массы диска и не должны оказывать влияния на течение вещества. Количество ячеек на равномерной сетке устанавливалось следующим:

$$(N_r, N_\phi, N_z) = (90, 256, 50).$$

Используемые граничные условия описаны в предыдущем параграфе.

На рис. 3 изображены карты плотности в сечениях $(r, \phi, z = 0)$ и $(r, \phi = 0, z)$. Они показывают, как изменилось начальное равновесное распределение диска за 28.5 ч, т.е. в течение десяти оборотов в области максимальной толщины. При численном интегрировании исходное распределение газа практически не изменяется, стационарное решение сохраняется достаточно долго. Данный факт говорит об отсутствии ошибок в программной реализации выбранного метода и низкой численной вязкости.

Анализ распределения плотности не показывает существенной динамики газа. Однако также стоит рассмотреть карты логарифма отношения плотности $\rho(r, 0, z)$ к ее минимальной величине ρ_0 . Соответствующие изображения для разных моментов времени приведены на рис. 4. Аккреционный диск начинает расширяться в окружающее его пространство, этот процесс происходит преимущественно изотропно во всех направлениях и со временем замедляется. Несмотря на то, что данное расширение крайне мало и незаметно при анализе величин гидродинамических параметров диска, важно, что не происходит увеличения плотности фонового газа. Подобное достигается корректным выбором граничных условий, приходящее в движение фоновое вещество может свободно покинуть расчетную область. Незначительное расширение начального равновесного состояния и выход на новый, но очень близкий по величинам к начальному стационар, отмечены во многих работах, использующих равновесное состояние из работы [1].

Использование консервативной разностной схемы обеспечивает выполнение основных законов сохранения, но, поскольку объектом нашего исследования является угловой момент, выполнение закона сохранения углового момента также очень важно. Убедиться в этом можно, проследив за изменением углового момента в указанном расчете эволюции стационарного аккреционного диска. На рис. 5 приведен график момента им-

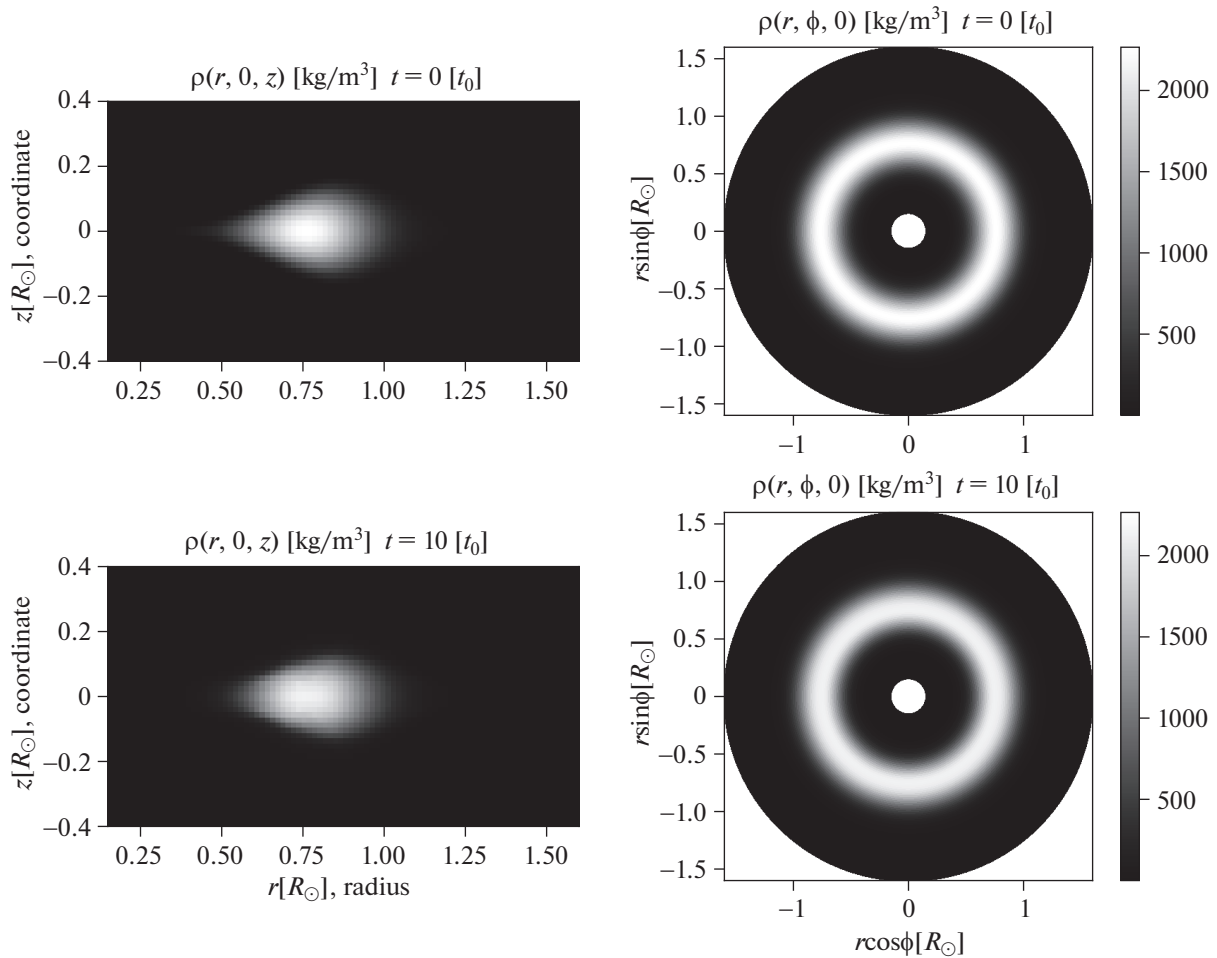


Рис. 3. Карты плотности в начальный момент времени и через время, которое соответствует 10 оборотам диска.

пульса $L = rmv_\phi$. Видно, что распределение данной величины меняется незначительно за 10 оборотов диска. Максимальное значение L в аккреционном диске уменьшается лишь на 4%, что говорит о ненулевой численной вязкости в схеме. Однако на временных масштабах моделирования развития сдвиговой неустойчивости влияние диссипации численной схемы достаточно мало, момент импульса в системе сохраняется.

Описанный в параграфе расчет позволяет убедиться в корректности постановки задачи. Модельная система обладает основными гидродинамическими свойствами реальных объектов, а на стационарный диск не воздействуют какие-либо внешние факторы, связанные, например, с особенностями реализации граничных условий. На следующем этапе можно исследовать появление неустойчивости в аккреционном диске и то, как этот процесс влияет на эволюцию газового облака.

6. МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СДВИГОВОМ ТЕЧЕНИИ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА

В аккреционном диске газ вращается по круговым орбитам со скоростью, определяемой законом Кеплера. При радиальном движении происходит изменение скорости вращения и, как следствие, момента импульса. Цель данной работы заключается в исследовании возможных механизмов, действие которых приводит к аккреции вещества.

В нашем случае предполагается, что в диске должен происходить переход ламинарного течения в нестационарное состояние. Предполагается, что данный процесс развития крупномасштабной турбулентности в сдвиговом течении аккреционного диска сопровождается перераспределением углового момента и последующим радиальным движением вещества в объеме газового облака. Необходимо провести моделирование описанного процесса и устано-

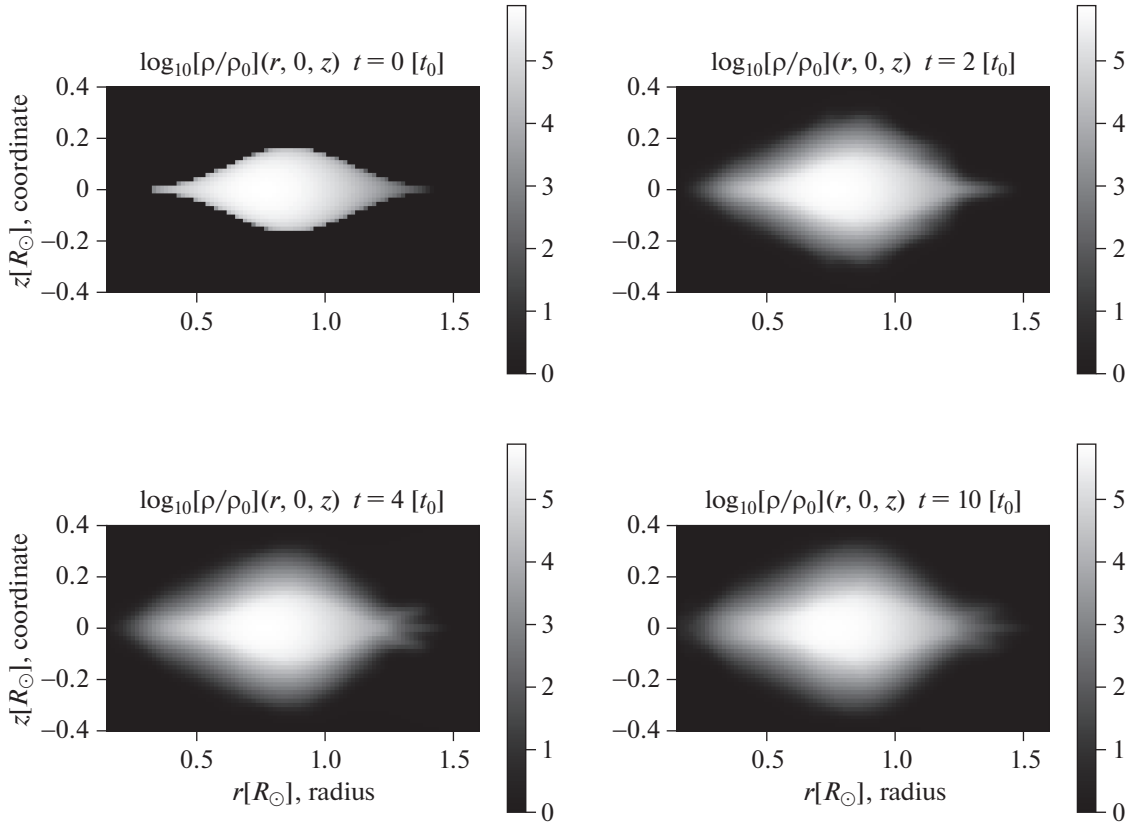


Рис. 4. Карты логарифма отношения плотности к минимальной величине ρ_0 для различных моментов времени.

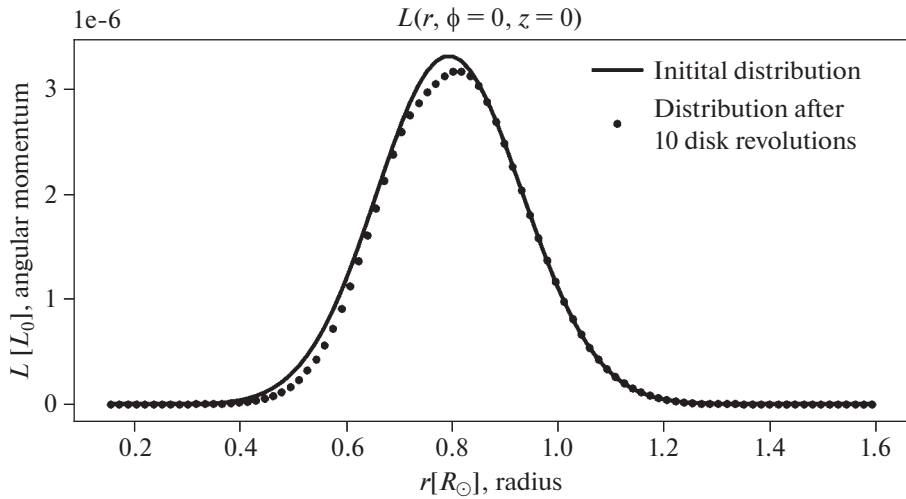


Рис. 5. Распределение момента импульса в аккреционном диске вдоль прямой ($r, \phi = 0, z = 0$) в начальный момент времени (сплошная линия) и через 10 оборотов (точки).

вить возможность образования вихревых структур. Их движение и эволюция должны приводить к перераспределению момента импульса.

Как уже было отмечено, аналогичные исследования проводились и ранее [9, 11–15]. Они под-

тверждают существование механизма перераспределения углового момента крупными вихревыми структурами, возникающими в сдвиговом течении аккреционного диска. Однако необходимое моделирование развития крупномасштабной

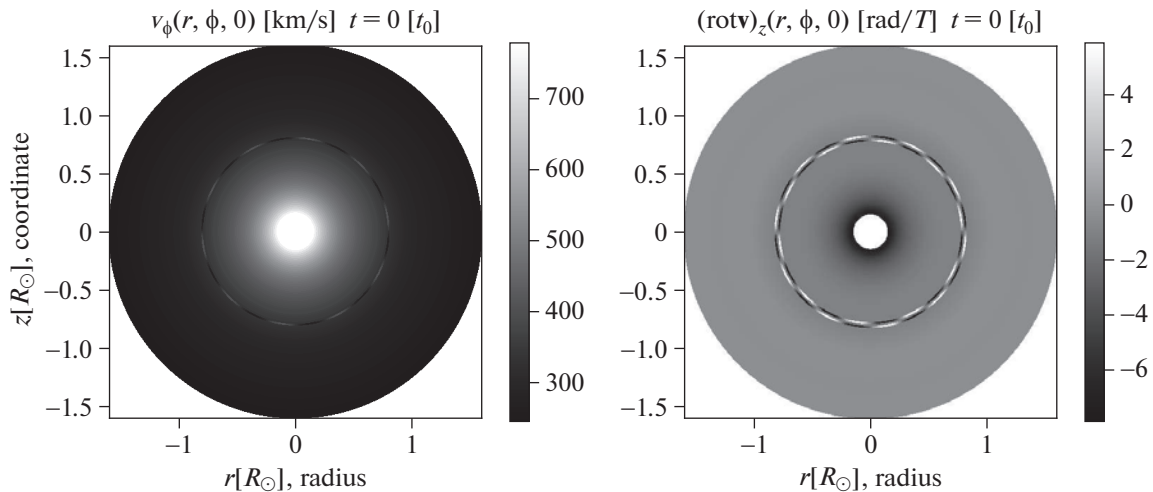


Рис. 6. Распределение угловой скорости в аккреционном диске с учетом внесенных возмущений (слева) и визуализация z -компонента ротора данного поля (справа).

турбулентности осуществлялось в рамках двумерного приближения в полярных координатах (r, ϕ) . Поэтому текущая работа направлена на обобщение на трехмерный случай полученных ранее результатов о роли вихревых структур в перераспределении углового момента.

Инициализация развития неустойчивости осуществляется путем внесения синусоидальных возмущений малой амплитуды в околокеплеровское распределение угловой скорости в аккреционном диске. Аналитически переопределение функции $v_\phi(r, \phi, z)$ выглядит следующим образом:

$$v_\phi(r, \phi, z) = v_\phi(r) [1 + A \sin(n\phi) \delta(r - r') \delta(z - 0)],$$

где

$$r' = 0.8R_\odot, \quad A = 0.2, \quad n = 10.$$

Аналитическая формула выражает внесение возмущений в бесконечно тонкий объем по высоте и радиусу. Однако при численной реализации изменения происходят в единичных ячейках по соответствующим координатам. Амплитуда возмущений выбрана аналогично расчетам, представленным в работах [11–13] по двумерному моделированию. В работе [13] указано, что амплитуда $A = 0.2$ соответствует энергии возмущения в 0.3% от общей начальной кинетической энергии. Более того, там же указано, что качественно результаты не меняются и при амплитуде в 1% ($A = 0.01$), что соответствует возмущению по энергии в 0.001%.

Итоговое распределение угловой скорости в начальный момент времени с учетом внесенного возмущения изображено на рис. 6. Рядом также

приводится визуализация z -компонента ротора поля скорости $(\text{rot } \mathbf{v})_z$:

$$(\text{rot } \mathbf{v})_z = \frac{\partial v_\phi}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{r \partial \phi}.$$

При численном расчете данной величины дифференциальные операторы заменялись на конечно-разностные аналоги:

$$(\text{rot } \mathbf{v})_z = \frac{(v_\phi)_{i+1,j} - (v_\phi)_{i-1,j}}{2dr} - \frac{(v_r)_{i,j+1} - (v_r)_{i,j-1}}{2r_i d\phi}.$$

Правая часть рис. 6 более наглядно демонстрирует внесенные изменения в конфигурацию потока вещества.

Дальнейшая эволюция во времени внесенных возмущений определяется путем интегрирования системы уравнений идеальной газодинамики. Соответственно, были проведены расчеты, аналогичные описанному в предыдущем разделе, для проверки равновесного состояния. Граничные условия, размер области Ω и количество ячеек на сетке не изменялись. Разница заключалась только во внесении возмущений в сдвиговое течение аккреционного диска.

Перейдем к описанию результатов численных расчетов. Динамика развития неустойчивости лучше всего видна на картах возмущения физических величин. Но нагляднее приводить не просто физическую величину, а разницу с эволюцией равновесного состояния. Например, вместо построения графиков углового момента $L(r, \phi, z, t) = m v_\phi r$ для разных моментов времени можно проводить визуализацию переменной $L'(r, \phi, z, t) = L(r, \phi, z, t) - L_{\text{eq}}(r, \phi, z, t)$. Здесь, $L_{\text{eq}}(r, \phi, z, t)$ — это момент импульса, полученный

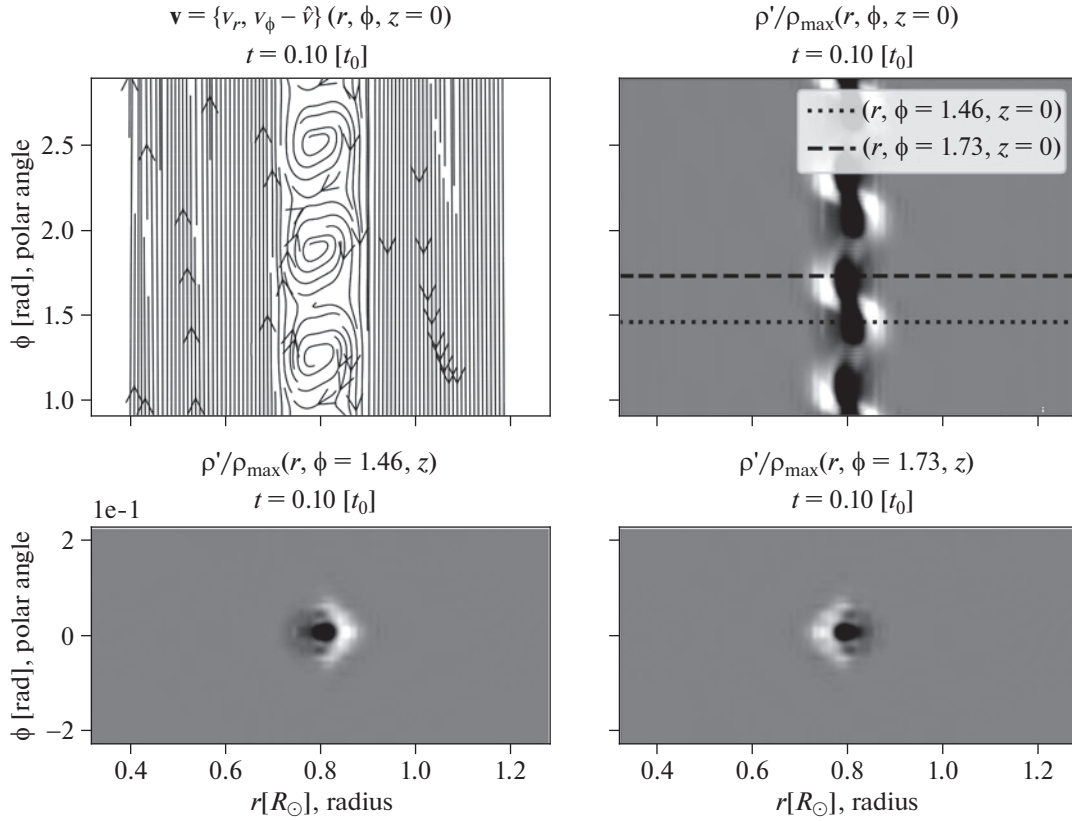


Рис. 7. Линии тока вектора скорости $\mathbf{v}$ после перехода в систему координат, которая вращается с Кеплеровской скоростью орбиты $r = 0.8R_\odot$ (вверху слева). Также представлены карты относительного возмущения плотности в сечениях $(r, \phi, z = 0)$, $(r, \phi = 1.46, z)$ и $(r, \phi = 1.73, z)$.

при расчете эволюции аккреционного диска без внесения возмущений. Приведем общую формулу:

$$f' = f - f_{\text{eq}}, \quad f \equiv \rho, L, (\text{rot } \mathbf{v})_z, \dots$$

В выражении выше используются обозначения: f' – возмущение величины f , f – результат расчета с внесением возмущений, f_{eq} – эволюция стационарного аккреционного диска.

В аккреционном диске вещество движется по замкнутым круговым орбитам. А распределение угловой скорости и момента импульса известно из закона Кеплера. Таким образом, каждому стационарному слою соответствует определенное значение L .

В проведенной работе в сдвиговое течение аккреционного диска вносятся изменения угловой скорости v_ϕ . Как следствие, в возмущенном вращающемся слое возникают области, где значение момента импульса или превосходит, или меньше значения L , которое соответствует стационарной орбите. В случае синусоидальных возмущений такие районы периодически чередуются, что видно на рис. 6.

Естественно, описанная выше конфигурация течения уже нестационарна. Часть газа с пониженной угловой скоростью начинает двигаться к внутренней части диска, так как гравитационное ускорение начинает превосходить градиент центробежного потенциала. В областях повышенной v_ϕ происходит обратная ситуация. Именно так начинается образование крупномасштабной вихревой структуры. Более наглядно это демонстрируется на рис. 7, где представлены линии тока векторного поля

$$\mathbf{v} = \{v_r, v_\phi - \hat{v}\}, \quad \hat{v} = \sqrt{\frac{GM}{0.8R_\odot}}.$$

Изображенные рядом карты возмущения плотности $\rho'(r, \phi, z = 0)$, $\rho'(r, \phi = 1.46, z)$, $\rho'(r, \phi = 1.73, z)$, отнесенной к максимальной величине в начальный момент времени ρ_{max} , позволяют представить структуру вихрей в трехмерном пространстве.

В сечении $(r, \phi, z = 0)$ видно описанный выше переход газа на более низкие и высокие орбиты. При этом относительные возмущения плотности

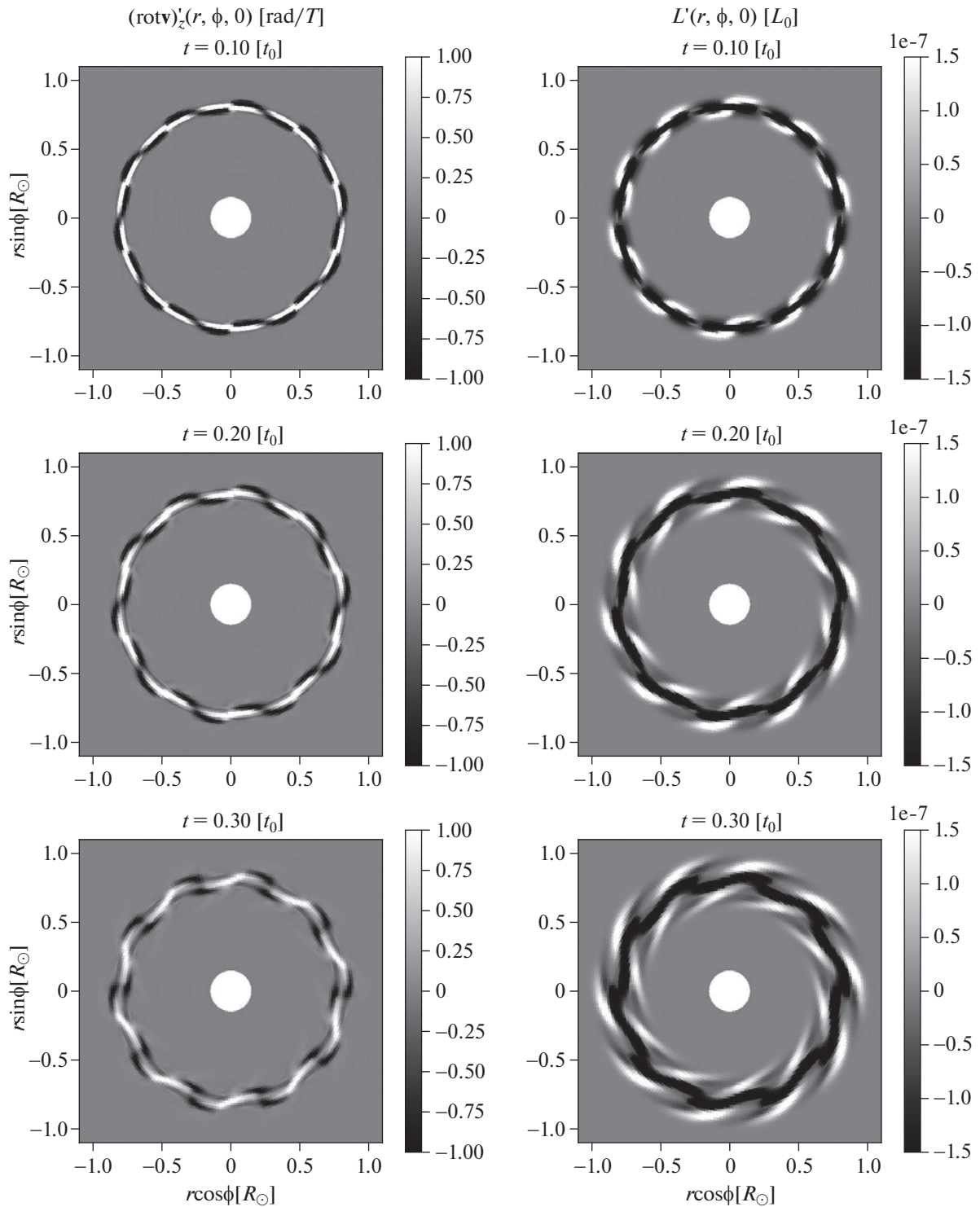


Рис. 8. Распределение возмущений z -компонента ротора поля скорости (слева) и возмущений углового момента (справа).

в $(r, \phi = 1.46, z)$ и $(r, \phi = 1.73, z)$ показывают, что основная динамика происходит именно в экваториальной плоскости вращения диска.

На рис. 8 приведены карты распределения возмущения z -компонента ротора скорости $(\text{rot } \mathbf{v})'_z$ и возмущения углового момента L' для моментов

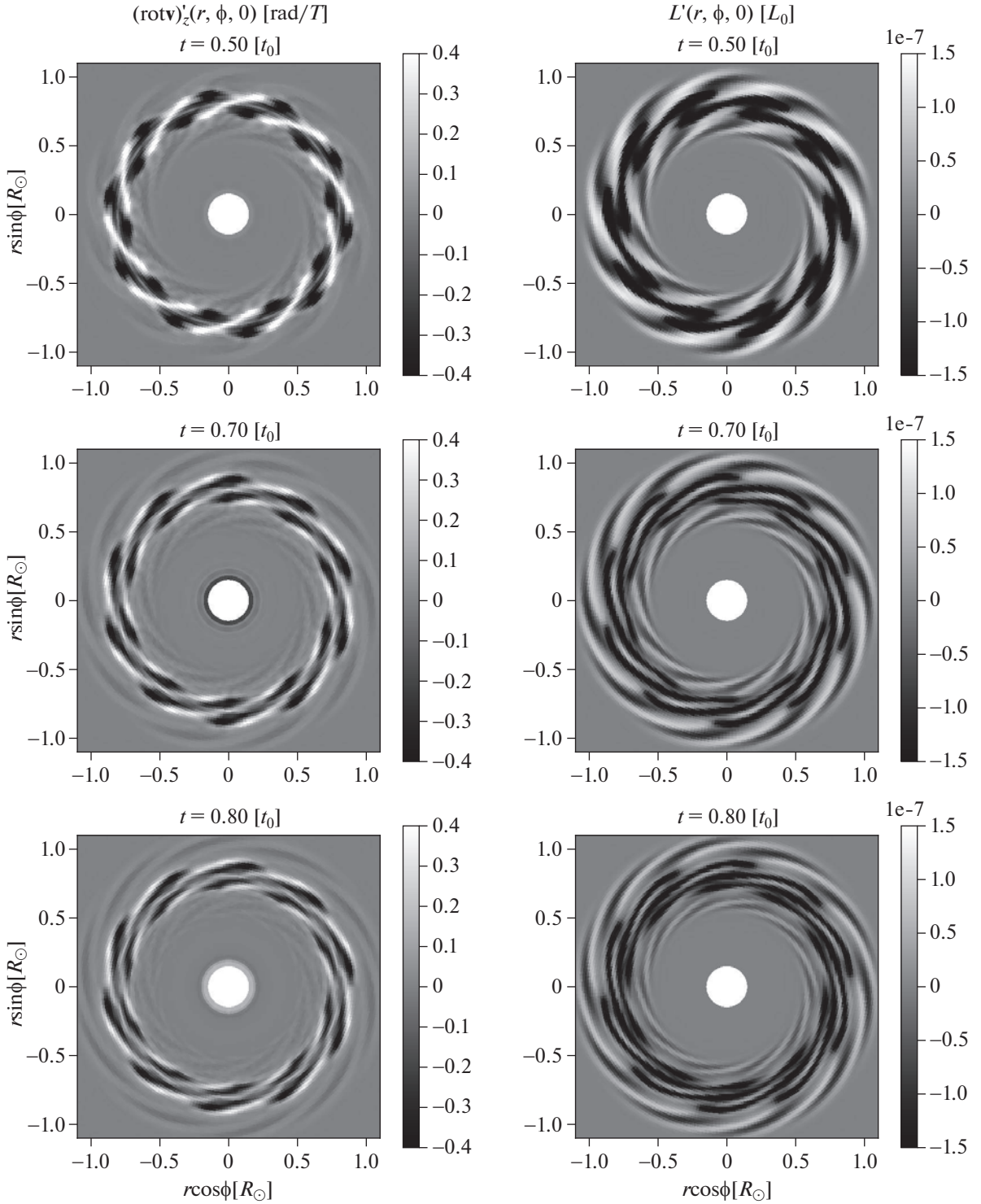


Рис. 9. Распределение возмущений z -компонента ротора поля скорости (слева) и возмущений углового момента (справа).

времени, которые соответствуют начальному этапу развития сдвиговой неустойчивости.

Приведенные изображения показывают, что внесенные возмущения со временем развиваются

в крупномасштабные вихревые структуры. Данный процесс сопровождается перераспределением момента импульса. Об этом говорят карты L' в зависимости от времени. Наблюдается возникно-

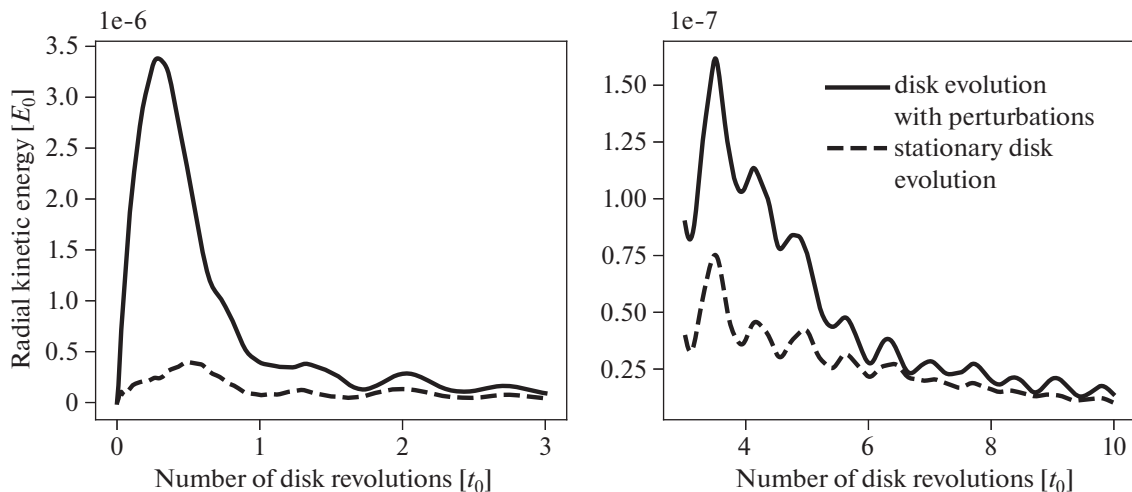


Рис. 10. Суммарная кинетическая энергия радиального движения в зависимости от времени.

вление областей черного цвета, где момент импульса уменьшается. Данные районы характеризуются высоким завихрением. В этом можно убедиться, сопоставив карты $(\text{rot } \mathbf{v})'_z$ и L' . В то же время распределение возмущения момента импульса показывает участки белого цвета. В них наблюдается избыток L . Момент импульса переносится к внешней и внутренней границе аккреционного диска из области внесения возмущений. Данные результаты полностью соответствуют результатам двумерных расчетов, полученных, например, в работах [13, 15].

Распространяясь по экваториальной плоскости, вихревые структуры взаимодействуют между собой и с течением диска. Вихревое движение распространяется по всему объему диска вследствие дифференциального вращения вещества. Об этом можно судить, анализируя возмущения z -компонента ротора скорости, представленные на рис. 9. Аналогичный процесс наблюдается и на картах возмущения углового момента. Переносимые угловой момент вихревые структуры закручиваются в спирали.

Отметим, что амплитуда возмущения ротора и углового момента уменьшается со временем, как и в двумерных расчетах в работах [10–15]. Данный факт определяется по яркости карт распределения L' . Для более контрастной визуализации $(\text{rot } \mathbf{v})'_z$ диапазон изменения этой величины уменьшался до 0.4 рад/Т.

Приведенные ранее изображения показывают процесс перераспределения момента импульса в аккреционном диске при развитии крупномасштабных вихревых структур. Однако для создания более общей картины необходимо оценить эффективность переноса с точки зрения какой-нибудь интегральной характеристики. В качестве

такого параметра может использоваться суммарная кинетическая энергия радиального движения в расчетной области:

$$E = \sum_{ijk} \frac{(mv_r^2)_{ijk}}{2}.$$

График зависимости данной величины от времени представлен на рис. 10. Приведенные кривые соответствуют расчету эволюции аккреционного диска с внесением возмущений и без них. Видно, что в первом случае присутствует значительно более интенсивное радиальное движение. Со временем величина энергии затухает, но течение при этом подвергается значительной перестройке (рис. 11). Данный факт, несомненно, оказывает влияние на дальнейшую эволюцию диска. Заметим, что в стационарном состоянии радиальная кинетическая энергия пропадает. Несмотря на существенное падение величины кинетической энергии вихревого движения со временем, колебания энергии, связанные с эволюцией вихревого течения, сохраняются продолжительное время. Эти результаты согласуются с анализом поведения энергии радиального движения, проведенным в работе [13] в двумерном случае.

Изображение, приведенное на рис. 10, показывает характерное время формирования крупномасштабной турбулентности в диске. Энергия радиального движения при развитии неустойчивости во много раз превосходит данную величину по сравнению со стационарной эволюцией в течение нескольких оборотов диска. Далее амплитуда процесса переноса уменьшается, что согласуется с показанными ранее картами возмущения углового момента и ротора скорости, а также с результатами двумерного моделирования.

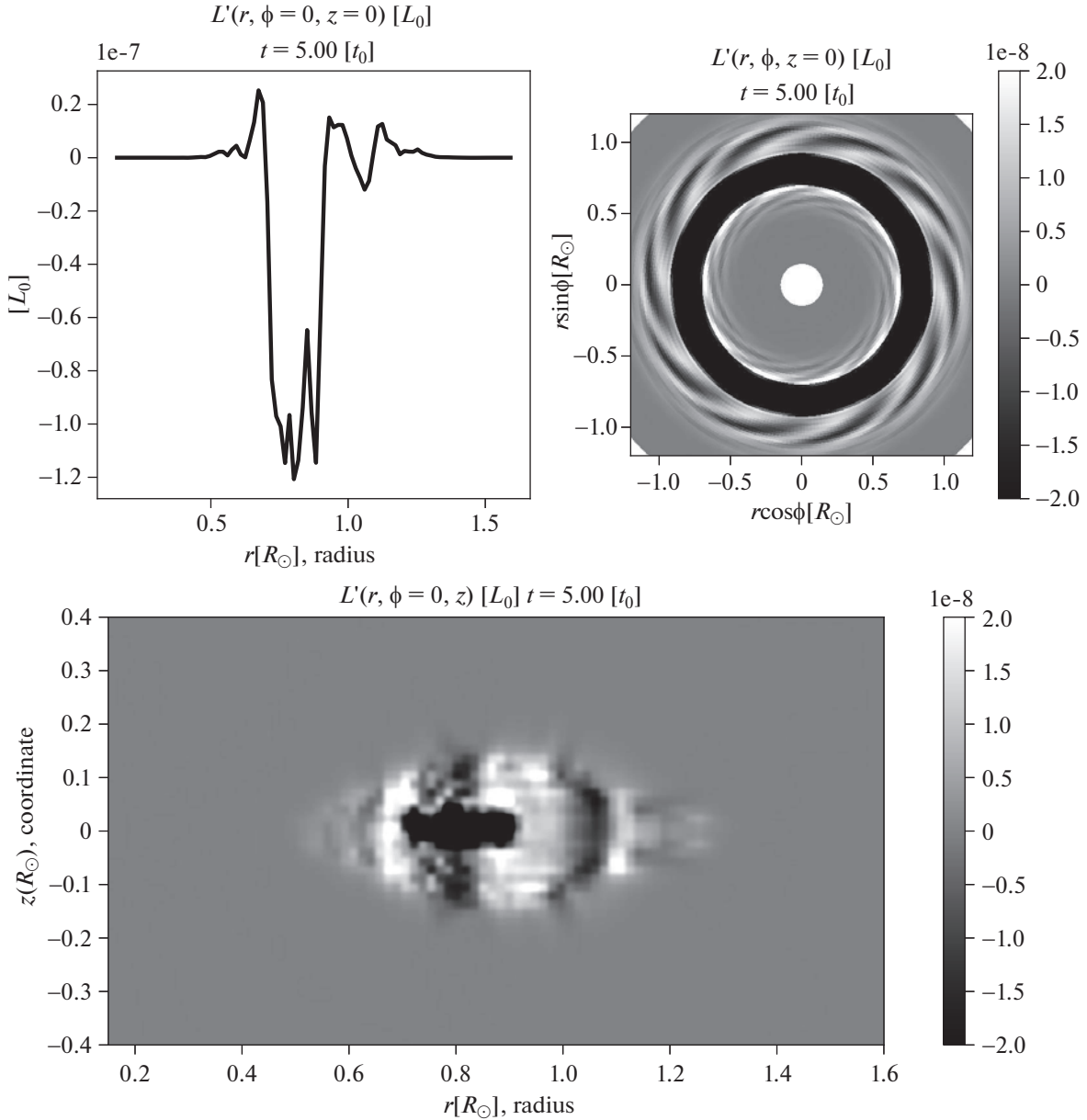


Рис. 11. Распределение возмущений момента импульса.

Процесс развития крупномасштабного вихревого движения происходит преимущественно в плоскости вращения аккреционного диска и не симметричен по азимутальному углу. Этап перестройки течения происходит примерно за время, которое соответствует нескольким оборотам диска. Далее интенсивность развития вихревого движения значительно уменьшается, крупномасштабные вихревые структуры остаются видны у границ облака, и их амплитуда постепенно снижается.

На рис. 11 представлено распределение возмущения момента импульса после пяти оборотов

диска. Карта распределения $L'(r, \phi, 0)$ и график $L'(r, 0, 0)$ вдоль радиуса показывают область пониженного момента импульса в центре газового облака. Именно в это место ранее вносились возмущения угловой скорости. В то же время $L'(r, 0, z)$ выявляет районы, окрашенные белым. Там наблюдается избыток углового момента по сравнению со стационарной эволюцией. Таким образом, возникающие вихревые структуры перераспределяют угловой момент во всем объеме аккреционного диска, а не только в экваториальной плоскости.

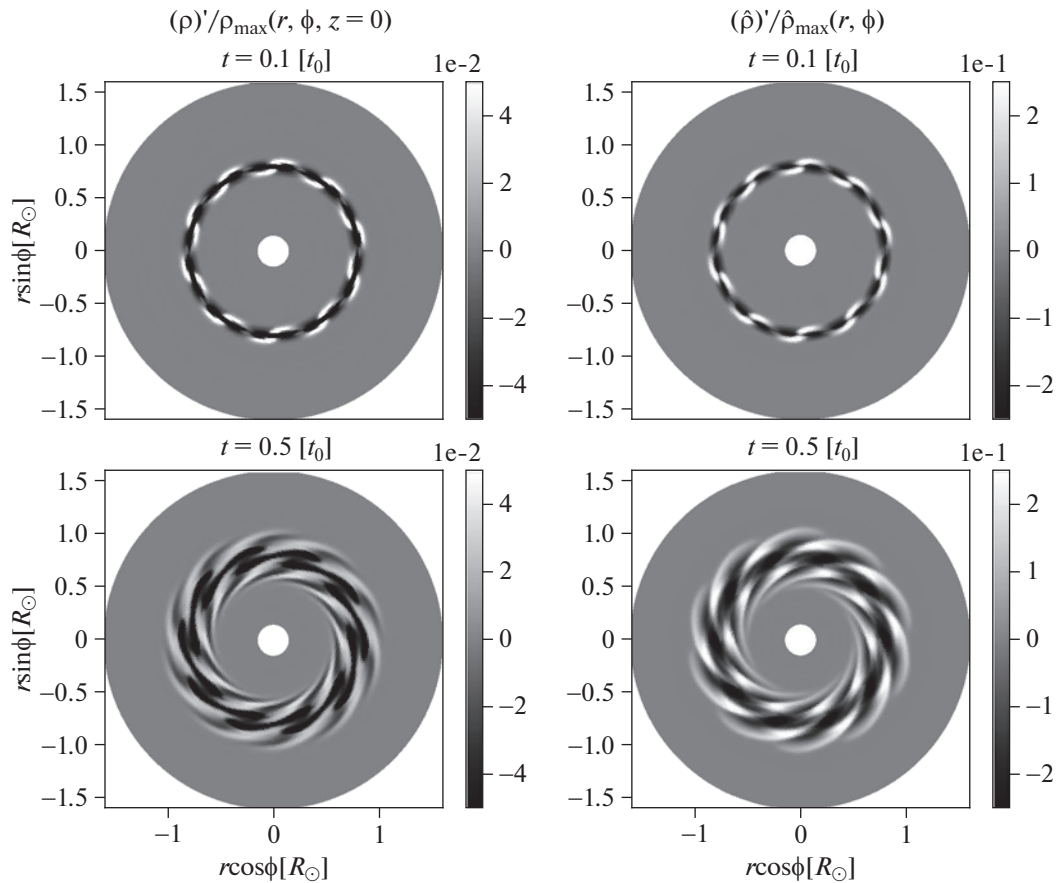


Рис. 12. Карты возмущения плотности в разные моменты времени для трехмерного расчета (слева) и полученные в двумерном приближении (справа).

Отметим также, что прохождение вихревых структур через вещество аккреционного диска и процесс переноса момента импульса не приводят к разрушению и деформации газового облака. При этом течение остается вихревым даже после 10 оборотов диска. Об этом свидетельствует график зависимости кинетической энергии радиального движения от времени. Вихревые структуры также остаются видны на картах $L'(r, \phi, 0)$, но их амплитуда достаточно мала.

Несмотря на то, что в тексте статьи мы постоянно ссылаемся при сравнении на работы с результатами двумерных вычислений и говорим о качественном сходстве полученных результатов, приведем в явном виде подтверждение качественного соответствия между представленными трехмерными расчетами и вычислениями, которые выполнены с использованием двумерного приближения.

В трехмерном расчете в качестве начальных данных используются распределения $\rho(r, \phi, z)$ и $p(r, \phi, z)$, при этом граница газового облака задается функцией $Z(r)$, описанной в разделе 4. В

рамках двумерного приближения расчеты проводились в полярных координатах (r, ϕ) , а начальное состояние аккреционного диска $\hat{\rho}(r, \phi)$ и $\hat{p}(r, \phi)$ определялось следующим образом:

$$\hat{\rho}(r, \phi) = \int_{-Z(r)}^{Z(r)} \rho(r, \phi, z) dz, \quad \hat{p}(r, \phi) = \int_{-Z(r)}^{Z(r)} p(r, \phi, z) dz.$$

Подробное описание процедуры получения двумерного стационарного состояния по заданному трехмерному можно найти в работе [1]. Распределение угловой скорости $v_\phi(r)$ не изменяется и задается во всей расчетной области по аналогии с трехмерной постановкой.

Эволюция двумерного аккреционного диска после внесения возмущений качественно совпадает с динамикой развития сдвиговой неустойчивости в трехмерном случае. Об этом можно судить, сравнивая карты относительного возмущения плотности $(\rho)'/\rho_{\max}(r, \phi, z = 0)$ и $(\hat{\rho})'/\hat{\rho}_{\max}(r, \phi)$ в различные моменты времени. Соответствующие изображения приведены на рис. 12.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель данной работы заключалась в изучении в рамках трехмерного математического моделирования одного из возможных механизмов перераспределения углового момента в аккреционном звездном диске, предложенного ранее и изученного в двумерном случае. Предполагается, что перенос момента происходит вследствие развития крупномасштабной турбулентности в сдвиговом течении. Подобный подход к объяснению явления аккреции опирается на универсальные гидродинамические свойства течений всех дисков. Для подтверждения гипотезы было проведено трехмерное моделирование процесса развития неустойчивости.

Большие числа Рейнольдса в астрофизических течениях позволяют описывать движение вещества в рамках эйлеровой системы уравнений идеальной газовой динамики. В качестве начальной конфигурации аккреционного диска использовалось равновесное состояние, являющееся решением уравнения Эйлера в рамках политропного приближения. Выбранное аксиально-симметричное равновесное газовое облако имеет тороидальную форму и поэтому полностью включено в расчетную область. Данная конфигурация выбрана специально, поскольку основная масса вещества такой конфигурации сосредоточена вдали от границ, что позволяет исключить влияние граничных условий на происходящие в аккреционном диске процессы.

Расчеты показали, что внесение изначально малых возмущений угловой скорости в аккреционный диск приводит к возникновению крупномасштабных вихревых структур. Карты распределения возмущения момента импульса и z -компонента ротора скорости говорят о значительной перестройке течения газового облака. В вихревых областях момент импульса существенно снижается и начинает перераспределяться в сторону внешней и внутренней границы аккреционного диска. Активная перестройка течения происходит за время нескольких оборотов диска. Далее крупномасштабные вихревые структуры значительно ослабевают, течение переходит на более мелкие масштабы. Тем не менее после 10 вращений на картах $L(r, \phi, 0)$ все еще присутствуют спиральные вихревые структуры, хотя их амплитуда довольно низкая. Аккреционный диск сохраняет свою форму после прохождения вихревых структур по его объему.

Выполненное в рамках данной работы исследование обобщает результаты работ [9–15], которые были получены с использованием двумерного приближения. Развитие крупномасштабной турбулентности может служить механизмом,

обеспечивающим перенос углового момента. Данный факт подтверждается проведенным трехмерным моделированием соответствующего процесса в аккреционном диске.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. В. Абакумов, С. И. Мухин, Ю. П. Попов, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **73** (3), 407 (1996).
2. O. A. Kuznetsov, R. V. E. Lovelace, M. M. Romanova, and V. M. Chechetkin, **514** (2), 691 (1999).
3. Н. И. Шакура, *Астрон. журн.* **49** (5), 921 (1972).
4. J. F. Hawley, **528** (1), 462 (2000).
5. Е. П. Велихов, *ЖЭТФ* **36** (5), 1398 (1959).
6. S. A. Balbus and J. F. Hawley, **376**, 214 (1991).
7. Н. Н. Klarh and P. Bodenheimer, **582** (2), 869 (2003).
8. O. M. Belotserkovskii, V. M. Chechetkin, S. V. Fortova, A. M. Oparin, Yu P. Popov, A. Yu. Lugovsky, and S. I. Mukhin, *Astron. Astrophys. Trans.* **25** (5–6), 419 (2006).
9. O. M. Belotserkovskii, A. M. Oparin, and V. M. Chechetkin, *Turbulence: new approaches* (Cambridge Intern. Sci. Pub., 2005).
10. А. Ю. Луговский, Ю. П. Попов, *Журн. вычисл. мат. и мат. физики* **55** (8), 1444 (2015).
11. А. Ю. Луговский, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **89** (2), 120 (2012).
12. А. Ю. Луговский, С. И. Мухин, Ю. П. Попов, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **85**(10), 901 (2008).
13. Е. П. Велихов, А. Ю. Луговский, С. И. Мухин, Ю. П. Попов, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **84** (2), 177 (2007).
14. Т. Г. Елизарова, А. А. Злотник, М. А. Истомина, *Астрон. журн.* **95** (1), 11 (2018).
15. Т. Г. Елизарова, М. А. Истомина, *Квазигазодинамический алгоритм для полярной системы координат и пример численного моделирования неустойчивостей в аккреционном диске*, Препринт ин-та прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН № 92 (2016).
16. P. Collela and P. R. Woodward, *J. Comput. Phys.* **54** (1), 174 (1984).

THE FORMATION AND THE EVOLUTION OF LARGE-SCALE VORTEX STRUCTURES IN STELLAR ACCRETION DISKS

Z. D. Livenets^{a,b} and A. Yu. Lugovsky^c

^a*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

^b*The Federal State Unitary Enterprise Dukhov Automatics Research Institute, Moscow, Russia*

^c*Keldysh Institute of Applied Mathematics of the RAS, Moscow, Russia*

Explaining the causes of angular momentum transfer in accretion stellar disks is an important astrophysical problem, since it is the process that determines the rate of accretion of matter onto the central gravitating body. Previously, within the framework of a two-dimensional approach, it was shown that the introduction of small perturbations into the flow of disk matter leads to the appearance of shear instability. This process is accompanied by the development of large-scale vortex structures. Their movement and evolution lead to a redistribution of angular momentum in the accretion disk. The action of the described mechanism was previously studied numerically only within a two-dimensional approximation, so the goal of the current work is to carry out full-scale three-dimensional modeling. The processes under study are described within the framework of the system of equations of ideal gas dynamics. The article briefly describes the method for their numerical integration, which is based on a conservative finite-difference scheme and the solution of the Riemann problem. The initial data is a stationary toroidal gas state surrounded by a matter with low density and pressure. At the next step, small perturbations of one of the gas-dynamic variables are introduced. The modeling and analysis of the results of numerical calculations show the emergence of vortex structures in the shear flow of a three-dimensional accretion disk. Their movement is accompanied by a redistribution of matter and angular momentum in the volume of the disk, leading to accretion of matter onto the central body.

Keywords: accretion disks, shear instability, large-scale vortex structures, transfer of an angular momentum, accretion

СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ DR21OH В 4-мм ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

© 2023 г. С. В. Каленский^{1,*}, Е. А. Михеева^{1,2}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
Астрокосмический центр, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: kalensky@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 02.08.2023 г.

После доработки 12.09.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

Представлены результаты обзора спектральных линий области звездообразования DR21OH в 4-мм диапазоне длин волн. Было обнаружено 69 молекул и их изотопологов, от простых двухатомных или трехатомных молекул, таких как SO, SiO и CCH, до сложных органических молекул, таких как CH₃OSHO или CH₃OCH₃. Заметная часть полученных результатов качественно повторяет результаты обзора этого же источника на волне 3 мм. Списки молекул, обнаруженных на волнах 3 и 4 мм, в значительной степени пересекаются. Однако на волне 4 мм были обнаружены молекулы, которые не обладают разрешенными переходами в 3-мм диапазоне, например, DCN, DNC или SO⁺. Основную часть молекул, найденных на волне 4 мм, составляют те, которые часто наблюдаются в плотных ядрах областей звездообразования, например, HC₃N или CH₃CCH, однако некоторые обнаруженные молекулы характерны для горячих ядер. К последним относятся сложные органические молекулы CH₃OSHO, CH₃CH₂OH, CH₃OCH₃ и др. Однако излучение этих молекул, зарегистрированное в данном обзоре, вероятно, возникает в газе, имеющем температуру ~30 К. Девять молекул, в том числе сложные соединения CH₃C₃N, CH₃CH₂CN, CH₃COCH₃ и др., найдены с помощью сложения спектральных линий. Это демонстрирует большие возможности данного метода при исследовании молекулярных облаков.

Ключевые слова: спектры, области звездообразования, молекулярные облака, радиоволны, сложные органические молекулы

DOI: 10.31857/S0004629923120034, **EDN:** DAVJRY

1. ВВЕДЕНИЕ

Область образования звезд большой массы DR21OH расположена в гигантском молекулярном облаке в комплексе Cygnus X. Расстояние до комплекса, полученное при помощи измерений тригонометрических параллаксов мазеров H₂O и CH₃OH, составляет 1.4 кпк [1]. DR21OH является частью массивного плотного облака длиной около 4 пк, вытянутого в направлении север-юг [2, 3]. В облаке расположена цепочка молодых звездных объектов (МЗО), также вытянутая в направлении север-юг. Помимо DR21OH, в состав этой цепочки МЗО входит мощный источник радиоcontinuum — яркая H II зона DR21, по названию которой все облако также называют DR21 [2], а также ИК-источники W75S—FIR1, W75S—FIR2, W75S—FIR3. Боллометрическая светимость области DR21OH составляет порядка $5 \times 10^4 L_{\odot}$ [4], а пол-

ная масса — около $10^4 M_{\odot}$ ($L_{\odot}$ и $M_{\odot}$ — светимость и масса Солнца соответственно).

Область находится на расстоянии трех угловых минут к северу от H II-зоны DR21 и состоит из четырех основных облаков, обозначенных DR21OH Main (DR21OH—M), DR21OH North (DR21OH—N), DR21OH West (DR21OH—W) и DR21OH South (DR21OH—S), окруженных молекулярным газом с клочкообразной структурой [5, 6]. Облако DR21OH M, в свою очередь, состоит из двух плотных ядер, MM1 и MM2, максимумы излучения которых расположены на расстоянии 8" в направлении “северо-восток” — “юго-запад”. Эти ядра наблюдаются как в молекулярных линиях, так и в континууме в миллиметровом, субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах [5, 6]. Запата и др. [8] с помощью интерферометрической решетки SMA провели наблюдения DR21OH—M на

волне 1.4 мм и разделили MM1 и MM2 на девять более компактных сгустков, обозначенных SMA1–SMA9. Основные физические параметры ядер MM1 и MM2 были определены Мангумом и др. [5]. Болометрическая светимость ядра MM1 составляет $1.7 \times 10^4 L_{\odot}$, масса – $350 M_{\odot}$, температура пыли – 58 К. Верхний предел на болометрическую светимость MM2 составляет $1.3 \times 10^4 L_{\odot}$; масса MM2 – $570 M_{\odot}$; температура пыли – 30 К. Системная скорость DR21OH–М составляет примерно –3 км/с, однако в направлении этого облака наблюдаются спектральные детали, имеющие радиальную скорость относительно местного стандарта покоя около 9 км/с. Эти детали возникают в облаке, которое, вероятно, сталкивается с облаком DR21 [9, 10]. Согласно Мангуму и др. [6], лучевые скорости ядра MM1 и нескольких окрестных сгустков близки к системной скорости и попадают в интервал от –4.4 км/с до –2.2 км/с, а скорости ядра MM2 и остальных сгустков – в интервал от 0 км/с до –1 км/с. Однако, согласно спектрам, приведенным в работе [11], в направлении горячего ядра MM1b (см. следующий раздел) линии ^{34}SO , HC_3N и некоторых других молекул имеют максимумы на скорости около 0 км/с.

Признаком активного звездообразования в DR21OH–М является существование сильных мазеров OH, H_2O и CH_3OH [12–14]. Кроме того, в этой области наблюдаются биполярные истечения вещества в линиях CO, CS, SiO, H_2CO , H_2CS [8, 15, 16]. Однако, несмотря на множество признаков активно идущего процесса образования звезд большой массы, в DR21OH–М не обнаружены компактные H II-зоны, а горячие ядра, найденные Мином и др. [11] в направлении MM1 и обозначенные MM1a и MM1b, не столь ярко выражены, как горячие ядра в таких источниках, как Sgr B2, W51e1/e2, G34.26+0.15 и др. Эти факты указывают на то, что протозвезды в DR21OH–М находятся на ранних стадиях эволюции. Тем не менее и в данном источнике можно искать сложные органические молекулы (COM), которые поступают в газовую фазу за счет различных механизмов нетепловой десорбции, а также за счет испарения мантий пылинок в горячем газе за фронтами ударных волн, возникающих под воздействием высокоскоростных истечений вещества.

Спектральный обзор DR21OH в 3-мм диапазоне длин волн был проведен Каленским и Юхансоном [17] на 20-м радиотелескопе в Онсале (Швеция). В диаграмму направленности телескопа попадала область DR21OH М целиком. Обнаружены линии 78 молекул, большинство из которых типичны для плотных облаков. Вращательные температуры большинства обнаруженных

молекул составляют порядка 20–30 К, однако вращательная температура SO_2 оказалась равной 186 К. Еще более высокая вращательная температура, 252 К, получена по линиям метанола с энергией верхнего уровня выше 100 К. Среди найденных молекул есть и некоторые COM – кислородсодержащие CH_3OH , CH_3OCHO , CH_3OCH_3 , азотсодержащие CH_3CN , $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CN}$ и др.

Обнаружение этих молекул показывает, что DR21OH перспективен с точки зрения поиска сложной органики. Однако ряд важных для астрохимии молекул не имеет разрешенных переходов в 3-мм диапазоне длин волн и их надо искать в других диапазонах. Некоторые молекулы – CH_2NH , DC_3N , HCCN – были найдены на волне 3 мм лишь предположительно, и их обнаружение необходимо подтвердить или опровергнуть. Поэтому, когда в Онсальской обсерватории был введен в строй приемник 4-мм диапазона длин волн, мы провели спектральный обзор DR21OH и в этом диапазоне.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения проведены в апреле и мае 2018 г. на 20-м радиотелескопе миллиметрового диапазона в Онсале (Швеция) параллельно со спектральным обзором области звездообразования W51e1/e2 (проект O2017b-04) и подробно описаны в статье [18]. Диапазон обзора составлял 68–88 ГГц. Использовался режим двойной диаграммной модуляции с разнесением лучей на $11'$ по азимуту. Ширина главного луча диаграммы направленности по уровню половинной интенсивности (HPBW) на частоте 86 ГГц составляла $43''$. Антенна наводилась на ядро MM1 (R.A.(J2000) = $20^{\text{h}}39^{\text{m}}01.1^{\text{s}}$, DEC(J2000) = $42^{\circ}22'48''$). При этом все облако DR21OH–М попадало в диаграмму направленности. Ошибки наведения проверялись по наблюдениям мазеров SiO на частоте 86 ГГц и не превышали $5''$. Данные были откалиброваны с помощью метода прерывателя (chopper-wheel method). Шумовая температура системы в основном менялась в пределах ~ 200 – 500 К, но в последних циклах наблюдений она составляла ~ 300 – 1200 К. К выходу приемника подключался спектрометр на основе быстрого преобразования Фурье, состоящий из четырех секций, по две секции на каждую плоскость поляризации. Полная полоса анализа составляла 4 ГГц. Разрешение по частоте – 76.294 кГц, что соответствует разрешению по скорости 0.28 км/с на частоте 83 ГГц. В процессе обработки разрешение сглаживалось до 0.305 МГц (1.1 км/с на частоте 83 ГГц). Для 75% диапазона обзора шумы на уровне 1σ не превышали 0.003 К, слегка повышаясь (до 0.006 К) к краям диапазона.

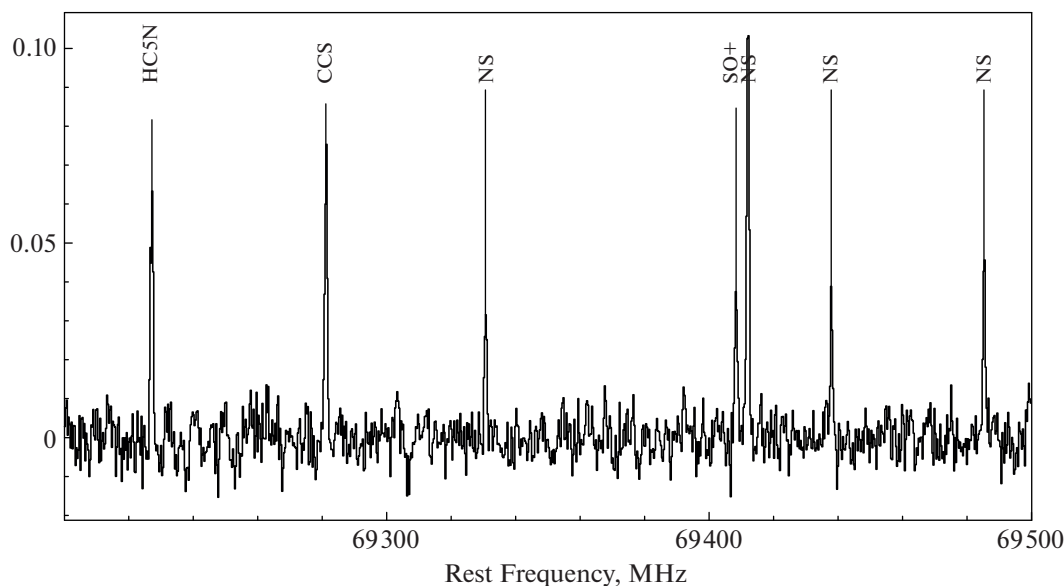


Рис. 1. Спектр DR21OH в диапазоне частот 69 200–69 500 МГц. Полностью наблюдавшийся спектр показан на рис. 5 в приложении.

Этот проект послужил в качестве тестового для новой системы Bifrost, которая управляет наблюдениями в автоматическом режиме.

Данные были обработаны с помощью специализированного пакета программ Гренобльской обсерватории CLASS¹ с использованием расширения WEEDS.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Получен спектр источника в диапазоне частот 68–88 ГГц. Частично он воспроизведен на рис. 1, а полностью — на рис. 5. Обнаружено множество радиолиний различных молекул. Первичная идентификация обнаруженных линий проводилась с использованием базы данных молекулярных радиолиний [19], обнаруженных в космосе². Однако некоторые обнаруженные линии в этой базе данных отсутствовали. Часть этих линий была найдена ранее и идентифицирована Каленским и др. [18]. Для идентификации остальных были использованы каталоги спектральных линий CDMS [20, 21] и JPL [22]. Восемь линий идентифицировать не удалось.

Практически все обнаруженные тепловые линии имеют максимумы на скорости около –3 км/с. Линий с максимумами вблизи 9 км/с обнаружить не удалось. Линии H₂CO на частоте 72837.948 МГц и HC₃N на частоте 85201.346 МГц имеют негауссову форму и были аппроксимиро-

ваны двумя компонентами каждая, причем лучевые скорости более сильных компонентов находятся вблизи системной скорости, а скорости более слабых компонентов — вблизи значения –1 км/с. Возможно, остальные линии этих и некоторых других молекул также являются двойными, однако достигнутое соотношение сигнал/шум не позволяет разделить их на составляющие.

На частоте 80 578.283 МГц обнаружена линия HDO 1_{1,0}–1_{1,1}, у которой лучевая скорость в максимуме составляет 0.066 км/с. Однако идентификацию линии нельзя считать надежной, так как обнаружена всего одна линия этой молекулы. Для проверки идентификации лучше всего пронаблюдать линию HDO 2_{1,1}–2_{1,2} на частоте 241 561.550 МГц.

Лучевая скорость линии $N, J = 2, 2 - 1, 1$ ³⁴SO составляет –0.92 км/с, однако ширина этой линии очень велика (9.28 км/с). Вероятно, она blendируется с какой-нибудь неотожествленной линией, и приведенные в таблицах параметры относятся ко всей бленде.

Таким образом, по нашим данным разделить вклады различных источников не представляется возможным. Можно лишь сделать вывод, что большая часть обнаруженного излучения возникает в ядре MM1 и/или других объектах, у которых лучевые скорости близки к системной. Для того, чтобы выделить вклады отдельных ядер, надо пронаблюдать DR21OH с высоким пространственным разрешением.

¹ <https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

² <http://physics.nist.gov/restfreq>

Таблица 1. Молекулы, обнаруженные в результате обзора

Тип молекул	Название молекул
Двухатомные	NS, SiO, ²⁹ SiO, ³⁰ SiO, ³⁰ Si ¹⁸ O?, ³⁴ SO, SO, SO ⁺
Трехатомные	CCH, ¹³ CCH, C ¹³ CH, CCD, CCS, DCO ⁺ , DCN, DNC, HCO, HDO?, HNO, HC ¹⁸ O ⁺ , HC ¹⁷ O ⁺ , HCS ⁺ , H ¹³ CN, HC ¹⁵ N, H ¹³ CO ⁺ , N ₂ O, N ₂ D ⁺ , OCS, O ¹³ CS?, OC³⁴S? , SO ₂
Четырехатомные	l-C ₃ H, C₃S? , H ₂ CO, H ₂ ¹³ CO, H ₂ CS, HOCO ⁺ , HOCN?, D ₂ CS, NH ₂ D
Пятиатомные	c-C ₃ H ₂ , l-C ₃ H ₂ , C ₄ H, CH ₂ CO, CH ₂ CN, DC ₃ N, H ¹³ CCCN, HC ¹³ CCN, HCC ¹³ CN, t-HCOOH, HC ₃ N
Шестиатомные	CH ₃ CN, CH ₃ OH, ¹³CH₃OH , CH ₃ SH, NH ₂ CHO
Семиатомные	CH ₃ CCH, CH ₃ CHO, CH ₂ CHCN, CH₃NH₂ , HC ₅ N
Восьмиатомные	CH ₃ OCHO, C₂H₃CHO , CH₃C₃N ,
Девятиатомные	C ₂ H ₅ OH, CH ₃ OCH ₃ , CH₃CH₂CN , CH₃C₄H?
Десятиатомные	CH₃COCH₃

Примечание. Жирным шрифтом отмечены названия молекул, обнаруженных с помощью сложения спектральных линий. Вопросительным знаком — молекулы, обнаружение которых нельзя считать надежным.

Всего на волне 4 мм найдено 69 молекул и их изотопических разновидностей, начиная от простых двух- и трехатомных молекул, таких как SO, SiO, CCH, до сложных органических соединений, CH₃CN, CH₃OCH₃ или CH₃CH₂OH. Список обнаруженных молекул приведен в табл. 1; молекулы, найденные с помощью сложения спектральных линий (см. раздел 4), выделены жирным шрифтом.

Значительная часть полученных результатов качественно повторяет результаты обзора на волне 3 мм. Списки молекул, обнаруженных на волнах 3 и 4 мм, в большой степени пересекаются. Основную часть составляют молекулы, которые часто наблюдаются в плотных ядрах областей звездообразования, такие, как HC₃N, SO, OCS и т.д. Однако заметную долю всех обнаруженных молекул составляют те, которые характерны для горячих ядер. В частности, зарегистрировано излучение СОМ, например, CH₃OCHO, CH₃OCH₃, CH₃CH₂OH, CH₃COCH₃, которые, по современным представлениям, образуются в ледяных мантиях пылинок и поступают в газовую фазу при испарении мантий в горячих ядрах или их разрушении ударными волнами. Однако хорошо известно, что метанол, который также образуется в мантиях пылинок, наблюдается и в плотных ядрах, и даже в холодных облаках. Все зарегистрированные нами линии обнаруженных СОМ (кроме некоторых линий метанола) возникают при переходах между уровнями с энергией возбуждения меньше 100 К. Поэтому возможно, что зарегистрированное излучение возникает в плотных ядрах, а не в горячих областях (см. обсуждение в разделе 3.1).

Кроме линий нейтральных молекул, обнаружены линии различных молекулярных ионов — HC¹⁸O⁺, HC¹⁷O⁺, H¹³CO⁺, DCO⁺ и др. Эти ионы, наряду с диффузными облаками, часто присутствуют в плотных облаках с большим поглощением в видимой области спектра, где первичными источниками ионизации служат космические лучи и рентгеновское излучение протозвезд (см. [23] и ссылки в этой статье).

Найдены несколько дейтерированных соединений, в том числе дейтерированный цианоацетилен DC₃N, который был лишь предположительно найден на волне 3 мм. Обнаружение двух других молекул, предположительно также найденных на 3 мм, CH₂NH и HCCN, подтверждено не было.

3.1. Вращательные диаграммы

Вращательные диаграммы (ВД) являются широко распространенным методом оценки температуры межзвездного газа и описаны в большом числе работ (см., напр., [24]). Если обнаружено несколько оптически тонких линий одной и той же молекулы, то можно оценить лучевые концентрации молекулы на верхних уровнях этих линий, деленные на статистические веса уровней (N_u/g_u). При условии локального термодинамического равновесия (ЛТР) точки на графике зависимости $\log(N_u/g_u)$ от величины E_u/k , где E_u — энергия верхнего уровня, k — постоянная Больцмана, ложатся на прямую, тангенс угла наклона которой обратно пропорционален температуре. Эту температуру называют вращательной температурой (T_{rot}). Так как в молекулярных облаках ЛТР, если существует, достигается за счет столк-

новений с молекулами H_2 , вращательная температура нередко оказывается близкой к кинетической. Точка пересечения с осью Y дает возможность оценить лучевую концентрацию молекулы.

Мы построили ВД для каждой молекулы с четырьмя или более обнаруженными одиночными спектральными линиями³. Эти диаграммы показаны на рис. 2, а вычисленные параметры с их погрешностями представлены в табл. 2. ВД для четырех молекул (CH_3CCH , CH_3CN , HC_5N и CH_2CO) демонстрируют слабый разброс точек относительно аппроксимирующих прямых; при этом значения вращательной температуры попадают в узкий интервал, 27–42 К, что соответствует оценкам кинетической температуры ядра ММ2 (32 К), а также всех остальных ядер в DR21ОН, кроме ММ1, полученным Мангумом и др. [6] по наблюдениям линий аммиака. Так как молекулы типа симметричного волчка CH_3CCH и CH_3CN являются хорошими “термометрами” межзвездного газа [25, 26], мы считаем, что температура основной массы газа в протяженных облаках DR21ОН составляет порядка 30–40 К.

Вращательная диаграмма для метанола показывает существование двух компонентов. Первый из них образуют линии со значениями $E_u/k < 100$ К (низкоэнергетический компонент), а второй — линии со значениями $E_u/k > 100$ К (высокоэнергетический компонент). Низкоэнергетический компонент аппроксимируется прямой, соответствующей $T_{rot} = 19$ К, а высокоэнергетический — прямой, соответствующей $T_{rot} = 298$ К. Естественно интерпретировать эту диаграмму таким образом, что низкоэнергетические линии возникают в холодных областях, а высокоэнергетические — в горячих. Такая интерпретация согласуется с результатами интерферометрических наблюдений Мина и др. [11] и Ороско-Агилеры и др. [16] на антенной решетке SMA, которые показали, что излучение в линиях метанола возникает в горячих ядрах ММ1а и ММ1б, а также в крыльях биполярного истечения вещества к югу от ММ1, вытянутого в направлении запад-восток на расстояние примерно 24", что при расстоянии до источника 1.4 кпк соответствует проекции расстояния на картинную плоскость 0.15 пк. Низкоэнергетические линии, которые для своего возникновения не требуют высоких температур, вероятно, возникают в обеих этих областях; возможно, существует также более протяженное излучение, отфильтрованное интерферометром. Высокоэнергетические линии могут воз-

Таблица 2. Вращательные температуры и лучевые концентрации молекул, полученные с помощью вращательных диаграмм. В скобках приведены погрешности на уровне 1σ

Молекула	T_{rot} , К	N_{mol} , 10^{13} см^{-2}	$N_{mol}/N_{H_2}^*$, 10^{-10}
C_4H	8.9 (0.8)	15 (3.0)	5 (1)
c- C_3H_2	7.1 (0.9)	1.3 (0.53)	0.4 (0.2)
CCS	11.4 (2.0)	0.73 (0.28)	0.2 (0.1)
CH_3CCH	35.6 (3.9)	66 (9.4)	22 (3)
HC_5N	28.7 (1.6)	0.68 (0.08)	0.2 (0.02)
CH_3CN	31.3 (1.6)	2.5 (0.18)	0.8 (0.06)
CH_3CHO	9.7 (2.2)	2.5 (0.86)	0.8 (0.3)
CH_3OH	19 (4)	110 (100)	37 (33)
CH_3OH^{**}	298 (196)	170 (170)	—
CH_2CO	46.1 (3.8)	4.5 (0.35)	1.5 (0.1)
SO_2	49.4 (7.4)	21 (4.1)	—

Примечание. * $N_{H_2} = 3 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$ (см. раздел 3.2). ** — обилие не приведено, т.к. размеры горячей области и лучевая концентрация водорода в ней неизвестны.

никать в газе с температурой порядка 300 К, т. е., в горячих ядрах, обнаруженных Мином и др. [11]. Однако возможна и несколько иная интерпретация. На рис. 2 снизу слева приведена модельная ВД, построенная по наблюдавшимся нами линиям метанола для того случая, когда все линии возникают в одной области, но их оптические толщи велики, и из-за этого яркостные температуры одинаковы. Размеры области выбраны равными размерам горячего ядра ММ1а (1.6"×1.1") [11], температуру области выбрали равной 100 К. Заметим, что полученная вращательная температура не зависит от кинетической температуры источника, зато от кинетической температуры зависит положение точек по оси Y : чем выше температура, тем выше расположены точки. Эта ВД весьма сильно напоминает диаграмму, построенную по реально наблюдавшимся высокоэнергетическим линиям, а полученное значение T_{rot} практически совпадает с вращательной температурой высокоэнергетического компонента. Поэтому высокоэнергетические линии, возможно, не являются оптически тонкими. Температура источника должна быть высокой, так как в противном случае проблематично получить большую оптическую толщину линий со значениями E_u/k порядка 300–400 К, однако она может очень сильно отличаться от полученного значения $T_{rot} = 298$ К.

³ В их число не вошли молекулы, у которых отдельные спектральные линии являются сверхтонкими компонентами одного и того же вращательного перехода с практически совпадающими значениями энергии верхнего уровня разных компонентов.

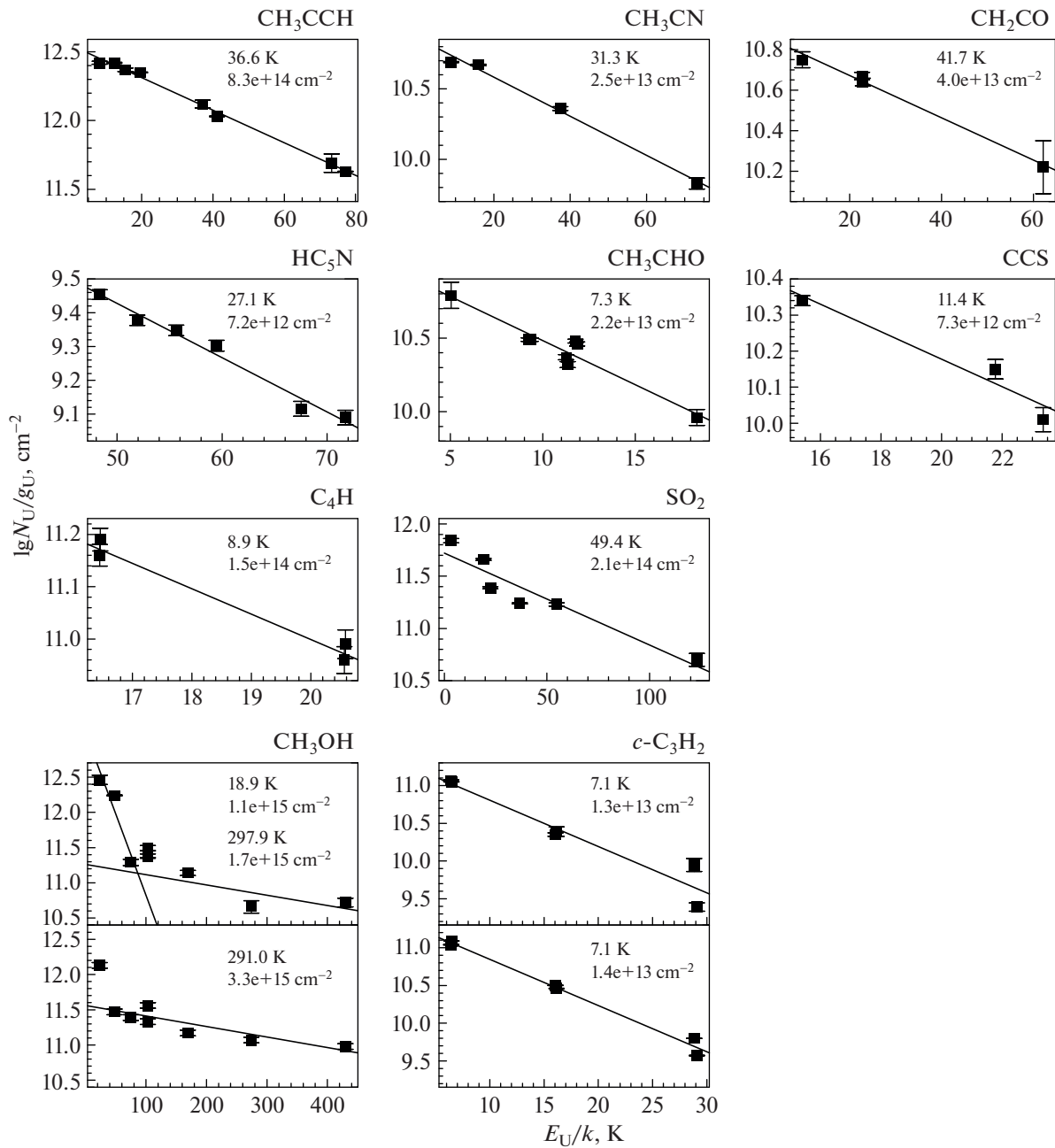


Рис. 2. 8 вращательных диаграмм, построенных по результатам обзора (в верхней части рисунка). Внизу слева: ВД для метанола (CH_3OH), построенная по наблюдавшимся линиям (верхняя панель) и модельная ВД, построенная по тем же линиям для случая, когда все они обладают большой оптической толщиной (нижняя панель). Внизу справа: ВД для циклопропенилидена ($c\text{-C}_3\text{H}_2$), построенная по наблюдавшимся линиям (верхняя панель) и построенная по результатам моделирования с помощью программы RADEX (нижняя панель) для набора параметров $T_{\text{kin}} = 32$ K, $N_{c\text{-C}_3\text{H}_2} = 6.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $n_{\text{H}_2} = 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

Значения вращательной температуры для CH_3CHO , CCS и $c\text{-C}_3\text{H}_2$ попадают в диапазон 7–11 K. Это может означать либо то, что эти молекулы существуют в более холодной среде, чем CH_3CSH , CH_3CN и HC_5N , либо то, что населен-

ности вращательных уровней этих молекул не термализованы за счет столкновений с молекулами H_2 . Чтобы разобраться с этим вопросом, мы промоделировали излучение $c\text{-C}_3\text{H}_2$ (циклопропенилидена) для ряда наборов параметров источ-

ника методом Большого Градиента Скорости (БГС) с помощью программы RADEX [27]. Температура была фиксирована и составляла 32 К. Наилучшее согласие с наблюдениями получено для $n_{\text{H}_2} = 2 \times 10^5 \text{ см}^3$ и $N_{\text{с-С}_3\text{H}_2} = 6.4 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Вращательная диаграмма для этого набора параметров приведена на рис. 2 снизу справа. Она очень похожа на вращательную диаграмму, построенную по наблюдавшимся линиям с-С₃H₂, и дает то же значение вращательной температуры (7 К). Поэтому мы считаем, что излучение с-С₃H₂ возникает в той же области, что и излучение CH₃CCH, CH₃CN и HC₅N, причем концентрация H₂ в этой области составляет порядка $2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, а лучевая концентрация с-С₃H₂ — около $6.4 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что примерно в два раза меньше значения, полученного по ВД.

К сожалению, провести подобное моделирование излучения этанала (CH₃CHO) и дикарбон моносульфида (CCS) невозможно из-за отсутствия столкновительных констант для этих молекул. Что касается CH₃CHO, мы предполагаем, что низкая вращательная температура этой молекулы вызвана отклонениями населенностей уровней от ЛТР. Этаналь является молекулой типа вытянутого слегка асимметричного волчка. Такой же молекулой является метанол (CH₃OH), возбуждение которого изучалось в работе Каленского и Куртца [28]. Мы полагаем, что вращательные диаграммы двух молекул одного и того же типа могут иметь одни и те же закономерности. Каленский и Куртц [28] показали, что вращательная температура, полученная по линиям метанола $J_K - (J - 1)_K$ с одним и тем же значением J и разными значениями K при концентрации H₂ ниже $\lesssim 10^8 \text{ см}^{-3}$, бывает ниже кинетической температуры и зависит не от температуры, а от концентрации молекул водорода. В нашем обзоре были обнаружены лишь такие линии CH₃CHO⁴, поэтому естественно предположить, что именно набор линий явился причиной низкой вращательной температуры.

Излучение двуокиси серы (SO₂) на картах Мина и др. [11], полученных в результате наблюдений на антенной решетке SMA, сконцентрировано в направлении горячих ядер MM1a и MM1b. Однако мы получили вращательную температуру SO₂, равную 48 К. Поэтому можно предположить, что зарегистрированное нами излучение возникает в умеренно теплом газе. Однако, если теплая область, излучающая в линиях двуокиси серы, компактна, непонятно, почему ее не видно на картах Мина и др. [11]. Если же она протяженная, непонятно, почему она не выявляется на враща-

тельных диаграммах CH₃CN, CH₃CCH, HC₅N. Чтобы разобраться с этим вопросом, мы промоделировали излучение SO₂ с помощью программы RADEX [27] и обнаружили, что в широком диапазоне параметров молекулярного газа вращательная температура, определенная по наблюдавшимся нами переходам, оказывается существенно ниже кинетической температуры газа. Поэтому наши результаты не указывают на существование источников с температурой газа порядка 50–60 К и не противоречат предположению, что излучение двуокиси серы возникает в горячих ядрах. Однако в то время как на картах Мина и др. [11] преобладает излучение ядра MM1b, лучевые скорости линий, обнаруженных нами, близки к системной скорости, которая характерна для ядра MM1a (см. Введение). Естественно предположить, что вклад ядра MM1a в эти линии преобладает. Такое различие результатов может быть вызвано, например, тем, что Мин и др. наблюдали более высокоэнергетические переходы, чем те, которые обнаружены нами. В то время как значения энергии верхних уровней линий, наблюдавшихся Мином и др., порядка или выше 200 К, подобные значения для линий, обнаруженных нами, порядка или ниже 120 К. Если температура ядра MM1a ниже, чем температура ядра MM1b, вполне возможна ситуация, когда излучение ядра MM1a будет сильнее в низкоэнергетических линиях, а ядра MM1b — в высокоэнергетических линиях. Нужны надежные измерения температуры MM1a и MM1b, чтобы проверить это предположение⁵.

3.2. Лучевые концентрации, определенные по одиночным линиям

В случаях, когда вращательную диаграмму построить не удавалось, мы определяли лучевую концентрацию молекулы по одиночным линиям, предполагая ЛТР. Применялась та же методика, что и при анализе данных обзора DR21OH в 3-мм диапазоне длин волн [17]. Определение из наблюдений интегральной интенсивности какой-либо линии позволяет определить лучевую концентрацию молекулы на верхнем энергетическом уровне. Зная эту величину и вращательную температуру молекулы, а также предполагая ЛТР, можно рассчитать лучевую концентрацию молекулы. В данной работе мы принимали вращательную температуру каждой молекулы равной кинетической температуре газа в протяженных областях (32 К).

⁵ Альтернативное предположение о существовании, помимо MM1a, какой-либо еще горячей области газа со скоростью, близкой к системной, представляется маловероятным по тем же причинам, что и предположение о существовании области с температурой порядка 50 К.

⁴ Кроме линии $2_{1,2} - 1_{0,1}E$.

Многие обнаруженные молекулы (COM , CH_3OCHO , $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, CH_3OCH_3 и др.) по современным представлениям образуются в мантиях пылинок и быстро поступают в газовую фазу в результате испарения мантий в горячих ядрах или разрушения в газе, нагретом ударными волнами. Однако такие молекулы наблюдаются не только в горячих ядрах, но, хотя и с меньшим обилием, в плотных ядрах и даже темных облаках (см., напр., [29, 30]). При наблюдениях с низким пространственным разрешением вклад холодных областей может преобладать, так как обычно их размеры многократно превышают размеры горячих ядер. По нашим данным, полученным в одном направлении, невозможно определить, где возникает излучение обнаруженных COM — в компактных горячих ядрах или в протяженных плотных облаках. В случае метанола, который также является COM , образующейся на пылинках, мы видим два компонента, холодный и горячий (см. раздел 3.1). В низкоэнергетических линиях преобладает вклад холодного газа. Все обнаруженные на волне 4 мм линии других COM — низкоэнергетические, поэтому естественно предположить, что эти линии возникают в основном в холодном газе, и принять вращательную температуру равной 32 К во всех случаях.

У ряда молекул обнаруженные линии представляют из себя сверхтонкие компоненты одного и того же вращательного перехода. По таким линиям невозможно построить вращательную диаграмму из-за того, что энергии их верхних уровней практически совпадают. У многих молекул (H_2CO , HC_3N , OCS , и т. д.) было обнаружено всего по две спектральные линии. Кроме того, для C_4H , CCS и CH_3CHO по вращательным диаграммам получены низкие значения вращательной температуры, что указывает на сильные отклонения от ЛТР, которые не могли не повлиять на корректность определения лучевых концентраций. В каждом из этих случаев мы определяли лучевую концентрацию по каждой линии, предполагая $T_{\text{rot}} = 32$ К, и находили среднее значение.

Лучевые концентрации, найденные по единичным линиям, приведены в табл. 3. В последних 11 строчках указаны лучевые концентрации молекул, определенные при помощи сложения спектральных линий. В третьем столбце приведено относительное содержание молекул. Лучевая концентрация H_2 была определена по интегральной интенсивности линии $1-0 \text{ C}^{18}\text{O}$, взятой из результатов спектрального обзора DR21OH на волне 3 мм [17]. Относительное содержание C^{18}O было принято равным 10^{-7} , что примерно соответствует среднему значению относительного содержания C^{18}O в плотных ядрах (см. [31], рис. 18). При таком относительном содержании C^{18}O

лучевая концентрация H_2 оказалась равной $3 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$.

Полученные значения относительного содержания приведены в табл. 2 и 3. Для семи молекул (H^{13}CN , H^{13}CO^+ , HC^{18}O^+ , SO , ^{34}SO , HCS^+ , OCS) эти относительные содержания можно сравнить со значениями, полученными для большого числа плотных ядер в работе [31], где приведены графики зависимости обилия молекул от различных параметров облаков, в том числе от плотности. Для всех семи молекул в работе [31] найдена отрицательная корреляция между плотностью и обилием молекулы, и полученные нами значения обилия соответствуют интервалам плотности примерно от 10^4 до 10^5 см^{-3} . Это ниже, чем плотность, полученная нами по линиям CCS (раздел 3.1), и на два порядка ниже, чем плотность, полученная Мангумом и др. [5] в ядрах MM1 и MM2 по излучению пыли. Такое расхождение результатов может отражать структуру источника. Мангум и др. оценивали плотность в направлении сгустков MM1 и MM2. Возможно, излучение CCS возникает на периферии сгустков, где плотность ниже, а излучение семи перечисленных молекул — в еще более разреженных областях. Однако тот факт, что обилие сразу всех семи молекул соответствует примерно одной и той же плотности, которая ниже полученной по линиям CCS , делает более вероятным следующее объяснение. Рисунок 18 в работе [31] показывает, что разброс значений относительного содержания C^{18}O в плотных ядрах составляет примерно порядок величины. Поэтому возможно, что в направлении DR21OH—M относительное содержание C^{18}O близко к нижней границе этого интервала, т.е. раза в три ниже среднего значения. В таком случае относительное содержание молекул в табл. 2 и 3 завышено в три раза, а настоящее обилие H^{13}CN , H^{13}CO^+ , HC^{18}O^+ , SO , ^{34}SO , HCS^+ и OCS в DR21OH, как можно показать по результатам работы [31], соответствует диапазону плотности примерно $3 \times 10^4 - 3 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$. Это не противоречит плотности, полученной по линиям CCS .

4. СЛОЖЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Если относительное содержание молекулы в типичном молекулярном облаке ниже $\sim 10^{-11} - 10^{-12}$, то при наблюдениях с современной аппаратурой обнаружить спектральные радиолнии этой молекулы за разумное время, как правило, не удастся. Однако во многих случаях число линий какой-либо молекулы, попадающих в полосу спектрального обзора, весьма велико и достигает сотен и тысяч. Особенно это касается сложных молекул. Можно сложить эти линии, и для суммарной спектральной детали получить соотношение сиг-

Таблица 3. Лучевые концентрации молекул, полученные по одиночным линиям

Молекула	Луч. конц-ция, 10^{12} см^{-2}	$N_{\text{mol}}/N_{\text{H}_2}, 10^{-11}$	Молекула	Луч. конц-ция, 10^{12} см^{-2}	$N_{\text{mol}}/N_{\text{H}_2}, 10^{-11}$
^{13}CCH	34	10.5	HCO	83.2	25.8
C^{13}CH	47	14.5	t-HCOOH	24.2	7.5
CCH	2133	660	HCS ⁺	11.5	3.6
C ₄ H	94	29.1	HDO	10.1	3.1
CCD	118	36.5	HN ¹³ C	15.9	4.9
CCS	10	3.1	HNO	16.7	5.2
CH ₂ CHCN	3	1.0	N ₂ D ⁺	1.1	0.4
CH ₂ CN	1	0.3	NH ₂ CHO	1.1	0.4
CH ₃ CHO	115.8	35.8	NS	91.6	28.4
CH ₃ OCH ₃	110	34.1	OCS	101.7	31.5
CH ₃ OCHO	100.3	31.1	²⁹ SiO	1.5	0.5
CH ₃ OH	3359.5	1040.1	³⁴ SO	25	7.8
D ₂ CS	1.9	0.6	SO	405.4	125.5
DC ₃ N	0.7	0.2	SO ⁺	36.8	11.4
DCN	24.1	7.5	SiO	24.2	7.5
DCO ⁺	3.4	1.1	l-C ₃ H	7.9	2.5
DNC	8.4	2.6	l-C ₃ H ₂	0.9	0.3
H ¹³ CCCN	1.1	0.4	CH ₃ C ₃ N	1.1	0.4
H ¹³ CN	43.9	13.6	CH ₃ CH ₂ CN	1.2	0.4
H ¹³ CO ⁺	18.3	5.6	CH ₃ CH ₂ OH	36	11.1
l-C ₃ H ₂	0.9	0.3	C ₃ S	0.3	0.1
H ₂ CO	582.2	180.2	¹³ CH ₃ OH	59	18.3
H ₂ CS	136.6	42.3	CH ₃ C ₄ H	4.5	1.4
H ₂ ¹³ CO	23.8	7.4	CH ₃ OCH ₃	125	38.7
HC ¹³ CCN	1.5	0.5	CH ₃ SH	36	11.1
HC ¹⁵ N	9.5	2.9	CH ₂ CN	1.4	0.4
HC ¹⁸ O ⁺	2.7	0.8	OC ³⁴ S	4.9	1.5
HCC ¹³ CN	1.3	0.4	C ₂ H ₃ CHO	1.8	0.5
HC ₂ N	58.4	21.9			

Примечание. В последних 11 строках указаны лучевые концентрации молекул, определенные при помощи сложения спектральных линий. В третьем столбце приведено относительное содержание молекул (см. текст).

нал/шум выше, чем то, которое достигнуто для сильнейших линий искомой молекулы в наблюдаемом диапазоне частот. Поэтому сложение спектральных линий (ССЛ) позволяет находить молекулы, линии которых не видны. Этот метод был впервые применен для поиска молекул Юханссоном и др. [32]. Каленский и Юханссон [17, 33] использовали ССЛ при анализе результатов обзоров областей звездообразования

DR21OH и W51e1/e2 в 3-мм диапазоне длин волн и расширили списки молекул, найденных в этих источниках⁶. С помощью ССЛ в космосе была впервые обнаружена 13-атомная молекула бензонитрил (C₆H₅CN) и несколько других, еще более сложных молекул [34–36].

⁶ Юханссон и др. и Каленский и Юханссон называли этот метод “составные спектры”.

Описание метода приведено в ряде работ [17, 32, 36], однако методика, использованная нами, в деталях отличается от тех, которые изложены в этих статьях. Поэтому в данном разделе мы приводим описание нашей методики.

При поиске молекул методом ССЛ линии других молекул (ЛДМ) являются помехами, которые могут привести к ложным “обнаружениям” искоемых молекул. Это может происходить за счет случайных совпадений по частоте ЛДМ с линиями искоемых молекул. Влияние ЛДМ необходимо было свести к минимуму. С этой целью мы исключили из дальнейшего рассмотрения участки спектра, занятые ЛДМ. Сделано это было следующим образом: сначала был построен модельный спектр (МС) всех обнаруженных в DR21OH молекул. Это было сделано с помощью расширения WEEDS программы CLASS, которое, в свою очередь, предполагает ЛТР. Температура источника была принята равной 32 К. Частоты и другие спектральные параметры ЛДМ были взяты из каталогов CDMS [20, 21] и JPL [22]. Лучевые концентрации для расчета интенсивностей линий были взяты из табл. 2 и 3. Ширины всех линий были приняты равными 4.24 км/с, что соответствует средней ширине спектральной линии в DR21OH по данным нашего обзора.

С помощью МС из наблюдаемого спектра были исключены все участки, занятые линиями уже обнаруженных молекул. Для этого были отмечены все области, где яркостная температура МС превышает 1σ шумов наблюдаемого спектра при условии, что максимальная яркостная температура МС в пределах диапазона превышает 2σ . Затем ширина каждой такой области была увеличена на 20%, чтобы учесть возможную разницу ширины линий. Спектральные линии искоемых молекул, попавшие в эти участки, в дальнейшем исключались из рассмотрения. Кроме того, на наблюдаемом спектре в данных частотных областях зарегистрированное излучение заменялось шумом, дисперсия которого совпадала с дисперсией шумов наблюдаемого спектра. Это нужно для правильной оценки весов, с которыми складываются линии (см. Приложение).

Далее из приготовленного таким образом широкополосного спектра источника были вырезаны узкополосные участки одинаковой ширины (200 каналов, что соответствует ширине полосы 61 МГц), центрированные на частоты линий искомой молекулы, и поканально складывались друг с другом с определенным образом выбранными весами (более подробно построение синтетических спектров описано в Приложении). Веса зависят от вращательной температуры искомой молекулы, которая заранее не известна. Поэтому на первом этапе выполнялось сложение спектральных линий для семи значений температуры:

9.375, 18.75, 37.5, 75, 150, 225 и 300 К. Такой выбор определялся тем, что именно для этих температур в каталогах JPL и CDMS приведены статистические суммы молекул⁷.

В результате для каждой искомой молекулы было получено по 7 синтетических спектров (СС), в центре каждого из которых суммируются все линии искомой молекулы, частоты которых попадают в диапазон обзора (см. рис. 3). Если искомая молекула есть в источнике, в центре спектра возникает деталь, которую мы называем составной линией (СЛ). Соотношение сигнал/шум для СЛ на синтетическом спектре выше, чем это соотношение даже для наиболее сильных линий искомой молекулы в исходном спектре.

Такая процедура была выполнена для каждой молекулы, приведенной в каталогах CDMS или JPL. В результате было обнаружено несколько десятков составных линий. Однако для каждого источника и частотного диапазона существует некоторый “уровень путаницы” (confusion level), при достижении которого наблюдатель сталкивается с ситуацией, когда практически одну и ту же частоту могут иметь слабые линии разных молекул. При наблюдениях в миллиметровом диапазоне длин волн с помощью современной аппаратуры достичь уровня путаницы или вплотную приблизиться к нему удастся довольно часто. Это может приводить к ложным открытиям, примером чего является “открытие” глицина [37], впоследствии раскритикованное Снайдером и др. [38]. Поэтому каждая обнаруженная СЛ подвергалась двум дополнительным проверкам. Одна из проверок заключалась в следующем: строился модельный синтетический спектр (МСС) с использованием МС вместо наблюдаемого спектра. Если бы СЛ возникала за счет слабых линий уже обнаруженных молекул, то СЛ должна была бы возникать и в МСС. Отсутствие же СЛ в МСС служит аргументом в пользу того, что искомая молекула действительно имеется в источнике.

Снайдер и др. [38] предложили критерий того, что молекулу можно считать надежно обнаруженной, который можно кратко сформулировать так: (1) должно быть обнаружено много линий этой молекулы, и (2) соотношение интенсивностей линий должно соответствовать некоторой вращательной температуре, зависящей от параметров источника. В частности, не должны оставаться ненайденными линии, которые по своим спектральным характеристикам должны надежно регистрироваться при данной вращательной температуре. Методика сложения спектральных линий в принципе не допускает проверки надежности

⁷ В ряде случаев в Кельнском каталоге дополнительно приведены статистические суммы для 2.725, 5.0, 500 и 1000 К, но для этих значений температуры синтетические спектры не строились.

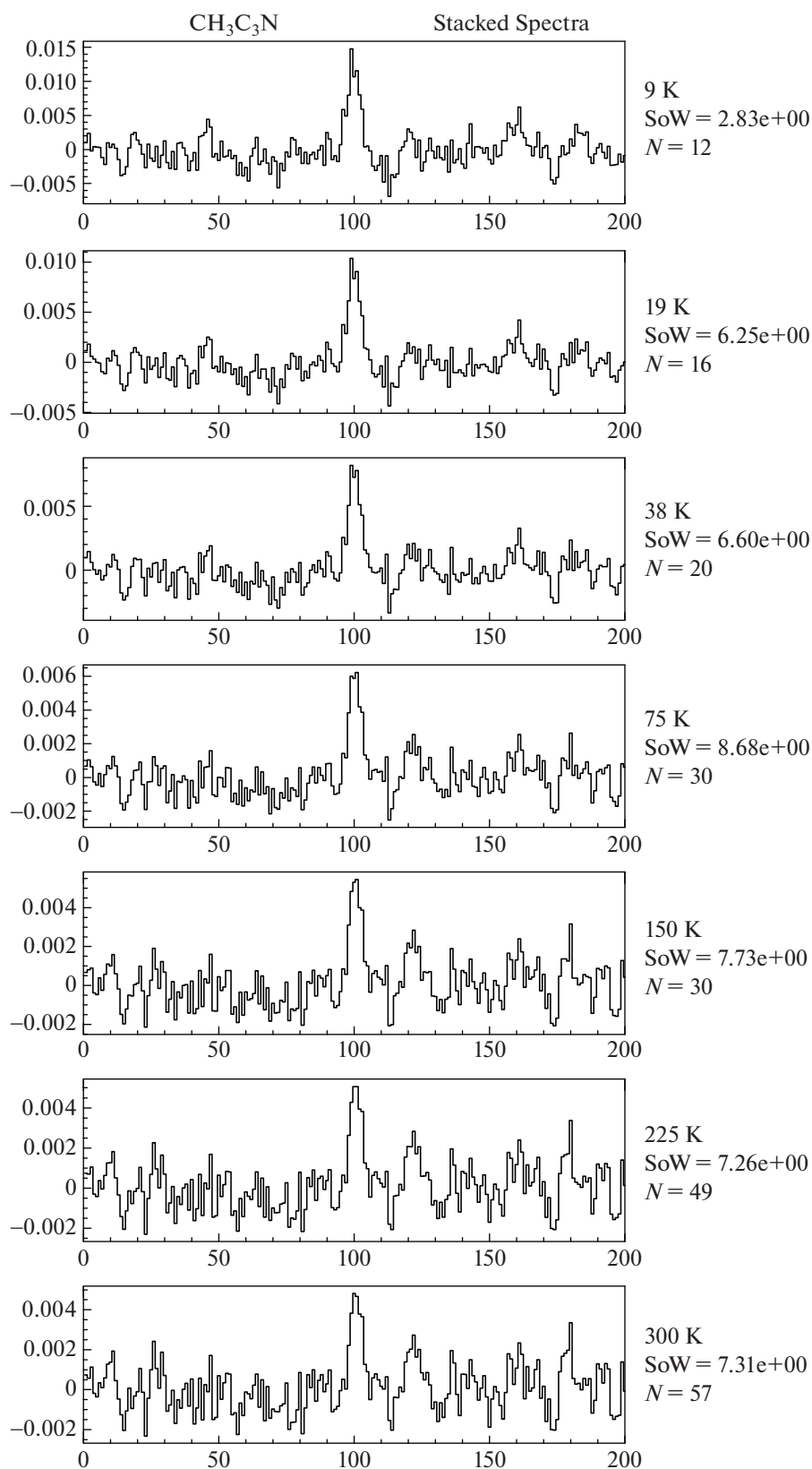


Рис. 3. Результаты сложения спектральных линий метилцианоацетилена ($\text{CH}_3\text{C}_3\text{N}$) для семи значений вращательной температуры. N — число складываемых линий, SoW — сумма весов складываемых линий.

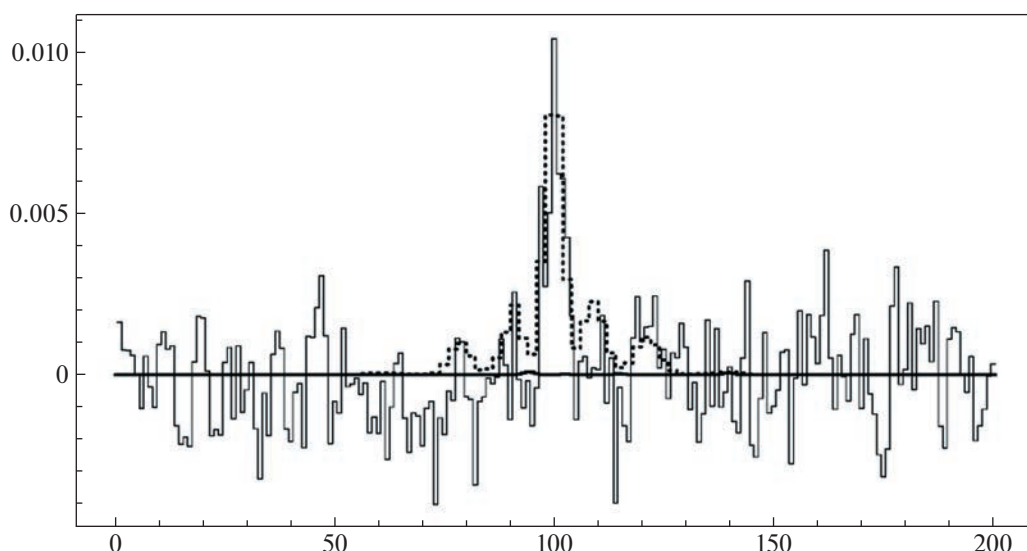


Рис. 4. Тонкая сплошная линия — синтетический спектр метилцианоацетилена ($\text{CH}_3\text{C}_3\text{N}$), построенный по наблюдательным данным. Жирная сплошная линия — аналогичный синтетический спектр (МСС), построенный по модельному спектру (МС), который включает излучение всех обнаруженных молекул, кроме метилцианоацетилена. Пунктирная линия — синтетический спектр, построенный по модельному спектру, включающему только излучение метилцианоацетилена.

обнаружения молекул с помощью этих критериев. Вместо этого мы использовали тот факт, что веса линий выбираются исходя из параметров линий и вращательной температуры, и в качестве второго теста многократно выполняли следующую процедуру: для проверяемой молекулы выполняли сложение спектральных линий со случайно подобранными весами. Если СЛ возникает за счет излучения искомой молекулы, такая процедура должна ослаблять СЛ или приводить к ее исчезновению. Если же СЛ возникает за счет случайного совпадения по частоте слабых линий других молекул, такая процедура может как ослаблять, так и усиливать СЛ.

Если СЛ успешно проходила обе проверки, соответствующая молекула считалась обнаруженной. Мы оценивали ее лучевую концентрацию и добавляли ее излучение в модельный спектр. Оценка лучевой концентрации проводилась следующим образом: выбиралось какое-нибудь априорное значение лучевой концентрации этой молекулы N^a , строился модельный спектр только этой молекулы (индивидуальный модельный спектр, ИМС), и выполнялось сложение спектральных линий ИМС. Соотношение интенсивностей “наблюдаемой” и “модельной” СЛ позволяло оценить лучевую концентрацию молекулы с помощью очевидного соотношения:

$$N_{\text{mol}} = \frac{T_R^{\text{sl}}}{T_R^{\text{sm}}} N^a, \quad (1)$$

где T_R^{sl} — яркостная температура СЛ, T_R^{sm} — яркостная температура СЛ, построенной по линиям ИМС. Пример сравнения “наблюдаемой” и “модельной” СЛ приведен на рис. 4.

Лучевые концентрации двух молекул, найденных традиционным методом, этилового спирта ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$) и диметилэфира (CH_3OCH_3), определяются по одиночным линиям крайне ненадежно. Это происходит потому, что у этилового спирта была обнаружена всего одна слабая линия, параметры которой определяются ненадежно, а у диметилэфира все линии группируются в тесные блэнды, и параметры одиночных линий определить невозможно. Поэтому мы определили лучевые концентрации этих молекул тем же способом, что и лучевые концентрации молекул, найденных с помощью сложения спектральных линий. Результаты приведены в табл. 3.

В результате девять молекул прошли оба теста (табл. 1). Однако интегральная интенсивность СЛ у трех из них мала (меньше, чем пять погрешностей определения этой величины), поэтому обнаружение этих молекул находится под вопросом и требует дальнейшего подтверждения по другим данным.

4.1. Заключение

Представлены результаты обзора спектральных линий области звездообразования DR21ОН в 4-мм диапазоне длин волн (см. табл. 4). Обнаружено 69 молекул и их изотопологов, от простых

Таблица 4. Спектральные линии, зарегистрированные в результате спектрального обзора области звездообразования DR21OH M в 4-мм диапазоне длин волн

Частота, МГц	Молекула	Переход	$\int T_R dV$, К·км/с	V_{LSR} , км/с	ΔV , км/с	T_R , К	Приме- чание
68305.68	CH ₃ OH	$1_{1,0} - 2_{0,2}E$	0.27 (0.04)	-2.92 (0.61)	9.40 (1.63)	0.0265	bl
68354.502	CH ₃ CCH	$4_3 - 3_3$	0.13 (0.02)	-3.33 (0.05)	3.98 (0.00)	0.0314	
68361.035	CH ₃ CCH	$4_2 - 3_2$	0.30 (0.02)	-3.33 (0.05)	3.98 (0.00)	0.0714	
68364.955	CH ₃ CCH	$4_1 - 3_1$	0.67 (0.02)	-3.33 (0.05)	3.98 (0.00)	0.1586	
68366.262	CH ₃ CCH	$4_0 - 3_0$	0.81 (0.02)	-3.33 (0.05)	3.98 (0.06)	0.1901	
68699.381	H ₂ CS	$2_{0,2} - 1_{0,1}$	0.69 (0.02)	-3.08 (0.07)	4.27 (0.17)	0.152	rw
68972.154	SO ₂	$6_{1,5} - 6_{0,6}$	0.81 (0.02)	-3.03 (0.09)	6.00 (0.22)	0.1275	
69002.890	NS	$J = 3/2 - 1/2$ $F = 5/2 - 3/2e$	0.45 (0.02)	-2.76 (0.07)	3.73 (0.08)	0.1123	
69017.895	NS	$J = 3/2 - 1/2$ $F = 3/2 - 3/2e$	0.18 (0.02)	-2.76 (0.07)	3.73 (0.00)	0.0452	
69037.336	NS	$J = 3/2 - 1/2$ $F = 3/2 - 3/2e$	0.17 (0.02)	-2.76 (0.07)	3.73 (0.00)	0.0415	
69040.324	NS	$J = 3/2 - 1/2$ $F = 1/2 - 1/2e$	0.11 (0.01)	-2.76 (0.07)	3.73 (0.00)	0.0279	
69227.183	HC ₅ N	$26 - 25$	0.31 (0.02)	2.73 (0.14)	4.56 (0.27)	0.065	
69281.115	CCS	$N_J = 5_6 - 4_5$	0.33 (0.02)	-3.23 (0.10)	3.99 (0.24)	0.078	
69330.592	NS	$J = 3/2 - 1/2$ $F = 3/2 - 3/2f$	0.14 (0.01)	-3.38 (0.19)	3.77 (0.38)	0.035	
69408.371	SO ⁺	$^2\Pi_{1/2} J = 3/2 - 1/2e$	0.17 (0.02)	-2.92 (0.20)	4.24 (0.87)	0.0380	
69411.943	NS	$J = 3/2 - 1/2$ $F = 5/2 - 3/2f$	0.46 (0.02)	-3.36 (1.31)	3.71 (0.31)	0.1158	
69437.850	NS	$J = 3/2 - 1/2$ $F = 1/2 - 1/2f$	0.14 (0.02)	-3.33 (0.16)	3.22 (0.42)	0.040	
69485.223	NS	$J = 3/2 - 1/2$ $F = 3/2 - 1/2f$	0.17 (0.01)	-3.23 (0.11)	2.99 (0.29)	0.052	
69575.923	SO ₂	$1_{1,1} - 0_{0,0}$	0.42 (0.02)	-2.99 (0.57)	5.20 (0.05)	0.0752	
69746.720	H ₂ CS	$2_{1,1} - 1_{1,0}$	0.91 (0.01)	-3.19 (0.03)	4.10 (0.07)	0.209	
69783.846	SO ⁺	$^2\Pi_{1/2} J = 3/2 - 1/2f$	0.11 (0.01)	-3.17 (0.11)	2.55 (0.26)	4.195	
70534.033	H ¹³ CCCN	$8 - 7$	0.11 (0.01)	-3.45 (0.18)	3.72 (0.52)	0.0279	
71024.781	H ₂ ¹³ CO	$1_{0,1} - 0_{0,0}$	0.24 (0.01)	-3.19 (0.10)	4.49 (0.25)	0.0499	
71889.596	HC ₅ N	$27 - 26$	0.31 (0.01)	-3.02 (0.10)	4.51 (0.22)	0.0640	
72039.331	DCO ⁺	$1 - 0$	0.54 (0.02)	-2.99 (0.05)	3.56 (0.13)	0.1416	
72107.721	CCD	$1 - 0 J = 5/2 - 3/2$ $F = 7/2 - 5/2$	0.26 (0.02)	-3.35 (0.18)	5.19 (0.54)	0.048	new
72187.708	CCD	$1 - 0 J = 3/2 - 3/2$ $F = 5/2 - 5/2$	0.08 (0.01)	-2.87 (0.15)	3.69 (0.22)	0.021	
72189.726	CCD	$1 - 0 J = 3/2 - 1/2$ $F = 3/2 - 5/2$	0.08 (0.01)	-2.87 (0.15)	3.69 (0.22)	0.020	
72323.789	CCS	$J_N = 6_5 - 5_4$	0.11 (0.01)	-3.25 (0.14)	3.41 (0.18)	0.031	
72409.092	H ₂ CO	$5_{1,4} - 5_{1,5}$	0.28 (0.01)	-2.78 (1.98)	4.89 (0.02)	0.0544	
72413.484	DCN	$1 - 0 F = 1 - 1$	0.75 (0.01)	-3.67 (0.01)	4.30 (0.02)	0.1752	
72414.905	DCN	$1 - 0 F = 2 - 1$	1.26 (0.01)	-3.67 (0.01)	4.30 (0.02)	0.292	
72417.030	DCN	$1 - 0 F = 0 - 1$	0.25 (0.01)	-3.67 (0.01)	4.30 (0.02)	0.0584	

Таблица 4. Продолжение

Частота, МГц	Молекула	Переход	$\int T_R dV$, К·км/с	V_{LSR} , км/с	ΔV , км/с	T_R , К	Приме- чание
72475.074	HC ¹³ CCN	8 – 7	0.18 (0.01)	–3.07 (0.18)	5.90 (0.46)	0.0293	rw bw, rw new bw
72482.055	HCC ¹³ CN	8 – 7	0.14 (0.01)	–3.02 (0.19)	4.63 (0.38)	0.0290	
72758.235	SO ₂	6 _{0,6} – 5 _{1,5}	0.86 (0.02)	–3.31 (0.04)	4.77 (0.11)	0.1696	
72783.818	HC ₃ N	8 – 7	6.52 (0.02)	–3.20 (0.01)	4.32 (0.01)	1.4191	
72835	U		0.11 (0.01)	–3.38 (0.07)	2.01 (0.12)	0.052	
72837.948	H ₂ CO	1 _{0,1} – 0 _{0,0}	5.87 (0.12)	–4.19 (0.03)	2.97 (0.04)	1.86	
			3.43 (0.12)	–1.30 (0.04)	2.88 (0.05)	1.12	
72976.779	OCS	6 – 5	0.37 (0.01)	–3.05 (0.07)	4.10 (0.15)	0.0855	
73577.454	CH ₃ CN	4 ₃ – 3 ₃	0.11 (0.01)	–3.27 (0.02)	4.26 (0.00)	0.0244	
73584.545	CH ₃ CN	4 ₂ – 3 ₂	0.32 (0.01)	–3.27 (0.02)	4.26 (0.00)	0.0694	
73588.801	CH ₃ CN	4 ₁ – 3 ₁	0.81 (0.01)	–3.27 (0.02)	4.26 (0.00)	0.1787	bl
73590.220	CH ₃ CN	4 ₀ – 3 ₀	0.92 (0.01)	–3.27 (0.02)	4.26 (0.03)	0.2020	bl
73722.376	CH ₃ OCH ₃	9 _{2,7} – 9 _{1,8} EE	0.14 (0.02)	–5.12 (0.68)	11.79 (1.23)	0.0109	
+73720.490	CH ₃ OCH ₃	9 _{2,7} – 9 _{1,8} AE + EA					
+73724.261	CH ₃ OCH ₃	9 _{2,7} – 9 _{1,8} AA					
74551.988	HC ₅ N	28 – 27	0.28 (0.01)	–3.06 (1.37)	4.35 (0.08)	0.0594	
74891.681	CH ₃ CHO	4 _{1,4} – 3 _{1,3} A ⁺⁺	0.25 (0.01)	–3.27 (1.87)	4.35 (0.18)	0.0536	
74924.137	CH ₃ CHO	4 _{–1,4} – 3 _{–1,3} E	0.22 (0.01)	–3.27 (2.41)	3.59 (0.23)	0.0571	
75366	U		0.05 (0.013)	–3.27 (0.23)	2.66 (0.58)	0.018	m
75862.92	CH ₃ SH	3 ₀ – 2 ₀ A +	0.16 (0.02)	–2.63 (0.90)	13.21 (1.80)	0.0115	
+75864.43	CH ₃ SH	3 ₀ – 2 ₀ E					
75921	U		0.08 (0.02)	–3.57 (0.93)	8.05 (1.67)	0.001	m
76117.43	C ₄ H	17/2–15/2	0.21 (0.01)	–3.02 (0.08)	3.10 (0.19)	0.0620	
76156.02	C ₄ H	15/2–13/2	0.20 (0.01)	–3.06 (0.07)	3.10 (0.16)	0.0613	
76198.724	l-C ₃ H	2P1/2 J = 7/2 – 5/2 F = 4 – 3f	0.089 (0.009)	–2.96 (0.16)	3.269 (0.17)	0.0257	bl
76199.925	l-C ₃ H	2P1/2 J = 7/2 – 5/2 F = 4 – 3f	0.072 (0.008)	–2.96 (0.16)	3.269 (0.00)	0.0206	bl
76204.198	l-C ₃ H	2P1/2 3 – 2 J = 7/2 – 5/2 F = 4 – 3	0.041 (0.008)	–2.96 (0.16)	3.269 (0.00)	0.0117	
76205.108	l-C ₃ H	2P1/2 3 – 2 J = 7/2 – 5/2 F = 3 – 2	0.046 (0.008)	–2.96 (0.16)	3.269 (0.00)	0.0132	
76247.312	CH ₃ OH	11 _{1,10} – 10 _{2,9} A [–]	0.12 (0.01)	–3.15 (0.19)	4.03 (0.43)	0.0282	
76305.717	DNC	1 – 0	0.91 (0.01)	–3.20 (0.02)	4.12 (0.05)	0.2066	
76362.194	CH ₃ OCH ₃	7 _{2,5} – 7 _{1,6} AE + EA	0.044 (0.010)	–3.43 (0.35)	4.56 (0.00)	0.0090	m
76364.277	CH ₃ OCH ₃	7 _{2,5} – 7 _{1,6} EE	0.067 (0.010)	–3.43 (0.35)	4.56 (0.45)	0.0137	
76412.158	SO ₂	10 _{1,9} – 9 _{2,8}	0.27 (0.01)	–2.53 (0.17)	6.22 (0.39)	0.0402	
76460	U		0.17 (0.01)	–5.12 (0.04)	1.32 (0.12)	0.120	
			0.20 (0.02)	–2.00 (0.10)	2.69 (0.31)	0.068	
76509.628	CH ₃ OH	5 _{0,5} – 4 _{1,3} E	0.75 (0.01)	–2.99 (0.04)	5.40 (0.09)	0.1313	
76866.437	CH ₃ CHO	4 _{0,4} – 3 _{0,3} E	0.36 (0.01)	–3.21 (0.06)	4.29 (0.14)	0.0787	
76878.958	CH ₃ CHO	4 _{0,4} – 3 _{0,3} A ⁺⁺	0.36 (0.01)	–3.13 (0.06)	4.04 (0.16)	0.0832	
77038.605	CH ₃ CHO	4 _{2,3} – 3 _{2,2} A ^{––}	0.08 (0.01)	–3.62 (0.20)	3.50 (0.46)	0.0223	

Таблица 4. Продолжение

Частота, МГц	Молекула	Переход	$\int T_R dV$, К·км/с	V_{LSR} , км/с	ΔV , км/с	T_R , К	Приме- чание
77 107.86	N ₂ D ⁺	1 – 0 $F1 = 1 - 1$	0.045 (0.008)	–3.16 (0.16)	3.20 (0.00)	0.0131	hfs
77 109.61	N ₂ D ⁺	1 – 0 $F1 = 2 - 1$	0.074 (0.008)	–3.16 (0.16)	3.20 (0.20)	0.0215	
77 112.2	N ₂ D ⁺	1 – 0 $F1 = 0 - 1$	0.025 (0.007)	–3.16 (0.16)	3.20 (0.00)	0.0074	
77 125.695	CH ₃ CHO	4 _{2,2} – 3 _{2,1}	0.26 (0.04)	–4.63 (0.15)	6.13 (0.38)	0.040	
+77 126.418	CH ₃ CHO	4 _{2,3} – 3 _{–2,2}					
77 214.360	HC ₅ N	29 – 28	0.28 (0.01)	–2.97 (0.09)	4.65 (0.19)	0.0556	m
77 218.295	CH ₃ CHO	4 _{2,2} – 3 _{2,1} A ⁺⁺	0.09 (0.01)	–3.05 (0.32)	5.35 (0.78)	0.0160	
77 731.725	CCS	6, 6 – 5, 5	0.16 (0.01)	–2.95 (0.13)	4.27 (0.31)	0.0348	
78 603.670	³⁰ Si ¹⁸ O	2 – 1	0.047 (0.01)	–2.98 (0.60)	5.00 (1.21)	0.009	
79 099.313	CH ₃ CHO	4 _{1,3} – 3 _{1,2} E	0.32 (0.01)	–3.34 (0.05)	4.28 (0.12)	0.0704	
79 150.172	CH ₃ CHO	4 _{1,3} – 3 _{1,2}	0.34 (0.01)	–3.37 (0.07)	4.86 (0.28)	0.0656	m
79 350.476	H ¹³ CCCN	9 – 8	0.12 (0.01)	–2.98 (0.17)	4.51 (0.33)	0.0252	
79 876.711	HC ₅ N	30 – 29	0.27 (0.01)	–2.70 (0.18)	5.12 (0.13)	0.0488	
80 076.644	CH ₂ CO	4 _{1,4} – 3 _{1,3}	0.25 (0.01)	–3.15 (0.06)	3.73 (1.69)	0.0637	
80 479.940	CH ₂ CN	4 – 3 $J = 11/2 - 9/2$	0.04 (0.006)	–4.62 (0.18)	2.37 (0.90)	0.016	
80 490	U		0.05 (0.01)	–4.89 (0.23)	2.97 (0.48)	0.015	di, bl?
80 578.283	HDO	1 _{1,0} – 1 _{1,1}	0.072 (0.010)	+0.066 (8.05)	6.76 (1.40)	0.010	
80 723.186	c-C ₃ H ₂	4 _{2,2} – 4 _{1,3}	0.046 (0.009)	–3.68 (0.44)	4.74 (0.75)	0.0091	
80 820.409	CH ₂ CO	4 _{2,3} – 3 _{2,2}	0.030 (0.007)	–3.24 (0.13)	3.50 (0.00)	0.0082	
80 824.314	CH ₂ CO	4 _{2,2} – 3 _{2,1}	0.024 (0.007)	–3.24 (0.13)	3.50 (0.00)	0.0063	
80 832.107	CH ₂ CO	4 _{0,4} – 3 _{0,3}	0.11 (0.01)	–3.24 (0.13)	3.50 (0.17)	0.0283	
80 993.257	CH ₃ OH	7 _{2,6} – 8 _{1,7} A [–]	0.14 (0.01)	–2.62 (2.04)	6.62 (3.10)	0.0192	
81 477.49	HNO	1 _{0,1} – 0 _{0,0}	0.12 (0.01)	–3.25 (1.19)	3.20 (0.42)	0.0344	
81 505.208	CCS	7, 6 – 6, 5	0.31 (0.01)	–3.23 (0.32)	3.53 (0.06)	0.0834	
81 534.125	HC ¹³ CCN	9 – 8	0.12 (0.01)	–2.68 (1.60)	4.74 (0.19)	0.0236	
81 541.981	HCC ¹³ CN	9 – 8	0.12 (0.01)	–2.66 (1.73)	3.77 (1.13)	0.0287	
81 586.229	CH ₂ CO	4 _{1,3} – 3 _{1,2}	0.24 (0.01)	–3.00 (0.42)	3.67 (3.11)	0.0617	
81 881.462	HC ₃ N	9 – 8	6.22 (0.01)	–3.12 (0.00)	4.44 (0.00)	1.3159	
82 093.555	c-C ₃ H ₂	2 _{0,2} – 1 _{1,1}	0.47 (0.01)	–3.05 (0.03)	3.45 (0.11)	0.1266	
82 395.089	l-C ₃ H ₂	4 _{1,4} – 3 _{1,3}	0.06 (0.004)	–2.59 (0.07)	2.20 (0.76)	0.0237	
82 539.375	U		0.15 (0.01)	–2.13 (0.10)	3.26 (0.26)	0.0440	
			0.049 (0.008)	+0.79 (0.10)	1.71 (0.22)	0.0267	
82 966.201	c-C ₃ H ₂	3 _{1,2} – 3 _{0,3}	0.19 (0.01)	–2.89 (0.08)	3.84 (0.17)	0.0453	
83 163	U		0.11 (0.01)	–3.78 (0.14)	3.99 (0.31)	0.0261	
83 207.51	CH ₂ CHCN	9 _{1,9} – 8 _{1,8}	0.021 (0.004)	–2.73 (0.25)	2.39 (0.52)	0.0084	
83 217	U		0.09 (0.01)	–4.03 (0.13)	3.64 (0.31)	0.024	rw di
83 584.282	CH ₃ CHO	2 _{–1,2} – 1 _{0,1} E	0.05 (0.01)	–2.88 (0.23)	3.15 (0.48)	0.0136	
83 688.086	SO ₂	8 _{1,7} – 8 _{0,8}	0.80 (0.01)	–2.79 (0.03)	6.40 (0.08)	0.1179	
83 900.570	HOCN	4 _{0,4} – 3 _{0,3}	0.04 (0.01)	–3.74 (0.22)	3.02 (0.62)	0.0139	
83 933.681	l-C ₃ H ₂	4 _{1,3} – 3 _{1,2}	0.06 (0.01)	–2.71 (0.16)	2.47 (0.59)	0.0211	
84 119.329	¹³ CCH	1 – 0 $3/2 - 1/2$ $F = 2, 2.5 - 1, 1.5$	0.07 (0.01)	–3.02 (0.17)	3.66 (0.33)	0.017	bl
84 410.693	³⁴ SO	$N, J = 2, 2 - 1, 1$	0.13 (0.01)	–0.92 (0.37)	9.28 (0.94)	0.0128	

Таблица 4. Продолжение

Частота, МГц	Молекула	Переход	$\int T_R dV$, К·км/с	V_{LSR} , км/с	ΔV , км/с	T_R , К	Приме- чание
84423.706	CH ₃ OH	13 _{-3,11} – 14 _{-2,13} <i>E</i>	0.05 (0.01)	–3.76 (0.15)	2.69 (0.35)	0.0165	
84429.815	DC ₃ N	10 – 9	0.08 (0.01)	–2.67 (0.28)	4.49 (0.73)	0.016	
84449.102	CH ₃ OCHO	7 _{2,6} – 6 _{2,5} <i>E</i>	0.03 (0.01)	–2.49 (0.00)	5.82 (0.00)	0.0054	m
84454.787	CH ₃ OCHO	7 _{2,6} – 6 _{2,5} <i>A</i>	0.04 (0.01)	–2.49 (0.43)	5.82 (0.51)	0.0065	m
84521.206	CH ₃ OH	5 _{-1,5} – 4 _{0,4} <i>E</i>	0.85 (0.04)	+0.43 (0.00)	0.89 (0.00)	0.9033	mas
			0.005 (0.005)	+0.16 (0.01)	0.76 (0.01)	0.0066	mas
			2.27 (0.11)	–0.70 (0.05)	2.62 (0.16)	0.8144	mas
			3.65 (0.12)	–3.84 (0.05)	3.77 (0.21)	0.9108	mas
84542.331	NH ₂ CHO	4 _{0,4} – 3 _{0,3}	0.031 (0.006)	–3.55 (0.27)	3.21 (0.75)	0.0091	
84727.691	c-C ₃ H ₂	3 _{2,2} – 3 _{1,3}	0.07 (0.01)	–3.39 (0.23)	4.14 (0.98)	0.0161	
84745.998	³⁰ SiO	2 – 1 <i>v</i> = 0	0.15 (0.01)	–3.97 (0.21)	7.21 (0.79)	0.0198	
84865.166	O ¹³ CS	7 – 6	0.03 (0.008)	–4.73 (0.78)	5.68 (1.40)	0.006	m
85139.104	OCS	7 – 6	0.55 (0.01)	–2.86 (0.03)	4.63 (0.07)	0.1108	
85153.931	D ₂ CS	3 _{0,3} – 2 _{0,2}	0.023 (0.007)	–3.46 (0.40)	3.00 (1.14)	0.0073	di
85162.223	HC ¹⁸ O ⁺	1 – 0	0.43 (0.01)	–3.35 (0.03)	3.93 (0.07)	0.1016	
85201.346	HC ₅ N	32 – 31	0.25 (0.02)	–3.89 (0.13)	2.72 (0.26)	0.089	
			0.14 (0.02)	–0.93 (0.22)	2.55 (0.38)	0.053	
85229.27	C ¹³ CH	1 – 0 3/2 – 1/2 <i>F</i> = 2, 2.5 – 1, 1.5	0.09 (0.01)	–2.93 (0.11)	4.26 (0.16)	0.0205	
85232.76	C ¹³ CH	1 – 0 3/2 – 1/2 <i>F</i> = 2, 1.5 – 1, 0.5	0.07 (0.01)	–2.93 (0.11)	4.26 (0.00)	0.0149	
85247.65	C ¹³ CH	1 – 0 3/2 – 1/2 <i>F</i> = 1, 0.5 – 0, 0.5	0.035 (0.006)	–2.93 (0.11)	4.26 (0.00)	0.0078	
85256.96	C ¹³ CH	1 – 0 3/2 – 1/2 <i>F</i> = 1, 1.5 – 0, 0.5	0.06 (0.01)	–2.93 (0.11)	4.26 (0.00)	0.0133	
85265.507	t-CH ₃ CH ₂ OH	6 _{0,6} – 5 _{1,5}	0.06 (0.01)	–2.12 (0.41)	5.89 (0.53)	0.0094	
85307.459	C ¹³ CH	1 – 0 1/2 – 1/2 <i>F</i> = 1, 1.5 – 1, 1.5	0.06 (0.006)	–2.62 (0.23)	4.20 (0.44)	0.014	
85338.906	c-C ₃ H ₂	2 _{1,2} – 1 _{0,1}	1.51 (0.01)	–3.08 (0.01)	3.72 (0.01)	0.3807	
85347.869	HCS ⁺	2 – 1	0.71 (0.01)	–3.01 (0.09)	3.93 (0.01)	0.1694	
85442.6	CH ₃ CCH	5 ₃ – 4 ₃	0.26 (0.00)	–3.24 (0.01)	4.09 (0.00)	0.0587	
85450.765	CH ₃ CCH	5 ₂ – 4 ₂	0.43 (0.00)	–3.24 (0.01)	4.09 (0.00)	0.0978	
85455.665	CH ₃ CCH	5 ₁ – 4 ₁	1.02 (0.00)	–3.24 (0.01)	4.09 (0.00)	0.2348	
85457.299	CH ₃ CCH	5 ₀ – 4 ₀	1.27 (0.01)	–3.24 (0.01)	4.09 (0.01)	0.2910	
85531.512	HOCO ⁺	4 _{0,4} – 4 _{1,3}	0.03 (0.006)	–3.41 (0.28)	2.78 (0.63)	0.011	m
85568.074	CH ₃ OH	6 _{-2,5} – 7 _{-1,7} <i>E</i>	0.10 (0.01)	–3.41 (0.14)	4.08 (0.37)	0.0238	
85634.00	C ₄ H	9 – 8 <i>J</i> = 19/2 – 17/2	0.17 (0.01)	–2.85 (0.03)	2.60 (0.04)	0.0631	
85672.57	C ₄ H	9 – 8 <i>J</i> = 17/2 – 15/2	0.16 (0.01)	–2.85 (0.03)	2.60 (0.00)	0.0561	
85656.418	c-C ₃ H ₂	4 _{3,2} – 4 _{2,3}	0.039 (0.005)	–3.67 (0.18)	3.20 (0.75)	0.0113	
85715.424	CH ₂ CHCN	9 _{2,7} – 8 _{2,6}	0.03 (0.006)	–3.42 (0.28)	2.71 (0.50)	0.010	
85759.188	²⁹ SiO	2 – 1 <i>v</i> = 0	0.20 (0.01)	–3.29 (0.11)	6.44 (0.01)	0.0292	
85926.270	NH ₂ D	1 _{1,1} – 1 _{0,1}	0.99 (0.02)	–2.94 (0.06)	7.09 (0.15)	0.131	hfs

Таблица 4. Окончание

Частота, МГц	Молекула	Переход	$\int T_R dV$, К·км/с	V_{LSR} , км/с	ΔV , км/с	T_R , К	Приме- чание
86054.967	HC ¹⁵ N	1 – 0	1.23 (0.01)	–3.02 (0.02)	4.60 (0.01)	0.2512	
86093.983	SO	$N, J = 2, 2 - 1, 1$	2.27 (0.01)	–2.59 (0.01)	5.33 (0.03)	0.3997	
86181.413	CCS	$N, J = 7, 6 - 6, 5$	0.13 (0.01)	–2.98 (0.13)	3.72 (0.33)	0.0337	
86338.736	H ¹³ CN	1 – 0 $F = 1 - 1$	1.95 (0.01)	–3.38 (0.00)	4.56 (0.00)	0.4028	
86340.176	H ¹³ CN	1 – 0 $F = 2 - 1$	3.06 (0.01)	–3.38 (0.00)	4.56 (0.01)	0.6308	
86342.255	H ¹³ CN	1 – 0 $F = 0 - 1$	0.71 (0.01)	–3.38 (0.00)	4.56 (0.00)	0.1474	
86546.18	t-HCOOH	$4_{1,4} - 3_{1,3}$	0.10 (0.01)	–3.11 (0.22)	4.56 (0.74)	0.0214	
86615.602	CH ₃ OH	$7_{2,6} - 6_{3,3} A^{--}$	0.11 (0.01)	–3.17 (0.23)	3.67 (0.57)	0.0283	
86670.82	HCO	$1_{0,1} - 0_{0,0} 3/2 - 1/2$ $F = 2 - 1$	0.51 (0.00)	–2.53 (0.02)	2.87 (0.03)	0.1667	
86708.35	HCO	$1_{0,1} - 0_{0,0} 3/2 - 1/2$ $F = 1 - 0$	0.36 (0.01)	–2.53 (0.02)	2.87 (0.00)	0.1172	
86754.288	H ¹³ CO ⁺	1 – 0	4.10 (0.01)	–3.35 (0.00)	4.09 (0.00)	0.9428	
86777.43	HCO	$1_{0,1} - 0_{0,0} 1/2 - 1/2$ $F = 1 - 1$	0.31 (0.01)	–2.85 (0.04)	2.92 (0.07)	0.1009	
86805.75	HCO	$1_{0,1} - 0_{0,0} 1/2 - 1/2$ $F = 0 - 1$	0.13 (0.01)	–2.85 (0.04)	2.92 (0.00)	0.0409	
86846.995	SiO	2 – 1 $v = 0$	1.70 (0.02)	–3.27 (0.26)	4.59 (0.26)	0.3483	
			1.52 (0.02)	–3.40 (0.26)	16.60 (0.26)	0.0859	
86902.947	CH ₃ OH	$7_{2,5} - 6_{3,4} A^{++}$	0.09 (0.01)	–3.34 (0.15)	3.48 (0.67)	0.0236	
87 57.258	HC ¹⁷ O ⁺	1 – 0 $F = 7/2 - 5/2$	0.14 (0.01)	–3.21 (0.30)	6.47 (0.80)	0.0200	
+87056.966	HC ¹⁷ O ⁺	1 – 0 $F = 3/2 - 5/2$					
+87058.294	HC ¹⁷ O ⁺	1 – 0 $F = 5/2 - 5/2$					
87090.859	HN ¹³ C	1 – 0 $F = 2 - 1$	1.73 (0.01)	–2.97 (0.01)	4.32 (0.03)	0.3771	
87143.198	CH ₃ OCHO	$7_{3,4} - 6_{3,3} E$	0.09 (0.01)	–3.74 (0.37)	5.66 (0.76)	0.0141	
87163	U		0.05 (0.007)	–3.42 (0.14)	1.95 (0.38)	0.024	
87284.156	C ₃ H	1 – 0 $3/2 - 1/2$ $F = 1 - 1$	1.03 (0.00)	–2.78 (0.02)	3.70 (0.01)	0.2624	
87313	U		0.17 (0.01)	–5.11 (0.09)	2.97 (0.12)	0.0539	
87316.925	C ₃ H	1 – 0 $3/2 - 1/2$ $F = 2 - 1$	7.10 (0.01)	–3.01 (0.00)	4.23 (0.00)	1.5753	
87328.624	C ₂ H	1 – 0 $3/2 - 1/2$ $F = 1 - 0$	4.19 (0.01)	–3.01 (0.00)	4.23 (0.00)	0.9312	
87398	U		0.04 (0.01)	–4.73 (0.21)	1.70 (0.43)	0.020	
87402.004	C ₂ H	1 – 0 $1/2 - 1/2$ $F = 1 - 1$	4.32 (0.01)	–3.01 (0.00)	4.23 (0.00)	0.9580	
+87407.165	C ₂ H	1 – 0 $1/2 - 1/2$ $F = 0 - 1$	2.14 (0.01)	–3.01 (0.00)	4.23 (0.00)	0.4748	
87446.512	C ₂ H	1 – 0 $1/2 - 1/2$ $F = 1 - 0$	1.18 (0.01)	–3.01 (0.00)	4.23 (0.00)	0.2615	
87863.63	HC ₅ N	33 – 32	0.20 (0.01)	–2.83 (0.12)	5.01 (1.11)	0.0381	

Примечание. m – обнаружение на пределе чувствительности; bl – линия блендируется с соседними; bw – у линии есть голубое крыло; gw – у линии есть красное крыло; di – сомнительная идентификация; hfs – линия обладает сверхтонкой структурой; new – линия отсутствует в базе данных Ловаса [19]; mas – мазерная линия.

двух- или трехатомных молекул, таких как SO, SiO и CCH, до сложных органических соединений, таких как CH₃OSHO или CH₃OCH₃. Существенная часть полученных результатов качественно повторяет результаты обзора этого же источника на волне 3 мм. Списки молекул, обнаруженных на волнах 3 и 4 мм, в значительной степени пересекаются. Основную часть составляют молекулы, типичные для плотных ядер в областях звездообразования, такие, как HC₃N или CH₃CCH. С помощью вращательных диаграмм, построенных по линиям CH₃CN, CH₃CCH, HC₃N, определена температура излучающей области, которая оказалась порядка 30–40 К.

Обнаружено 18 сложных органических молекул. По современным представлениям эти молекулы возникают в мантиях межзвездных пылинок и поступают в газовую фазу либо в результате испарения мантий в горячих ядрах вокруг протозвезд, либо за счет нетепловой десорбции в более холодном газе. К сожалению, по данным нашего обзора, проводившегося в одном направлении, невозможно однозначно установить, в каких областях возникает излучение СОМ — в горячих ядрах или в окружающем газе, там же, где и излучение остальных найденных молекул. Лишь для метанола (CH₃OH) удалось зарегистрировать ряд переходов между уровнями высокой энергии, и выделить два компонента, холодный и горячий. Холодный компонент дает низкоэнергетические линии с энергией уровней ниже 100 К, а горячий — высокоэнергетические линии с энергией уровней выше 100 К. Низкоэнергетические линии могут возникать в тех же областях, что и линии CH₃CCH, CH₃CN, HC₃N. Высокоэнергетические линии могут возникать в газе с температурой выше 100 К, например, в горячих ядрах, обнаруженных Мином и др. [11]. У всех остальных СОМ зарегистрированы лишь низкоэнергетические линии, которые, предположительно, возникают в плотных облаках.

Определены лучевые концентрации обнаруженных молекул и получены значения их относительного содержания. Для ряда простых молекул эти значения соответствуют тем, которые являются типичными для плотных облаков при концентрации молекул H₂ порядка 10⁴–10⁵ см⁻³.

Девять молекул, в том числе сложные соединения CH₃C₃N, CH₃CH₂CN, CH₃COCH₃, найдены с помощью сложения спектральных линий. Это демонстрирует, насколько полезным может быть данный метод при анализе данных широкополосных спектральных обзоров.

ПРОЦЕДУРА СЛОЖЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

В данном разделе описано, как проводится непосредственно сложение спектральных линий, когда искомая молекула и вращательная температура уже выбраны. Предполагается ЛТР при выбранной температуре. Сначала из каталогов JPL или CDMS выбираются линии искомой молекулы, частоты которых попадают в диапазон обзора. Из полученного списка исключаются линии, у которых погрешность частоты и/или энергия верхнего уровня превышают пороговые значения. Для погрешности частоты пороговое значение было выбрано равным 0.5 МГц, что вблизи низкочастотной границы полосы обзора соответствует 2.1 км/с, т.е. типичной полуширине линии в DR21OH на уровне половинной интенсивности, а для энергии верхнего уровня — 1000 К.

Далее, используя параметры спектральных линий, приведенные в каталогах, находится сильнейшая линия среди всех отобранных (в дальнейшем — опорная линия). Так как лучевая концентрация искомой молекулы неизвестна, невозможно найти яркостные температуры спектральных линий, однако, используя принятое значение вращательной температуры, можно найти отношения яркостных температур разных линий. Этого достаточно для того, чтобы рассчитать веса разных линий.

В каталогах JPL и CDMS приведена интенсивность I (см⁻¹/(мол/см²)), которая пропорциональна оптической толще линии в максимуме, $\tau^{\max}$:

$$I = \frac{\kappa_v}{f(v)n} \frac{\tau(v)}{f(v)N} \propto \frac{\tau^{\max} \Delta v}{N}, \quad (\text{A1})$$

где N — лучевая концентрация молекулы, $\tau(v)$ — оптическая толща линии в зависимости от частоты, $f(v)$ — нормированная функция, описывающая профиль линии, $\tau^{\max}$ — оптическая толща линии в максимуме, Δv — ширина линии (FWHM). Отсюда можно найти оптическую толщу линии в максимуме (с точностью до некоторого коэффициента, зависящего от N и одинакового для всех линий). Далее из всех выбранных линий находится сильнейшая, т.е. линия с наибольшим значением оптической толщи. Этой линии приписывается какая-либо оптическая толща. Тогда для оптических толщин остальных линий можно получить соотношение:

$$\tau_i^{\max} = \tau_{\text{ref}}^{\max} \frac{I_i}{I_{\text{ref}}} \frac{v_i}{v_{\text{ref}}}. \quad (\text{A2})$$

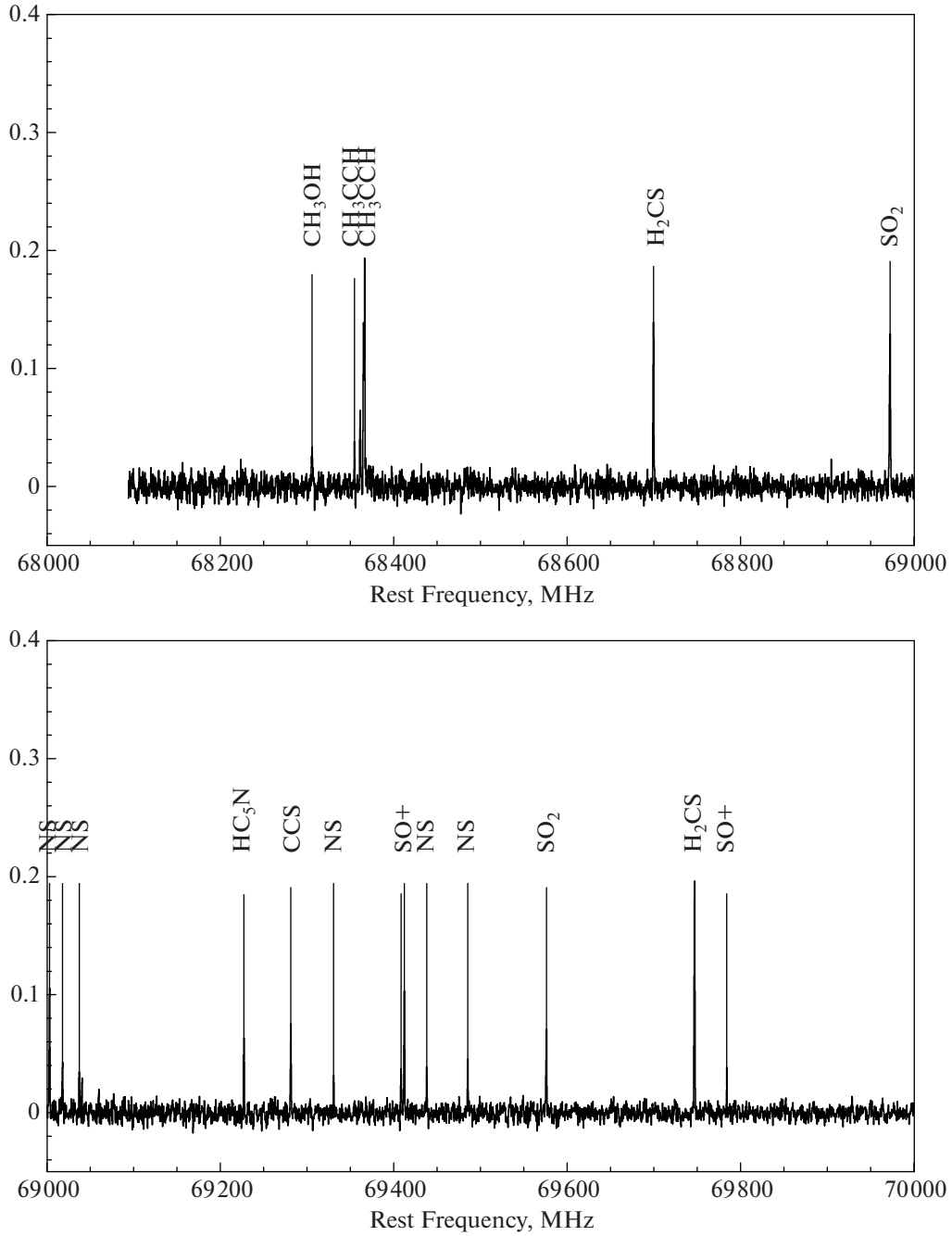


Рис. 5. Спектр DR21OH в диапазоне частот 68–88 ГГц. По оси X отложена частота покоя в МГц, по оси Y – радиативная температура в градусах Кельвина.

Здесь предполагается, что ширины всех линий в единицах скорости одинаковы, при этом $\Delta v_i \propto v_i$. Зная оптическую толщину τ_i , яркостную температуру каждой линии ΔT_i можно найти с помощью соотношения:

$$\Delta T_i = (T_{\text{ex}} - T_{\text{bg}})(1 - \exp^{-\tau_i}), \quad (\text{A3})$$

где T_{ex} и T_{bg} – Рэлей-Джинсовские эквиваленты температуры возбуждения и реликтового фона. Температура возбуждения принимается равной кинетической температуре (условие ЛТР).

После того, как найдена яркостная температура каждой линии, рассчитываются соотношения $R_i = T_i/T_{\text{ref}}$, где T_i – яркостная температура

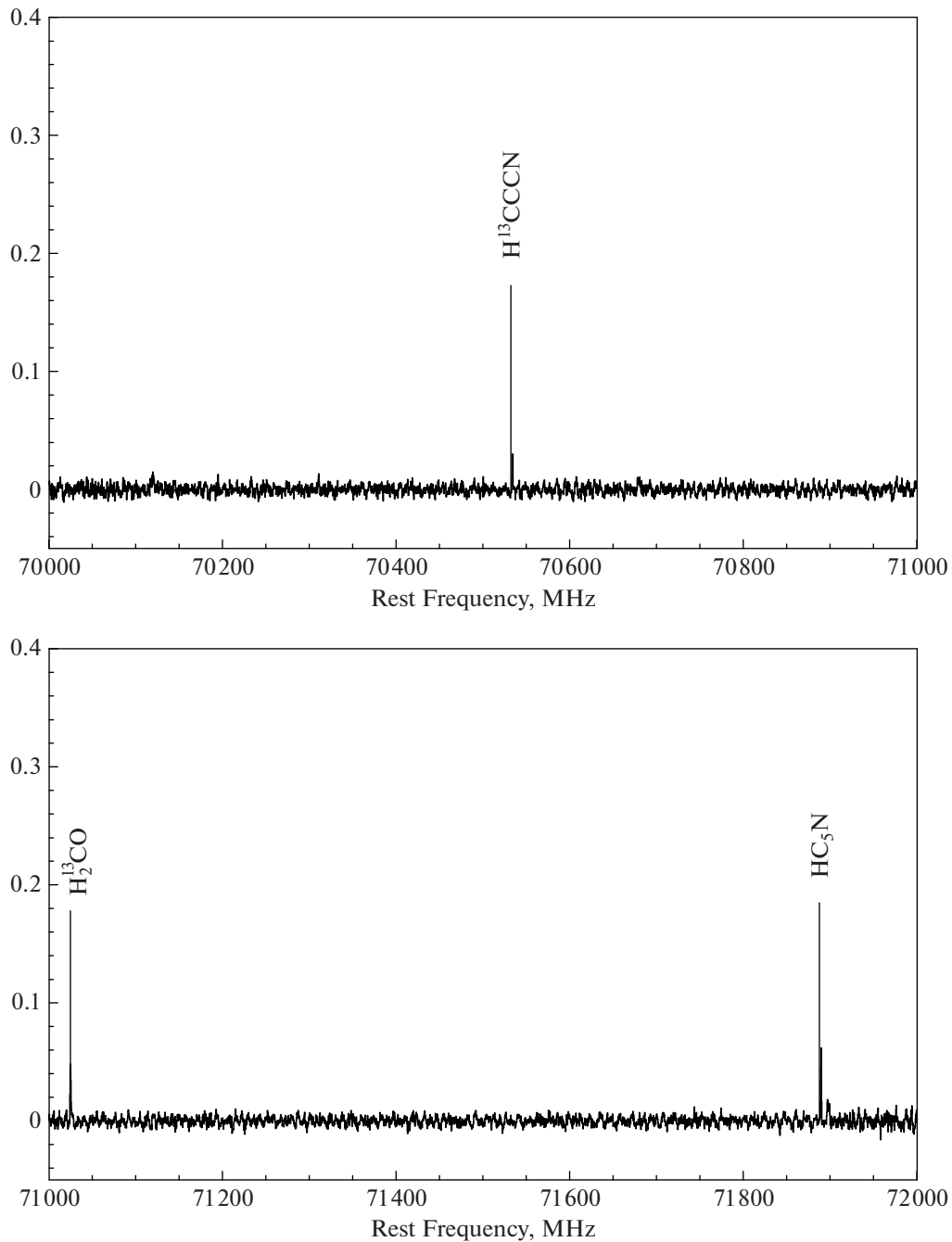


Рис. 5. Продолжение

i -й линии, а T_{ref} — яркостная температура опорной линии. Из дальнейшего рассмотрения исключаются все линии, для которых это соотношение меньше или равно 0.01. Затем из наблюдаемого спектра вырезаются узкополосные участки одинаковой ширины, центрированные на частоты

отобранных линий искомой молекулы, и каждый из них поканально делится на соответствующее значение R_i . При этом во всех узкополосных спектрах яркостные температуры линий выравниваются, а среднеквадратичные отклонения шумов возрастают пропорционально величинам R_i .

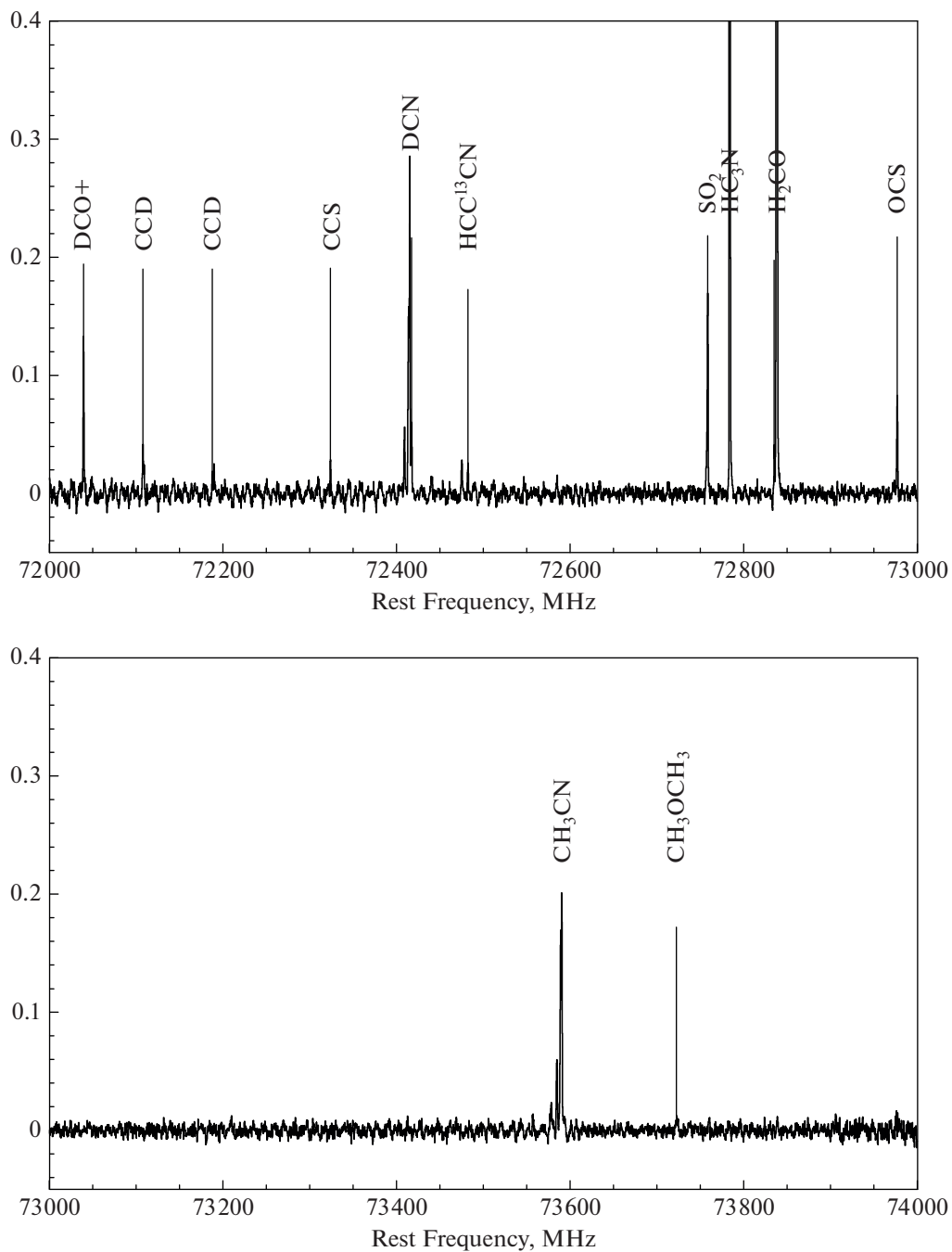


Рис. 5. Продолжение

Затем эти спектры складываются с весами, каждый из которых обратно пропорционален дисперсии шумов соответствующего спектра, причем вес опорной линии выбирается равным единице. Результат суммирования делится на сумму весов. При таком подходе амплитуда СЛ оказыва-

ется примерно равной амплитуде опорной линии, а уровень шумов относительно исходного спектра понижается в $\sqrt{\sum (w_i)}$ раз.

Размеры источников, в которых мы ищем новые молекулы, неизвестны. Если предположить,

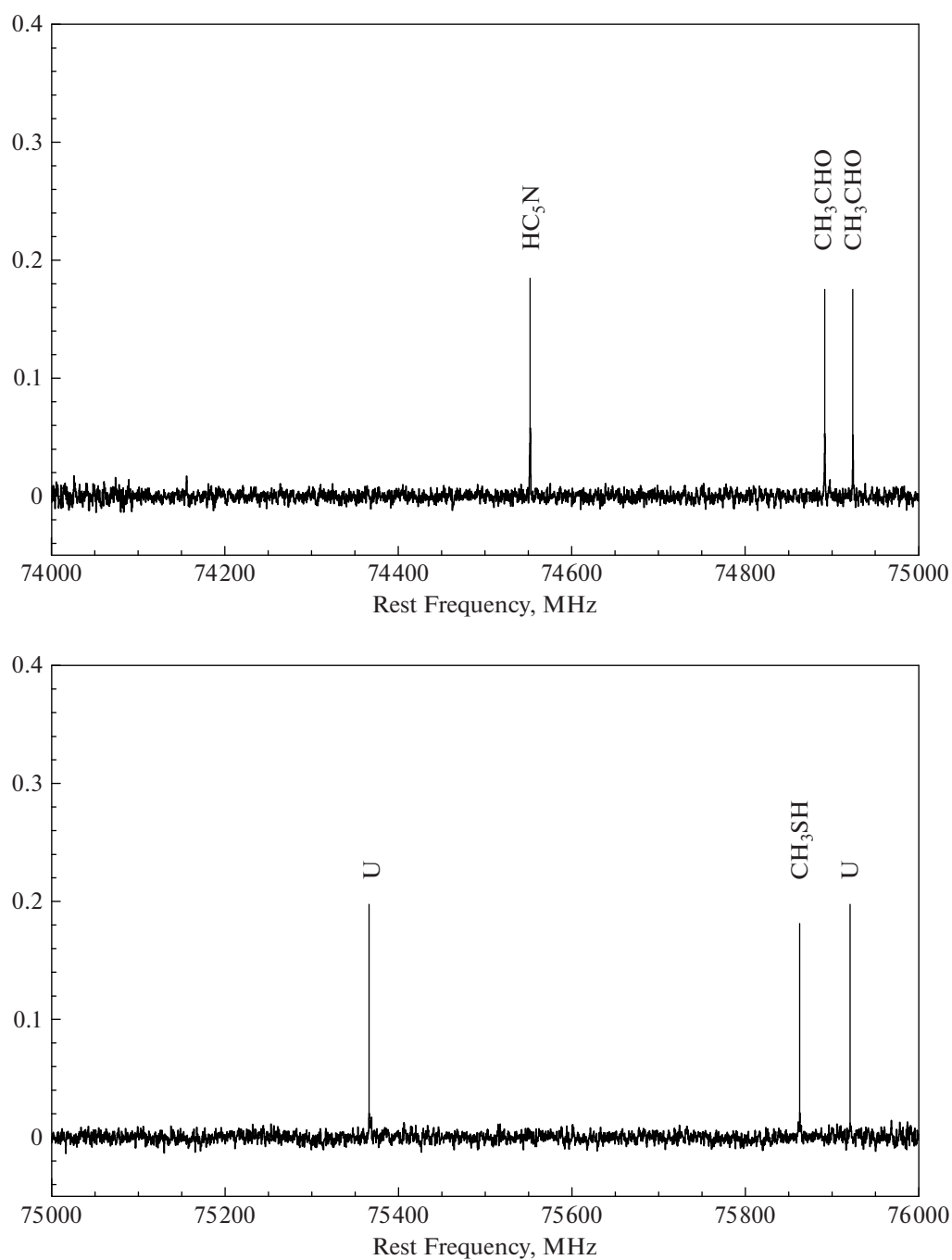


Рис. 5. Продолжение

что они сравнимы с шириной главного луча диаграммы направленности, то слабые линии, возникающие в таких источниках, должны быть оптически тонкими. Оптическая толщина наиболее сильной линии $\tau_{\text{ref}}^{\text{max}}$ по умолчанию установлена равной

0.1, и в данном обзоре мы принимали ее равной этой величине. Точное значение оптической толщи, при условии, что $\tau_{\text{ref}}^{\text{max}} \ll 1$, для вычисления весов не имеет значения. Однако в ДН телескопа могут попадать компактные объекты. Например, в

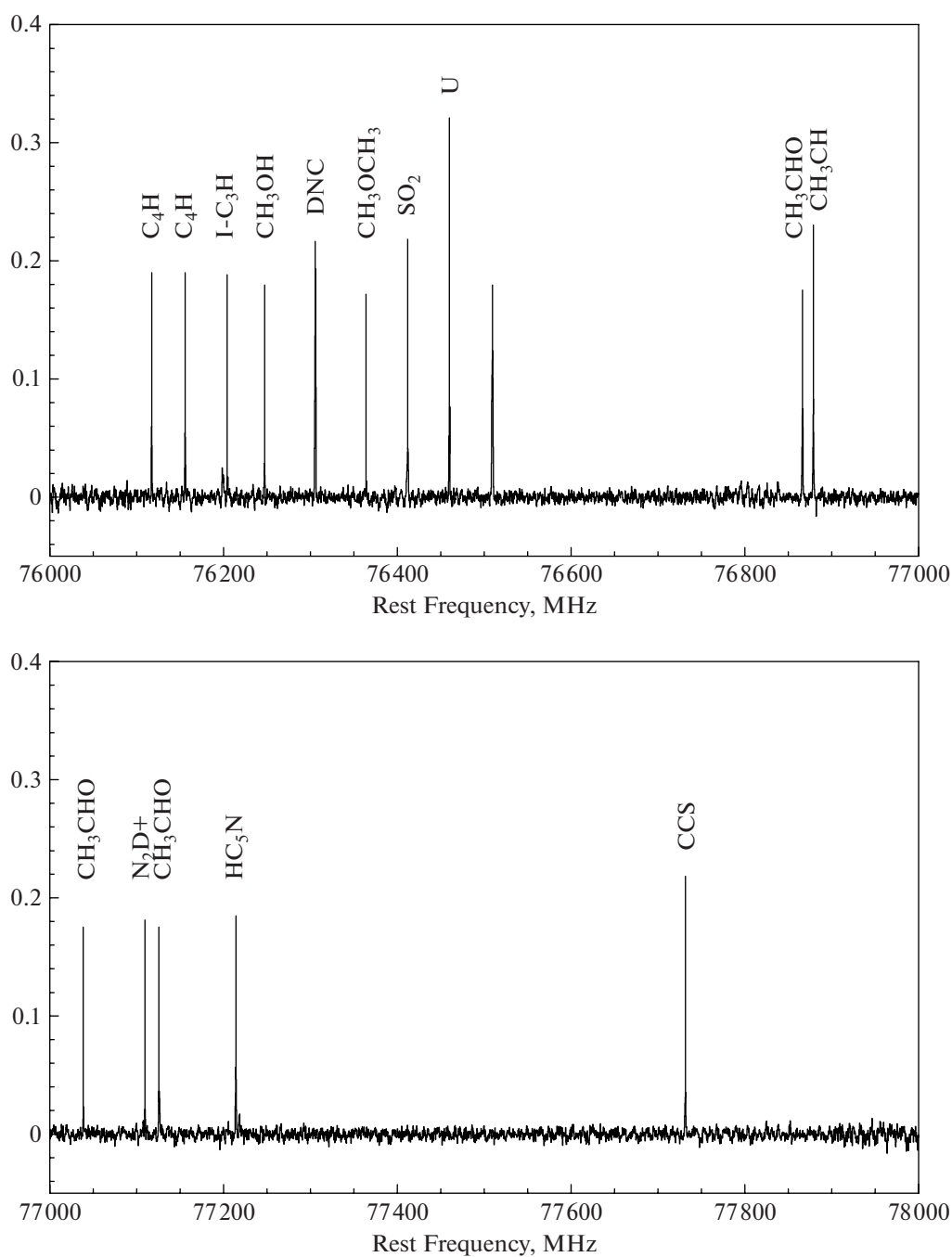


Рис. 5. Продолжение

нашем обзоре в диаграмму попадали горячие ядра ММ1а и ММ1б. Размеры этих источников много меньше ширины главного луча ДН, поэтому слабость линий, возникающих в них, не означает, что линии обязательно являются оптически тонкими.

В этом случае выбор весов линий, сделанный в предположении, что линии являются оптически тонкими, оказывается неоптимальным, что может в некоторых случаях помешать обнаружить молекулу. Поэтому на последнем этапе имеет смысл

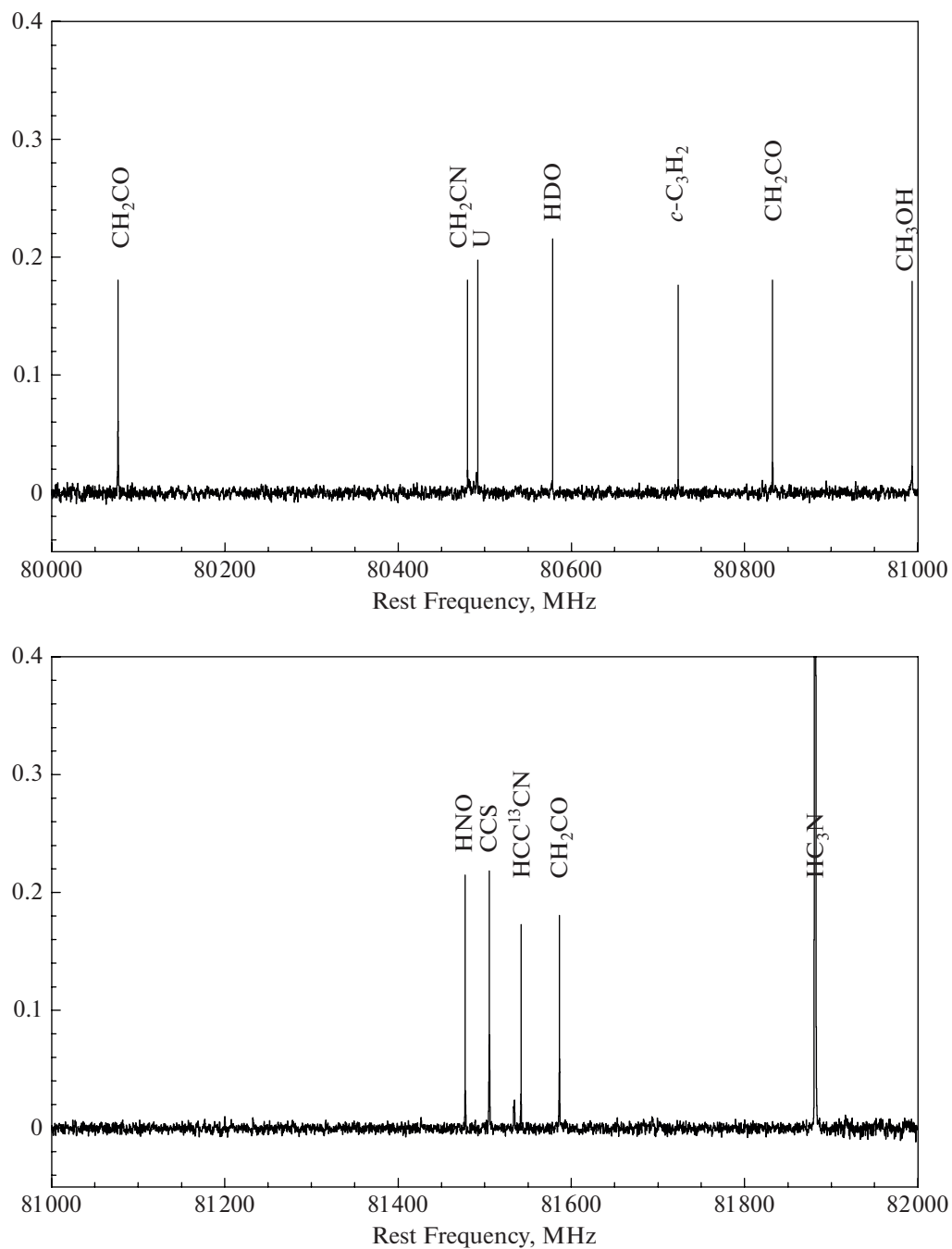


Рис. 5. Продолжение

повторить эту процедуру в предположении, что линии не являются оптически тонкими. Мы построили синтетические спектры для всех молекул, данные по которым приведены в каталогах спек-

тральных линий JPL и CDMS, устанавливая оптическую толщину опорной линии каждой искомой молекулы равной 10. Однако ни одной новой молекулы обнаружить при этом не удалось.

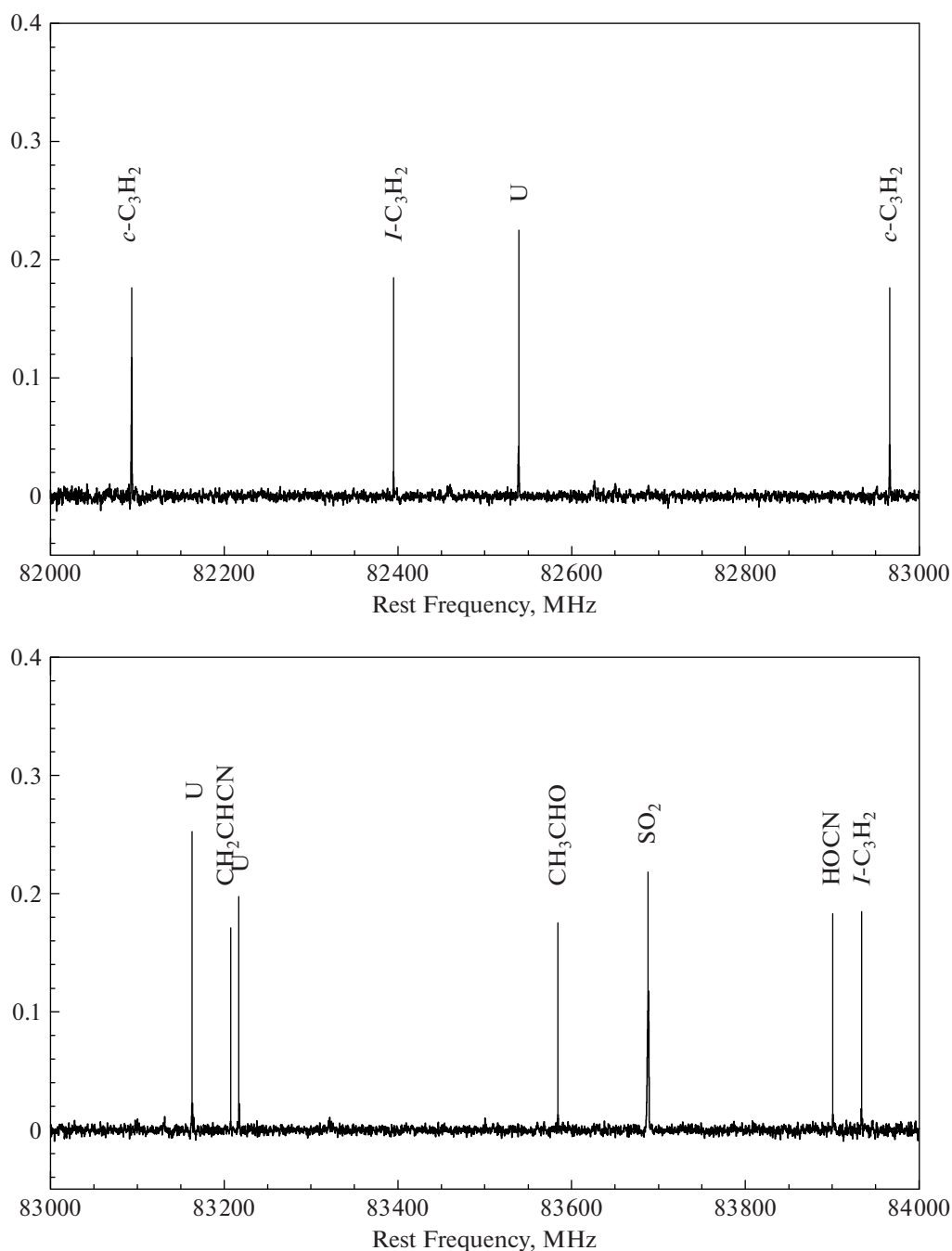


Рис. 5. Продолжение

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа С.В. Каленского была поддержана за счет гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2021-597, а работа Е.А. Михеевой — за счет Государственной программы Российской Федерации ГЗ019АКЦ009 109.61.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны П. Бергману и А.О.Х. Улофссону (космическая обсерватория Онсала) за помощь в подготовке заявки и проведении наблюдений, и анонимному рецензенту за полезные замечания. Национальная исследовательская инфраструктура космиче-

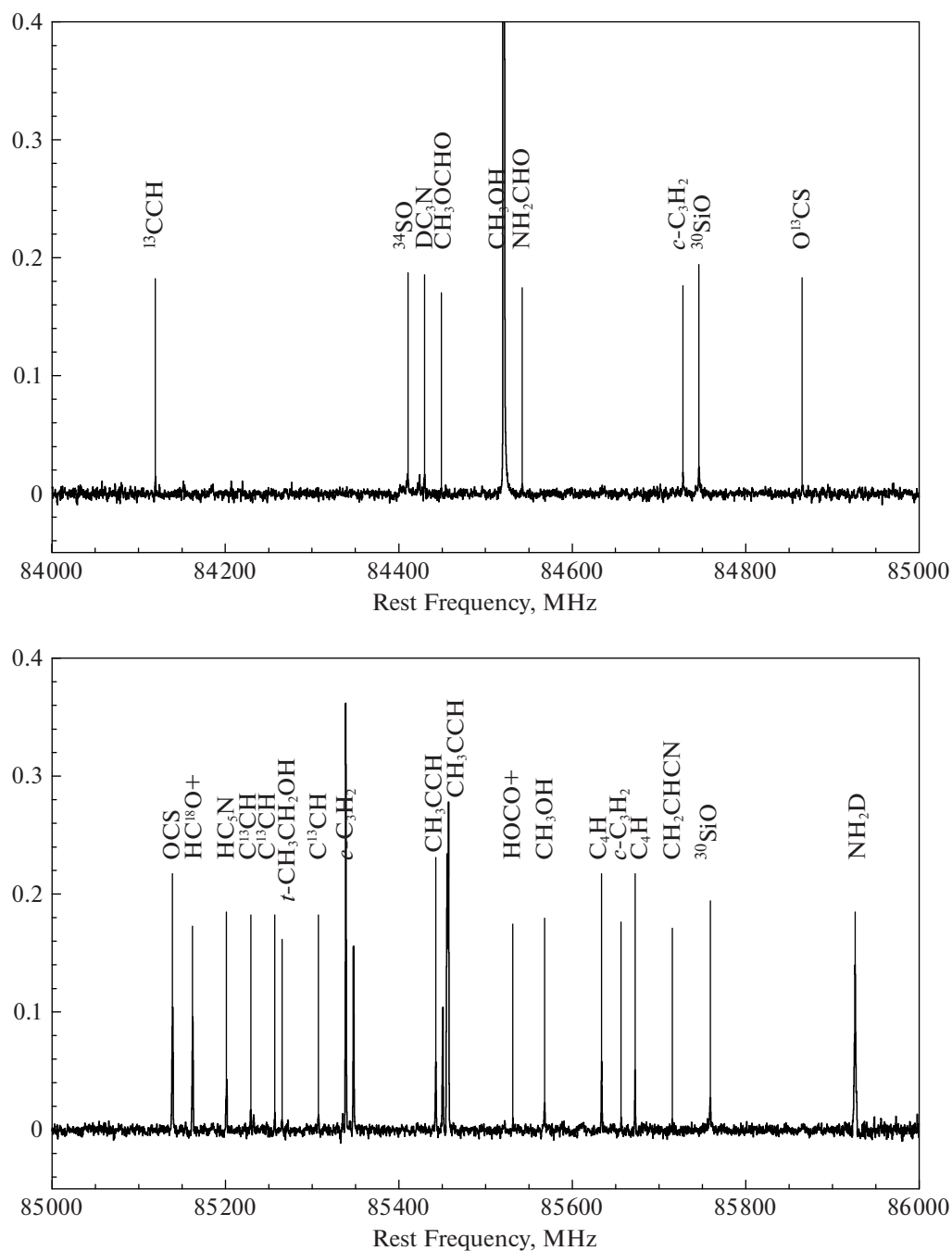


Рис. 5. Продолжение

ской обсерватории Онсала финансируется за счет гранта Шведского исследовательского совета № 2017-00648. В работе используется система астрофизических данных НАСА, а также следующие базы данных: каталог обнаруженных в космосе молекулярных радиолний [19], Кельнская база данных для молекуляр-

ной спектроскопии [20, 21]; каталог спектральных линий JPL [22].

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

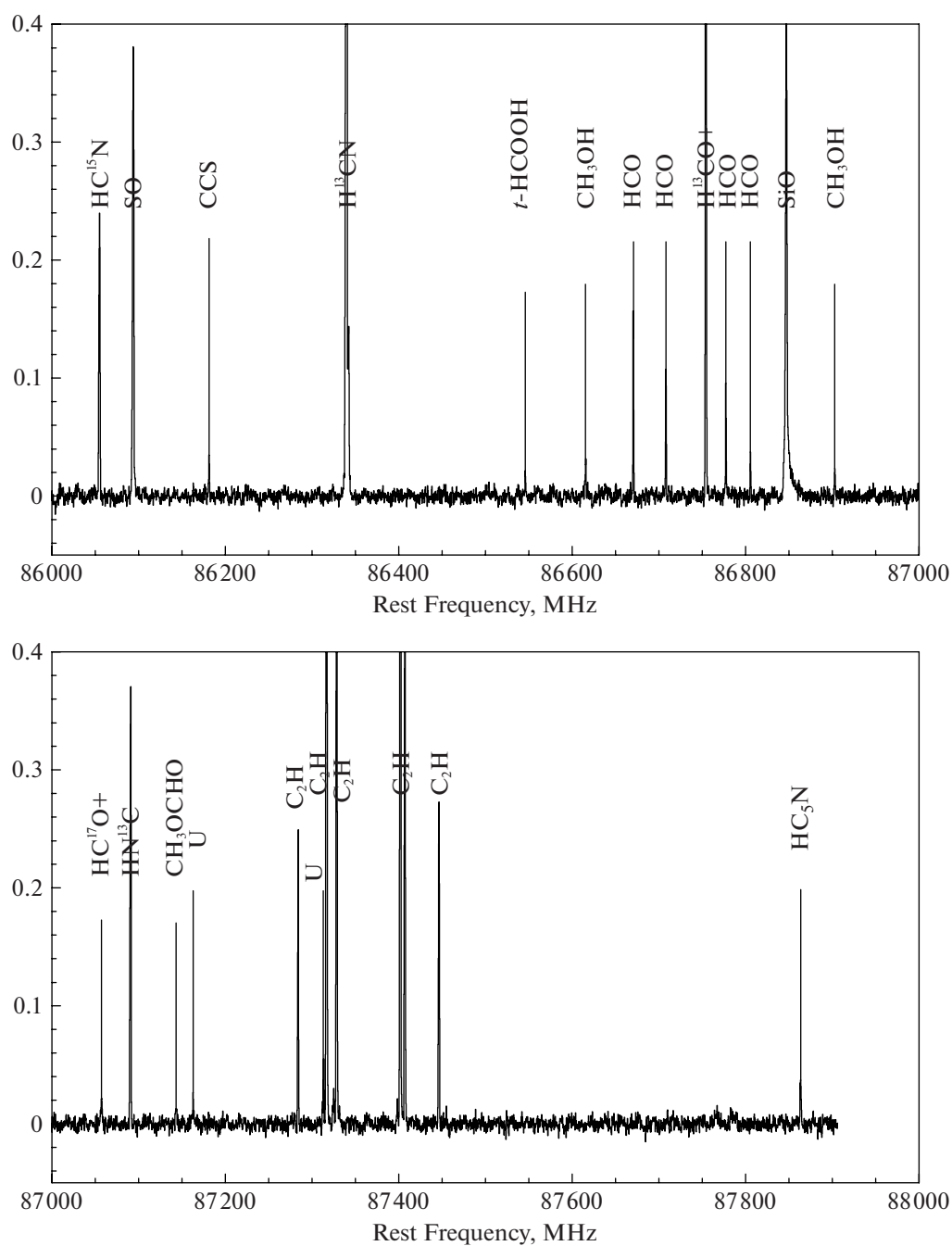


Рис. 5. Окончание

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. L. J. Rygl, A. Brunthaler, A. Sanna, K. M. Menten, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **539**, id. A79 (2012).
2. P. M. Harvey, M. Joy, D. F. Lester, and B. A. Wilking, *Astrophys. J.* **300**, 737 (1986).
3. M. Hennemann, F. Motte, N. Schneider, P. Didelon, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **543**, id. L3 (2012).
4. P. M. Harvey, M. F. Campbell, and W. F. Hoffmann, *Astrophys. J.* **211**, 786 (1977).
5. J. G. Mangum, A. Wootten, and L. G. Mundy, *Astrophys. J.* **378**, 576 (1991).
6. J. G. Mangum, A. Wootten, and L. G. Mundy, *Astrophys. J.* **388**, 467 (1992).
7. S. Padin, A. I. Sargent, L. G. Mundy, N. Z. Scoville, *et al.*, *Astrophys. J.* **337**, 45 (1989).
8. L. A. Zapata, L. Loinard, Y.-N. Su, L. F. Rodriguez, K. M. Menten, N. Patel, R. Nimesh, and R. Galván-Madrid, *Astrophys. J.* **744** (2), id. 86 (2012).
9. J. R. Dickel, H. R. Dickel, and W. J. Wilson, *Astrophys. J.* **223**, 840 (1978).

10. K. Dobashi, T. Shimoikura, Sh. Katakura, F. Nakamura, and Y. Shimajiri, *Publ. Astron. Soc. Japan* **71** (SP1), id. S12 (2019).
11. Y. C. Minh, H.-R. Chen, Y.-N. Su, and S.-Y. Liu, *J. Korean Astron. Soc.* **45** (6), 157 (2012).
12. R. Genzel and D. Downes, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **30**, 145 (1977).
13. R. P. Norris, R. S. Booth, P. J. Diamond, and N. D. Porter, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **201**, 191 (1982).
14. W. Batrla, P. Pratap, and L. E. Snyder, *Astrophys. J. Letters* **330**, L67 (1988).
15. S.-P. Lai, J. M. Girart, and R. M. Crutcher, *Astrophys. J.* **598** (1), 392 (2003).
16. M. T. Orozco-Aguilera, A. Hernández-Gómez, and L. A. Zapata, *Astron. J.* **157**(1), id. 20 (2019).
17. С. В. Каленский, Л. Е. Б. Юханссон, *Астрон. журн.* **87** (4), 335 (2010).
18. S. V. Kalenskii, R. I. Kaiser, P. Bergman, A. O. H. Olofsson, K. D. Degtyarev, and P. Golysheva, *Astrophys. J.* **932** (1), id. 5 (2022).
19. F. J. Lovas, J. E. Bass, R. A. Dragoset, and K. J. Olsen, NIST Recommended Rest Frequencies for Observed Interstellar Molecular Microwave Transitions. 2009 Revision, version 3.0. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899 (2009), <http://physics.nist.gov/restfreq>.
20. H. S. P. Müller, F. Schlöder, J. Stutzki, and G. Winnewisser, *J. Molecular Structure* **742** (1–3), 215 (2005).
21. H. S. P. Müller, S. Thorwirth, D. A. Roth, and G. Winnewisser, *Astron. and Astrophys.* **370**, L49 (2001).
22. H. M. Pickett, R. L. Poynter, E. A. Cohen, M. L. Delitsky, J. C. Pearson, and H. S. P. Müller, *J. Quant. Spectroscop. Radiative Transfer* **60**, 883 (1998).
23. M. Padovani, D. Galli, and A. E. Glassgold, *Astron. and Astrophys.* **501**, 619 (2009).
24. G. A. Blake, E. C. Sutton, C. R. Masson, and T. G. Phillips, *Astrophys. J.* **315**, 621 (1987).
25. J. Askne, B. Hoglund, A. Hjalmarson, and W. M. Irvine, *Astron. and Astrophys.* **130**, 311 (1984).
26. R. B. Loren and L. G. Mundy, *Astrophys. J.* **286**, 232 (1984).
27. F. F. S. van der Tak, J. H. Black, F. L. Schöier, D. J. Jansen, and E. F. van Dishoeck, *Astron. and Astrophys.* **468**, 627 (2007).
28. С. В. Каленский, С. Куртц, *Астрон. журн.* **93**, 692 (2016).
29. M. Agundez, J.-C. Loison, K. M. Hickson, V. Wakelam, et al., *Astron. and Astrophys.* **673**, id. A34 (2023).
30. S. Spezzano, A. Fuente, P. Caselli, A. Vasyunin, et al., *Astron. and Astrophys.* **657**, id. A10 (2022).
31. M. Rodríguez-Baras, A. Fuente, P. Rivière-Marichalar, D. Navarro-Almáida, et al., *Astron. and Astrophys.* **648**, id. A120 (2021).
32. L. E. B. Johansson, C. Andersson, J. Ellder, P. Friberg, et al., *Astron. and Astrophys.* **130**, 227 (1984).
33. С. В. Каленский, Л. Е. Б. Юханссон, *Астрон. журн.* **87** (12), 1176 (2010).
34. S. V. Kalenskii, in *Proc. of the Russian-Indian workshop on radio astronomy and star formation*, October 10–12, 2016; edited by I. Zinchenko and P. Zemlyanukha, Institute of Applied Physics RAS, p. 43 (2017); arXiv:1708.06829 [astro-ph.GA].
35. B. A. McGuire, A. M. Burkhardt, S. V. Kalenskii, C. N. Shingledecker, A. Remijan, E. Herbst, and M. C. McCarthy, *Science* **359** (6372), 202 (2018).
36. R. A. Loomis, A. M. Burkhardt, C. N. Shingledecker, S. B. Charnley, et al., *Nature Astron.* **5**, 188 (2021).
37. Y.-J. Kuan, S. B. Charnley, H.-C. Huang, W.-L. Tseng, and Z. Kisiel, *Astrophys. J.* **593**, 848 (2003).
38. L. E. Snyder, F. J. Lovas, J. M. Hollis, D. N. Friedel, et al., *Astrophys. J.* **619**, 914 (2005).

SPECTRAL SURVEY OF THE STAR FORMATION REGION DR21OH IN THE 4-mm WAVELENGTH RANGE

S. V. Kalenskii^a and E. A. Mikheeva^{a,b}

^a*Physical Institute of P.N. Lebedev RAS, Astrospace Center, Moscow, Russia*

^b*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

The results of a spectral survey of the star-forming region DR21OH in the 4 mm wavelength range are presented. Sixty-nine molecules and their isotopologues have been detected, ranging from simple diatomic or triatomic molecules, such as SO, SiO and CCH, to complex organic species, such as CH₃OCHO or CH₃OCH₃. A part of the results qualitatively repeat the results of the survey of the same source at 3 mm. The inventories of molecules found at 3 and 4 mm overlap to a great extent. However, at 4 mm we found a number of species that have no allowed transitions in the 3 mm wavelength range, e.g. DCN, DNC, or SO⁺. The bulk of the molecules detected at 4 mm are those that are common for dense cores, e.g., HC₃N or CH₃CCH, but some of the detected molecules are typical for hot cores. The latter include complex organic molecules CH₃OCHO, CH₃CH₂OH, CH₃OCH₃, etc. However, the detected emission of these molecules probably arise in a gas heated to 30 K only. Nine molecules, including complex species CH₃C₃N, CH₃CH₂CN, CH₃COCH₃, were found by spectral line stacking. This demonstrates the prospects of the method for the study of molecular clouds.

Keywords: spectra, star forming regions, molecular clouds, radio waves, complex organic molecules

АЭРОНОМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВЫХ ВЕРХНИХ АТМОСФЕР ГОРЯЧИХ ЭКЗОПЛАНЕТ-ГИГАНТОВ

© 2023 г. А. Г. Жилкин^{1,*}, Ю. Г. Гладышева¹, В. И. Шематович¹, Д. В. Бисикало^{1,2}

¹Учреждение Российской академии наук Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

²Национальный центр физики и математики, Саров, Россия

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

Поступила в редакцию 05.09.2023 г.

После доработки 06.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

В работе представлена одномерная аэрономическая модель водородно-гелиевых верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики. Учитываются химические реакции и процессы нагрева-охлаждения. В качестве примера приложения модели рассмотрены типичные горячий юпитер и теплый нептун. Расчеты проведены для различных значений газового давления на фотометрическом радиусе планеты. В полученных решениях формируется трансзвуковой планетный ветер, приводящий к гидродинамическому оттоку атмосферы с темпами потери массы порядка 3.5×10^{10} г/с для горячего юпитера и 3.7×10^9 г/с для теплого непуна. При этом внешние слои атмосферы горячего юпитера оказываются полностью ионизованными, в то время как атмосфера теплого непуна в основном состоит из нейтрального газа. В некоторых вариантах модели горячего юпитера в глубоких слоях атмосферы развивается неустойчивость, которая может приводить к формированию специфического облачного слоя.

Ключевые слова: горячие юпитеры, аэрономия, численное моделирование, гидродинамика, химические реакции, тепловой баланс

DOI: 10.31857/S0004629923120149, **EDN:** CRYQRS

1. ВВЕДЕНИЕ

Химический состав может дать ключевую информацию о физических процессах, формировании и эволюции атмосфер экзопланет. Основным инструментом для характеристики атмосферы является ее спектр, наблюдаемый во время транзитов, или за счет теплового излучения. Молекулы в планетной атмосфере поглощают и излучают свет на определенных частотах, которые могут накладывать отпечаток атмосферы планеты на свет, поступающий на Землю из системы планета–звезда. Следовательно, из наблюдений такого рода можно сделать вывод о химическом составе атмосферы, основываясь на особенностях спектра поглощения или излучения атмосферы планеты [1–3]. Однако спектры содержат характеристики излучения или поглощения только спектрально активных атомов и молекул, присутствующих в атмосфере планеты, и, следовательно, дают лишь частичное представление о химическом составе и динамике атмосферы. Крайне важно иметь химические модели, которые могут соотносить восстановленный состав атмосферы с ее общим физическим и химическим состоянием.

Для (экзо)планет-гигантов химический состав газовой фазы имеет решающее значение для определения циркуляции, температуры и наблюдаемых свойств планетных атмосфер [4–6]. Непрозрачность для звездного излучения, определяемая составом, управляет нагревом, который, в свою очередь, определяет динамику. Химическое моделирование атмосфер экзопланет в значительной степени ограничивалось одномерными кодами химической кинетики (см., напр., [1, 7–9]), показывая, что вертикальный перенос может приводить к отклонениям от химического равновесия. Атмосфера горячего юпитера имеет большие горизонтальные градиенты температуры из-за интенсивного облучения дневной стороны, что приводит к высокой горизонтальной скорости ветра. Следовательно, можно заключить, что неравновесный химический состав, обусловленный горизонтальным переносом, по меньшей мере так же важен, как и вертикальное перемешивание в атмосферах горячих юпитеров [9–12].

Для интерпретации наблюдений атмосфер экзопланет необходима разработка аэрономических моделей верхних атмосфер (см., напр., не-

давние обзоры [13, 14]). Собственно разработка таких моделей началась практически одновременно с открытием протяженных водородных оболочек в наблюдениях транзитов горячих юпитеров при помощи космического телескопа им. Хаббла (HST) [14, 15]. В таких моделях учитываются, по возможности, самосогласованность, динамические и физико-химические процессы в верхних атмосферах экзопланет, подверженных воздействию звездного жесткого УФ излучения [16–20] и потока плазмы звездного ветра от родительской звезды [21]. В современных версиях аэрономических моделей [22–24] учитываются кинетические эффекты, вызванные воздействием потоков фото- и авроральных электронов. Разработанные аэрономические модели также широко используются для оценки темпа потери атмосферы для горячих экзопланет (см., напр., [13, 23]). Действительно, процессы убегания (или диссипации) из атмосферы могут иметь значительные последствия для эволюции планетных атмосфер, а также для структуры, химического состава и объемной плотности различных планет. Например, широко признано, что ранние атмосферы Венеры, Земли и Марса сформировались в результате процессов убегания (напр., [25]).

Экзопланеты предлагают расширенное пространство параметров, которое можно использовать для тестирования моделей убегания из атмосферы. Статистический анализ распределений экзопланет по радиусу и периоду обращения показывает, что популяция известных экзопланет включает в себя такие особенности, как долина по радиусу между каменистыми планетами и планетами с протяженными газовыми оболочками [26] и пустыни горячих непунов/суперземель [27, 28], которые часто связаны с потерей газовых оболочек с течением времени (см., например, [29]). Многие транзитные экзопланеты также демонстрируют признаки убегания из атмосферы в своих спектрах пропускания (см., напр., [30–37]), что привело к необходимости новых разработок в теории процессов убегания из атмосферы (см., напр., [13, 38]). Наблюдения за атмосферами планет во время транзитов ограничили механизм убегания и скорости потери массы в теоретических моделях и выявили качественные различия между различными типами планет и их родительских звезд. Например, транзитные наблюдения в дальнем ультрафиолетовом диапазоне (FUV), полученные с помощью HST, позволили исследовать распределение атомарного водорода в протяженных верхних слоях атмосферы, а также некоторых более тяжелых элементов, таких как углерод, кислород и кремний, если последние присутствуют на больших высотах в достаточном количестве. Эти наблюдения показывают, что многие планеты на близких к родительской звезде орбитах теряют массу из-за гидродинамиче-

ского оттока. Они также указывают на то, что планеты с массой Нептуна, такие как GJ 436b и GJ 3470b, имеют большие глубины транзитов (в частности, в линии Ly α) в верхних слоях атмосферы [34, 35], чем горячие юпитеры, такие как HD 209458b или HD 189733b [30, 32].

Как правило, процессы убегания осуществляются за счет диссоциации, ионизации и нагрева верхних слоев атмосферы планеты рентгеновским и ультрафиолетовым (XUV) излучением звезд [13]. Большинство моделей этого процесса сходятся во мнении, что типичные горячие юпитеры не теряют существенной части своих оболочек, даже когда потеря их атмосферы происходит в режиме гидродинамического оттока. Подробные модели верхних слоев атмосферы, которые использовались для объяснения наблюдений за транзитами, обычно предсказывают скорость атмосферных потерь порядка 10^{10} – 10^{11} г/с для наиболее изученных горячих юпитеров, таких как HD 209458b или HD 189733b (напр., [16–19, 39–41]). При таких скоростях совокупная потеря массы атмосферы многими горячими юпитерами составляет самое большее несколько процентов от текущей массы планеты в зависимости от изменения потока XUV излучения родительской звезды со временем.

Наблюдения транзитных теплых непунов (10 – $25 M_{\oplus}$) в линиях Ly α и He I с длиной волны 1083 нм предполагают скорость потери массы около 10^9 – 10^{12} г/с, т.е. того же порядка величины, что и для известных горячих юпитеров [34, 35, 40–43]. В то время как показатели потери массы, якобы полученные из наблюдений, на самом деле зависят от модели, в том смысле, что они зависят от того, какая физика включена в модель, и от предполагаемых свойств планеты и родительской звезды. Эти значения согласуются с идеей о том, что атмосферы горячих непунов и планет с меньшей массой в целом подвержены гидродинамическому убеганию даже с большей вероятностью, чем атмосферы горячих юпитеров [29]. Если это так, то скорость потери массы ограничена по доступной энергии (напр., [44, 45]) примерно с точностью до порядка величины, а скорость убегания обратно пропорциональна объемной плотности планеты, которая аналогична для горячих непунов и юпитеров. Однако относительное влияние потери массы на горячие непуны больше, особенно если учитывать их эволюцию с течением времени и более высокие звездные потоки XUV излучения в случае, когда родительская звезда является молодой звездой (напр., [46]). Горячие непуны и планеты с меньшей массой также более подвержены потере массы из-за переполнения полости Роша, чем горячие юпитеры. Следовательно, планеты с меньшей массой могут

со временем терять значительную часть своей газовой оболочки, что объясняет возникновение пустыни горячих нептун/суперземель среди населения известных планет (напр., [47]).

Одним из наиболее изученных и широко обсуждаемых горячих юпитеров является экзопланета HD 209458b. В работе [30] приведены первые наблюдения первичных транзитов этой планеты в Лу α с помощью спектрографа STIS на борту HST и сообщается о величине поглощения в 15% в высокоскоростном синем крыле линии. Повторный анализ тех же данных [48, 49] дал несколько меньшие (6–9%) и более симметричные профили поглощения. Первичные измерения прохождения HD 209458b по диску звезды на длинах волн дальнего ультрафиолета (с помощью спектрографа HST/STIS) также выявили глубину поглощения в $10 \pm 4.5\%$ в резонансных линиях O I (2P–2D) и $7.5 \pm 3.5\%$ в резонансных линиях C II (3P–3S) [50]. Новую возможность исследовать расширяющиеся атмосферы горячих юпитеров и теплых нептун открывают измерения метастабильной триплетной линии гелия 2^3S на 108 300 нм [51]. Такой обширный материал наблюдений, доступный для HD 209458b, делает этот горячий юпитер основным кандидатом для применения сложных численных аэрономических моделей, направленных на интерпретацию измерений и вывод физических параметров и особенностей звездно-планетной системы, таких как атмосферные потери, обилие и химический состав верхних слоев атмосферы планеты, параметры потока звездного ветра и потока звездного излучения. Такие модели постоянно разрабатывались в течение последнего десятилетия различными исследовательскими группами, при этом сложность и детализация моделируемых явлений возрастали (см., напр., [13]).

Одномерные аэрономические модели, описывающие структуру верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов, можно условно разделить на две группы. К первой группе отнесем стационарные модели, в которых предполагается, что все гидродинамические величины (плотность, скорость, концентрации компонентов и др.) не зависят от времени и являются только функциями радиуса. Формирующееся истечение атмосферы имеет, как правило, трансзвуковой характер. Поэтому получаемое решение задачи представляет собой аналог решения Паркера [52] для солнечного ветра. Интегральная кривая должна проходить через особую точку, в которой скорость атмосферного ветра равна местной скорости звука. В результате в задаче появляется дополнительное условие сшивки, которое необходимо учесть при построении решения. Модели подобного типа были использованы, например, в работах [53, 54]. Ко второй группе отнесем нестационарные модели, в которых полученное решение либо стремится

к стационарному, либо является квазистационарным. В этих моделях уравнения гидродинамики можно решать как в лагранжевых, так и в эйлеровых переменных. В первом случае из-за расширения атмосферы к моменту выхода на стационарный режим внешняя подвижная граница расчетной области может удалиться на достаточно большое расстояние от центра планеты, что не всегда удобно. Этого эффекта можно частично избежать, задавая внешнюю среду (например, звездный ветер) [23, 55]. При использовании эйлеровых переменных решение строится в фиксированной расчетной области. При этом на внешней границе задаются условия свободного вытекания. Такой подход использовался во многих работах (см., напр., [16, 17, 20, 56–58]). В нашей работе мы также использовали эйлеровы переменные. Следует сказать, что наличие внешнего потока плазмы звездного ветра, гравитация материнской звезды, а также неравномерный прогрев атмосферы существенным образом ограничивают применимость одномерных аэрономических моделей.

Авторами данной работы в течение ряда лет развивалась трехмерная численная МГД модель протяженной оболочки горячего юпитера [13, 59–62], учитывающая магнитное поле планеты и звездного ветра. Более полная модель, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной магнитной гидродинамики, предложена в работе [63]. Эта модель позволяет учесть изменения химического состава оболочек горячих юпитеров. В работе [64] для исследования процесса обтекания горячей экзопланеты звездным ветром представлен трехмерный численный код в сферических координатах. В результате у нас появилась возможность разработки трехмерной аэрономической модели для описания структуры верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов. Однако при этом возникает проблема корректного задания начальных условий в трехмерном численном коде [65]. Во всех выполненных нами ранее трехмерных расчетах в начальный момент времени вокруг планеты задавалась сферически-симметричная изотермическая атмосфера, распределение плотности в которой определялось из условия гидростатического равновесия, а химический состав предполагался однородным. Очевидно, что включение химических реакций, процессов ионизации и диссоциации, а также нагрева и охлаждения приведет к нарушению этих условий: химический состав станет неоднородным, а сама атмосфера – не изотермической. Из-за большой теплоемкости атмосферы релаксация к новому стационарному состоянию требует много расчетного времени (десяtkи и сотни орбитальных периодов) и при этом сопровождается весьма бурными процессами. Поэтому более тщательная подготовка начальных условий

для трехмерной численной модели представляет собой отдельную задачу. Это можно осуществить с помощью более простой, но аналогичной по учитываемым физическим процессам, одномерной аэрономической модели. В данной работе мы представляем такую модель.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 описана численная модель. В разделе 3 приведено описание численного метода. В разделе 4 представлены результаты численных расчетов. В разделе 5 обсуждаются полученные результаты. В Заключение сформулированы основные выводы по работе.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Основные уравнения

Структуру верхней атмосферы горячей экзопланеты-гиганта будем описывать в одномерном сферически-симметричном приближении в рамках многокомпонентной гидродинамики. Нашу аэрономическую модель предполагается использовать для задания начальных условий в трехмерном численном коде [63, 64]. Поэтому мы пренебрегаем эффектами вязкости, теплопроводности, диффузии, влиянием звездного ветра, магнитного поля, а также приливным взаимодействием от родительской звезды. В эйлеровых переменных (время t и радиальная координата r , отсчитываемая от центра планеты) систему основных уравнений можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{GM_{\text{pl}}}{r^2}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \frac{P}{\rho} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) = \frac{1}{\rho} (\Gamma - \Lambda), \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_\alpha v) = K_\alpha - n_\alpha L_\alpha. \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность вещества, v — средняя массовая радиальная скорость, P — полное давление, ε — удельная внутренняя энергия, G — гравитационная постоянная, M_{pl} — масса планеты. В уравнении энергии (3) величины Γ и Λ представляют собой объемные коэффициенты нагрева и охлаждения соответственно (измеряются в [эрг/(см³ с)]). Для каждого компонента сорта α определены концентрация n_α , темп производства K_α [1/(см³ с)] и скорость расхода L_α [1/с].

Плотность ρ , давление P , внутренняя энергия ε и температура T удовлетворяют уравнениям состояния идеального газа

$$P = \frac{k_B \rho T}{\mu m_p}, \quad \varepsilon = \frac{k_B T}{\mu m_p (\gamma - 1)}, \quad (5)$$

где k_B — постоянная Больцмана, m_p — масса протона, γ — показатель адиабаты. В расчетах мы учитывали только поступательные степени свободы частиц, поэтому считали, что $\gamma = 5/3$. Средний молекулярный вес μ определяется выражением

$$\frac{1}{\mu} = \sum_\alpha (1 + Z_\alpha) \frac{m_p}{m_\alpha} \xi_\alpha, \quad (6)$$

где Z_α — зарядовое число компонента сорта α (для нейтралов оно равно нулю), m_α — масса соответствующих частиц, $\xi_\alpha = m_\alpha n_\alpha / \rho$ — массовое содержание компонента сорта α .

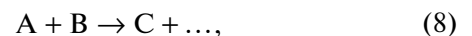
Мы рассматривали водородно-гелиевую атмосферу горячей экзопланеты-гиганта. Учитывались следующие компоненты: H, H[−], H⁺, H₂, H₂⁺, H₃⁺, He, He⁺, HeH⁺, а также электроны e[−]. Для электронов отдельное уравнение вида (4) решать не обязательно, поскольку их концентрация может быть найдена из условия квазинейтральности плазмы,

$$n_e = \sum_\alpha Z_\alpha n_\alpha. \quad (7)$$

Далее мы подробно опишем химический (правая часть уравнений (4)) и тепловой (правая часть уравнения (3)) блоки нашей модели.

2.2. Химические реакции

Сетка химических реакций и соответствующие константы скорости представлены в табл. 1. Всего нами учитывалось 33 реакции. За исключением единственной реакции R5 все реакции являются двухчастичными и могут быть описаны формулой



где химические компоненты A и B являются реагентами, а C представляет собой продукт реакции, которых может быть несколько. Реакция R5 образования молекул H₂ из двух атомов водорода идет с участием третьей частицы, которая может относиться к любой из фракций. Реакции перезарядки R6 и R13 могут идти как в прямом, так и в обратном направлении.

Для учета химических процессов в нашей численной модели правые части уравнений (4) формируются автоматически. Опишем кратко, как это делается. Рассмотрим двухчастичную реакцию вида (8). В данном процессе концентрации реагентов уменьшаются, а концентрации продуктов увеличиваются. Если обозначить константу

Таблица 1. Сетка реакций водородно-гелиевой химии

№	Реакция	Темп	Ссылка
R1a	$H_2 + H \rightarrow H + H + H$	$1.40 \times 10^{-4} T^{-1} e^{-55000/T}$	[66]
R1b	$H_2 + H_2 \rightarrow H + H + H_2$	$10^{-8} e^{-84100/T}$	[66]
R2	$H_2 + e^- \rightarrow H + H + e^-$	$4.37 \times 10^{-10} T^{0.35} e^{-102000/T}$	[66]
R3	$H + e^- \rightarrow H^+ + e^- + e^-$	$6.44 \times 10^{-11} T^{0.5} e^{-158000/T}$	[66]
R4	$He + e^- \rightarrow He^+ + e^- + e^-$	$1.98 \times 10^{-11} T^{0.5} e^{-284300/T}$	[68]
R5	$H + H + M \rightarrow H_2 + M$	$1.50 \times 10^{-29} T^{-1.3}$	[17]
R6a,b	$H^+ + He \rightleftharpoons H + He^+$	$2.88 \times 10^{-16} T^{0.25}$	[66]
R7	$H^+ + e^- \rightarrow H + h\nu$	$2.52 \times 10^{-10} T^{-0.75}$	[66]
R8	$He^+ + e^- \rightarrow He + h\nu$	$9.08 \times 10^{-11} T^{-0.64}$	[17]
R9	$H^- + H \rightarrow H_2 + e^-$	$4.00 \times 10^{-8} T^{-0.39} e^{-39.4/T}$	[66]
R10	$H^- + H^+ \rightarrow H + H$	$1.30 \times 10^{-6} T^{-0.5}$	[66]
R11	$H^- + He^+ \rightarrow H + He$	$1.30 \times 10^{-6} T^{-0.5}$	[66]
R12	$H + e^- \rightarrow H^- + h\nu$	$8.76 \times 10^{-18} T^{0.64} e^{-9.2/T}$	[66]
R13a,b	$H + H_2^+ \rightleftharpoons H_2 + H^+$	6.40×10^{-10}	[66]
R14	$H_2^+ + e^- \rightarrow H + H$	$1.86 \times 10^{-7} T^{-0.43}$	[17]
R15	$H_3^+ + e^- \rightarrow H_2 + H$	$1.38 \times 10^{-7} T^{-0.3}$	[17]
R16	$H_3^+ + e^- \rightarrow H + H + H$	$4.15 \times 10^{-7} T^{-0.3}$	[17]
R17	$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$	2.08×10^{-9}	[66]
R18	$H^- + H_3^+ \rightarrow H + H_2 + H$	$1.30 \times 10^{-6} T^{-0.5}$	[66]
R19	$H^+ + H \rightarrow H_2^+ + h\nu$	$2.34 \times 10^{-22} T^{1.49} e^{-228/T}$	[66]
R20	$H_2^+ + He \rightarrow He H^+ + H$	1.30×10^{-10}	[66]
R21	$H_2 + He H^+ \rightarrow He + H_3^+$	1.50×10^{-9}	[66]
R22	$H + He H^+ \rightarrow He + H_2^+$	9.10×10^{-10}	[66]
R23	$H_2 + h\nu \rightarrow H + H^+ + e^-$	$5.32 \times 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	[67]
R24	$H_2 + h\nu \rightarrow H + H$	$5.32 \times 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	
R25	$H + h\nu \rightarrow H^+ + e^-$	$3.79 \times 10^{-5} / (1 + 0.75\tau^{1.7})$	
R26	$He + h\nu \rightarrow He^+ + e^-$	$2.21 \times 10^{-5} / (1 + 0.01\tau^{1.9})$	
R27	$H^- + h\nu \rightarrow H + e^-$	$3.79 \times 10^{-5} / (1 + 0.75\tau^{1.7})$	
R28	$H_2^+ + h\nu \rightarrow H^+ + H$	$5.32 \times 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	
R29	$H_3^+ + h\nu \rightarrow H_2^+ + H$	$5.32 \times 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	
R30	$H_3^+ + h\nu \rightarrow H_2 + H^+$	$5.32 \times 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	

Примечание. Константа скорости для трехчастичной реакции R5 имеет размерность $[cm^6/s]$, для фотопроцессов (R23–R30) – $[s^{-1}]$, а для всех остальных реакций – $[cm^3/s]$.

скорости данной реакции через k , то получим следующие вклады в функции источника:

$$\Delta L_A = kn_B, \quad \Delta L_B = kn_A, \quad (9)$$

$$\Delta K_C = kn_A n_B, \dots \quad (10)$$

Здесь многоточие означает, что подобные выражения необходимо записать для всех продуктов реакции. В фотопроцессах в качестве реагента В

выступают фотоны и, следовательно, вместо выражений (9) и (10) имеем, соответственно,

$$\Delta L_A = k, \quad (11)$$

$$\Delta K_C = kn_A, \dots \quad (12)$$

Пробегаая по всей сетке реакций, получим полное значение функции источника в уравнениях (4).

Система обыкновенных дифференциальных уравнений химической кинетики является жест-

кой, поскольку константы реакций могут сильно отличаться друг от друга. Поэтому для получения корректного численного решения необходимо вычислять матрицу Якоби.

$$J_{\alpha\beta} = \frac{\partial}{\partial n_{\beta}} (K_{\alpha} - n_{\alpha} L_{\alpha}). \quad (13)$$

В нашей численной модели эта матрица также формируется автоматически по заданной сетке реакций. Алгоритм генерации вполне аналогичен тому, как генерируются функции правых частей уравнений (4). При этом необходимо учесть соотношение

$$\frac{\partial n_{\epsilon}}{\partial n_{\alpha}} = Z_{\alpha}, \quad (14)$$

которое следует из (7).

2.3. Фотопроцессы

Константы скорости реакций фотоионизации и фотодиссоциации (реакции R23–R26) необходимо рассчитывать с учетом спектра излучения звезды, расположения планеты и соответствующих сечений взаимодействия. Нами были проделаны эти вычисления для H_2 , H и He в условиях излучения спокойного Солнца. Скорости фотоионизации (фотодиссоциации) определяются выражением:

$$k_{ph} = \int_0^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_{\lambda} e^{-\tau(\lambda)} d\lambda, \quad (15)$$

где λ — длина волны, f_{λ} — поток ионизирующего излучения [количество фотонов / (с · см³)], λ_0 — длина волны, соответствующая порогу ионизации (диссоциации), $\sigma(\lambda)$ — сечение взаимодействия, $\tau(\lambda)$ — оптическая толщина.

Поскольку в дальнейшем предполагается использовать описываемую одномерную численную модель в качестве инструмента генерации начальных условий для атмосферы горячего юпитера в трехмерном численном коде, то желательно аппроксимировать интеграл (15) удобной аналитической формулой. Для этого необходимо в подинтегральном выражении выделить один свободный параметр.

Введем полное эффективное сечение $\bar{\sigma}(\lambda)$ с помощью соотношения

$$\tau(\lambda) = \int dr \sum_{\alpha'} \sigma_{\alpha'}(\lambda) n_{\alpha'} = \int dr \bar{\sigma}(\lambda) \sum_{\alpha'} n_{\alpha'}. \quad (16)$$

Здесь интеграл берется вдоль луча от звезды до данной точки в атмосфере планеты. Индекс α' соответствует компонентам, участвующим в фотопроцессах. При вычислении полного эффективного сечения концентрациями H^- , H_2^+ и H_3^+ мож-

но пренебречь, поскольку они малы по сравнению с концентрациями атомов водорода и гелия. Концентрацию H_2 также можно не учитывать, поскольку эти молекулы образуются в самых глубоких слоях атмосферы, где оптическая толщина и так уже велика. В результате приходим к выражению:

$$\bar{\sigma}(\lambda) \approx \frac{\sigma_H(\lambda)n_H + \sigma_{He}(\lambda)n_{He}}{n_H + n_{He}}. \quad (17)$$

Между водородом и гелием химического взаимодействия практически не происходит. Они образуют только молекулы гидрида гелия HeH^+ , концентрация которых мала. Поэтому можно считать, что заданный в начальный момент времени однородный химический состав будет оставаться почти однородным и в последующие моменты времени. В химически однородной водородно-гелиевой атмосфере удобно ввести параметр χ , равный отношению числа ядер гелия к числу ядер водорода, $\chi = [He/H]$. Это позволяет выразить полное эффективное сечение в виде

$$\bar{\sigma}(\lambda) \approx \frac{\sigma_H(\lambda) + \chi\sigma_{He}(\lambda)}{1 + \chi}. \quad (18)$$

Для оптической толщины находим

$$\tau(\lambda) = \frac{\bar{\sigma}(\lambda)}{\sigma_{XUV}} \tau, \quad \tau = \sigma_{XUV} \int n_n dr, \quad (19)$$

где коэффициент $\sigma_{XUV} = 6.3 \times 10^{-18}$ см², а n_n — концентрация нейтралов.

Численно рассчитанные по формуле (15) зависимости констант скорости k_{ph} реакций фотоионизации водорода и гелия, а также фотодиссоциации молекулярного водорода от оптической толщины τ представлены сплошными линиями на левой панели рис. 1. Сечения взаимодействия $\sigma(\lambda)$ взяты из работы [69]. Для расчета использовался входящий поток излучения f_{λ} для спокойного Солнца [70], пересчитанный на расстояние от звезды 0.05 а.е., соответствующее положению типичного горячего юпитера. Полученные зависимости $k_{ph}(\tau)$ аппроксимировались аналитическим выражением

$$k_{kp} = \frac{k_0}{1 + \alpha\tau^{\beta}}, \quad (20)$$

где k_0 — значение константы, соответствующее входящему потоку излучения, α , β — параметры, зависящие от химического состава χ . Для случая $\chi = 0.05$ полученные значения этих параметров используются в табл. 1 (реакции R23–R26). Полученные аналитические аппроксимации зависимостей $k_{ph}(\tau)$ представлены на рис. 1 штриховыми линиями.

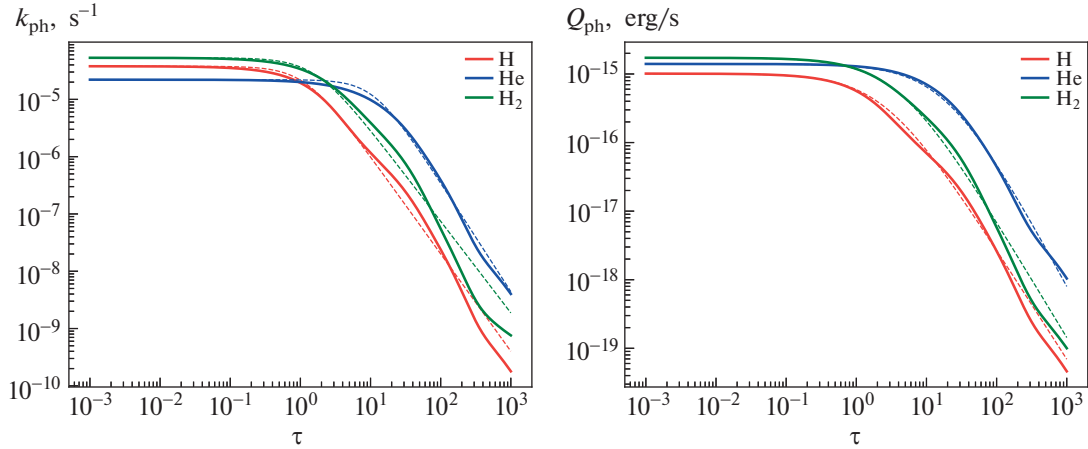


Рис. 1. Константы скорости реакций фотоионизации и фотодиссоциации k_{ph} (слева) и соответствующие величины энергии излучения Q_{ph} , поглощаемые средой в единицу времени в расчете на один атом (справа). Сплошными линиями показаны зависимости k_{ph} и Q_{ph} от оптической толщины τ , рассчитанные по формулам (15) и (22) для горячей планеты, находящейся на расстоянии 0.05 а.е. от родительской звезды. Штриховыми линиями показаны соответствующие аналитические аппроксимации.

Заметим, что поскольку мы учитывали наличие атомов гелия, то для процесса фотоионизации атомарного водорода (реакция R25) полученное нами значение константы не совпадает с результатом из работы [67]. Найденные значения констант скорости можно использовать и для описания оставшихся фотопроцессов (R27–R30). Для учета реакции R27 можно взять константу фотоионизации атомарного водорода (реакция R25). Для описания реакций R29–R30 можно брать константу фотодиссоциации молекулярного водорода (реакция R23). Такой выбор констант можно обосновать тем, что в базе данных UMIST [66] для этих реакций значения констант задаются по такому же принципу.

2.4. Нагрев

Основным источником нагрева верхней атмосферы горячих экзопланет-гигантов является поглощение жесткого УФ излучения родительской звезды. Функция нагрева обусловлена всеми процессами фотоионизации и фотодиссоциации. Для данного фотопроцесса можно написать

$$\Gamma_{ph} = n \int_0^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_{\lambda} e^{-\tau(\lambda)} (h\nu - h\nu_0) d\lambda = n(Q_{ph} - h\nu_0 k_{ph}), \quad (21)$$

где n — концентрация реагента, участвующего в фотопроцессе, h — постоянная Планка, $\nu = c/\lambda$ — частота излучения, ν_0 — частота ионизации. Величина Q_{ph} представляет собой полную энергию излучения, поглощаемую средой в единицу време-

ни, рассчитанную на 1 атом (измеряется в единицах [эрг/с]),

$$Q_{ph} = \int_0^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_{\lambda} e^{-\tau(\lambda)} h\nu d\lambda. \quad (22)$$

Второе слагаемое $h\nu_0 k_{ph}$ в круглых скобках в правой части (21) определяет энергию излучения, идущую на ионизацию среды в единицу времени, рассчитанную на 1 атом (измеряется в единицах [эрг/с]).

Темп ионизации k_{ph} и поглощаемая энергия излучения Q_{ph} зависят от оптической толщины τ . Для k_{ph} эти зависимости обсуждались выше. Аналогичные вычисления были нами проделаны и для величин Q_{ph} . Численно рассчитанные с помощью формулы (22) зависимости $Q_{ph}(\tau)$ для реакций фотоионизации водорода и гелия, а также фотодиссоциации молекулярного водорода представлены сплошными линиями на правой панели рис. 1. Эти зависимости аппроксимировались аналитическим выражением [67]:

$$Q_{ph} = \frac{Q_0}{(1 + \alpha\tau)^{\beta}}, \quad (23)$$

где Q_0 — значение, соответствующее входящему потоку излучения, α, β — параметры, зависящие от химического состава χ . Для случая $\chi = 0.05$ найденные значения этих параметров приведены в табл. 2.

Полная функция нагрева определяется суммированием частных функций (21) по всем фотопроцессам. При расчете этой функции мы учиты-

Таблица 2. Коэффициенты аппроксимационной формулы (23) для поглощаемой энергии излучения Q_{ph} в процессах фотоионизации и фотодиссоциации

Компонент	Q_0	α	β
H	1.01×10^{-15}	0.40	1.6
He	1.40×10^{-15}	0.05	1.9
H ₂	1.72×10^{-15}	0.25	1.7

вали только процессы фотоионизации атомов водорода и гелия (реакции R25 и R26), а также процессы фотодиссоциации (реакции R23 и R24), поскольку остальные процессы (реакции R27–R30) не дают какого-либо заметного вклада в тепловой баланс атмосферы. Важный вклад в функцию нагрева могут вносить надтепловые фотоэлектроны. Для реакций фотоионизации в первом приближении их можно учесть с помощью соответствующего фактора,

$$\Gamma_{ph} \rightarrow \eta_{ph} \Gamma_{ph}, \quad (24)$$

где η_{ph} — эффективность нагрева фотоэлектронами, которая составляет величину порядка 20–30% [13]. Для реакций фотодиссоциации этот коэффициент следует положить равным 1.

Эффекты нагрева атмосферы, обусловленные химическими реакциями, а также диссоциацией молекулярного водорода, не играют существенной роли и поэтому нами не учитывались.

2.5. Охлаждение

Охлаждение верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов осуществляется за счет нескольких механизмов. Каждому отдельному механизму соответствует своя функция охлаждения. Полная функция охлаждения Λ определяется суммой всех частных функций. Можно выделить механизмы, обусловленные следующими процессами: 1) столкновения электронов и ионов; 2) столкновения электронов с нейтралами; 3) излучение молекул. Рассмотрим эти механизмы охлаждения подробнее.

При расчете функции охлаждения, обусловленной процессами столкновения электронов с ионами, можно ограничиться учетом только ионов водорода H^+ . Такое охлаждение осуществляется за счет излучения в непрерывном спектре вследствие свободно-свободных переходов (тормозное излучение электрона в поле протона). Соответствующая функция охлаждения определяется выражением [71]:

$$\Lambda_{ff} = 1.4 \times 10^{-27} T^{0.5} n_e n_{H^+}. \quad (25)$$

Другим процессом подобного рода является охлаждение за счет рекомбинационного излучения

(например, реакция фоторекомбинации водорода R7). Соответствующая функция охлаждения может быть описана выражением [72]:

$$\Lambda_{rec} = 2.8 \times 10^{-26} T^{0.25} n_e n_{H^+}. \quad (26)$$

К основным механизмам охлаждения с участием нейтральных частиц можно отнести излучение в линиях, а также ионизацию электронным ударом. В первом случае в водородно-гелиевой атмосфере можно учитывать только атомы водорода. Для функции охлаждения можно написать выражение:

$$\Lambda_{lin} = n_e n_H L_e(H, T). \quad (27)$$

Функция $L_e(H, T)$ в табличном виде приведена в работе [73]. Если учитывать только излучение в линии Ly α , то можно получить более простое выражение [74]:

$$L_e(H, T) = 7.3 \times 10^{-19} e^{-118400/T}. \quad (28)$$

Охлаждение за счет ионизации электронным ударом можно описать следующей функцией:

$$\Lambda_{ion} = n_e n_H \overline{\sigma v} E_{ion}, \quad (29)$$

где $E_{ion} = 13.6$ эВ — энергия ионизации атома водорода, v — скорость электрона, σ — сечение столкновения. Усреднение (показано чертой сверху) осуществляется по функции распределения электронов по скоростям. Для усредненной величины $\overline{\sigma v}$ можно использовать аппроксимацию (см. монографию [72], ур-ние (11.1)), справедливую в широком диапазоне температур.

Еще одним важным механизмом охлаждения в водородно-гелиевых атмосферах горячих экзопланет-гигантов является излучение молекул H_3^+ . Оно осуществляется в ИК диапазоне и поэтому такие фотоны не поглощаются в планетной оболочке. Обозначим через $L_{rad}(H_3^+, T)$ полную энергию, излучаемую одной молекулой H_3^+ в единицу времени [эрг/с]. В результате для функции охлаждения можно написать:

$$\Lambda_{rad} = n_{H_3^+} L_{rad}(H_3^+, T). \quad (30)$$

Удобные для численных расчетов аналитические аппроксимации функции $L_{rad}(H_3^+, T)$ для довольно широкого интервала температур можно найти в работе [75].

Полная функция охлаждения в нашей численной модели определяется суммой всех частных функций:

$$\Lambda = \Lambda_{ff} + \Lambda_{rec} + \Lambda_{lin} + \Lambda_{ion} + \Lambda_{rad}. \quad (31)$$

3. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Для численного решения уравнений (1)–(4) в расчетной области $r_{\min} \leq r \leq r_{\max}$ строится сетка, узлы которой $r_i, i = 0, \dots, N$, в общем случае могут быть распределены неравномерно. Алгоритм решения состоит из нескольких последовательных этапов, которые возникают в результате применения метода расщепления по физическим процессам. Если известно распределение всех величин в расчетной области в момент времени t^n , то для получения значений в следующий момент времени $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ разложим полную систему уравнений (1)–(4) на три подсистемы. Каждая подсистема решается затем на отдельном этапе. Заметим, что средний молекулярный вес μ на любом этапе можно вычислить по известным значениям концентраций компонентов n_α с помощью формулы (6).

На первом этапе выделяется подсистема, соответствующая многокомпонентной гравитационной гидродинамике. В уравнениях (1)–(4) не учитываются источники, связанные с химическими процессами и нагревом-охлаждением. Для численного решения этих уравнений мы использовали схему Роу-Эйнфельдта-Ошера [76]. Ее аналог, учитывающий наличие магнитного поля, описан в нашей работе [63]. Разностная схема является монотонной и имеет повышенный порядок аппроксимации (первый порядок по времени и третий по пространству). Условие устойчивости (критерий Куранта-Фридрихса-Леви) обеспечивается ограничением на величину временного шага Δt .

На втором этапе проводится учет химических реакций. Для этого в каждой расчетной ячейке решаются уравнения химической кинетики,

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = K_\alpha - n_\alpha L_\alpha, \quad (32)$$

и вычисляются новые значения концентраций компонентов n_α . Для решения этой системы обыкновенных дифференциальных уравнений использовался метод, описанный в нашей недавней работе [77].

На третьем этапе учитываются изменения температуры за счет процессов нагрева и охлаждения. Для этого в каждой расчетной ячейке решается уравнение теплового баланса:

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \Gamma - \Lambda, \quad (33)$$

и с учетом уравнения состояния (5) определяются новые значения температуры T . Для численного решения уравнения (33) использовалась неявная схема в комбинации с методом Ньютона.

В качестве внутренней границы расчетной области следует выбрать фотометрический радиус горячей экзопланеты-гиганта, $r_{\min} = R_{\text{pl}}$. Внешнюю границу мы задавали равной $r_{\max} = 10R_{\text{pl}}$.

Поскольку мы решаем, вообще говоря, нестационарную задачу, то необходимо задать начальные значения для всех используемых переменных. Мы предполагали, что в начальный момент времени верхняя атмосфера планеты характеризуется однородным химическим составом, когда массовые содержания компонентов ξ_α остаются постоянными на любом радиусе r . Следовательно, параметр $\chi = [\text{He}/\text{H}]$, равный отношению числа ядер гелия к числу ядер водорода, также остается постоянным в любом выделенном объеме атмосферы. Начальные массовые содержания всех фракций за исключением атомарного водорода H и гелия He задавались в виде очень малых величин. Средний молекулярный вес μ в атмосфере с однородным химическим составом будет одинаковым на любом радиусе r .

Будем считать, что в начальный момент атмосфера находится в гидростатическом равновесии. Если задать некий начальный профиль температуры $T(r)$, то из уравнения гидростатики можно получить следующий начальный профиль давления:

$$P(r) = P_{\text{atm}} \exp \left[-\frac{GM_{\text{pl}} \mu m_p}{k_B} \int_{R_{\text{pl}}}^r \frac{dr}{r^2 T(r)} \right], \quad (34)$$

где P_{atm} — давление на фотометрическом радиусе. Отсюда и из уравнения состояния (5) можно найти начальный профиль плотности $\rho(r)$.

Граничные условия задавались следующим образом. На фотометрическом радиусе мы фиксировали значение давления $P(R_{\text{pl}}) = P_{\text{atm}}$. Для остальных величин использовались экстраполяции второго порядка по значениям во внутренних ячейках. На внешней границе использовались свободные граничные условия.

Численная модель тестировалась на аналитическом решении, описывающем гидростатическое равновесие изотермической атмосферы с однородным химическим составом. В этом случае источниковые члены в уравнениях (3) (нагрев и охлаждение) и (4) (химические реакции) не учитывались.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

4.1. Горячий юпитер

В данном разделе представлены результаты расчетов структуры верхней атмосферы планеты HD 209458b, которая является типичным горячим юпитером. Эта планета имеет массу $M_{\text{pl}} = 0.69 M_J$ и фо-

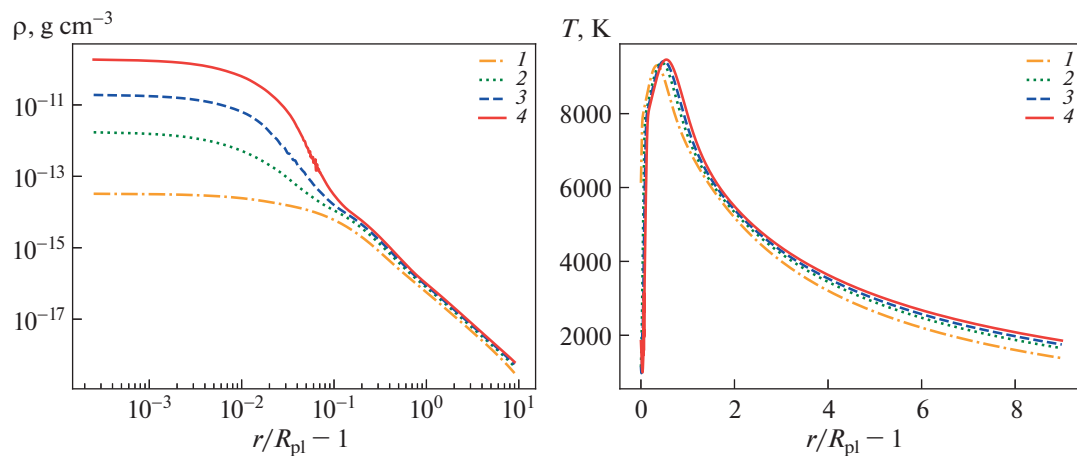


Рис. 2. Профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для различных вариантов расчета (модели a1–a4).

тометрический радиус $R_{pl} = 1.38R_J$, где M_J и R_J — масса и радиус Юпитера соответственно. Родительская звезда относится к спектральному классу G0. Поэтому использование в нашей модели параметров спектра Солнца для расчета скорости фотопроцессов является вполне оправданным. Большая полуось орбиты составляет величину $10.2R_\odot$ и соответствует периоду обращения вокруг звезды 84.6 ч.

В качестве параметра модели задавалось значение давления на фотометрическом радиусе P_{atm} . Для удобства эту величину мы представляли в следующем виде: $P_{atm} = k_B n_{atm} T_{atm}$, где температура фиксировалась значением $T_{atm} = 1200$ К, а значение концентрации n_{atm} варьировалось. Расчеты проводились для нескольких вариантов: $n_{atm} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (модель a1), $n_{atm} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (модель a2), $n_{atm} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (модель a3) и $n_{atm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (модель a4). Химический состав атмосферы, характеризующийся параметром χ (отношение числа ядер гелия к числу ядер водорода), во всех моделях принимался равным 0.05, что соответствует массовому содержанию водорода 0.83 и гелия 0.17. Расчеты проводились до тех пор, пока не удовлетворится критерий установления, который мы определяли по изменению значения скорости газа на внешней границе.

На рис. 2 представлены профили плотности $\rho(r)$ (слева) и температуры $T(r)$ (справа). По оси абсцисс отложена высота (расстояние от фотометрического радиуса), выраженная в радиусах планеты R_{pl} . Такое представление абсциссы (особенно в логарифмическом масштабе) позволяет более детально исследовать структуру самых глубоких слоев атмосферы, расположенных непо-

средственно вблизи внутренней границы (фотометрический радиус). Наиболее глубокие слои атмосферы (толщина менее $0.05R_{pl}$) характеризуются высокой плотностью и относительно низкой температурой. Температура этих слоев оказывается порядка 1000 К. С увеличением радиуса r температура начинает резко возрастать из-за эффективного нагрева жестким излучением звезды и примерно на высоте $0.5R_{pl}$ достигает максимального значения, составляющего около 9400 К (см. табл. 3). В этой области происходит формирование гидродинамического истечения атмосферы (планетный ветер), в котором плотность, давление и температура монотонно падают с увеличением расстояния, а скорость, наоборот, монотонно возрастает. За счет процессов фотохимии жесткое излучение родительской звезды по-

Таблица 3. Характеристики полученных численных решений для горячего юпитера (модели a1–a4) и теплового непуна (модели b1–b4)

Модель	$T_{\max}$, К	r_s/R_{pl}	$\dot{M}_{pl}$, г/с
a1	9300	4.37	2.1×10^{10}
a2	9390	3.91	3.5×10^{10}
a3	9430	3.85	4.5×10^{10}
a4	9460	3.72	4.9×10^{10}
b1	3020	3.67	2.2×10^9
b2	2830	3.72	3.0×10^9
b3	2680	3.78	3.8×10^9
b4	2530	3.83	5.1×10^9

Примечание. $T_{\max}$ — максимальная температура, r_s — положение звуковой точки, $\dot{M}_{pl}$ — темп потери массы.

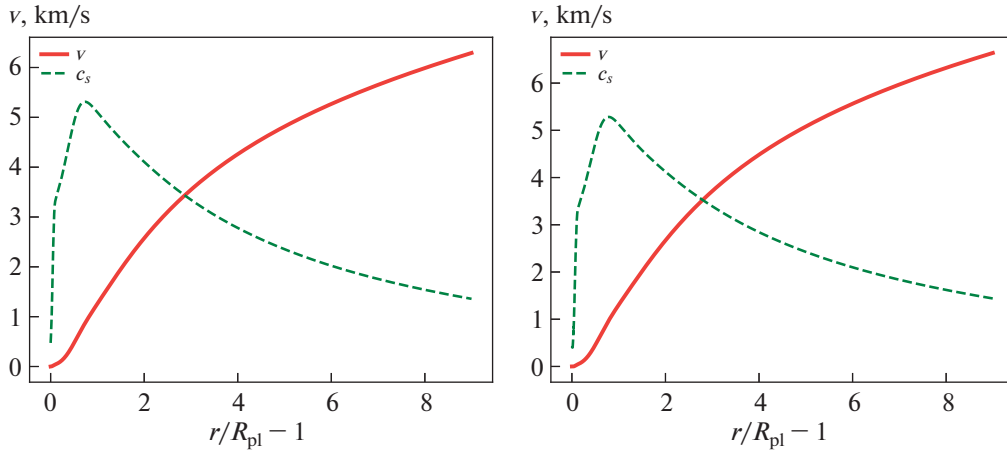


Рис. 3. Профили скорости газа v (сплошные линии) и скорости звука c_s (штриховые линии) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели а2 (слева) и а3 (справа).

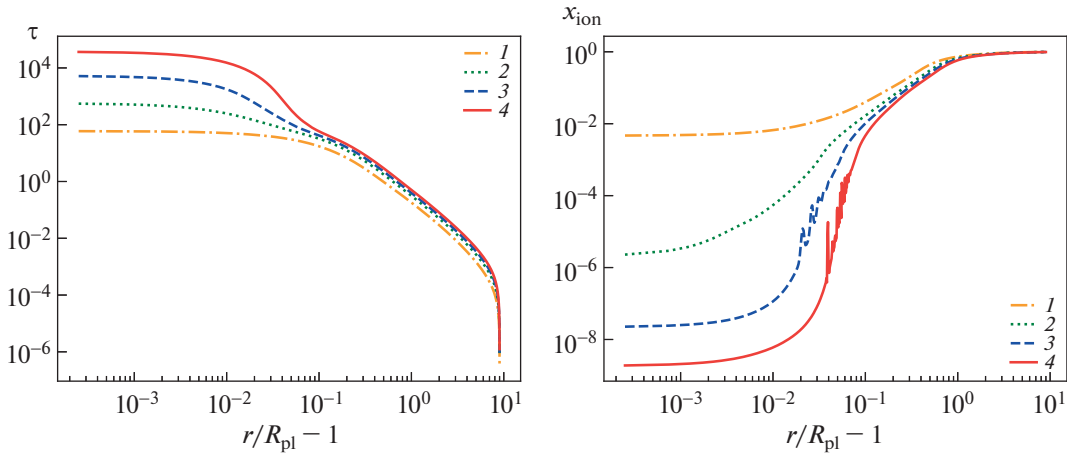


Рис. 4. Профили оптической толщины τ (слева) и степени ионизации x_{ion} (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для различных вариантов расчета.

глощается веществом атмосферы и преобразуется в его кинетическую энергию. Формирующееся течение является трансзвуковым. На рис. 3 показаны профили скорости газа v (сплошные линии) и скорости звука $c_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$ (штриховые линии) для двух моделей. Звуковая точка, в которой выполняется условие $v = c_s$, расположена на расстоянии примерно $r_s = 4R_{\text{pl}}$ от центра планеты. Более точные значения r_s приведены в табл. 3. До этой точки течение является дозвуковым, а после нее — сверхзвуковым. Характерные скорости на внешней границе ($r = 10R_{\text{pl}}$) оказывались порядка 6–7 км/с.

Скорости фотопроцессов в верхней атмосфере горячего юпитера определяются оптической толщиной τ (19), которая, в свою очередь, определя-

ется распределением нейтралов. Профили оптической толщины для различных моделей представлены на левой панели рис. 4. Значение $\tau = 1$ достигается примерно на высоте $0.6R_{\text{pl}}$. У фотометрической поверхности оптическая толщина оказывается величиной порядка 10^2 – 10^4 . Профили степени ионизации x_{ion} (отношение плотности ионов к полной плотности) показаны на правой панели рис. 4. В самых глубоких слоях атмосферы степень ионизации близка к нулю, поскольку жесткое ионизирующее излучение родительской звезды сюда проникает слабо и вещество состоит в основном из нейтралов (атомы H и молекулы H_2 водорода, атомы гелия He). Внешние слои атмосферы оказываются почти полностью ионизо-

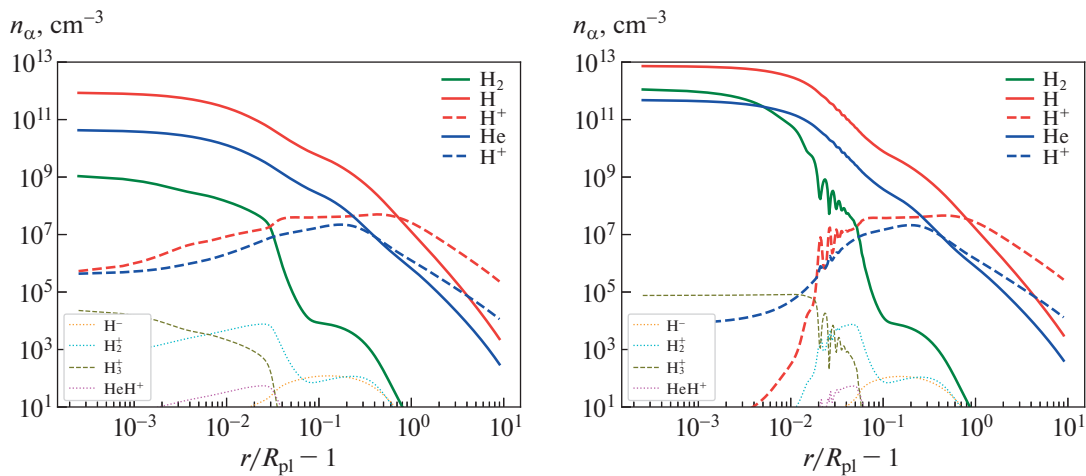


Рис. 5. Профили концентраций компонентов n_α в верхней атмосфере горячего юпитера для модели а2 (слева) и а3 (справа).

ванными. Граница между этими областями лежит приблизительно на высоте $0.05R_{\text{pl}}$.

На рис. 5 показаны высотные профили концентраций компонентов n_α для модели а2 (слева) и а3 (справа). С ростом параметра n_{atm} , определяющего давление на фотометрическом радиусе R_{atm} , увеличивается скорость формирования молекулярного водорода в глубоких слоях атмосферы (трехчастичная реакция R5 из табл. 1). Во внешних частях атмосферы концентрация H_2 остается низкой. Самые внешние слои атмосферы горячего юпитера состоят из водородно-гелиевой плазмы. В переходной зоне вещество представляет собой нейтральную смесь атомов водорода и гелия. Концентрации остальных фракций остаются относительно низкими, не превышая значение 10^5 см^{-3} . Из них наибольшую роль играют молекулы H_3^+ , поскольку они определяют тепловой баланс внутренних слоев атмосферы. Колебания значений концентрации некоторых компонент, которые можно заметить на правой панели рис. 5, обусловлены развитием неустойчивости, которую мы обсудим ниже.

Профили функций нагрева Γ (сплошная жирная линия), а также частных функций охлаждения для двух моделей (а2 и а3) показаны на рис. 6. В движущейся среде полный тепловой баланс определяется не только функциями охлаждения, описанными в разделе 2.5. Как видно из уравнения энергии (3), для этого необходимо учесть адвекцию (второе слагаемое в левой части) и адиабатическое охлаждение (третье слагаемое в левой части). Поэтому для удобства анализа теплового

баланса можно определить еще две функции охлаждения:

$$\Lambda_{\text{advec}} = -\rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r}, \quad (35)$$

$$\Lambda_{\text{adiab}} = -P \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v). \quad (36)$$

Заметим, что эти величины, вообще говоря, могут принимать как положительные значения (охлаждение), так и отрицательные (нагрев). Анализ рис. 6 позволяет заключить, что гидродинамическое истечение оказывает значительное влияние на установление теплового баланса во всей верхней атмосфере горячего юпитера. Во внутренних слоях важную роль играет охлаждение за счет излучения молекул H_3^+ . В промежуточной зоне среди всех механизмов охлаждения доминируют процессы, обусловленные излучением в линиях (главным образом в линии $\text{Ly}\alpha$). В самых внешних частях тепловой баланс определяется адиабатическим охлаждением, связанным со свойствами установившегося планетного ветра. Таким образом, можно сказать, что в каждой зоне атмосферы доминирует свой механизм охлаждения.

В табл. 3 приведены некоторые характеристики полученных численных решений, описывающих структуру верхней атмосферы горячего юпитера (модели а1–а4). Представлены следующие значения: максимальная температура T_{max} , положение звуковой точки r_s , а также темп потери массы $\dot{M}_{\text{pl}} = 4\pi r^2 \rho v$. При переходе от модели а1 к а4 (рост давления P_{atm} на фотометрическом радиусе) максимальная температура незначительно возрастает, а положение звуковой точки смещается немного ближе к центру планеты. Темп поте-

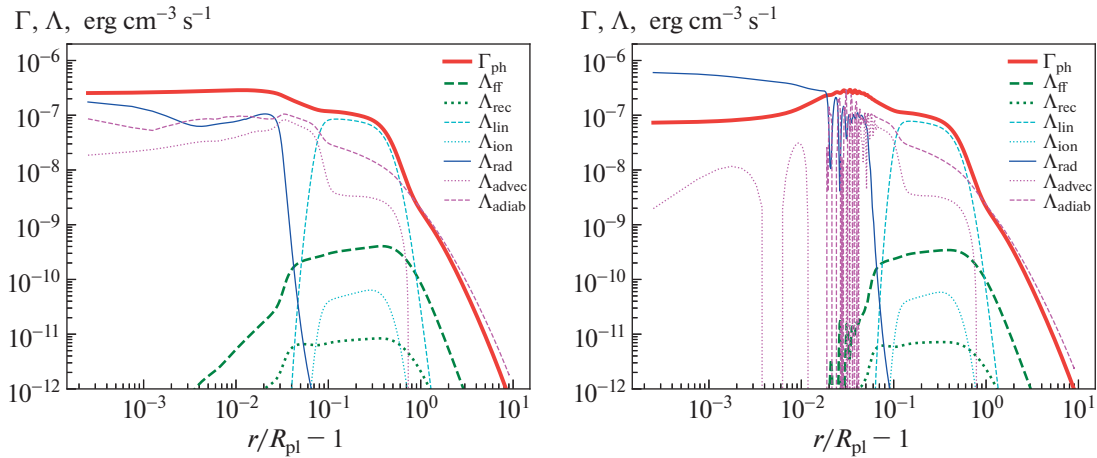


Рис. 6. Профили функций нагрева Γ и охлаждения Λ в верхней атмосфере горячего юпитера для модели a2 (слева) и a3 (справа).

ри массы увеличивается примерно в два раза, оставаясь величиной порядка 3.5×10^{10} г/с.

4.2. Теплый нептун

В качестве второго примера мы исследовали структуру верхней атмосферы типичного теплого нептона, параметры которого соответствуют GJ 3470b. Эта планета имеет массу $M_{\text{pl}} = 0.04 M_J$ и фотометрический радиус $R_{\text{pl}} = 0.37 R_J$. Родительская звезда относится к спектральному классу M1.5, спектр которой должен сильно отличаться от солнечного. Поэтому в рамках нашей численной модели мы рассмотрели аналогичную планету, в окрестности которой солнечный поток фотонов f_λ в 10 раз меньше по сравнению с величиной, использованной выше для горячего юпитера. Это соответствует большой полуоси орбиты теплого нептона примерно равной 0.15 а.е. Параметры α и β в формулах (20) для k_{ph} и (23) для Q_{ph} остаются при этом прежними, но величины k_0 и Q_0 уменьшаются в 10 раз по сравнению с теми значениями, которые были использованы в расчетах для горячего юпитера.

Расчеты, как и в случае горячего юпитера, проводились до сходимости к стационарному состоянию, условие которого определялось по изменению скорости газа на внешней границе. Параметр χ , характеризующий химический состав водородно-гелиевой атмосферы, во всех вариантах расчета принимался равным 0.05. Параметром модели служило значение давления на фотометрическом радиусе $P_{\text{atm}} = k_B n_{\text{atm}} T_{\text{atm}}$, где температура задавалась равной $T_{\text{atm}} = 650$ К. Значение концентрации варьировалось: $n_{\text{atm}} =$

10^{11} см^{-3} (модель b1), $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (модель b2), $n_{\text{atm}} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (модель b3) и $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (модель b4).

Результаты расчетов структуры верхней атмосферы теплого нептона демонстрируют рис. 7–10. Профили плотности (левая панель рис. 7) и температуры (правая панель рис. 7) качественно повторяют аналогичные профили для горячего юпитера (см. рис. 2). В наиболее глубоких слоях атмосферы (толщина менее $0.1 R_{\text{pl}}$) снова формируется область с высокой плотностью и низкой температурой. Над этой зоной температура увеличивается, достигает максимума (2500–3000 К) на высоте примерно в один радиус планеты, а затем снова падает до значений около 1500 К. Формирующийся планетный ветер, как и в случае горячего юпитера, является трансзвуковым (см. рис. 8). Переход от дозвукового режима к сверхзвуковому осуществляется приблизительно на расстоянии $r_s = 4 R_{\text{pl}}$ от центра планеты (см. табл. 3). Характерные скорости на внешней границе ($r = 10 R_{\text{pl}}$) составляют примерно 5.2 км/с.

Профили оптической толщины для моделей верхней атмосферы теплого нептона представлены на левой панели рис. 9. Вблизи фотометрической поверхности оптическая толщина оказывается почти такой же, как у горячего юпитера (см. левую панель рис. 4). Однако на больших высотах значения оптической толщины превышают соответствующие значения для горячего юпитера. В частности, значение $\tau = 1$ достигается примерно на высоте $1.0 R_{\text{pl}}$. Это приводит к тому, что в отличие от горячего юпитера (см. правую панель рис. 4), степень ионизации x_{ion} в атмосфере теплого нептона в целом оказывается ниже (см. пра-

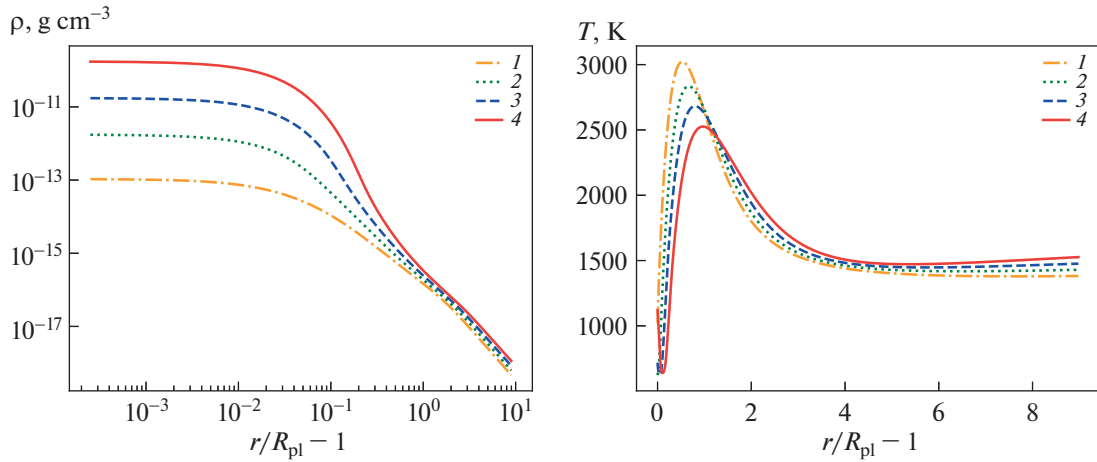


Рис. 7. Профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере теплого непуна для различных вариантов расчета (модели b1–b4).

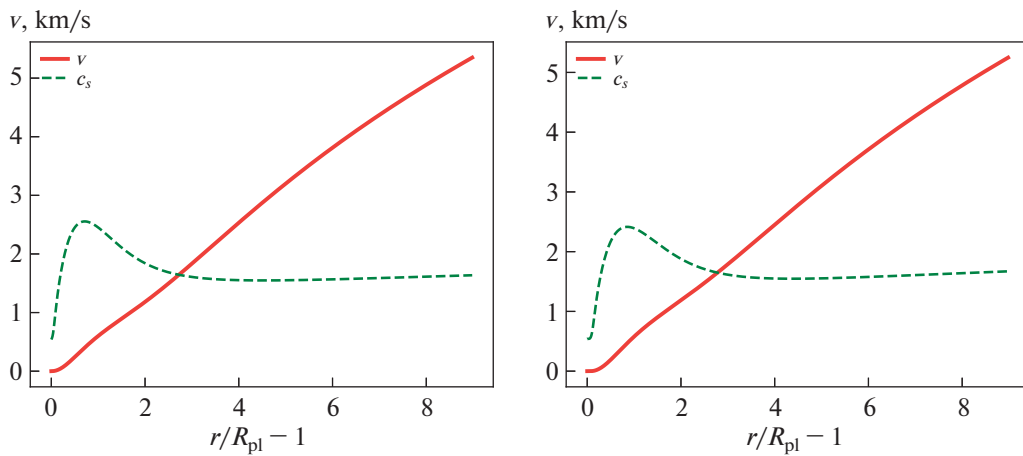


Рис. 8. Профили скорости газа v (сплошные линии) и скорости звука c_s (штриховые линии) в верхней атмосфере теплого непуна для модели b2 (слева) и b3 (справа).

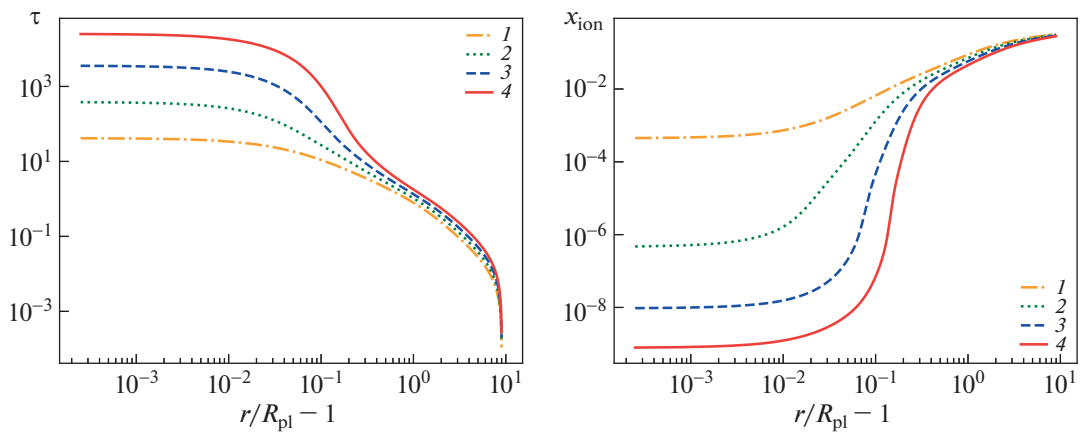


Рис. 9. Профили оптической толщины τ (слева) и степени ионизации x_{ion} (справа) в верхней атмосфере теплого непуна для различных вариантов расчета.

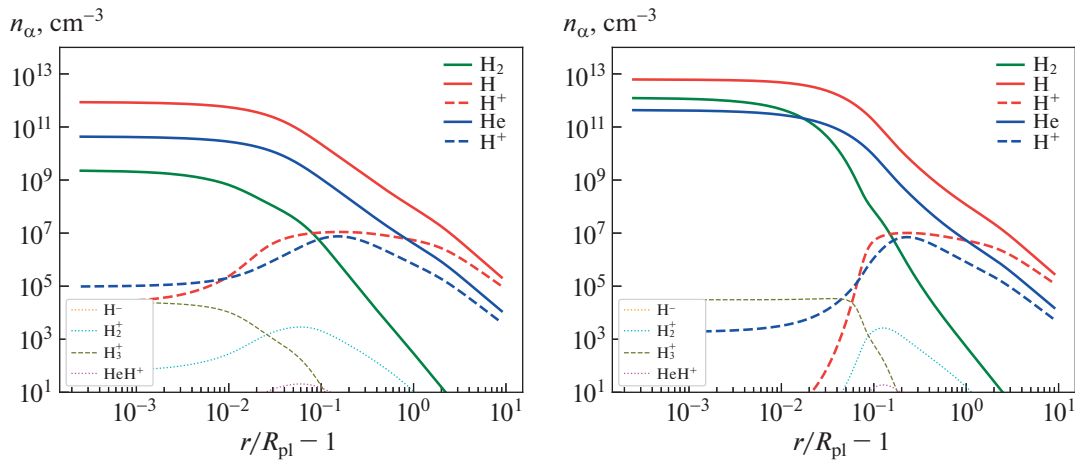


Рис. 10. Профили концентраций компонентов n_α в верхней атмосфере теплого нептона для модели b2 (слева) и b3 (справа).

вую панель рис. 9). Если внешние слои атмосферы горячего юпитера были почти полностью ионизованными, то атмосфера теплого нептона большей частью состоит из нейтрального газа. Степень ионизации внешних слоев не превышает 0.3.

Профили концентраций компонентов n_α для моделей b2 (слева) и b3 (справа) показаны на рис. 10. Содержание молекулярного водорода увеличивается с ростом параметра n_{atm} . В модели b4 в наиболее глубоких слоях атмосферы этот компонент становится доминирующим. Внешние слои атмосферы горячего юпитера состоят из слабоионизованной водородно-гелиевой плазмы. Концентрации ионов нигде не превышают концентрации соответствующих нейтралов. Таким образом, основным отличием атмосферы теплого нептона от атмосферы горячего юпитера является ее относительно слабая ионизация.

Из-за этого полученные решения для горячего юпитера и теплого нептона ведут себя по-разному с ростом параметра n_{atm} . В самом деле, в случае горячего юпитера при переходе от модели a1 к модели a4 максимальное значение температуры T_{max} растет. В случае теплого нептона мы наблюдаем обратную картину: при переходе от модели b1 к модели b4 значение T_{max} падает. При этом положение максимума температуры и в том и в другом случае смещается в сторону от центра планеты. В моделях горячего юпитера с увеличением параметра n_{atm} звуковая точка приближается к центру планеты, а в случае теплого нептона, наоборот, удаляется. Темп потери массы теплого нептона на порядок меньше соответствующей величины для горячего юпитера. Характерное значение составляет 3.7×10^9 г/с. При этом переход от модели b1 к

модели b4 также, как и в случае горячего юпитера, приводит к увеличению темпа потери массы примерно в два раза.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

5.1. Эффективные показатели политропы

Верхнюю атмосферу горячей экзопланеты-гиганта можно условно разбить на две зоны. Вблизи фотометрической поверхности происходит преобразование поглощенной энергии жесткого излучения в кинетическую энергию газа. Температура в этой зоне в целом растет с удалением от планеты, достигая в некоторой точке своего максимального значения. Во внешней зоне температура монотонно падает с высотой. Это область сформировавшегося планетного ветра.

Если ограничиться рассмотрением только внешней области верхней атмосферы, то для анализа ее структуры можно использовать гидродинамические решения, применяемые для описания солнечного ветра. В наиболее простом случае получаем изотермическую и политропную модели Паркера [52, 78]. В политропной модели предполагается, что давление и температура зависят от плотности как $P \propto \rho^\kappa$ и $T \propto \rho^{\kappa-1}$ соответственно, где κ — показатель политропы.

Наша модель планетного ветра является более сложной. Однако представляется интересным сравнить ее с приближением политропного ветра. Для этого введем два эффективных показателя политропы, вычисленных по давлению и температуре:

$$\kappa_P = \frac{d \ln P}{d \ln \rho}, \quad \kappa_T = 1 + \frac{d \ln T}{d \ln \rho}. \quad (37)$$

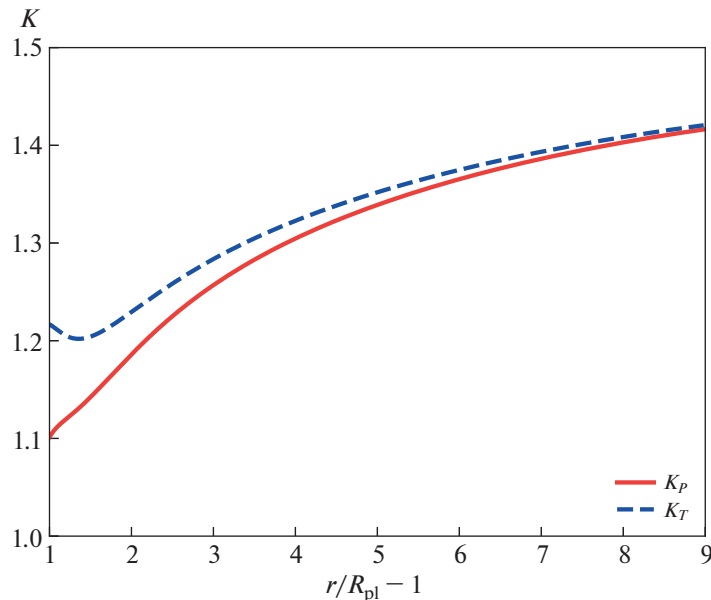


Рис. 11. Профили эффективных показателей политропы K_p (сплошная линия) и K_t (штриховая линия) для модели a2 (горячий юпитер).

Зная конкретные профили плотности $\rho(r)$, давления $P(r)$ и температуры $T(r)$, можно по этим формулам получить профили $K_p(r)$ и $K_t(r)$.

На рис. 11 представлены профили этих эффективных показателей для модели a2 верхней атмосферы горячего юпитера. На графике показана только область сформировавшегося планетного ветра, $r > 2R_{pl}$. На высоте порядка R_{pl} значения эффективных показателей политропы K_p и K_t достаточно сильно отличаются друг от друга. Однако с ростом высоты они сходятся к одной и той же величине. Во всей области планетного ветра эти показатели остаются меньше 1.5. Напомним, что в политропной модели необходимым условием существования решения с ускоряющимся (скорость растет с увеличением радиуса) ветром является выполнение неравенства $\kappa < 3/2$. На малых высотах (порядка R_{pl}) показатели политропы близки к единице, что говорит о том, что решение лучше описывается изотермической моделью ветра. На больших высотах оба показателя стремятся к значению, чуть превышающему 1.4. Стоит отметить, что аналогичным образом ведет себя и солнечный ветер. На малых расстояниях от Солнца ($r < 15R_{\odot}$) эффективный показатель политропы $\kappa = 1.1$ [79, 80], а на больших расстояниях $r > 25R_{\odot}$ его можно оценить величиной $\kappa = 1.46$ [81]. Эти значения очень хорошо соответствуют нашей модели планетного ветра в верхней атмосфере горячего юпитера.

5.2. Формирование облачного слоя

Как уже было отмечено выше в модели a3 верхней атмосферы горячего юпитера на радиальных профилях концентраций компонентов n_{α} , а также и других величин наблюдаются осцилляции. Аналогичное явление присутствует и в модели a4. Это хорошо видно по поведению соответствующего профиля степени ионизации x_{ion} (см. правую панель рис. 4). В моделях a1 и a2 с более низкими значениями параметра n_{atm} осцилляций не наблюдается. Все полученные профили являются гладкими. В представленных моделях теплого нептона подобных явлений также не наблюдается.

С целью выявления возможной природы этих осцилляций нами были проведены дополнительные исследования. Мы выполнили несколько расчетов моделей горячего юпитера a2 и a3 на различных сетках, в которых варьировались число ячеек и степень сжатия к фотометрической поверхности. Однако картина получаемого решения при этом практически не изменялась. Кроме того, можно утверждать, что появление осцилляций не связано также и с влиянием граничных условий на фотометрическом радиусе. Это обусловлено тем обстоятельством, что они возникают довольно далеко (по количеству ячеек) от внутренней границы, а вблизи самой фотометрической поверхности решение остается гладким. Таким образом, можно сделать вывод, что эти осцилляции, скорее всего, имеют не численную, а физическую природу.

Неустойчивость проявляется не сразу, а возникает постепенно на фоне уже почти установившегося течения — планетного ветра. Амплитуда осцилляций растет со временем. Это объясняется тем, что в нашей модели не учитывается никаких процессов диссипации (вязкость, теплопроводность, диффузия компонентов). За все эти эффекты отвечает численная диффузия, свойства которой определяются разностной схемой и расчетной сеткой.

Наша модель является одномерной и соответствует сферически-симметричному приближению. В таком подходе отмеченная нами неустойчивость приводит к образованию сферических слоев. При переходе от одного слоя к следующему происходит резкое изменение концентраций компонентов n_α , а также значений некоторых других величин (в том числе плотности ρ и температуры T). Очевидно, что в трехмерном случае развитие неустойчивости должно приводить к формированию структур конечного объема — клампов или облаков. Таким образом, речь идет о формировании некоего облачного слоя в верхней атмосфере горячего юпитера.

Как показывают наши расчеты, профиль давления $P(r)$ не испытывает осцилляций и остается гладким. Следовательно, облака находятся в равновесии по давлению с окружающим газом. Сами облака являются более плотными образованиями. Плотность в них превышает плотность окружающего газа. Соответственно температура облаков оказывается ниже температуры окружения. Таким образом, можно сказать, что облака — плотные и холодные образования, свободно плавающие в разреженном теплом газе. Характеристики облачного слоя изменяются при переходе от одной модели к другой. В модели a2 нижняя кромка облаков образуется на высоте $0.015R_{\text{pl}}$, а толщина облачного слоя равна $0.03R_{\text{pl}}$. В модели a4 облака появляются на высоте $0.03R_{\text{pl}}$, а толщина слоя $0.04R_{\text{pl}}$. Отсюда можно заключить, что высота облачного слоя и его толщина растут с увеличением давления на фотометрической поверхности.

Возможно, что отмеченное нами явление имеет в результатах работы [16], поскольку на приводимых в ней профилях концентраций компонентов вблизи фотометрической поверхности также наблюдаются осцилляции. В работе [17] учитывались диссипативные эффекты. Поэтому такая неустойчивость, даже если и появлялась, то оказывалась существенно сглаженной. В большинстве других работ, в которых проводилось аэрономическое моделирование горячих юпитеров, на приводимых рисунках использовались способы масштабирования радиальной координаты,

не позволяющие надежно выделить данное явление.

Предварительный анализ обнаруженной особенности численного решения позволяет выдвинуть гипотезу, что ее возможная физическая причина может быть связана с тепловой неустойчивостью [82] в химически реагирующем газе [83]. Здесь мы не будем подробно останавливаться на этом вопросе, поскольку более детальное исследование этого явления требует отдельной работы. Однако нельзя не отметить следующее важное обстоятельство. Из-за появления данной неустойчивости в определенной области атмосферы построить строго стационарное решение, описывающее ее структуру, оказывается не всегда возможным. Следовательно, в общем случае аэрономическая модель верхней атмосферы горячих экзопланет-гигантов является нестационарной. Кроме того, если облачный слой сместится к звуковой точке, то в решении будет уже не одна особая точка, а несколько. Дело в том, что скорость звука в области неустойчивости подвержена осцилляциям, и в этом случае профиль $c_s(r)$ может пересекать профиль $v(r)$ несколько раз. Ясно, что метод построения стационарного решения для описания истекающей верхней атмосферы горячего юпитера, основанный на выделении критической интегральной кривой, проходящей через особую точку, сходиться уже не будет.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для расчета структуры верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов разработана одномерная нестационарная аэрономическая модель, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики. Предполагается, что атмосфера имеет водородно-гелиевый химический состав. Учитываются 10 компонентов (в том числе электроны). Сетка химических реакций включает 33 реакции, среди которых присутствуют процессы фотоионизации и фотодиссоциации. Тепловой баланс атмосферы определяется процессами нагрева за счет поглощения излучения родительской звезды, а также процессами охлаждения. Мы учитывали процессы охлаждения за счет свободно-свободных переходов, рекомбинационного излучения, излучения в линиях (в основном в линии $\text{Ly}\alpha$), ионизации электронным ударом и излучения молекул H_3^+ .

В работе представлены результаты расчетов для двух экзопланет: горячего юпитера HD 209458b и теплового нептона GJ 3470b. В обоих случаях в полученном решении формируется трансзвуковой планетный ветер, приводящий к гидродинамическому оттоку атмосферы и, как следствие, к потере массы. В моделях горячего юпитера темп поте-

ри массы составляет значение примерно 3.5×10^{10} г/с. Для теплого нептона характерное значение темпа потери массы составляет 3.7×10^9 г/с, что на порядок меньше соответствующей величины для горячего юпитера. Максимальное значение температуры в атмосфере достигает значений порядка 9400 К для горячего юпитера и 2500–3000 К для теплого нептона. Степень ионизации в атмосфере теплого нептона в целом оказывается ниже, чем в атмосфере горячего юпитера. Если внешние слои атмосферы горячего юпитера оказываются почти полностью ионизованными, то атмосфера теплого нептона по большей части состоит из нейтрального газа.

В некоторых вариантах модели горячего юпитера в глубоких слоях атмосферы в полученных решениях нами обнаружено развитие неустойчивости, приводящей к колебаниям значений концентрации ряда компонентов. Проведенные дополнительные исследования позволяют сделать вывод о том, что возможная физическая причина этого явления может быть связана с тепловой неустойчивостью в химически реагирующем газе. В трехмерном случае развитие этой неустойчивости должно происходить во всех трех пространственных направлениях и приводить к формированию структур конечного объема напоподобие облаков. Это означает, что в верхней атмосфере горячего юпитера на высотах порядка $0.05R_{\text{pl}}$ над фотометрической поверхностью может формироваться своеобразный облачный слой. Более детальное исследование обнаруженной неустойчивости предполагается провести в дальнейших работах. Стоит, однако, заметить, что в настоящее время уже имеются некоторые наблюдательные указания на наличие облаков в атмосферах экзопланет (в том числе и горячих экзопланет-гигантов, см., напр., [84, 85]).

Представленная в работе аэрономическая модель разработана для подготовки начальных условий трехмерного численного кода для исследования процесса обтекания горячей экзопланеты звездным ветром. Дело в том, что в трехмерных численных расчетах протяженных оболочек горячих юпитеров при задании начальных условий мы, как правило, использовали достаточно простую гидростатическую модель атмосферы, характеризующуюся, в частности, постоянной температурой и однородным химическим составом. Включение химических реакций, а также процессов нагрева и охлаждения приводит к нарушению первоначально заданного состояния равновесия. Переход к новому равновесному состоянию занимает очень много расчетного времени. Поэтому использование представленной в работе одномерной аэрономической модели позволит задавать начальные условия в атмосфере горячих экзопланет-гигантов более корректным образом,

что может существенно повысить эффективность трехмерных расчетов.

Однако стоит отметить, что разработанная нами аэрономическая модель имеет и самостоятельное значение. После добавления блока для расчета кинетики фото- и авроральных электронов с надтепловыми энергиями [22, 86] данная модель может быть использована для анализа тепловых и нетепловых процессов потери атмосферы и атмосферных эмиссий. Такие модели предполагается разработать и использовать для интерпретаций наблюдений планетных атмосфер в УФ диапазоне, в частности, космического телескопа Спектр-УФ (WSO-UV) [87].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00364).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят И. Ф. Шайхисламова за полезные обсуждения.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *N. Madhusudhan, M. Agundez, J. L. Moses, and Y. Hu*, Space Sci. Rev. **205** (1–4), 285 (2016).
2. *L. D. Deming and S. Seager*, J. Geophys. Res. Planets **122**, 53 (2017).
3. *R. Hobbs, O. Shorttle, N. Madhusudhan, and P. Rimmer*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **487**, 2242 (2019).
4. *R. I. Dawson and J. A. Johnson*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **56**, 175 (2018).
5. *S.-J. Paardekooper and A. Johansen*, Space Sci. Rev. **214**, 38 (2018).
6. *S. Dash, M. Liton, K. Willacy, S.-M. Tsai, et al.*, Astrophys. J. **932**, id. 20 (2022).
7. *B. Drummond, P. Tremblin, I. Baraffe, D. S. Amundsen, N. J. Mayne, O. Venot, and J. Goyal*, Astron. and Astrophys. **594**, id. A69 (2016).
8. *S.-M. Tsai, J. R. Lyons, L. Grosheintz, P. B. Rimmer, D. Kitzmann, and K. Heng*, Astrophys. J. Suppl. **228** (2), id. 20 (2017).
9. *E. K. H. Lee, S.-M. Tsai, M. Hammond, and X. Tan*, Astron. and Astrophys. **672**, id. A110 (2023).
10. *A. P. Showman, J. J. Fortney, Y. Lian, M. S. Marley, R. S. Freedman, H. A. Knutson, and D. Charbonneau*, Astrophys. J. **699** (1), 564 (2009).
11. *J. I. Moses, C. Visscher, J. J. Fortney, A. P. Showman, et al.*, Astrophys. J. **737** (1), id. 15 (2011).
12. *B. Drummond, N. J. Mayne, J. Mannes, A. L. Carter, et al.*, Astrophys. J. Letters **855** (2), id. L31 (2018).

13. Д. В. Бисикало, В. И. Шематович, П. В. Кайгородов, А. Г. Жилкин, Успехи физ. наук **191** (8), 785 (2021).
14. J. E. Owen, R. A. Murray-Clay, E. Schreyer, H. E. Schlichting, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **518**, 4357 (2023).
15. R. Yelle, H. Lammer, and W.-H. Ip, Space Sci. Rev. **139**, 437 (2008).
16. R. V. Yelle, Icarus **170**, 167 (2004).
17. A. Garcia Muñoz, Planet. Space Sci. **55** (10), 1426 (2007).
18. T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas, Icarus **226**, 1678 (2013).
19. T. T. Koskinen, R. V. Yelle, M. J. Harris, and P. Lavvas, Icarus **226**, 1695 (2013).
20. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Y. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev, Astrophys. J. **795** (2), id. 132 (2014).
21. D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati, Astrophys. J. **764** (1), id. 19 (2013).
22. V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer, Astron. and Astrophys. **571**, id. A94 (2014).
23. D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **476**, 5639 (2018).
24. A. Garcia Muñoz, Icarus **392**, id. 115373 (2023).
25. H. Lammer, J. F. Kasting, E. Chassefiere, R. E. Johnson, Y. N. Kulikov, and F. Tian, Space Sci. Rev. **139** (1–4), 399 (2008).
26. B. J. Fulton, E. A. Petigura, A. W. Howard, H. Isaacson, et al., Astron. J. **154** (3), id. 109 (2017).
27. T. Mazeh, T. Holzer, and S. Faigler, Astron. and Astrophys. **589**, id. A75 (2016).
28. T. A. Berger, D. Huber, E. Gaidos, and J. L. van Saders, Astrophys. J. **866**, id. 99 (2018).
29. J. E. Owen, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, L. Fossati, and M. L. Khodachenko, Space Sci. Rev. **216** (8), id. 129 (2020).
30. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al., Nature **422**, 143 (2003).
31. J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman, Astrophys. J. **717**, 1291 (2010).
32. A. Lecavelier des Etangs, V. Bourrier, P. J. Wheatley, H. Dupuy, et al., Astron. and Astrophys. **543**, id. L4 (2012).
33. L. Ben-Jaffel and G. E. Ballester, Astron. and Astrophys. **553**, id. A52 (2013).
34. D. Ehrenreich, V. Bourrier, P. J. Wheatley, A. Lecavelier des Etangs, et al., Nature **522** (7557), 459 (2015).
35. V. Bourrier, A. Lecavelier des Etangs, D. Ehrenreich, J. Sanz-Forcada, et al., Astron. and Astrophys. **620**, id. A147 (2018).
36. J. J. Spake, D. K. Sing, T. M. Evans, A. Oklopčič, et al., Nature **557** (7703), 68 (2018).
37. D. K. Sing, P. Lavvas, G. E. Ballester, A. Lecavelier des Etangs, et al., Astron. J. **158** (2), id. 91 (2019).
38. J. E. Owen, Ann. Rev. Earth and Planet. Sci. **47**, 67 (2019).
39. J. M. Chadney, T. T. Koskinen, M. Galand, Y. C. Unruh, and J. Sanz-Forcada, Astron. and Astrophys. **608**, id. A75 (2017).
40. M. Lampón, M. López-Puertas, L. M. Lara, A. Sánchez-López, et al., Astron. and Astrophys. **636**, id. A13 (2020).
41. T. T. Koskinen, P. Lavvas, C. Huang, G. Bergsten, R. B. Fernandes, and M. E. Young, Astrophys. J. **929** (1), id. 52 (2022).
42. R. O. P. Loyd, T. T. Koskinen, K. France, C. Schneider, and S. Redfield, Astrophys. J. Letters **834** (2), id. L17 (2017).
43. M. Mansfield, J. L. Bean, A. Oklopčič, L. Kreidberg, et al., Astrophys. J. Letters **868** (2), id. L34 (2018).
44. H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, E. F. Guinan, S. J. Bauer, and W. W. Weiss, Astrophys. J. **598** (2), L121 (2003).
45. D. Kubyshekina, L. Fossati, N. V. Erkaev, P. E. Cubillos, et al., Astrophys. J. Letters **866** (2), id. L18 (2018).
46. E. D. Lopez, J. J. Fortney, and N. Miller, Astrophys. J. **761**, id. 59 (2012).
47. J. E. Owen and Y. Wu, Astrophys. J. **847**, id. 29 (2017).
48. L. Ben-Jaffel, Astrophys. J. **671**, L61 (2007).
49. L. Ben-Jaffel and S. Sona Hosseini, Astrophys. J. **709**, 1284 (2010).
50. A. Vidal-Madjar, J. Desert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hérad, et al., Astrophys. J. **604** (1), L69 (2004).
51. A. Oklopčič and C. M. Hirata, Astrophys. J. Letters **855**(1), id. L11 (2018).
52. E. N. Parker, Astrophys. J. **128**, 664 (1958).
53. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, Astrophys. J. **693**, 23 (2009).
54. J. H. Guo, Astrophys. J. **733**, id. 98 (2011).
55. D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Ya. N. Pavlyuchenkov, Astron. Rep. **61**, 387 (2017).
56. F. Tian, O. B. Toon, A. A. Pavlov, and H. De Sterck, Astrophys. J. **612**, 1049 (2005).
57. T. Penz, N. V. Erkaev, Yu. N. Kulikov, D. Langmayr, et al., Planet. Space Sci. **56** (9), 1260 (2008).
58. T. T. Koskinen, J. Y.-K. Cho, N. Achilleos, and A. D. Aylward, Astrophys. J. **722**, 178 (2010).
59. A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, Astron. Rep. **61**, 932 (2017).
60. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, Astron. Rep. **63**, 550 (2019).
61. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaygorodov, Astron. Rep. **64**, 259 (2020).
62. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, Astron. Rep. **64**, 563 (2020).
63. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, Universe **7**, 422 (2021).
64. A. G. Zhilkin, Astron. Rep. **67**, 307 (2023).
65. A. G. Zhilkin, Y. G. Gladysheva, and D. V. Bisikalo, INASAN Sci. Rep. **8**, 26 (2023).
66. D. McElroy, C. Walsh, A. J. Markwick, M. A. Cordiner, K. Smith, and T. J. Millar, Astron. and Astrophys. **550**, id. A36 (2013).
67. G. B. Trammell, P. Arras, and Z.-Y. Li, Astrophys. J. **728**, id. 152 (2011).

68. *Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*, edited by W. D. Hayes and R. F. Probstein (New York: Acad. press, 1967).
69. *W. F. Huebner and J. Mukherjee*, *Planet. Space Sci.* **106**, 11 (2015).
70. *T. N. Woods, G. J. Rottman, S. M. Bailey, S. C. Solomon, and J. R. Worden*, *Solar Phys.* **177** (1–2), 133 (1998).
71. *L. Spitzer*, *Astrophys. J.* **109**, 337 (1949).
72. *N. G. Bochkarev, Fundamentals of Interstellar medium Physics* (Moscow: MSU Press, 1992).
73. *A. Dalgarno and R. A. McCray*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **10**, 375 (1972).
74. *L. Spitzer, Physical processes in the interstellar medium* (New York: Wiley-Interscience, 1978).
75. *S. Miller, T. Stallard, J. Tennyson, and H. Melin*, *J. Phys. Chem. A* **117**, 9770 (2013).
76. *Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук, Газодинамика тесных двойных звезд* (М.: Физматлит, 2013).
77. *Y. G. Gladysheva, A. G. Zhilkin, and D. V. Bisikalo*, *INASAN Sci. Rep.* **7**, 195 (2022).
78. *E. N. Parker*, *Astrophys. J.* **132**, 821 (1960).
79. *R. S. Steinolfson and F. J. Hundhausen*, *J. Geophys. Res.* **93**, 14269 (1988).
80. *I. I. Roussev, T. I. Gombosi, and I. V. Sokolov*, *Astrophys. J.* **595**, L57 (2003).
81. *T. L. Totten, J. W. Freeman, and S. Arya*, *J. Geophys. Res.* **100**, 13 (1995).
82. *G. B. Field*, *Astrophys. J.* **142**, 531 (1965).
83. *T. Yoneyama*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **25**, 349 (1973).
84. *C. K. Harada, E. M.-R. Kempton, E. Rauscher, M. Roman, I. Malsky, M. Brinjikji, and V. DiTomasso*, *Astrophys. J.* **909** (1), id. 85 (2021).
85. *C. Helling*, arXiv:2205.00454 [astro-ph.EP] (2022).
86. *D. V. Bisikalo and V. I. Shematovich*, *Astron. Rep.* **59**, 836 (2015).
87. *A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al.*, *Astron. Rep.* **60**, 1 (2016).

AERONOMIC MODEL OF HYDROGEN-HELIUM UPPER ATMOSPHERES OF HOT GIANT EXOPLANETS

A. G. Zhilkin^a, Y. G. Gladysheva^a, V. I. Shematovich^a, and D. V. Bisikalo^{a,b}

^a*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*National center of physics and mathematics, Sarov, Russia*

The paper presents 1D aeronomic model of hydrogen-helium upper atmospheres of hot giant exoplanets based on the approximation of single-fluid multicomponent hydrodynamics. Chemical reactions and heating-cooling processes are taken into account. Typical hot Jupiter and warm Neptune are considered as an example of the application of the model. Calculations were carried out for various values of gas pressure at the photometric radius of the planet. In the solutions obtained, a transonic planetary wind is formed, leading to a hydrodynamic outflow of the atmosphere with mass loss rates of the order of 3.5×10^{10} g/s for hot Jupiter and 3.7×10^9 g/s for warm Neptune. At the same time, the outer layers of the atmosphere of hot Jupiter are completely ionized, while the atmosphere of warm Neptune mainly consists of neutral gas. In some variants of the hot Jupiter model, instability develops in the deep layers of the atmosphere, which can lead to the formation of a specific cloud layer.

Keywords: hot jupiters, aeronomy, numerical simulation, hydrodynamics, chemical reactions, thermal balance

ПЕКУЛЯРНЫЙ СПЕКТР РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ МАЗЕРА ВОДЯНОГО ПАРА В ТЕМНОЙ ТУМАННОСТИ MSXDCG24.33+011 (G24.33+014)

© 2023 г. И. Е. Вальтц^{1,*}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

*E-mail: ivaltts@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 21.04.2023 г.

После доработки 15.09.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

Гигантские молекулярные облака (GMC) в нашей и других галактиках и небольшие плотные молекулярные облака внутри Галактики (IRDC) в силу гравитационной неустойчивости формируют ядра, в которых образуются массивные звезды и скопления маломассивных звезд. Высокий фон инфракрасного излучения внутри Галактики создает преимущества в пользу IRDC в исследовании процессов звездообразования и сопровождающих их явлений — таких, как аккреция, появление зон НII, биполярных потоков и других, вызывающих разнообразные отклики в их молекулярном составе. В рамках изучения эволюционного состояния в облаке IRDC MSXDCG24.33+011 (другое наименование G24.33+014) были проведены наблюдения мазера водяного пара. На телескопе РТ-22 Пущинской радиоастрономической обсерватории 28 ноября 2022 г. зафиксировано появление новой детали в спектре мазерной линии H_2O на скорости на луче зрения $V_{\text{LSR}} = 103.15$ км/с с потоком в пике $49.5(\pm 6)$ Ян при ширине линии по половине мощности интенсивности 0.52 км/с. Данная деталь не была обнаружена на РТ-22 5 июля 2022 г. и не наблюдалась ранее другими исследователями.

Ключевые слова: инфракрасные темные облака, мазеры H_2O — MSXDCG24.33+0.11 — наблюдения на одиночном телескопе РТ-22 (ПРАО)

DOI: 10.31857/S0004629923120137, **EDN:** CSBJUU

1. ВВЕДЕНИЕ

Межзвездная среда Галактики — естественный резервуар разнообразных физических явлений, сопровождающих образование и эволюцию внедренных в нее астрономических объектов, наиболее фундаментальными из которых являются межзвездные облака — скопления пыли и газа нерегулярной формы. До некоторого времени внимание преимущественно уделялось так называемым гигантским облакам GMC (giant molecular cloud), в которых формируются области звездообразования и зарождаются звезды. Интересы стали изменяться по мере развития технических возможностей и расширения диапазона приемной аппаратуры — от низких частот к более высоким.

Были проведены обзоры плоскости Галактики в рамках работы космических телескопов 1) SPIRIT III — в среднем инфракрасном диапазоне (8.3–21.3 мкм), эксперимент MSX (Mid-course Space Experiment) (Милл и др. [1], Саймон и др. [2]); 2) Spitzer — с инструментами а) камера IRAC (Infrared Array Camera), диапазон (3.6, 4.5, 5.8, 8 мкм), обзор GLIMPSE (The Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire); б) фотометр MIPS, обзор MIPS GAL (Multiband Imaging

Photometer for Spitzer), диапазон (24, 70, 160 мкм). Подробнее см. “A catalogue of Spitzer dark clouds” (Перетто и др. [3] и ссылки в этой работе).

Эти обзоры выявили многочисленные области понижения яркости фона Галактики (см., например, Баттерсби и др. [4] и ссылки в этой работе). По мере накопления наблюдательных данных выяснилось, что в таких темных в инфракрасном диапазоне облаках (Infrared Dark Clouds) происходит звездообразование, которое сопровождается типичными для подобных процессов явлениями. Предположительно, в стадии до возникновения протозвезд начинается постепенная фрагментация массы облака IRDC в так называемые сгустки (clump; этот термин впервые был использован в обзорном докладе [5] по отношению к структуре GMC) и внутренние “дозвездные” ядра (cores; более поздний термин, возникший в процессе исследования структуры IRDC). Известно, в частности, что по мере роста массы ядра (аккреционный процесс) в таком “дозвездном” объекте периодически возникает сброс излишков вещества, который выражается в резком росте интенсивности ряда молекулярных линий — в том числе, паров воды и метанола — в окружающей

среде (см. например, МакКарти и др. [6] и ссылки в этой работе).

Исследование эволюционных процессов — одно из самых популярных направлений современной радиоастрономии. Но, например, такое явление, как аккреция — важнейший элемент в этих процессах — редко удается зафиксировать наблюдениями, в которых не предполагается длительный мониторинг.

Наиболее впечатляющий результат именно длительного мониторинга был получен в наблюдениях на РТ-22 Пушинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) ФИАН: в марте 2016 г. было установлено наличие мощной вспышки мазера H_2O в области звездообразования G25.65+1.05 (далее G25.65) до 46000 Ян (Лехт и др. [7]), а в августе 2017 г. поток в этом источнике достиг значений 60000 Ян (наблюдения на РТ-22 в Крымской астрофизической обсерватории и одновременно на РТ-26 Радиоастрономической обсерватории в Хартбишоке (Южно-Африканская Республика) (Вольвач и др. [8])).

На основании анализа результатов наблюдений источника G25.65, представленных группой ученых из АКЦ ФИАН на очередном симпозиуме Международного астрономического союза в 2017 г. (Шахворостова и др. [9]), было организовано международное радиоастрономическое сообщество m2o (Maser Monitoring Organization), которое на сегодня насчитывает около 100 участников. К настоящему времени по инициативе m2o выполнено множество непрерывных наблюдений с целью мониторинга областей образования звезд, в которых можно ожидать возникновения активности аккреционного процесса в формирующейся массивной протозвезде. Несмотря на уникальность появления подобных вспышек, с 2019 г. удалось зафиксировать и изучить около 20 подобных событий, в том числе, на РТ-22 Пушинской радиоастрономической Обсерватории и на РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории (Симеиз), см., например, Вольвач и др. [10], Ашимбаева и др. [11], Вольвач и др. [12].

Темное в инфракрасном диапазоне облако (туманность) G24.33+0.11 (другие обозначения MSXDCG024.33+0.11 или G24.33+0.14, далее G24.33) относится именно к такому типу объектов. В данной работе мы представляем наблюдения этого источника в линии молекулы водяного пара H_2O , в спектре которого удалось зафиксировать необычный всплеск.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения источника G24.33 на 13.5 мм были выполнены на 22-м радиотелескопе Пушинской радиоастрономической обсерватории на частоте 22.235 ГГц 5 июля и 28 ноября 2022 г. на ко-

ординатах наведения $\text{RA}(J2000)_{-h35^m07.90''}$, $\text{Dec}(J2000) = -7^\circ35'04.00''$ и при принятом значении величины лучевой скорости в местной системе покоя $V_{\text{LSR}} = 113.84$ км/с.

Ширина диаграммы направленности телескопа составляла $2'.6$, эффективная площадь была принята равной 110 м^2 . Вариант приемника, который использовался в июльских наблюдениях, имел шумовую температуру 250–400 К, в ноябрьских наблюдениях использовался новый приемник, который имел шумовую температуру 110–180 К. Шумовая температура системы контролировалась в ходе наблюдений. При накоплении сигнала применялась диаграммная модуляция с угловым расстоянием между лучами диаграммы $23'$. Для получения спектров использовался 2048-канальный автокорреляционный спектрометр, который обеспечивал частотное разрешение 6.1 кГц, что соответствует разрешению по скорости 0.0823 км/с. Общее описание приемной системы было приведено ранее в публикации Берулиса и др. [13].

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты наблюдений мазера H_2O на РТ-22 в ПРАО представлены в табл. 1. Для двух сессий наблюдений в этой таблице приводится скорость на луче зрения для каждой зафиксированной детали, ширина линии по половине мощности интенсивности, поток в пике линии, среднеквадратическое значение шума вне линии (RMS), и в последнем столбце — время накопления сигнала в часах. В скобках приведены в единицах последнего знака формальные ошибки параметров, которые определены при аппроксимации по методу наименьших квадратов.

На рис. 1 представлены соответствующие спектры H_2O за период первой и второй сессии. Из анализа спектров можно заключить следующее. В первую сессию были обнаружены 4 компонента линии (см. табл. 1), самый яркий из которых с потоком 23.3 Ян на скорости 39.75 км/с во вторую сессию не проявился. Слабый компонент на скорости ~ 43 км/с стал немного ярче и уже. Компонент на ~ 111 км/с в пределах ошибок повторился примерно с тем же потоком и шириной. Вторая по яркости узкая деталь на скорости 124.7 км/с во вторую сессию не повторилась. Во вторую сессию спектр изменился значительно. Появились две хорошо выраженные группы, которые в первой сессии как группы выделялись слабо. В первой группе (на скорости < 50 км/с) появилось больше узких деталей (ширина каждой детали не более 1 км/с) примерно одинаковой, хотя и не очень высокой (< 10 Ян) интенсивности. При этом во второй группе четко обозначились четыре близких по скорости на луче зрения линии

Таблица 1. Результаты наблюдений мазера $\text{H}_2\text{O}(6_{16}-5_{23})$ в источнике G024.33 на РТ-22 в ПРАО в 2022 г.

Сессия	V_{LSR} (км/с)	ΔV (км/с)	F_{peak} (Ян)	RMS (Ян)	T_{obs} (ч)
I 5 июля 2022 г.	39.75	1.01	23.3(7)	3.3	1.2
	43.5(2)	1.15(5)	6(7)		
	111.48(7)	0.88(4)	12.2(8)		
	124.70(4)	0.48(3)	14.5(1.0)		
II 28 ноября 2022 г.	43.41(4)	0.70(3)	9.3(5)	2.0	1.6
	45.98(5)	0.95(5)	8.9(4)		
	49.17(6)	0.59(5)	6.1(5)		
	51.81(5)	0.52(4)	6.2(5)		
	55.36(7)	0.53(4)	4.6(5)		
	100.70(6)	0.93(5)	8.9(5)		
	103.15(1)	0.52(2)	45.9(6)		
	104.60(8)	0.59(3)	7.8(7)		
	108.00(1)	0.60(5)	2.7(6)		
	111.33(2)	0.52(5)	13.1(5)		

(средняя скорость группы ~ 104 км/с), одна из которых на лучевой скорости 103.15(1) км/с имеет величину потока 45.9(6) Ян.

Новая деталь, зафиксированная на скорости 103.15 км/с (в таблице параметры этой линии выделены рельефным шрифтом), ранее не наблюдалась (см. набор спектров H_2O , представленный в

базе данных <https://maserdb.net/> [14]). В табл. 2 выписаны значения потоков и скоростей для наиболее характерных спектров H_2O .

Отметим, что деталь спектра H_2O на лучевой скорости 111 км/с присутствует как в наблюдениях 2022 г. (и в июле, и в ноябре) (см. табл. 1), так и в спектрах 2008–2010 гг. (см. табл. 2), при этом

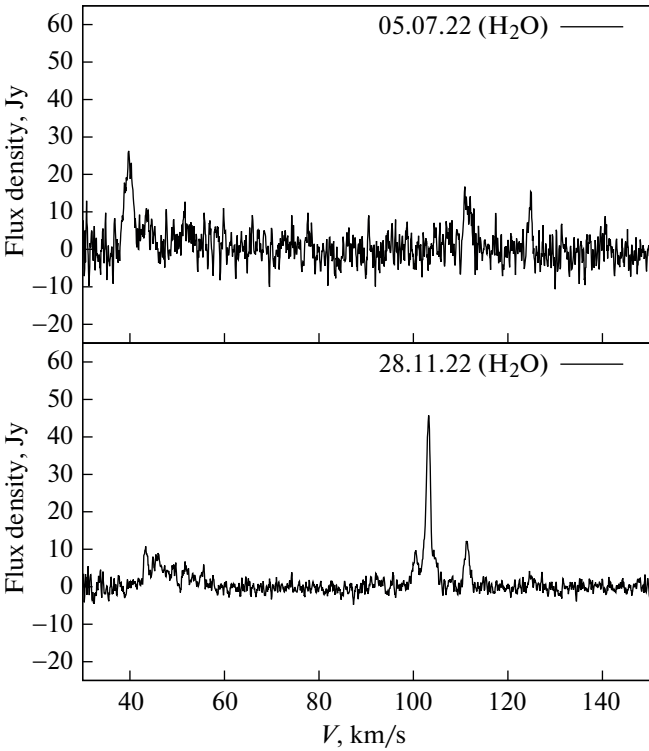


Рис. 1. Спектры мазера H_2O в источнике G024.33, полученные на РТ-22 в ПРАО в 2022 году.

Таблица 2. Значения потоков и скоростей для спектров H_2O в источнике G024.33+00.11 (G024.33+00.14) в разные периоды наблюдений из базы данных <https://maserdb.net/> и в наблюдениях 2019 г.

Дата наблюдений	V_{LSR} (км/с)	F_{peak} (Ян)	Ссылка
2023 г., август 12–15, 19	61.7	7.4	Шимчак и др. [33]
2008–2010 гг., август	110.9	16.3	Уолш и др. [34]
2008–2010 гг.	110.9	12.5	Цыгановская и др. [35]
2019 г.			
27 сентября–27 октября	125.1	8	Кобак и др. [16]
2 декабря	124.8	9.39	
2019 г., ноябрь 26, 27	124.8	28.2	Маккарти и др. [6]

плотность потока — 12–16 Ян — на этой скорости примерно постоянна. Важные и интересные дополнительные наблюдения мазера H_2O , выполненные в сентябре–декабре 2019 г. (выделены в табл. 2 курсивом), обсуждаются ниже. Из рассмотрения данных, представленных в табл. 1 и 2, следует, что появление новой яркой мазерной детали на скорости 103.15 км/с в ноябре 2022 г. (увеличение яркости в десятки раз) требует внимательного анализа.

4. ДИСКУССИЯ

Область G24.33 в течение многих лет находится в сфере интересов многих наблюдателей, изучающих ее как в линиях H_2O , так и в линиях метанола. На основании 10 серий успешных наблюдений метанольного мазера II класса (сПММ) за период с 1992 по 2018 г. в базе данных <https://maserdb.net/> для этого периода представлены 2 спектра на частоте 12.2 ГГц и 8 спектров на частоте 6.6 ГГц. По этим спектрам можно сделать вывод, что на скорости 103 км/с на частотах сПММс излучение не наблюдалось.

В 2019 г. появилось сообщение об обнаружении вспышки в метанольном мазере на частоте 6.7 ГГц на скорости на лучевой скорости 115 км/с: поток в указанном компоненте линии увеличился дважды — в 2.5 и в 5 раз за 80 дней. Наблюдения проводились на однозеркальном 32-м радиотелескопе в Торуни (Республика Польша) (Волак и др. [15]). Дополнительные наблюдения излучения метанола и водяного пара в этом источнике были выполнены в течение трех месяцев в сентябре–ноябре 2019 г. на интерферометрических сетях VLBA (Very Long Base Array, USA), EVN (European VLBI Network) и LBA (Long Base Array, Australia) с участием РТ-32 в Торуни (Кобак и др. [16]). Эти наблюдения проводились с целью выявить особенности пространственной структуры и эволюции мазеров метанола и водяного пара в период вспышки в метанольном мазере, о которой в 2019 г. сообщалось в телеграмме [15].

В линии водяного пара были обнаружены две компактные структуры, расположенные в центральной части источника. “Южная” структура вытянута вдоль оси биполярного потока с градиентом скорости от 124 до 127 км/с (см. сравнения в табл. 1 и 2). Другая компактная структура, соответствующая лучевым скоростям 122–123 км/с, расположена севернее, и можно проследить переходной мост между этими структурами на скорости 124 км/с (см. сравнения в табл. 1 и 2). Эта мазерная деталь присутствует в спектре H_2O , полученном в ПРАО 5 июля 2022 г., и заметно ослабевает 28 ноября, однако деталь мазера H_2O , зафиксированная на РТ-22 в ПРАО на скорости $V_{\text{LSR}} = 103.15$ км/с в ноябре 2022 г., не была зафиксирована и была обнаружена существенно позже наблюдений 2019 г., представленных в работе Кобак и др. [16].

Основные причины изменений интенсивности молекулярных линий в областях формирования протозвезд, которые начали обсуждать более полувек тому назад и продолжают обсуждать в настоящее время, это столкновение облаков и аккреционные процессы. Выводы касались процессов формирования как маломассивных, так и массивных протозвезд. Значительную роль при этом играли исследования в инфракрасных диапазонах в линиях HCN, CO и молекулярного водорода на длине волны 2 мкм.

В качестве примера можно привести наблюдения в Австралии (РТ-22, Мопра) и в Чили (РТ-10, ASTE, Atacama Sub-millimeter Telescope Experiment), в которых обнаружено слияние двух облаков в хорошо известной галактической туманности Trifid Nebula M20 (Торий и др. [17]). Процесс столкновения между двумя компонентами этих облаков (cloud-cloud-collision, CCC) сжимает вещество между ними, формируя скопление массивных звезд. Молекулярные линии радио и инфракрасного диапазона ^{12}CO , ^{13}CO , $J = 1-0$ (115.3 ГГц, РТ-22) и ^{12}CO , $J = 3-2$ (345.8 ГГц, РТ-10) указывают на наличие трех молодых звездных объектов (young stellar object, YSO).

Подобные наблюдения были проведены для туманности S44 на тех же телескопах в тех же линиях, а также на еще одном радиотелескопе, также установленном в Чили — NANTEN2 (4-m millimeter/sub-millimeter radio telescope, Nagoya University) (Кохно и др. [18]). Наблюдалась два облака, которые сталкиваются друг с другом, создавая сжатый слой. В наиболее плотной части сжимаемой среды формируются звезда большой массы и окружающая ее структура в форме пузыря (bubble).

В одной из последних работ на эту тему (см. Ямада и др. [19]) были привлечены архивные данные наблюдений в линиях ^{12}CO и ^{13}CO в туманности Sh2-233, полученные на телескопе SMT (Submillimeter Telescope) в радиообсерватории в штате Аризона, США. По аналогичному сценарию два облака сталкиваются друг с другом и сжимают расположенный между ними газ. Перпендикулярно столкновению наблюдается нитевидное волокно (filament) с двумя плотными ядрами, одно из которых содержит источник IRAS 05358+3543, являющийся кандидатом в прото-звезды большой массы. Источник IRAS 05358+3543 — центральный объект структуры S233, который входит в комплекс большой области звездообразования S231-S235. Эта область наблюдалась в Пушинской радиоастрономической обсерватории (Ладейщиков и др. [20]) — IRAS 05358+3543 назван скоплением молодых звезд S233-IR.

В перечисленных выше работах, в которых обсуждается возможное влияние эффекта CCC на образование массивных звезд, наблюдения в линии H_2O не проводились. Наиболее ранний мониторинг 1143 источников IRAS в этой линии был выполнен на PT-100 в Эффельсберге (Вутерлут и др. [21]). В этой публикации для источника IRAS 05358+3543 приведены параметры линии H_2O , которые указывают на сильное изменение интенсивности в деталях линий H_2O между периодами 1985–1986 и 1988–1991 гг.: всплеск до 100 Ян в 1985–1986 гг., который не повторился в 1988–1991 гг. (в таблицах и на спектрах обозначен как WB681 (см. обзор Вутерлут и Бранд [22])).

В 1998 г. в феврале и в ноябре этот источник наблюдался на 22 ГГц и на 6.7 ГГц также на PT-100 в Эффельсберге (Шридаран и др. [23]). Он характеризуется как массивная протозвезда на очень ранней стадии развития. Получено значение потока в линии H_2O : 45 Ян на скорости между двумя интервалами, приведенными ранее в обзор Вутерлут и др. [21].

Таким образом, уже из этих двух обзоров на PT-100 на примере для S233 можно сделать вывод, что в тех областях, где наблюдается эффект CCC, в спектре линий H_2O наблюдается переменность, которая может быть обусловлена массив-

ной протозвездой, т.е. не связана напрямую с процессом CCC.

В отличие от процесса Cloud-Cloud-Collision, аккреционные процессы являются непосредственной причиной возникновения мазерной активности в окружающей их среде. Аккреционные события — это прирост вещества и сброс его излишков [24]. Первое сообщение об обнаружении вспышки в результате аккреционного события в массивном протозвездном объекте было опубликовано в 2017 г. (Каратти и др. [25]). Вспышка была зафиксирована в метаноле на частоте 6.7 ГГц в направлении области S255 и датируется приблизительно 2015 г. Наблюдения в инфракрасном диапазоне показали, что вспышка произошла в дискообразной структуре вокруг формирующейся массивной звезды. Увеличения яркости отмечены в изображениях в коротковолновом инфракрасном диапазоне на длинах волн 1.65 и 2.16 мкм в источнике S255IR NIRS. На эффект сброса излишков вещества центральной протозвездой указывает структура в виде биполярного оттока вещества, перпендикулярная диску, в которой рассеивается излучение от центрального аккрецирующего источника. Эти выводы были подтверждены более поздними наблюдениями в этом источнике подъема и спада излучения в метанольном мазере на частоте 349.1 ГГц на субмиллиметровой решетке SMA и на решетке миллиметрового/субмиллиметрового диапазона ALMA (Лиу и др. [26]).

В том же 2017 г. была опубликована статья, в которой сообщалось о начале в 2015 г. сильной вспышки в 10 из 15 мазерных переходов от трех видов молекул (H_2O , CH_3OH и OH) в источнике NGC 6334I (Хантер и др. [27]). Сравнение изображений, полученных на решетке SMA на волне 0.87 мм в 2008 г. и на решетке ALMA на 1.1 мм и на 0.87 мм в 2016 г., позволило определить длительность вспышки — примерно 1 год. Избыточное излучение континуума (пыль) — протяженное и вытянутое по форме фрагментированного диска — не ассоциируется с отдельными протозвездами. Отмечается, что увеличение мазерного и пылевого излучения указывает на внезапное событие аккреции при росте массивной протозвезды. Следует отметить, что мазерное излучение H_2O и метанола II класса на частоте 6.7 ГГц пространственно не совпадают: H_2O формируется только в MM1 (сверхкомпактная структура скопления массивных протозвезд), излучение метанола на 6.7 ГГц — в протозвездных системах MM2 и MM3.

В источнике G25.65+1.05, который обсуждался в начале статьи как пример удачного и продуктивного мониторинга на PT-22 в ПРАО, наблюдается 4 компонента V1-V4, один из них — VLA2 — предположительно, является аккрецирующей протозвездой, в окрестности которого наблюда-

лась вспышка (Баяндина и др. [28]). Однако в данном случае усиление мазерного излучения в линии H_2O не связано непосредственно с этой протозвездой: на карте имеется структура в форме “У”, отслеживающая положение мазерных областей. Эта структура вершиной сходится в окрестности источника VLA1 (см. рис. 3 в работе Бернс и др. [29]). Вспышка наблюдается именно в окрестности VLA1. Согласно интересной модели, представленной в этой работе, к свержвсплеску в источнике G25.65 приводит увеличение длины мазерного пути в плоскости неба вдоль луча зрения до точки наблюдения, которое является результатом случайного перекрытия нескольких излучающих в мазерной линии H_2O областей (геометрическое совмещение).

Следующая область, в которой были зафиксированы аккреционные вспышки, — протоскопление массивных звезд G358.93-0.03-MM1-MM8, в котором в источнике континуума MM1 в ближнем и дальнем инфракрасном диапазоне в 2019 г. был зафиксирован сильный избыток излучения. MM1 — массивный протозвездный объект, который ассоциируется со струей (джетом), направленной на наблюдателя (Штеклун и др. [30]). Первыми в наблюдаемой вспышке были зафиксированы мазеры метанола, позднее — мазеры H_2O . Отметим, что в отношении этого источника высказывались соображения, которые объясняли данный эффект в рамках аккреционной модели MM1 связью с геометрией распространения тепловой волны в окрестности этого источника [32]. Сложная картина вспышек в метаноле и в H_2O менялась также в окрестностях других компонентов скопления [31, 32].

Цель приведенных выше исследований заключалась в том, чтобы понять, могут ли случаи переменности в различных спектральных линиях инфракрасного и радиодиапазона дать основания для построения определенных моделей источников и интерпретации природы изменения разнообразных вспышек. Предлагаемые результаты наблюдений и соответствующие сценарии позволяли выяснить, формируются ли массивные звезды в процессах слияния молекулярных облаков или в результате захвата и последующего сброса межзвездного вещества. В нашем случае при наличии единственного наблюдения увеличения интенсивности в мазере H_2O в источнике G24 только на одном телескопе выводы и предположения относительно природы этого явления не представляются состоятельными. Очевидно, что требуются дополнительные наблюдения, в том числе интерферометрические.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По фактам рассмотренных наблюдений можно сделать следующие следующие выводы.

1. Представлен краткий анализ некоторых актуальных наблюдений вспыхивающих мазеров H_2O в небольших облаках IRDC, темных в инфракрасном диапазоне длин волн на фоне более яркого излучения Галактической плоскости.

2. В темном на фоне Галактического инфракрасного излучения облаке G24.33+0.11 (G24.33+0.14) в наблюдениях 28 ноября 2022 г. на РТ-22 Пушинской радиоастрономической обсерватории зафиксировано появление мазерной детали в спектре H_2O на лучевой скорости $V_{\text{LSR}} = 103.15$ км/с с потоком в пике $49.5(\pm 6)$ Ян при ширине линии по половине мощности интенсивности 0.52 км/с.

3. Данная деталь не была обнаружена на РТ-22 в ПРАО 5 июля 2022 г. и не наблюдалась ранее другими исследователями за период с августа 2003 г. по декабрь 2019 г.

4. Деталь в мазере H_2O на скорости $V_{\text{LSR}} = 103.15$ км/с появилась позднее, чем произошла вспышка мазера метанола на скорости $V_{\text{LSR}} = 115.15$ км/с вблизи аккрецирующего ядра (сентябрь 2019 г., Волак и др. [15]) и позднее, чем в сеансе наблюдений водяного пара на VLBA (сентябрь-декабрь 2019 г.) (Кобак и др. [16]).

5. Разница во времени между наблюдениями мазера H_2O на VLBA и на РТ-22 в ПРАО составляет 35 мес. Возможно, патрулирование излучения водяного пара следует проводить в этом источнике более часто.

6. Полученный результат подчеркивает важность мониторинга состояния мазеров как в линиях водяного пара, так и в линиях метанола, и необходимости картографирования исследуемого источника в том же промежутке времени, поскольку именно такой подход будет играть ключевую роль для понимания происходящих в нем процессов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность сотрудникам Пушинской радиоастрономической обсерватории А.П. Цивилеву и Д.И. Суворину за проведение наблюдений на радиотелескопе и за оперативный предварительный анализ полученных данных.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор данной работы заявляет, что у нее нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. D. Mill, R. R. O’Neil, S. Price, G. J. Romick, et al., *Spacecraft and Rockets* **31**, 900 (1994).

2. *R. Simon, J. M. Jackson, J. M., Rathborne, E. T. Chambers*, *Astrophys. J.* **639**, 227 (2006).
3. *N. Peretto, G. A. Fuller*, *Astron. and Astrophys.* **505**, 405 (2009).
4. *C. Battersby, J. Bally, J. M. Jackson, A. Ginsburg, Y. L. Shirley, W. Schlingman, J. Glenn*, *Astrophys. J.* **721**, 222 (2010).
5. *L. Blitz*, in *Protostars and Planets III*, eds. E. H. Levy, J. I. Lunine, University of Arizona Press, Tucson, Arizona (1993).
6. *T. P. McCarthy, G. Orosz, S. P. Ellingsen, S. L. Breen, et al.*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **509**, 1681 (2022).
7. *E. E. Lekht, M. I. Pashchenko, G. M. Rudnitskii, A. M. Tolmachev*, *Astron. Rep.* **62**, 213 (2018).
8. *A. E. Volvach, L. N. Volvach, G. MacLeod, O. Bayandina, N. Shakhvorostova, I. Val'tts*, *The Astronomer's Telegram* **10728**, 1 (2017).
9. *N. Shakhvorostova, A. Alakoz, A. Sobolev*, in “Unlocking the Mysteries of the Universe”, A. Tarchi, M. J. Reid, and P. Castangia, eds., *Proc. IAU Symp.* **S336**, 447–448, (2017).
10. *A. E. Volvach, L. N. Volvach, M. G. Larionov*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **522L**, 6L (2023).
11. *N. T. Ashimbaeva, E. E. Lekht, V. V. Krasnov, A. M. Tolmachev*, *Astron. Rep.* **66**, 1267 (2022).
12. *L. N. Vol'vach, A. E. Vol'vach, M. G. Larionov, P. Wolak, et al.*, *Astron. Rep.* **63**, 652 (2019).
13. *I. I. Berulis, V. A. Gusev, A. V. Kutsenko, G. T. Smirnov, R. L. Sorochenko, A. M. Tolmachev, V. A. Shirochenkov*, *Trudy Akademii Nauk SSSR Fizicheskii Institut* **135**, 35 (1983).
14. *D. A. Ladeyschikov, O. S. Bayandina, A. M. Sobolev*, *Astron. J.* **158**, 233 (2019).
15. *P. Wolak, M. Olech, M. Szymczak, A. Bartkiewicz, M. Durjasz*, *The Astronomer's Telegram* **13080**, 1 (2019).
16. *A. Kobak, A. Bartkiewicz, M. Szymczak, M. Olech, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **671**, 135 (2023).
17. *K. Torii, Y. Hattori, K. Hasegawa, A. Ohama, et al.*, *Astrophys. J.*, **835**, 142 (2017).
18. *M. Kohno, K. Tachihara, S. Fujita, Y. Hattori, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **73**, 338 (2021).
19. *R. I. Yamada, Y. Fukui, H. Sano, K. Tachihara, et al.*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **515**, 1012 (2006).
20. *D. A. Ladeyschikov, M. S. Kirsanova, A. P. Tsvilev, A. M. Sobolev*, *Astrophys. Bulletin* **71**, 208 (2016).
21. *B. J. G. Wouterloot, J. Brand, K. Fiegle*, *Astron. and Astrophys. Suppl.*, **589**, 389 (1993).
22. *B. J. G. Wouterloot, J. Brand*, *Astron. and Astrophys. Suppl.*, **80**, 149 (1989).
23. *T. K. Sridharan, H. Beuther, P. Schilke, K. M. Menten*, *Astrophys. J.*, **566**, 931 (2002).
24. *O. S. Bayandina, R. A. Burns, S. E. Kurtz, L. Moscadelli, A. M. Sobolev, B. Stecklum, I. E. Val'tts*, *Astron. Astrophys.*, **673**, A60 (2023).
25. *A. Caratti o Garatti, B. Stecklum, R. Garcia Lopez, J. Eisloff, et al.*, *Nature Physics*, **13**, 276 (2017).
26. *Sheng-Yuan Liu, Yu-Nung Su, I. Zinchenko, Kuo-Song Wang, Yuan Wang*, *Astrophys. J. Lett.* **863**, L12 (2018).
27. *T. R. Hunter, C. L. Brogan, G. MacLeod, C. J. Cyganowski, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **837**, L29 (2017).
28. *O. S. Bayandina, R. A. Burns, S. E. Kurtz, N. N. Shakhvorostova, I. E. Val'tts*, *Astrophys. J.* **884**, 140 (2019).
29. *R. A. Burns, G. Orosz, O. Bayandina, G. Surcis, et al.*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **491**, 4069 (2020).
30. *B. Stecklum, V. Wolf, H. Linz, A. Caratti o Garatti, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **646**, 161 (2021).
31. *O. S. Bayandina, C. L. Brogan, R. A. Burns, X. Chen, T. R. Hunter, S. E. Kurtz, G. C. MacLeod, A. M. Sobolev, K. Sugiyama, I. E. Val'tts, and Y. Yonekura*, *Astron. J.* **163**, 83 (2022).
32. *O. S. Bayandina, C. L. Brogan, R. A. Burns, A. Caratti o Garatti, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **664**, A44 (2022).
33. *M. Szymczak, T. Pillai, K. M. Menten*, *Astron. and Astrophys.* **434**, 613 (2005).
34. *A. J. Walsh, S. L. Breen, T. Britton, K. J. Brooks, et al.*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **416**, 176 (2011).
35. *C. J. Cyganowski, J. Koda, E. Rosolowsky, S. Towers, M. J. Donovan, F. Egusa, R. Momose, T. P. Robitaille*, *Astrophys. J.* **764**, 213 (2013).

PECULIAR SPECTRUM OF THE WATER MASER IN THE DARK NEBULA MSXDCG24.33+011(G24.33+014)

I. E. Val'tts^a

^a*Astro Space Center, P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Giant molecular clouds (GMC) in our and other galaxies and small dense molecular clouds inside the Galaxy (IRDC) form cores due to gravitational instability, in which massive stars and clusters of low-mass stars arise. The high background of infrared radiation inside the Galaxy creates advantages in favor of IRDCs in the study of star formation processes and accompanying phenomena such as accretion, the appearance of HII regions, bipolar outflows, and others that cause various responses in their molecular composition. As a part of studying the evolutionary state in the cloud IRDC MSXDCG24.33+011 (the alternative name is G24.33+014), observations of the water vapor maser were made. On November 28 (2022) during the observations using the RT-22 of the Pushchino Radio Astronomy Observatory, the H₂O maser detail at the velocity of $V_{\text{LSR}} = 103.15$ km/s with the linewidth of 0.52 km/s was detected. Peak flux of 49.5(±6) Jy was recorded. This detail was not detected on RT-22 in the PRAO on July 5 (2022) and has not been seen before by other researchers.

Keywords: magnetospheres, exoplanets, stellar wind

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И КИНЕМАТИКА ПЛОТНЫХ ЯДЕР, СВЯЗАННЫХ С ОБЛАСТЯМИ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД ЮЖНОГО НЕБА

© 2023 г. Л. Е. Пирогов^{1,*}, П. М. Землянуха¹, Е. М. Домбек¹, М. А. Воронков²

¹Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН им. А.В. Гапонова-Грехова, Нижний Новгород, Россия

²Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (CSIRO) Space and Astronomy, Epping NSW, Australia

*E-mail: pirogov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 28.08.2023 г.

После доработки 15.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

Представлены результаты спектральных наблюдений в диапазоне частот $\sim 84\text{--}92$ ГГц шести объектов южного неба, содержащих плотные ядра, и связанных с областями образования массивных звезд и звездных скоплений. Наблюдения проведены с помощью радиотелескопа MOPRA-22m. В рамках приближения локального термодинамического равновесия (ЛТР) рассчитаны концентрации на луче зрения и распространенности молекул H^{13}CN , H^{13}CO^+ , HN^{13}C , HC_3N , $c\text{-C}_3\text{H}_2$, SiO , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ и CH_3CN . Получены оценки кинетических температур ($\sim 30\text{--}50$ K), размеров областей излучения ($\sim 0.2\text{--}3.1$ пк) и вириальных масс ($\sim 70\text{--}4600 M_\odot$). Ширины линий в трех ядрах уменьшаются с увеличением расстояния от центра. В четырех ядрах наблюдается асимметрия профилей оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1\text{--}0)$ и $\text{HCN}(1\text{--}0)$, указывающая на наличие систематических движений на луче зрения. В двух случаях характер асимметрии может быть вызван сжатием газа. Проведено вписывание модельных спектральных карт $\text{HCO}^+(1\text{--}0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1\text{--}0)$, полученных в рамках не-ЛТР сферически-симметричной модели, в наблюдаемые. Рассчитаны радиальные профили плотности ($\propto r^{-1.6}$), турбулентной скорости ($\propto r^{-0.2}$) и скорости сжатия ($\propto r^{0.5}$) в ядре G268.42–0.85. Профиль скорости сжатия отличается от ожидаемого как в случае свободного падения газа на протозвезду ($\propto r^{-0.5}$), так и в случае глобального коллапса ядра (скорость сжатия не зависит от расстояния). Приведено обсуждение полученных результатов.

Ключевые слова: звездообразование, молекулярные облака, плотные ядра, молекулярные линии, моделирование

DOI: 10.31857/S0004629923120071, **EDN:** DDFKCK

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования плотных ядер молекулярных облаков являются важным средством для оценки начальных условий процесса звездообразования. Особенное внимание привлекают ядра, связанные с областями образования звезд большой массы ($\gtrsim 8M_\odot$) и звездных скоплений. Несмотря на сильно возросший объем наблюдений таких объектов за последнее время, согласованный сценарий их образования далек от завершения (см., напр., [1, 2]). По сравнению с областями образования звезд с массами порядка или меньше солнечной они более редки, расположены на больших расстояниях, быстрее эволюционируют

и обладают скрытой фазой развития перед главной последовательностью. На ранних стадиях эволюции массивные звезды активно взаимодействуют с родительским плотным ядром, увеличивают турбулентность и температуру, приводят к появлению ударных волн и истечений, вызывают фрагментацию, дальнейшее сжатие и при определенных условиях новую фазу звездообразования. Химический состав газа в областях образования массивных звезд обогащен из-за испарения молекул с поверхности пылинок. Излучение отдельных компактных областей в линиях молекул воды, метанола и гидроксила и некоторых других может иметь мазерную природу. Наблюдаемые профили линий существенно уширены за счет

турбулентных и систематических движений. Эти эффекты часто накладываются друг на друга, что усложняет интерпретацию наблюдений.

Существуют различные предположения о состоянии ядер, в которых происходит образование звезд. Так, в модели сингулярной изотермической сферы [3, 4], предполагается, что квазиравновесное сферическое ядро с радиальным профилем плотности Боннора-Эберта (плоский участок вблизи центра и близкая к r^{-2} зависимость в оболочке) эволюционирует к состоянию с сингулярностью в центре (протозвезда), после чего начинается коллапс, который распространяется изнутри наружу (“inside-out”). В модели турбулентного ядра [5], предложенной для описания образования массивных звезд и звездных скоплений, в качестве начального состояния рассматривается сфера в гидростатическом равновесии, обладающая сверхзвуковой турбулентностью и профилем плотности $r^{-3/2}$ [5, 6], в которой отсутствуют систематические движения. Как в модели сингулярной изотермической сферы, так и в модели турбулентного ядра в области, где газ коллапсирует на протозвезду, радиальные профили плотности и скорости имеют вид $r^{-3/2}$ и $r^{-1/2}$ соответственно.

Альтернативный подход, как, например, в модели глобального иерархического коллапса [7], исходит из того, что ядра, как и родительские облака, являются неравновесными объектами, находящимися в процессе глобального коллапса еще до формирования протозвезды, а наблюдаемая близость их к состоянию вириального равновесия происходит, в частности, из-за близости скорости свободного падения к вириальной. В данной модели, основанной на классических работах Ларсона и Пенстона [8, 9], после формирования протозвезды профиль плотности в оболочке имеет вид r^{-2} , а скорость сжатия постоянна и не зависит от радиального расстояния (см., напр., [7, 10]). Поскольку как в модели квазиравновесного, так и неравновесного ядра профили плотности в оболочке близки, именно профиль систематической скорости может служить фактором, позволяющим сделать выбор между моделями.

Из-за неоднородного распределения плотности газа в ядрах и наличия систематических движений газа наблюдаемые профили молекулярных линий с большой оптической толщиной могут отличаться от гауссовых и обладать асимметрией, связанной с различием условий, влияющих на их формирование на луче зрения, и смещением по скорости из-за эффекта Доплера. Для интерпретации таких спектров и для оценки параметров структуры и поля скоростей необходимо проводить расчеты возбуждения молекул с учетом отличий от локального термодинамического равно-

весия (ЛТР) и сравнивать расчетные спектры с наблюдаемыми. Среди молекулярных линий, индикаторов плотного газа, оптически толстые линии $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ являются одними из наиболее чувствительных к кинематике и распределению плотности.

Анализ данных наблюдений пяти областей образования массивных звезд северного неба, связанных с мазерами метанола [11], позволил обнаружить асимметрию профилей оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ в четырех из них. Для одного из рассмотренных в работе [11] ядер с признаками сжатия (L1287 или G121.28+0.65) с помощью не-ЛТР модели был проведен анализ данных наблюдений в линиях $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ и в линиях более редких изотопов [12]. Для вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые был применен специально разработанный алгоритм, основанный на методах главных компонент и k-ближайших соседей [12]. Были получены оценки оптимальных параметров радиальных профилей плотности, турбулентной скорости и скорости сжатия. Оказалось, что степенной индекс профиля скорости сжатия в L1287 близок к нулю, что указывает на вероятность глобального коллапса этого ядра. Чтобы ответить на вопрос, насколько типичным является данный случай, необходимо проведение дальнейших исследований ядер, связанных с областями образования массивных звезд и звездных скоплений и обладающих признаками сжатия.

Выборка плотных ядер, связанных с областями образования массивных звезд и звездных скоплений южного неба, ранее исследовалась в различных молекулярных линиях и в континууме [13–20]. Был определен ряд физических параметров ядер, рассчитаны профили плотности [21] и получены оценки химического состава; в нескольких объектах обнаружены эффекты химической дифференциации [18].

В настоящей работе приведены результаты наблюдений шести объектов из данной выборки в различных молекулярных линиях в 3-мм диапазоне длин волн и делаются оценки их физических характеристик и химического состава. Для двух ядер наблюдаемые профили линий $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$, в которых есть указания на вероятность сжатия газа, проведен анализ данных наблюдений с помощью модельных расчетов. Для одного из них приведены оценки параметров пространственного распределения плотности и скорости.

2. ИСТОЧНИКИ

Объектами исследования являлись шесть областей образования массивных звезд и звездных скоплений южного неба, наблюдавшихся нами

Таблица 1. Список источников

Источник	$\alpha(2000)$ h m s	$\delta(2000)$ ° ' "	D , кпк	Ссылка	Ассоциации с другими объектами
G268.42–0.85	09 01 54.3	–47 43 59	1.7 (0.1)	[22]	IRAS 09002–4732
G269.11–1.12	09 03 32.8	–48 28 39	2.6	[13]	IRAS 09018–4816
G270.26+0.83	09 16 43.3	–47 56 36	1.3 (0.2)	[23]	IRAS 09149–4743, RCW 41
G285.26–0.05	10 31 30.0	–58 02 07	4.7	[13]	IRAS 10295–5746
G291.27–0.71	11 11 49.9	–61 18 14	2.8 (0.3)	[24]	IRAS 11097–6102, NGC 3576, RCW 57
G294.97–1.73	11 39 12.6	–63 28 47	1.2	[13]	IRAS 11368–6312

Примечание. Расстояния до объектов G268.42, G291.27 получены методом параллакс по данным спутника Gaia, расстояние до G270.26 оценено спектроскопическим методом, для остальных объектов приведены кинематические расстояния. Поскольку значения погрешностей последних в литературе не приведены, при расчетах мы произвольно брали их равными 0.3 кпк (G269.11 и G294.97) и 0.5 кпк (G285.26).¹

ранее в линиях CS(2–1) и CS(5–4) [13, 18], $N_2H^+(1-0)$ [17], а также в континууме на длинах волн 1.2 мм и 350 мкм [18, 20]. Список источников приведен в табл. 1. Там же приведены расстояния до объектов и указаны ассоциации с другими объектами.

Помимо точечных источников IRAS и мазерных источников, в исследуемых ядрах есть ультракомпактные области Н II, источники ближнего инфракрасного диапазона, субмиллиметровые и радиосточники, а также молекулярные истечения. Болюметрические светимости источников IRAS рассчитывались, как интеграл от вписанной кривой излучения “серого” тела в зависимость потока от частоты [18] с учетом расстояний из табл. 1. Информация о наличии мазерных источников взята из базы данных maserdb.net [25].

В области G268.42–0.85 источник IRAS 09002–4732 ($L \sim 8 \times 10^4 L_\odot$) связан с погруженным в плотное газопылевое облако молодым звездным скоплением, доминирующим членом которого является звезда спектрального класса O7 [22]. Измерения методом параллакс по данным спутника Gaia дают расстояние до скопления 1.7–1.8 кпк [22]. Со скоплением связана ультракомпактная зона Н II [26, 27]. В ядре наблюдается мазер воды [28].

Источник IRAS 09018–4816 в области G 269.11–1.12 ($L \sim 6 \times 10^4 L_\odot$), связанный с ультракомпактной зоной Н II [29], находится к югу от плотного ядра. Как в направлении центра ядра, так и вблизи источника IRAS зарегистрированы мазеры воды [28, 30]. Вблизи центра ядра наблюдается мазер метанола II класса на частоте 6.7 ГГц [31]. В

ядре также наблюдаются мазерные линии метанола I класса [32–36].

Плотное ядро G270.26+0.83 связано с областью Н II RCW41, состоящей из двух отдельных компактных областей, источниками которых являются звезды спектральных классов O9 V и B0 V соответственно [27]. Источник IRAS 09149–4743 со светимостью $\sim 5 \times 10^3 L_\odot$ находится на периферии ядра. В ядре находится скопление молодых звездных объектов, наблюдаемых как источники ближнего ИК диапазона [37, 38], а также мазеры воды [30] и метанола I класса [32–36] и II класса [31].

Область G285.26–0.05 состоит из двух ядер. В ядре 1 находится источник IRAS 10295–5746 ($L \sim 5 \times 10^5 L_\odot$) и ультракомпактная область Н II [29], а также скопление инфракрасных источников 2MASS [39], мазеры OH [40], воды [41] и метанола II класса [42]. В ядре 2 наблюдается мазер воды [41], и в нем (как и в ядре 1) обнаружено излучение в линии Br γ [43], что указывает на существование Н II области, вероятно, погруженной в плотную пылевую оболочку.

Источник IRAS 11097–6102 ($L \sim 3 \times 10^5 L_\odot$) находится в центральной части протяженного газопылевого сгустка G291.27–0.71. Здесь находится область Н II [44], взаимодействие которой с родительским облаком, по-видимому, определяет морфологию сгустка, состоящего из нескольких фрагментов и соответствующих ИК-источников. В области наблюдаются мазеры воды [41] и метанола II класса [31, 45].

Область G294.97–1.73 состоит из двух ядер. Ядро 1 связано с источником IRAS 11368–6312 ($L \sim 6 \times 10^3 L_\odot$) и ультракомпактной областью Н II [46]. В обоих ядрах наблюдаются мазеры во-

¹ Здесь и далее используются сокращенные названия объектов. Номера в скобках, следующих за названиями G285.26 и G294.97, соответствуют отдельным ядрам.

ды [30, 41]. В ядре 1 наблюдаются мазерные линии метанола I класса [32, 33, 36] и II класса [47]. Ядро 2 связано мазером метанола II класса [31].

3. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения шести объектов из табл. 1 проводились в 2010 г. с помощью 22-м радиотелескопа MOPRA (Австралия)² (проект M526). При наблюдениях использовался приемник 3-мм диапазона длин волн с СИС-смесителем на входе. Шумовая температура системы в течение периода наблюдений изменялась в диапазоне: $\sim 140\text{--}200$ К в зависимости от источника и погодных условий. Для спектрального анализа использовался спектроанализатор MOPS с общей полосой 8 ГГц³, что позволяло регистрировать одновременно несколько молекулярных линий в диапазоне $\sim 84\text{--}92$ ГГц. Полоса наблюдений была разделена на 16 поддиапазонов шириной в 137.5 МГц, настроенных на линии молекул HCO^+ , HCN , HNC и их более редких изотопов, а также на линии молекул HC_3N , SiO , CH_3OH , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$, CH_3CN и некоторых других. Каждый поддиапазон состоял из 4096 каналов, что давало разрешение по скорости ~ 0.11 км/с. Ширина основного луча диаграммы направленности телескопа MOPRA составляла $36''$ в данном диапазоне [48]. Эффективность использования основного луча на частоте 86 ГГц составляла 0.49 [48].

Картирование проводилось в режиме OTF. Для каждого объекта получены карты размером $2' \times 2'$. Ошибки наведения регулярно уточнялись по наблюдениям мазеров SiO и не превышали $5'' \pm 2''$. Для калибровки спектральных наблюдений использовался источник Orion KL. Обработка полученных данных проводилась с использованием пакетов Livedata и Gridzilla⁴, с помощью которых производилось вычитание базовой линии 1-го порядка, усреднение и формирование кубов данных (две координаты и скорость) с фиксированным шагом по обеим координатам ($15''$, Nyquist sampling).

² Телескоп MOPRA является частью Национального фонда телескопов Австралии (ATNF). На момент наблюдений он финансировался правительством Австралии как национальный объект, управляемый Государственным объединением научных и прикладных исследований (CSIRO).

³ Банк цифровых фильтров Университета Нового Южного Уэльса был предоставлен для наблюдений на телескопе MOPRA при поддержке Австралийского исследовательского совета.

⁴ <https://www.atnf.csiro.au/computing/software/livedata/index.html>

4. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Для всех наблюдавшихся объектов получены карты в линиях $\text{CH}_3\text{OH}(5_{-1}-4_0 \text{ E})$, $\text{c-C}_3\text{H}_2(2_{1,2}-1_{0,1})$, $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{SiO}(2-1)$, $\text{HCN}(1-0)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HNC}(1-0)$ и $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$. В направлении центральных позиций объектов зарегистрированы линии $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$, $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$.

В табл. 2 приведен список зарегистрированных молекулярных линий в порядке возрастания частоты с указанием перехода, частоты и энергии верхнего уровня (в единицах температуры). На рис. 1 приведены спектры в направлении позиций, близких к центрам ядер, где интенсивности большинства линий близки к максимальным. Для областей G285.26 и G297.97, карты которых содержат по два компактных ядра, приведены спектры в направлении центральных позиций каждого из них. Вертикальная штриховая линия на каждой диаграмме соответствует центру оптически тонкой линии $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$. Видно, что профили оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$ и $\text{HNC}(1-0)$ в G268.42, G269.11, G270.26 и G291.27 обладают асимметрией, причем в G268.42 и G269.11 наблюдается ярко выраженный провал между синим и красным пиками, а интенсивность синего пика превышает интенсивность красного.

4.1. Карты в молекулярных линиях

Карты интегральных интенсивностей различных молекулярных линий приведены на рис. 2–7. На рисунках показаны источники IRAS и имеющиеся в ядрах мазеры воды, метанола II класса и гидроксила, являющиеся индикаторами областей образования массивных звезд. На рисунках также приведены карты излучения пыли в континууме на длине волны 350 мкм [20], полученные с существенно лучшим угловым разрешением и позволяющие оценить внутреннюю структуру ядер более детально.

В большинстве случаев области излучения в различных линиях пространственно коррелируют друг с другом. Наилучшая корреляция наблюдается между картами $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$, $\text{HNC}(1-0)$, $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$, а также между картами изотопов $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$. Карты в линиях $\text{c-C}_3\text{H}_2(2_{1,2}-1_{0,1})$ и $\text{SiO}(2-1)$ в меньшей степени коррелируют с остальными. Карты континуума на 350 мкм в большинстве случаев находятся внутри контуров половинной интенсивности молекулярного излучения. Источники IRAS расположены как вблизи центров ядер, так и на периферии (в G269.11 и G270.26). Мазерные источники наблюдаются во всех ядрах, указывая на процесс звездообразования.

Для оценки размеров областей излучения в карты интегральных интенсивностей вписывалась свертка двумерной гауссовой эллиптической функции с неизвестными параметрами и двумерной круговой гауссианы с шириной, равной ширине основного луча диаграммы направленности телескопа [17]. Размеры ядер определялись как геометрическое среднее размеров вписанной эллиптической двумерной гауссианы. Центры областей излучения в целом близки друг к другу в пределах размера основного луча диаграммы направленности. Их морфология, в общем, коррелирует с морфологией карт в континууме на 350 мкм (за исключением G291.27), хотя следует учесть, что последние имеют существенно меньшие размеры. Отношения осей вписанных эллипсов, угловые размеры областей излучения в различных линиях на половинном уровне от максимальной интенсивности приведены далее в таблицах вместе с погрешностями их определения.

4.2. Параметры линий

Обработка спектральных данных производилась стандартными методами с помощью пакета GILDAS⁵ и наших оригинальных программ. После вычитания базовой линии из участков спектра с линиями, производилось вписывание (аппроксимация) гауссовых функций (одной или нескольких) в наблюдаемые спектры для определения интенсивности, скорости на луче зрения, соответствующей центру линии, и ширины линии на половинном уровне от максимальной интенсивности (FWHM). Параметры наблюдавшихся молекулярных линий в направлении позиций пиков излучения приведены в табл. 3. При обработке спектров $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ фиксировались расстояния между линиями с различными квантовыми числами K , а их ширины считались одинаковыми. Такая же процедура использовалась при обработке спектров $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$, состоящих из трех близких сверхтонких компонентов. Для линий с большой оптической толщиной ($\text{HCN}(1-0)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HNC}(1-0)$), профили которых во многих случаях негауссовы, в табл. 3 приведены только интегральные интенсивности. Неопределенности интегральных интенсивностей рассчитывались, как $\Delta T_{\text{MB}} \sqrt{N_{\text{ch}}} \delta V_{\text{ch}}$, где ΔT_{MB} — уровень шума в канале без линии (рассчитанный после вычета базовой линии), N_{ch} — число каналов, занимаемых линией, δV_{ch} — разрешение по скорости (ширина канала).

⁵ <http://iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

Таблица 2. Список наблюдавшихся молекулярных линий

Молекула	Переход	Частота, МГц	E_u/k , К
CH_3OH	$5_{-1}-4_0 \text{ E}$	84521.206	40.39
$\text{c-C}_3\text{H}_2$	$2_{1,2}-1_{0,1}$	85338.906	6.45
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$	5_3-4_3	85442.600	77.34
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$	5_2-4_2	85450.765	41.21
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$	5_1-4_1	85455.665	19.53
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$	5_0-4_0	85457.299	12.30
H^{13}CN	$1-0 \text{ F} = 1-1$	86338.737	4.14
H^{13}CN	$1-0 \text{ F} = 2-1$	86340.176	4.14
H^{13}CN	$1-0 \text{ F} = 0-1$	86342.255	4.14
H^{13}CO^+	$1-0$	86754.288	4.16
SiO	$2-1$	86846.995	6.25
HN^{13}C	$1-0 \text{ F} = 2-1$	87090.859	4.18
HCN	$1-0 \text{ F} = 1-1$	88630.416	4.25
HCN	$1-0 \text{ F} = 2-1$	88631.847	4.25
HCN	$1-0 \text{ F} = 0-1$	88633.936	4.25
HCO^+	$1-0$	89188.526	4.28
HNC	$1-0$	90663.564	4.35
HC_3N	$10-9$	90978.989	24.01
CH_3CN	5_3-4_3	91971.130	77.55
CH_3CN	5_2-4_2	91979.994	41.83
CH_3CN	5_1-4_1	91985.314	20.39
CH_3CN	5_0-4_0	91987.088	13.24

5. ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЯДЕР

5.1. Кинетические температуры

Линии метилацетилена ($\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$) и метилцианида (CH_3CN) можно использовать для определения кинетических температур в плотных ядрах. Для молекул типа симметричного волчка, какими являются данные молекулы, переходы с различным квантовым числом J состоят из нескольких линий с различным значением квантового числа K , определяющего проекцию момента количества движения на ось симметрии молекулы. Аппроксимируя прямой линией зависимость интегральных интенсивностей линий с различными K от энергии уровней, по коэффициенту наклона можно определить вращательную температуру и использовать ее в качестве оценки кинетической температуры (см., напр., [49]).

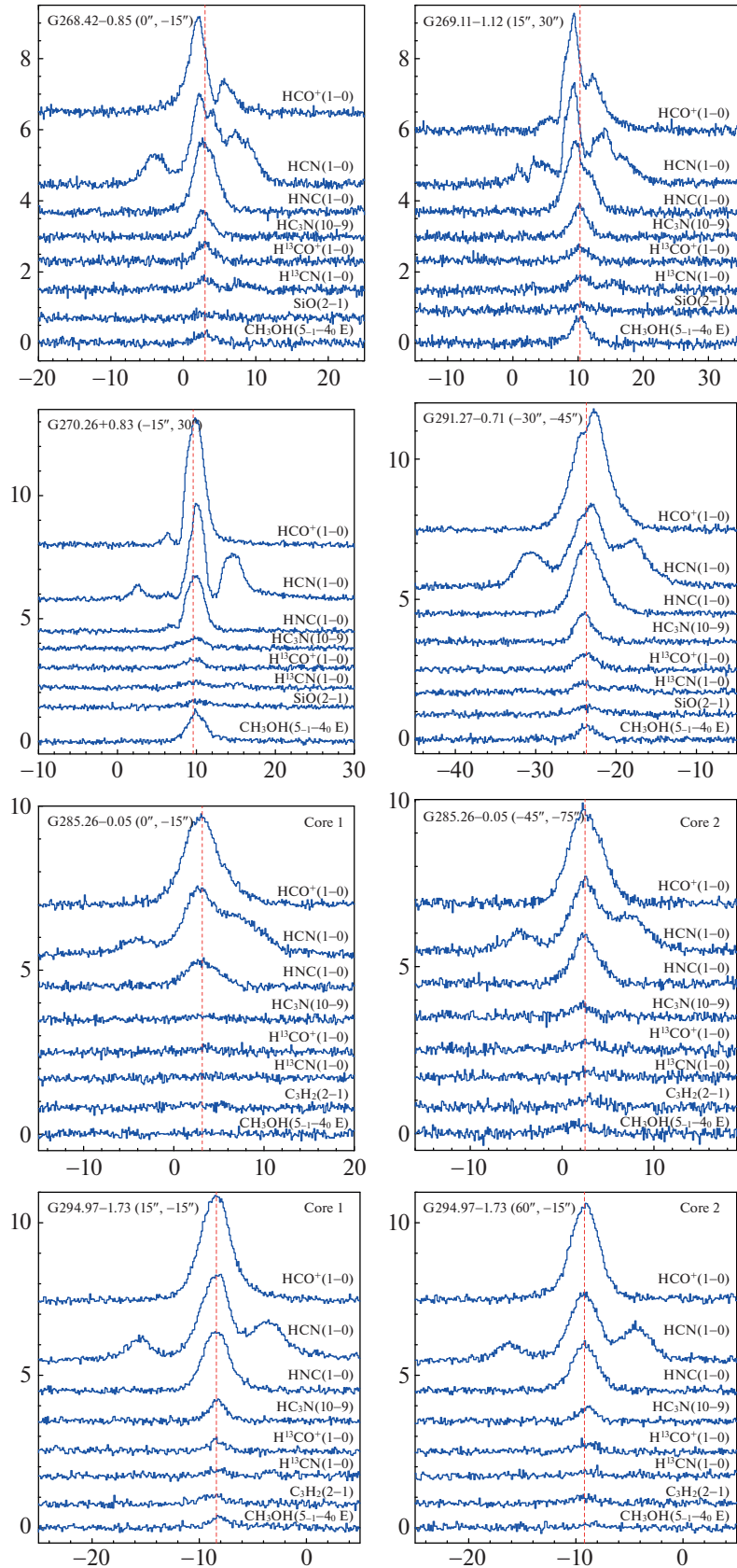


Рис. 1. Спектры в направлении пиков излучения в объектах. По горизонтальной оси отложена лучевая скорость, по вертикальной оси — интенсивности в единицах температуры, приведенной к основному лучу телескопа (T_{MB}). Для G285.26–0.05 и G294.97–1.73 спектры приведены для двух позиций, близких к центрам различных ядер в этих объектах. Штриховые красные линии соответствуют центру оптически тонкой линии $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$.

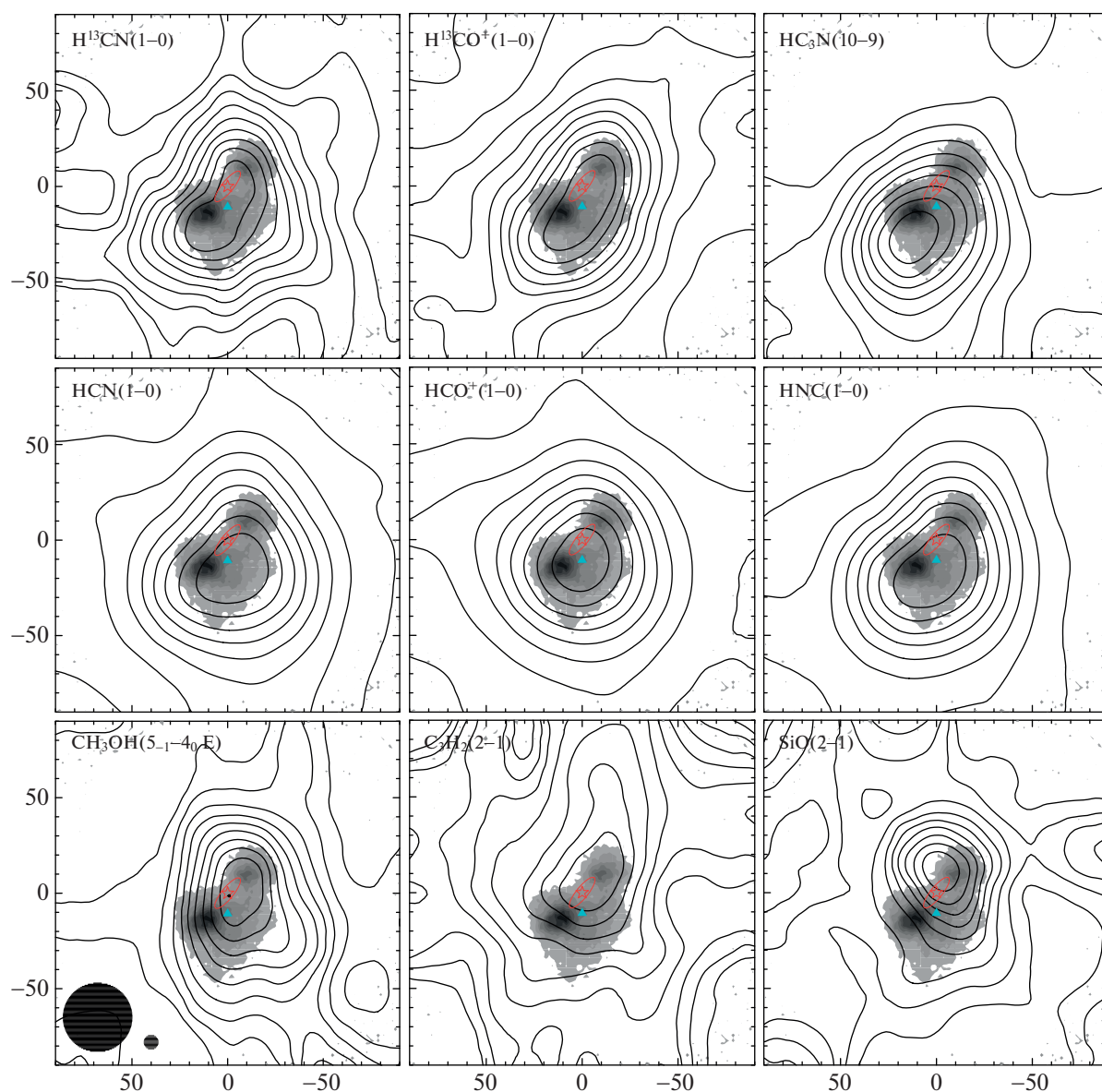


Рис. 2. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в области G268.42–0.85 (контуры), и карты излучения пыли в континууме на длине волны 350 мкм [20] (оттенки серого). По осям отложены величины смещений $\Delta\alpha''$ и $\Delta\delta''$ относительно координат, приведенных в табл. 1. Изолинии интегральной интенсивности лежат в диапазоне от 10 до 90% от пиковых значений (табл. 3). Источник IRAS обозначен красной звездой, мазер воды [28] – голубым треугольником. Неопределенность позиции источника IRAS показана эллипсом, соответствующим уровню доверительности в 95%. В левом нижнем углу карты CH_3OH приведены размеры основного луча диаграммы направленности MOPRA-22m (36'') и APEX-12m (7.5'').

Кинетические температуры были рассчитаны данным методом для пяти ядер (см. табл. 4), в которых были уверенно зарегистрированы по крайней мере две линии с различными значениями K для $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$. Для оценок по линиям $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ были отобраны три ядра (см. табл. 4). Все эти линии, по-видимому, являются оптически тонкими. На это указывает тот факт, что их интенсивности лежат в диапазонах интенсивностей соответствующих линий, наблюдае-

мых в областях образования массивных звезд, оптическая толщина которых невелика (см., напр., [50, 51]). В качестве интегральных интенсивностей линий с различным K бралось произведение величин T_{MB} и ΔV , которые определялись из аппроксимации. Погрешности кинетических температур рассчитывались методом распространения ошибок из погрешностей аппроксимации. Из-за относительно невысоких значений отношения сигнала к шуму при наблюдениях

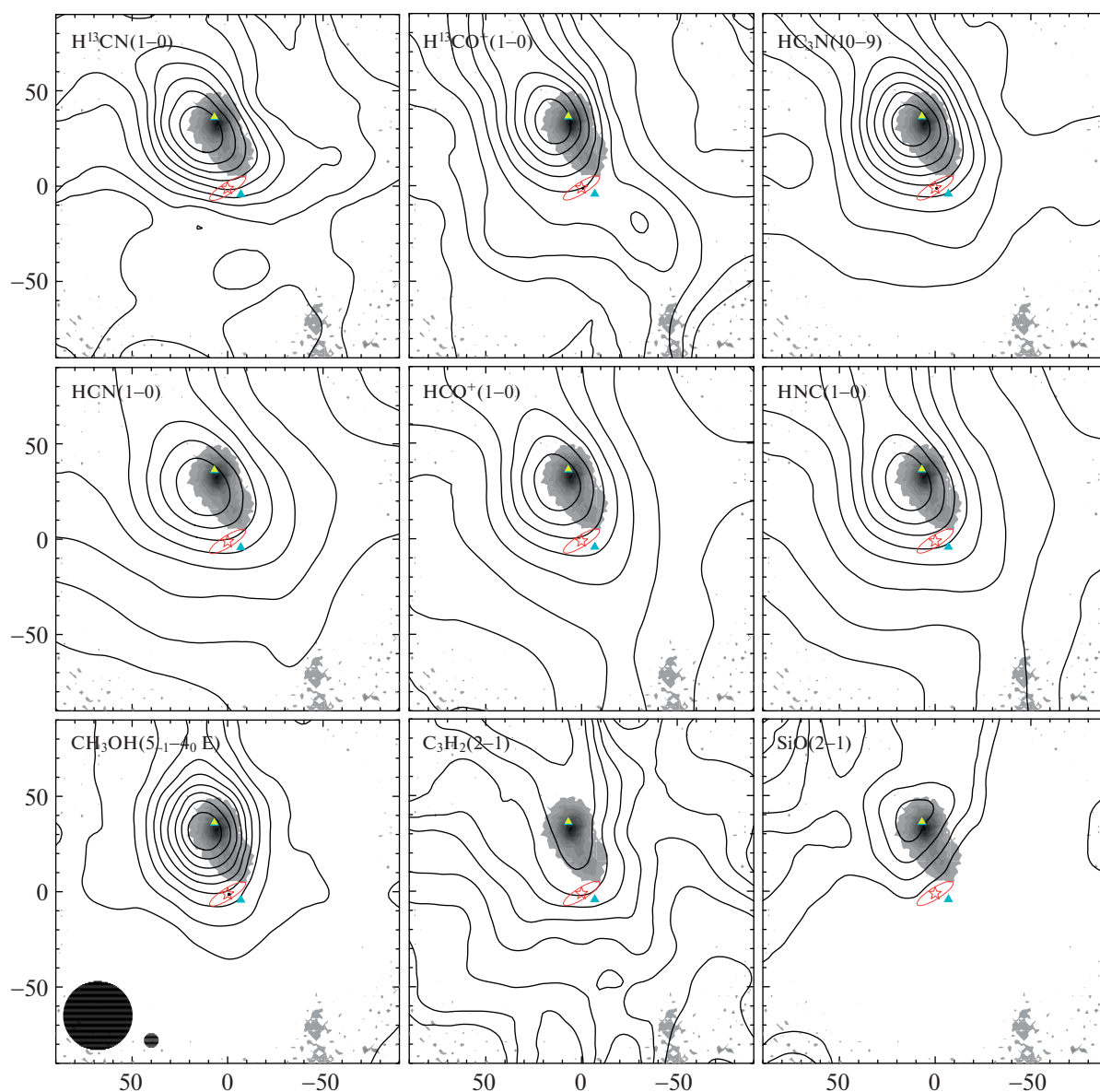


Рис. 3. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в G269.11–1.12. Вблизи источника IRAS наблюдается мазер воды [28]. Вблизи центра ядра — мазер воды [30] и мазер метанола II класса (6.7 ГГц) [31]. Мазеры воды и метанола обозначены голубыми и желтыми треугольниками соответственно. Остальные обозначения те же, что на рис. 2.

$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ ($\lesssim 3$) погрешности температур оказались довольно высоки (порядка самих значений). Для их уменьшения в четырех из пяти ядер температуры рассчитывались по спектрам, усредненным по нескольким близлежащим точкам (диапазоны усреднения указаны во 2-м и 3-м столбцах табл. 4).

В табл. 4 приведены рассчитанные кинетические температуры. Полученные значения составляют $\sim 30-40$ К, оценки по $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ совпадают в пределах ошибки для G269.11 и G270.26. Для G291.27 оценка температуры по $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ достигает ~ 50 К, в то время

как оценка по $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ составляет ~ 35 К. Это расхождение обсуждается в разделе 7. Тепловые ширины линий, соответствующие полученным оценкам температур, для H^{13}CO^+ составляют $\sim 0.2-0.3$ км/с для $T_{\text{kin}} = 30-50$ К.

5.2. Лучевые концентрации и распространения молекул

Используя интегральные интенсивности оптически тонких линий, можно оценить концентрации молекул на луче зрения в приближении локального термодинамического равновесия

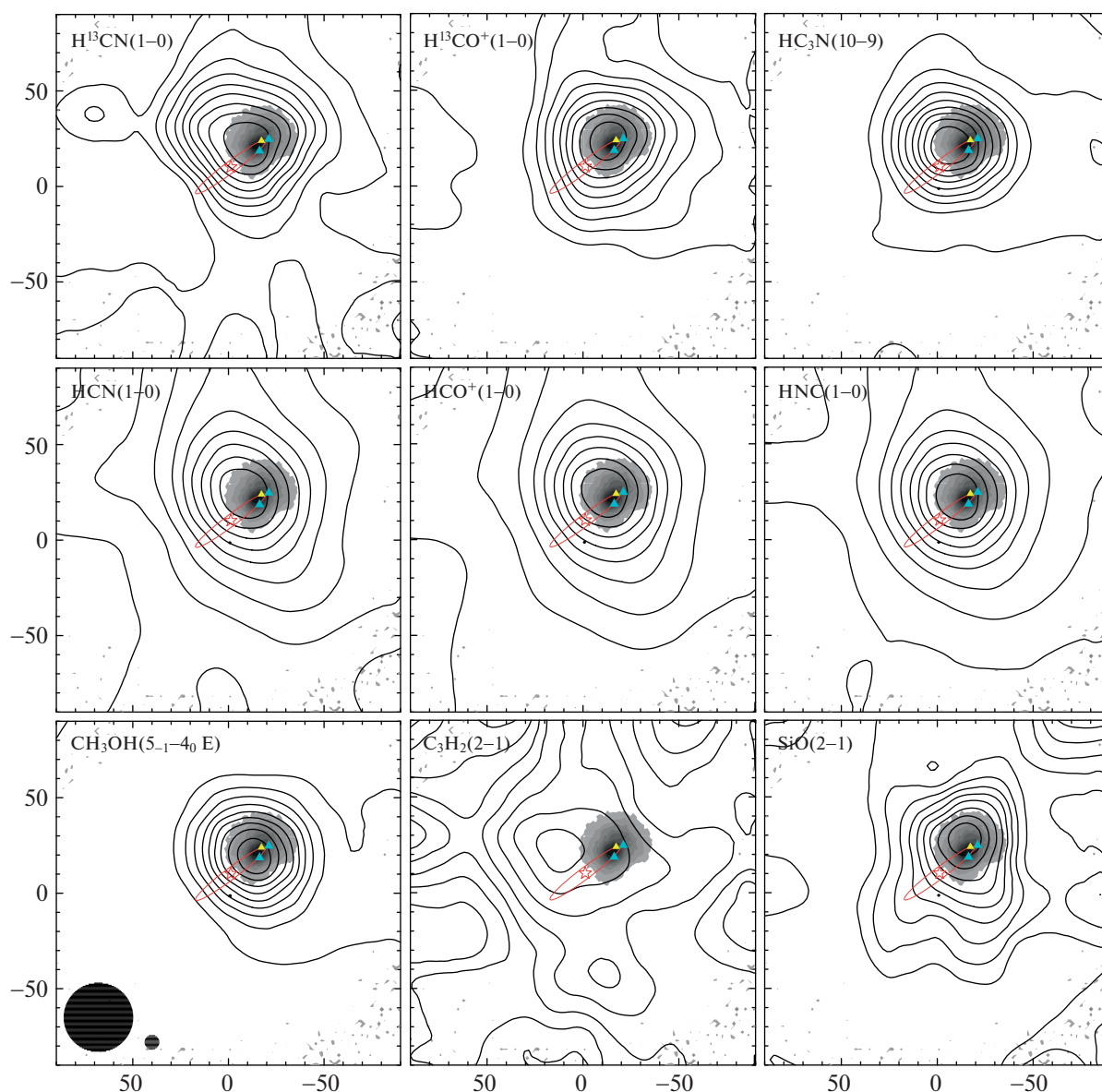


Рис. 4. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в G270.26+0.83. Вблизи центра ядра наблюдаются мазеры воды [30], обозначенные голубыми треугольниками, и мазер метанола II класса (6.7 ГГц) [31], обозначенный желтым треугольником. Остальные обозначения те же, что на рис. 2.

(ЛТР) [11, 52]. Мы рассчитали лучевые концентрации H^{13}CN , H^{13}CO^+ , HN^{13}C , HC_3N , $\text{c-C}_3\text{H}_2$, SiO , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ и CH_3CN в направлении позиций максимальной интенсивности в объектах. Температура возбуждения бралась равной 10 К для всех линий, кроме $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$. При данном значении рассчитанные значения N_{mol} близки к минимальным. Если температура возбуждения отлична от 10 К, лучевые концентрации могут превышать эти значения в несколько раз. Для линий $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ в качестве температур возбуждения брались оценки кинетических температур (раздел 5.1). Рассчитан-

ные значения лучевых концентраций молекул приведены в табл. 5. Анализ значений лучевых концентраций молекул свидетельствует о пониженных в несколько раз значениях $N(\text{H}^{13}\text{CN})$, $N(\text{H}^{13}\text{CO}^+)$ и $N(\text{HC}_3\text{N})$ в областях G285.26 и G294.97 по сравнению с остальными. Лучевые концентрации $\text{c-C}_3\text{H}_2$ и SiO не сильно меняются от объекта к объекту.

Для оценки распространенностей (обилия) различных молекул ($X = N_{\text{mol}}/N(\text{H}_2)$) были использованы значения лучевых концентраций молекулярного водорода, рассчитанные по данным наблюдений объектов в континууме на 1.2 мм [18]

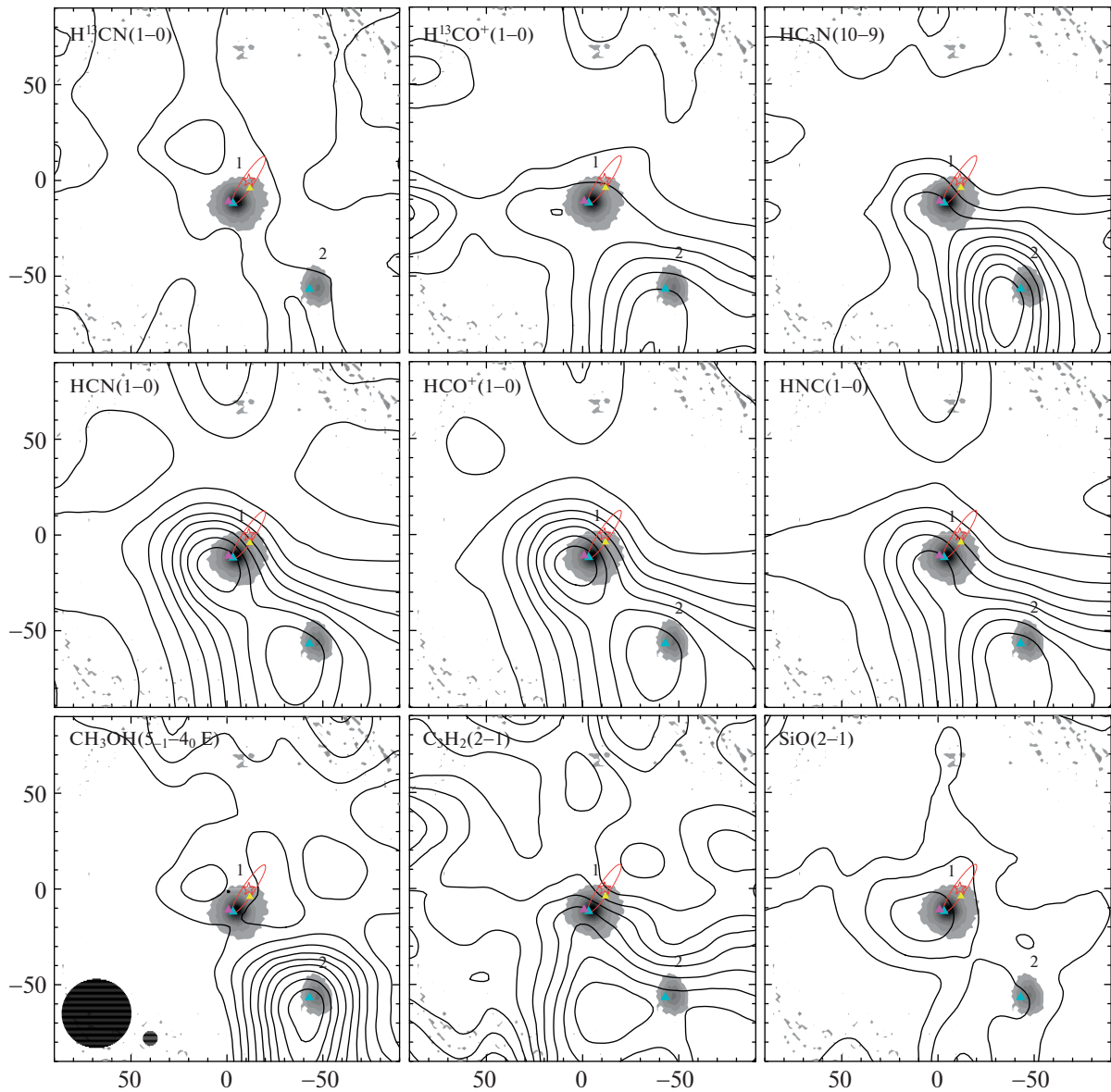


Рис. 5. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в G285.26–0.05. Мазеры воды [41] обозначены голубыми треугольниками. Мазер метанола II класса (6.7 ГГц) [42] и мазер OH [40] обозначены желтым и розовым треугольниками соответственно. Остальные обозначения те же, что на рис. 2. Цифрами обозначены ядра, параметры которых рассчитывались по отдельности.

(данные получены с угловым разрешением $24''$). Значения температур пыли принимались равными 30 К для всех объектов, кроме G285.26(2) (20 К) и G268.42 (35 К), что согласуется с оценками, сделанными в работах [18, 20] для значения степенного индекса зависимости излучательной способности пыли от частоты, β , равного 2. Полученные лучевые концентрации молекулярного водорода приведены в табл. 5. Их погрешности связаны, в основном, с неопределенностью β , влияющей на оценки температур пыли, и могут составлять $\sim 20\%$ для большинства объектов при

вариациях температур на ± 5 К (влияние β на оценки температуры пыли обсуждается, напр., в [20]). Для G285.26(2) при температуре пыли в 15 К рассчитанная лучевая концентрация водорода увеличится на 50% по сравнению с лучевой концентрацией, рассчитанной для 20 К. Значения распространенностей молекул приведены в табл. 5. Они лежат в следующих диапазонах: $X(\text{c-C}_3\text{H}_2) \simeq (0.2\text{--}1.2) \times 10^{-10}$, $X(\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}) \simeq (0.6\text{--}1.5) \times 10^{-9}$, $X(\text{CH}_3\text{CN}) \simeq (1.2\text{--}4.6) \times 10^{-11}$, $X(\text{H}^{13}\text{CN}) \simeq (0.8\text{--}9.2) \times 10^{-11}$, $X(\text{H}^{13}\text{CO}^+) \simeq (0.3\text{--}3.5) \times 10^{-11}$,

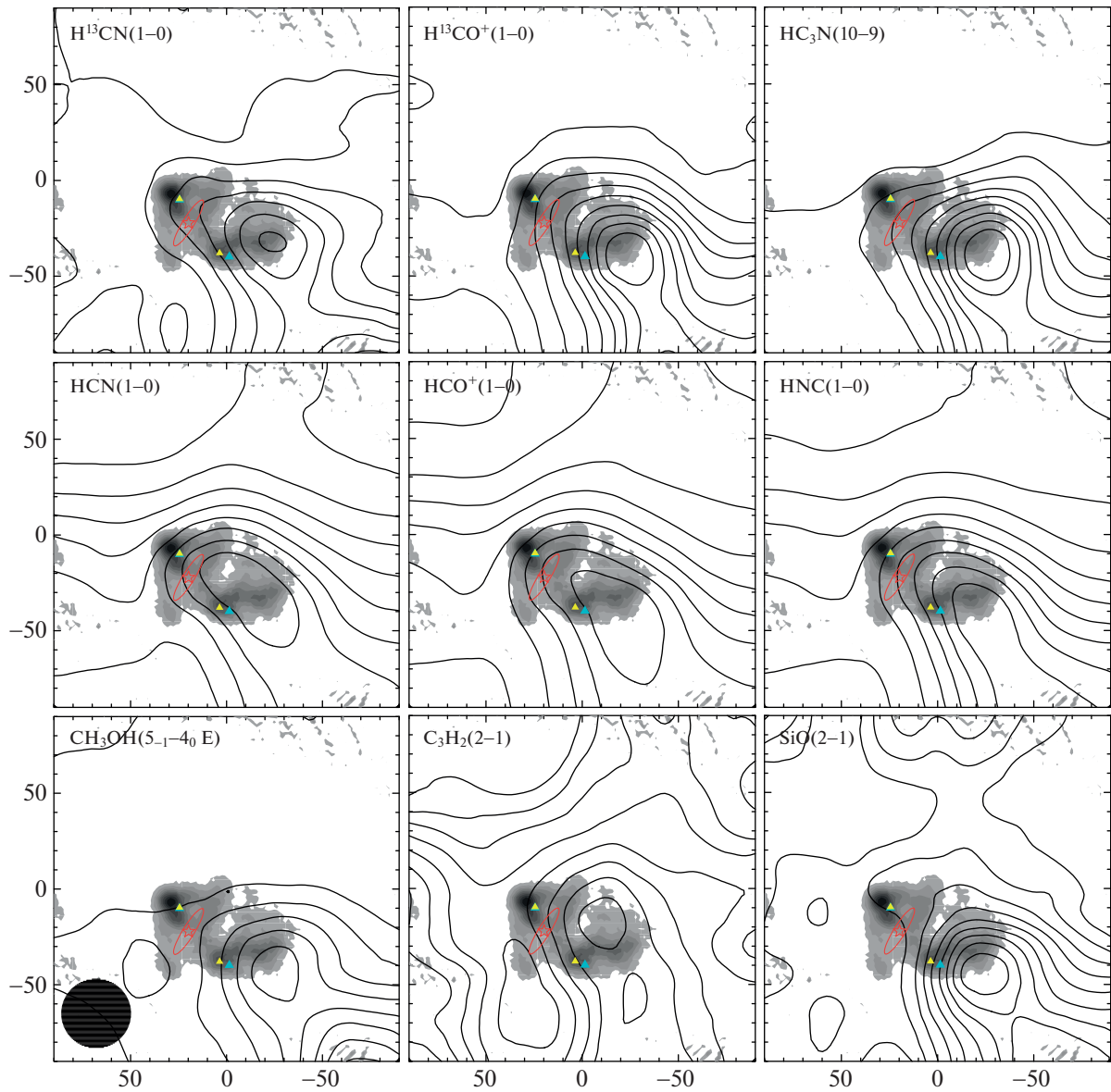


Рис. 6. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в G291.27–0.71. Мазеры воды [41] обозначены голубыми треугольниками, мазеры метанола II класса (6.7 ГГц) [31] – желтыми треугольниками. Остальные обозначения те же, что на рис. 2.

$X(\text{H}_3\text{CN}) \simeq (2.3\text{--}45.9) \times 10^{-11}$, $X(\text{HN}^{13}\text{C}) \simeq (0.6\text{--}2.3) \times 10^{-11}$, $X(\text{SiO}) \simeq (0.7\text{--}3.3) \times 10^{-11}$. Самые низкие распространенности H^{13}CN , H^{13}CO^+ и H_3CN наблюдаются в ядре G285.26(1).

5.3. Размеры, дисперсии скоростей и вириальные массы ядер

В табл. 6 приведены отношения осей вписанных эллипсов, угловые и линейные размеры областей излучения на половинном уровне от мак-

симальной интенсивности, полученные из аппроксимации карт. Области излучения в ядре G270.26 в среднем наиболее близки к сферически-симметричной форме, наиболее вытянутыми являются области излучения в G294.97(2). Более компактными в среднем являются области излучения $\text{HC}_3\text{N}(10\text{--}9)$ и $\text{CH}_3\text{OH}(5_{-1}\text{--}4_0 \text{ E})$. Так, в G270.26, G285.26(2), G294.97(1) их размеры в $\sim 1.5\text{--}2$ раза меньше областей излучения в других линиях (см. табл. 6). В G268.42 наблюдается компактная область излучения $\text{SiO}(2\text{--}1)$ размером 0.2 пк.

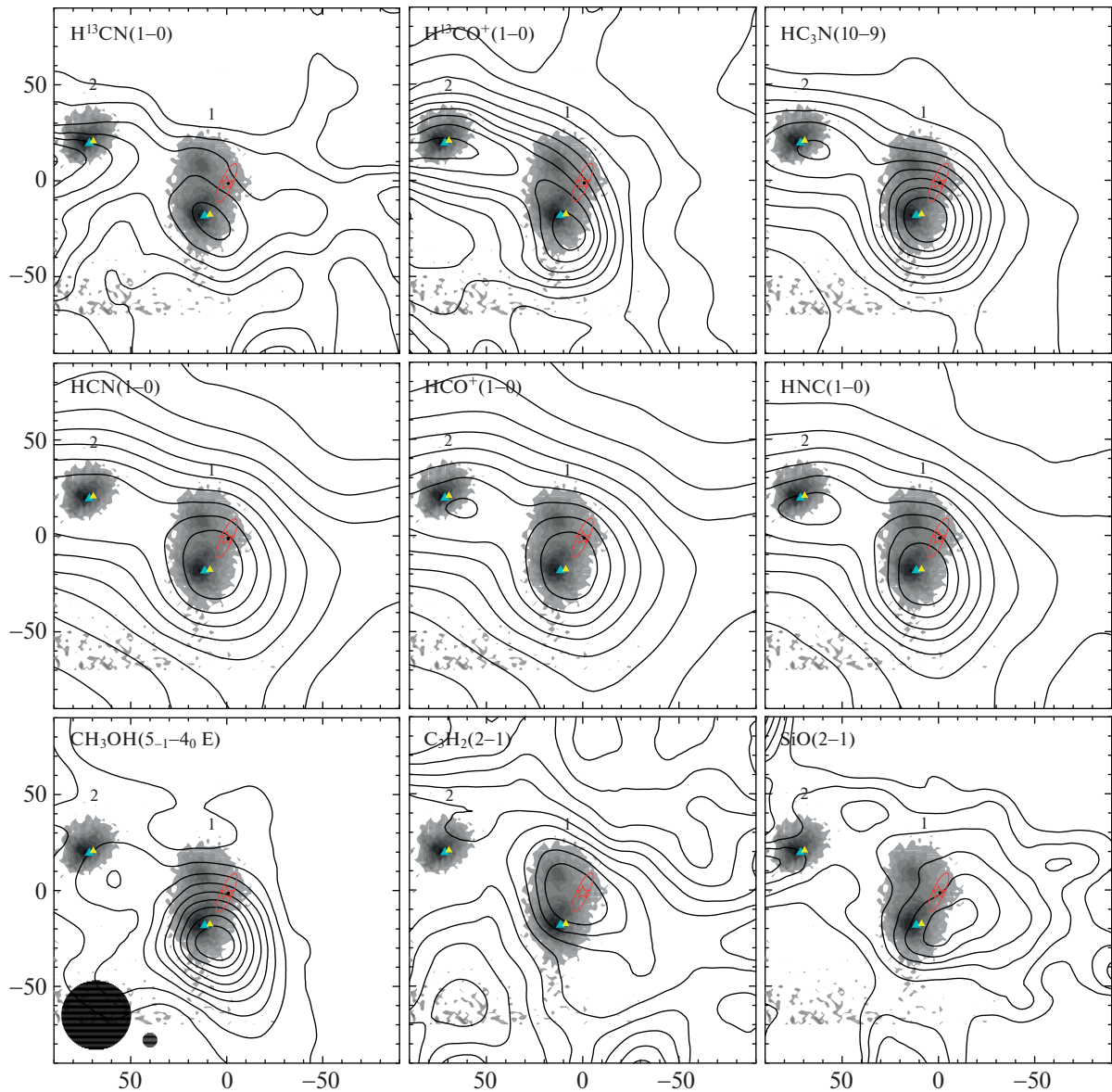


Рис. 7. Карты молекулярных линий, наблюдавшихся в G294.97–1.73. Мазеры воды [30] обозначены голубыми треугольниками, мазеры метанола II класса (6.7 ГГц) [31, 47] – желтыми треугольниками. Остальные обозначения те же, что на рис. 2. Цифрами обозначены ядра, параметры которых рассчитываются по отдельности.

В табл. 6 приведены средние значения ширин линий, усредненных по областям внутри контура половинной интенсивности от максимума. Ширины линий (в большинстве случаев $\sim 2\text{--}3$ км/с), существенно больше тепловых. Линии SiO(2–1), являющиеся индикаторами ударных волн в оболочках, окружающих молодые звезды (напр., [15]), наиболее широкие ($\sim 3\text{--}5$ км/с).

Вирιαльные массы, приведенные в последнем столбце табл. 6, определялись по значениям размеров областей излучения и дисперсий скоростей (усредненным ширинам линий), как

$M_{\text{vir}}(M_{\odot}) = 105 \langle \Delta V \rangle^2 \cdot d$, где ΔV и d берутся в км/с и в пк соответственно (см., напр., [17]). Данное выражение справедливо для сферически-симметричных ядер с постоянной плотностью в отсутствие внешнего давления и магнитного поля. Вирιαльные массы ядер, рассчитанные по линиям редких изотопов, оптическая толщина которых, по-видимому, меньше единицы (H¹³CN(1–0), H¹³CO⁺(1–0), HN¹³C(1–0)), варьируют от сотни солнечных масс (G270.26, G294.97) до $\gtrsim 1000 M_{\odot}$ (G285.26, G291.27).

Таблица 3. Параметры наблюдавшихся линий

Линия	I , К · км/с	T_{MB} , К	V_{LSR} , км/с	ΔV , км/с
G268.42–0.85 (0", –15")				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	1.67 (0.12)	0.51 (0.04)	2.95 (0.12)	3.21 (0.30)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.28 (0.14)	0.37 (0.04)	2.60 (0.17)	3.24 (0.42)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	1.46 (0.16)	0.46 (0.05)	3.00 (0.09)	1.94 (0.22)
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	3.36 (0.21)	0.61 (0.04)	2.98 (0.08)	2.81 (0.18)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	2.53 (0.11)	0.96 (0.05)	2.99 (0.06)	2.73 (0.16)
SiO(2–1)	1.00 (0.13)	0.21 (0.03)	3.02 (0.34)	4.56 (0.90)
HN ¹³ C(1–0)	0.91 (0.11)	0.34 (0.05)	3.22 (0.16)	2.40 (0.38)
HCN(1–0 $F = 2-1$)	38.6 (0.2)			
HCO ⁺ (1–0)	20.5 (0.2)			
HNC ⁺ (1–0)	15.0 (0.1)			
HC ₃ N(10–9)	3.53 (0.10)	1.40 (0.04)	2.82 (0.03)	2.43 (0.08)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	0.75 (0.09)	0.11 (0.02)	3.05 (0.30)	4.11 (0.58)
G269.11–1.12 (15", 30")				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	4.47 (0.15)	1.38 (0.05)	10.25 (0.05)	2.86 (0.12)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.72 (0.15)	0.44 (0.04)	10.37 (0.17)	3.88 (0.42)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	1.44 (0.19)	0.23 (0.03)	10.10 (0.18)	2.98 (0.40)
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	4.12 (0.20)	0.75 (0.04)	10.40 (0.08)	3.06 (0.17)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	2.65 (0.11)	0.75 (0.04)	10.29 (0.08)	3.40 (0.20)
SiO(2–1)	0.77 (0.12)	0.31 (0.04)	10.54 (0.18)	2.67 (0.45)
HN ¹³ C(1–0)	1.10 (0.14)	0.39 (0.05)	10.32 (0.15)	2.68 (0.38)
HCN(1–0 $F = 2-1$)	34.6 (0.3)			
HCO ⁺ (1–0)	26.9 (0.2)			
HNC ⁺ (1–0)	16.5 (0.2)			
HC ₃ N(10–9)	5.21 (0.12)	1.68 (0.04)	10.21 (0.03)	2.90 (0.08)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	1.04 (0.13)	0.16 (0.02)	10.55 (0.23)	3.83 (0.46)
G270.26+0.83 (–15", 30")				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	6.78 (0.10)	2.22 (0.04)	10.04 (0.02)	2.74 (0.06)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.02 (0.10)	0.31 (0.04)	10.01 (0.17)	3.13 (0.43)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	0.84 (0.13)	0.14 (0.03)	9.20 (0.26)	3.36 (0.54)
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	3.12 (0.16)	0.50 (0.03)	9.66 (0.10)	3.29 (0.19)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	2.06 (0.10)	0.67 (0.04)	9.62 (0.07)	2.85 (0.18)
SiO(2–1)	1.33 (0.10)	0.38 (0.03)	10.28 (0.16)	4.24 (0.42)
HN ¹³ C(1–0)	0.75 (0.10)	0.21 (0.03)	9.64 (0.28)	3.81 (0.73)
HCN(1–0 $F = 2-1$)	28.9 (0.2)	7.5 (0.1)	10.02 (0.01)	2.15 (0.03)
HCO ⁺ (1–0)	25.9 (0.2)	10.6 (0.1)	9.92 (0.01)	2.44 (0.03)

Таблица 3. Продолжение

Линия	I , К · км/с	$T_{\text{МВ}}$, К	V_{LSR} , км/с	ΔV , км/с
HNC ⁺ (1–0)	13.0 (0.1)	4.6 (0.1)	9.86 (0.01)	2.55 (0.03)
HC ₃ N(10–9)	2.58 (0.10)	0.75 (0.03)	9.70 (0.07)	3.46 (0.18)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	1.16 (0.12)	0.16 (0.02)	9.54 (0.17)	3.30 (0.35)
G291.27–0.71 (–30″, –45″)				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	2.77 (0.13)	0.91 (0.04)	–23.58 (0.06)	2.72 (0.15)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	2.57 (0.18)	0.48 (0.03)	–23.06 (0.16)	5.00 (0.39)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	3.35 (0.21)	0.42 (0.04)	–23.96 (0.09)	2.80 (0.22)
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	4.08 (0.22)	0.61 (0.03)	–23.95 (0.09)	3.31 (0.16)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	3.66 (0.11)	1.11 (0.04)	–23.72 (0.05)	3.09 (0.12)
SiO(2–1)	2.42 (0.14)	0.50 (0.03)	–23.42 (0.13)	4.42 (0.32)
HN ¹³ C(1–0)	1.41 (0.13)	0.46 (0.04)	–23.57 (0.11)	2.82 (0.28)
HCN(1–0 $F = 2-1$)	54.4 (0.3)	5.50 (0.07)	–23.37 (0.03)	4.33 (0.05)
HCO ⁺ (1–0)	45.2 (0.2)	8.20 (0.05)	–23.10 (0.01)	5.04 (0.03)
HNC ⁺ (1–0)	22.4 (0.1)	5.00 (0.03)	–23.46 (0.01)	4.09 (0.03)
HC ₃ N(10–9)	5.73 (0.12)	2.01 (0.04)	–23.97 (0.03)	2.59 (0.06)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	1.62 (0.14)	0.23 (0.03)	–24.03 (0.12)	3.00 (0.27)
G285.26–0.05 (0″, –15″)				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	<0.4			
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.28 (0.15)	0.22 (0.03)	2.28 (0.45)	7.19 (1.34)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	<0.9			
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	0.92 (0.22)	0.12 (0.04)	2.68 (1.11)	5.26 (2.05)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	0.57 (0.13)	0.25 (0.05)	3.45 (0.24)	2.31 (0.58)
SiO(2–1)	0.97 (0.13)	0.10 (0.03)	4.23 (0.48)	6.47 (1.38)
HN ¹³ C(1–0)	<0.4			
HCN(1–0)	32.9 (0.2)	3.82 (0.04)	2.93 (0.03)	4.37 (0.05)
HCO ⁺ (1–0)	27.0 (0.2)	5.17 (0.05)	3.05 (0.02)	4.78 (0.05)
HNC ⁺ (1–0)	6.8 (0.2)	1.52 (0.03)	3.14 (0.05)	4.28 (0.12)
HC ₃ N(10–9)	0.65 (0.11)	0.19 (0.03)	3.21 (0.34)	4.48 (0.88)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	<0.9			
G285.26–0.05 (–45″, –75″)				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	1.92 (0.18)	0.50 (0.05)	1.37 (0.21)	4.53 (0.55)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.62 (0.19)	0.44 (0.05)	2.84 (0.21)	3.64 (0.53)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	<1.1			
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	1.19 (0.31)	0.34 (0.06)	2.64 (0.19)	2.26 (0.46)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	1.33 (0.14)	0.45 (0.05)	2.53 (0.16)	2.84 (0.40)
SiO(2–1)	<0.5			

Таблица 3. Окончание

Линия	I , К · км/с	$T_{\text{МВ}}$, К	V_{LSR} , км/с	ΔV , км/с
HN ¹³ C(1–0)	<0.5			
HCN(1–0)	31.0 (0.3)	4.01 (0.05)	2.55 (0.03)	3.92 (0.05)
HCO ⁺ (1–0)	25.2 (0.2)	5.55 (0.05)	2.55 (0.02)	4.29 (0.05)
HNC ⁺ (1–0)	10.5 (0.2)	2.78 (0.05)	2.51 (0.03)	3.47 (0.07)
HC ₃ N(10–9)	1.63 (0.14)	0.64 (0.05)	2.07 (0.10)	2.56 (0.26)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	<0.9			
G294.97–1.73 (15″, –15″)				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	1.42 (0.12)	0.63 (0.05)	–8.08 (0.08)	2.10 (0.20)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.61 (0.14)	0.51 (0.04)	–8.83 (0.12)	2.82 (0.29)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	1.09 (0.14)	0.26 (0.04)	–8.14 (0.11)	1.89 (0.26)
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	1.23 (0.19)	0.41 (0.05)	–8.31 (0.09)	1.73 (0.23)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	1.25 (0.11)	0.64 (0.05)	–8.39 (0.07)	1.82 (0.17)
SiO(2–1)	0.47 (0.11)	0.14 (0.04)	–8.17 (0.38)	3.23 (0.98)
HN ¹³ C(1–0)	0.72 (0.13)	0.46 (0.06)	–8.26 (0.10)	1.57 (0.25)
HCN(1–0)	31.5 (0.2)	5.45 (0.05)	–8.49 (0.01)	3.22 (0.03)
HCO ⁺ (1–0)	24.9 (0.2)	6.73 (0.05)	–8.48 (0.01)	3.38 (0.03)
HNC ⁺ (1–0)	12.2 (0.1)	3.91 (0.04)	–8.43 (0.01)	2.90 (0.03)
HC ₃ N(10–9)	2.76 (0.10)	1.32 (0.05)	–8.30 (0.03)	1.89 (0.08)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	<0.5			
G294.97–1.73 (60″, 15″)				
CH ₃ OH(5 _{–1} –4 ₀ E)	0.51 (0.12)	0.25 (0.05)	–8.47 (0.18)	1.79 (0.44)
c-C ₃ H ₂ (2 _{1,2} –1 _{0,1})	1.07 (0.14)	0.37 (0.04)	–9.35 (0.16)	2.92 (0.41)
CH ₃ C ₂ H(5 ₀ –4 ₀)	<0.6			
H ¹³ CN(1–0 $F = 2-1$)	1.19 (0.19)	0.28 (0.04)	–8.89 (0.17)	2.41 (0.44)
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	1.29 (0.10)	0.51 (0.05)	–9.00 (0.11)	2.49 (0.27)
SiO(2–1)	<0.4			
HN ¹³ C(1–0)	0.48 (0.12)	0.35 (0.06)	–8.53 (0.12)	1.44 (0.30)
HCN(1–0)	25.5 (0.2)	4.36 (0.04)	–9.22 (0.01)	3.18 (0.03)
HCO ⁺ (1–0)	20.9 (0.2)	6.14 (0.05)	–9.16 (0.01)	3.15 (0.03)
HNC ⁺ (1–0)	9.4 (0.1)	3.02 (0.04)	–9.18 (0.02)	2.83 (0.05)
HC ₃ N(10–9)	1.81 (0.11)	0.89 (0.05)	–8.90 (0.05)	1.89 (0.12)
CH ₃ CN(5 ₀ –4 ₀)	<0.5			

Примечание. Параметры CH₃CN(5₀–4₀) рассчитаны для спектров, усредненных по следующим областям: $\Delta\alpha$: [0″...30″] и $\Delta\delta$: [15″...45″] (G269.11); $\Delta\alpha$: [–15″...0″] и $\Delta\delta$: [0″...30″] (G270.26); $\Delta\alpha$: [–15″...15″] и $\Delta\delta$: [–30″...0″] (G294.97). Параметры CH₃CN(5₀–4₀) рассчитаны для спектров, усредненных по следующим областям: $\Delta\alpha$: [–30″...30″] и $\Delta\delta$: [–30″...30″] (G268.42); $\Delta\alpha$: [0″...30″] и $\Delta\delta$: [15″...45″] (G269.11); $\Delta\alpha$: [–15″...–30″] и $\Delta\delta$: [–30″...45″] (G291.27). Интегральные интенсивности линий CH₃C₂H(5–4), H¹³CN(1–0), HCN(1–0) и CH₃CN(5–4) рассчитаны по всем компонентам спектров.

Таблица 4. Кинетические температуры

Источник	$\Delta\alpha, ''$	$\Delta\delta, ''$	T_{kin}, K ($\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$)	T_{kin}, K (CH_3CN)
G268.42–0.85	0	–15	32(8)	
G269.11–1.12	0...30	15...45	33(12)	44(13)
G270.26+0.83	–15...0	15...30	27(15)	56(34)
G291.27–0.71	–(30...15)	–(45...30)	51(8)	36(7)
G294.97–1.73	–15...15	–30...0	48(17)	

Примечание. Кинетические температуры для всех объектов, кроме G268.42–0.85, рассчитаны по спектрам, усредненным в указанных диапазонах $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$.

Таблица 5. Лучевые концентрации и распространенности молекул

Молекула	$N, \text{см}^{-2}$ $\times 10^{12}$	X $\times 10^{-11}$	$N, \text{см}^{-2}$ $\times 10^{12}$	X $\times 10^{-11}$	$N, \text{см}^{-2}$ $\times 10^{12}$	X $\times 10^{-11}$	$N, \text{см}^{-2}$ $\times 10^{12}$	X $\times 10^{-11}$
	G268.42 (0'', –15'')		G269.11 (15'', 30'')		G270.26 (–15'', 30'')		G291.27 (–30'', –45'')	
H^{13}CN	6.6	2.2	8.1	9.2	6.1	5.6	8.0	5.0
H^{13}CO^+	2.9	1.0	3.1	3.5	2.4	2.2	4.2	2.6
SiO	2.3	0.7	1.7	1.9	2.9	2.6	5.3	3.3
HN^{13}C	1.7	0.6	2.1	2.3	1.4	1.3	2.6	1.7
HC_3N	27.4	9.1	40.0	45.9	20.0	18.2	44.5	27.8
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$	460	153	94.2	107	64.6	58.7	162	101
CH_3CN	3.5	1.2	4.0	4.6	3.5	3.2	4.5	2.8
c- C_3H_2	6.3	2.1	8.5	9.6	5.0	4.6	12.6	7.9
H_2	30*		8.8*		11*		16*	
	G285.26 (0'', –15'')		G285.26 (–45'', –75'')		G294.97 (15'', –15'')		G294.97 (60'', 15'')	
H^{13}CN	1.8	0.8	2.3	2.9	2.4	3.6	2.3	3.6
H^{13}CO^+	0.6	0.3	1.5	1.9	1.4	2.1	1.5	2.3
SiO	2.1	1.0			1.0	1.5		
HN^{13}C					1.4	2.0	0.9	1.4
HC_3N	5.0	2.3	12.6	15.8	21.4	31.5	6.9	10.6
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$					67.5	99.3		
c- C_3H_2	6.3	2.9	8.0	1.0	7.9	11.6	5.3	8.1
H_2	22*		8.0*		6.8*		6.5*	

Примечание. * Значения лучевых концентраций H_2 даны в величинах 10^{22} .

5.4. Радиальные профили дисперсий скоростей

Полученные при аппроксимации спектров значения ширин линий существенно превышают тепловые ширины (см. табл. 6), поэтому их можно приближенно использовать в качестве оценки дисперсий нетепловых скоростей в источниках.

Данный параметр используется в теоретических моделях, включающих нетепловые движения газа в ядрах (напр., [5, 7]), в уравнении состояния газа в турбулентных ядрах (напр., [21, 53]), а также для расчетов вириальных масс и вириальных параметров, применяемых для оценки устойчивости ядер и облаков (напр., [54, 55]).

Таблица 6. Физические параметры ядер

Линия	Отношение осей	$\Delta\Theta$, "	d , пк	$\langle\Delta V\rangle$, км/с	$M_{\text{vir}}, M_{\odot}$
G268.42–0.85					
CH ₃ OH	1.9 (0.2)	61.3 (3.8)	0.51 (0.04)	2.8 (0.1)	420 (46)
c-C ₃ H ₂	1.4 (0.2)	103.9 (8.2)	0.86 (0.08)	3.1 (0.2)	860 (140)
H ¹³ CN	1.2 (0.1)	73.8 (3.6)	0.61 (0.05)	2.6 (0.1)	430 (47)
H ¹³ CO ⁺	2.0 (0.1)	67.5 (1.8)	0.56 (0.04)	2.0 (0.1)	234 (28)
SiO	2.1 (1.5)	27 (10)	0.22 (0.08)	4.9 (0.2)	560 (215)
HN ¹³ C	2.7 (0.4)	98.4 (6.9)	0.81 (0.07)	2.1 (0.2)	380 (80)
HCN	1.12 (0.04)	74.0 (1.3)	0.61 (0.04)		
HCO ⁺	1.04 (0.03)	66.2 (1.1)	0.55 (0.03)		
HNC	1.4 (0.1)	69.7 (1.6)	0.57 (0.04)		
HC ₃ N	1.4 (0.1)	67.1 (1.9)	0.55 (0.04)	2.0 (0.1)	230 (28)
G269.11–1.12					
CH ₃ OH	2.2 (0.3)	41.5 (2.7)	0.52 (0.07)	2.5 (0.1)	340 (53)
H ¹³ CN	2.1 (0.3)	51.2 (3.5)	0.65 (0.09)	2.7 (0.1)	490 (76)
H ¹³ CO ⁺	2.8 (0.7)	38.7 (4.7)	0.49 (0.08)	2.4 (0.1)	300 (55)
SiO	1.8 (0.5)	38.0 (4.9)	0.48 (0.08)	3.2 (0.5)	515 (180)
HN ¹³ C	3.8 (1.6)	32.9 (7.1)	0.41 (0.10)	2.4 (0.1)	250 (65)
HCN	1.7 (0.2)	73.3 (3.3)	0.92 (0.11)		
HCO ⁺	2.4 (0.2)	66.1 (1.8)	0.83 (0.10)		
HNC	2.0 (0.1)	60.1 (1.9)	0.76 (0.09)		
HC ₃ N	2.5 (0.2)	60.0 (2.4)	0.76 (0.09)	2.7 (0.1)	580 (83)
G270.26+0.83					
CH ₃ OH	1.3 (0.2)	27.6 (1.9)	0.17 (0.03)	2.7 (0.1)	133 (25)
c-C ₃ H ₂	1.3 (0.3)	121 (13)	0.76 (0.14)	2.0 (0.1)	320 (68)
H ¹³ CN	1.2 (0.2)	40.6 (3.4)	0.26 (0.04)	2.8 (0.2)	210 (48)
H ¹³ CO ⁺	1.1 (0.1)	46.3 (2.6)	0.29 (0.05)	2.0 (0.1)	123 (24)
SiO	1.6 (0.5)	43.0 (6.1)	0.27 (0.06)	3.4 (0.4)	330 (100)
HN ¹³ C	1.8 (0.2)	69.3 (4.6)	0.44 (0.07)	3.2 (0.2)	470 (100)
HCN	1.4 (0.1)	64.7 (1.5)	0.41 (0.06)		
HCO ⁺	1.4 (0.1)	59.6 (1.3)	0.38 (0.06)		
HNC	1.2 (0.1)	60.3 (1.4)	0.38 (0.06)		
HC ₃ N	1.1 (0.2)	31.5 (2.8)	0.20 (0.04)	2.5 (0.2)	130 (30)
G291.27–0.71					
CH ₃ OH	1.3 (0.3)	74 (9)	1.0 (0.2)	3.0 (0.1)	950 (170)
c-C ₃ H ₂	1.8 (0.1)	103 (18)	1.4 (0.3)	5.6 (0.2)	4600 (1000)
H ¹³ CN	1.9 (0.4)	46.0 (4.3)	0.6 (0.1)	3.3 (0.1)	710 (110)
H ¹³ CO ⁺	1.7 (0.1)	76.2 (2.5)	1.0 (0.1)	3.0 (0.1)	980 (130)
SiO	1.9 (0.2)	74.9 (4.3)	1.0 (0.1)	4.9 (0.1)	2600 (330)
HN ¹³ C	1.8 (0.2)	78.4 (5.0)	1.1 (0.1)	2.8 (0.1)	880 (130)

Таблица 6. Окончание

Линия	Отношение осей	$\Delta\Theta$, ''	d , пк	$\langle\Delta V\rangle$, км/с	$M_{\text{vir}}, M_{\odot}$		
HCN	1.7 (0.2)	120 (6)	1.6 (0.2)	2.5 (0.1)	630 (90)		
HCO ⁺	1.7 (0.1)	128 (5)	1.7 (0.2)				
HNC	1.9 (0.2)	97.7 (4.1)	1.3 (0.2)				
HC ₃ N	1.4 (0.2)	70.2 (3.8)	1.0 (0.1)				
G285.26−0.05 (1)							
H ¹³ CN	2.0 (0.6)	84 (13)	1.9 (0.4)	3.6 (0.4)	2600 (760)		
SiO	1.6 (0.4)	41.7 (5.6)	1.0 (0.2)	4.7 (1.0)	2200 (1000)		
HCN	2.1 (0.3)	50.6 (4.2)	1.2 (0.2)	2.4 (0.1)	500 (110)		
HCO ⁺	2.3 (0.5)	36.6 (4.2)	0.8 (0.1)				
G285.26−0.05 (2)							
CH ₃ OH	2.0 (0.3)	54.3 (3.9)	1.2 (0.2)			3.4 (0.3)	1500 (330)
c-C ₃ H ₂	1.0 (0.4)	68 (12)	1.5 (0.3)	4.0 (0.1)	2600 (550)		
HCN	1.9 (0.7)	135 (24)	3.1 (0.6)	1.88 (0.04)	110 (30)		
HCO ⁺	1.6 (0.3)	107 (9)	2.4 (0.3)				
HNC	1.5 (0.8)	120 (30)	2.7 (0.7)				
HC ₃ N	4.2 (1.4)	36.4 (6.2)	0.8 (0.2)				
G294.97−1.73 (1)							
CH ₃ OH	1.8 (0.3)	34.5 (3.3)	0.20 (0.05)	2.1 (0.1)	90 (30)		
c-C ₃ H ₂	2.1 (0.3)	75.1 (5.4)	0.4 (0.1)	2.5 (0.1)	290 (80)		
H ¹³ CN	2.0 (0.7)	86 (16)	0.5 (0.2)	1.9 (0.1)	190 (60)		
H ¹³ CO ⁺	1.1 (0.5)	44 (10)	0.3 (0.1)	2.0 (0.1)	110 (40)		
SiO	1.4 (1.3)	84 (10)	0.5 (0.1)	3.2 (0.1)	530 (150)		
HN ¹³ C	1.6 (0.3)	59.3 (5.4)	0.3 (0.1)	1.4 (0.1)	70 (20)		
HCN	1.5 (0.1)	90.9 (3.2)	0.3 (0.1)	1.93 (0.04)	180 (50)		
HCO ⁺	1.5 (0.1)	78.2 (3.2)					
HNC	1.5 (0.1)	65.7 (2.7)					
HC ₃ N	1.6 (0.2)	49.1 (2.5)					
G294.97−1.73 (2)							
H ¹³ CO ⁺	4.0 (1.1)	70 (10)	0.4 (0.1)	2.6 (0.1)	290 (90)		
HCO ⁺	3.2 (1.2)	124 (24)	0.5 (0.1)	1.93 (0.04)	180 (50)		
HNC	3.4 (1.2)	95 (16)					
HC ₃ N	2.7 (0.7)	80 (10)					

Для оценки пространственных вариаций дисперсий скоростей были рассчитаны зависимости усредненных значений ширин линий от прицельных параметров. При усреднении использовались значения ширин выше 3σ , где в качестве σ использована ошибка, полученная при гауссовой аппроксимации (см. табл. 3). Прицельный параметр (b) рассчитывался как квадратный корень из

A/π , где A есть площадь области, включающей все точки с интенсивностью выше заданного уровня, значение которого изменялось от I_{max} до $0.05I_{\text{max}}$ с шагом $0.01I_{\text{max}}$. Если разница $b_i - b_{i-1}$ становилась больше, чем половина шага картирования ($7.5''$), то для этой области рассчитывались среднее значение ширины линии и его по-

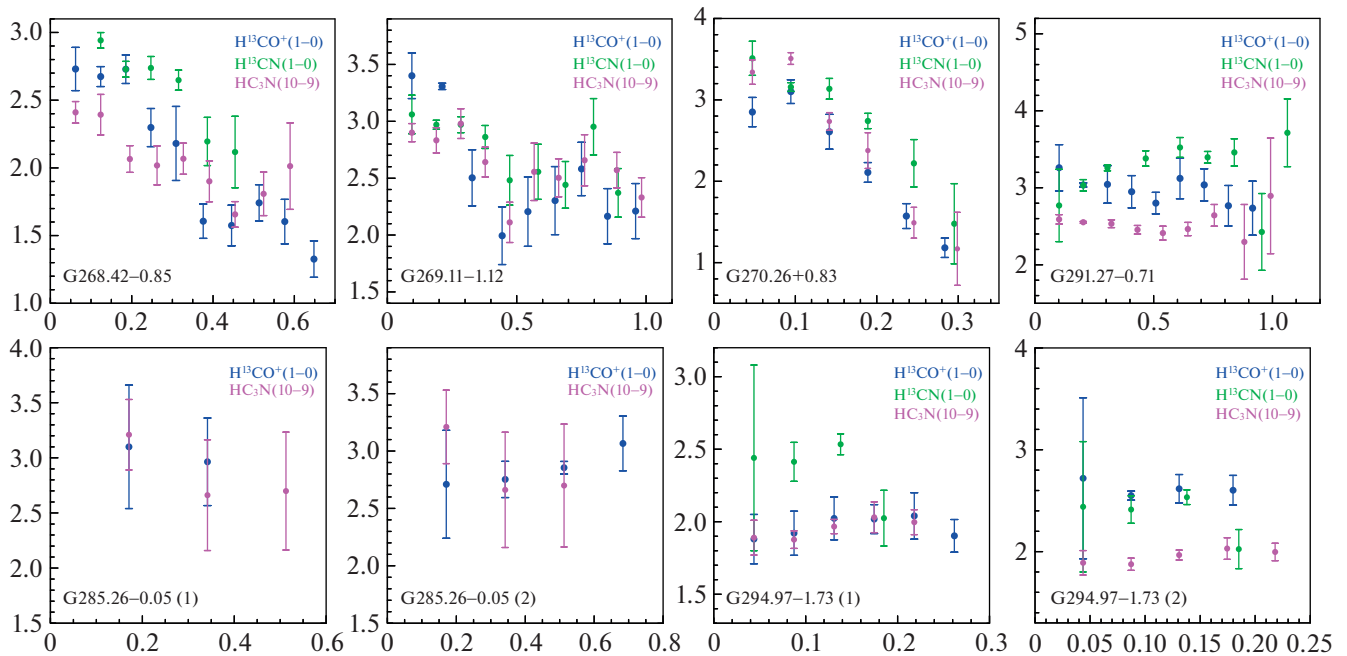


Рис. 8. Профили ширин оптически тонких линий $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$ и $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$, являющихся мерой дисперсии скоростей газа в объектах. По вертикальной оси отложены значения усредненных ширин в км/с (см. подробности в тексте). По горизонтальной оси отложены прицельные параметры (b) в парсеках.

грешность (подробнее методика расчета описана в [17, 56]).

На рис. 8 показаны зависимости усредненных ширин оптически тонких линий $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$, а также линий $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$. Области излучения в этих линиях пространственно коррелируют друг с другом и являются относительно протяженными. Число усредняемых точек ширин линий увеличивается с ростом b от 1 в центре до $\sim 10-15$ на краю (для ядер в областях G285.26 и G294.97 число усредняемых значений на краю составило $\sim 5-10$). В трех случаях (G268.42, G269.11 и G270.26) ширины линий убывают с ростом прицельного параметра в диапазоне от направления на центр до $\sim 0.3-0.6$ пк. Разница между значениями ширин линий в центре и на краях в этих ядрах достигает $\sim 1.5-2$ км/с. В ядрах G285.26(1, 2), G291.27 и G294.97(1, 2) подобных трендов не обнаружено.

Уширение линий в центре ядер может быть отчасти связано с возрастанием оптической толщины. Действительно, оптические толщины ~ 1 могут привести к уширению гауссовых профилей в ~ 1.2 раза за счет насыщения (напр., [57]). Однако полностью объяснить найденные тренды в G268.42, G269.11 и G270.26 эффектами оптической толщины вряд ли возможно. Отметим, что ширины линий $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$ превышают ширины

других линий в G268.42, G270.26, G291.27 и G294.97(1), в то время как ширины линий $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$ близки к соответствующим ширинам $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, либо меньше их (G291.27, G294.97(2)).

Возможным объяснением полученных трендов является увеличение степени динамической активности (турбулентность, систематические движения, истечения) в направлении центров ядер, связанное с процессами звездообразования. В ядрах G268.42-0.85 и G269.11-1.12 основными факторами, вызывающими уширение линий, могут быть как турбулентность, так систематические движения типа сжатия, на существование которых указывает специфический вид асимметрии профилей оптически толстых линий (см. рис. 1).

6. МОДЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ РАДИАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ ПЛОТНОСТИ И СКОРОСТИ В ЯДРАХ

На профилях оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ в G268.42-0.85 и G269.11-1.12 наблюдается провал (рис. 1). Его положение близко к положению пика $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ и других линий, имеющих малую оптическую толщину. Красное и синее крылья линий, разделенные провалом, обладают разной амплитудой, причем синий пик превышает красный на значительной части наблюдаемых карт. Наличие асим-

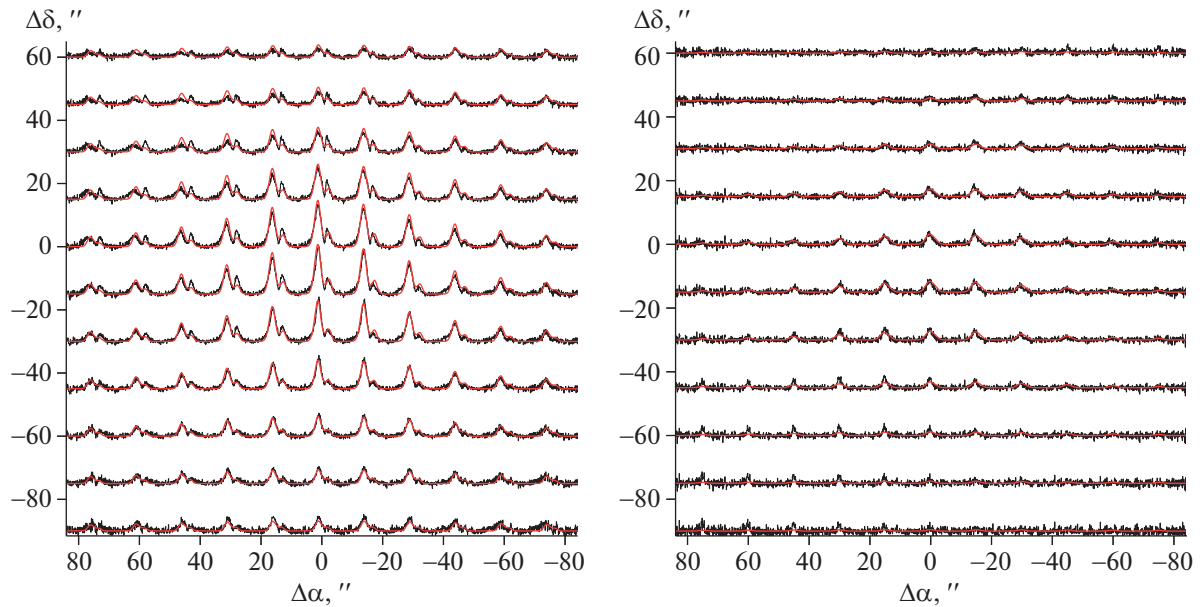


Рис. 9. Карты в линиях $\text{HCO}^+(1-0)$ (слева) и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ (справа) в ядре G268.42–0.85. Результаты наблюдений показаны черным цветом, красным цветом — результаты модельных расчетов, соответствующих полученным оценкам физических параметров из табл. 7.

метрии подобного вида для оптически толстых линий и симметричных, близких к гауссовым, профилей оптически тонких линий, максимум которых близок к положению провала на оптически толстых линиях, указывает на вероятное сжатие ядра [58]. Сравнение таких спектральных карт с картами, рассчитанными в рамках не-ЛТР моделей, может дать информацию о распределении физических параметров, включая скорость сжа-

тия. Эту информацию можно использовать для выбора той или иной теоретической модели. Сложность нахождения оптимальных значений при одновременном варьировании нескольких параметров связана с тем, что функция ошибки может иметь более одного локального минимума, а сами параметры могут коррелировать друг с другом, что приводит к зависимости от начальных условий и плохой сходимости. Для преодоления этих трудностей в работе [12] был предложен алгоритм, основанный на применении статистических методов главных компонент (ГК) и k-ближайших соседей (кБС) для вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые.

Таблица 7. Модельные значения физических параметров ядра G268.42–0.85

Параметр	Исходный диапазон	Значение
$n_0(\text{см}^{-3}), 10^7$	0.6...10	$5.5^{+8.0}_{-4.3}$
α_n	1.3...2.0	$1.6^{+0.2}_{-0.2}$
$V_{\text{turb}}, \text{см/с}$	3...9	$6.7^{+1.4}_{-2.3}$
α_{turb}	–0.2...2.1	$0.2^{+0.1}_{-0.1}$
$V_{\text{sys}}, \text{см/с}$	–(1.5...0.1)	$-1.2^{+0.2}_{-0.5}$
α_{sys}	–0.6...0.6	$-0.5^{+0.3}_{-0.2}$
$R_{\text{max}}, \text{пк}$	0.2...4	$4.6^{+2.1}_{-3.2}$
$X(\text{HCO}^+), 10^{-10}$	0.2...20	$1.5^{+3.3}_{-0.5}$
$X(\text{H}^{13}\text{CO}^+), 10^{-11}$	0.2...10	$1.0^{+0.3}_{-0.2}$

Примечание. n_0 , V_{turb} и V_{sys} представляют собой удвоенные значения параметров в центральном слое.

Спектры $\text{HCO}^+(1-0)$ с провалом и асимметрией наблюдались в центральной части ядра G268.42–0.85 и в северной части ядра G269.11–1.12. Для оценки радиальных профилей физических параметров была использована многослойная сферически-симметричная модель, параметры которой (плотность, турбулентная, систематическая скорость и кинетическая температура) зависели от радиального расстояния по закону:

$P = P_0 / (1 + (r/R_0)^{\alpha_p})$, где R_0 есть радиус центрального слоя, принятый равным 2×10^{16} см. Описание модели дано в работе [12]. Морфология областей молекулярного излучения, а также внутренняя структура рассматриваемых ядер по данным на длине волны 350 мкм указывают на отличия от сферической симметрии (см. рис. 2, 3). Использование сферически-симметричной модели в

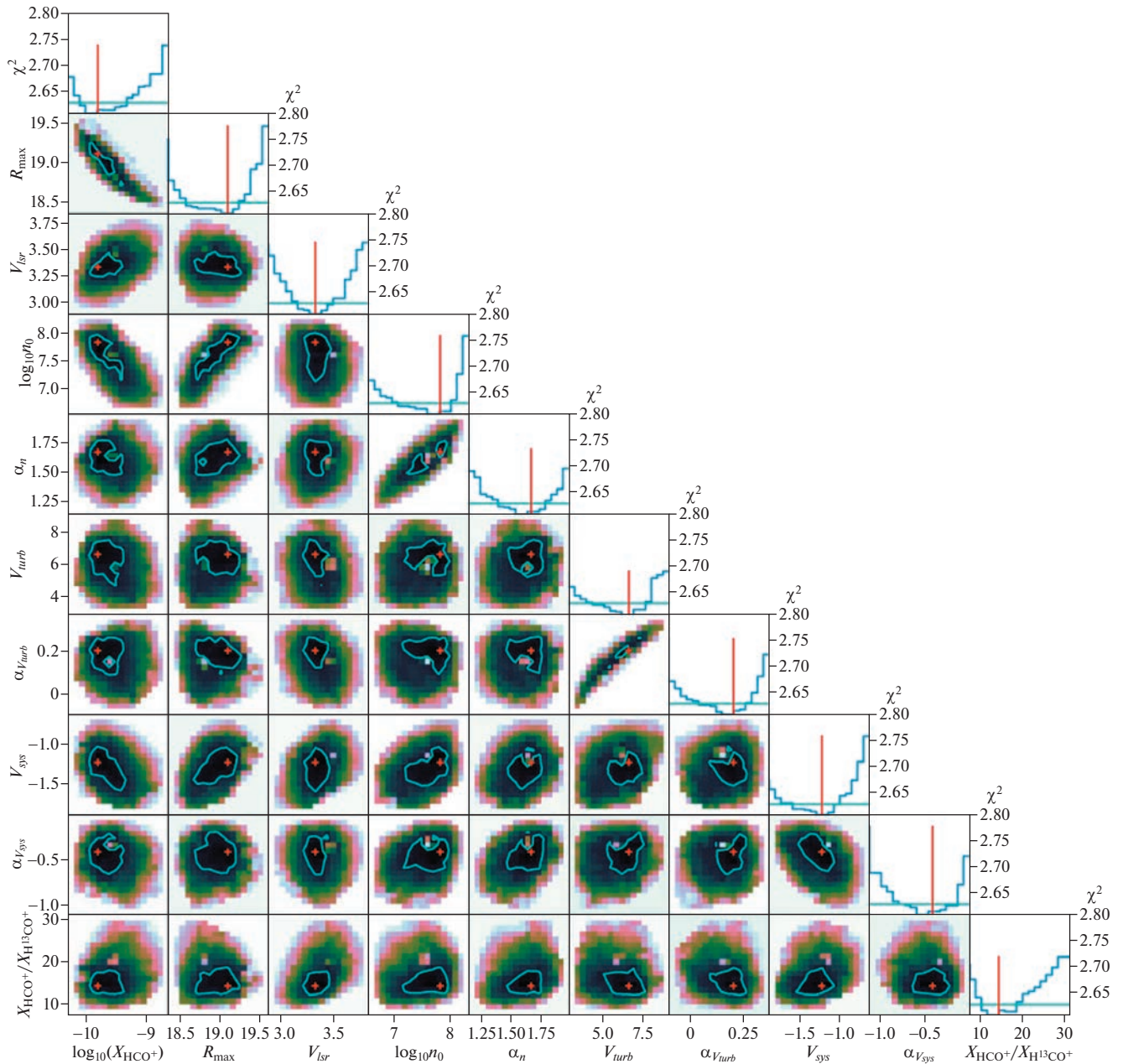


Рис. 10. Проекции 10-мерной функции ошибки (χ^2) на плоскости различных пар параметров, рассчитанные по данным вписывания модельных спектральных карт в линиях $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ в наблюдаемые карты в ядре G268.42–0.85. Над каждым столбцом проекций приведены графики зависимости функции ошибки от отдельного параметра. Красные точки на диаграммах и красные вертикальные линии на верхних графиках соответствуют глобальному минимуму функции ошибки, полученному из метода КБС. Доверительные области для оптимальных значений параметров, рассчитанные из сечения функции ошибки гиперплоскостью χ^2_σ , показаны голубыми контурами и горизонтальными линиями на двумерных проекциях и одномерных графиках соответственно.

данном случае может дать информацию об усредненных радиальных профилях физических параметров во внешних областях ядер.

Параметрами модели являлись величины P_0 для радиальных профилей плотности, турбулент-

ной и систематической скоростей (n_0 , V_{turb} , V_{sys} соответственно), и соответствующие степенные индексы α_p (α_n , α_{turb} , α_{sys}), а также относительные распространности молекул HCO^+ и H^{13}CO^+ , не зависящие от радиального расстояния, внешний

радиус модельного облака (R_{max}) и доплеровская скорость источника (V_{LSR}). Заметим, что в соответствии с заданным видом радиальных профилей значения физических параметров в центральном слое равны половине от соответствующих значений n_0 , V_{turb} и V_{sys} . Профиль кинетической температуры задавался в виде $T = 80 \text{ K}/(1 + (r/R_0)^{0.3})$ и не менялся в процессе расчетов. При расчетах использовались значения столкновительных вероятностей $\text{HCO}^+ - \text{H}_2$ из работы [59], рассчитанные для фиксированных температур с шагом в 10 K. Соответственно, температура в каждом слое округлялась до значения, кратного 10 K. Таким образом, кинетическая температура в модели равнялась 40 K в центральных слоях (что близко к оценкам кинетических температур в G268.42 и G269.11, см. табл. 4) и спадала до ~ 10 K на периферии. Для расчетов бралось 14 слоев, толщина которых увеличивалась по степенному закону с увеличением расстояния от центра. После расчета модельных спектров проводилась свертка с диаграммой направленности телескопа и рассчитывалась функция ошибки, зависящая от разности между модельными и наблюдаемыми спектрами в различных точках. Для уменьшения потерь информации при расчете функции ошибки были использованы карты с шагом в 6'' по обоим координатам, полученные в результате обработки исходных данных с помощью пакета Gridzilla.

Методика применения алгоритма для нахождения глобального минимума функции ошибки соответствовала изложенной в работе [12] с некоторыми дополнениями, описанными в Приложении. В рамках алгоритма генерировался набор прецедентов и оценивались вероятные параметры модели и их доверительные области. Метод ГК был использован для снижения размерности модели (с 10 до 6) и равномерного заполнения пространства параметров. Метод кБС использовался для нахождения оптимальных значений параметров, соответствующих глобальному минимуму функции ошибки, определяемой разностью между модельными и наблюдаемыми спектрами (более подробно см. [12]).

Модельные карты в линиях $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ вписывались в центральную область G268.42–0.42 размером $\sim 1.5' \times 1.5'$, что соответствует линейному размеру ~ 0.7 пк, а также в карту северной части G269.11–1.12 размером $\sim 1' \times 1.3'$ или $\sim 0.7 \times 1$ пк. Поскольку в рамках использованной модели нам не удалось добиться удовлетворительного вписывания модельных карт $\text{HCO}^+(1-0)$ в наблюдаемые в G269.11–1.12 (см. раздел 7), ниже приведены результаты расчетов только для ядра G268.42–0.42. Карты в линиях

$\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ с наблюдаемыми и модельными профилями для этого ядра приведены на рис. 9. Значения физических параметров для G268.42–0.42, соответствующих минимуму функции ошибки, а также неопределенности этих оценок, соответствующих границам доверительных диапазонов, полученных из анализа проекций многомерной функции ошибки на плоскости различных пар параметров (рис. 10), приведены в табл. 7.

7. ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованные области содержат в себе плотные ядра, являющиеся областями образования массивных звезд и звезд в скоплениях, на что указывает наличие в них источников IRAS с высокими светимостями, компактных зон H II, мазеров метанола и воды, источников ближнего инфракрасного диапазона и иных источников (см. раздел 2). Из наблюдений следует, что исследованные области обладают богатым молекулярным составом (см. табл. 5), что характерно для ядер, связанных с областями образования звезд большой массы или звезд в скоплениях. Ядро 1 из области G285.26–0.05 является более бедным по составу, чем остальные.

Рассчитанные кинетические температуры (см. табл. 4) демонстрируют как близость, так и расхождение с независимыми оценками. Так, для G268.42 рассчитанная нами кинетическая температура близка к оценке из работы [51] (33 K), полученной по наблюдениям линий метилцианида в переходе $J = 6-5$, а также к температуре пыли (35 K [18]). Оценка кинетической температуры в G270.26 по метилацетилену с учетом погрешности практически совпадает с оценкой температуры пыли (29 K [18]), но несколько ниже пиковой температуры в линии CO(1–0) (44 K [13]), которая в случае большой оптической толщины может служить мерой кинетической температуры. Оценка кинетической температуры в G294.97 с учетом погрешности превышает оценку температуру пыли в направлении источника IRAS (27 K [18]) и близка к значению пиковой температуры CO(1–0) (41 K [13]). Различие в кинетических температурах в G291.27, рассчитанных нами по метилацетилену и метилцианиду, выходит за пределы погрешностей (см. табл. 4). Наблюдения в линиях аммиака с угловым разрешением $\sim 1''$ [60] показали, что кинетическая температура в данном ядре может изменяться от ~ 30 до ~ 50 K в той области, для которой нами были рассчитаны усредненные кинетические температуры. Возможно, что пространственные распределения излучения в линиях метилацетилена и метилцианида на масштабах меньше размеров диаграммы направленности MOPRA-22m в данной области

отличаются друг от друга, что приводит к различию в оценках температуры. Новые наблюдения в этих линиях с лучшим угловым разрешением (например, $\sim 10''$) могли бы быть полезны для ответа на вопрос о причине расхождения полученных оценок.

Вириальные массы, рассчитанные по различным линиям (табл. 6), отличаются друг от друга, нередко выходя за пределы погрешностей (~ 10 – 50%), что может быть связано с различиями размеров областей излучения, ширин линий, условий возбуждения различных специй, а также с вариациями химического состава в ядрах. Для ядер G268.42, G269.11 и G291.27 массы, рассчитанные по данным излучения пыли [20], лежат в диапазоне вириальных оценок. Для остальных ядер (в особенности, для G294.97) вириальные массы превышают массы, рассчитанные по пыли. Следует отметить, что оценки M_{vir} могут быть завышены. Рост ширин линий во внутренних областях ядер G268.42, G269.11 и G270.26 ($\lesssim 0.3$ – 0.6 пк) (рис. 8) связан, по-видимому, с влиянием внутренних источников, которые вызывают повышение дисперсии нетепловых скоростей и увеличивают средние оценки ΔV и M_{vir} . Если ядра неоднородны, то вириальных масс будут меньше. Так, для профиля плотности r^{-2} вириальные массы будут на 40% меньше значений, приведенных в табл. 6.

Ядра различаются по внутренней кинематике, на что указывает различный вид профилей оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ (рис. 1), а также различный вид радиальных профилей дисперсии нетепловых скоростей (рис. 8). В двух ядрах (G268.42–0.85, G269.11–1.12) асимметрия профилей $\text{HCO}^+(1-0)$ указывает на вероятное сжатие газа. С помощью детального анализа спектральных карт $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ с использованием сферически-симметричной модели были оценены параметры радиальных зависимостей плотности, температуры, дисперсии турбулентных скоростей, а также скорости сжатия в ядре G268.42–0.85 (табл. 7). Результаты модельных расчетов $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ в целом неплохо описывают наблюдаемые спектры в G268.42–85, хотя для спектров $\text{HCO}^+(1-0)$ в северо-восточной части ядра существуют расхождения (см. рис. 9). Для G269.11–1.12 модельные и наблюдаемые спектры удалось согласовать только в центре ядра, в то время как в северо-восточной и на юго-западной частях расхождения как по пиковым значениям температур, так и по форме спектров оказались весьма существенны. Указанные расхождения могут быть связаны с отличием формы ядер от сферической симметрии, а также с влиянием вращения, которое может приводить к отличиям вида профилей $\text{HCO}^+(1-0)$ от

ожидаемых в случае радиального сжатия. Ядро G269.11–1.12 в большей степени вытянуто (ср. значения отношений осей вписанных эллипсов для G268.42 и G269.11, табл. 6). Кроме того, модельные оценки физических параметров в G269.11–1.12 расходятся с независимыми оценками. Возможно, что используемая модель является слишком упрощенной для описания данного ядра.

Для ядра G268.42–0.85 рассчитанные модельные параметры (см. табл. 7) согласуются с независимыми оценками с учетом неопределенностей сравниваемых величин. Отметим, что полученное значение радиуса (~ 4 пк) представляет собой границу модельного облака и не может быть напрямую сопоставлен с наблюдаемыми размерами областей излучения в молекулярных линиях (см. табл. 6). Кроме того, неопределенность этого значения, рассчитанная из доверительного диапазона, достигает $\sim 70\%$ (см. табл. 7). Из-за резкого спада плотности внешние слои модельного облака с низкой плотностью ($< 10^4 \text{ см}^{-3}$ для $r > 1$ пк) влияют прежде всего на величину провала на профилях оптически толстых линий, поглощая излучение от центральных слоев, и практически не дают вклад при оценке размеров областей излучения по половинному уровню от максимума. С учетом большой неопределенности значения плотности в центральном слое ($\sim 100\%$, табл. 7), модельные лучевые концентрации молекулярного водорода, усредненные для области размером $\sim 24''$ (~ 0.2 пк), и массы областей излучения HCO^+ и H^{13}CO^+ (~ 0.6 пк, табл. 7) нетрудно согласовать с соответствующими значениями $N(\text{H}_2)$ и M_{vir} из табл. 5, 6. Степенной индекс радиального профиля плотности, полученный из модели, совпадает со значением, полученным из наблюдений пыли 1.2 мм [21]. Оценка степенного индекса радиального профиля плотности для G269.11–1.12, получаемая из модельных расчетов, существенно ниже индекса, рассчитанного по данным наблюдений пыли (1.2 и 2 [21] соответственно).

Отношение модельных распространенностей $[\text{HCO}^+]/[\text{H}^{13}\text{CO}^+]$ в G268.42–0.85 ниже, чем диапазон вероятных значений отношения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ (~ 35 – 55), рассчитанный по зависимости из работы [61] для галактоцентрического расстояния $R_G \sim 8.7$ кпк. Неопределенность отношения модельных распространенностей, однако, высока (табл. 7). Модельная оценка $X(\text{H}^{13}\text{CO}^+)$ для G268.42–0.85 совпадает с оценкой, полученной из ЛТР расчетов (табл. 6). Для G269.11–1.12 эти оценки расходятся.

Турбулентная скорость спадает с расстоянием от центра от ~ 3.3 км/с в центральном слое до 1.5 км/с во внешнем. Подобная зависимость была

получена ранее и для ядра L1287 [12]. Скорость сжатия в центральном слое G268.42–0.85 составляет ~ -0.6 км/с, что близко к оценке двухслойной модели [62], полученной из параметров наблюдаемого профиля линии $\text{HCO}^+(1-0)$ для точки ($0'', -15''$). Модельный степенной индекс радиального профиля скорости сжатия с учетом неопределенностей оказался меньше нуля ($\alpha_{\text{sys}} \sim -0.5^{+0.3}_{-0.2}$), что для заданного вида модельной зависимости означает рост скорости сжатия по абсолютному значению с увеличением расстояния от центра.

Этот результат отличен как от случая коллапса газа на протозвезду в режиме свободного падения ($\alpha_{\text{sys}} = 0.5$) [3, 5, 7], так и от приближения неравновесного ядра, находящегося в режиме глобального иерархического коллапса с постоянной скоростью ($\alpha_{\text{sys}} = 0$) [7, 10]. Однако тот факт, что для части карты $\text{HCO}^+(1-0)$ в G268.42–0.85 нам не удалось полностью воспроизвести вид профилей линий (рис. 9), указывает на вероятность существования более сложного распределения систематических скоростей в ядре по сравнению с радиальным сжатием. Учет вращения ядра, указания на которое есть в работе [17], возможно, мог бы быть полезен для модельных расчетов в данном случае. Вклад вращения в общую систематическую скорость на луче зрения очевидно будет различным для различных частей ядра, что должно изменить соотношение интенсивностей “синего” и “красного” пиков на профилях и, возможно, более точно воспроизвести особенности наблюдаемых спектров в различных частях карты и скорректировать параметры радиального профиля скорости сжатия.

Таким образом, анализ результатов проведенных модельных расчетов показал, что использованная сферически-симметричная модель с едиными степенными индексами радиальных профилей физических параметров является упрощенной для рассматриваемых ядер. Тем не менее с помощью данной модели, используя разработанный алгоритм вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые [12], нам удалось воспроизвести наблюдаемые в ядре G268.42–0.85 спектральные карты $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ и оценить радиальные профили физических параметров. Как и в ядре L1287 [12], рассчитанное значение α_{sys} отличается от ожидаемого в случае режима свободного падения газа на протозвезду [3, 5]. В данном случае, однако, найденное значение не согласуется и с предсказанием модели глобального коллапса ядра [7, 10]. Для верификации полученного результата необходимо проведение наблюдений данного ядра с лучшей чувствительностью и более высоким спектральным разрешением как в

переходе $1-0$, так и в более высоких переходах вращательного спектра молекул HCO^+ и H^{13}CO^+ , а также использование для анализа моделей, учитывающих как радиальные движения, так и вращение газа, а также отличие от сферической симметрии. Для получения статистически значимых выводов о характере сжатия газа в ядрах, связанных с областями образования массивных звезд и звездных скоплений, важно в дальнейшем расширить число объектов анализа, в которых профили линий молекул, индикаторов повышенной плотности (HCO^+ , HCN , CS и др.), имеют особенности, характерные для сжимающегося газа.

8. ВЫВОДЫ

С помощью 22-м радиотелескопа обсерватории MOPRA (Австралия) проведены спектральные наблюдения шести областей образования массивных звезд южного неба в диапазоне частот $\sim 84-92$ ГГц в линиях $\text{CH}_3\text{OH}(5_{-1}-4_0 \text{ E})$, $\text{c-C}_3\text{H}_2(2_{1,2}-1_{0,1})$, $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}(5-4)$, $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{SiO}(2-1)$, $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HNC}(1-0)$, $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$ и $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$. Данные области обладают плотными ядрами и связаны с яркими точечными источниками IRAS, компактными областями H II, мазерными источниками и источниками ближнего инфракрасного диапазона, и наблюдались ранее в континууме и в молекулярных линиях. В работе получены следующие результаты:

1. Определены физические параметры ядер, включая кинетические температуры ($\sim 30-50$ K), размеры областей излучения в различных линиях ($\sim 0.2-3.1$ пк) и вириальные массы ($\sim 70-4600 M_\odot$). Ширины линий существенно превышают тепловые ($\sim 2-5$ км/с). В рамках локального термодинамического равновесия рассчитаны лучевые концентрации, а также распространенности молекул H^{13}CN , H^{13}CO^+ , HN^{13}C , HC_3N , $\text{c-C}_3\text{H}_2$, SiO , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ и CH_3CN . Самые низкие распространенности H^{13}CN , H^{13}CO^+ и H_3CN наблюдаются в ядре G285.26(1). Ширины различных молекулярных линий в трех ядрах, оптическая толщина двух из которых, по-видимому, мала, растут с уменьшением прицельного параметра, что свидетельствует о влиянии внутреннего источника на динамическую активность газа. Разница между значениями ширин линий в центре и на периферии в этих объектах достигает $\sim 1.5-2$ км/с.

2. Характер асимметрии профилей оптически толстых линий $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{HCN}(1-0)$ указывает на вероятное сжатие газа в ядрах G268.42–0.85, G269.11–1.12. В рамках сферически-симметричной модели с помощью алгоритма минимизации функции ошибки при вписывании модельных

карт в наблюдаемые [12] рассчитаны оптимальные значения параметров радиальных профилей плотности, турбулентной скорости и скорости сжатия в ядре G268.42–0.85 и определены их неопределенности. Плотность убывает с расстоянием от центра, как $\propto r^{-1.6}$, турбулентная скорость убывает, как $\propto r^{-0.2}$, а скорость сжатия растет, как $\propto r^{0.5}$. Радиальный профиль скорости сжатия отличается от ожидаемого как в случае свободного падения газа на протозвезду ($\propto r^{-0.5}$), так и в случае глобального коллапса ядра (скорость сжатия не зависит от расстояния). Возможной причиной данного расхождения может быть вращение ядра G268.42–0.85, которое не учитывалось в модели.

ПРИЛОЖЕНИЕ А:

ПРИМЕНЕНИЕ АЛГОРИТМА НАХОЖДЕНИЯ ГЛОБАЛЬНОГО МИНИМУМА ФУНКЦИИ ОШИБКИ И ОЦЕНКИ ДОВЕРИТЕЛЬНЫХ ИНТЕРВАЛОВ МОДЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

В работе [12] для анализа карт молекулярных линий в ядре L1287 было проведено моделирование возбуждения молекул в сферически-симметричной модели и рассчитаны модельные спектральные карты, соответствующие наблюдаемым. Оптимальные значения параметров модели и их доверительные диапазоны были вычислены с помощью оригинального алгоритма для нахождения глобального минимума функции ошибки между модельными и наблюдаемыми спектрами в каждой точке, включающего в себя метод ГК, используемый для статистической процедуры снижения размерности модели, и метод кБС для нахождения оптимальных значений.

Данный подход был применен для анализа карт G268.42–0.85 и G269.11–1.12 в линиях $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$. По сравнению с подходом, описанным в работе [12], генерация модельных прецедентов до применения процедуры снижения размерности была изменена: при генерации выборки случайным образом исключались прецеденты в соответствии с критерием:

$$\frac{1}{b} \sum_{k=1}^b \frac{r_k}{\chi^2} < \alpha, \quad (\text{A1})$$

где

$$r_k = \sum_{i=1}^n \sqrt{\frac{(p_i^{\text{new}} - p_i)^2}{\sigma_i^2}} \quad (\text{A2})$$

есть нормированное расстояние до ранее сгенерированных модельных прецедентов параметра p_i (плотность, систематическая и турбулентная

скорости). Нормировка проводилась на стандартное отклонение в ранее сгенерированном наборе данных (σ_i) параметра p_i . Здесь n — число параметров, p_i^{new} — значение параметра p_i , к которому применим критерий (A1). При расчете по формуле (A1) использовалось b прецедентов, выбранных по критерию минимума функции ошибки. Значение p_i^{new} выбиралось случайным образом, в пределах диапазонов, приведенных ниже. Коэффициенты b и α выбирались эмпирически и равнялись 7 и 0.1 соответственно. Прецеденты, для которых выполнялось соотношение (A1), отбрасывались. Для остальных рассчитывались спектральные карты, вычислялась функция ошибки и прецедент добавлялся в общую выборку. Таким образом, мы избегали вычисления модельных параметров в случае, если рядом ранее был рассчитан прецедент с большим значением функции ошибки.

Выборка генерировалась в несколько поколений (1000 реализаций), часть из которых отбрасывалась по критерию (A1), кроме первого поколения. Далее выборка случайным образом делилась на две части. Для каждой рассчитывалось ядро преобразования нелинейного метода главных компонент (с экспоненциальной нелинейностью). В случае, если коэффициенты преобразования, рассчитанные для полной выборки и для частей, не отличались более чем на 10%, принималось, что процедура снижения размерности может быть применена. Затем, аналогично работе [12], прецеденты рассчитывались в узлах регулярной сетки для пространства сниженной размерности. Поколения генерировались до тех пор, пока удвоение количества прецедентов не приводило к изменению оценок вероятных величин параметров и их доверительных диапазонов. Хотя данные изменения мало влияют на заполнение прецедентами пространства параметров после применения процедур снижения размерности, они приводят к ускорению процесса накопления прецедентов до процедуры снижения. Этот факт является немаловажным, так как при накоплении статистики процент отброшенных прецедентов близок к $\sim 95\%$ в оригинальном варианте алгоритма и $\sim 70\%$ в модифицированном варианте, что позволяет ускорить предварительные расчеты в ~ 6 раз. Это достигается за счет того, что параметры, для которых k ближайших реализаций имеют большее значение функции ошибки, можно отбросить без проведения модельных расчетов. Хотя данная модификация не является критически важной при анализе отдельных источников, она необходима при анализе нескольких объектов, так как ускоряет расчеты, не влияя на достоверность окончательных оценок.

На основе модифицированного алгоритма были проведены оценки параметров ядер G268.42–0.85 и G269.11–1.12. Априорные предположения об исходных диапазонах значений параметров и полученные наиболее вероятные значения с границами доверительных диапазонов по уровню 1σ для G268.42–0.85 приведены в табл. 7. Исходные диапазоны значений, однако, не жестко задавали границы областей, в которых происходило заполнение модельными прецедентами. При расчете главных компонент эти области могли быть автоматически расширены (как в случае $R_{\max}$). Соответствующие спектральные карты приведены на рис. 9.

На рис. 10 представлены наборы двумерных проекций 10-мерной функции ошибки между модельными и наблюдаемыми спектральными картами $\text{HCO}^+(1-0)$ в G268.42–0.85 на плоскости различных пар параметров. На данном рисунке (в верхней части каждого из столбцов) представлены графики зависимости проекции функции ошибки от каждого из параметров. На диаграммах существует глобальный минимум функции ошибки, и для каждого параметра отмечена область, в которой χ^2 меньше порога доверительности. Ряд параметров коррелируют друг с другом. Отрицательная корреляция наблюдается между $R_{\max}$ и X_{HCO^+} . Между α_n и n_0 , а также между турбулентной скоростью в центральном слое и α_{turb} наблюдаются положительные корреляции. Более слабые корреляции существуют между n_0 и $R_{\max}$ (положительная) и n_0 и X_{HCO^+} (отрицательная). Наиболее вероятные значения параметров оценивались методом кБС. Они отмечены красным крестиком на двумерных проекциях и красной вертикальной линией на графиках зависимости проекций χ^2 от отдельных параметров. Доверительные области были рассчитаны с использованием сечения функции ошибки гиперплоскостью χ^2_σ . Проекция сечений функции ошибки гиперплоскостью χ^2_σ представляют собой контуры на плоскостях пар параметров, им соответствуют горизонтальные линии на графиках (рис. 10).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ-23-22-00139.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензенту за ценные замечания и указания, в результате которых текст статьи был существенно улучшен.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. C. Tan, M. T. Beltrán, P. Caselli, F. Fontani, A. Fuente, M. R. Krumholz, C. F. McKee, and A. Stolte, *Protostars and Planets VI*, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning (Tucson: University of Arizona Press, 2014), p. 149.
2. F. Motte, S. Bontemps, and F. Louvet, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **56**, 41 (2018).
3. F. H. Shu, *Astrophys. J.* **214**, 488 (1977).
4. F. H. Shu, F. C. Adams, and S. Lizano, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **25**, 23 (1987).
5. C. F. McKee and J. C. Tan, *Astrophys. J.* **585**, 850 (2003).
6. Y. Zhang and J. C. Tan, *Astrophys. J.* **853** (1), id. 18 (2018).
7. E. Vázquez-Semadeni, A. Palau, J. Ballesteros-Paredes, G. C. Gómez, and Manuel Zamora-Avilés, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**, 3061 (2019).
8. R. B. Larson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **145**, 271 (1969).
9. M. V. Penston, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **144**, 425 (1969).
10. R. Naranjo-Romero, E. Vázquez-Semadeni, and R. M. Loughnane, **814**, 48 (2015).
11. Л. Е. Пирогов, В. М. Шульга, И. И. Зинченко, П. М. Землянуха, А. Н. Патока, М. Томассон, *Астрон. журн.* **93** (10), 871 (2016).
12. Л. Е. Пирогов, П. М. Землянуха, *Астрон. журн.* **98** (2), 102 (2021).
13. I. Zinchenko, K. Mattila, and M. Toriseva, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **111**, 95 (1995).
14. A. V. Lapinov, P. Schilke, M. Juvela, and I. I. Zinchenko, *Astron. and Astrophys.* **336**, 1007 (1998).
15. J. Harju, K. Lehtinen, R. S. Booth, and I. Zinchenko, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **132**, 211 (1998).
16. I. Zinchenko, C. Henkel, and R. Q. Mao, *Astron. and Astrophys.* **361**, 1079 (2000).
17. L. Pirogov, I. Zinchenko, P. Caselli, L. E. B. Johansson, and P. C. Myers, *Astron. and Astrophys.* **405**, 639 (2003).
18. L. Pirogov, I. Zinchenko, P. Caselli, and L. E. B. Johansson, *Astron. and Astrophys.* **461**, 523 (2007).
19. T. Liu, K.-T. Kim, H. Yoo, S.-Y. Liu, et al., **829** (2), id. 59 (2016).
20. Л. Е. Пирогов, *Изв. ВУЗов. Радиофизика* **64**, 954 (2022).
21. L. E. Pirogov, *Astron. Rep.* **53** (12), 1127 (2009).
22. K. V. Getman, E. D. Feigelson, M. A. Kuhn, P. S. Broos, and G. P. Garmire, *Astron. J.* **158**, id. 235 (2019).

23. *A. Roman-Lopes, Z. Abraham, R. Ortiz and A. Rodriguez-Ardila*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **394**, 467 (2009).
24. *B. A. Binder and M. S. Povich*, **864** (2), id. 136 (2018).
25. *D. A. Ladeyschikov, O. S. Bayandina, and A. M. Sobolev*, Astron. J. **158**, id. 233 (2019).
26. *D. Apai, H. Linz, T. Henning, and B. Stecklum*, Astron. and Astrophys. **434**, 987 (2005).
27. *C. D. Tremblay, T. L. Bourke, J. A. Green, J. M. Dickey, O. I. Wong, and T. J. Galvin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **510**, 593 (2022).
28. *J. S. Urquhart, M. G. Hoare, S. L. Lumsden, R. D. Oudmaijer, et al.* Astron. and Astrophys. **507**, 795 (2009).
29. *T. Culverhouse, P. Ade, J. Bock, M. Bowden, et al.*, Astrophys. J. Suppl. **195** (1), id. 8 (2011).
30. *S. L. Breen and S. P. Ellingsen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **416**, 178 (2011).
31. *J. L. Caswell*, Publ. Astron. Soc. Australia **26**, 454 (2009).
32. *M. A. Voronkov, J. L. Caswell, S. P. Ellingsen, J. A. Green, and S. L. Breen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **439**, 2584 (2014).
33. *S. L. Breen, Y. Contreras, J. R. Dawson, S. P. Ellingsen, M. A. Voronkov, and T. P. McCarthy*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **484**, 5072 (2019).
34. *V. I. Slysh, S. V. Kalenskii, I. E. Val'ts, and R. Otrupcek*, R. Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **268**, 464 (1994).
35. *I. E. Val'ts, S. P. Ellingsen, V. I. Slysh, S. V. Kalenskii, R. Otrupcek, and G. M. Larionov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **317**, 315 (2000).
36. *W. Yang, Y. Xu, X. Chen, S. P. Ellingsen, D. Lu, B. Ju, and Y. Li*, Astrophys. J. Suppl. **231**(2), id. 20 (2017).
37. *R. Ortiz, A. Roman-Lopes, and Z. Abraham*, Astron. and Astrophys. **461**, 949 (2007).
38. *B. Neichel, M. R. Samal, H. Plana, A. Zavagno, A. Bernard, and T. Fusco*, Astron. and Astrophys. **576**, id. A110 (2015).
39. *C. M. Dutra, E. Bica, J. Soares, and B. Barbuy*, Astron. and Astrophys. **400**, 533 (2003).
40. *J. L. Caswell*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **297**, 215 (1998).
41. *S. L. Breen, J. L. Caswell, S. P. Ellingsen, and C. J. Phillips*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **406**, 1487 (2010).
42. *M. J. Gaylard and G. C. MacLeod*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **262**, 43 (1993).
43. *P. J. Barnes, S. D. Ryder, S. N. O'Dougherty, L. E. Alvarez, A. S. Delgado-Navarro, A. M. Hopkins, and J. C. Tan*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **432**, 2231 (2013).
44. *C. Eswaraiah, S.-P. Lai, W.-P. Chen, A. K. Pandey, et al.* **850**(2), id. 195 (2017).
45. *S. L. Breen, S. P. Ellingsen, J. L. Caswell, J. A. Green, M. A. Voronkov, G. A. Fuller, L. J. Quinn, and A. Avison*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **426**, 2189 (2012).
46. *A. J. Walsh, M. G. Burton, A. R. Hyland, and G. Robinson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **301**, 640 (1998).
47. *J. A. Green, J. L. Caswell, G. A. Fuller, A. Avison, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **420**, 3108 (2012).
48. *N. Ladd, C. Purcell, T. Wong, and S. Robertson*, Publ. Astron. Soc. Australia **22** (1), 62 (2005).
49. *С. Ю. Малафеев, И. И. Зинченко, Л. Е. Пирогов, Л. Е. Б. Йоханссон*, Письма в Астрон. журн. **31** (4), 262 (2005).
50. *А. В. Алакоз, С. В. Каленский, В. Г. Промыслов, Л. Е. Б. Юханссон, А. Виннберг*, Астрон. журн. **79** (7), 610 (2002).
51. *E. Araya, P. Hofner, S. Kurtz, L. Bronfman, and S. DeDeo*, Astrophys. J. Suppl. **157**, 279 (2005).
52. *J. G. Mangum and Y. L. Shirley*, Publ. Astron. Soc. Pacific **127**, 266 (2015).
53. *S.-P. Lai, T. Velusamy, W. D. Langer, and T. B. H. Kuiper*, Astron. J. **126**, 311 (2003).
54. *F. Bertoldi and C. F. McKee*, **395**, 140 (1992).
55. *V. Camacho, E. Vázquez-Semadeni, A. Palau, G. Busquet, and M. Zamora-Aviles*, **903**(1), id. 46 (2020).
56. *P. Caselli, P. J. Benson, P. C. Myers, and M. Tafalla*, **572**, 238 (2002).
57. *T. G. Phillips, P. J. Huggins, P. G. Wannier, and N. Z. Scoville*, **231**, 720 (1979).
58. *N. J. Evans II*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **37**, 311 (1999).
59. *D. R. Flower*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **305**, 651 (1999).
60. *C. R. Purcell, V. Minier, S. N. Longmore, P. Andre, et al.*, Astron. and Astrophys. **504**, 139 (2009).
61. *Y. T. Yan, J. S. Zhang, C. Henkel, T. Mufakharov, et al.*, **877**, id. 154 (2019).
62. *P. C. Myers, D. Mardones, M. Tafalla, J. P. Williams, and D. J. Wilner*, **465**, L133 (1996).

PHYSICAL PROPERTIES AND KINEMATICS OF DENSE CORES ASSOCIATED WITH REGIONS OF MASSIVE STAR FORMATION FROM THE SOUTHERN SKY

L. E. Pirogov^a, P. M. Zemlyanukha^a, E. M. Dombek^a, and M. A. Voronkov^b

^a*Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (CSIRO) Space and Astronomy, Epping NSW, Australia*

The results of spectral observations in the $\sim 84\text{--}92$ GHz frequency range of six objects from the southern sky having dense cores and associated with massive star and star cluster forming regions are presented. The observations are carried out with the MOPRA-22m radio telescope. Within the framework of the local thermodynamic equilibrium (LTE) approximation, column densities and abundances of the H^{13}CN , H^{13}CO^+ , HN^{13}C , HC_3N , $\text{c-C}_3\text{H}_2$, SiO , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ and CH_3CN molecules are calculated. Kinetic temperatures ($\sim 30\text{--}50$ K), sizes of emission regions ($\sim 0.2\text{--}3.1$ pc) and virial mass estimates ($\sim 70\text{--}4600 M_\odot$) are obtained. The linewidths in the three cores decrease with increasing distance from the center. Four cores exhibit asymmetry in the profiles of the optically thick $\text{HCO}^+(1\text{--}0)$ and $\text{HCN}(1\text{--}0)$ lines, indicating the presence of systematic motions in the line of sight. In two cases, the asymmetry can be caused by contraction of gas. The model $\text{HCO}^+(1\text{--}0)$ and $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1\text{--}0)$ spectral maps obtained within the non-LTE spherically symmetric model are fitted into observed ones. Radial density ($\propto r^{-1.6}$), turbulent velocity ($\propto r^{-0.2}$) and contraction velocity ($\propto r^{0.5}$) profiles in the G268.42–0.85 core are obtained. The contraction velocity radial profile differs from expected both in the case of free fall of gas onto a protostar ($r^{-0.5}$), and in the case of global core collapse (contraction velocity does not depend on distance). A discussion of the results obtained is provided.

Keywords: star formation, molecular clouds, dense cores, molecular lines, modeling

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ СПЯЩЕЙ LBV-ЗВЕЗДЫ R Cyg

© 2023 г. В. Г. Ключкова^{1,*}, В. Е. Панчук¹, Н. С. Таволжанская¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

*E-mail: Valentina.R11@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.09.2023 г.

После доработки 23.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

На телескопе БТА получены оптические спектры высокого разрешения ($R = 60000$) спящей LBV-звезды R Cyg в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 477\text{--}780$ нм. Выполнив детальное отождествление различных линий (фотосферные абсорбции, разрешенные и запрещенные эмиссии, компоненты линий с профилями типа R Cyg), мы изучили переменность их профилей и картины лучевых скоростей. Лучевая скорость по запрещенным эмиссиям ([N II] 5754.64, [Fe II] 5261.62, [Fe II] 7155.14 и [Ni II] 7377.83 Å) принята в качестве системной $V_{\text{sys}} = -34 \pm 1.4$ км/с. В спектрах отождествлены около дюжины фотосферных абсорбций ионов CNO-триады и Si III. Их стабильное положение, $V_r(\text{abs}) = -73.8$ км/с, сдвинутое относительно V_{sys} на -40 км/с, указывает на то, что эти абсорбции формируются в области псевдофотосферы. В спектрах отсутствуют эмиссии высокого возбуждения ([O I] 5577, 6300, 6363 Å, [O III] 4959 и 5007 Å, а также He II 4686 Å). Лучевая скорость $V_r(\text{DIBs}) = -11.8$ км/с по многочисленным DIBs согласуется с положением межзвездных компонентов D-линий Na I и K I, формирующихся в галактическом рукаве Персея. По измерениям эквивалентных ширин 9 DIBs определены избыток цвета $E(B - V) = 0.34 \pm 0.03^m$ и межзвездное поглощение $A_v = 1.09^m$.

Ключевые слова: массивные звезды, LBV, околозвездная среда, оптические спектры, переменность

DOI: 10.31857/S0004629923120046, **EDN:** CYKTJG

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная статья посвящена детальному изучению оптического спектра голубого сверхгиганта R Cyg (Sp B1–2 Ia–0ep). История поведения блеска звезды R Cyg в XVII–XVIII вв. после внезапного роста ее блеска на 3 звездные величины, зарегистрированного в начале 1600 гг., изложена в обширной публикации де Гроут [1]. Зафиксированный эпизод активного состояния в течение нескольких лет позволил впоследствии классифицировать R Cyg в качестве ближайшей к солнечной системе LBV-звезды. Понятие “Luminous Blue Variable” (и краткий термин LBV) было введено в 1984 г. [2]. Фотометрический мониторинг R Cyg в последующие 400 лет показывает, что в основном звезда пребывает в спокойном (спящем) состоянии.

Более подробно история фотометрического поведения первой исторически известной и ближайшей к нам LBV-звезды R Cyg, а также суммирование первых результатов спектроскопии этой звезды изложены Хэмфрис и Дэвидсоном [3],

Израэльяном и де Гроотом [4]. Спектроскопия R Cyg стартовала спустя почти три столетия после гигантской вспышки 1600 г. Уже в 1895 г. Кэмпбелл [5] в своем обзоре, посвященном звездам, спектры которых содержат и яркие, и темные линии водорода, предлагает выделить в отдельный тип звезды, спектры которых содержат интенсивные эмиссии, сдвинутые в коротковолновую область абсорбции. Пулковский астроном А. Белопольский [6], получив в 1899 г. с призменным спектрографом спектры R Cyg в диапазоне длин от H γ до H β и отождествив ряд деталей, не обнаружил значимых изменений между спектрами, полученными в промежутке времени от 21 сентября до 1 октября 1899 г. Но уже в начале XX в. была отмечена переменность спектра R Cyg [7]. Позже Адамс и Меррилл [8] выявили вариации интенсивности и структуры абсорбций в спектре звезды.

Высокий темп потери массы и эруптивные события, обусловленные высоким отношением светимости звезд к их массе, приводят к форми-

рованию газовых туманностей в околозвездной среде массивных звезд. Вследствие этих процессов поверхность ряда подобных звезд скрыта, поэтому их наблюдаемые особенности (прежде всего — характер профилей специфических спектральных деталей и их переменность) в основном отражают проявление нестабильных процессов в оболочках. Авторы статьи [9] подчеркивают, что для звезд этого типа параметры не имеют отношения к звездной фотосфере и относятся к области ветра. Зачастую причудливый на первый взгляд спектр этих звезд является комплексным, формирующимся в околозвездной среде, и может вовсе не содержать деталей звездной атмосферы. Именно к этому типу спектров относится и спектр известной звезды Р Суг, для которой база данных SIMBAD среди основополагающих сведений содержит указание о наличии комплексной эмиссионной туманности, окружающей звезду.

Изучив выборку спектров Р Суг, полученных в 1942–1964 гг. на нескольких телескопах, де Гроут [1] получил данные о профилях линий и лучевых скоростях по основным спектральным деталям (H I, He I, C II, N II, Si II, S II, Fe II, Fe III и других ионов). Изучив переменность их коротковолновых абсорбционных компонентов, автор сделал вывод об их формировании в расширяющейся околозвездной среде. В этой же работе сделана оценка высокого темпа потери массы $2 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ и указана пульсация как причина переменности блеска звезды. Наджаро и др. в более поздней работе [10], выполнив моделирование данных оптической и ИК спектроскопии, определили набор основных параметров Р Суг, рассчитали теоретические профили линий H I, He I, и значительно понизили темп потери вещества до $3 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$.

Главные особенности оптического спектра Р Суг были выявлены в 1980-е годы по фотографическим спектрам: мощные эмиссии H I, He I с абсорбционными структурированными компонентами [11]. Спектральный атлас [11] создан на базе фотографических спектров с невысоким отношением сигнала к шуму (S/N). Широко цитируется и спектральный атлас [12, 13], основанный на эшелле-спектрах в широком интервале длин волн, зарегистрированных с помощью CCD-матрицы. Значимость этой работы обеспечена детальным отождествлением спектра Р Суг в широком диапазоне длин волн, около 500 нм. Анализ данных с умеренным разрешением ($R = 12000$) позволил авторам работы [13] выявить переменность интенсивности эмиссий до 30% и лучевой скорости (30–50 км/с) на временной шкале в несколько месяцев. Важно отметить, что Шталь и др. не обнаружили четкой корреляции в поведении спектральных и фотометрических особенностей. Эти авторы не обнаружили и расщепления

абсорбций, найденной ранее [14]. Отметим, что атлас [12] базируется на данных, которые для повышения S/N получены усреднением спектров, полученных в различные даты 1989–1991 гг. со спектрографами в нескольких обсерваториях. Для звезды с переменным спектром в ходе процедуры усреднения теряются некоторые сведения о поведении профилей линий и лучевых скоростей.

В настоящее время Р Суг — полноправный прототип горячих нестабильных звезд предельно высокой светимости (LBV). Показательно положение этой звезды на диаграмме Герцшпрунга—Рассела вблизи предела светимости в полосе неустойчивости LBV-звезд (см., напр., информативный рисунок в обзоре [15], рис. 3). Основные параметры звезды приведены в работе [16] и сопоставлены с параметрами родственных LBV-звезд и LBV-кандидатов в статье [17], табл. 1). Среди родственных LBV-звезд Р Суг стоит особняком благодаря двум факторам. Во-первых, наряду с η Саг, она принадлежит к двум звездам в нашей Галактике, для которых в прошлом были зафиксированы значительные изменения блеска. Во-вторых, Р Суг имеет оптический спектр, насыщенный интенсивными переменными эмиссионно-абсорбционными профилями H I, He I, N II, S II, Fe II и других ионов, что свидетельствует об истечении звездного вещества за счет переменного ветра. Эта особенность профилей послужила выделению широко известного теперь спектрального феномена — профиль типа Р Суг (или обратного Р Суг). Насыщенность спектра Р Суг эмиссиями различной природы требует для его изучения детальной спектроскопии. Отметим, что еще в ранней работе де Гроут [1] были введены в практику спектроскопии термины “профиль типа Р Cygni” и звезды типа Р Суг. Позже Ламерс [18] расширил круг объектов с особенностями профилей типа Р Суг и ввел понятие “астрофизический феномен профилей типа Р Суг”. Совокупность наблюдаемых фотометрических и спектральных особенностей Р Суг представлена в статье [19]. Основой данной работы послужили уже упомянутые нами обширные наблюдения де Гроут [1]. Важным результатом работы [19] является вывод об отсутствии определенного периода изменений параметров: многолетние данные слабой фотометрической переменности указывают на возможный интервал значений периода от 0.5 дней до 18 лет.

К настоящему времени опубликовано несколько работ на основе спектров Р Суг, полученных в различные моменты времени, еще меньше спектральных данных высокого разрешения. Очевидна значимость работы [9], основанной на выборке спектров высокого разрешения ($R = 80000$) и высокого отношения сигнала к шуму, S/N, полученных в ночи 28.05–04.06.1999. Де Ягер и Израэльян пришли к выводу о том, что

Table 1. Результаты измерений гелиоцентрической скорости V_r в спектрах Р Суг по измерениям набора разных типов линий

Тип деталей	26.10.2021	08.09.2022	09.09.2022
Pure absorptions	-74.4 ± 1.3 (13)	-74.0 ± 2.3 (12)	-73.0 ± 1.7 (13)
Pure emis permit	-38.3 ± 3.7 (23)	-44.5 ± 1.8 (27)	-43.5 ± 1.0 (30)
Pure emis forb	-48.7 ± 5.5 (8)	-42.3 ± 3.3 (8)	-41.7 ± 2.6 (7)
P Cyg em H I He I	-17.5 ± 1.5 (9)	-12.2 ± 4.4 (8)	-18.1 ± 3.3 (8)
P Cyg ab H I He I	-147.8 ± 9.1 (10)	-139.8 ± 14.3 (10)	-147.2 ± 8.9 (10)
P Cyg other em	-23.1 ± 1.3 (23)	-23.5 ± 1.3 (19)	-23.5 ± 1.2 (25)
P Cyg other ab	-97.3 ± 2.4 (29)	-99.0 ± 2.1 (29)	-95.1 ± 2.2 (29)
DIBs	-12.1 ± 0.5 (20)	-11.5 ± 0.5 (31)	-12.1 ± 0.4 (24)

Примечание. В скобках указано число спектральных деталей, использованных при усреднении значений скорости.

есть два периода переменности: согласующийся с фотометрическим, равным 17.3^d , и длительный порядка 100^d . Очевидно, что наблюдения в течение недели недостаточны для изучения спектральной переменности. Как отметили де Ягер и Израельян [9], поиск переменности параметров такой звезды — очень хитрая задача (tricky task).

Именно отсутствие спектральных данных необходимого качества и объема послужило для нас стимулом к началу долговременной спектроскопии Р Суг для обеспечения поиска переменности профилей спектральных деталей и картины лучевых скоростей на основе однородных высококачественных спектральных данных. Эта задача потребует многократных и, возможно, многолетних наблюдений с высоким спектральным разрешением в широком интервале длин волн. В данной статье мы представляем результаты первого этапа работы, проведенной с целью уточнения отождествления деталей спектра, измерения лучевых скоростей и выявления переменности спектра на основе наблюдений Р Суг в 2021–2022 гг. В разделе 2 данной статьи кратко описаны методы наблюдений и анализа данных. В разделе 3 приведены полученные результаты, в разделах 4 и 5 приводим обсуждение наших результатов и их сопоставление с опубликованными ранее, и основные выводы.

2. ЭШЕЛЛЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ НА БТА

Используемые в данной работе спектры получены нами с эшелле-спектрографом НЭС [20], стационарно расположенном в фокусе Нэсмита 6-м телескопа БТА. Даты наблюдений звезды приведены в табл. 1. Спектрограф оснащен матрицей ПЗС с числом элементов 4608×2048 , размер элемента 0.0135×0.0135 мм; шум считывания $1.8e^-$. Мониторинг Р Суг проводится в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 470\text{--}778$ нм. Для уменьшения

потерь потока на входной щели спектрограф НЭС снабжен резателем изображения звезды. С использованием резателя каждый спектральный порядок повторяется трижды. Спектральное разрешение НЭС $R = \lambda/\Delta\lambda \geq 60\,000$. В спектрах Р Суг отношение уровня сигнала к шуму, S/N, изменяется на несколько порядков, от уровня континуума до вершин сильнейших эмиссий. В континууме вблизи $5000 \text{ \AA}$ отношение $S/N = 300\text{--}360$ для разных дат наблюдений. Экстракция одномерных спектров из двумерных эшелле-кадров выполнена с использованием модифицированного с учетом геометрии эшелле-кадра контекста ECHELLE пакета MIDAS. Все детали процедуры описаны Юшкиным и Ключковой [21]. Следы космических частиц удалены стандартным приемом — за счет медианного усреднения пары спектров, полученных последовательно. Для калибровки длин волн использовалась Th–Ag лампа. Все последующие шаги в обработке одномерных спектров выполнены с использованием современной версии пакета DECH [22]. Систематическая ошибка измерений гелиоцентрической лучевой скорости V_r по набору теллурических деталей и межзвездных линий дублета Na I не превышает 0.25 км/с по одной линии. Для усредненных значений скорости в табл. 1 ошибки среднего зависят от типа и количества измеренных линий.

Отождествление деталей в спектрах Р Суг мы выполнили, используя списки линий из статей, основанных на спектроскопии на БТА + НЭС родственных горячих звезд высокой светимости, включая и звезды с феноменом B[e] [23–26]. Кроме того, для отождествления ряда спектральных деталей мы дополнительно применили сведения из базы данных VALD (см. [27] и ссылки в этой публикации).

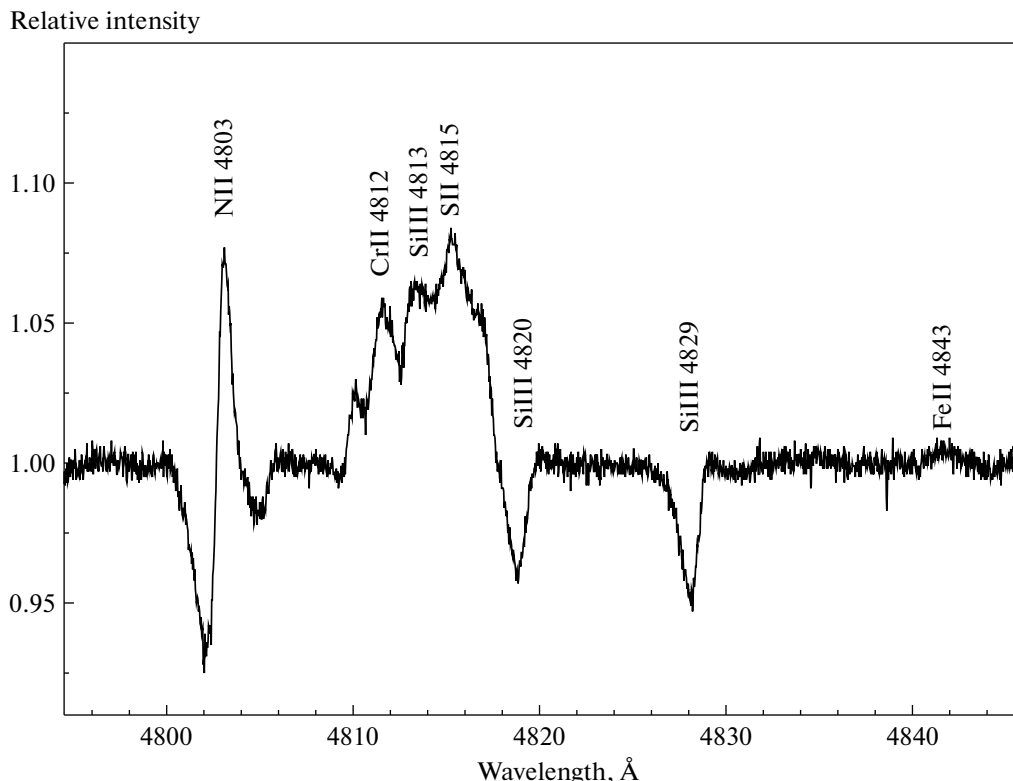


Рис. 1. Фрагмент спектра Р Суг.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Основные особенности спектра

Рисунки 1, 2 и 3 с фрагментами спектра Р Суг, полученного в 2021 г., характеризуют оптический спектр Р Суг как совокупность разнообразных эмиссий. Прежде всего — это линии нейтрального водорода и гелия с интенсивными профилями классического типа Р Суг. Все рисунки в тексте созданы на основе спектров Р Суг, полученных со спектрографом НЭС. На рис. 4 относительная интенсивность эмиссии $H\alpha$ составляет $I/I_{\text{cont}} \approx 14$ в 2021 г. и достигает значения $I/I_{\text{cont}} \geq 18$ в спектре 2022 г. Профили линий $H I$ и $He I$ в спектрах в различающиеся даты, приведенные на рис. 4 и 5, указывают на переменность интенсивности пиковых значений эмиссионной и абсорбционных компонентов. Как следует из табл. 1, положение эмиссионных компонентов линий $H I$ и $He I$ отличается и заметно изменяется со временем. Многократно выше различие положений абсорбционных компонентов: среднеквадратичное отклонение превышает 10 км/с для имеющихся дат. Очевидно, что доминирующий вклад в высокую дисперсию скоростей для ветровых абсорбций вносят не ошибки измерений, а реальная переменность этой скорости и наличие структуры у этих компонентов.

Количественное исследование этой переменности будет выполнено в дальнейшем, по мере накопления необходимой коллекции спектров звезд. Из данных предпоследней строки табл. 1 следует постоянство положений эмиссий профилей типа Р Суг у других элементов (около трех десятков эмиссий ионов $N II$, $C II$, $Si II$, $Al III$, $[Fe II]$). Как следует из рис. 2, 3 и 6, пиковые эмиссии этого ряда линий также значительно превышают уровень континуума. Именно давление излучения, вызванного массой этих эмиссий в Бальмеровском и Лаймановском континууме, является причиной эффективного звездного ветра [18].

В самых ранних работах по спектроскопии Р Суг было отмечено наличие отдельных ветровых компонентов у абсорбций $H I$ и $He I$, обусловленных рекуррентными сбросами вещества. Эти так называемые DACs (Diffuse Absorbtional Components) в ранних статьях Марковой именовались “splitting” [28]. Маркова отмечала наличие этого эффекта у линий $H I$ и $He I$ и ожидала расщепления даже у эмиссий $Fe III$. Интересно, что в атласе [13] отмечено полное отсутствие этого эффекта, по-видимому, из-за низкого спектрального разрешения. Наши наблюдательные данные позволяют надежно фиксировать до трех отдельных ветровых компонентов в интервале лучевых скоростей $V_r = -(140-250)$ км/с лишь на профи-

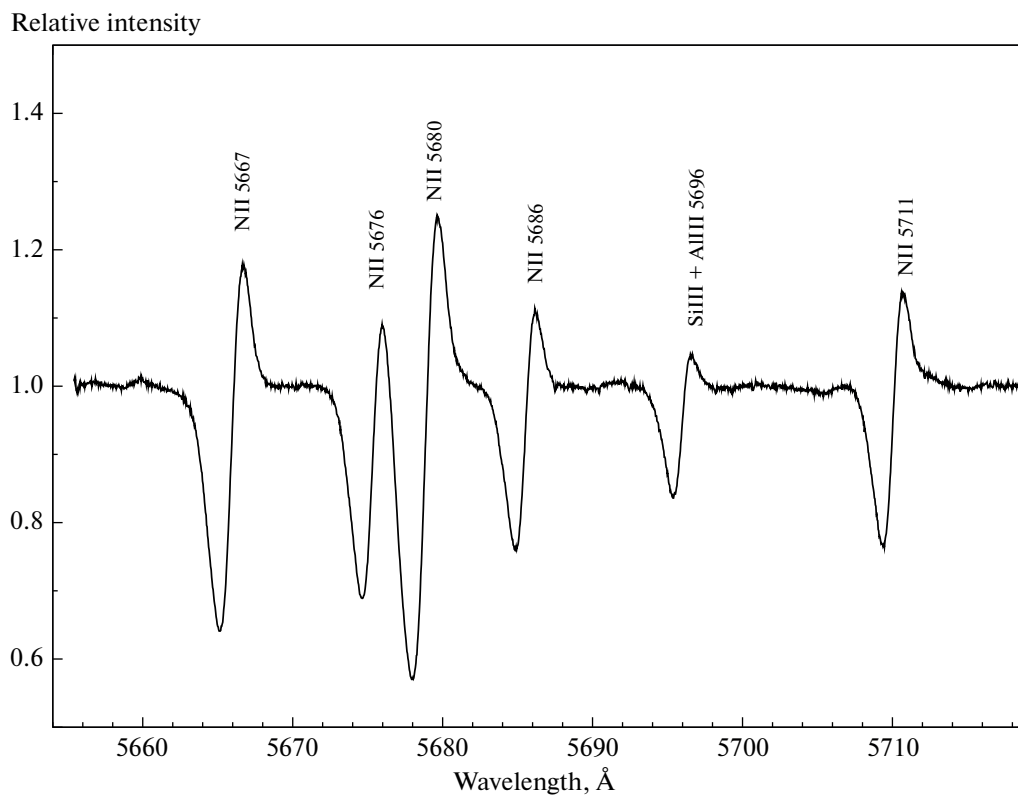


Рис. 2. Фрагмент спектра Р Суг с набором интенсивных линий N II, имеющих профили типа Р Суг.

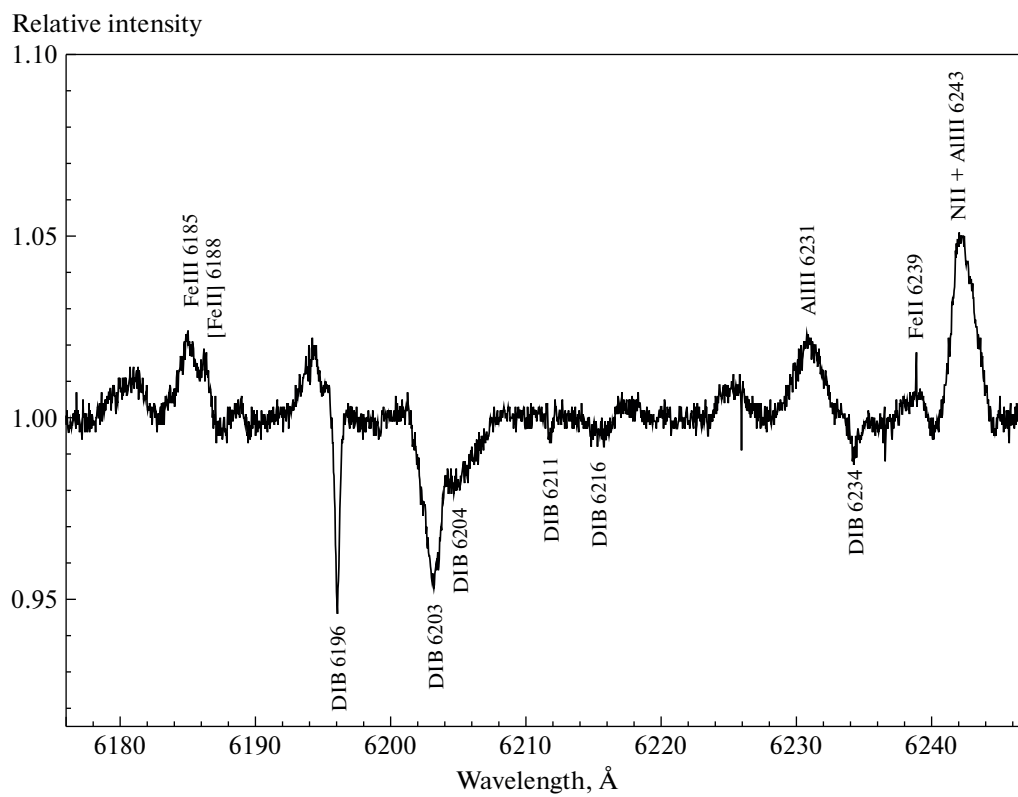


Рис. 3. Фрагмент спектра Р Суг, содержащий, помимо эмиссий, несколько межзвездных полос DIBs.

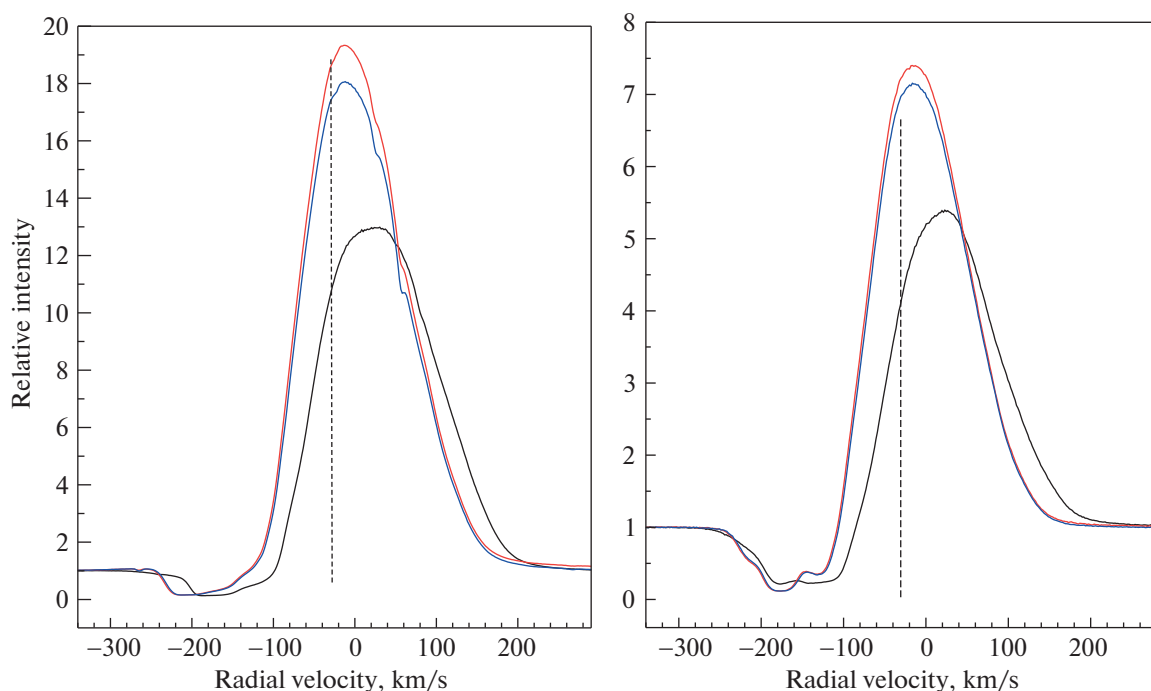


Рис. 4. Переменность профиля $H\alpha$ (левая панель) и $H\beta$ (правая панель) в спектрах Р Суг 26.10.2021 (черная линия) и 09.09.2022 (красная и синяя линии соответственно). На этом и последующих рисунках с профилями линий положение штриховой вертикальной прямой соответствует принятому значению системной скорости $V_{\text{sys}} = -34 \pm 1.4$ км/с. Здесь и на последующих рисунках с профилями линий по оси абсцисс указана гелиоцентрическая лучевая скорость V_r в км/с.

лях $H\alpha$ и $H\beta$, представленных на рис. 4. Эффект расщепления особенно отчетливо виден на профилях $H\beta$, где перепад интенсивности между пиковыми значениями эмиссии и ветровых абсорбций многократно меньше, чем у профилей $H\alpha$.

Подчеркнем отсутствие расщепления профилей у линий других элементов в спектрах Р Суг, что иллюстрирует, в частности, рис. 2, где представлен фрагмент спектра Р Суг, содержащий набор интенсивных и неблендированных линий N II с профилями типа Р Суг, а также рис. 6 с переменным профилем одной из этих линий, N II 5666 Å, в спектрах разных дат наших наблюдений. В спектре Р Суг также отсутствуют типичные для туманностей запрещенные эмиссии [O I] 5577, 6300, 6363 Å, [O III] 4959 и 5007 Å. Нет и эмиссии He II 4686 Å, чье отсутствие в спектре Р Суг подчеркнул еще О. Струве [29], отождествивший в оптическом диапазоне множество линий N II, O II, Si III, S II, Fe II. В наших спектрах мы не нашли и запрещенные эмиссии [Ca II] 7291 и 7324 Å, которые в спектрах избранных звезд высокой светимости свидетельствуют о наличии околозвездного диска. Отличными примерами являются спектры звезд предельно высокой светимости MWC 314 [30] или гипергиганта V1302 Aql [24].

Мощные эмиссии H I и He I в спектре Р Суг сочетаются с множеством слабых эмиссий N II, C II, Si II, Si III, Fe II, Fe III и т. д., имеющих ветровой абсорбционный компонент. Эти разрешенные эмиссии на 30% совпадают с линиями из списка в работе [31]. Рисунок 2 хорошо представляет особенности этой выборки линий: интенсивность этих оболочечных эмиссий редко превышает 15–20% над уровнем локального континуума. В табл. 1 приведены средние скорости по положениям эмиссионных V_r (Р Суг other em) и абсорбционных V_r (Р Суг other abs) компонентов этих линий. Абсорбционный компонент этих линий сдвинут на расстояние менее –100 км/с. Особенности этого типа хорошо иллюстрирует рис. 6, где приведен профиль типичной для этой выборки и достаточно интенсивной линии N II 5666 Å.

Еще ниже интенсивность запрещенных эмиссий, среди которых наиболее заметна линия запрещенного азота [N II] 5755 Å (см. рис. 7). Эта эмиссия является важнейшим маркером, присутствие которой в спектре позволяет априори относить звезду высокой светимости к малочисленному семейству LBV-звезд. Запрещенная эмиссия [N II] 6583 Å, близкая по своей природе к эмиссии [N II] 5755 Å, отсутствует в спектре Р Суг или блендирована эмиссией C II 6582.9 Å.

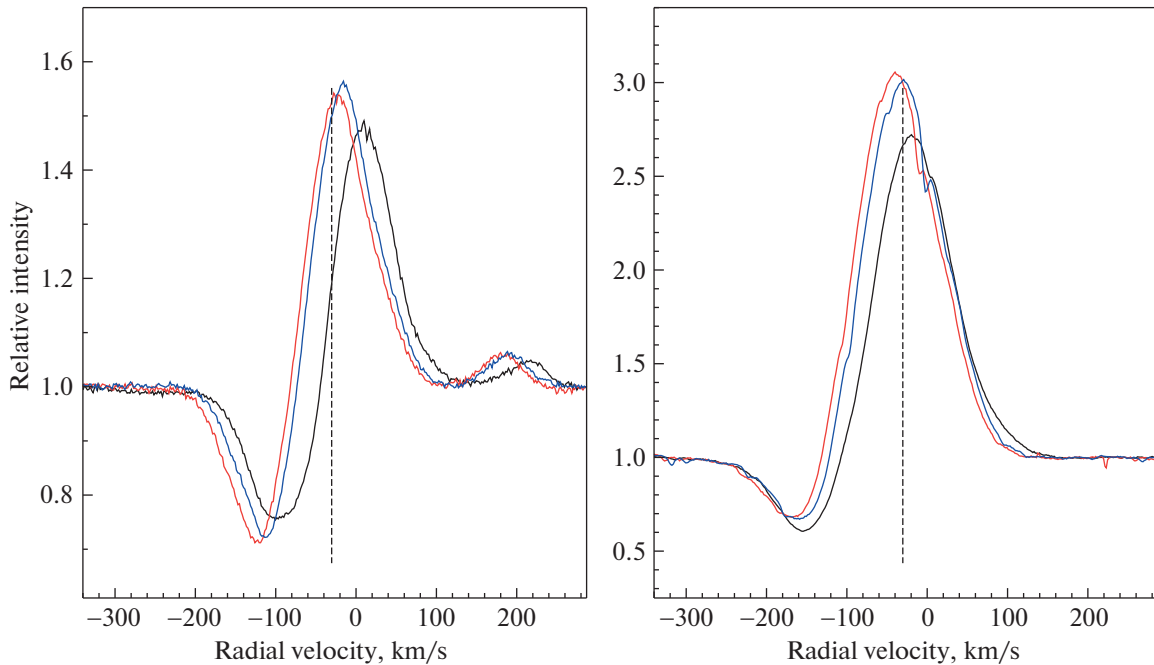


Рис. 5. Профиль двух линий He I спектра Р Суг, полученных в 2021 (черная линия) и в 2022 г. (красная и синяя линии соответственно). Слева линия He I 4713 Å, справа – He I 7065 Å.

3.2. Картина лучевых скоростей

Высокое отношение $S/N > 300$ в наших спектрах Р Суг позволило отождествить дополнительные детали по сравнению с фотографическим спектром в атласе [32]. Осложняющим фактором в детальном отождествлении эмиссионного спектра является низкая интенсивность разрешенных эмиссий ионов металлов, за исключением линий N II. Туманность в системе Р Суг относится к редко наблюдаемому пекулярному типу: Нота и др. [33] указали, что эта слабая сферическая [15] туманность состоит из отдельных сгустков (клампов) вещества с размером 2–3'', распределенных вдоль оболочки диаметром около 20''. Эта туманность отличается и крайне малой массой ионизованного газа, $0.00092 M_{\odot}$ [34]. Малый объем газовой оболочки проявляется в совокупности слабых разрешенных и запрещенных эмиссий различной природы. Профили эмиссий, представленных на рис. 4, 5 и 8, демонстрируют большое различие значений интенсивности эмиссионных пиков и абсорбционных компонентов при совпадении интервала значений их лучевых скоростей.

Запрещенные эмиссии. Рисунок 7 иллюстрирует постоянство положения запрещенной эмиссии [N II] 5755 Å, что позволяет принять значение лучевой скорости $V_r(5755)$ в качестве системной скорости $V_{\text{sys}} = -34 \pm 1.4$ км/с. Смит и Хартиган [35] определили $V_{\text{sys}} = -38 \pm 5$ км/с ($\text{LSR} = -20 \pm$

± 5 км/с), базирясь на выборке запрещенных эмиссий в ИК-спектре Р Суг. Значение системной скорости, $\text{LSR} \simeq -20$ км/с, соответствует расположению Р Суг в рукаве Персея [36] и согласуется с малой удаленностью звезды согласно современному значению ее параллакса.

Близкое положение ($V_r \approx -38$ км/с) в спектрах Р Суг занимает широкая, $\Delta\lambda \approx 8.5$ Å, эмиссия на длине волны 7155 Å с плоской вершиной и с низкой интенсивностью, около 3% от уровня континуума. Профиль этой запрещенной эмиссии также приведен на рис. 7. В атласе [12] эта деталь отождествлена как запрещенная эмиссия [Fe II] 7155 Å, в атласе спектров MWC 314 и V1302 Aql [37] дана уточненная длина волны эмиссии [Fe II] 7155.14 Å. Отметим, что в спектрах этих двух пекулярных гипергигантов, MWC 314 и V1302 Aql, относительная интенсивность эмиссии [Fe II] 7155 Å существенно выше, чем в спектре Р Суг: $I/I_{\text{cont}} \geq 1.2$.

Для всех дат наших наблюдений мы зарегистрировали в спектре Р Суг еще две дополнительные широкие эмиссии с плоскими вершинами. Одна из них на длине волны $\lambda \approx 7377$ Å, ее положение соответствует скорости $V_r = -36.5$ км/с. В атласе [37] на этой длине волны также содержится неотожествленная деталь, $I/I_{\text{cont}} \geq 1.1$. Ранее эта деталь в спектре Р Суг была отождествлена Шталем и др. [12] как запрещенная линия [Ni II] 7380 Å. Вершина профиля эмиссии на

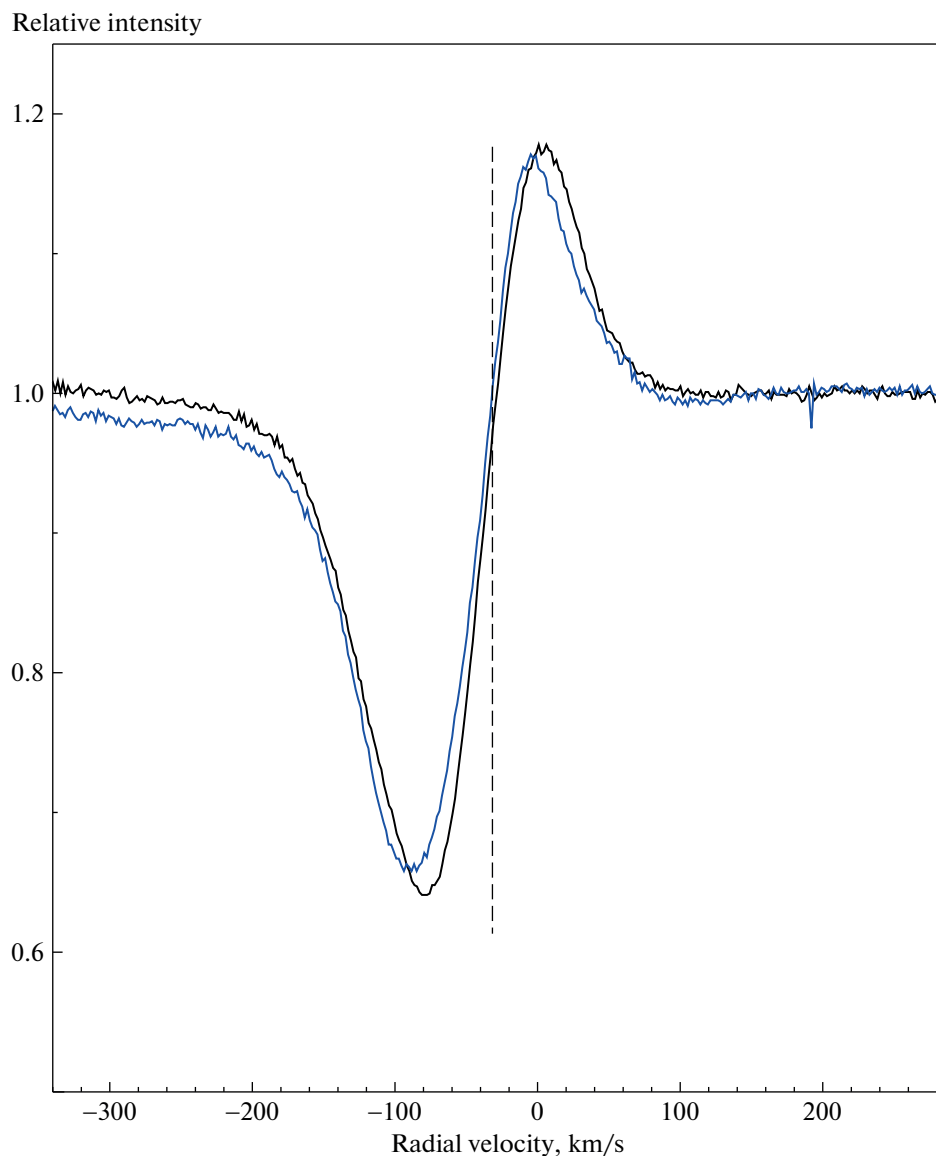


Рис. 6. Переменность профиля одной из наиболее интенсивных линий N II 5666 Å в спектрах Р Суг, полученных 26.10.2021 (черная линия) и 09.09.2022 (синяя линия).

$\lambda 7377$ Å не вполне плоская, в целом профиль подобен профилям запрещенных линий [Fe II] в ИК области спектра Р Суг, приведенным в работе [38]. За счет высокого отношения S/N мы выявили также и слабую, $I/I_{cont} \approx 1.05$, эмиссию [Fe II] 5261.62 Å, ее положение $V_r = -31.2$ км/с, ширина $\Delta\lambda = 8$ Å.

Подчеркнем, что форма профиля эмиссий [Fe II] 7155 и [Ni II] 7377 Å существенно отличается от профиля [N II] 5755 Å и напоминает нам многочисленные “прямоугольные” профили эмиссий линий в спектре CI Sam (см., напр., статью [39]). Выделенное положение 4 перечисленных запрещенных эмиссий позволяют нам гово-

рить о стратификации околосредной среды, обусловленной наличием структуры низкой плотности, выделенной и кинематически, и по физическим условиям.

Мы отождествили в спектрах Р Суг всего 8 запрещенных эмиссий, среднее значение скорости (и ошибка среднего), соответствующее их положению в спектрах для наших ночей, указано в 3-й строке табл. 1. Из этих данных следует, что запрещенные эмиссии в среднем формируются выше уровня V_{sys} . Механизмы возбуждения запрещенных эмиссий (флуоресцентное возбуждение за счет УФ излучения самой звезды и ударные столкновения) в туманностях, в том числе и в

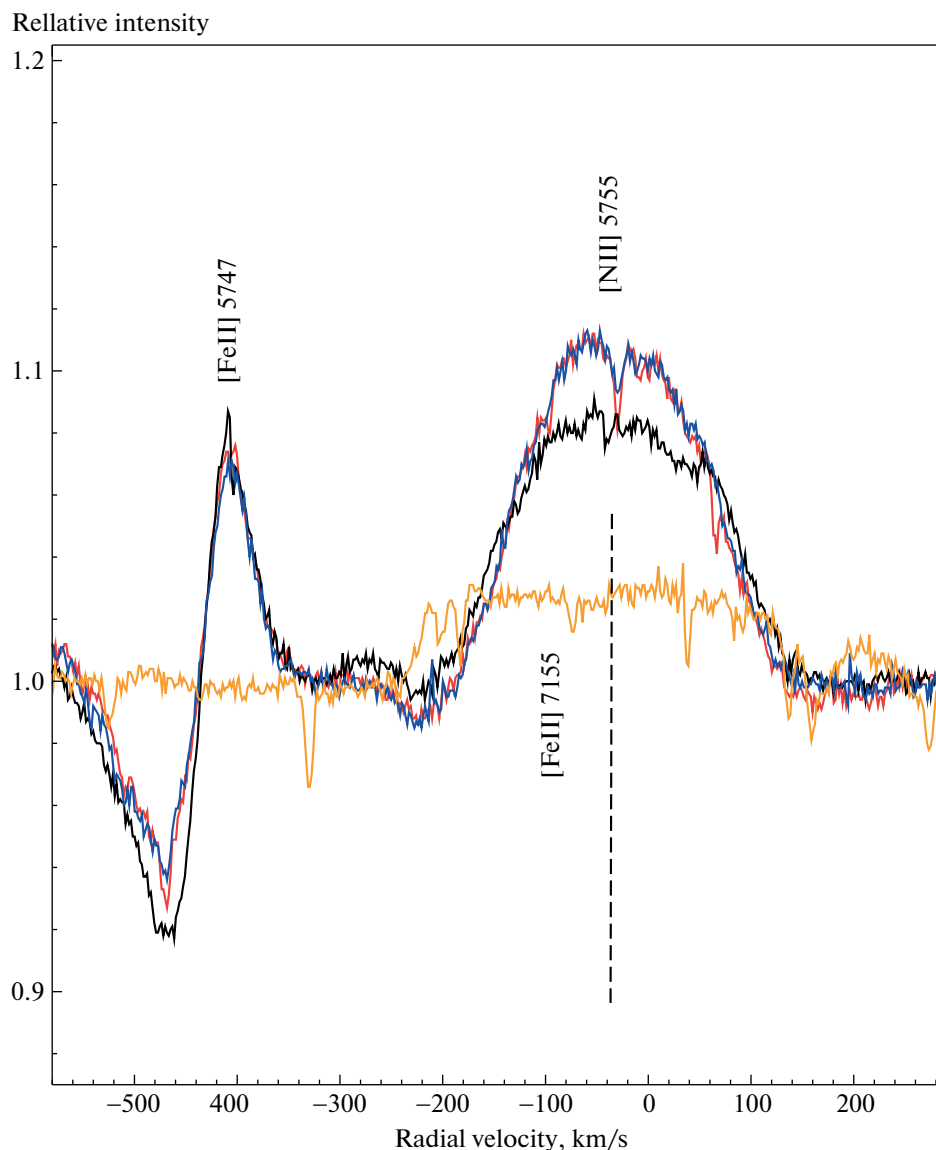


Рис. 7. Профиль запрещенной линии $[\text{N II}] 5755 \text{ \AA}$ в спектрах Р Суг, полученных в 2021 г. (черная линия) и в 2022 г. (красная и синяя линии). Рисунок содержит также переменную запрещенную эмиссию $[\text{Fe II}] 5746.96 \text{ \AA}$. Оранжевой линией нанесен профиль слабой и широкой эмиссии $[\text{Fe II}] 7155 \text{ \AA}$.

околозвездной среде Р Суг, рассмотрены в работах [35, 40].

Фотосферные абсорбции. Важной задачей в исследовании подобных спектров звезд высокой светимости, заполненных оболочечными эмиссиями, являются поиск и отождествление абсорбций, формирующихся в атмосфере (или в псевдофотосфере) звезды. В спектре Р Суг мы отождествили лишь небольшой набор неблендированных абсорбций нескольких ионов: рис. 1 содержит две абсорбции $\text{Si III } 4819.71$ и $4828.95 \text{ \AA}$ из этой выборки. Все найденные абсорбции, перечисленные в табл. 2, очень слабы, их глубины менее 4–5% от уровня локального континуума.

Кроме того, некоторые линии (они отмечены в списке двоеточием) могут быть блендами. От бленд свободна линия $\text{O II } 6721.388 \text{ \AA}$, ее глубина ≈ 0.025 , при этом соответствующая ее положению скорость близка к значениям по другим абсорбциям в списке. В целом данные табл. 1 и 2 указывают на постоянное значение скорости по выявленным фотосферным абсорбциям. Среднее значение скорости, $V_r(\text{abs}) = -73.8 \text{ км/с}$, сдвинутое относительно V_{sys} на $\approx -40 \text{ км/с}$, указывает на то, что эти абсорбции формируются в области псевдофотосферы. Стабильность $V_r(\text{abs})$ позволяет сделать предварительный вывод об отсутствии звездного компаньона в системе Р Суг.

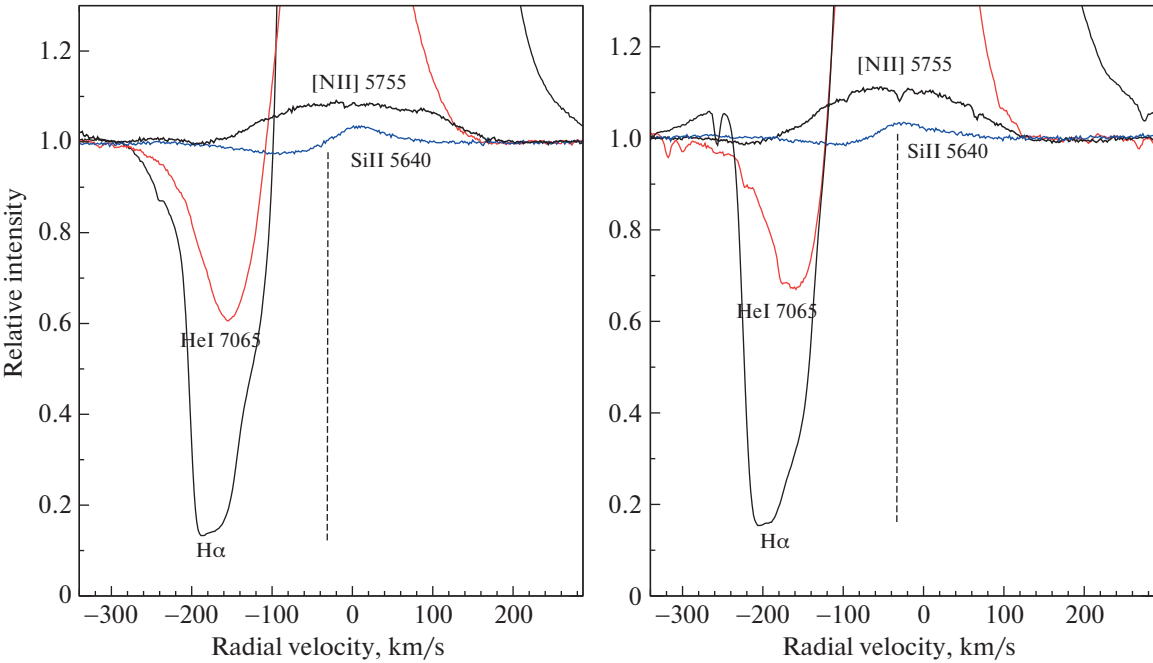


Рис. 8. Профили избранных линий в спектрах Р Суг, полученных 26.10.2021 г. (левая панель) и 09.09.2022 (правая панель): нижняя часть линии $H\alpha$ — тонкая черная линия, $He\ I\ 7065\ \text{\AA}$ — красная линия, $[N\ II]\ 5755\ \text{\AA}$ — жирная черная линия, $Si\ II\ 5640\ \text{\AA}$ — синяя линия.

Межзвездные детали. Спектр Р Суг содержит множество абсорбций, формирующихся в межзвездной среде: это компоненты D-линий Na I и

Таблица 2. Список фотосферных абсорбций, отождествленных в спектрах Р Суг и использованных в расчете среднего значения скорости для каждой даты табл. 1

Абсорбция	V_r , км/с		
	26.10.2021	08.09.2022	09.09.2022
4699.218 O II	−75.66		−68.38
4705.346 O II	−73.27	−82.46	−73.27
4819.712 Si III	−73.31	−66.68	−72.80
4828.951 Si III	−73.42	−70.04	−67.65
4943.005 O II:	−85.20	−82.90	−77.78
5002.703 N II	−67.02	−61.24	−61.50
5010.621 N II:	−84.85	−82.83	−81.95
5032.120 O II	−77.21	−79.81	−80.05
5044.900 C II:	−75.42	−76.20	−75.01
5133.282 C II	−72.61	−68.25	−76.72
5145.165 C II	−77.85	−77.75	−77.32
5452.000 N II:	−70.23	−64.76	−65.51
6721.388 O II	−75.29	−74.93	−70.96

Примечание. Двоеточием помечены линии, которые могут быть бландами (см. текст).

межзвездная абсорбция $K\ I\ 7697\ \text{\AA}$, а также диффузные межзвездные полосы (DIBs). Для иллюстрации на рис. 9 представлен профиль линии $Na\ I\ 5890\ \text{\AA}$. Этот многокомпонентный профиль включает: межзвездную линию “1”, смещенные коротковолновые абсорбции “2” и “3”, а также широкую эмиссию “4”. Положение межзвездной абсорбции “1” согласуется с лучевой скоростью по положениям межзвездных полос DIBs (см. нижнюю строку табл. 1). Значение лучевой скорости $V_r(KI) = -11.5\text{ км/с}$ по измерениям положения межзвездной линии $K\ I\ 7697\ \text{\AA}$, нанесенное на рис. 9 короткой вертикалью, также согласуется со скоростью по межзвездному компоненту $V_r(Na\ I)$. Слабая абсорбция “2”, почти несмещенная относительно V_{sys} , очевидно, формируется в протяженной газовой оболочке Р Суг.

Наиболее интересные компоненты профиля — это смещенная в длинноволновую область эмиссия “4” и широкая абсорбция “3”, диапазон скоростей которой от -85 до -230 км/с позволяет рассматривать в целом пару деталей “3–4” как комплексный профиль типа Р Суг линии $Na\ I\ 5890\ \text{\AA}$. Наличие профиля типа Р Суг у D-линий Na I в спектре этой звезды было выявлено ранее [28]. Однако, имея более качественные спектры, мы идентифицировали области формирования всех компонентов “1–4”.

Подобная аномалия профилей D-линий Na I была зафиксирована ранее [41] в спектрах

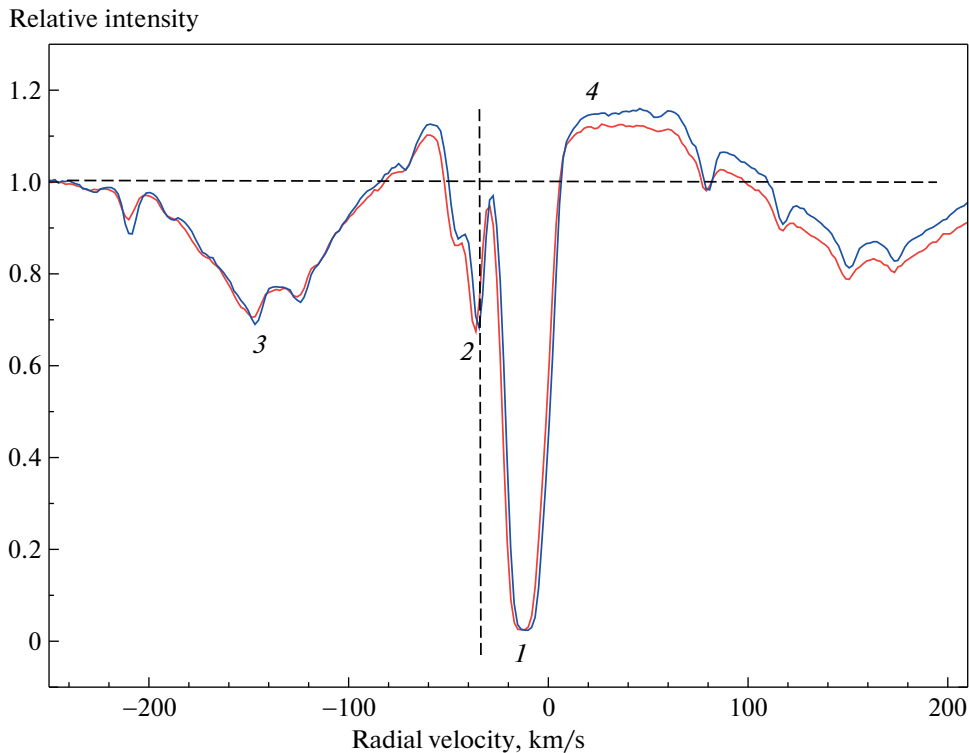


Рис. 9. Многокомпонентный профиль D-линии Na I 5890 Å в спектрах Р Суг в 2021 и 2022 г. (красная и синяя линии соответственно).

F-сверхгиганта V2324 Cyg/IRAS 20572+4919 с неясным эволюционным статусом. Линия H α в спектре этой звезды имеет переменный во времени профиль типа Р Суг. Обе D-линии Na I имеют профили типа Р Суг и содержат глубокую межзвездную абсорбцию (см. [41], рис. 2). Причем в спектрах V2324 Cyg, галактические координаты которой близки к таковым у Р Суг, положение межзвездных абсорбций Na I и полос DIBs, $V_r = -(12-13)$ км/с, согласуется с положением этих межзвездных деталей в спектрах Р Суг. Отметим также, что в спектре V2324 Cyg обе D-линии Na I имеют далеко сдвинутую (на $\Delta V_r = -(140-225)$ км/с для разных моментов наблюдений этой звезды) ветровую абсорбцию. Очевидно, что столь быстрый ветер несовместим с принадлежностью V2324 Cyg к маломассивным post-AGB сверхгигантам.

Измерив эквивалентные ширины DIBs, перечисленных в табл. 3, и применив калибровочные зависимости W_λ от $E(B-V)$ из статьи [42], мы получили по 10 межзвездным полосам средний избыток цвета $E(B-V) = 0.34 \pm 0.03^m$. Используя стандартное отношение $R = 3.2$, приходим к оценке межзвездного поглощения $A_v = 1.09^m$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Р Суг является уникальной LBV-звездой, поскольку ее гигантская вспышка 1600 г., создавшая раздутую (inflated) оболочку, является редким историческим событием. Кроме того, будучи близкой к Солнцу, звезда дает возможность проведения детальных высококачественных наблюдений в различных диапазонах длин волн, что является

Таблица 3. Эквивалентные ширины DIBs и соответствующий избыток цвета с использованием калибровок [42]

λ , Å	W_λ , mÅ	$E(B-V)$
4963.850	6	0.25
5780.632	179	0.42
5797.274	58	0.3
5849.869	10	0.2
6196.063	22	0.3
6203.192	60	0.5
6269.884	24	0.3
6284.198	364	0.4
6613.766	44	0.25
6660..815	19	0.4

важным для понимания физики и эволюции массивных звезд.

Наряду с уже перечисленными в тексте особенностями оптического спектра Р Суг, следует подчеркнуть его насыщенность деталями азота: это множество линий иона N II с профилями типа Р Суг, несколько фотосферных абсорбций N II, а также запрещенная эмиссия [N II] (см. рис. 6 и 7). Эта особенность спектра массивной далеко проэволюционировавшей звезды естественно объясняется наработкой азота на предшествующих фазах эволюции массивной звезды и последующим выносом свеженаработанных химических элементов в околозвездную среду. Избыточное содержание азота обнаружено, в частности, в атмосфере далеко проэволюционировавшей массивной звезды V1302 Aql/IRC + 10420. Как показали Клочкова и др. [43], эквивалентные ширины W_λ абсорбций N II в спектре V1302 Aql многократно выше W_λ этих же линий в спектре сверхгиганта HD 13476 с близкими параметрами. Подобная насыщенность оптического спектра линиями N II наблюдается и в случае LBV-кандидата Schulte 12 в ассоциации Суг OB2 [26].

Ряд выявленных особенностей спектра Р Суг позволяет сравнивать ее со звездой MWC 314, которая за счет предельно высокой светимости считалась кандидатом в LBV [30]. Однако последующее изучение ее спектров высокого разрешения выявило переменность лучевой скорости и профилей эмиссий [44], что позволило Фраске и др. классифицировать MWC 314 как двойную систему, включающую сверхгиганта с B[e] феноменом. Результаты этой работы подтверждают особую значимость спектроскопии высокого разрешения в решении задачи эволюционного статуса далеко проэволюционировавших массивных звезд. Тем более, что решение этой задачи усложняется спектральной мимикрией сверхгигантов. Этот феномен подробно рассмотрен Клочковой и Ченцовым [45].

Набор спектральных деталей различной природы в спектре Р Суг обеспечивает значительное разнообразие наблюдаемых профилей. Это разнообразие иллюстрируют уже представленные в тексте рисунки, в частности рис. 6 и 7, а также рис. 8, где сопоставлены профили избранных линий в спектрах Р Суг, полученных 26.10.2021 г. (левая панель) и 09.09.2022 (правая панель): нижняя часть линии H α — тонкая черная линия, He I 7065 Å — красная линия, [N II] 5755 Å — жирная черная, Si II 5640 Å — синяя линия.

Очевидно, что высокая светимость вблизи предела Хэмфрис-Дэвидсона (см. данные в обзоре [15]), специфическое поведение фотометрических параметров Р Суг на временном промежутке наблюдений свыше 400 лет (см. [18], рис. 4) в сочетании с богатством эмиссий различной приро-

ды в ее оптическом спектре, включая запрещенные и разрешенные линии, служат бесспорным основанием для классификации Р Суг в качестве LBV-звезды, пребывающей в нашу эпоху в спящем состоянии.

5. ВЫВОДЫ

Как следует из публикаций, перечисленных во Введении, трудно ожидать выявления спектральной переменности спектра Р Суг, имея лишь наблюдательные данные 3 ночей. Однако нам удалось получить ряд новых выводов. К основным результатам нашей работы относим следующие:

1. За счет высокого спектрального разрешения в спектрах Р Суг отождествлено подавляющее большинство спектральных деталей различного типа: фотосферные абсорбции ионов CNO-триады, чистые эмиссии металлов, запрещенные эмиссии (в частности, [N II], [S II], [Ni II]); линии с профилями типа Р Суг с положением ветровых абсорбций в широком интервале лучевых скоростей, $\Delta V_r = -(140-250)$ км/с.

2. Фиксация системной скорости, $V_{sys} = -34 \pm 1.4$ км/с, на основе постоянного положения в спектрах звезды 4 запрещенных эмиссий, включая и [N II] 5755 Å.

3. Вывод об отсутствии запрещенных эмиссий: [O I] 5577, 6300, 6363 Å, [O III] 4959 и 5007 Å, а также эмиссии высокого возбуждения He II 4686 Å.

4. Стабильность положения фотосферных абсорбций: среднее значение скорости, $V_r(abs) = -73.8$ км/с, ниже V_{sys} на -40 км/с, указывает на то, что эти абсорбции формируются в области псевдофотосферы. Этот результат, указывающий на отсутствие компаньона в системе Р Суг, требует продолжения наблюдений для подтверждения.

5. DACs зафиксированы только на профилях линий H I и He I.

6. Переменность интенсивности пиковых значений эмиссий, отношений B/R и их положений у всех деталей с профилями типа Р Суг.

7. Отождествление областей формирования всех 4 компонентов профилей D-линий Na I.

8. Определение межзвездного поглощения, $A_v = 1.09^m$, по интенсивностям набора DIBs.

Результаты, полученные нами на первом этапе спектрального мониторинга Р Суг, позволяют утверждать эффективность нашего подхода в решении поставленной задачи поиска и исследования переменности комплексного спектра звезды. Крайне редкая повторяемость гигантских вспышек указывает на необходимость длительного продолжения спектрального мониторинга с высоким спектральным разрешением в обширном интервале длин волн.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Мы благодарим за финансовую поддержку Российский научный фонд (грант по. 22-22-00043¹). Наблюдения на 6-метровом телескопе САО РАН поддержаны Министерством науки и высшего образования РФ.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы сведения из астрономических баз данных SIMBAD, VALD, SAO/NASA ADS и Gaia DR3.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. de Groot*, Bull. Astron. Inst. Netherland **20**, 225 (1969).
2. *P. S. Conti*, in *Observational Tests of the Stellar Evolution Theory*, IAU Symp. № 105, held in Geneva, Switzerland, September 12–16, 1983, edited by A. Maeder and A. Renzini (Dordrecht, The Netherlands: D. Reidel Publishing Co., 1984), p. 233 (1984).
3. *R. M. Humphreys and K. Davidson*, Publ. Astron. Soc. Pacific **106**, 1025 (1994).
4. *G. Israelian and M. de Groot*, Space Sci. Rev. **90** (3/4), 493 (1999).
5. *W. W. Campbell*, Astrophys. J. **2**, 177 (1895).
6. *A. A. Belopolsky*, Astrophys. J. **10** (12), 319 (1899).
7. *P. W. Merrill*, Lick Observ. Bull. **8**, 24 (1913).
8. *W. S. Adams and P. W. Merrill*, Astrophys. J. **125**, 102 (1957).
9. *C. de Jager and G. Israelian*, New Astronomy **8** (5), 475 (2003).
10. *F. Najarro, D. J. Hillier, and O. Stahl*, Astron. and Astrophys. **326**, 1117 (1997).
11. *N. Markova and I. Kolka*, *An atlas of spectral line profiles of P Cygni in 1981–83* (Tallinn: Valgus, 1989).
12. *O. Stahl, H. Mandel, B. Wolf, Th. Gaeng, A. Kaufer, R. Kneer, Th. Szeifert, and F. Zhao*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **99**, 167 (1993).
13. *O. Stahl, B. Wolf, Th. Gaeng, A. Kaufer, H. Mandel, Th. Szeifert, and F. Zhao*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **107**, 1 (1994).
14. *N. Markova and I. Kolka*, Astrophys. Space Sci. **141**, 45 (1988).
15. *K. Weis and D. Bomans*, Galaxies **8**, 20 (2020).
16. *D. G. Turner, A. Horsford, M. Heysmour, and W. Feibelman*, J. AAVSO **29**(2), 73 (2001).
17. *L. Mahy, C. Lanthermann, D. Hutsemekers, J. Kluska, et al.*, Astron. and Astrophys. **657**, id. A4 (2022).
18. *H. G. L. M. Lamers*, in *Luminous stars and associations in galaxies* (Dordrecht: D. Reidel Publishing Co., 1986), Proc. of IAU Symp. **116**, 157 (1986).
19. *R. H. de Gent and H. G. L. M. Lamers*, Astron. and Astrophys. **158**, 335 (1986).
20. *B. E. Панчук, В. Г. Клочкова, М. В. Юшкин*, Астрон. журн. **94**, 808 (2017).
21. *М. В. Юшкин, В. Г. Клочкова*, Препринт Спец. Астрофиз. Обсерв. No. 206 (2005).
22. *G. A. Galazutdinov*, Astrophys. Bull. **77** (4), 519 (2022).
23. *E. L. Chentsov, V. G. Klochkova, and A. S. Miroshnichenko*, Astrophys. Bull. **65** (2), 150 (2010).
24. *V. G. Klochkova and E. L. Chentsov*, Astrophys. Bull. **71** (1), 33 (2016).
25. *A. S. Miroshnichenko, V. G. Klochkova, E. L. Chentsov, V. E. Panchuk, M. V. Yushkin, and N. Manset*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **507**, 879 (2022).
26. *V. G. Klochkova, E. S. Islentieva, and V. E. Panchuk*, Astron. Rep. **66** (11), 998 (2022).
27. *F. Kupka, N. Piskunov, and T. Ryabchikova*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **138**, 119 (1999).
28. *N. Markova*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **144**, 391 (2000).
29. *O. Struve*, Astrophys. J. **81**, 66 (1935).
30. *A. S. Miroshnichenko, Y. Fremat, L. Houziaux, Y. Andriat, E. L. Chentsov, and V. G. Klochkova*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **131**, 469 (1998).
31. *N. Markova and M. de Groot*, Astron. and Astrophys. **326**, 1111 (1997).
32. *N. Markova and R. Zamanov*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **111**, 499 (1995).
33. *A. Nota, M. Livio, M. Clampin, and R. Schulte-Ladbeck*, Astrophys. J. **448**, 788 (1995).
34. *M. J. Barlow, J. E. Drew, J. Meaburn, and R. M. Massey*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **268**, L29 (1994).
35. *N. Smith and P. Hartigan*, Astrophys. J. **638**, 1045 (2006).
36. *J. P. Vallo*, Astron. J. **135**, 1301 (2005).
37. *E. L. Chentsov, V. G. Klochkova, and N. S. Tavganskaya*, Astrophys. Bull. **48**(1), 25 (1999).
38. *M. Mizumoto, N. Kobayashi, S. Hamano, Y. Ikeda, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **481**, 793 (2018).
39. *A. S. Miroshnichenko, V. G. Klochkova, K. S. Bjorkman, and V. E. Panchuk*, Astron. and Astrophys. **390**, 627 (2002).
40. *L. B. Lucy*, Astron. and Astrophys. **294**, 555 (1995).
41. *V. G. Klochkova, E. L. Chentsov, and V. E. Panchuk*, Astrophys. Bull. **63** (2), 112 (2008).
42. *J. Kos and T. Zwitter*, Astrophys. J. **774**, id. 72 (2013).
43. *V. G. Klochkova, E. L. Chentsov, and V. E. Panchuk*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **292**, 19 (1997).
44. *A. Frasca, A. S. Miroshnichenko, C. Rossi, M. Friedjung, E. Marilli, G. Muratorio, and I. Busá*, Astron. and Astrophys. **585**, id. A60 (2016).
45. *V. G. Klochkova and E. L. Chentsov*, Astron. Rep. **62** (1), 19 (2018).

¹ <https://rscf.ru/project/22-22-00043/>

HIGH RESOLUTION OPTICAL SPECTRA OF THE DORMANT LBV STAR P Cyg

V. G. Klochkova^a, V. E. Panchuk^a, and N. S. Tavalzhanskaya^a

^a*Special Astrophysical Observatory RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia*

High resolution optical spectra ($R = 60\,000$) of the dormant LBV star P Cyg were obtained on the BTA telescope in the wavelength range $\Delta\lambda G7 = 780$ nm. After performing a detailed identification of different types lines (photospheric absorptions, permitted and forbidden emissions, components of lines with profiles of type P Cyg), we studied the variability of their profiles and patterns of radial velocities. The average radial velocity from positions of forbidden emissions ([N II] 5754.64, [Fe II] 5261.62, [Fe II] 7155.14 and [Ni II] 7377.83 Å) is accepted as the system $V_{\text{sys}} = -34 \pm 1.4$ km/s. About a dozen photospheric absorptions of CNO-triad ions and Si III are found, their stable position, $V_r(\text{abs}) = -73.8$ km/s, shifted relative to V_{sys} at -40 km/s, indicates that these absorptions are formed in the pseudophotosphere region. The high-excitation emissions ([O I] 5577, 6300, 6363 Å, [O III] 4959 and 5007 Å, as well as He II 4686 Å) are absent in the spectra. The radial velocity $V_r(\text{DIBs}) = -11.8$ km/s according to the position of numerous DIBs is consistent with the position of the interstellar components of the D-lines Na I and K I forming in the galactic Perseus arm. An excess of color $E(B - V) = 0.34 \pm 0.03^m$ and interstellar absorption $A_v = 1.09^m$ were determined by measurements of equivalent widths of nine DIBs.

Keywords: massive stars, LBVs, circumstellar medium, optical spectra, variability

ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗДЫ FK Com

© 2023 г. И. С. Саванов^{1,*}, С. А. Нароенков¹, М. А. Наливкин¹, Е. С. Дмитриенко²¹Учреждение Российской академии наук Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: isavanov@inasan.rssi.ru

Поступила в редакцию 27.06.2023 г.

После доработки 01.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Представлены результаты фотометрических наблюдений хромосферно активной звезды FK Com (прототипа одноименной группы), выполненные в течение последних 5 лет (2018–2023 гг.) на обсерваториях ИНАСАН в Звенигороде, в Симеизской обсерватории ИНАСАН и на Российско-Кубинской обсерватории в Гаване (Республика Куба). В общей сложности за период с 2018 по 2023 г. мы получили 9060 оценок блеска звезды в фильтре V . Наши измерения, а также данные из литературных источников и из архива Kamogata Wide-field Survey (KWS) были объединены в единый массив, включающий 17 653 измерений в интервале длительностью порядка 57 лет. На основе построенного по этим данным спектра мощности установлены возможные циклы активности P_{cycl} , которые составляют по нашей оценке 2.4, 5.63, 8, 13.6, 30 и 49 лет. Доминирующим является P_{cycl} продолжительностью в 5.63 года. Показано, что этот найденный нами по обширным данным доминирующий цикл с величиной порядка 5.63 лет (5.4–5.8 лет по другим литературным источникам) прослеживается и в результатах анализа предыдущих исследований. Результаты о циклах активности FK Com сопоставлены с данными о долговременной переменности еще двух звезд рассматриваемого типа — HD 199178 (V1794 Cyg) и ET Dra. На основе данных о P_{cycl} других хромосферно активных звезд (по литературным источникам и нашим измерениям) проанализирована диаграмма вида $\log(1/P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycl}}/P_{\text{rot}})$. Сделано заключение о сопоставимости выполненных нами определений величин циклов активности звезд типа FK Com с данными для звезд типа RS CVn.

Ключевые слова: звезды, активность, пятна, циклы активности**DOI:** 10.31857/S0004629923120083, **EDN:** DFOFIR

1. ВВЕДЕНИЕ

Хромосферно активная звезда FK Com является прототипом звезд типа FK Com — малочисленной группы одиночных быстро вращающихся гигантов позднего спектрального класса G–K. С уверенностью к звездам типа FK Com отнесены три звезды: FK Com, V1794 Cyg (HD 199178) и ET Dra (BD+70959). Другие звезды, ранее причисленные к данной группе, как оказалось, обладают двойственностью и были исключены из нее. Несмотря на большой интерес к уточнению эволюционного статуса звезд типа FK Com (см., напр., обсуждение в [1]) и установлению их возможной связи с переменными типа W UMa, за последние десятилетия достоверно не были выявлены другие звезды этого типа. В серии наших работ (см. более подробно в [2]) по фотометрическим наблюдениям телескопа Кеплер были выявлены кандидаты в объекты типа FK Com, которые

требуют уточнения статуса двойственности и принадлежности к звездам типа FK Com.

Одинокная звезда FK Com спектрального класса G5 III–G4 III обладает сильной хромосферной активностью [3, 4]. Величина проекции скорости вращения на луч зрения, $V \sin i = 159$ – 162 км/с, является уникальной для одиночных гигантов. FK Com обладает заметным дифференциальным вращением, величина параметра дифференциального вращения установлена на уровне $\Delta\Omega = 0.08$ рад/сут. Фотосфера звезды покрыта обширными холодными пятнами (областями) площадью до 30%. Большая часть исследований FK Com основана на фотометрических наблюдениях. По ним была выявлена переменность положения долготы активной области (примерно на 180°), в дальнейшем получившая название “flip-flop” [5]. В ряде работ были найдены циклы активности FK Com продолжительностью от нескольких лет до десятилетия, но одно-

значной величины цикла активности установлено не было [6–8]. Спектр звезды обладает эмиссионными линиями H и K Ca II, водородными линиями бальмеровской серии, которые показывают значительную переменность. В седьмой статье из серии своих публикаций, авторы [9] рассмотрели спектральные наблюдения FK Com и проанализировали данные для линии H α , охватывающие более десяти лет. Результаты изучения хромосферной активности, полученные по данным H α , были сопоставлены с доплеровскими картами фотосферных пятен. В нашей работе [10] представлены новые результаты спектральных наблюдений звезды FK Com, проведенных в июне 2021 г. и июне 2022 г. в Симеизской обсерватории и в обсерватории Синлонг (Xinglong, NAOC, Китай) в 2022 г. По данным спектрополяриметрии установлено наличие магнитного поля, которое изменялось в период наблюдений от –100 Гс до почти 300 Гс [11, 12].

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Постоянный мониторинг звезды FK Com начался в Звенигородской обсерватории ИНАСАН в 2015 г. В настоящей работе мы представляем данные за последние 5 лет (2018–2023 гг.), полученные на обсерваториях ИНАСАН в Крыму, Звенигороде и на Российско-Кубинской обсерватории в Гаване (Республика Куба). Новые наблюдения были получены на 2 роботизированных телескопах Officina Stellare RH-200 и Celestron RASA 11". На телескопе Officina Stellare RH-200 для получения изображений исследуемых объектов была использована ПЗС камера FLI Proline 16803 с колесом фильтров *UBVRI*. В такой конфигурации масштаб изображения составил 3.1"/пиксел. На телескопе Celestron RASA 11" использовалась КМОП – камера ZWOASI 6200 Pro в комплекте с фильтром *V*. Для данного телескопа масштаб изображения был равен 1.2"/пиксел. Так как два телескопа являются широкоугольными, анализируемое поле зрения получаемого кадра составляло 2.5° × 2.5° и 3.2° × 2.2°, соответственно. В такой комбинации научных инструментов один кадр включает в себя значительное количество объектов, что дает большой выбор звезд сравнения для дифференциальной фотометрии. Время экспозиции (от 20 до 60 с) подбиралось для каждого фильтра и ночи индивидуально.

В 2018 г. в Звенигородской обсерватории ИНАСАН на телескопе Officina Stellare RH-200 мониторинг FK Com проводился с 3 по 20 мая (HJD 245 8242.36–245 8259.42). Всего было получено 1557 измерений блеска звезды в фильтре *V*. Точность единичного измерения в фильтре *V* составила не более 0.01^m. В 2019 г. в Звенигородской

обсерватории ИНАСАН на телескопе Officina Stellare RH-200 мониторинг FK Com проводился с 2 февраля по 17 мая (HJD 245 8533.34–HJD 245 8621.5). В течение этого периода было получено по 1270 оценок блеска в фотометрических фильтрах *U*, *B*, *V*. Точность единичного измерения составляла примерно 0.008–0.009^m. В 2020 г. в Звенигородской обсерватории ИНАСАН на телескопе Officina Stellare RH-200 мониторинг FK Com проводился с 15 марта по 11 апреля (HJD 245 8924.2–HJD 245 8948.57). Всего было получено по 1690 оценок блеска в фотометрических фильтрах *U*, *B*, *V*. Точность единичного измерения составляла примерно 0.012^m. В 2021 г. эпизодические наблюдения FK Com проводились на телескопе Цейсс-1000 Симеизской обсерватории ИНАСАН, наблюдения были выполнены в феврале, апреле и октябре 2021 г. В 2022 г. телескоп Officina Stellare RH-200 с ПЗС-камерой FLI Proline 16803 был установлен в совместной Российско-Кубинской обсерватории (РКО) в Гаване (Республика Куба), а в Звенигородской обсерватории был установлен телескоп Celestron RASA 11" с КМОП-камерой ZWO ASI 6200 MMPro с фильтром *V*. Наблюдения FK Com были продолжены на двух обсерваториях. На РКО наблюдения FK Com были проведены с 29 марта по 21 апреля 2022 г. (HJD 245 9668.6–245 9690.87). Всего было получено 1500 оценок блеска в фотометрическом фильтре *V*. Точность единичного измерения составляла примерно 0.07^m. В 2023 г. FK Com наблюдалась в Звенигородской обсерватории ИНАСАН на телескопе Celestron RASA 11". Мониторинг проводился с 20 апреля по 01 мая (HJD 245 8924.2–HJD 245 8948.57). Всего было получено 2200 измерений блеска в фотометрическом фильтре *V*. Точность единичного измерения составляла примерно 0.02^m.

Полученные фотометрические наблюдения подверглись процессу стандартной обработки, который включал в себя следующие процедуры: вычитание кадров подложки (bias), вычитание темнового тока, учет плоского поля. Обработка наблюдений была проведена с использованием программы MaximDL. Для дифференциальной фотометрии звезды FK Com в качестве звезды сравнения использовалась звезда HD 117567 (F2, *V* = 7.62^m, каталог Simbad), находящаяся поблизости от исследуемой звезды. В общей сложности за интервал наблюдений с 2018 по 2023 г. нами было получено 9060 оценок блеска звезды в фильтре *V*.

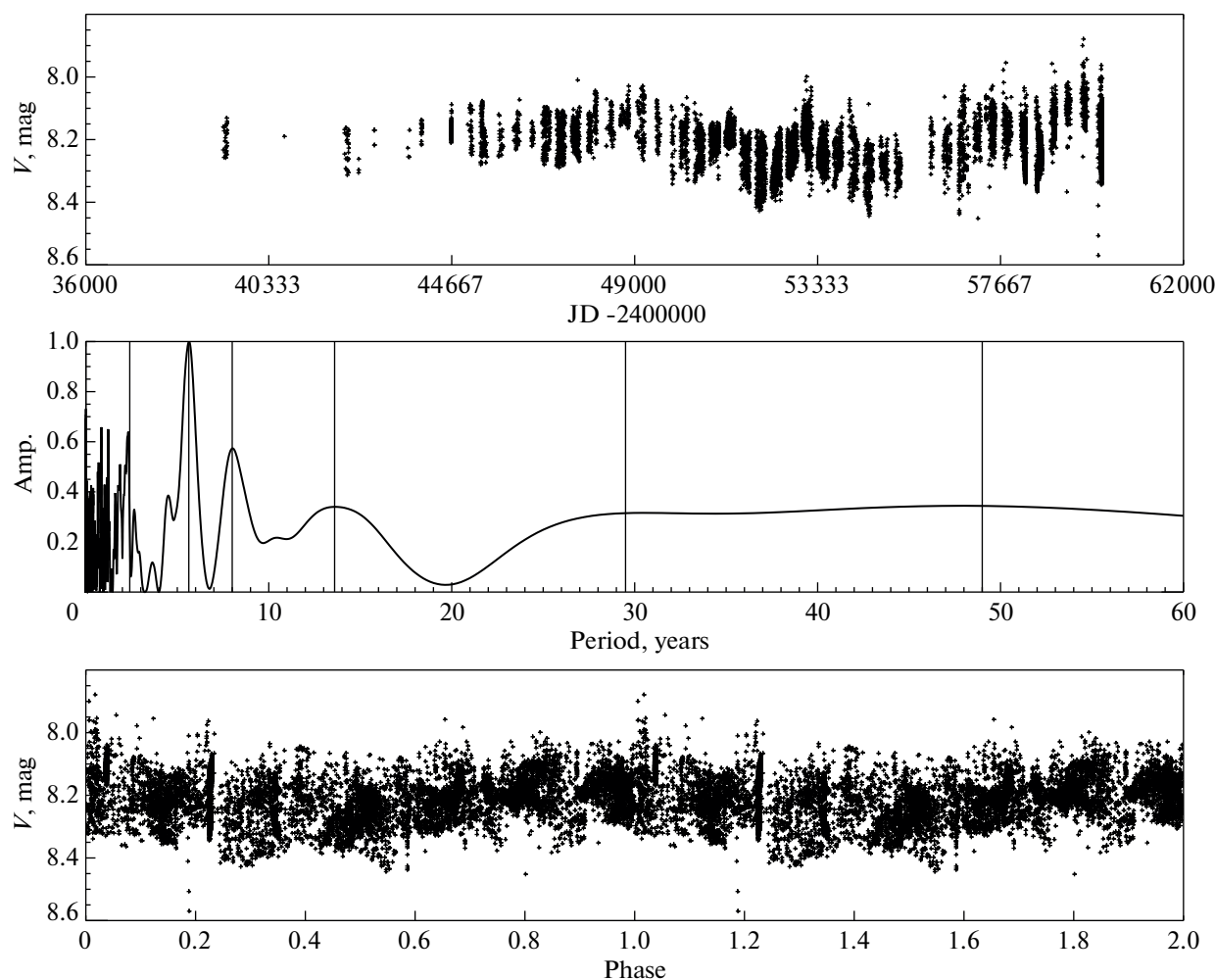


Рис. 1. Вверху — блеск FK Com в фильтре V по данным объединенного массива наблюдений; средняя панель — спектр мощности для интервала 1–60 лет, вертикальные линии соответствуют циклам активности 2.4, 5.63, 8, 13.6, 30 и 49 лет; нижняя панель — фазовая диаграмма, построенная для цикла активности в 5.63 года.

3. ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ

Помимо наших наблюдений и ранее уже рассмотренных данных литературных источников мы воспользовались результатами многолетнего обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS)¹. В обзоре представлены наблюдения звезды в фильтрах B , V и Ic , но мы ограничились только анализом данных для фильтра V , обладающих длительным интервалом наблюдений в 4516^d (12.4 лет) (HJD 245 5557.366–246 0074.055). Всего нами была рассмотрена 1181 оценка блеска звезды в фильтре V . Эти данные несомненно свидетельствуют о присутствии цикличности в изменении блеска объекта. Учитывая их хорошее согласие как с измерениями других авторов, так и выполненными нами, мы посчитали возможным объединить все

имеющиеся измерения блеска звезды в единый массив (рис. 1). Полученный таким образом набор данных включает 17 653 измерений в интервале HJD 243 9253.438–246 0074.056 длительностью порядка 20 821^d (57 лет).

Данные единого массива включают измерения, выполненные фотоэлектрическим методом, и наблюдения, полученные с ПЗС-приемниками (см. также описание отдельных частей массива и результаты анализа этих данных в [12–14]). Периодограммный анализ выполнялся с помощью стандартной программы IDL LNP-TEST, основанной на методике Ломба–Скаргла для неравноотстоящих данных.

На основе построенного спектра мощности для данных о блеске FK Com можно предположить существование возможных циклов активности P_{cycl} более 1 года (рис. 1, средняя диаграмма). Величины циклов долговременной активности

¹ <http://kws.cetus-net.org>

составляют 2.4, 5.63, 8, 13.6, 30 и 49 лет. Доминирующим является P_{cycl} продолжительностью в 5.63 года, на нижней панели рис. 1 приведена построенная для него фазовая диаграмма. Долговременные циклы активности FK Com очевидно присутствуют, однако их конкретная величина (30 и 49 лет) несомненно требует уточнения. Пока значения этих циклов сопоставимы с длительностью имеющихся у нас результатов наблюдений.

Изучение долговременной переменности звезды FK Com и установление циклов ее активности являлись предметом многочисленных исследований (см. [4, 6, 8]). Отметим, что различающиеся по временным интервалам данные для разных параметров не позволяют получить однозначные оценки продолжительности того или иного цикла. Например, по данным [8] для изменений положений активных областей были установлены квазипериодические циклы в 5.8 ± 0.4 и 5.2 ± 0.4 года, а периодограммный анализ изменений площади пятен на поверхности FK Com указал на величину 6.35 ± 0.41 года. Авторы [15] установили, что для интервала наблюдений 1990–2005 гг. в фотометрическом поведении звезды доминировал цикл с продолжительностью около 5.8 лет. Согласно [16], продолжительность цикла фотометрической активности составляет 4.5–6.1 года.

В работе [12] мы провели независимое установление свойств переменности FK Com и вычислили амплитудные спектры для ряда параметров, характеризующих ее переменность. Нами были рассмотрены временные ряды для блеска звезды в фильтрах U , B и V , амплитуды переменности блеска, суммарной площади пятен на поверхности звезды (запятненности) S_p и среднего значения блеска для каждого рассматриваемого нами сета. Графики всех спектров мощности имеют широкие пики для нескольких наборов характерных времен переменности. Было показано, что переменность с характерными временами около 400, 900, 1600, 2100 и 2800^d прослеживается для данных о запятненности звезды, но отсутствует в изменениях амплитуды переменности блеска. Очевидно, что наиболее достоверными являлись результаты анализа спектров мощности для фильтра V (для той эпохи он был построен по 7044 наблюдательным точкам, в то время, как данные в U и B фильтрах получены по 2650 и 3773 измерениям, соответственно). Наиболее ярко выраженной оказалась переменность 2100 и 2650^d (5.7 и 7.3 года, соответственно). Отметим, что период в 5.4 года ранее был установлен в [5] для средних по сезонам наблюдений значений блеска звезды.

Резюмируя, можно сделать выводы о том, что по мере накопления новых данных и удлинения

интервала фотометрических наблюдений происходит уточнение значений о долговременных циклах активности, при этом найденный нами по существенно более многочисленным данным доминирующий цикл с величиной порядка 5.63 лет (5.4–5.8 лет) прослеживается и в результатах анализа предыдущих исследований.

Представляется возможным сопоставить полученные нами результаты о циклах активности FK Com и двух других звезд, входящих в группу рассматриваемого типа (обобщенные данные о трех объектах представлены в табл. 1). Саванов и др. (в печати, 2023) собрали и проанализировали уникальный ряд фотометрических данных за период более ста лет для быстровращающегося одиночного G5 III-IV гиганта HD 199178 (V1794 Cyg), принадлежащего к группе звезд типа FK Com. Выполненный нами анализ долговременной периодичности активности этой звезды основан на всех доступных по литературным источникам измерениях ее блеска в фильтре B . Для оценки блеска HD 199178 в эпоху, предшествующую фотоэлектрическим и ПЗС-наблюдениям, были проведены измерения фотопластинок из архива ГАИШ, снятых в Краснопресненской обсерватории МГУ в Москве (4 пластинки, снятые с 1898 по 1903 г., и 41 пластинка за период с 1935 по 1958 г.). В итоге всего было получено 2142 оценки блеска звезды в фильтре B . Они обладают уникальной продолжительностью в 118.3 года и охватывают интервал времени с 1898 г. по июль 2016 г. Найдены свидетельства о существовании долговременных циклов фотометрической переменности с величинами порядка 25–60 лет. Сделано предположение о существовании возможных циклов активности в 2000, 3165, 5050, 9000 и 21600^d (соответственно 5.5, 8.7, 16.6, 24.7 и 59.2 лет). Полученные результаты сопоставлены с другими оценками циклов активности у HD 199178. Наиболее достоверным следует признать существование цикла величиной 8.7–9 лет. В статье [18] мы представили новые результаты исследования третьей звезды типа FK Com – ET Dra, основанные на наблюдениях, проведенных в Звенигородской обсерватории ИНАСАН, с помощью телескопа FRAM ORM обсерватории Ла Пальма (Испания) и широкополосной оптической системы мониторинга Mini MegaTORTORA CAO РАН. Мы изучили изменения формы кривой блеска, вызванные вращательной модуляцией звезды с пятнами на поверхности, долговременную переменность блеска звезды, а также выполнили независимое определение периода вращения по всем доступным нам сетам наблюдений. Наблюдения, полученные в CAO РАН продолжительностью более 2200 сут, дали возможность изучить долговременную переменность блеска ET Dra. Найдены указания на существова-

ние циклов продолжительностью 580^d и 810^d (1.55 и 2.23 года соответственно).

4. ДИАГРАММА $\log(1/P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycl}}/P_{\text{rot}})$

По мере увеличения продолжительности наблюдений активных звезд появляется возможность установления все более и более длительных циклов с величинами порядка 20–40 лет. Традиционным является анализ диаграмм вида $\log(1/P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycl}}/P_{\text{rot}})$ (см., напр., [16]). Коэффициент линейной зависимости между этими величинами m пропорционален числу динамо DN (см. подробнее, напр., в [19]). Согласно результатам предыдущих исследований наклон зависимости, представленной на диаграммах такого вида, составляет величину в диапазоне 0.74–0.84 в соответствии с тем, как выбирались объекты, данные для которых использовались при построении зависимости (возраст, уровень активности и др.). В одном из наиболее современных, однородном и обширном исследовании [19] авторы по выборке в 67 звезд умеренной активности нашли величину параметра $m = 1.02 \pm 0.06$ ($m = 1$ соответствует отсутствию корреляции). Этот результат хорошо согласуется с определениями m , выполненными в работах [20, 21]. Более детальное обсуждение можно найти в [19]. Рисунок 2 (внизу) построен на основе данных [19], тонкие сплошные линии проведены для данных, охарактеризованных этими авторами как главные и вторичные циклы.

Светлыми кружками на рис. 2 представлены наши данные (слева направо) для ET Dra, HD 199178 и FK Com. Крупными символами выделены доминирующие циклы. Для сравнения циклы активности Солнца представлены на рис. 2 квадратами (снизу вверх) — циклы Ригера, Швабе, Хейла, Глейсберга, де Врис и Холлштатта [22]. Вероятно, солнечные данные для циклов Швабе и Хейла укладываются на предложенные нами зависимости. К сожалению, продолжительность, однородность, качество и скважность выполненных наблюдений пока не позволяют выявить по имеющимся данным аналоги циклов Ригера, Глейсберга и более длительных циклов для исследуемых нами трех звезд.

Следует отметить, что помимо возможной связи с переменными типа W UMa, по своим характеристикам объекты типа FK Com во многом сопоставимы со звездами типа RS CVn, за исключением одного параметра — отсутствия у них двойственности. Звезды RS CVn представляют собой двойные системы, где первичный горячий компонент является субгигантом или гигантом спектрального класса между F и K, а вторичный холодный компонент является карликом или субгигантом спектрального типа от G до M (см. подробнее описание и многочисленные ссылки,

Таблица 1. Циклы активности звезд типа FK Com

Звезда	P_{rot} , сут	P_{cycl}
FK Com	2.401155 [13]	880, 2050 , 2900, 4965, 10950, 17900 ^d (2.4, 5.63 , 8, 13.6, 30 и 49 лет)
HD 199178	3.30025 [15]	2000, 3165 , 5050, 9000, 21600 ^d (5.5, 8.7 , 16.6, 24.7 и 59.2 лет)
ET Dra	13.9820 [17]	580 и 810^d (1.55 и 2.23 года)

Примечание. Выделены доминирующие циклы (см. текст).

напр., в [23]). Прототипом, давшим название группе, является затменная двойная система RS Canum Venaticorum. Из-за меньшей яркости холодной компоненты большинство этих систем относятся к типу SB1. Эти звезды являются быстрыми ротаторами, синхронизированными приливным взаимодействием, и поэтому более активны, чем одиночные звезды с теми же характеристиками. Они обычно демонстрируют значительную эмиссию в линиях H α , Ca II, сильное рентгеновское и микроволновое излучение. В этой активности доминирует горячий компонент — быстро вращающийся гигант. В оптическом диапазоне наиболее заметной особенностью является периодическая фотометрическая переменность, намного большая, чем у отдельных звезд с тем же спектральным типом. Эта переменность обусловлена модуляцией блеска крупными звездными пятнами, покрывающими до 10% поверхности звезды. Хорошо известно, что звезды типа RS CVn также являются сильными источниками рентгеновского излучения, обладающие переменностью на шкале времени порядка периода вращения звезды. С другой стороны, многие из этих систем демонстрируют долгосрочные вариации хромосферной и фотосферной активности и циклы активности. Изучение этих циклов является ключом к пониманию связи между вращением звезд и долговременной активностью, а также проявлений механизма, ответственного за генерацию и поддержание магнитных полей звезд (см. ссылки в наших предыдущих статьях и в работе [23]).

Авторы [23] рассмотрели данные для 121 звезды типа RS CVn, охватывающие широкий диапазон светимостей и периодов вращения, для поиска циклов активности этих объектов. Для каждой системы в [23] были рассмотрены архивные фотометрические данные и результаты собственных наблюдений и определены периоды вращения и возможные циклы активности. По результатам анализа из [23] мы рассмотрели данные для 73 систем с надежными определениями P_{cycl} и P_{rot} . На верхней диаграмме рис. 2 представлена гистограмма распределений циклов активности звезд

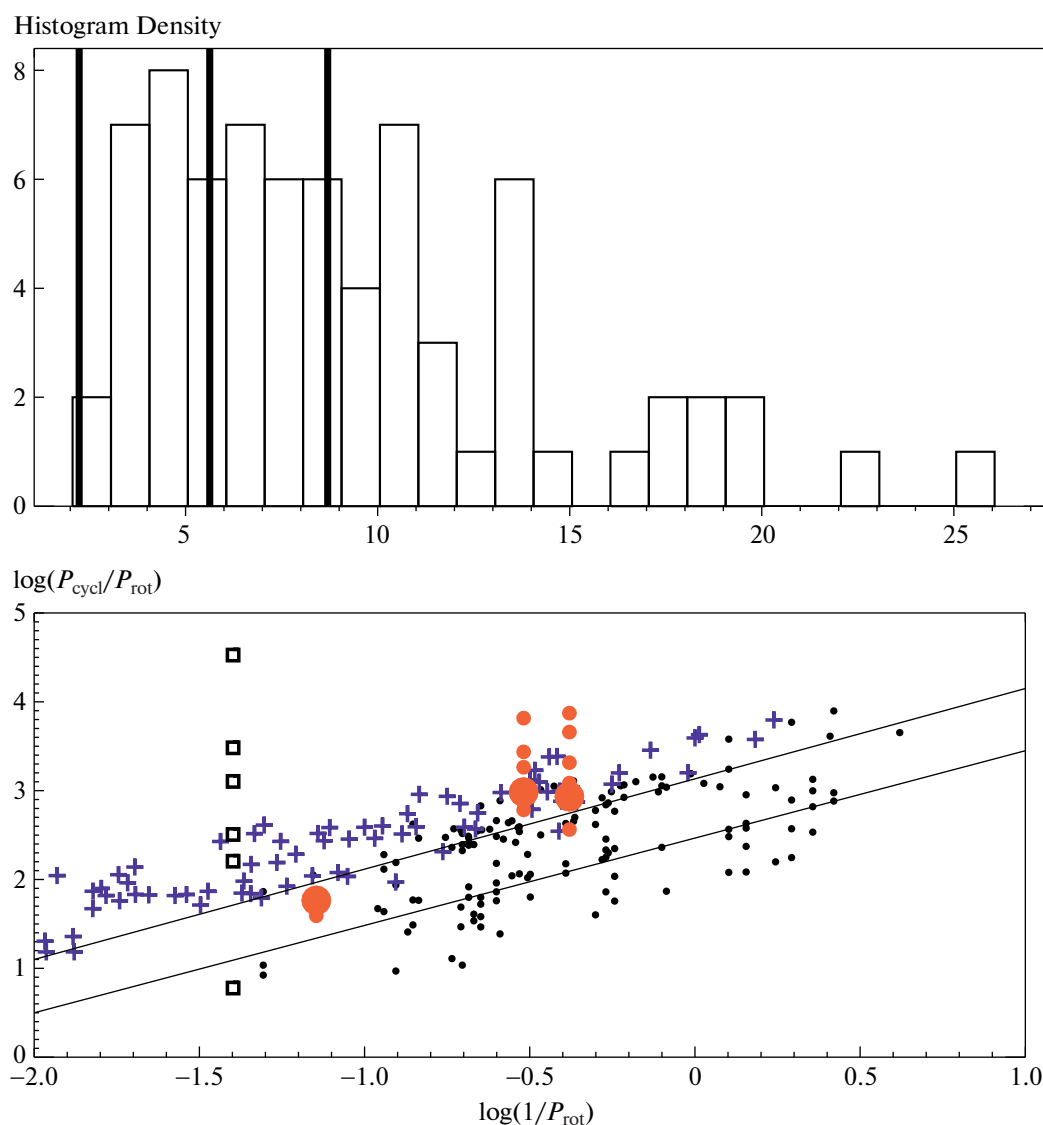


Рис. 2. Вверху — гистограмма распределений циклов активности звезд RS CVn по данным [23]. Толстые вертикальные линии показывают циклы активности ET Dra, FK Com и HD 199178 (слева направо). Внизу — диаграмма $\log(1/P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycl}}/P_{\text{rot}})$. Маленькие кружки — данные [19], сплошные линии проведены для данных, охарактеризованных этими авторами, как главные и вторичные циклы. Светлые кружки — наши данные (слева направо) для ET Dra, HD 199178 и FK Com. Крупными символами выделены доминирующие циклы. Циклы активности Солнца представлены квадратами (снизу вверх): циклы Ригера, Швабе, Хейла, Глейсберга, де Вриса и Холлштатта [22]. Символ плюс — данные [23].

RS CVn по данным [23]. Вертикальные толстые линии соответствуют данным для доминирующих циклов активности ET Dra, FK Com и HD 199178 (слева направо). Имеется хорошее согласие между величинами P_{cycl} для рассматриваемых нами звезд и большинства объектов типа RS CVn. На нижней диаграмме рис. 2 данные [23] представлены символами “+”. Они образуют последовательность, расположенную выше данных, охарактеризованных в [19], как вторичные (более длительные) циклы. Полученные нами значения

доминирующих циклов для FK Com и HD 199178 хорошо укладываются на эту последовательность. Имеющиеся данные для ET Dra лежат ниже последовательности, что, возможно, объясняется недостаточной длительностью имеющихся наблюдений для обнаружения сопоставимых P_{cycl} . В целом можно сделать заключение о сопоставимости выполненных нами определений величин циклов активности для звезд типа FK Com и данных для звезд типа RS CVn. Такой вывод еще раз свидетельствует о том, что, по своим характери-

стикам объекты типа FK Com (за исключением одного параметра — отсутствия у них двойственности) во многом схожи со звездами типа RS CVn.

5. ВЫВОДЫ

В данной работе представлены результаты фотометрических наблюдений хромосферно активной звезды FK Com, выполненные в течение последних 5 лет (2018–2023 гг.), на обсерваториях ИНАСАН в Звенигороде, в Симеизской обсерватории ИНАСАН и на Российско-Кубинской обсерватории в Гаване (Республика Куба). В общей сложности за интервал наблюдений с 2018 по 2023 г. нами было получено 9060 оценок блеска звезды в фильтре V . Все доступные измерения, включая литературные источники, наши измерения и данные архива Kamogata Wide-field Survey (KWS) были объединены в единый массив. Полученный таким образом набор данных включает 17653 измерений в интервале длительностью порядка 20821 сут (57 лет). На основе построенного спектра мощности можно предположить существование возможных циклов активности P_{cycl} с величиной 2.4, 5.63, 8, 13.6, 30 и 49 лет. Доминирующим является P_{cycl} продолжительностью в 5.63 года. Установлено, что найденный нами по существу более многочисленным данным доминирующий цикл с величиной порядка 5.63 лет (5.4–5.8 лет) прослеживается и в результатах анализа предыдущих исследований. Полученные нами результаты о циклах активности FK Com сопоставлены с данными о долговременной переменности двух других звезд, входящих в группу рассматриваемого прототипа — HD 199178 (V1794 Cyg) и ET Dra. На основе данных о циклах активности хромосферно активных звезд по литературным источникам и нашим измерениям проанализирована диаграмма вида $\log(1/P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycl}}/P_{\text{rot}})$. Сделано заключение о сопоставимости полученных нами определений величин циклов активности для звезд типа FK Com с данными для звезд типа RS CVn.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках проекта “Исследование звезд с экзопланетами” по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашение № 075-15-2019-1875, 075-15-2022-1109).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. D. Costa, B. L. Canto Martins, J. P. Bravo, F. Paz-Chinchón, et al., *Astrophys. J. Letters* **807** (2), id. L21 (2015).
2. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *Astrophys. Bull.* **77**, 150 (2022).
3. H. Korhonen, S. V. Berdyugina, T. Hackman, R. Dummmler, I. V. Ilyin, and I. Tuominen, *Astron. and Astrophys.* **346**, 101 (1999).
4. H. Korhonen, S. V. Berdyugina, T. Hackman, I. V. Ilyin, K. G. Strassmeier, and I. Tuominen, *Astron. and Astrophys.* **476**, 881 (2007).
5. L. Jetsu, J. Pelt, and I. Tuominen, *Astron. and Astrophys.* **278**, 449 (1993).
6. T. Hackman, J. Pelt, M. J. Mantere, L. Jetsu, et al., *Astron. and Astrophys.* **553**, id. A40 (2013).
7. Z. Kolláth and K. Oláh, *Astron. and Astrophys.* **501**, 695 (2009).
8. K. Oláh, H. Korhonen, Z. Kövári, E. Forgács-Dajka, and K. G. Strassmeier, *Astron. and Astrophys.* **452**, 303 (2006).
9. K. Vida, H. Korhonen, I. V. Ilyin, K. Oláh, M. I. Andersen, and T. Hackman, *Astron. and Astrophys.* **580**, id. A64 (2015).
10. I. S. Savanov, M. E. Sachkov, V. B. Puzin, X. Jiang, et al., *INASAN Sci. Rep.* **7**, 255 (2022).
11. H. Korhonen, S. Hubrig, S. V. Berdyugina, T. Granzer, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **395**, 282 (2009).
12. V. B. Puzin, I. S. Savanov, E. S. Dmitrienko, I. I. Romanuk, et al., *Astrophys. Bull.* **71**, 189 (2016).
13. L. Jetsu, arXiv:1808.02221 [astro-ph.SR] (2019).
14. I. Savanov, S. Naroenkov, M. Nalivkin, and A. Shugarov, *Contrib. Astron. Observ. Skalnat Pleso* **49**, 415 (2019).
15. K. Panov and D. Dimitrov, *Astron. and Astrophys.* **467**, 229 (2007).
16. K. Oláh, Z. Kolláth, T. Granzer, K. G. Strassmeier, et al., *Astron. and Astrophys.* **501**, 703 (2009).
17. L. Jetsu, R. Anttila, E. Dmitrienko, K. N. Grankin, et al., *Astron. and Astrophys.* **262**, 188 (1992).
18. I. S. Savanov, S. V. Karpov, G. M. Beskin, A. V. Biryukov, et al., *Astrophys. Bull.* **77**, 422 (2022).
19. E. Distefano, A. C. Lanzafame, A. F. Lanza, S. Messina, and F. Spada, *Astron. and Astrophys.* **606**, id. A58 (2017).
20. J. Lehtinen, L. Jetsu, T. Hackman, P. Kajatkari, and G. W. Henry, *Astron. and Astrophys.* **588**, id. A38 (2016).
21. I. S. Savanov, *Astron. Rep.* **56**, 716 (2012).
22. J. Beer, S. M. Tobias, and N. O. Weiss, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 1596 (2018).
23. C. I. Martínez, P. J. D. Mauas, and A. P. Buccino, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **512**, 4835 (2022).

ACTIVITY CYCLES OF FK COM

I. S. Savanov^a, S. A. Naroenkov^a, M. A. Nalivkin^a, and E. S. Dmitrienko^b^a*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*^b*Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

New results of photometric observations of the chromospherically active star FK Com (a prototype of the group of the same name) performed during the past 5 years (2018–2023) at the INASAN observatories in Zvenigorod, Simeiz Observatory INASAN and Russian–Cuban Observatory in Havana, Republic of Cuba, are presented. In total during this observation interval we obtained 9060 estimates of the brightness of the star in V band. Our measurements as well as data from the literature and from the Kamogata Wide-field Survey (KWS) archive were combined into the array comprising 17653 measurements in an interval of about 57 years. Based on the power spectrum constructed from these data, P values of the cycle activity have been established, which according to our estimate are equal to 2.4, 5.63, 8, 13.6, 30 and 49 years. The dominant is the P cycle lasting 5.63 years. It is shown that this dominant cycle with a period of about 5.63 years found by us according to more extensive data (5.4–5.8 years in other sources) can be traced in the results of the analysis of previous studies. The results on the activity cycles of FK Com are compared with data on the long-term variability of two more stars of the type under consideration – HD 199178 (V1794 Cyg) and ET Dra. Based on the data on the P cycle of other chromospherically active stars (according to literature sources and our measurements) a diagram $\log(1/P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycl}}/P_{\text{rot}})$ is analyzed. The conclusion about the comparability of the values of the activity cycles of the FK Com type stars with the data for stars of the RS CVn type is made.

Keywords: stars, activity, spots, cycles

ВСПЫШКИ СВЕТИМОСТИ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ПРОТОПЛАНЕТНЫХ СИСТЕМАХ

© 2023 г. А. М. Скляревский^{1,*}, Э. И. Воробьев²

¹Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

²Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

*E-mail: sklyarevskiy@srfedu.ru

Поступила в редакцию 16.07.2023 г.

После доработки 25.08.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

Объекты типа FU Ориона (фуоры) характеризуются короткими (десятки или сотни лет) эпизодическими вспышками, во время которых светимость растет на порядки величины. Возможной причиной таких вспышек могут являться тесные сближения звезд и протопланетных дисков. Численные расчеты показывают, что для генерации вспышки с характеристиками, близкими к фуорам, требуется достаточно близкий пролет, с периастром от нескольких а.е. до нескольких десятков а.е. Однако звездные объекты в фуорах, представляющих собой двойные системы (включая непосредственно FU Ориона), обычно разнесены на сотни а.е. Простые математические оценки показывают, что с такими параметрами компоненты двойной системы должны двигаться на порядок величины быстрее наблюдаемой дисперсии скоростей в молодых звездных скоплениях. Таким образом, вспышки светимости либо инициируются с некоторой временной задержкой, либо для инициации вспышки такие тесные сближения не требуются и всплеск светимости происходит не за счет первичного гравитационного возмущения в протопланетном диске. В работе использовалось численное гидродинамическое моделирование столкновения системы, состоящей из звезды, окруженной протопланетным диском, и бездискового внешнего звездного объекта. Показано, что к вспышкам светимости могут приводить даже пролеты с большим периастром порядка 500 а.е., при этом задержка между прохождением периастра и непосредственно вспышкой может достигать нескольких тысяч лет. Впервые показано посредством численного моделирования, что возмущение центрального диска, вызванное гравитационным воздействием пролетающего внешнего объекта, может запускать каскадный процесс, во время которого сначала развивается тепловая неустойчивость во внутреннем диске, а затем магниторотационная. Вследствие поочередного развития этих неустойчивостей возникает резкий рост темпа аккреции вещества на звезду, также выражающийся в повышении светимости более чем на 2 порядка величины.

Ключевые слова: астрофизика, протозвездные диски, протопланетные диски, вспышки светимости

DOI: 10.31857/S0004629923120101, **EDN:** CUWYSQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что протозвезды в молодых звездных системах могут испытывать внезапный рост светимости. Светимость во время таких событий может измениться вплоть до нескольких порядков на временах от десятков до нескольких сотен лет. FU Ориона является первым объектом, на котором успешно наблюдалась такая вспышка. Впоследствии он лег в основу целого класса объектов, называемых фуоры. Несмотря на то, что на данный момент количество объектов, классифицированных как фуоры, достигает всего нескольких десятков (см., напр., [1, 2]), такие вспышки вряд ли являются редкими. Молодые звезды могут испытывать до десяти или даже до нескольких десятков таких событий на протяжении их эво-

люции [1, 3, 4]. Вспышки типа фуор с большей вероятностью происходят на ранних стадиях эволюции протопланетных систем, пока вокруг звезды еще есть аккреционный диск, и этот диск является активным и оптически толстым [4, 5].

Вспышки могут влиять на эволюцию диска, его структуру и, в особенности, на его тепловые характеристики. Даже кратковременное, но значительное повышение светимости звезды может заметно нагреть диск [6, 7]. Кроме того, химический состав диска также может быть достаточно чувствителен как к прогреву диска, так и к изменениям излучательных характеристик звезды [8–12]. Помимо химических реакций, изменения температуры могут вылиться в смещение положения линий льда, изменение свойств пылинок (на-

пример, за счет более активной фрагментации) и, как следствие, изменение наблюдаемых характеристик диска [13, 14]. К примеру, в работе [15] было показано, что вспышка влияет на распределение спектральных индексов, при этом эффект сохраняется вплоть до нескольких тысяч лет. Наконец, резкий рост светимости центральной звезды может послужить спусковым механизмом для различных неустойчивостей в диске или изменить его динамику. В работе [16] показано, что по динамическим характеристикам поствспышечного диска можно различать типы вспышек.

Несмотря на значимость вспышек для эволюции диска и их предполагаемую распространенность, а также на обилие научных трудов, исследующих этот феномен, до сих пор не удалось достичь консенсуса в объяснении причин возникновения вспышек. На данный момент представлено множество гипотез о физической природе их происхождения. Общепринято, что вспышки являются следствием эпизодического повышения темпа аккреции вещества из диска на звезду [1, 17]. В качестве явления, потенциально приводящего к достаточному повышению темпа аккреции, часто рассматривается магниторотационная неустойчивость (МРН) (см., напр., [18, 19]). Для этого требуется, чтобы температура в диске была достаточно велика для тепловой ионизации щелочных металлов. Помимо МРН, темп аккреции может вырасти при падении сгустков вещества из диска на звезду под действием гравитации. В статьях [4, 20] показано, что темп аккреции при таком событии и соответствующий выброс энергии во время падения массивного сгустка на звезду могут достигать значений, характерных для фуоров. Стоит отметить, что на звезду могут падать не только сгустки, сформировавшиеся непосредственно в диске, но и уплотненные сегменты молекулярного облака, например, остатки родительского протозвездного облака. Влияние внешнего окружения диска и аккреционных процессов в системе облако-диск-звезда изучалось в работе [21]. Захват протопланетным диском крупного сегмента родительского протозвездного облака был исследован в работе [22]. Падение более компактных остатков протозвездных облаков на центральную звезду рассматривалось в работе [23]. Авторами этих исследований было показано, что при определенных условиях такие события могут приводить к инициации вспышек типа FU Ориона. Взаимный обмен веществом между протозвездой и планетой, вращающейся по низкой орбите, также может служить причиной для фуороподобного повышения темпа аккреции и светимости звезды, как было предложено в работе [24]. Кроме того, на роль механизма, обеспечивающего повышение темпа аккреции и соответствующий эпизодический рост излучения, претендуют тепловая [25] и кон-

вективная неустойчивости (см., напр., [26]). Наконец, численное моделирование показывает, что пролет внешней звезды через протопланетный диск может вызывать сильное гравитационное возмущение и служить причиной повышения светимости звездных объектов, сходного с тем, что наблюдается у фуоров [16, 27, 28].

Сам по себе объект FU Ориона, ставший прототипом фуоров, является двойной системой, состоящей из Северного и Южного источников. Одна из звезд, а именно менее массивная, находится во вспышечной фазе с 1937 г., когда ее светимость увеличилась на два порядка величины на годовых временных масштабах. Второй же, более массивный [29], источник остается в спокойной фазе до сих пор. В свете этого кажется логичным предположить, что происхождение вспышки FU Ориона является следствием высвобождения гравитационной энергии во время прохождения точки наибольшего сближения (периастра). Однако близкие пролеты в плоскости диска или с малыми углами наклона относительно диска (что, судя по всему, как раз наблюдается у FU Ориона [30]), требуют крайне тесного сближения (от нескольких а.е. до нескольких десятков а.е.) и, соответственно, проникающего пролета, что по результатам компьютерного моделирования (см., напр. [16, 31, 32]) требуется для воспроизведения амплитуды вспышки. При рассмотрении пространственной геометрии FU Ориона становится понятно, что с этим предположением требуется обходиться очень осторожно. На это обращали внимание, например, в работе [29]. Проблема заключается в том, что оцениваемое расстояние между звездами FU Ориона составляет порядка 250 а.е. [30]. Следуя логике, представленной в работе [33], можно оценить среднюю относительную скорость источников, поскольку нам также известен момент времени начала вспышки (т.е. предполагаемый момент наибольшего сближения). Принимая во внимание указанные выше параметры, можно вычислить, что средняя относительная скорость объектов должна быть не менее 10 км/с, что практически на порядок величины выше дисперсии скоростей в молодых звездных скоплениях. Этот парадокс может быть разрешен, если предположить большую величину расстояния в периастре между возмущающим объектом и центральной звездой (но в таком случае проблематично восстановить необходимую амплитуду вспышки) или наличием некоторой задержки между наиболее тесным сближением и инициацией вспышки. Однако факторы, определяющие длительность задержки, до сих пор неизвестны. Более того, механизм, приводящий к всплеску аккреции, в таком случае, вероятно, отличается от непосредственного гравитационного взаимодействия между объектами. Таким образом, мы преследуем цель изучить воз-

возможность возникновения вспышечных событий в двойных системах с большими расстояниями между компонентами в периастре (далее – большой периастр) и задержками инициации всплесков по сравнению с моментом прохождения периастра.

В данной работе представлены результаты гидродинамического моделирования тесного сближения двух объектов субсолнечной массы с большим периастром. Впоследствии непроникающего пролета в диске происходит вспышка типа FU Ориона. Моделирование показывает возможный сценарий каскадной инициации вспышки, который может лечь в основу объяснения природы фуоров в двойных системах с большими расстояниями между компонентами.

2. МОДЕЛЬ ЦЕНТРАЛЬНОГО ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА И ЕГО ДОВСПЫШЕЧНОЕ СОСТОЯНИЕ

Для исследования вспышки в двойных системах было задействовано численное гидродинамическое моделирование посредством программного кода FEOSAD (Formation and Evolution Of Stars And Disks – формирование и эволюция звезд и дисков). В этой главе будет кратко описана модель, использованная при расчетах, дана информация о начальных условиях в диске, и будут показаны результаты моделирования.

2.1. Описание модели

Численный гидродинамический код FEOSAD, на базе которого выполнена работа, позволяет промоделировать коэволюцию диска и центральной звезды в двумерном приближении тонкого диска. При этом эволюция может охватывать сотни тысяч и даже миллионы лет. Основная используемая модель подробно представлена в работе [34], а также различные модификации в статьях [19, 35, 36]. Далее будут коротко представлены основные компоненты, задействованные в расчетах и представляющие особую важность для текущей работы.

В ходе расчетов решается система гидродинамических уравнений, описывающих совместную эволюцию газового и пылевого компонентов в диске, а именно:

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} + \nabla_p \cdot (\Sigma_g v_p) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Sigma_{d,sm}}{\partial t} + \nabla_p \cdot (\Sigma_{d,sm} v_p) = -S(a_{\max}), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Sigma_{d,gr}}{\partial t} + \nabla_p \cdot (\Sigma_{d,gr} u_p) = \\ = \nabla \cdot (D \Sigma_g \nabla (\Sigma_{d,gr} \Sigma_g)) + S(a_{\max}), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma_g v_p) + [\nabla \cdot (\Sigma_g v_p \otimes v_p)]_p = \\ = -\nabla_p \mathcal{P} + \Sigma_g g_p + (\nabla \cdot \Pi)_p - \Sigma_{d,gr} f_p, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma_{d,gr} u_p) + [\nabla \cdot (\Sigma_{d,gr} u_p \otimes u_p)]_p = \\ = \Sigma_{d,gr} g_p + \Sigma_{d,gr} f_p + S(a_{\max}) v_p, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla_p \cdot (e v_p) = -\mathcal{P}(\nabla_p \cdot v_p) - \\ - \Lambda + \Gamma + (\nabla v)_{pp'} : \Pi_{pp'}, \end{aligned} \quad (6)$$

где компоненты координатной плоскости (r, ϕ) представлены индексами p и p' . Уравнения (1)–(3) являются уравнениями неразрывности, записанными для газа, мелких (субмикронных) и выросших пылинок соответственно. При этом Σ_g , $\Sigma_{d,gr}$ и $\Sigma_{d,sm}$ – соответствующие поверхностные плотности, а v_p и u_p – скорости газа и выросшей пыли в плоскости диска. Слагаемое $S(a_{\max})$ введено для учета возможных переходов между популяциями мелкой и крупной пыли. В свою очередь, уравнения (4) и (5) – это уравнения динамики газа и выросшей пыли. Отметим, что уравнение динамики мелкой пыли отсутствует, а в уравнении неразрывности мелкой пыли используется скорость газа, поскольку модель предполагает совместное движение субмикронной пыли с газом. D – коэффициент турбулентной диффузии, g_p – компоненты гравитационного потенциала, включающего вклад от центральной звезды и самогравитации диска, f_p – сила трения между газом и пылью, нормированная на единицу массы, Π – тензор напряжений вязкости, $\mathcal{P}$ – давление, интегрированное в вертикальном направлении. Наконец, уравнение (6) описывает энергетический баланс системы, где Λ и Γ – темпы охлаждения и нагрева диска излучением центральной звезды и фоновым излучением соответственно.

В гидродинамической модели учтены следующие ключевые процессы: самогравитация диска (газового и пылевого); взаимодействие между пылью и газом посредством трения, включая обратную реакцию пыли на газ [35, 37]; турбулентная вязкость, введенная согласно параметризации Шакуры-Сюняева [38], и турбулентная диффузия пыли. Энергетический баланс в диске рассчитывается, принимая во внимание изменение энергии за счет сжатия и растяжения (адиабатический нагрев/охлаждение), охлаждение инфракрасным излучением пыли и нагрев излучением центральной звезды и фоновым излучением. Пылевой компонент диска состоит из двух популяций: мелкая пыль, представляющая собой ансамбль частиц с размерами от 0.005 до 1 μm , и выросшая пыль, у которой минимальный

размер составляет $1 \mu\text{m}$, а максимальный является переменным. Максимальный размер выросшей пыли a_{max} меняется за счет процесса столкновительного роста посредством взаимных столкновений в ходе турбулентного и броуновского движения, а также посредством адвекции. Размер пыли жестко ограничен фрагментационным барьером, величина которого зависит от параметров среды. Пыль внутри популяций распределена по степенному закону с показателем $p = -3.5$, что соответствует модели бесконечного столкновительного каскада [39]. Возможны переходы между популяциями, причем пыль перераспределяется так, чтобы общее распределение пыли по размерам оставалось непрерывным в точке $a = 1 \mu\text{m}$ (подробнее см. в [15, 36]).

Как уже было упомянуто выше, в модели задействована α -параметризация [38]. При этом параметр вязкости α_{visc} является переменным по пространству и времени. Значение α_{visc} рассчитывается в соответствии с концепцией “слоистого диска” [40] с использованием подхода [41, 42]. При этом значение альфа определяется как

$$\alpha_{\text{visc}} = \frac{\Sigma_a \alpha_a + \Sigma_d \alpha_d}{\Sigma_g}, \quad (7)$$

где Σ_a и Σ_d — толщины “МРН-активных” и “МРН-мертвых” слоев диска соответственно. Тогда $\alpha_a = 10^{-2}$ — значение параметра вязкости в активном слое, а α_d — в оставшейся его части, при этом α_d включает в себя также некоторый фоновый уровень вязкости ($\alpha_{\text{bg}} = 10^{-5}$). Описание реализации метода более детально приведено в работе [42]. В рамках концепции предполагается, что МРН-активными являются области глубиной до 100 г/см^2 , где газ ионизируется в достаточной мере космическими лучами. Также предполагается, что в областях диска, в которых температура превышает критическое значение T_{crit} , происходит тепловая ионизация щелочных металлов, что также приводит к высокой МРН-активности в этих областях.

Наконец, для симуляции близкого пролета объекта (суб)звездной массы используется подход, представленный в работе [43], который позволяет моделировать столкновение протопланетного диска, окружающего центральную звезду, с внешним источником, возмущающим систему. В рамках этого подхода в систему вводится дополнительный гравитационный источник, который движется в пределах расчетной области. Масса источника может быть велика, особенно в задачах, связанных с моделированием пролетов внешних звездных объектов. Следовательно, гравитационным воздействием системы на центральную звезду нельзя пренебречь. Поэтому мо-

делирование производится в неинерциальной системе отсчета. В конечном итоге уравнение движения в системе модифицируется введением дополнительных компонентов гравитационного потенциала. К изначальным компонентам — гравитационному полю звезды и самогравитации диска — добавляется гравитация возмущающего объекта и слагаемое, позволяющее учесть непосредственно движение самой системы отсчета, с помощью введения неявного потенциала.

В работе будут рассмотрены результаты двух расчетов: (i) исходной модели, представляющей собой систему с одиночной звездой, окруженной диском; и (ii) возмущенной модели, в которой внешний объект запускается в направлении центральной звезды с расстояния 3000 а.е. Радиальная и азимутальная компоненты начальной скорости внешнего объекта v_r и v_ϕ равны соответственно -2.5 и 0.2 км/с (отрицательное значение здесь соответствует движению в сторону центральной звезды). Столкновение является ретроградным, т.е. возмущающий объект движется в направлении, противоположном вращению диска и центральной звезды. Ретроградное столкновение выбрано как более благоприятствующее развитию вспышек типа FU Ориона на сходных временных масштабах, как показано в работе [44]. Масса возмущающего объекта составляет половину солнечной, масса диска, окружающего центральную звезду, равна $0.22 M_\odot$, а самой центральной звезды — $0.28 M_\odot$. Таким образом, масса внешнего объекта выше массы центрального объекта, на котором ожидается развитие вспышки, что согласуется с данными об объектах в системе FU Ориона [29]. Расчетная область покрывает зону площадью $3500 \times 3500 \text{ а.е.}^2$, разделенную на 400×256 ячеек в радиальном и азимутальном направлениях соответственно. На внутренней границе расчетной зоны $r = 0.2 \text{ а.е.}$ установлено граничное условие, позволяющее веществу свободно втекать и вытекать, в то время как на внешней границе до введения внешнего объекта возможен только отток вещества. Однако при моделировании столкновения внешние граничные условия также позволяют двунаправленное перемещение вещества, т.е. и вток и отток. Это необходимо для исключения действия эффектов, связанных с искусственным накоплением вещества в окрестности внешних границ в расчетах в неинерциальной системе отсчета (подробнее см. [45]).

2.2. Начальное состояние систем

Протопланетные диски, а также условия в них на момент начала расчетов обеих моделей эквивалентны. Начальные распределения поверхностной плотности газа, температуры и вязкого параметра α_{visc} показаны на рис. 1. Эти распределения

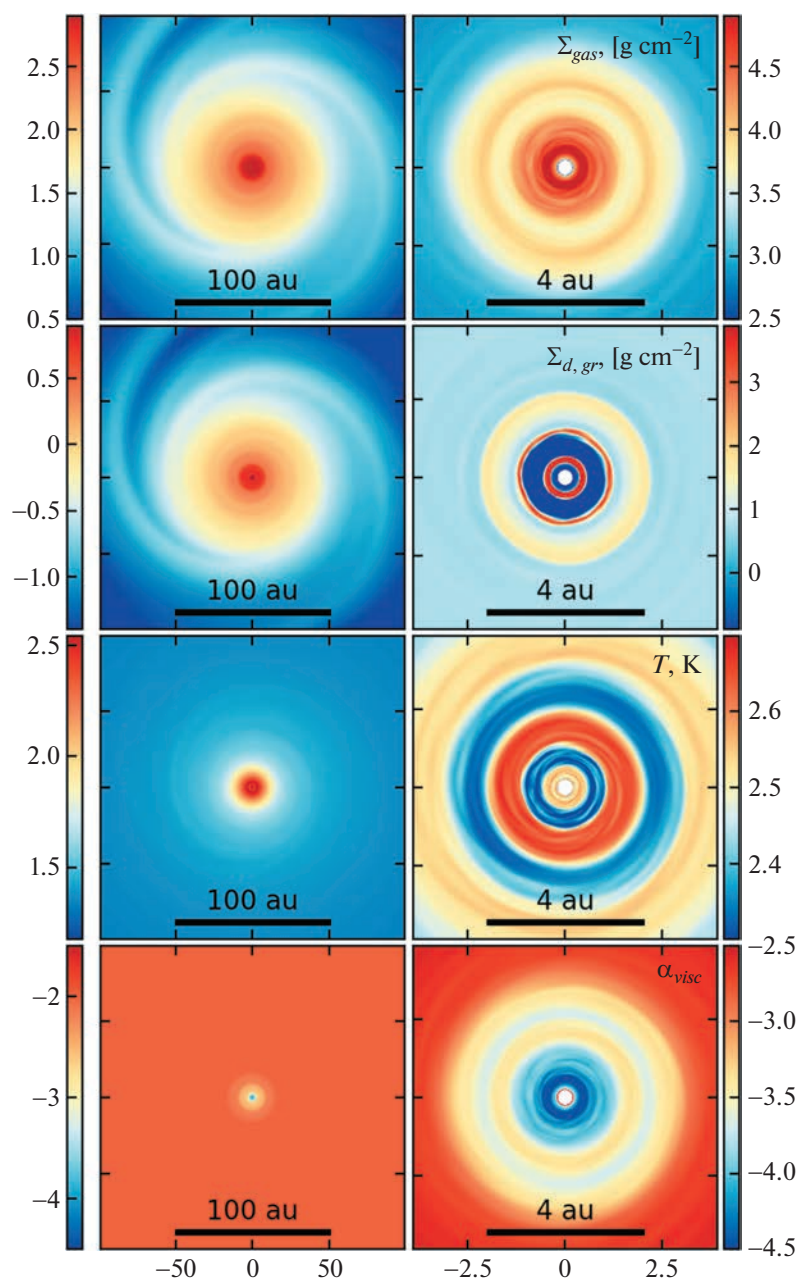


Рис. 1. Пространственные распределения основных параметров диска во внешней области 100×100 а.е.² (слева) и внутренней области 4×4 а.е.² (справа). Представлены величины сверху вниз: поверхностная плотность газа, поверхностная плотность выросшей пыли, температура, параметр вязкости α_{visc} . Все значения показаны цветом в логарифмической шкале.

получены в результате моделирования коллапса дозвездного облака массой $0.5 M_{\odot}$, образования диска и его последующей эволюции вплоть до момента времени $t = 125$ тыс. лет после образования. Для начала сфокусируемся на общей структуре диска, представленной в левом столбце рис. 1. Отчетливо заметно, что структура диска неосесимметрична, поскольку он гравитационно неустойчив. При этом масса внешней оболочки,

оставшейся от дозвездного облака, превышает 10% от общей массы системы. Следовательно, диск находится во внедренной фазе эволюции, для которой вполне ожидаемо развитие гравитационной неустойчивости [20]. Распределение пыли, в целом, повторяет распределение газа, хотя значения поверхностной плотности выросшей пыли приблизительно на два порядка ниже плотности газа. Крупномасштабная тепловая

структура диска не имеет значительных особенностей, и, несмотря на слабые отклонения, в целом довольно регулярна. Согласно распределению параметра вязкости α_{visc} , показанному на нижней панели, внешние области диска снаружи ~ 15 а.е. МРН-активны. Внутри этой области наблюдается понижение турбулентной вязкости, и достигаются достаточно низкие значения $\alpha_{\text{visc}} \lesssim 10^{-3}$.

Теперь обратим внимание на состояние внутреннего диска, представленное в правом столбце рис. 1. Во внутренних 2 а.е. отчетливо заметны кольца, как газовые, так и пылевые. В случае газа одно из колец расположено на расстоянии ~ 2 а.е., а второе в непосредственной близости к внутренней границе расчетной области на радиусе ~ 0.35 а.е. В пылевой же компоненте диска наблюдается 3 кольцевых структуры: менее плотная на 2 а.е., и более плотные на 1 и 0.4 а.е. При этом внутри 1 а.е. между внешним и внутренним кольцом, а также между внутренним кольцом и границей расчетной области наблюдаются глубокие щели, в которых плотность выросшей пыли падает более чем на 2 порядка по сравнению с окружающим диском и кольцами.

Резкие переходы поверхностной плотности газа не случайны, их положение совпадает с переходами от более высокой к более низкой вязкости, при движении от внешней части диска к внутренней, а максимумы плотности газа, соответственно, приходится на минимумы α_{visc} . Это можно наблюдать на нижней панели рис. 1, где показано распределение параметра вязкости α_{visc} . Вязкость служит одним из основных агентов переноса вещества в диске. Поэтому, когда вещество из зоны с высоким темпом переноса (т.е. с высоким параметром вязкости) попадает в область с низким темпом переноса вещества, вязкость не может обеспечить полный и беспрепятственный перенос, что неизбежно выливается в накопление газа на границе между этими двумя регионами. В областях накопления газа при повышенной температуре образуются пики давления, в направлении которых дрейфует пыль, таким образом собираясь в кольцевые структуры, описанные выше. Более подробно механизмы накопления вещества и формирования газовых и пылевых колец описаны в работах [42, 46, 47].

3. ПРОЛЕТ МАССИВНОГО ОБЪЕКТА И ЕГО ЭФФЕКТ НА ЭВОЛЮЦИЮ ДИСКА

Описанное в предыдущей главе состояние протопланетного диска используется в качестве начальных условий в двух модельных случаях. В первом случае эволюция системы происходит без возмущений, и эта модель принимается в ка-

честве референсной. Во втором случае в представленную систему вводится внешний возмущающий объект, массой $M_{\text{int}} = 0.5 M_{\odot}$, который запускается на расстоянии 3000 а.е. от центральной звезды с радиальной и азимутальной скоростями $v_r = -2.5$ км/с и $v_{\phi} = 0.2$ км/с. Отметим, что в силу используемого двумерного приближения пролет происходит в плоскости диска.

3.1. Вспышка вследствие первичного гравитационного возмущения

Внешнему объекту требуется 7.95 тыс. лет для того, чтобы достигнуть точки периастра. За это время внешний объект успевает посредством гравитации накопить вокруг себя вещество из остатков дозвездного облака, образовав некое подобие диска, несмотря на то, что полноценная аккреция на возмущающий объект в модели не введена. Минимальное расстояние, на которое сближаются объекты, составляет приблизительно 500 а.е. При этом в момент прохождения периастра не отмечается изменений в светимости звезды, поскольку возмущению в диске, вызванному гравитационным воздействием внешнего объекта, требуется время для того, чтобы достичь области аккреции. Повышение светимости центрального объекта, спровоцированное изменением темпа аккреции, вызванным возмущением от внешнего объекта, происходит на времени $t = 8.81$ куг от момента его запуска. Таким образом, время, которое требуется первичному возмущению для прохождения по всему пространству диска, составляет порядка 860 лет. Светимость центрального объекта повышается в 2–2.5 раза. Несмотря на то, что это изменение приводит к локальному повышению температуры во внутреннем диске (на 100–200 К в самом внутреннем диске), светимость объекта остается далека от характерной для объектов типа FU Ориона, равной $30\text{--}300 L_{\odot}$ [17]. Таким образом, первичного возмущения, возникающего вследствие гравитационного воздействия внешнего объекта во время прохождения периастра, недостаточно для увеличения темпа аккреции схожего со вспышкой фуора в представленном случае.

3.2. Вторичная вспышка

Тем не менее вспышка типа FU Ориона все же происходит спустя 5.7 тыс. лет с момента прохождения периастра. При этом причиной вспышки является не гравитационное воздействие, а развитие магниторотационной неустойчивости во внутреннем диске. На рис. 2 и 3 показаны распределения параметров во внутреннем диске. Резкий рост температуры выше критического значения и параметра вязкости до величины $\alpha_{\text{visc}} = 10^{-2}$ сви-

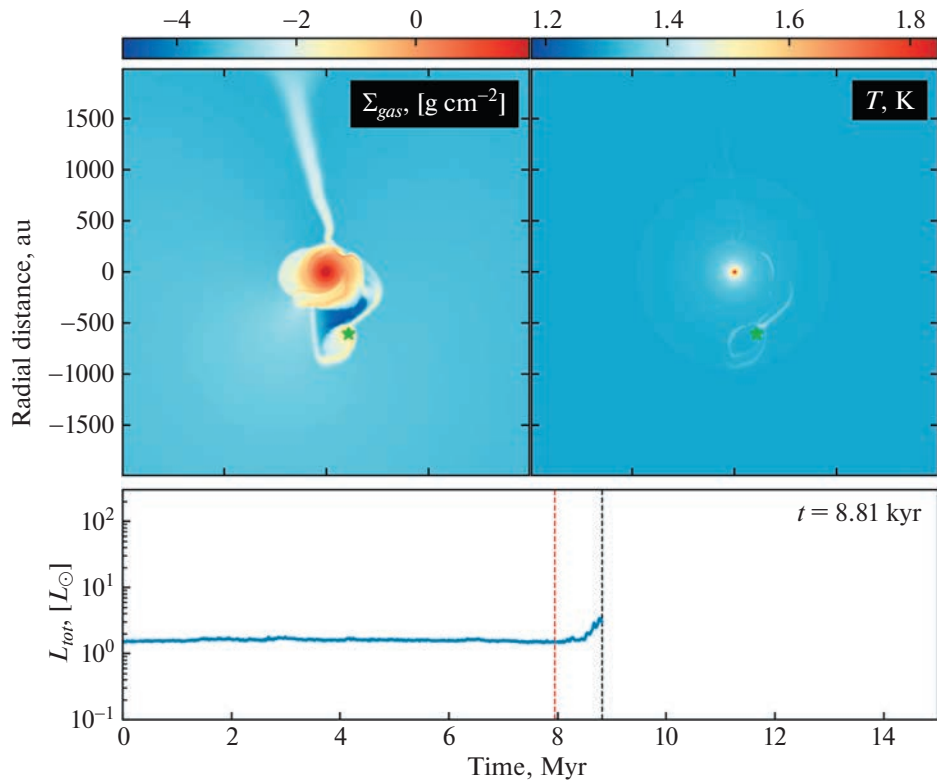


Рис. 2. Верхняя панель: пространственные распределения поверхностной плотности газа и температуры в модели с пролетом внешнего объекта, показанные в области 2000×2000 а.е.² в момент повышения светимости центральной звезды вследствие гравитационного возмущения, вызванного пролетом. Нижняя панель — график зависимости светимости центральной звезды от времени от начала расчета до момента, показанного в верхнем ряду панелей. Черной вертикальной пунктирной линией обозначено время $t = 8.81$ тыс. лет, соответствующее локальному пику светимости, а красной пунктирной линией — момент прохождения точки наиболее тесного сближения — периастра.

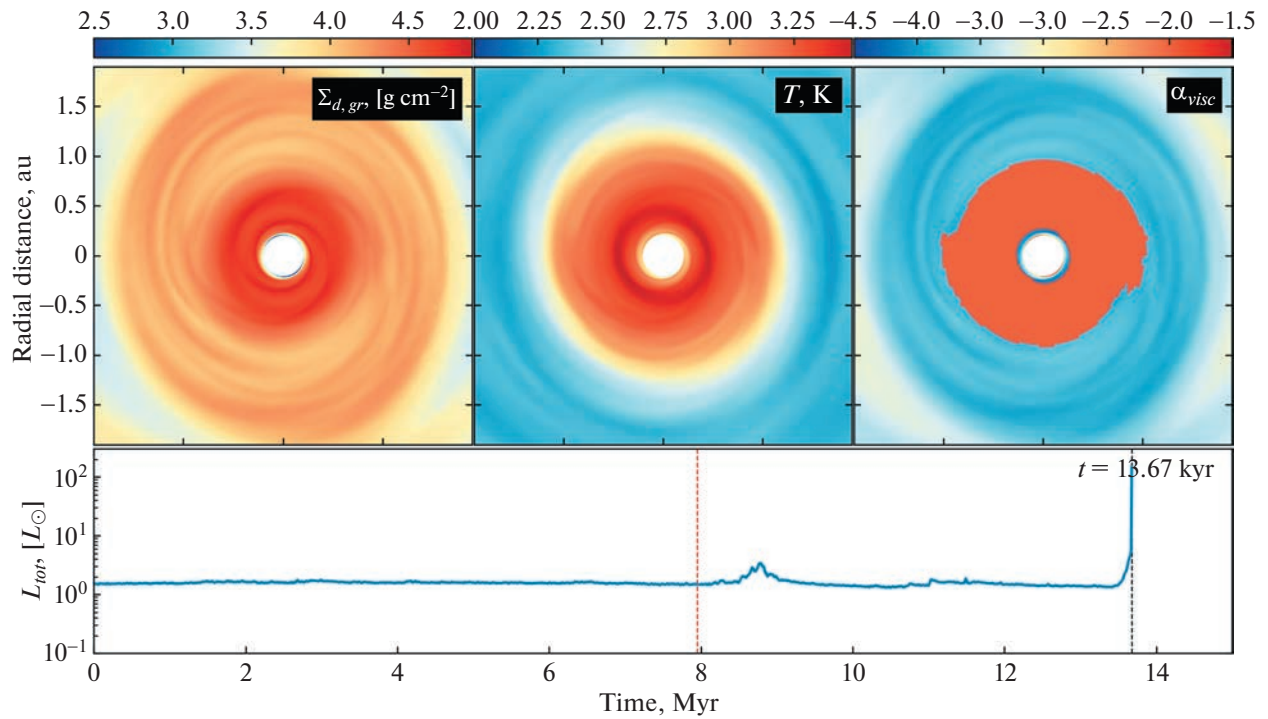


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но во время вспышки МРН, во внутренней области 2×2 а.е. Кроме того, на правой верхней панели показано также пространственное распределение параметра вязкости α_{visc} .

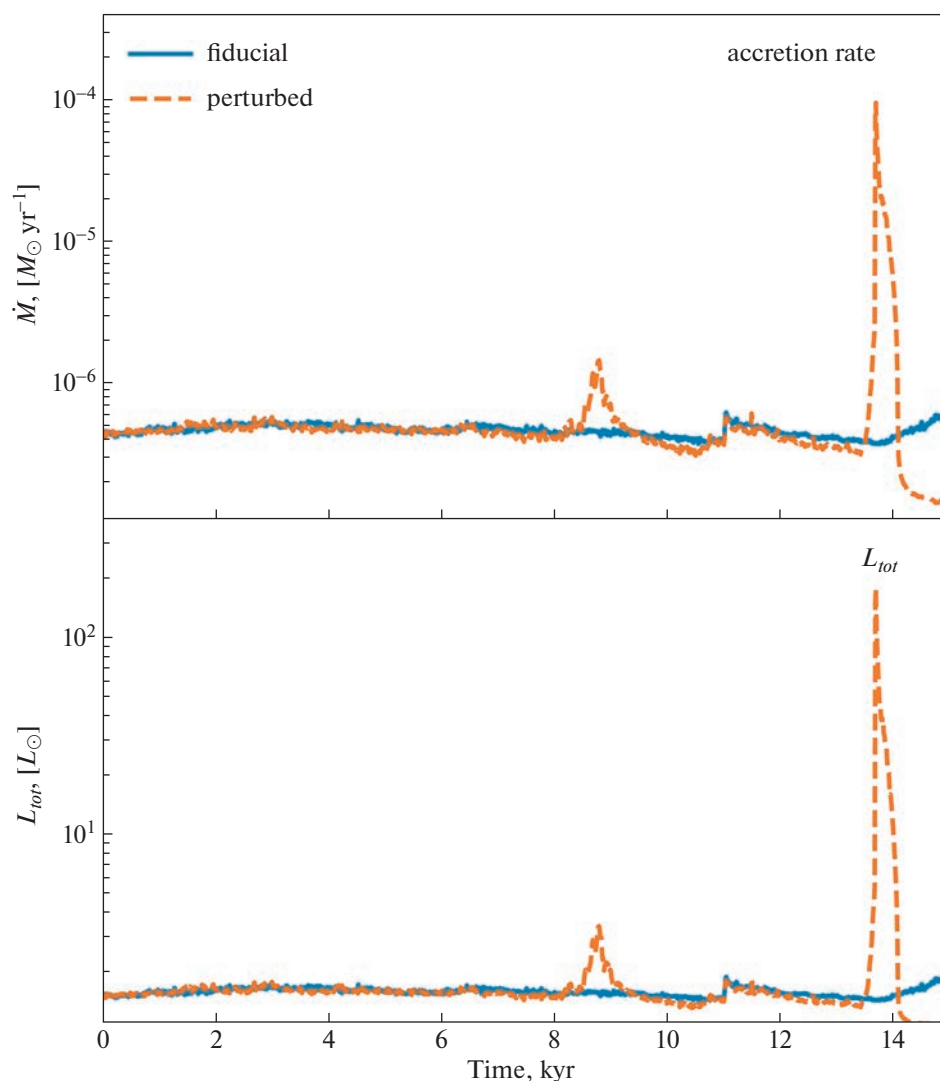


Рис. 4. Вверху: темп аккреции вещества из диска на звезду как функция времени. Внизу: полная светимость (как комбинация аккреционной и фотосферной) центральной звезды. Синие сплошные линии соответствуют референсной модели, а оранжевые штриховые — возмущенной модели.

детельствует об активности МРН, что и приводит к значительному повышению темпов переноса вещества в диске. Это в свою очередь выливается в высокий темп аккреции вещества на звезду и, как следствие, высокую светимость центральной звезды. В ходе этого события светимость поднимается на 2 порядка за короткий промежуток времени, менее 10 лет, что согласуется с характеристиками фуоров. Частота вывода данных в модельных расчетах, однако, не позволяет более точно определить время выхода на пиковую светимость. За скоротечным повышением светимости следует постепенное затухание. Светимость возвращается к довспышечным значениям за время около 400 лет. Характеристики затухания также соответствуют текущим представлениям и данным о фуорах. В частности, для родительского

объекта класса — FU Ориона — приводится темп затухания светимости примерно в 2.5–3 раза за 80 лет (см., напр., [48, 49]). В представленной модели светимость уменьшается в 2.65 раза за тот же временной промежуток.

Стоит также отметить, что в референсной модели вспышек не происходит, как можно увидеть на рис. 4. Это позволяет сделать вывод о том, что именно пролет внешнего объекта запускает механизмы, которые приводят к инициации вспышки.

4. РАЗВИТИЕ МАГНИТОРОТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВСЛЕДСТВИЕ НЕПРОНИКАЮЩЕГО ПРОЛЕТА

Рассмотрим состояние диска, непосредственно предшествующее вспышке светимости. На

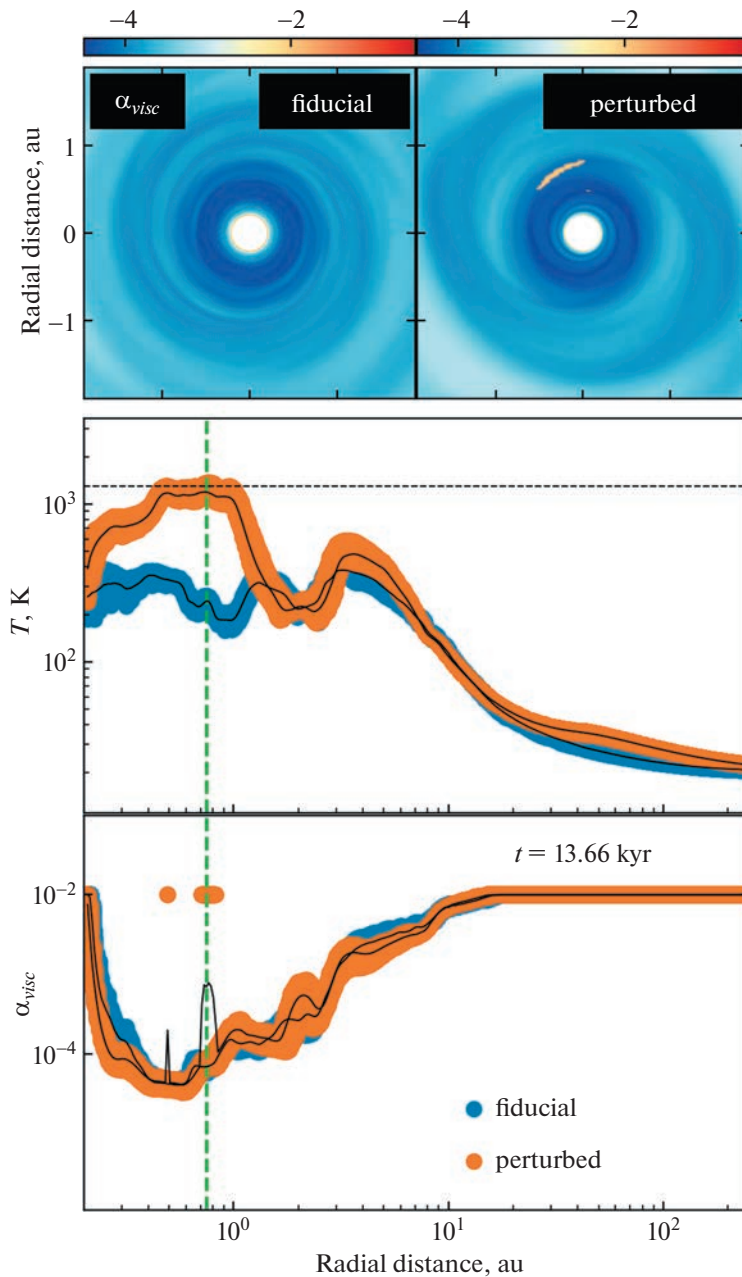


Рис. 5. Состояние дисков в моделях на момент времени $t = 13.66$ тыс. лет. Верхняя панель: двумерное распределение параметра вязкости референсной (слева) и возмущенной (справа) моделей во внутренней области 2×2 а.е. Профили распределения температуры представлены на средней панели, а параметра вязкости — на нижней. Множество точек соответствует всем азимутальным значениям на данном радиусе, в то время как сплошные линии показывают средние значения. Синие и оранжевые точки соответствуют референсной и возмущенной моделям. Зеленой вертикальной штриховой линией отмечено радиальное расстояние 0.75 а.е.

рис. 5 представлены двумерные распределения параметра вязкости α_{visc} во внутренней области 2 а.е. Эти распределения для исходной и возмущенной моделей показаны в верхнем ряду панелей слева и справа соответственно. Выбранное время $t = 13.66$ тыс. лет от начала расчета, т.е. 100 лет до вспышки светимости. Мертвые зоны, ха-

рактеризующиеся низкими α_{visc} , присутствуют в обоих случаях, однако в возмущенной модели мертвая зона менее симметрична. Снаружи узкого кольца, в котором значение параметра вязкости минимально, морфология распределения также различается. В то время как в исходной модели морфология имеет сложный спиральный ха-

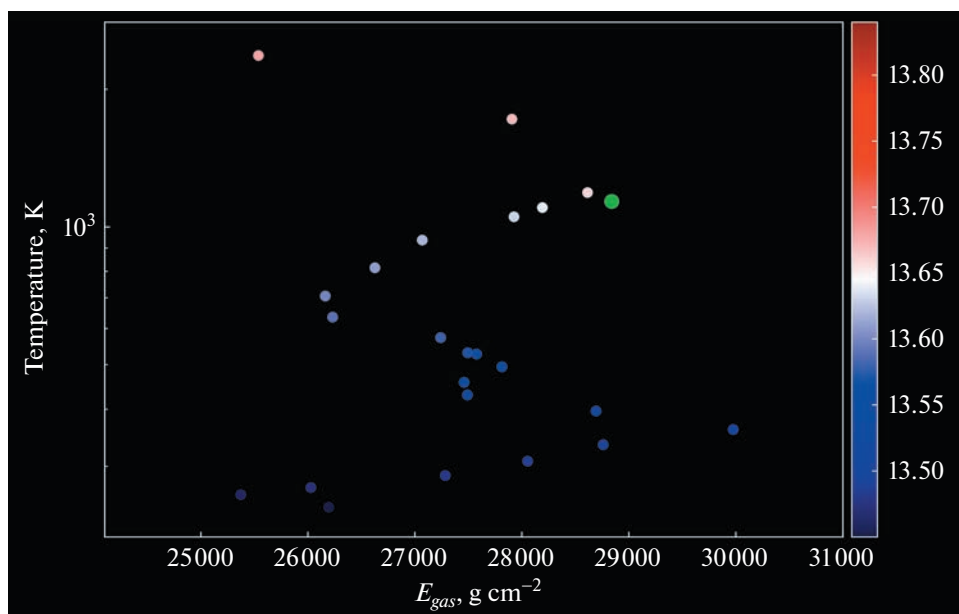


Рис. 6. Эволюция состояния возмущенного диска в фазовом пространстве “поверхностная плотность газа—температура”. Точками показаны состояния в различные моменты времени. Временная разница между точками — 10 лет. Разными цветами показано абсолютное время. Оттенки синего — для времен до вспышки, красного — после нее. Зеленой точкой отмечен момент, непосредственно предшествующий вспышке.

рактически, в возмущенной модели прослеживается образец в форме сплюснутого эллипса. Что самое важное: в рассмотренной области присутствуют зоны с высоким значением α_{visc} , соответствующим развитой МРН. Стоит отметить, что магниторотационная неустойчивость в диске развивается несколько раньше вспышки светимости, однако следует прояснить, что приводит к ее развитию.

Согласно используемой модели слоистого диска, во внешнем диске МРН развивается вследствие достижения средой достаточной степени ионизации посредством ионизации космическими лучами. Тем не менее, как уже было упомянуто выше, внутренняя область характеризуется высоким значением поверхностной плотности, а значит ионизованы только самые верхние слои диска, составляющие лишь малую часть от его толщины. С другой стороны, необходимая степень ионизации может быть достигнута посредством механизма тепловой ионизации. Для этого требуется, чтобы температура в диске превышала пороговое значение (в данном исследовании оно положено равным 1600 К [41]). На нижних панелях рис. 5 продемонстрированы одномерные распределения температуры и параметра вязкости. По вертикальной оси цветными точками показаны множества всех значений величин на данном радиусе. Очевидно, что в отдельных областях температура превышает критическое значение, показанное горизонтальной штрихо-

вой линией. Именно в этих областях развивается магниторотационная неустойчивость. Таким образом, вспышка светимости развивается в возмущенной модели вследствие активации МРН в областях повышенной температуры в диске. Однако открытым остается вопрос, что именно вызывает рост температуры.

4.1. Тепловая неустойчивость

Сфокусируемся на области диска, находящейся на расстоянии 0.75 а.е. от звезды, поскольку на этом расстоянии МРН развивается в первую очередь (соответствующая область отмечена на нижних панелях рис. 5 зеленой штриховой линией), и подробно рассмотрим эволюцию различных параметров в этой области непосредственно до, во время и после вспышки. Поскольку нас интересуют, в первую очередь, тепловые и аккреционные характеристики среды, полезно будет проследить взаимные изменения поверхностной плотности и температуры газа. На рис. 6 представлена эволюция состояния выбранной области в фазовом пространстве “ $\Sigma_g - T$ ”. Время показано с помощью цветовой шкалы, охватывающей некоторый период до (200 лет) и после вспышки (30 лет). Каждая точка представляет азимутально усредненные характеристики для выбранного момента времени. Временной шаг между точками — 10 лет. При этом довыспышечному состоянию соответствуют точки синего цвета и его оттенков, а пост-

вспышечному — красного. Момент, непосредственно предшествующий вспышке, отмечен зеленой точкой. В рассмотренный временной отрезок температура непрерывно растет вплоть до достижения порогового значения активации МРН $T_{\text{crit}} = 1600$ К. При этом эволюция поверхностной плотности газа имеет немонотонный характер, т.е. значения то нарастают, то убывают. Фактически, для состояния, непосредственно предшествующего вспышке, приведенная кривая имеет изогнутую форму, напоминающую латинскую букву S. Такая форма кривой в выбранном фазовом пространстве характерна для систем, подверженных развитию тепловой неустойчивости, описанной, например, в работе [25, 46, 50]. Рассмотрим подробнее эту особенность.

В упомянутых выше работах форму буквы S имеют кривые теплового равновесия. То есть кривые, описывающие состояние, при котором основные источники накопления и потери тепловой энергии — вязкий нагрев, доминирующий в рассматриваемой внутренней, оптически толстой области (см., напр., [51]), и охлаждение за счет теплового излучения пыли с поверхности диска, уравнивают друг друга.

В области, находящейся слева от S-кривой, охлаждение доминирует над нагревом, и в случае повышения температуры вне зависимости от причины система самостабилизируется, а состояние возвращается к равновесному. При этом в области справа доминирует нагрев, а это значит, что повышение температуры выливается в последующий дополнительный рост, продолжающийся вплоть до достижения нового равновесного состояния. Этот процесс и называется тепловой неустойчивостью.

Напомним, что на рис. 6 представлена эволюция азимутально усредненных значений. Опираясь на характерную форму распределения, можно предположить, что в общем система эволюционирует в соответствии с равновесной кривой. Однако стоит помнить, что локальные изменения температуры в предвспышечный период, связанные, например, с локальным адиабатическим сжатием, вызванным гидродинамическими течениями, провоцируют переход к новому равновесному состоянию с еще более высокой температурой.

В упрощенной форме условие, описывающее равновесное состояние системы, можно записать, как [52, 53]:

$$\alpha_{\text{visc}} \Sigma_g \tau \propto T^3, \quad (8)$$

где $\tau = \kappa \Sigma$ — локальная оптическая толщина в диске в вертикальном направлении, которая по сути является произведением непрозрачности вещества в среде κ и поверхностной плотности этого вещества Σ . Причем в качестве доминирующе-

го носителя непрозрачности могут выступать как газ, так и пыль в зависимости от температурного режима.

Это выражение получено путем уравнивания темпов охлаждения и нагрева. Если произведение параметров в левой части растет быстрее, чем куб температуры, это создает условия для развития тепловой неустойчивости. Такая ситуация как раз реализуется в рассматриваемой области, что можно отчетливо заметить на рис. 7. Из рисунка видно, что данная область диска находится в равновесии вплоть до приблизительно 150 лет, предшествующих вспышке. Затем в системе наблюдается рост совокупного параметра $\alpha_{\text{visc}} \Sigma_g \tau$, причем этот рост достаточно крутой (для удобства сравнения желтой штриховой линией показана функция, пропорциональная кубу температуры, а зеленой — функция, пропорциональная температуре в десятой степени, полученная в результате аппроксимации данных). Поскольку зависимость растет с большим углом, чем кубическая, развитие тепловой неустойчивости является вероятным сценарием на данном этапе. Температура растет до тех пор, пока не превышает порог тепловой ионизации среды. Как результат, происходит вспышка МРН, во время которой резко увеличивается темп вязкого нагрева, и затем система релаксирует в квазиравновесном состоянии, при котором падение хорошо согласуется с кубическим законом.

Если подробнее рассмотреть компоненты, определяющие равновесие, а именно, темп вязкого нагрева, который приближенно можно записать как:

$$\Gamma_{\text{visc}} = \frac{9}{4} \Omega_K^2 \Sigma_g v_{\text{kin}}, \quad (9)$$

где Ω_K — угловая скорость диска, а v_{kin} — кинематическая вязкость.

В свою очередь, темп охлаждения излучением определен в модели как [54]:

$$\lambda = \frac{8\tau_p \sigma T^4}{1 + 2\tau_p + 1.5\tau_p \tau_R}, \quad (10)$$

где τ_R и τ_p — оптические толщины Росселанда и Планка соответственно, а σ — постоянная Стефана-Больцмана. Из условия равновесия этих величин, например, можно определить критическое значение поверхностной плотности:

$$\Sigma_g^{\text{crit}} = \frac{32}{9} \frac{\mu \sigma \tau_p T^3}{\alpha_{\text{visc}} \gamma R \Omega_K} \frac{1}{1 + 2\tau_p + 1.5\tau_p \tau_R}, \quad (11)$$

где γ — показатель адиабаты, который в текущем исследовании принят равным 7/5, что соответствует двуатомному идеальному газу, $\mu = 2.33$ — молекулярная масса, а R — универсальная газовая

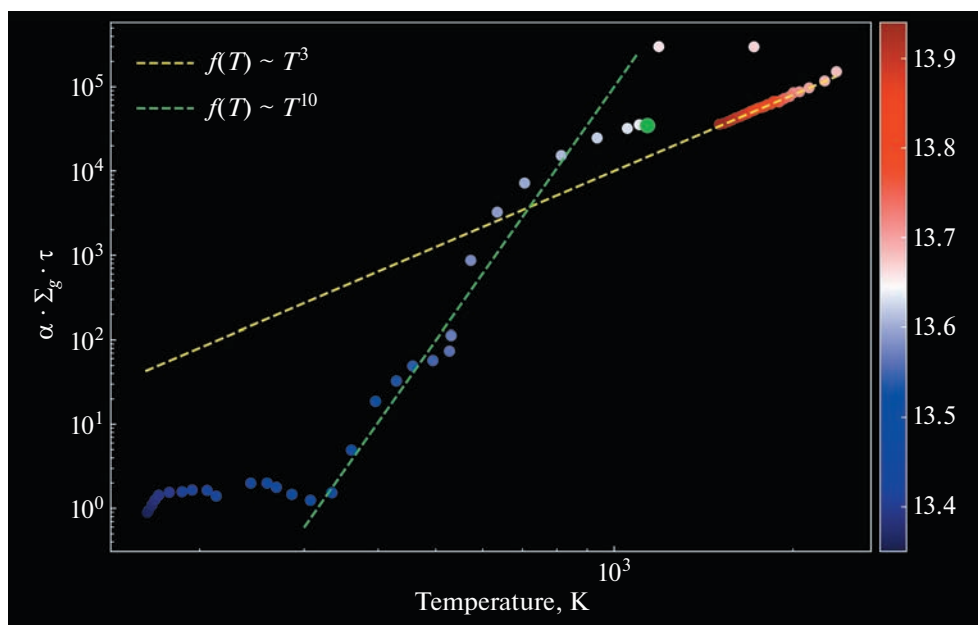


Рис. 7. То же, что и рис. 6, но в фазовом пространстве “ $T-\alpha_{\text{visc}}\Sigma_g\tau$ ”.

постоянная. При превышении Σ_g^{crit} для текущих значений параметра вязкости и температуры, диск должен переходить в режим тепловой неустойчивости, при условии, что его состояние в фазовом пространстве “ $T-\Sigma_g$ ” находится в окрестности неустойчивой ветви S-образной кривой. Результаты расчета этого критического значения приведены на рис. 8, вместе с реальной азимутально усредненной поверхностной плотностью Σ_g . С самого начала расчета поверхностная плотность в среднем на порядок величины меньше критического значения. Однако величина критического значения заметно падает на времени около 13 тыс. лет от начала расчета, а реальное значение поверхностной плотности, таким образом, оказывается выше критической отметки. В этот момент в рассматриваемой области диска инициируется тепловая неустойчивость, вскоре после которой развивается и МРН вспышка светимости.

4.2. Особенности тепловой неустойчивости в модели с возмущенным диском

Описанный выше механизм развития тепловой неустойчивости дает представление о том, почему инициируются МРН и последующая вспышка аккреции. Однако в классическом понимании тепловая неустойчивость, описанная в работах [25, 50] и множестве других, работает в совершенно другом температурном режиме. Характерная S-образная форма равновесной кривой появляется при температурах более 2–3 тыс. К.

Эта особенность является следствием изменений в оптической толщине диска, поскольку при таких высоких температурах происходит ионизация водорода, что меняет непрозрачность среды. Однако в нашем случае температуры ниже на порядок величины, следовательно, упомянутые выше изменения непрозрачности не являются причиной возникновения условий для развития тепловой неустойчивости в нашей модели.

На рис. 9 показана эволюция во времени различных параметров диска перед, во время и после вспышки светимости. Очевидно, что к моменту возникновения вспышки происходит значительный рост оптической толщины. Тем не менее непрозрачность претерпевает лишь пренебрежимо малые изменения. Однако стоит отметить, что оптическая толщина зависит не только от характеристик материала (газа или пыли), но и от количества этого самого материала. По сути, в нашем случае оптическая толщина является производением непрозрачности и поверхностной плотности пыли, поскольку при исследуемых температурах именно пыль является основным источником непрозрачности и, следовательно, оптической толщины. Кроме того, как видно из рисунка, поверхностная плотность газа в рассматриваемой области также не претерпевает значительных изменений. Таким образом, именно увеличение поверхностной плотности пыли является причиной повышения оптической толщины и, следовательно, создания условий для развития тепловой неустойчивости.

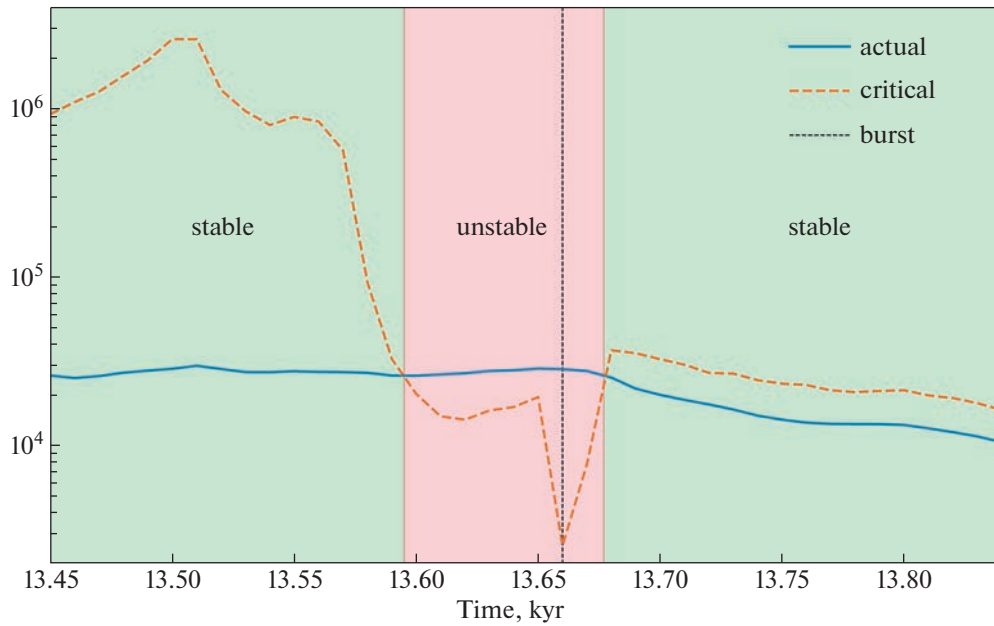


Рис. 8. Эволюция значений поверхностной плотности газа в возмущенном диске на временах, близких к вспышке светимости. Синей сплошной линией показаны реальные значения поверхностной плотности газа. Оранжевой штриховой линией обозначено критическое значение поверхностной плотности, выше которого в диске развивается тепловая неустойчивость. Вертикальная черная штриховая линия показывает момент времени, соответствующий инициации вспышки.

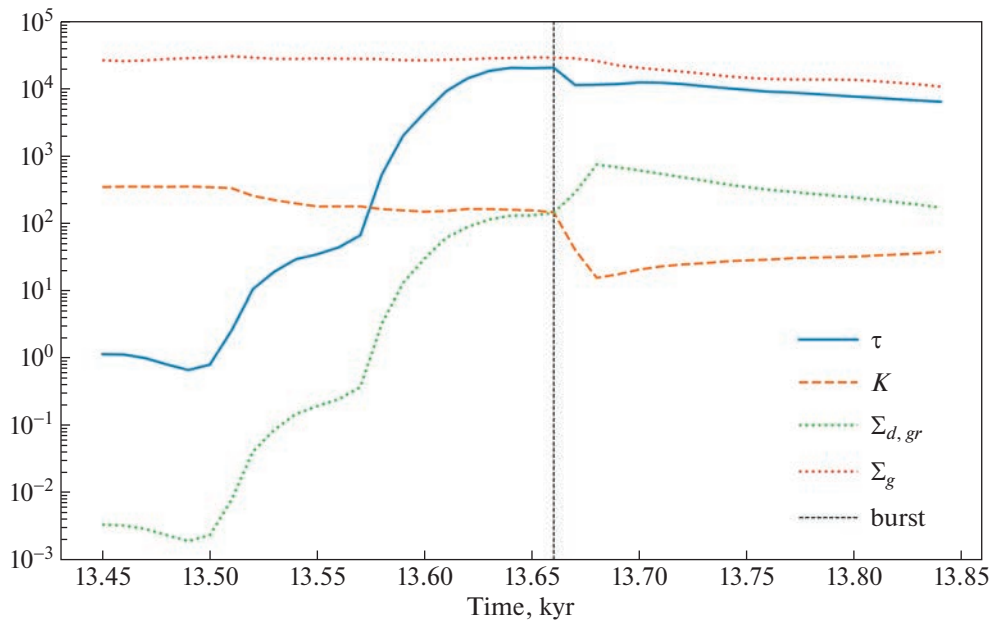


Рис. 9. Различные параметры в возмущенном диске на расстоянии 0.75 а.е. от центра как функции времени. Сплошная синяя линия — оптическая толщина, оранжевая штриховая — непрозрачность в $\text{cm}^2/\text{г}$, зеленая и красная пунктирные линии — поверхностные плотности выросшей пыли и газа соответственно, в $\text{г}/\text{см}^2$. Вертикальная черная штриховая линия показан момент инициации вспышки МРН.

Повышение поверхностной плотности пыли в рассматриваемой области проиллюстрировано на рис. 10. Исследуемая область на расстоянии

$r = 0.75$ а.е., непосредственно в которой в первую очередь развивается тепловая неустойчивость, показана зеленой штриховой линией. Изначаль-

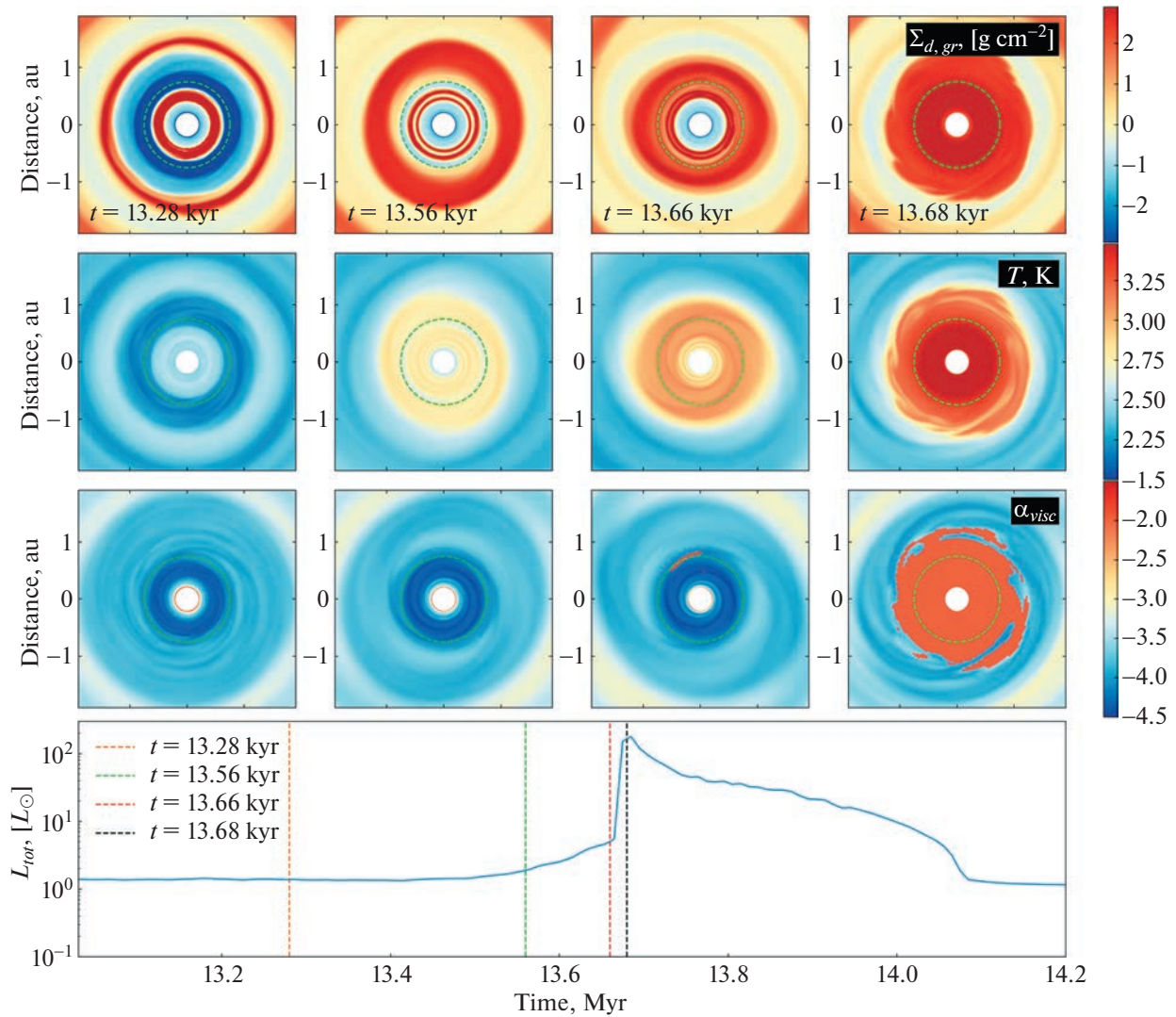


Рис. 10. Временная эволюция распределений поверхностной плотности выросшей пыли (верхний ряд), температуры (второй ряд) и параметра вязкости α_{visc} (третий ряд) во внутренних 4 а.е. диска. Показаны распределения в различные моменты эволюции диска, слева направо: $t = 13.28, 13.56, 13.66, 13.68$ тыс. лет. Зеленой штриховой линией обозначена рассматриваемая область, находящаяся на расстоянии 0.75 а.е. от центральной звезды. Значения в логарифмической шкале соответствуют цветовой линейке (справа). На нижней панели показана полная светимость центральной звезды как функция времени. Вертикальными штриховыми линиями отмечены моменты времени, показанные на двумерных распределениях.

но в этой области присутствует крайне малое количество выросшей пыли, т.к. она является, скорее, щелью между двумя кольцевыми структурами, внутренней и внешней. В этих кольцевых структурах сконцентрировано достаточно много пыли и, в основном, они являются достаточно стабильными. Температура в них мала для развития классической тепловой (вследствие ионизации водорода) или магниторотационной неустойчивостей, из-за эффективного выхолаживания благодаря низким оптическим толщинам, а вязкость на этом радиусе претерпевает переход от низкого значения, соответствующего мертвой зо-

не, к более высокому. Возмущение, вызванное близким пролетом внешнего объекта, приводит к разбалансировке системы. Кольца, находящиеся снаружи рассматриваемой области, теряют изначально регулярную форму (см. рис. 1), преобразуются в эллипсообразные структуры и начинают прецессировать, что отчетливо заметно во втором и третьем столбцах панелей. Таким образом, кольцо, находившееся на расстоянии около 2 а.е., постепенно дрейфует в направлении центра к более стабильному внутреннему кольцу. Данный процесс приводит к локальному повышению оптической толщины и последующему развитию

тепловой неустойчивости, что соответственно выражается в повышении температуры в исследуемой области. В конечном итоге, по достижении критического значения температуры к моменту времени $t = 13.66$ тыс. лет, локально активизируется МРН, что можно заметить на панели в третьем ряду третьего столбца. Вскоре после этого МРН охватывает весь внутренний диск, и развивается вспышка светимости, вызванная значительным повышением темпа аккреции, а система колец окончательно разрушается. После затухания МРН и вспышки аккреции в системе возникает вращающаяся вихревая структура, которая со временем вырождается в пылевое кольцо, локализованное в области присутствия внешнего кольца в довспышечном состоянии.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ОГРАНИЧЕНИЯ МОДЕЛИ

Прежде всего стоит отметить, что для реализации представленного каскадного механизма запуска вспышки критически важно наличие пылевых колец и щелей во внутренних областях диска. Способ формирования таких структур и их тип могут быть различны. Кольца в окрестности линий льдов могут образоваться вследствие различных размеров пыли внутри и снаружи линии и, соответственно, различных скоростей радиального дрейфа [55, 56]. Причиной появления кольцевых и щелевых структур в диске также может стать и планета [57, 58]. В рассмотренном нами случае кольца формируются в мертвых зонах диска, являющихся естественными пылевыми ловушками [47, 59–61]. В промоделированном “слоистом” диске различная эффективность переноса вещества моментами вязких сил — более эффективная снаружи и неэффективная внутри мертвой зоны — приводит к развитию ситуации, напоминающей узкое бутылочное горлышко. Неспособность перенести весь объем вещества, приходящего в мертвую зону из внешнего диска, ведет к его накоплению и повышению давления, вплоть до образования локального пика. Пыль, дрейфующая в направлении градиента давления, неизбежно скапливается в таких пиках, что выражается в появлении колец, чье положение совпадает с пиками, и щелей в областях между пиками, если их несколько и они локализованы достаточно близко. Отдельно можно выделить, что мертвые зоны могут развиваться не только вследствие различной эффективности МРН, как подразумевается в использованной модели слоистого диска, но и как следствие слабой турбулентной вязкости и переменной эффективности гравитационного переноса в диске [47].

Несмотря на обилие возможностей для формирования пылевых колец в дисках, кольца, представленные в данной работе, достаточно ма-

ловероятно пронаблюдать. С одной стороны, интерферометрические наблюдения позволяют получить информацию о распределении пыли относительно большого размера, которая как раз оседает к срединной плоскости диска и может эффективно скапливаться в кольца. С другой стороны, возможности современных (суб)миллиметровых интерферометров не позволяют пространственно разрешить такие узкие кольца в настолько близкой окрестности звезды, как представлено в текущей работе. Наблюдения в рассеянном свете могли бы позволить разрешить такие структуры, но во время внедренной фазы в оболочке содержится достаточное количество мелкой, субмикронной пыли, чтобы естественным образом экранировать излучение, исходящее из срединной плоскости, в которой, как ожидается, могут быть локализованы кольца. Кроме того, сама по себе субмикронная пыль не дрейфует к максимумам давления, а жестко связана с газом. Как следствие, пространственная сегрегация субмикронной пыли не выражена так ярко, как миллиметровой, что еще больше снижает шансы на успешное детектирование пылевых колец, играющих ключевую роль в представленном механизме развития вспышки.

Показанный сценарий каскадной инициализации вспышки представляет интерес в том числе потому, что имеет особенности, схожие со вспышкой в системе FU Ориона. Прежде всего согласуются амплитуды вспышек — рост светимости происходит на 2 порядка за короткий промежуток времени. Как и в случае FU Ориона, система — двойная, состоящая из объектов разной массы. Так же, как и в FU Ориона, вспышка происходит на менее массивной звезде [29]. Наконец, судя по всему, пролет также, как и в FU Ориона, непроникающий. Несмотря на перечисленные сходства, цель представленной работы заключается не в непосредственном объяснении сценария возникновения вспышки конкретного объекта типа FU Ориона, а в исследовании возможных механизмов, с помощью которых вспышки могут возникнуть в системах с относительно большими периастроми и(или) с задержкой. К сожалению, не представляется возможным достоверно утверждать, что показанная каскадная инициализация имела место в FU Ориона. К тому же параметры систем все же различаются: периастр в промоделированной двойной системе в два раза превосходит даже текущее расстояние между объектами в FU Ориона [30], а расстояние в момент вспышки гораздо больше. К тому же размер диска вокруг центральной звезды (>100 а.е.) превышает таковые в FU Ориона [30], и хотя массы вспыхивающих звезд схожи ($0.28 M_{\odot}$ в модельной системе и $\sim 0.3 M_{\odot}$ в FU Ориона), массы звезд, находящихся в спокойной фазе, различаются приблизительно в 2 раза:

$0.6 M_{\odot}$ и $1.2 M_{\odot}$ соответственно [29]. Тем не менее основная задача работы по поиску возможностей для реализации вспышки при непроникающих пролетах, а также с задержкой, выполнена.

Несмотря на тонкость условий, необходимых для реализации показанного каскадного развития вспышки: наличие пылевых колец и щелей во внутреннем диске, а также их пребывание в состоянии маргинальной устойчивости, при которой гравитационное возмущение от пролета внешнего объекта будет способно разбалансировать систему, предложенный механизм может расширить число двойных систем, склонных к развитию вспышки вследствие пролета. Дело в том, что сближения с большими периастроми являются более вероятными событиями. В работе [62] приведена оценка, основанная на расчетах [63], позволяющая подсчитать частоту событий сближений системы звезда-диск с бездискowymi компаньонами в молодом звездном скоплении внутри некоторого радиуса R_{enc} :

$$\Gamma_{\text{hit}} = \Gamma_0 \left(1 + \frac{V_*^2 R_{\text{enc}}}{GM_*} \right), \quad (12)$$

распределение их скоростей принято Гауссовым с дисперсией V_* , Γ_0 , в свою очередь, определяется как:

$$\Gamma_0 = \frac{4\sqrt{\pi} n_0 GM_* R_{\text{enc}}}{V_*}, \quad (13)$$

где n_0 — концентрация звезд в скоплении. Возьмем типичные для молодого звездного скопления значения $n_0 = 100 \text{ пк}^{-3}$ и $V_* = 1 \text{ км/с}$ [63]. Масса исследованного диска вокруг центральной звезды в текущей работе составляет $0.22 M_{\odot}$, а в качестве R_{enc} выберем два характерных значения, чтобы сравнить вероятность пролета с различными радиусами. Одно характерное значение примем равным 20 а.е., что примерно соответствует тесному проникающему пролету, в результате которого может возникнуть вспышка [32]. Принимая во внимание, что средний возраст протозвездного диска составляет примерно 1 млн. лет, и, подставив значения в уравнения (13), (12), можно подсчитать, что столкновение с такими параметрами может произойти приблизительно в одной системе звезда-диск из 11 000. Если же в качестве R_{enc} принять периастр промоделированной в этой работе системы с каскадной инициацией вспышки, равный 500 а.е., результат окажется более вероятным — одна система из 157. Таким образом, вероятность столкновений, подобных исследуемому в нынешней работе, примерно в 70 раз выше типичного случая с проникающим пролетом в системах с компактными дисками. К тому же, по-

скольку с увеличением массы звезды возрастает и доля двойных и кратных систем, можно ожидать, что актуальность представленного механизма вспышек будет возрастать с увеличением массы центральной звезды. В добавок можно упомянуть, что показанный механизм каскадной инициации вспышки может иметь место не только в двойных системах, но и, например, в случае падения сгустков вещества из остатков родительского облака. На такую возможность также обращали внимание в работе [23].

Наконец, уделим внимание процессу развития вспышки с точки зрения локализации вспышечных процессов. Как описано выше, вспышка происходит вследствие развития тепловой и магниторотационной неустойчивостей, вызванных разбалансировкой системы вследствие гравитационного возмущения внешним объектом. Тепловая неустойчивость разогревает систему достаточно для инициации МРН и последующего значительного роста темпа аккреции и светимости центральной звезды. Однако существуют различные результаты, показывающие пространственное направление распространения неустойчивостей. Например, в работе [64] показано, что вспышка развивается вследствие активации МРН сначала на внешней границе мертвой зоны благодаря эффективному притоку вещества посредством переноса моментами гравитационных сил из гравитационно неустойчивых областей диска внутрь. Затем постепенно МРН развивается и ближе к звезде, где уже возможны локальное развитие тепловой неустойчивости, сопровождающееся также значительным повышением темпа аккреции и вспышкой светимости. С другой стороны, в моделировании [65] МРН, напротив, распространяется изнутри наружу вследствие постепенного достижения порога тепловой ионизации веществом по направлению от более горячих к менее нагретым областям. В исследовании [41] направление распространения зависит от величины фоновой вязкости в мертвой зоне. В текущей же работе подробно рассмотреть механику развития неустойчивости не удалось вследствие недостаточной частоты временного шага, и решение этой задачи может стать основой для последующих исследований. Тем не менее, как показано на рис. 5, на начальном этапе МРН, в большей степени развивается на внешней границе мертвой зоны. На следующем же выводе данных по времени МРН охватывает уже всю мертвую зону и некоторую область снаружи. Подробное описание процесса требует крайне частого вывода данных, поскольку в данных областях характерные вязкие и динамические времена малы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численные исследования вспышек типа FU Ориона помогают ответить на вопросы о происхождении и общих характеристиках этих явлений, но в реальности причины возникновения вспышек могут быть различными. В частности, в этой работе был исследован сценарий, при котором спусковым механизмом вспышки светимости является близкий пролет внешнего возмущающего звездного объекта, но непосредственным механизмом развития и поддержания вспышки являются тепловая и магниторотационная неустойчивости во внутренних областях протопланетного диска. Основные результаты исследования можно выделить следующим образом:

- Первичное возмущение, вызванное гравитационным воздействием внешнего объекта при сближении, может и не спровоцировать значительных изменений светимости центрального объекта в масштабах, сопоставимых со вспышками фуоров. В исследованной системе наиболее короткое расстояние между объектами составило порядка 500 а.е. Возмущению потребовалось более 800 лет, чтобы достигнуть области протозвездной аккреции центрального объекта. Светимость центрального объекта увеличилась приблизительно в 2 раза, вследствие возмущений, вызванных первичным гравитационным воздействием от пролета.

- Пролет внешнего объекта может не напрямую, но косвенно вызвать гораздо более мощную вспышку. Спустя более чем 5 тыс. лет после пролета в исследуемом диске реализовались условия для развития тепловой и магниторотационной неустойчивости, что привело к повышению темпа аккреции и соответствующему росту светимости центральной звезды более чем в 100 раз с короткой временной шкалой явления (менее 10 лет).

- Впервые в численном моделировании показано, что гравитационное возмущение, возникающее вследствие пролета звезды, может привести к разбалансировке равновесия в диске центральной звезды и запуску целого каскада эффектов, в конечном итоге приводящего к вспышке типа FU Ориона. Цепочка событий выглядит следующим образом: начальная система пылевых колец деформировалась, развилась прецессия, в результате которой произошло разрушение одного из колец, за ним последовало локальное повышение оптической толщины и вызванное этим развитие тепловой неустойчивости. Тепловая неустойчивость, приводящая к повышению температуры до значений выше критических, в свою очередь, запустила магниторотационную неустойчивость, значительно повышающую темп аккреции и, соответственно, светимость звезды.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, Государственное задание в сфере научной деятельности № GZ0110/23-10-IF (А.М.С., разд. 1, 3, 4) и РНФ, проект № 23-12-00258 (Э.И.В., разд. 2, 5).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. Audard, P. Árahám, M. M. Dunham, J. D. Green, et al.*, in *Protostars and Planets VI*, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning (Tucson: University of Arizona Press, 2014), p. 387, arXiv:1401.3368 [astro-ph.SR].
2. *T. Magakian, T. Movsessian, and H. Andreasyan*, *Acta Astrophys. Taurica* **3** (3), 4 (2022).
3. *S. J. Kenyon*, in *The Origin of Stars and Planetary Systems*, edited by C. J. Lada and N. D. Kylafis, NATO ASI Ser. C **540**, 613 (1999), arXiv:astro-ph/9904035.
4. *E. I. Vorobyov and S. Basu*, *Astrophys. J.* **805**, id. 115 (2015), arXiv:1503.07888 [astro-ph.SR].
5. *A. Mercer and D. Stamatellos*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 2 (2017), arXiv:1610.08248 [astro-ph.EP].
6. *E. I. Vorobyov, Y. N. Pavlyuchenkov, and P. Trinkl*, *Astron. Rep.* **58**, 522 (2014).
7. *E. I. Vorobyov, V. G. Elbakyan, M. Takami, and H. B. Liu*, *Astron. and Astrophys.* **643**, id. A13 (2020), arXiv:2009.01888 [astro-ph.SR].
8. *R. Visser, E. A. Bergin, and J. K. Jørgensen*, *Astron. and Astrophys.* **577**, id. A102 (2015), arXiv:1503.04951 [astro-ph.SR].
9. *C. Rab, V. Elbakyan, E. Vorobyov, M. Güdel, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **604**, id. A15 (2017), arXiv:1705.03946 [astro-ph.SR].
10. *T. Molyarova, V. Akimkin, D. Semenov, P. Árahám, T. Henning, Á. Kóspál, E. Vorobyov, and D. Wiebe*, *Astrophys. J.* **866**, id. 46 (2018), arXiv:1809.01925 [astro-ph.EP].
11. *D. S. Wiebe, T. S. Molyarova, V. V. Akimkin, E. I. Vorobyov, and D. A. Semenov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 1843 (2019), arXiv:1902.07475 [astro-ph.EP].
12. *E. I. Vorobyov, I. Baraffe, T. Harries, and G. Chabrier*, *Astron. and Astrophys.* **557**, id. A35 (2013), arXiv:1307.2271 [astro-ph.SR].
13. *A. Banzatti, P. Pinilla, L. Ricci, K. M. Pontoppidan, T. Birnstiel, and F. Ciesla*, *Astrophys. J. Letters* **815**, id. L15 (2015), arXiv:1511.06762 [astro-ph.EP].
14. *D. Schoonenberg and C. W. Ormel*, *Astron. and Astrophys.* **602**, id. A21 (2017), arXiv:1702.02151 [astro-ph.EP].
15. *E. I. Vorobyov, A. M. Skliarevskii, T. Molyarova, V. Akimkin, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **658**, id. A191 (2022), arXiv:2112.06004 [astro-ph.EP].

16. *E. I. Vorobyov, V. G. Elbakyan, H. B. Liu, and M. Takami*, *Astron. and Astrophys.* **647**, id. A44 (2021), arXiv:2101.01596 [astro-ph.SR].
17. *M. S. Connelley and B. Reipurth*, *Astrophys. J.* **861**, id. 145 (2018), arXiv:1806.08880 [astro-ph.SR].
18. *P. J. Armitage, M. Livio, and J. E. Pringle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **324**, 705 (2001), arXiv:astro-ph/0101253.
19. *E. I. Vorobyov, S. Khaibrakhmanov, S. Basu, and M. Audard*, *Astron. and Astrophys.* **644**, id. A74 (2020), arXiv:2011.00951 [astro-ph.SR].
20. *E. I. Vorobyov and S. Basu*, *Astrophys. J.* **719**, 1896 (2010), arXiv:1007.2993 [astro-ph.SR].
21. *M. Küffmeier, S. Frimann, S. S. Jensen, and T. Haugbølle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 2642 (2018), arXiv:1710.00931 [astro-ph.SR].
22. *C. P. Dullemond, M. Küffmeier, F. Goicovic, M. Fukagawa, V. Oehl, and M. Kramer*, *Astron. and Astrophys.* **628**, id. A20 (2019), arXiv:1911.05158 [astro-ph.EP].
23. *T. V. Demidova and V. P. Grinin*, *Astrophys. J.* **953** (1), id. 38 (2023), arXiv:2308.04936 [astro-ph.SR].
24. *S. Nayakshin and G. Lodato*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **426**, 70 (2012), arXiv:1110.6316 [astro-ph.EP].
25. *K. R. Bell and D. N. C. Lin*, *Astrophys. J.* **427**, 987 (1994), arXiv:astro-ph/9312015.
26. *L. A. Maksimova, Y. N. Pavlyuchenkov, and A. V. Tutukov*, *Astron. Rep.* **64**, 815 (2020), arXiv:2009.07750 [astro-ph.SR].
27. *I. Bonnell and P. Bastien*, *Astrophys. J. Letters* **401**, L31 (1992).
28. *R. Dong, H. B. Liu, N. Cuello, C. Pinte, et al.*, *Nature Astron.* **6**, 331 (2022), arXiv:2201.05617 [astro-ph.SR].
29. *T. L. Beck and C. Aspin*, *Astron. J.* **143** (3), id. 55 (2012).
30. *S. Pérez, A. Hales, H. B. Liu, Z. Zhu, et al.*, *Astrophys. J.* **889**, id. 59 (2020), arXiv:1911.11282 [astro-ph.EP].
31. *E. M. A. Borchert, D. J. Price, C. Pinte, and N. Cuello*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **510**, L37 (2022), arXiv:2111.12723 [astro-ph.GA].
32. *N. Cuello, F. Ménard, and D. J. Price*, *European Phys. J. Plus* **138**, 11 (2023), arXiv:2207.09752 [astro-ph.EP].
33. *H. B. Liu, E. I. Vorobyov, R. Dong, M. M. Dunham, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **602**, id. A19 (2017), arXiv:1701.06531 [astro-ph.SR].
34. *E. I. Vorobyov, V. Akimkin, O. Stoyanovskaya, Y. Pavlyuchenkov, and H. B. Liu*, *Astron. and Astrophys.* **614**, id. A98 (2018), arXiv:1801.06898 [astro-ph.EP].
35. *O. P. Stoyanovskaya, F. A. Okladnikov, E. I. Vorobyov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. V. Akimkin*, *Astron. Rep.* **64**, 107 (2020), arXiv:2102.09155 [astro-ph.EP].
36. *T. Molyarova, E. I. Vorobyov, V. Akimkin, A. Skliarevskii, D. Wiebe, and M. Güdel*, *Astrophys. J.* **910**, id. 153 (2021), arXiv:2103.06045 [astro-ph.EP].
37. *C. B. Henderson*, *Amer. Inst. Aeronautics and Astronautics J.* **14**, 707 (1976).
38. *N. I. Shakura and R. A. Sunyaev*, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
39. *J. S. Dohnanyi*, *J. Geophys. Res.* **74**, 2531 (1969).
40. *C. F. Gammie*, *Astrophys. J.* **457**, 355 (1996).
41. *J. Bae, L. Hartmann, Z. Zhu, and R. P. Nelson*, *Astrophys. J.* **795**, id. 61 (2014), arXiv:1409.3891 [astro-ph.SR].
42. *K. Kadam, E. Vorobyov, Z. Regály, Á. Kóspál, and P. Abraham*, *Astrophys. J.* **882**, id. 96 (2019), arXiv:1908.02515 [astro-ph.SR].
43. *E. I. Vorobyov, M. E. Steinrueck, V. Elbakyan, and M. Guedel*, *Astron. and Astrophys.* **608**, id. A107 (2017), arXiv:1708.07166 [astro-ph.SR].
44. *E. M. A. Borchert, D. J. Price, C. Pinte, and N. Cuello*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **517**, 4436 (2022), arXiv:2210.01143 [astro-ph.SR].
45. *Z. Regály and E. Vorobyov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **471**, 2204 (2017), arXiv:1709.08334 [astro-ph.SR].
46. *K. Kadam, E. Vorobyov, Z. Regály, Á. Kóspál, and P. Abraham*, *Astrophys. J.* **895**, id. 41 (2020), arXiv:2005.03578 [astro-ph.SR].
47. *E. I. Vorobyov, V. G. Elbakyan, A. Johansen, M. Lambrechts, A. M. Skliarevskii, and O. P. Stoyanovskaya*, *Astron. and Astrophys.* **670**, id. A81 (2023), arXiv:2212.01023 [astro-ph.EP].
48. *A. Labdon, S. Kraus, C. L. Davies, A. Kreplin, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **646**, id. A102 (2021), arXiv:2011.07865 [astro-ph.SR].
49. *F. Lykou, P. Abraham, L. Chen, J. Varga, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **663**, id. A86 (2022), arXiv:2205.10173 [astro-ph.SR].
50. *L. Hartmann*, *Accretion Processes in Star Formation* (Cambridge, UK; New York: Cambridge University Press, 1998).
51. *A. M. Skliarevskii, Y. N. Pavlyuchenkov, and E. I. Vorobyov*, *Astron. Rep.* **65**, 170 (2021), arXiv:2104.10787 [astro-ph.EP].
52. *E. Kawazoe and S. Mineshige*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **45**, 715 (1993).
53. *P. D'Alessio*, Ph.D. thesis, UNAM's Institute of Astronomy (1996).
54. *R. Dong, E. Vorobyov, Y. Pavlyuchenkov, E. Chiang, and H. B. Liu*, *Astrophys. J.* **823**, id. 141 (2016), arXiv:1603.01618 [astro-ph.SR].
55. *K. Zhang, G. A. Blake, and E. A. Bergin*, *Astrophys. J. Letters* **806**, id. L7 (2015), arXiv:1505.00882 [astro-ph.EP].
56. *P. Pinilla, A. Pohl, S. M. Stammer, and T. Birnstiel*, *Astrophys. J.* **845**, id. 68 (2017), arXiv:1707.02321 [astro-ph.EP].
57. *G. Picogna and W. Kley*, *Astron. and Astrophys.* **584**, id. A110 (2015), arXiv:1510.01498 [astro-ph.EP].
58. *R. Dong, Z. Zhu, and B. Whitney*, *Astrophys. J.* **809**, id. 93 (2015), arXiv:1411.6063 [astro-ph.EP].
59. *N. Dzyurkevich, M. Flock, N. J. Turner, H. Klahr, and T. Henning*, *Astron. and Astrophys.* **515**, id. A70 (2010), arXiv:1002.2521 [astro-ph.SR].
60. *M. Flock, J. P. Ruge, N. Dzyurkevich, T. Henning, H. Klahr, and S. Wolf*, *Astron. and Astrophys.* **574**, id. A68 (2015), arXiv:1411.2736 [astro-ph.EP].
61. *K. Kadam, E. Vorobyov, and S. Basu*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **516**, 4448 (2022), arXiv:2208.12105 [astro-ph.EP].

62. *D. Forgan and K. Rice*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **402**, 1349 (2010), arXiv:0911.0531 [astro-ph.SR].
63. *C. J. Clarke and J. E. Pringle*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **249**, 584 (1991).
64. *G. Bourdarot, J.-P. Berger, G. Lesur, K. Perraut, et al.*, arXiv:2304.13414 [astro-ph.SR] (2023).
65. *K. Kadam, E. Vorobyov, and Á. Kóspál*, Astrophys. J. **909**, id. 31 (2021), arXiv:2101.05764 [astro-ph.SR].

LUMINOSITY OUTBURSTS IN INTERACTING PROTOPLANETARY SYSTEMS

A. M. Skliarevskii^a and E. I. Vorobyov^b

^a*Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia*

^b*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

FU Orionis type objects (fuors) are characterized by rapid (tens to hundreds years) episodic outbursts, during which the luminosity increases by orders of magnitude. One of the possible causes of such events is a close encounter between stars and protoplanetary disks. Numerical simulations show that the fuor-like outburst ignition requires a very close encounter ranging from a few to a few tens of au. In contrast, the observed stellar objects in fuor binaries are usually hundreds of au apart. Simple mathematical estimates show that if such a close approach took place, the binary stellar components would have an unrealistic relative velocity, at least an order of magnitude greater than the observed velocity dispersion in young stellar clusters. Thus, the bursts are either triggered with a certain delay after passage of the periastron or their ignition does not necessary require a close encounter and hence the outburst is not caused by the primordial gravitational perturbation of the protoplanetary disk. In this work, an encounter of a star surrounded by a protoplanetary disk with a diskless external stellar object was modeled using numerical hydrodynamics simulations. We showed that even fly-bys with a relatively large periastron (at least 500 au) can result in fuor-like outbursts. Moreover, the delay between the periastron passage and the burst ignition can reach several kyr. It was shown for the first time by means of numerical modeling that the perturbation of the disk caused by the external object can trigger a cascade process, which includes the development of the thermal instability in the innermost disk followed by the magneto-rotational instability ignition. Because of the sequential development of these instabilities, the rapid increase in the accretion rate occurs, resulting in the luminosity increase by more than two orders of magnitude.

Keywords: astrophysics, protostellar disks, protoplanetary disks, luminosity outbursts

КИНЕМАТИКА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЗВЕЗД В ПРЕДЕЛАХ 300 пк ОТ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ Gaia DR3

© 2023 г. А. В. Тутуков¹, Н. В. Чупина¹, С. В. Верещагин^{1,*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: svvs@ya.ru

Поступила в редакцию 05.07.2023 г.

После доработки 26.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

По данным Gaia DR3 изучена кинематика звезд из Солнечных окрестностей с радиусом 300 пк. Наша выборка включает $n = 970\,171$ звезд – AG300 (A – ансамбль, G – Gaia, 300 – радиус исследуемой зоны в пк). Кинематика этих звезд отражает морфологию основных звездных населений Галактики: звездного диска, балджа, гало и звездной короны сверхмассивной черной дыры (СМЧД). Наличие в AG300 звезд со скоростями, превосходящими скорость ухода из Галактики, свидетельствует о присутствии в околосолнечном пространстве внегалактических звезд, принадлежащих звездному компоненту локального скопления галактик. Показано, что известные механизмы ускорения пространственного движения звезд позволяют создать звездное гало галактик, звездную корону СМЧД в ее ядре, межгалактическую звездную среду скоплений галактик и пространства между скоплениями галактик. Каталог AG300 позволяет идентифицировать представителей всех названных компонентов.

Ключевые слова: звездные потоки, астрометрия, окрестности Солнца, каталог Gaia DR3

DOI: 10.31857/S0004629923120125, **EDN:** ZVGZIH

1. ВВЕДЕНИЕ

Так называемые “быстрые звезды” движутся в пространстве со скоростями, заметно превосходящими средние скорости пространственного движения звезд в окрестностях Солнца. Они составляют несколько десятков километров в секунду. Эти звезды давно привлекают к себе внимание астрономов. Их появление связано с мощными процессами, сопровождающими эволюцию звездного состава галактик и определяющими как форму галактик, так и кинематику их звездного населения. Результатам изучения кинематических свойств быстрых звезд и механизмов их ускорения посвящены сотни статей. Представим кратко пять основных возможных механизмов появления быстрых звезд, наблюдаемых в окрестностях Солнца.

1. Взрыв сверхновой звезды в тесной двойной системе [1], сопровождаемый сбросом заметной доли массы системы. Он ускоряет пространственное движение оставшейся системы или спутника сверхновой до величины порядка орбитальной скорости компонентов данной системы. Этот механизм особенно эффективен при взрыве вырожденного карлика, ведущем к его исчезновению [2].

2. Распад неустойчивых тройных звездных систем [3, 4]. В ходе взаимодействия компонентов тройных звездных систем два наиболее массивных компонента образуют пару, а компонент наименьшей массы ускоряется до скорости порядка орбитальной и покидает систему, унося избыток кинетической энергии.

3. Важная разновидность последнего сценария – взаимодействие двойной звезды со сверхмассивной черной дырой в ядре галактики [5–7]. Этот механизм дает возможность ускорить звезды до скоростей, составляющих заметную долю скорости света.

4. Разрушение галактик в их плотных массивных скоплениях [8, 9]. В итоге часть звезд скопления галактик заполняет весь объем скопления, а скорость звезд в этом случае отражает скорость движения галактик в скоплении. Она составляет порядка тысячи километров в секунду.

5. Звезды первого поколения, движущиеся со скоростями порядка параболических для данной галактики [10]. Величина их скоростей отражает гравитационный потенциал галактик и составляет обычно несколько сот километров в секунду.

Большое внимание привлекают звезды, ускоренные в ходе взаимодействия двойных звезд со сверхмассивной черной дырой ядра Галактики.

В работе [11] найдена звезда, двигающаяся от центра нашей Галактики с радиальной скоростью около 709 км/с. Моделирование процесса ускорения СМЧД ядра показало, что в процессе такого ускорения компонентов двойных звезд, являющихся звездами главной последовательности, могут быть достигнуты максимальные скорости порядка 1000 км/с [12]. Кроме того, в итоге этого исследования стало ясно, что изучение орбит высокоскоростных звезд — эффективный метод получения информации о величине и форме Галактического потенциала. Детальное исследование звезд гало Галактики на основе каталога GAIA привело к выводу, что у большинства звезд с большими скоростями векторы их скоростей направлены от Центра Галактики [13]. Это обстоятельство подтверждает большую роль СМЧД, расположенной в ядре Галактики, в ускорении звезд окрестностей ядра до наблюдаемых высоких скоростей.

Исследование звездной структуры Галактики и ее компонентов традиционно основывается на изучении положения звезд в трех пространственных координатах: X , Y , Z . Спектральная информация о радиальных скоростях, учет движения Солнца в Галактике, долговременное изучение движения звезд на небесной сфере при известных параллаксах соответствующих звезд позволяет найти компоненты их пространственных скоростей U , V , W . Особенно эффективен в оценке отмеченных шести параметров каталог Gaia DR3 [13], позволяющий найти эти параметры для почти двух миллиардов звезд Галактики. Морфология звездного компонента Галактики была, в основном, восстановлена на основе исследования положения ее компонентов в пространстве. Привлечение скоростей звезд, в основном из окрестностей Солнца, с хорошо определенными координатами и скоростями позволяет установить связь между кинематическими характеристиками звездного населения Галактики с морфологическими параметрами их семейств. Изучение кинематики околосолнечных звезд с большими, более ~300 км/с, скоростями позволяет идентифицировать представителей балджа и короны Галактики, внегалактические звезды. Исследование звездного компонента Галактики в пределах доступных окрестностей Солнца демонстрирует, что свойства кинематики локального звездного населения тесно связаны с пространственной структурой Галактики, химическим составом и кинематикой ее популяций [14, 15].

Близость звезд к Солнцу позволяет получить наиболее надежные наблюдательные оценки трех основных компонентов их пространственной скорости, необходимые для исследования их кинематики. Это звезды диска, балджа, гало Галактики и свободные межгалактические звезды. Последние заполняют околосолнечное простран-

ство, будучи потерянными в силу процессов, происходящих в нашей и соседних галактиках.

Каталог Gaia дает хорошие возможности по исследованию кинематики звезд околосолнечной окрестности. Надежные пространственные и скоростные характеристики позволяют эффективно использовать метод поиска генетического родства звезд по исследованию расположения их апексов на небесной сфере. Звездные скопления, ОВ ассоциации и спутники Галактики, распадаясь со временем, превращаются в потоки звезд. Звезды потоков сохраняют свою генетически предопределенную кинематику практически Хаббловское время. Это обстоятельство позволяет проследить генетические связи звездных популяций в течение большого времени при достаточной плотности последних.

2. ДАННЫЕ

С целью изучения кинематики и морфологии Галактики и ее периферии мы составили каталог 970 171 звезд в пределах сферы с радиусом 300 пк по данным Gaia DR3. Далее этот каталог мы будем называть AG300 (A — ансамбль, G — Gaia, 300 — радиус исследуемой зоны в пк). При отборе учитывались только звезды с ошибками лучевых скоростей менее 20%, ошибками собственных движений менее 0.1 мсд/год, ошибками параллаксов менее 0.1 мсд и значениями параметра $RUWE < 1.4$. Полное же число звезд в указанной зоне $\sim 10^7$.

3. МЕТОД

Метод апексов — эффективное средство поиска генетических связей звезд. Он восходит к рекомендациям Леонардо да Винчи художникам по передаче трехмерных перспектив городов на двухмерном холсте. Это было названо им законом перспектив. Параллельные линии фасадов и карнизов должны на картине сходиться в единой точке — “апексе”. Такая же задача стоит и перед астрономом при анализе картины движения звезд в трехмерном пространстве звездных групп.

Исследования кинематики околосолнечных звезд — популярное направление современной астрономии. Признание группового образования звезд в скоплениях и ОВ ассоциациях и последующего разрушения этих агрегатов с превращением в звездные потоки привело к выводу о том, что пространство звездного поля галактик представляет собой сумму звездных потоков разной степени сохранности [16]. Кинематический анализ звезд солнечного окружения, принадлежащих звездному диску Галактики, подтвердил этот вывод [17, 18]. Последние работы позволили найти несколько десятков звездных потоков звезд диска

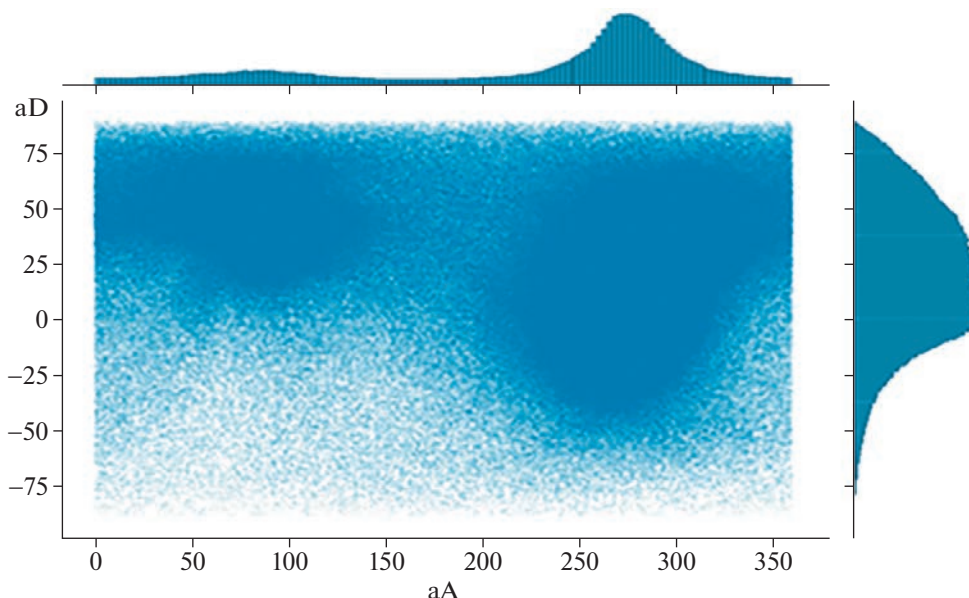


Рис. 1. Антиапексы околосолнечных звезд каталога AG300 (в координатах, связанных с Солнцем).

в солнечных окрестностях. Целью настоящей работы является анализ кинематики звезд AG300 с высокими скоростями в области Галактики при $R < 300$ пк.

4. ОСОБЕННОСТИ КИНЕМАТИКИ ЗВЕЗД ПО ВЫБОРКЕ AG300

Кинематика звезд диска Галактики в пределах 30 пк была изучена нами ранее [19]. В ходе этой работы было подтверждено существование двух обильных звездных потоков Каптейна. Расширение зоны обзора до 300 пк сохранило присутствие этих широких потоков, рис. 1. При этом левый поток ($aA = 50^\circ$) показал признаки расщепления на две части (рис. 1), а правый поток ($200^\circ \leq aA \leq 360^\circ$) расширяется по склонению и прямому восхождению. Звезды AG300 при $V(\text{км/с}) < 0$ с дисперсией скоростей по $U \approx 300$ км/с принадлежат сферическому компоненту Галактики (рис. 2). Дисперсия скоростей этих звезд по V и W (рис. 2) сравнима. Звезды этого компонента имеют значительную дисперсию обилия железа [20], что оставляет надежду на поиск первых звезд нашей Галактики и звезд, поглощенных спутников Галактики (с меньшим содержанием металлов).

Для изучения кинематики звезд AG300 и соотношения их с морфологией нашей Галактики наблюдаемые скорости в системе координат, связанной с Солнцем, пересчитаны в систему, относящуюся к Центру Галактики. Параметры вектора скорости Солнца были приняты равными: $U = 11.1$ км/с, $V = 247.21$ км/с и $W = 7.25$ км/с [21]. Далее звезды AG300 мы делим на несколько

групп, ориентируясь на координаты апексов и величину их пространственной скорости. Это звезды диска, звезды звездного гало (балджа) Галактики, звезды короны ядра Галактики (короны СМЧД) и свободные звезды локального скопления галактик.

Для изучения звездных популяций в околосолнечном пространстве Галактики построен рис. 2, на котором изображены звезды AG300 в трех проекциях их скоростей относительно Центра Галактики: V , U , W . Особенно интересна плоскость UV , в которой все звезды могут быть условно разделены на несколько семейств. Большинство звезд окрестностей, естественно, принадлежат диску с характерной дисперсией скоростей ~ 300 км/с по каждой координате. Звезды с $V \approx 240$ км/с и дисперсией по $U \sim 200$ км/с можно отнести к звездам диска — основного звездного компонента нашей Галактики. Сдвиг по V этих звезд отражает их вращение около центра Галактики. В плоскости UV (рис. 2) звезды в пределах околосолнечной сферы с радиусом 300 пк могут быть разделены на четыре семейства: диск, балдж, гало и свободные звезды скопления галактик вокруг двойной галактики, включающей нашу Галактику и галактику Андромеды. Звезды диска включают звезды двух потоков Каптейна, как свидетельствуют диаграммы распределения скоростей по U и V . Внешний контур звезд диска задан звездами толстого диска и балджа Галактики с дисперсией скоростей ~ 300 км/с как по оси U , так и по оси V . Толщина звездного диска Галактики коррелирует с обилием α -элементов [22]: чем больше W -компонента, тем больше обилие $[C/Fe]$.

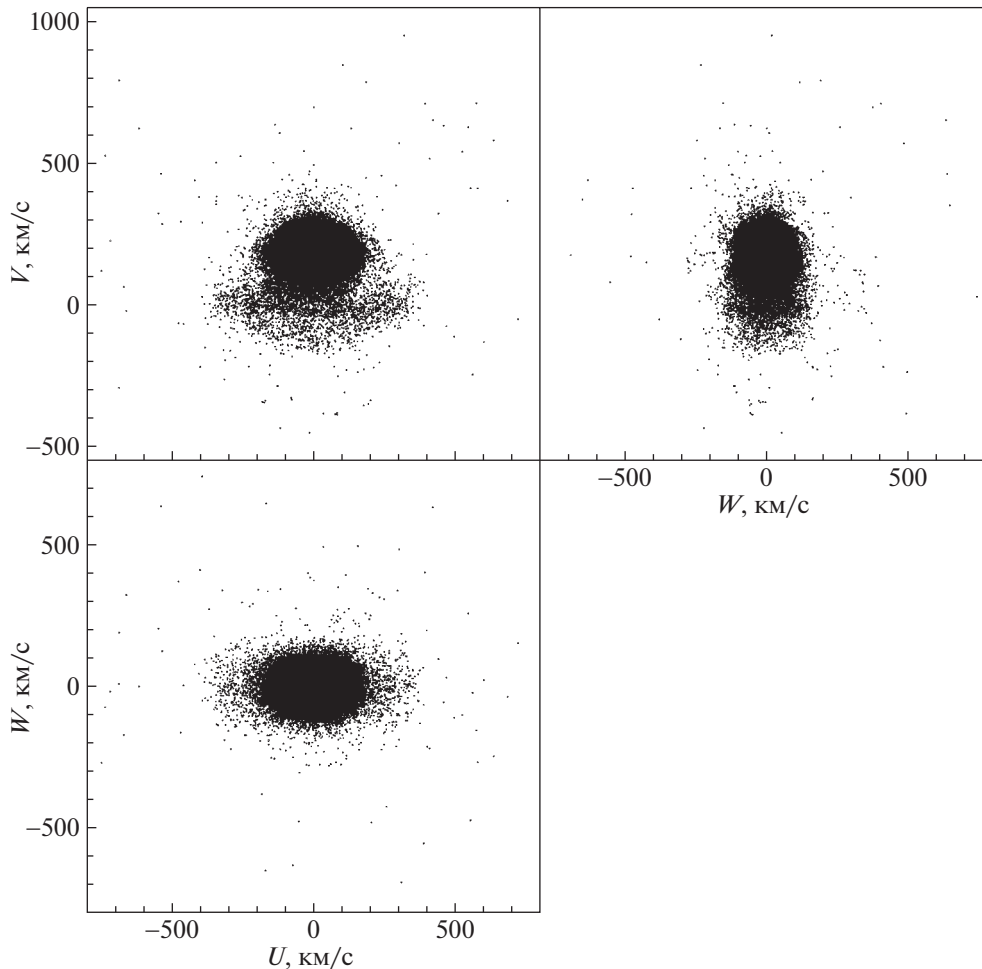


Рис. 2. UV, WV и WU распределения звезд каталога AG300. Компоненты скорости относительно Центра Галактики.

Хорошо заметна скоростная асимметрия звезд балджа (W-U, рис. 2). Вероятно, ее причина обусловлена генетически. Звезды балджа являются вероятными членами двух популяций: предельно старых звезд молодой сфероидальной Галактики [23, 24] и звезд — близких спутников нашей Галактики, поглощенных ею в прошлом [25]. Действительно, около 16% звезд балджа моложе 10^9 лет [11, 24]. Распределение по пространственным скоростям звезд этих двух популяций балджа Галактики практически совпадает, но детальное исследование химии этих звезд, вероятно, поможет в будущем разделить их. И, наконец, часть звезд имеют скорости в плоскости UV, превосходящие ~ 350 км/с, но менее ~ 500 км/с. Они, по нашему представлению, представляют звезды гало нашей Галактики.

Сравнительное исследование металличности и отношения $[Mg/Fe]$ для звезд диска и гало нашей Галактики продемонстрировало, что звезды гало имеют металличности $-2 \leq [Fe/H] \leq -0.2$, фактически смыкаясь со звездами диска $-0.8 \leq$

$[Fe/H] \leq 0.4$ [26]. При этом звезды гало с $[Fe/H] \leq -1$ могли принадлежать поглощенным в прошлом спутникам Галактики, а звезды гало с $-0.8 \leq [Fe/H] \leq -0.3$ “продолжают” кинематику звезд диска такой же металличности. То есть эти звезды принадлежат толстому звездному диску Галактики, возникшему на ранних стадиях ее эволюции [15], когда, согласно модели, газовый диск Галактики был сфероидален [4].

Задачей настоящей статьи мы считаем анализ кинематики близких к Солнцу звезд с целью изучения звездной структуры самой Галактики и ее окрестностей на основе каталога Gaia.

Для изучения кинематики быстрых звезд гало Галактики (балджа) в рис. 2 отобраны звезды с $V < 0$ в системе координат Центра Галактики. Таким образом, мы не рассматриваем звезды, движущиеся в направлении вращения диска (левая половина диаграммы на рис. 3). Рисунок 2 свидетельствует, что звезды балджа (гало) с $V < 0$ в системе координат Центра Галактики частично пересекаются со звездами толстого диска, обладаю-

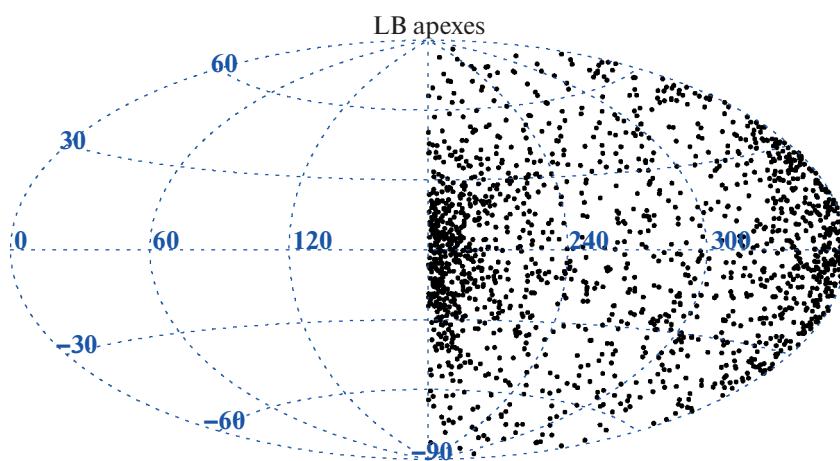


Рис. 3. Диаграмма апексов в галактической системе координат (LB) для звезд с $V < 0$ (с рис. 2).

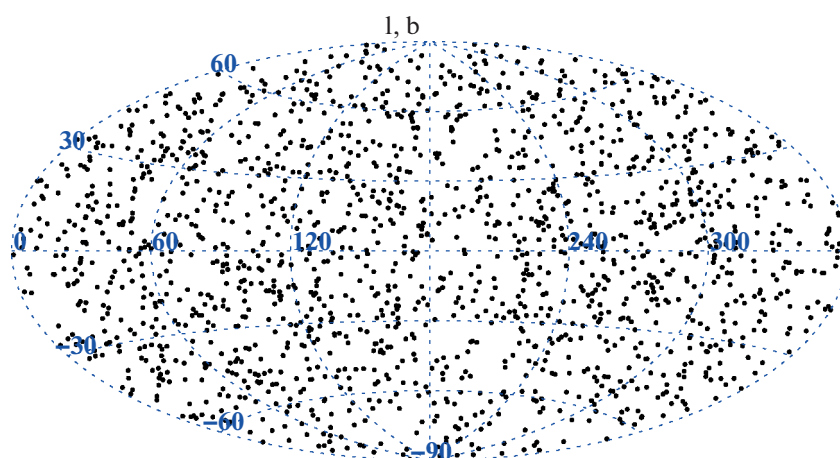


Рис. 4. Распределение звезд, показанных на рис. 3, в галактической системе координат lb. Звезды с $V < 0$ на небесной сфере.

щими, как увидим позже, очень высокой ~ 300 км/с дисперсией пространственных скоростей. Распределение по небу выбранных звезд на LB диаграмме (рис. 3) однородно, рис. 4. Очень информативна диаграмма для апексов звезд балджа с $V < 0$ (рис. 3): звезды на ней сравнительно равномерно заполняют свою половину небесной сферы. Нет признаков звездных потоков, за исключением двух заметных концентраций апексов в двух противоположных направлениях: на центр и антицентр Галактики: $L \approx 0^\circ$ и $L \approx 180^\circ$. Эти потоки представлены звездами, выброшенными из ядра Галактики — звезды короны и ядра. Детальное представление этой новой звездной компоненты будет изложено при обсуждении рис. 8. Звезды гало имеют почти случайные направления векторов скоростей (рис. 4). Эксцентриситеты орбит основной части этих звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.8$ менее ~ 0.4 , но эксцентриситеты некоторых

звезд гало Галактики достигают ~ 0.9 [27]. Звезды гало с малыми эксцентриситетами орбит являются, вероятно, предельно старыми звездами Галактики, а звезды с большими эксцентриситетами — возможные продукты ускорения звезд в ядре Галактики и разрушения галактик-спутников в ее ядре [16].

5. СЦЕНАРИИ ФОРМИРОВАНИЯ ЗВЕЗД С ВЫСОКИМИ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ СКОРОСТЯМИ

Для анализа кинематики и морфологии высокоскоростных звезд AG300 необходимо знать механизмы ускорения звезд, действующие в нашей и других галактиках. Ниже приведен их краткий обзор.

Рассмотрим эволюцию кратных звезд и галактик в поисках путей возникновения околосол-

нечных звезд с высокими пространственными скоростями, превосходящими характерные скорости движения звезд в галактиках и галактик в их скоплениях: $v = 300 \left(\frac{M}{10^{11} M_\odot} \right)^{1/4}$ км/с [25], где M — масса галактики или скопления галактик. Последнее соотношение позволяет оценить и скорости движения галактик в их скоплениях с массами $10^7 - 10^{15} M_\odot$ в 30–3000 км/с. Столкновения и слияние галактик в их скоплениях часто приводят к их распаду и освобождению звезд [28, 25]. В итоге непрерывная среда межгалактических звезд скопления галактик состоит из звезд, движущихся со скоростями родительских галактик. Но наша Галактика с галактикой Андромеды образуют двойное ядро бедного локального скопления с массой $\sim 2 \times 10^{12} M_\odot$ [29, 30], поэтому столкновение близких галактик не могут дать скорости заметно выше ~ 600 км/с.

Гораздо более эффективен для ускорения звезд процесс слияния галактик, обладающих сверхмассивными черными дырами в их ядрах [31, 32, 25]. В этом случае звезды могут быть ускорены до скоростей порядка орбитальных скоростей этих звезд вокруг сверхмассивных черных дыр при условии, что приливные силы не разрушат ускоряющую звезду, или $\frac{m}{r^3} > \frac{M}{a^3}$, где m и r — масса и радиус звезды, M — масса черной дыры и a — большая полуось орбиты звезды.

Итоговая максимальная скорость для звезд главной последовательности равна $v = 300 \times (M/m)^{1/3}$ км/с [33]. То есть черная дыра в ядре Галактики с массой $\sim 4 \times 10^6 M_\odot$ способна ускорять звезды главной последовательности до 3×10^4 км/с, а вырожденные компактные карлики — до значительно больших скоростей. Звезды, ускоренные СМЧД имеют, как будет показано далее, специфическую кинематику. Интересно, что в пределах $\sim 10^{17}$ см от СМЧД в ядре Галактики степень двойственности звезд с $v = 10^3$ км/с понижена [34], что может быть свидетельством распада тесных двойных и ускорения компонентов до соответствующей скорости.

Появление звезд главной последовательности около СМЧД обеспечивается несколькими путями: слияние галактик, звездообразование в ядре галактики и поглощение своих шаровых скоплений. Изучение орбит шаровых скоплений Млечного пути показало, что орбиты некоторых из них погружены глубоко в ядро Галактики [35]. При этом несколько шаровых скоплений, расположенных на расстояниях в несколько кпк, приближаются в ходе орбитального движения в ядре Га-

лактики на расстояние, меньшее 50 пк от Центра Галактики.

Звезды могут быть ускорены также в результате взрыва сверхновой в тесной двойной системе, если при взрыве один компонент уменьшает свою массу более чем в два раза [36]. Второй компонент с массой m при этом, сохраняя свою орбитальную

скорость: $v = 300 \left(\frac{M_{\text{SN}}}{m} \right)^{1/3} \frac{\text{км}}{\text{с}}$ оказывается среди высокоскоростных одиночных звезд. Численное исследование спектра скоростей звезд, возникших после взрыва сверхновых в двойной системе и распада последней, подтверждает приведенную оценку их максимальных пространственных скоростей [37]. При этом изменение массы, ускоренной при взрыве звезды, от $0.8 M_\odot$ до $0.2 M_\odot$ ведет к увеличению ее скорости от ~ 550 до ~ 1100 км/с.

Еще один эффективный механизм ускорения одиночных звезд — распад тесных кратных систем. Например, при распаде самых тесных тройных систем с двумя массивными звездами с массами M третий компонент с массой m согласно условию сохранения энергии может быть ускорен

до скорости $v \approx 300 \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2}$ км/с, если он является звездой главной последовательности. Этот сценарий ускорения звезд в Галактике может быть одним из основных по частоте в околосолнечном пространстве. Для оценки его частоты используем эмпирическое распределение двойных звезд по большим полуосям a : $dn = 0.2 \cdot d \lg a$. Для устойчивости орбит тройной звезды $d \lg a \geq 0.17$, т.е. несколько процентов таких звезд может подвергнуться распаду и ускорению своих компонентов меньшей массы до указанных скоростей. Следовательно, распад самых тесных тройных звезд с большим контрастом масс компонентов создает высокоскоростные звезды.

Еще один вариант сценария распада кратных систем состоит в столкновении маломассивной двойной системы с массивными компонентами m с массивной одиночной звездой с массой M . Конечная скорость v ускоренной звезды с массой m в ходе образования новой двойной системы с большим контрастом M/m масс компонентов

главной последовательности: $v \approx 300 \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2}$ км/с.

Этот вариант ускорения особенно эффективен при столкновении кратных звезд солнечной массы со сверхмассивными черными дырами ядер шаровых скоплений с массами до $10^4 M_\odot$ [38, 39]. Интересно, что второй компонент двойной звезды, разрушаемой при столкновении с СМЧД, может быть разорван в процессе ускорения приливными силами. Разрушения звезд в ядрах галактик (tidal disruption) — одна из наиболее популярных

тем в астрономии последних лет [40]. Эти явления, с одной стороны, являются свидетельствами возможного ускорения звезд СМЧД в ядрах галактик, а с другой, способствуют росту масс самих СМЧД.

Взаимодействия звезд в ядрах шаровых скоплений между собой и с массивными черными дырами приводят к появлению быстрых звезд со скоростями до 2000 км/с [41]. Выброшенные из центральных областей Галактики, где сосредоточены шаровые скопления, эти звезды теряются Галактикой при $v \geq 500$ км/с, либо выходят на квазирадialные орбиты с большими эксцентриситетами при меньших скоростях. Эволюция таких орбит была изучена, она сводится к вращению большой полуоси орбит таких звезд со временем [42]. Таков один из путей формирования и эволюции орбит звезд короны ядра Галактики, обнаруженных нами и анализируемых далее.

Кроме того, сейчас ясно, что все рассмотренные выше сценарии, включающие столкновения, особенно эффективны в плотных ядрах своих галактик. Там же происходит и разрушение спутников галактик при столкновении их с материнской галактикой [43]. Таким образом, возникают наблюдаемые звездные потоки галактических масштабов и звезды, покидающие свои галактики со скоростями порядка параболических для разрушающих свои спутники галактик: 100–1000 км/с.

Стоит отметить, что самые большие скорости, вплоть до 10^5 км/с, возникают у звезд, участвующих в слиянии сверхмассивных черных дыр ядер сливающихся галактик [33] и компонентов тесных двойных звезд, разрушенных при взаимодействии их со сверхмассивными черными дырами. А самый обильный компонент межгалактических звезд скопления является, вероятно, продуктом распада сталкивающихся галактик.

Перечисленные выше пути ускорения звезд помогают понять морфологические особенности галактик, подобных нашей Галактике, что позволяет выделить следующие их звездные компоненты [44]. Тонкий и толстый диски являются в основном продуктами поздних и ранних стадий эволюции газового компонента галактик [45]. Балдж представляет звездные компоненты галактик малой массы, слившихся в прошлом с массивной галактикой. В гало галактик попадают звезды, ускоренные в ходе эволюции диска галактики одним из описанных выше механизмов. Но основной компонент звезд гало, судя по их химическому составу, представлен первыми звездами Галактики и звездами разрушенных карликов [46]. Это простое описание звездных компонентов массивных галактик стоит дополнить звездами гало с почти радиальными относительно центра галактики орбитами, которые были ускорены в ядре галактики при участии СМЧД. Этот ком-

понент, как будет показано дальше, надежно выделяется среди звезд, близких к Солнцу.

Звезды, ускоренные СМЧД, как показывает анализ, представляют особый интерес. Они заполняют не только родительские галактики с их полостями Роша, но и скопления галактик с их полостями Роша и всю Вселенную (рис. 5). Галактики являются членами скоплений с массами $10^{12} - 10^{15} M_{\odot}$, расположенных на расстояниях ~ 30 Мпк друг от друга [47]. Характерные скорости движения галактик в их скоплениях ~ 1000 км/с [48]). Скопления галактик удаляются от соседних скоплений со скоростями ~ 3000 км/с в силу космологического расширения Вселенной. В итоге становится ясно, что звезды, каким-либо образом ускоренные в своих галактиках до скоростей выше $\sim 300 \left(\frac{M_G}{10^{11} M_{\odot}} \right)^{1/4}$ км/с [25], но менее $\sim 10^3$ км/с,

покидают свои галактики и заполняют за $\sim 10^9$ лет объем родительского скопления галактик (рис. 5). Они пополняют население межгалактических звезд скопления, возникающих, в основном, при распаде сталкивающихся карликовых галактик.

Звезды, ускоренные в галактиках до скоростей $\sim 3 \times 10^3$ км/с, становятся членами звездных корон скоплений галактик (рис. 5) и, наконец, звезды со скоростями выше ~ 3000 км/с способны преодолеть вызванное Хаббловским расширением удаление скоплений галактик друг от друга. В результате они почти равномерно заполняют расширяющуюся Вселенную, обеспечивая обмен звездами между скоплениями галактик. Но сверхмассивные черные дыры ускоряют не только звезды, но и планеты, астероиды. Таким образом, в итоге, осуществляется и обмен высокоскоростными звездами, планетами и астероидами между галактиками и скоплениями галактик (рис. 5). И, что интересно, скорость высокоскоростных звезд является их важным генетическим признаком.

6. АНАЛИЗ КИНЕМАТИКИ ЗВЕЗД AG300: ДИСК, БАЛДЖ (ГАЛО) ГАЛАКТИКИ, ЗВЕЗДНАЯ КОРОНА СМЧД, МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДЫ

Кинематические характеристики звезд солнечной окрестности и морфологические свойства Галактики тесно связаны и взаимно обусловлены. Это позволяет разделить околосолнечные звезды на пять популяций и связать эти популяции с морфологией Галактики и локального скопления галактик. Кроме того, удастся установить существование нового компонента нашей и, вероятно, других массивных галактик с СМЧД —

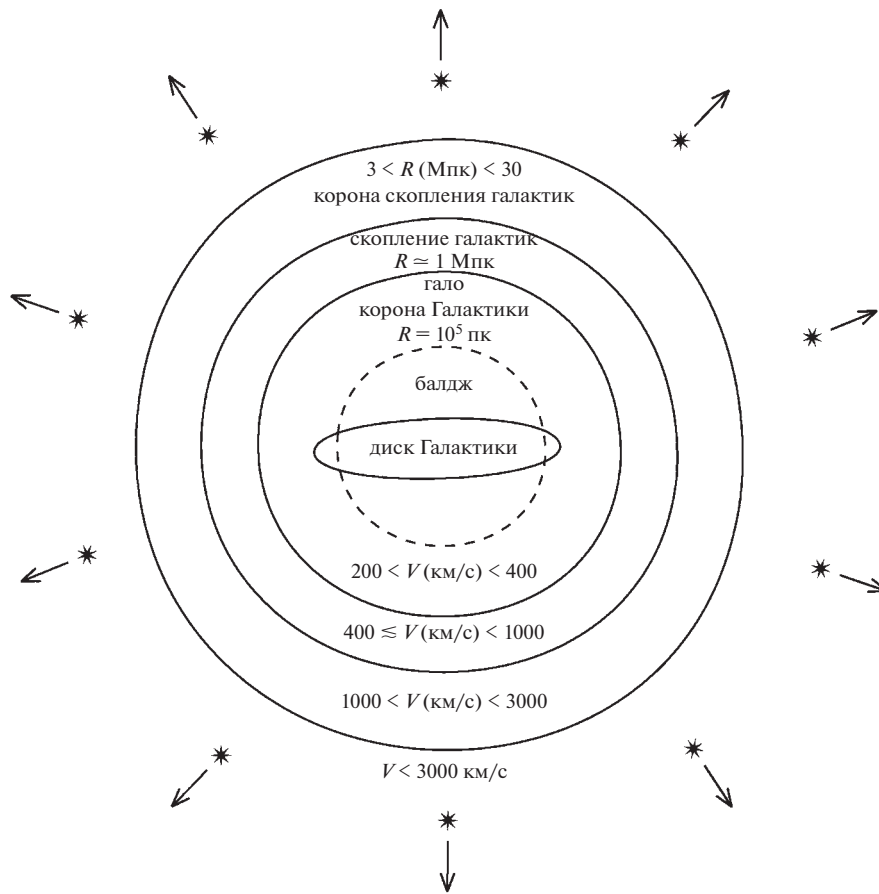


Рис. 5. Быстрые звезды в Галактике, скоплениях галактик и Вселенной.

звездной короны СМЧД ядра. Ее образуют звезды, ускоренные с участием СМЧД в ядре Галактики до скоростей, достаточных для удаления из ядра, но не достаточных для покидания Галактики. Они образуют звездный аналог облака Оорта планетных систем, обладая высокими ~ 1 эксцентриситетами своих орбит около СМЧД.

На рис. 6 и 7 представлены распределения звезд AG300 по величине пространственной скорости в системе координат, связанной с Центром Галактики. Приведены линейные и логарифмические версии спектра скоростей звезд. Эти спектры позволяют выделить несколько популяций звезд, отличающихся характерными скоростями своих членов. Основная часть принадлежит двум потокам звезд диска Галактики, обнаруженным Каптейном. Их скорости ~ 230 и ~ 250 км/с. Поток 230 км/с почти в два раза интенсивней потока 250 км/с. Звезды потока в толстом диске имеют характерные скорости ~ 285 км/с. Этот рисунок позволяет оценить долю звезд балджа и гало, в ансамбле AG300 она не превышает 3%. Поток при $V_{\text{SGal}} \approx 230$ км/с принадлежит, судя по характерной скорости, диску нашей Галактики и пред-

ставляет, вероятно, левый поток (рис. 1). Специальное исследование показало (рис. 1), что левый поток Каптейна неоднороден и расщеплен. На рис. 7 показано распределение самых быстрых звезд с $V_{\text{SGal}} > 300$ км/с из AG300 по скоростям. Очевидно наличие перехода при скорости, близкой к параболической на орбите Солнца в Галактике $V_{\text{SGal}} \approx 450$ км/с. При этом число звезд с $V_{\text{SGal}} \leq 450$ км/с, продолжая спектр скоростей рис. 6, быстро уменьшается с ростом их пространственной скорости. При скоростях выше ~ 450 км/с спектр скоростей становится практически плоским в интервале 450–1100 км/с. Ясно, что эти звезды принадлежат не нашей Галактике, а вероятно, локальному скоплению галактик (рис. 5). Они являются, в основном, продуктами ускорения звезд в процессах, представленных в предыдущем параграфе статьи.

Звезды гало Галактики заполняют ее полость Роша, образуемую взаимодействием с галактикой Андромеды. Эксцентриситеты их орбит в Галактике: 0–0.99. В перифериях они достигают расстояний до одного килопарсека, удаляясь в апоцентрах до ~ 200 кпк [49]. Распределение по

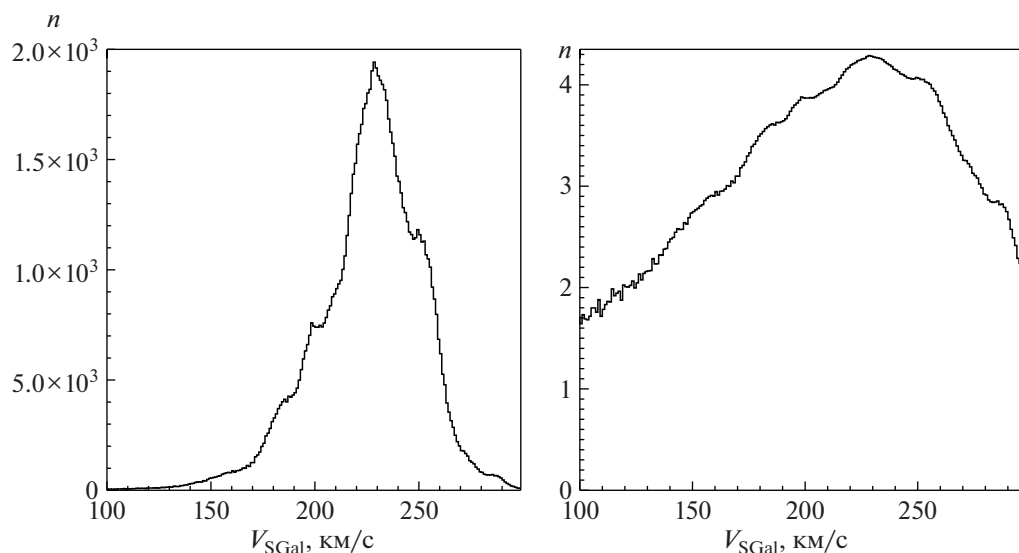


Рис. 6. Спектр пространственных скоростей звезд AG300 по величине скорости на интервале 100–300 км/с.

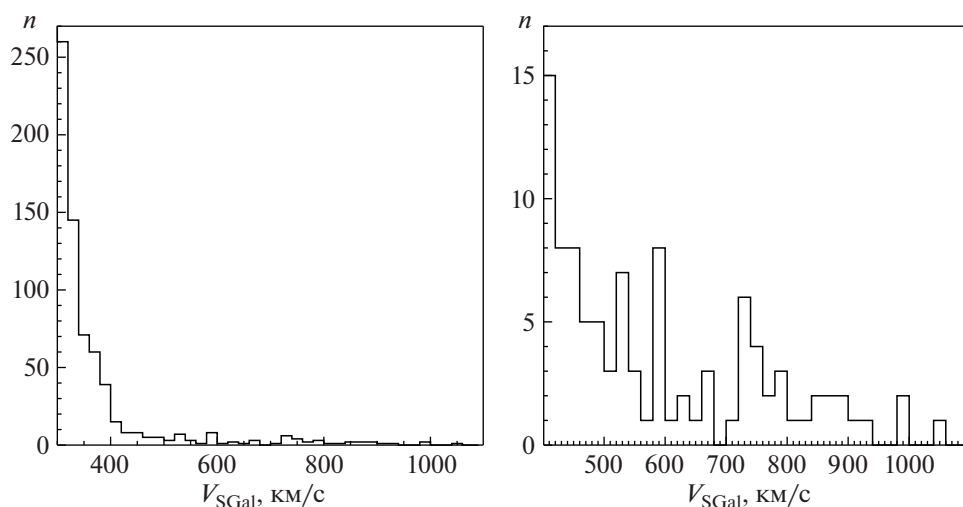


Рис. 7. Спектр пространственных скоростей звезд AG300 по величине скорости на интервале 500–1100 км/с.

возрасту звезд балджа и гало демонстрирует присутствие двух популяций [50, 51], что кажется естественным, поскольку эти компоненты звездного населения Галактики образованы в ходе двух процессов: исходного коллапса протогалактики и поглощения близких спутников малой массы. Участие процесса аккумуляции в образовании балджа и гало галактик подтверждается демонстрацией наблюдаемой корреляции доли эллиптических галактик в скоплении галактик с его поверхностной плотностью [52]). С ростом последней доля эллиптических галактик в скоплении галактик — продуктов столкновений галактик — быстро растет.

Для детального исследования кинематики звезд AG300 построен рис. 8, на котором представлена картина изменения распределения апексов звезд в зависимости от их пространственных скоростей V_{SGal} . Локальные скорости движения звезд относительно Солнца приведены после учета его движения относительно центра Галактики. Анализ зависимости картины положения апексов от величины пространственной скорости позволяет найти около Солнца звезды, принадлежащие различным населением Галактики и локального скопления галактик.

На рис. 8.1 нанесены апексы практически “покоящихся” в галактическом потенциале звезд со

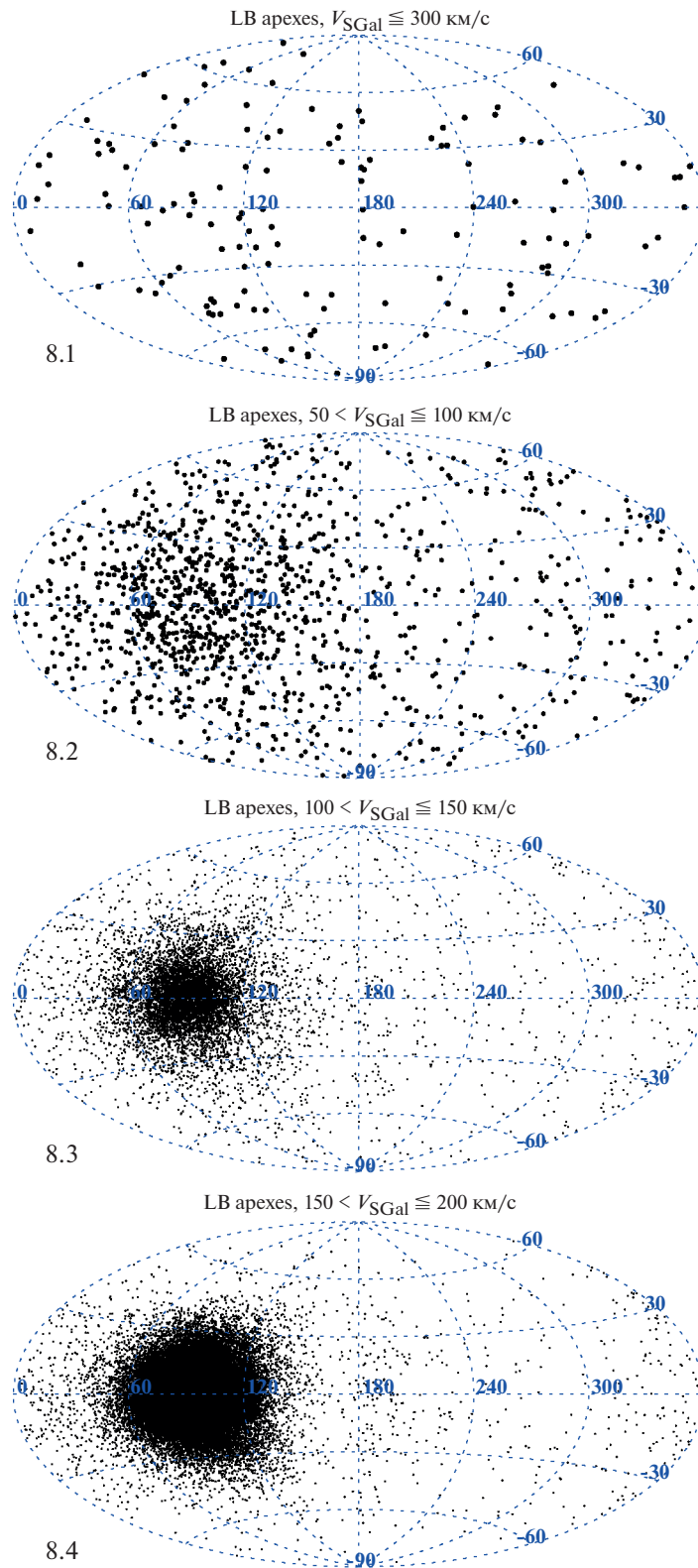


Рис. 8. Диаграммы апексов (L, B) звезд AG300 (относительно галактического Центра) в зависимости от их скорости в диапазоне 0–1100 км/с. Серым — $500 < V_{\text{SGal}} < 600$, черным — $600 < V_{\text{SGal}} < 800$, красным — $V_{\text{SGal}} > 800$ км/с. Зеленый крестик — апекс движения Солнца относительно внегалактических SNIa [41], $V \approx 370$ км/с. Красный крестик — положение скопления галактик Дева [54].

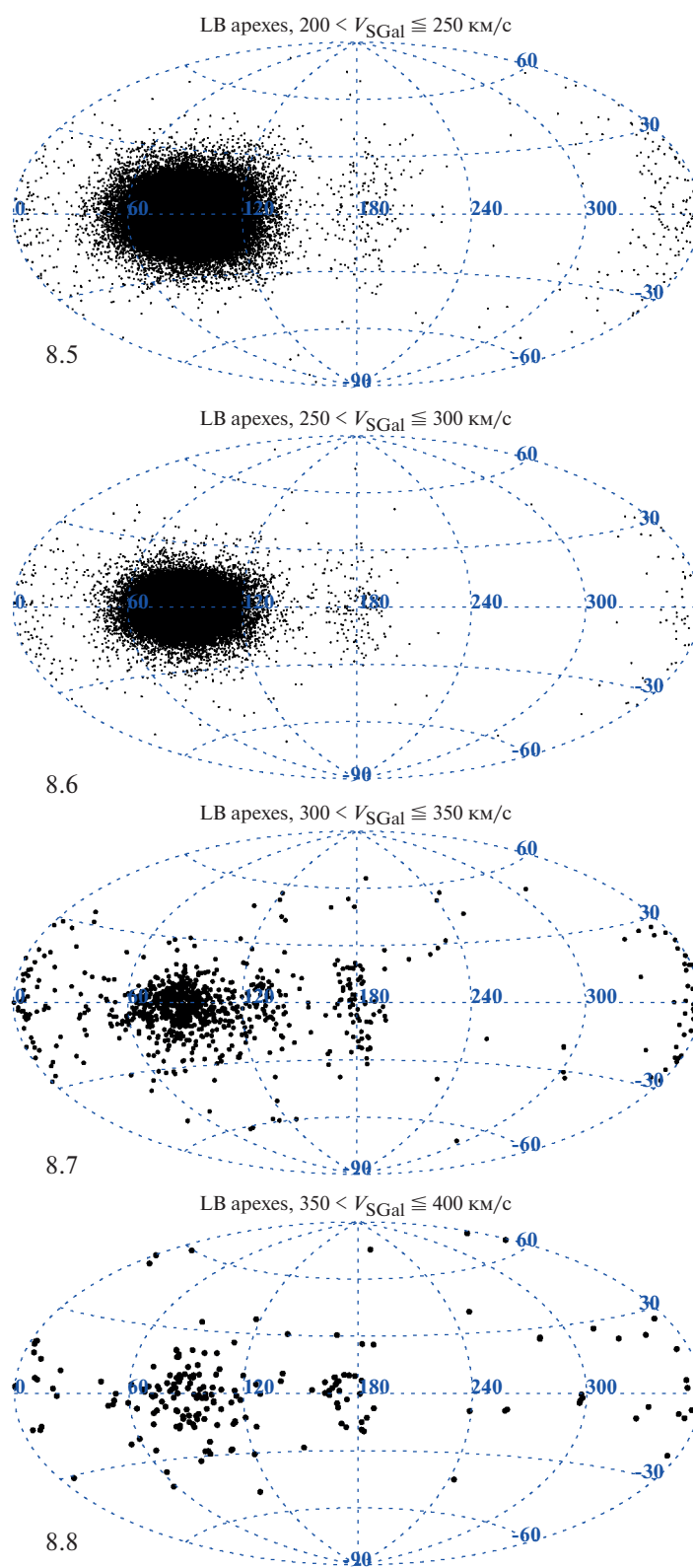


Рис. 8. Продолжение

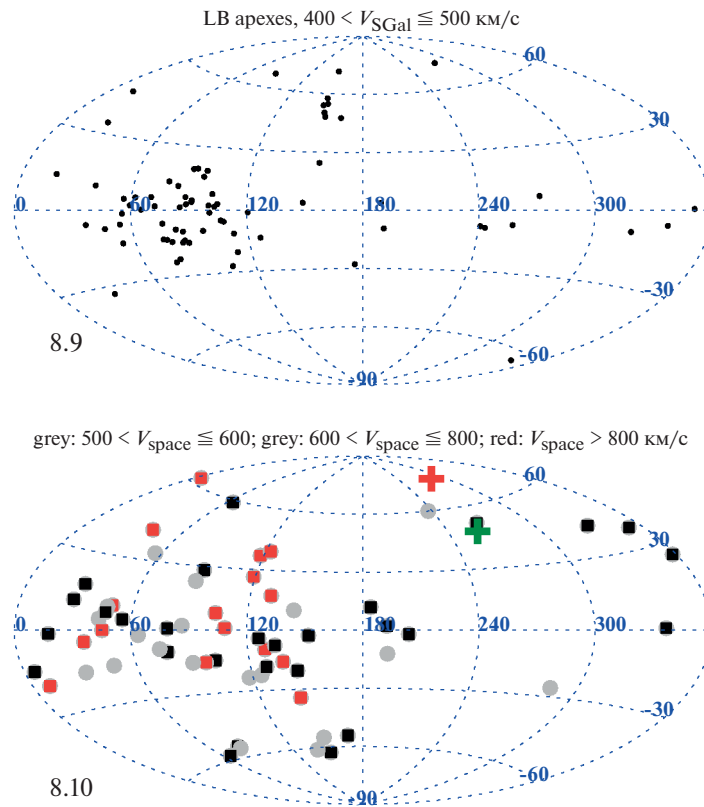


Рис. 8. Окончание

скоростями, меньшими 50 км/с. Распределение апексов этих звезд практически однородно, не выделен ни центр ($L = 0^\circ$), ни антицентр Галактики ($L = 180^\circ$). Но заметен небольшой $\sim 50\%$ избыток звезд в левой половине ($L \approx 90^\circ$) небесной сферы, отвечающий, как мы увидели на рис. 8.2–8.9, толстому диску Галактики. Звезды рис. 8.1 представляют, в основном, население балджа с предельно большими эксцентриситетами своих орбит. Их количество невелико — $\sim 0.01\%$ от числа звезд AG300.

Увеличение предельной скорости до ~ 100 км/с (рис. 8.2) резко меняет картину апексов, обогащая ее звездами толстого диска и медленно вращающегося гало Галактики ($L \approx 80^\circ$ – 120°). Увеличивается и число звезд балджа, равномерно заполняющих небесную сферу. Центр и антицентр Галактики остаются невыделенными. Возможно, что звездный толстый диск неоднороден и показывает признаки звездных потоков.

Увеличение предельной скорости до 150 км/с (рис. 8.3) сужает дисковый компонент Галактики, демонстрируя возможные звездные потоки. Апексы звезд балджа продолжают почти однородно заполнять небесную сферу. В районе центра Галактики ($L \approx 180^\circ$) и ее антицентра ($L \approx 0^\circ$)

на рис. 8.3 появляется новый компонент, получающий развитие на рис. 8.4–8.8. Этот компонент присутствует и на рис. 3. Угловые размеры этого компонента $\approx 30^\circ$ на рис. 8.5–8.8. Они, по крайней мере, частично, как уже отмечалось ранее, задаются остающимися неопределенностями величины компонентов пространственных скоростей каталога Gaia, но сам факт существования этого нового компонента на рис. 8.3–8.8 не вызывает сомнения. Он составлен звездами балджа и звездами, ускоренными в ядре нашей Галактики и составляющими корону СМЧД.

Для изучения скоростей радиального движения звезд этого нового компонента Галактики мы выделили звезды AG300 с апексами в пределах $\pm 30^\circ$ от центра Галактики по l и b . В итоге этот ансамбль содержит 1349 звезд. Из них 734 звезды движутся к центру и 606 звезд — от центра Галактики, что в пределах стандартного $\sqrt{N}$ допускает их равенство. Оба потока демонстрируют концентрацию к центральной зоне в пределах круга с радиусом в $\approx 10^\circ$. Распределение по величине пространственных скоростей звезд этих противоположно направленных потоков практически одинаково и заключено в пределах $0 < V_{\text{SGal}} < 430$, что свидетельствует о принадлежности их звезд к на-

шей Галактике. Семь звезд двух потоков имеют скорости, превышающие 500 км/с. Это свидетельствует об их внегалактическом происхождении и случайном попадании в зону небесной сферы, ограниченную тридцатью градусами. Распределение этих звезд на небесной сфере приблизительно равномерно.

Рассмотрим возможные причины изменения скорости звезд этих почти радиальных потоков, кроме остающихся неопределенностей вектора пространственной скорости, как причины расширения указанных потоков звезд. Однако ограничение AG300 звездами с ошибками скоростей в пределах ~5% не позволило уменьшить угловое рассеяние. Возможно также и рассеивающее влияние звезд диска Галактики и близких спутников Галактики в пределах ее полости Роша. Список около пятидесяти спутников в пределах 200 кпк показывает их концентрацию к Галактике [55]. Поскольку время жизни короны СМЧД порядка Хаббловского, их гравитационное взаимодействие со звездами диска и спутниками Галактики может изменить вектор скорости членов звездной короны СМЧД. А последнее способно расширить зону концентрации этих звезд с почти радиальными относительно СМЧД в начале орбитами.

Для понимания возможных причин рассеяния апексов звезд короны ядра Галактики оценим величину изменения их скоростей под влиянием сближения этих звезд со звездами диска и шаровыми скоплениями за время их жизни, полагаемому равным Хаббловскому времени T . Примем скорость звезд короны порядка параболической V для однородного скопления с массой M и радиусом R , состоящего из гравитирующих тел с массой m . Характерная величина изменения скорости при сближении звезды на расстояние r с пробным телом: $v = Gm/Vr$, где G — постоянная гравитации. Тогда простая алгебра позволяет найти, что $v/V = (m/M)^{1/2} (T/t)^{1/2}$, где $t = R/V$ — динамическое время для принятого нами скопления. Ясно, что при характерном $T/t = 100$ звезды диска солнечных масс не могут заметно изменить скорости звезд короны ядра. Для существенного изменения их скоростей необходимо привлечение взаимодействия звезд короны с наиболее массивными потенциальными спутниками Галактики в прошлом.

Еще одной причиной расширения потока звезд от ядра Галактики может быть соучастие СМЧД ядер шаровых скоплений в ускорении звезд. Околоядерные шаровые скопления занимают на небесной сфере круг с радиусом ~15° [56]. Не исключено также, что в рассеянии орбит звезд короны СМЧД участвует отклонение потенциала темного гало Галактики от сферической симметрии [57, 58]. Это может оказывать суще-

ственное влияние на движение звезд короны СМЧД в апоцентрах их орбит. Эта возможность нуждается в дополнительном численном исследовании.

То есть в окрестностях Солнца есть звезды, движущиеся по орбитам с большим эксцентриситетом около центра (СМЧД) нашей Галактики. Радиальные скорости этих звезд около центра Галактики в интервале 100–400 км/с. Одна из возможных причин появления этих звезд — распад кратных систем в ядре Галактики путем их взаимодействия с СМЧД в центре Галактики и при слиянии галактик [25, 32, 33]. Звездная корона СМЧД является аналогом облаков Оорта планетных систем. Ясно, что наиболее быстрые члены этого компонента покидают нашу Галактику, пополняя среду свободных звезд локального скопления галактик. Общее число звезд этого нового, интересного компонента каталога AG300 не превосходит ~0.1%. Полагая ее однородной и сферически симметричной, можно оценить общее число таких звезд в Галактике (с радиусом ~10 кпк) в ~10⁸, а частоту их возникновения ~2 в год. Назовем этот компонент звездной короной ядра Галактики (СМЧД), ее члены имеют практически радиальное направление векторов скорости относительно центра Галактики.

Другое возможное объяснение причин появления компонента с большими эксцентриситетами орбит около ядра — генерация этих звезд в околоядерной звездной области, например, путем распада тройных звездных систем. Но преодоление потенциала ядра Галактики требует высокой, ~10³ км/с начальной скорости, что в системе звезд главной последовательности кажется недостижимым. Поэтому генерация этих звезд короны и ядра с почти радиальными орбитами при участии СМЧД в ядре Галактики и, возможно, массивных черных дыр в ядре шаровых скоплений и спутников Галактики кажется сейчас предпочтительной. Распределение звезд короны ядра (СМЧД) каталога AG300 по небу, как показало специально проведенное исследование, однородно. Это кажется естественным, поскольку размеры этой системы велики, порядка размеров полости Роша Галактики в локальном скоплении галактик: ~10⁵ парсек. Распределение звезд короны по скоростям с максимумом при 150–250 км/с в интервале 0–400 км/с не зависит от направления на центр-антицентр Галактики. Существование подобных звездных корон СМЧД в ядрах других массивных галактик кажется сейчас неизбежным и общим.

Не исключено, что звезды с низким угловым моментом найденной нами короны ядра Галактики являются продуктами распада карликовой галактики Gaie-Enceladus [59–61]. Оценка массы

этого карлика составляет $3 \times 10^8 - 3 \times 10^9 M_{\odot}$. Низкий угловой момент звезд короны ядра требует высокого, близкого к единице эксцентриситета орбиты галактики, столкнувшейся с нашей Галактикой и, поэтому, давнего столкновения, превратившего эту галактику в звездный поток. Однако образование быстрых звезд в ядре Галактики кажется более естественным объяснением низких угловых моментов звезд короны ядра.

Звезды диска наиболее обильны на рис. 2 и на рис. 8.5 со стандартными скоростями вращения звезд относительно центра Галактики 200–250 км/с. Структура диска на этих рисунках остается неясной, она будет предметом исследования другой нашей статьи. Диск на рис. 8 истощается при абсолютных скоростях, больших ~300 км/с, что позволяет видеть неоднородность его структуры, включающей звездные потоки с большими эксцентриситетами орбит в Галактике. Отметим, что звезды диска со скоростями, меньшими круговой на орбите Солнца (рис. 8.2–8.4), обладая небольшими эксцентриситетами орбит в Галактике, находятся в апоцентрах своих орбит. А звезды диска со скоростями, большими круговых (рис. 8.6–8.9), – в перицентрах своих орбит в Галактике.

Звезды балджа или звездного гало Галактики представлены на всех рис. 8 при скоростях, меньших ~500 км/с, достигая наибольшего числа при $v \approx 200$ км/с (рис. 8.4). Но их общее число на периферии Галактики в районе Солнечной орбиты остается небольшим.

7. ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДЫ AG300 ($V_{\text{SGAL}} > 500$ КМ/С)

Для идентификации внегалактических звезд оценим пространственную скорость, необходимую околосолнечной звезде для ухода ее из Галактики. В предположении сферической симметрии распределение гравитирующего вещества Галактики найдем его аналитическое представление. Массы Галактики в пределах Солнечной орбиты с $R \approx 8$ кпк $\sim 0.87 \times 10^{11} M_{\odot}$ [62], а в пределах $R = 200$ кпк $\sim 10^{12} M_{\odot}$ [63–65]. Эти данные позволяют дать степенное представление для зависимости массы Галактики от расстояния до ее центра как:

$$M \approx 2.1 \times 10^{41} \left(\frac{R}{\text{пк}} \right)^{0.75}, \text{ г} \quad (1)$$

Эта аппроксимация верна в пределах 200– 2×10^5 пк [66].

Последнее соотношение позволяет оценить зависимость параболической скорости v_{esc} от рас-

стояния до центра Галактики из уравнения энергии:

$$v_{\text{esc}} = 610 \left(\frac{1}{r_4^{0.25}} - \frac{1}{R_4^{0.25}} \right)^{1/2} \text{ км/с}, \quad (2)$$

где r_4 и R_4 – минимальное и максимальное расстояние до центра Галактики в единицах 10^4 пк. Если принять за границу Галактики радиус местного скопления: ~300 кпк [67], то $v_{\text{esc}} \approx 490$ км/с. Эти оценки близки к величине локальной скорости освобождения, найденные ранее [69]. Постоянство скорости вращения Галактики прослежено до минимальных расстояний от СМЧД в центре ~200 пк [70, 66]. Это дает возможность оценить величину скорости, необходимую звезде из ядра нашей Галактики для присоединения к “свободным” звездам локального скопления галактик: ~860 км/с. Естественно, что эти оценки остаются пока недостаточно фиксированными. Исследования кинематики околосолнечных звезд каталога AG300 позволяет оценить “параболическую” скорость на орбите Солнца в 450 км/с (рис. 8).

Очевидно, что скорость освобождения звезды с орбиты Солнца в Галактике определяется гравитационным потенциалом Галактики. Среди имеющихся в литературе оценок имеется величина $v_{\text{esc}} \approx 530$ км/с [57]. Распределение апексов скоростных звезд в Галактике может помочь уточнить величину предельной скорости, отделяющей звезды гало Галактики от межгалактических звезд локального скопления галактик. Потенциал Галактики, стоит признать, остается пока недостаточно определенным, что делает оценку скорости освобождения на уровне орбиты Солнца в Галактике с радиусом ~8 кпк заключенной в интервале 500–620 км/с [62, 71]. Однако изучение рис. 8 показало, что увеличение скорости звезд до ~450 км/с ведет к истощению короны ядра, что указывает величину скорости освобождения.

При поиске скорости освобождения звезды с околосолнечной орбиты в Галактике необходимо изучить направление векторов скорости звезд AG300 и их зависимость от величины наблюдаемой скорости. Звезды со скоростью, превышающей 500 км/с, принадлежат некоему звездному фону, заполняющему местную группу звезд, представленную Галактикой и Андромедой. Звезды, летящие от центра Галактики и к центру – участники и свидетели процесса ускорения в ядре Галактики.

Звезды малой массы, движущиеся со скоростью ~1000 км/с, за Хаббловское время преодолевают расстояния ~10 Мпк. Поэтому естественно желание установить связь околосолнечных звезд с большими пространственными скоростями

($V_{\text{SGal}} > 500$ км/с) с их потенциальными источниками — близкими галактиками и их скоплениями. Это будет возможно с установлением геометрии гравитационного потенциала нашей Галактики и параметров кинематики близких галактик. Сейчас для понимания кинематики скоростных звезд необходимо знание их пространственных скоростей вне Галактики.

Для анализа звезд AG300 с большими пространственными скоростями нами был составлен список этих звезд ($n = 63$), для которых взяты данные из каталога Gaia DR3 [13], данные приведены в табл. 1. Таблица 1 содержит: GDR3 ID — номер по каталогу GDR3, α , δ — прямое восхождение и склонение звезды (ICRS) на эпоху $J_0 = 2016.0$, ω , μ — параллакс, G , mag — звездная величина, T_{eff} , K — эффективная температура, $[\text{Fe}/\text{H}]$ — металличность. Посчитанные нами параметры этих звезд приведены в табл. 2, которая содержит GDR3 ID — номер по каталогу GDR3, aA , aD — координаты антиапека звезды в экваториальной системе координат (скорость относительно Солнца), L , B — координаты апека звезды в галактической сферической системе координат (скорость относительно центра Галактики), V_{SGal} , км/с — пространственная скорость звезды относительно центра Галактики, U , V , W , км/с — компоненты пространственной скорости звезды относительно центра Галактики, dist , пк — расстояние от Солнца, x , y , z , пк — координаты звезды в гелиоцентрической прямоугольной системе координат.

Положив параболическую скорость в около-солнечном пространстве равной ~ 500 км/с, скорость звезды вне Галактики можно оценить как $v_0 = \sqrt{v^2 - 500^2}$ км/с. Для звезд из табл. 1 со скоростями около Солнца $500 \lesssim v \left(\frac{\text{км}}{\text{с}}\right) \lesssim 1100$ скорости вне Галактики будут $0 \lesssim v_0 \lesssim 1000 \frac{\text{км}}{\text{с}}$. Важно, что найденный интервал скоростей характерен для спутников нашей Галактики и галактик, близких к ней [72, 73]. Такие скорости характерны для бедных скоплений галактик с массами $\sim 10^{12} M_{\odot}$ [74, 75], которым является группа галактик около нашей и галактики Андромеды.

Масса локальной группы галактик, включающей нашу Галактику и Андромеду в качестве ее двойного ядра $\sim 4 \times 10^{12} M_{\odot}$ [76], что при размере $\sim 2 \times 10^5$ пк дает характерные пространственные скорости галактик ~ 300 км/с. Предстоящее столкновение с галактикой Андромеды нашей Галактики через миллиарды лет [77] определяет направление движения Галактики в пределах локальной группы. Координаты ядра Андромеды

(M31): $\alpha = 00^{\text{h}}40^{\text{m}} (10^{\circ})$ и $\delta = 41^{\circ}$ [78]. Возможно, что движение Галактики в местной группе галактик, включающей M31, объясняет асимметрию распределения апеков звезд с $V_{\text{SGal}} \geq 500$ км/с на небесной сфере (рис. 8.10).

Распределение звезд AG300 с $V_{\text{SGal}} \geq 500$ км/с в пространстве показывает, что основная их часть оказывается в пределах сферы радиусом всего ~ 150 пк, поскольку эти звезды слабы, имея характерные массы $\sim 0.3 M_{\odot}$, судя по их температуре (табл. 1). При числе межгалактических звезд каталога AG300, равном 63, можно оценить общее число таких звезд в локальном скоплении галактик, полагая его однородным с радиусом, равным ~ 350 кпк. Оно оказывается порядка 10^{12} , а их масса $\sim 10^{11} M_{\odot}$. Эти звезды являются, в основном, продуктами распада карликовых галактик при их столкновениях и ускорения звезд в галактиках.

Распределение апеков самых быстрых звезд каталога AG300 дано на рис. 8.10. Как было показано ранее, эти звезды, судя по их пространственным скоростям, гравитационно не связаны с нашей Галактикой, а принадлежат, вероятно, локальному скоплению галактик с двойным ядром, представленным нашей Галактикой и Андромедой. Очевидное смещение картины апеков в левую полусферу на рис. 8.10 может быть, например, отражением движения нашей Галактики со скоростью порядка двухсот километров в секунду в направлении, обратном направлению вращения Галактики в районе Солнца.

Если принять характерную массу самых быстрых звезд AG300 порядка 0.3 Солнечной, найдем, что масса звезд фона не превышает $\sim 1.0\%$ от общей массы локального скопления галактик. Следует, конечно, отметить, что найденная нами оценка локальной плотности звезд фона является пока весьма неопределенной в силу ряда причин, главные среди которых — степень полноты AG300 и степень однородности звездного фона локального скопления галактик. Распад карликовых галактик в ходе их столкновения между собой и с галактиками-гигантами ведет к появлению сравнительно контрастных звездных потоков и фона свободных звезд скоплений [43, 79–81]. Поэтому локальная плотность межгалактических звезд может быть заметно больше средней в случае, когда Солнце попадает в такой поток галактических масштабов.

Изучение соседей нашей Галактики в пределах 13 Мпк продемонстрировало, что их характерная радиальная скорость заключена в пределах 200–400 км/с [82]. Разрушение таких галактик и потеря ими своих звезд являются вероятными причинами заполнения межгалактического пространства свободными звездами [83]. В итоге все галак-

Таблица 1. Данные из Gaia DR3 [13] для 63 звезд с $V_{\text{SGal}} \geq 500$ км/с

GDR3 ID	α , °	δ , °	ω , мсд	G , mag	T_{eff} , K	[Fe/H]
71309655549854080	53.59224	27.39584	7.5707	15.560	3428.0	−0.1304
101778050467398784	36.43417	23.70949	8.9732	15.735	3378.4	−0.0465
118636553018901248	48.52412	27.79204	7.0906	15.283	3510.4	−0.4595
139045756573808512	46.27319	36.99740	6.8156	15.774	3435.9	−0.5533
140319815672187008	44.22895	35.08352	4.2238	15.278	4003.4	−0.1511
185579390765231872	76.41360	35.81324	7.4120	15.588	3428.2	−0.2207
295721799844057728	24.48361	27.13745	22.9176	15.838	3003.7	−0.2988
298278851573463040	29.76650	27.92747	4.5053	15.499	3772.1	0.0654
301461594138594304	30.25238	30.83595	8.1747	15.677	3442.5	0.0167
384561583453755136	2.28729	42.83360	5.5244	16.093		
451427180510779136	39.68364	52.00968	7.7621	15.934		
460980974485934976	43.50803	58.38339	7.6526	15.664	3487.9	−0.1215
486021183573637248	88.61360	70.85440	5.0827	14.514	6068.0	−4.1162
671600913636322176	116.67779	18.31820	4.9762	15.261	3813.2	0.1080
958663883317793920	95.97196	42.87580	4.8318	15.424		
1061822400696509696	168.55612	68.82834	6.7190	14.816		
1134435282466919296	165.51772	81.96568	15.8264	15.824		
1203321747531837440	239.96355	19.22352	3.3158	15.385	4065.2	0.1277
1227763787936437632	216.55457	14.01541	6.6801	15.378	3595.5	−0.1164
1451976542670188160	207.90079	28.32882	8.4353	15.738	3411.8	0.3349
1841257466253265152	315.44724	25.00911	6.2584	15.783		
1928116685826146304	344.81241	37.61089	23.8813	14.553		
2011907580771393024	359.77570	61.38749	10.0088	15.479		
2081694752016507520	304.97168	45.74862	5.5360	15.284	3704.2	−0.0055
2229879644935269888	340.22015	71.61967	4.5382	15.325		
2365275121684416768	3.74558	−19.63124	7.8881	15.691	3474.5	0.1224
2381856890901926272	351.76221	−24.24261	11.2851	15.796		
2507972936192261632	30.85471	0.40484	6.1067	15.548	3576.1	0.0818
2678510071583725184	336.24615	1.05068	4.0562	14.993	4061.0	−0.1170
2828925843538552960	344.04465	16.47157	17.5177	15.602		
3001468183198140800	94.63031	−10.63223	4.5201	15.237	3896.8	0.1069
3051502593696680576	106.03419	−8.51326	6.2573	15.586	3468.9	−0.2370
3113552398538504192	102.79841	0.38556	3.9651	15.372		
3120252616236231680	95.86829	0.15694	16.5631	15.215		
3294619629797088384	73.25861	10.87692	5.8903	15.383		
3320184202856435840	89.10410	5.35934	123.1989	13.969		
3923188986919137664	177.01872	14.27379	7.0768	15.452	3427.6	−0.5682
4056420453085448320	267.67685	−29.97498	6.3699	15.396	3688.1	−0.1478
4135621848968014208	258.60718	−16.91111	5.9680	15.362	3603.7	−0.3038
4169985951009587584	264.65588	−6.17295	9.9054	16.007	3325.2	−0.0171
4185354306086304128	287.13049	−14.29782	4.3802	15.478	3612.7	−0.3498
4202505656701123840	285.27151	−10.20339	5.4222	14.411	4160.4	0.1387
4255635020637075072	283.44019	−3.87178	7.3117	15.662	3556.3	−0.2596
4286540986806313472	280.25912	7.29500	6.4380	15.212	3414.3	−0.1533
4318135419078001280	293.14517	14.24537	9.2333	15.595	3436.0	−0.1100

Таблица 1. Окончание

GDR3 ID	$\alpha, ^\circ$	$\delta, ^\circ$	ω , мсд	G , mag	T_{eff} , K	[Fe/H]
4476929568399167232	275.29102	6.25211	4.8948	15.608		
4761243758998206208	76.55130	−60.35573	23.7943	16.175	2945.5	−0.3870
4775087744262465536	68.75396	−58.00059	5.4594	15.688	3422.5	−0.4466
5112062666328832512	53.63010	−15.11663	10.6525	15.555	3429.9	−0.2673
5114000074535737216	56.86290	−13.48659	5.2627	15.645		
5129921587022433920	36.16017	−20.92945	17.2711	15.888		
5166063908616390272	48.05496	−10.47316	6.1829	15.648	3387.3	−0.4029
5269617425550807168	119.15926	−70.64725	3.4952	15.412	3580.3	−0.5959
5454798754446091008	160.51881	−29.92814	7.1831	15.462		
5544743925212648320	123.11242	−35.49550	89.5064	14.346		
5709740415340475392	127.26099	−17.26705	6.0024	15.249	3778.8	−0.2877
5999591888268822528	232.56932	−45.02344	9.4517	15.965		
6097896886432620160	218.39101	−47.73183	7.3607	15.804	3326.8	0.0881
6306255164518133504	223.08987	−17.62204	10.1302	15.383	3491.1	−0.6549
6388075665896900608	350.57184	−68.55028	15.4346	15.007		
6707637313089673088	273.29376	−47.47193	4.2938	15.213		
6715312316559725824	283.12408	−42.96785	16.2385	15.797		
6756084097505643904	288.51306	−33.06128	16.3555	15.483		

тики оказываются в среде быстрых свободных звезд своих родительских скоплений.

Согласно табл. 1 практически все высокоскоростные звезды имеют малую яркость ($G \approx 15^m - 16^m$) и светимость ($M_G \approx 10^m$), что исключает оценку радиальной скорости более далеких и более слабых звезд. Привлечение скоростных звезд-гигантов высокой (до $\sim 100 L_\odot$ при $M \sim M_\odot$) светимости позволило найти 72 звезды с $v \geq 500$ км/с [84] в пределах ~ 5 кпк от Солнца. Эти звезды имеют малую металличность: $-3 \leq [\text{Fe}/\text{H}] < -1$. Это, вероятно, указывает, что большинство высокоскоростных звезд являются продуктами распада галактик малой массы местной группы галактик при их столкновениях между собой и галактиками-гигантами [25]. Таким образом, местное бедное скопление галактик, включающее Галактику и Андромеду в качестве двойного ядра, имеет обильную популяцию межгалактических звезд. В богатых скоплениях галактик доля межгалактических звезд доходит до половины [85].

Интересно, что 53 высокоскоростных звезды из 63 табл. 2 с $V_{\text{Gal}} > 500$ км/с имеют $L < 180^\circ$ (рис. 8.10). Эта асимметрия заслуживает особого внимания. С целью изучения ее причин были построены распределения высокоскоростных звезд по компонентам их пространственных скоростей относительно центра Галактики (UVW) (рис. 9).

Распределение по U оказалось почти однородным в интервале скоростей от -700 до $+750$ км/с с величиной медианной скорости ~ 0 . Распределение по W обнаружило небольшую концентрацию к медианной нулевой скорости при пределах: -700 и $+750$ км/с. Распределение по V этих звезд демонстрирует очевидные признаки бимодальности, 22 звезды почти равномерно распределены в интервале: $-444 \leq V$ (км/с) ≤ 950 , а остальная 41 звезда сосредоточена в интервале: $350 \leq V$ (км/с) ≤ 950 . Если звезды первого семейства обнаружили признаки равномерного распределения своих апексов по небесной сфере, то звезды высокоскоростного семейства ($V \geq 350$ км/с) сосредоточены в правой половине рис. 8.10 и рис. 10. То есть, наряду со сравнительно однородной средой скоростных звезд, в которую погружена наша Галактика, мы, вероятно, наблюдаем звездный поток с $350 \leq V$ (км/с) ≤ 950 с медианной скоростью ~ 650 км/с. Сдвиг первого семейства по V обусловлен вращением звезд диска Галактики. Среди генераторов этого потока стоит иметь в виду близкие галактики.

Очевидный сдвиг распределения скоростных звезд по V (рис. 9) примерно на 300 км/с в сторону положительных скоростей возможно, по крайней мере, частично отражает движение Солнца в поле “свободных” внегалактических звезд. Действительно, изучение движения Солнца относительно внегалактических сверхновых SNIa показало его смещение со скоростью ~ 370 км/с в направлении

Таблица 2. Параметры высокоскоростных звезд, вычисленные нами

GDR3 ID	$aA, ^\circ$	$aD, ^\circ$	$L, ^\circ$	$B, ^\circ$	$V_{\text{SGal}},$ км/с	$U,$ км/с	$V,$ км/с	$W,$ км/с	$dist,$ пк	$x,$ пак	$y,$ пак	$z,$ пак
5269617425550807168	299.6	66.1	285.0	-26.0	503.4	-117.2	-436.9	-221.1	286.1	60.8	-261.3	-99.4
4169985951009587584	85.5	6.0	46.6	9.7	508.5	-344.2	364.3	85.5	101.0	93.1	31.7	23.0
5454798754446091008	163.8	-26.1	90.1	-15.2	509.7	0.7	492.0	-133.4	139.2	4.7	-126.0	59.0
4775087744262465536	67.8	-59.3	88.4	23.0	510.2	-13.2	469.6	199.0	183.2	-5.8	-138.9	-119.3
5166063908616390272	226.9	15.8	150.1	-55.0	517.9	257.6	148.3	-424.1	161.7	-94.9	-22.0	-129.1
4476929568399167232	274.5	7.0	192.9	-12.1	521.7	497.2	-114.1	-109.5	204.3	164.8	115.8	34.0
5709740415340475392	132.4	-17.2	74.3	-8.4	525.2	-141.0	500.0	-77.2	166.6	-81.4	-140.9	36.0
671600913636322176	117.9	18.9	48.1	-14.6	528.6	-341.7	380.7	-133.2	201.0	-174.8	-71.0	69.3
1203321747531837440	58.3	-16.4	56.3	33.3	542.4	-251.9	377.1	297.6	301.6	175.1	113.4	217.8
2081694752016507520	131.0	-46.7	86.5	2.1	542.6	-33.5	541.2	20.3	180.6	23.6	178.3	16.8
5129921587022433920	218.9	19.0	140.3	-61.0	548.4	204.8	169.9	-479.5	57.9	-20.3	-8.1	-53.6
301461594138594304	218.4	-25.3	124.8	-22.4	553.3	292.0	419.9	-211.1	122.3	-81.5	68.1	-60.6
958663883317793920	272.8	-42.4	144.0	10.1	554.5	441.7	320.8	97.6	207.0	-199.0	30.3	48.0
3320184202856435840	91.5	10.3	43.2	4.7	555.7	-403.7	379.2	45.2	8.1	-7.4	-3.0	-1.4
298278851573463040	208.8	-25.5	117.9	-23.4	559.9	240.5	454.2	-222.1	222.0	-144.7	118.5	-119.6
2678510071583725184	337.9	4.8	236.7	60.0	573.1	157.2	-239.4	496.4	246.5	72.2	159.0	-174.0
6756084097505643904	110.5	32.8	31.9	-16.4	575.2	-468.3	291.9	-162.3	61.1	57.7	4.7	-19.7
2365275121684416768	183.6	22.4	80.8	-55.9	575.4	-51.7	318.7	-476.3	126.8	7.3	23.6	-124.3
4318135419078001280	114.0	-11.5	63.8	-2.1	583.4	-257.4	523.1	-21.6	108.3	69.2	83.2	-4.5
101778050467398784	34.3	26.1	352.1	37.6	607.2	-476.3	-66.3	370.7	111.4	-79.1	47.1	-62.8
4286540986806313472	99.8	-6.4	55.5	4.6	609.1	-344.0	500.3	48.7	155.3	121.4	95.7	15.2
3120252616236231680	91.2	2.8	46.2	7.4	611.3	-419.3	437.9	78.7	60.4	-52.2	-29.6	-6.5
3051502593696680576	284.5	8.0	203.8	-2.0	615.0	562.3	-248.0	-21.3	159.8	-118.8	-106.8	-3.0
295721799844057728	19.3	28.9	331.1	42.1	615.2	-399.9	-220.7	412.2	43.6	-25.6	25.2	-24.8
5544743925212648320	123.8	-35.3	78.9	0.8	616.7	-119.0	605.1	8.7	11.2	-3.2	-10.7	-0.2
4255635020637075072	283.5	-1.6	192.4	2.2	617.0	602.0	-132.9	23.3	136.8	118.7	67.8	-5.4
4135621848968014208	77.1	18.7	28.0	11.7	617.6	-534.0	283.6	125.6	167.6	162.6	17.9	36.4
2828925843538552960	342.8	16.7	264.8	51.8	627.0	35.3	-386.0	492.8	57.1	2.4	44.8	-35.3
384561583453755136	179.0	-38.4	102.1	-14.5	656.5	133.5	621.3	-164.7	181.0	-71.4	155.1	-60.0
1841257466253265152	138.4	-24.2	77.9	-9.9	658.9	-135.7	634.7	-113.6	159.8	50.4	146.6	-38.6
3294619629797088384	73.1	11.4	30.4	17.9	666.6	-547.0	321.3	204.6	169.8	-157.6	-23.4	-58.7
5112062666328832512	231.6	15.4	168.7	-54.3	680.6	389.1	77.5	-553.0	93.9	-54.8	-24.2	-72.3
140319815672187008	220.0	-33.4	128.6	-18.3	693.2	410.3	514.6	-217.8	236.8	-191.5	110.1	-85.2
6707637313089673088	93.4	49.6	5.3	-14.3	693.7	-669.4	62.2	-170.8	232.9	219.8	-53.8	-55.0
118636553018901248	49.0	28.8	358.0	26.1	736.1	-660.7	-23.1	323.8	141.0	-118.0	48.4	-60.2
4185354306086304128	287.5	-14.2	184.1	12.0	740.4	722.5	-52.3	153.4	228.3	208.4	84.1	-40.4
460980974485934976	48.7	57.5	336.8	0.8	747.2	-686.6	-294.7	9.9	130.7	-97.8	86.7	-1.7
4056420453085448320	87.3	31.5	17.4	-1.3	751.5	-716.9	224.7	-17.2	157.0	156.9	-0.9	-4.1
1451976542670188160	31.0	-26.0	64.4	59.1	754.3	-167.3	349.7	647.1	118.5	20.5	18.2	115.3
71309655549854080	234.9	-24.9	144.8	-20.6	758.9	580.3	410.0	-266.6	132.1	-115.7	37.8	-51.4
5999591888268822528	233.4	-43.7	134.3	-7.6	759.7	525.7	539.0	-100.6	105.8	90.6	-52.0	17.1
2381856890901926272	174.3	24.5	65.5	-58.0	766.5	-168.8	369.7	-649.9	88.6	23.3	17.5	-83.7
3923188986919137664	178.9	15.4	80.6	-54.8	772.2	-72.7	439.0	-631.1	141.3	-15.6	-44.7	133.1
1227763787936437632	217.5	16.3	150.6	-62.7	777.4	310.3	174.5	-691.0	149.7	64.4	7.9	134.9

Таблица 2. Окончание

GDR3 ID	$aA, ^\circ$	$aD, ^\circ$	$L, ^\circ$	$B, ^\circ$	$V_{\text{SGal}}, \text{ км/с}$	$U, \text{ км/с}$	$V, \text{ км/с}$	$W, \text{ км/с}$	$dist, \text{ пк}$	$x, \text{ пк}$	$y, \text{ пк}$	$z, \text{ пк}$
185579390765231872	256.5	-35.0	151.9	-2.7	777.7	685.3	366.0	-36.8	134.9	-132.5	24.4	-7.4
451427180510779136	223.1	-52.7	126.1	-4.1	782.7	459.6	631.2	-55.6	128.8	-96.7	83.5	-16.7
4761243758998206208	69.8	-61.3	90.1	28.3	790.7	1.4	696.3	374.7	42.0	-0.3	-33.9	-24.9
6715312316559725824	104.3	46.6	9.0	-19.6	803.6	-747.9	118.2	-269.3	61.6	58.1	-6.8	-19.3
1061822400696509696	351.3	-68.4	118.0	37.0	806.2	302.7	568.7	484.8	148.8	-73.6	72.9	106.9
2229879644935269888	153.8	-69.8	103.3	8.3	815.1	185.8	784.9	117.3	220.4	-84.2	199.0	43.3
6306255164518133504	224.4	-13.5	143.5	-34.4	836.0	554.8	410.2	-472.0	98.7	74.4	-27.7	58.7
2507972936192261632	26.4	1.0	3.8	62.1	840.4	-392.9	26.4	742.5	163.8	-81.6	33.0	-138.1
486021183573637248	270.1	-68.1	131.1	17.3	870.3	546.5	625.9	258.9	196.7	-146.4	110.9	70.6
3113552398538504192	102.8	1.3	45.3	0.0	875.0	-615.7	621.8	0.5	252.2	-212.6	-135.7	0.5
1928116685826146304	166.9	-36.9	97.0	-15.3	883.1	103.8	845.6	-232.2	41.9	-6.5	38.8	-14.4
139045756573808512	228.2	-35.4	137.7	-15.9	895.2	636.9	579.1	-245.7	146.7	-121.1	68.3	-46.8
1134435282466919296	323.3	-80.8	119.1	26.5	905.6	394.0	708.5	403.8	63.2	-31.7	41.5	35.5
4202505656701123840	102.7	13.3	35.5	-4.6	906.2	-735.0	525.2	-72.3	184.4	166.1	77.1	-21.7
6097896886432620160	220.1	-46.7	129.0	-9.6	927.5	575.6	710.8	-154.0	135.9	102.1	-85.2	27.5
5114000074535737216	55.4	-13.1	40.6	42.0	953.1	-537.9	461.2	637.4	190.0	-119.2	-52.0	-138.5
6388075665896900608	346.9	-67.6	122.9	39.2	1001.2	421.8	650.8	633.3	64.8	31.3	-31.8	-47.0
2011907580771393024	176.0	-62.7	108.7	1.0	1002.7	321.0	949.8	18.3	99.9	-44.9	89.2	-1.5
3001468183198140800	94.7	-10.6	49.1	10.3	1063.5	-685.5	790.3	190.9	221.2	-168.6	-135.6	-46.3

$L = 260^\circ \pm 20^\circ$, $B = 48^\circ \pm 20^\circ$, отмеченном на рис. 8.10 [53]. Возможно, это обстоятельство объясняет смещение распределения основной массы “свободных” звезд по V на рис. 9. Для поиска причин появления наблюдаемого на рис. 9 высокоскоростного потока со скоростью по $300 \leq V(\text{км/с}) \leq 650$ на рис. 8.10 нанесено положение близкого массивного скопления галактик Дева [53, 54]. Пока нет аргументов в пользу того, что этот скоростной поток как-то связан со скоплением Дева. “Простое” объяснение причин появления потока со скоростью около 500 км/с сводится к разрушению спутника Галактики, двигавшегося со скоростью порядка параболической на орбите Солнца в Галактике. Скорость звезд этого потока на бесконечности согласно (1) ~ 300 км/с. Этот поток нуждается в дополнительном изучении.

В поисках причин асимметрии распределения апексов “свободных” звезд (рис. 8.10) и при поиске источника возможно представленного на нем звездного потока естественно обратиться к сравнению химического состава их звезд. Характерные металличности быстрых звезд (табл. 1) $-0.6 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.35$ с максимумом при $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.2$. Металличность звезд LMC близка к металличности быстрых звезд [86]. Не исключено, что избыток звезд в левой части рис. 8.10 является

следствием наличия звездного потока, рожденного недавним (7.5×10^6 лет назад) близким происхождением ($R_{\text{min}} \approx 15$ кпк LMC [87]). Необходимо отметить, что наблюдаемая металличность звезд с $v > 500$ км/с близка к металличности звезд балджа Галактики ($-1.0 \leq \frac{Z}{Z_\odot} \leq 0.5$) [88]. Это делает

вполне вероятным общность механизма образования звезд центральных областей нашей Галактики, короны ядра Галактики и свободных звезд местного скопления галактик.

Распределение галактик в окрестностях нашей Галактики неоднородно. В [89] находят, что близкие спутники Галактики расположены в некоем толстом супердиске с радиусом в несколько оптических радиусов нашей Галактики. Этот супердиск наклонен к диску Галактики примерно на 50° . Распределение апексов сверхскоростных звезд по небу (рис. 9) не обнаруживает корреляции с положением супердиска. Вероятно, роль галактик указанного диска в образовании межгалактических звезд недостаточно велика для того, чтобы быть обнаруженной в рамках очень ограниченной по числу нашей статистики звезд с $v \geq 500$ км/с.

Звезды с абсолютной скоростью выше ~ 500 км/с покидают нашу Галактику, образуя по-

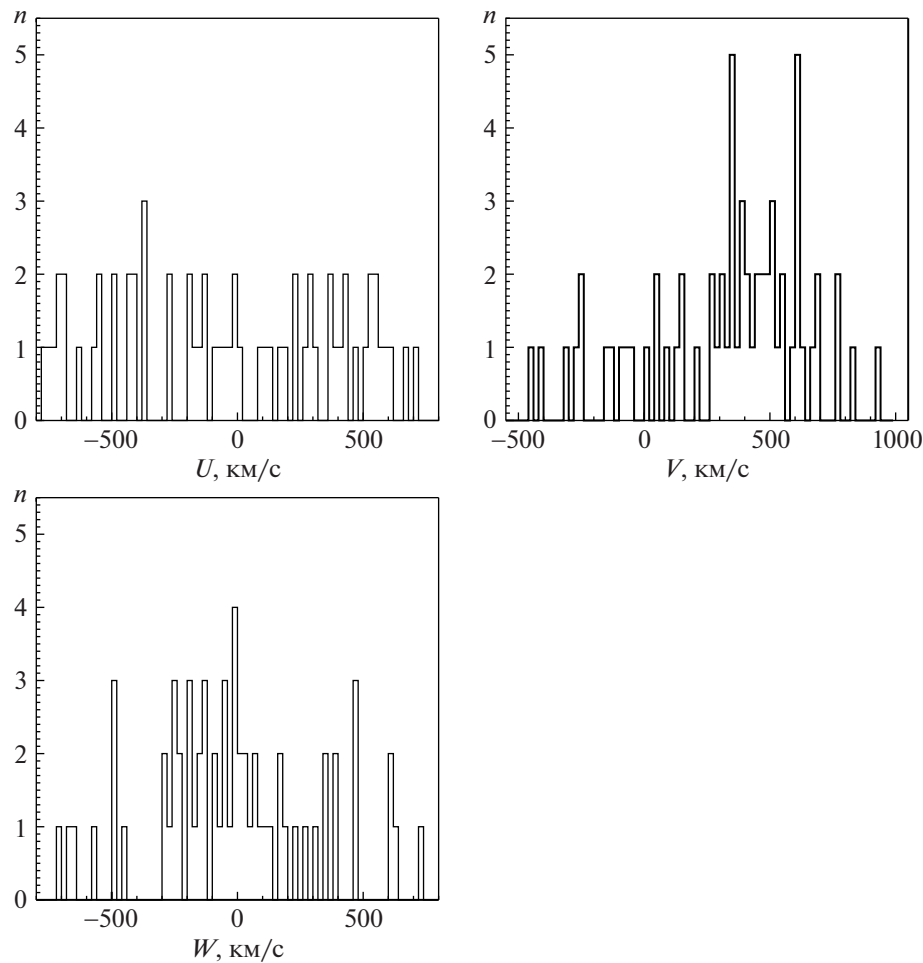


Рис. 9. Распределение звезд с $V_{\text{SGal}} \geq 500$ км/с по компонентам их скорости UVW.

ле межгалактических звезд. Обширное исследование высокоскоростных ($V_{\text{SGal}} \geq 500$ км/с) звезд Галактики было выполнено [90, 91]. Из почти двух миллионов звезд с известными скоростями, изученных ими, оказалось 414 звезд со скоростями, большими 500 км/с [90]. Расширение каталога до 7×10^6 звезд позволило найти три звезды с рекордными скоростями около 1200 км/с [91]. Быстрые звезды были найдены в широком диапазоне расстояний от центра Галактики, от 2 до 43 кпк. Очень важно, что изучение направлений движения двадцати высокоскоростных звезд относительно центра Галактики, который в силу наличия в ядре сверхмассивной черной дыры предполагается ускорителем, показало практически полную их симметрию [90]. Это означает, что часть высокоскоростных звезд, вероятно, являются внегалактическими, а некоторая часть в силу недооценки авторами параболической скорости на орбите Солнца не являются “свободными”, а находятся на орбитах с эксцентриситетами, близкими к единице. То есть они могут

быть представителями указанной выше короны ядра Галактики.

Конечно, список известных звезд с большими пространственными скоростями не ограничивается околосолнечной зоной Галактики. Список 39 звезд со скоростями более 275 км/с в пределах сферы с радиусом 112 кпк от Солнца приведен [92]. При всей остающейся неопределенности гравитационного потенциала Галактики звезды со скоростями выше ~ 400 км/с и расстояниями более ~ 70 кпк покидают Галактику, будучи, как правило, ускоренными, по мнению авторов, сверхмассивной черной дырой в ядре нашей Галактики. Возможная связь этих звезд с S-звездами ядра Галактики обсуждается с целью установления, по возможности, однозначного отождествления конкретных ускорителей изученных звезд [93]. Скорости отдельных звезд из списка [92] достигают величины ~ 700 км/с при расстоянии от центра Галактики ~ 110 кпк, что, на наш взгляд, допускает их внегалактическое происхождение. Список 20 высокоскоростных около га-

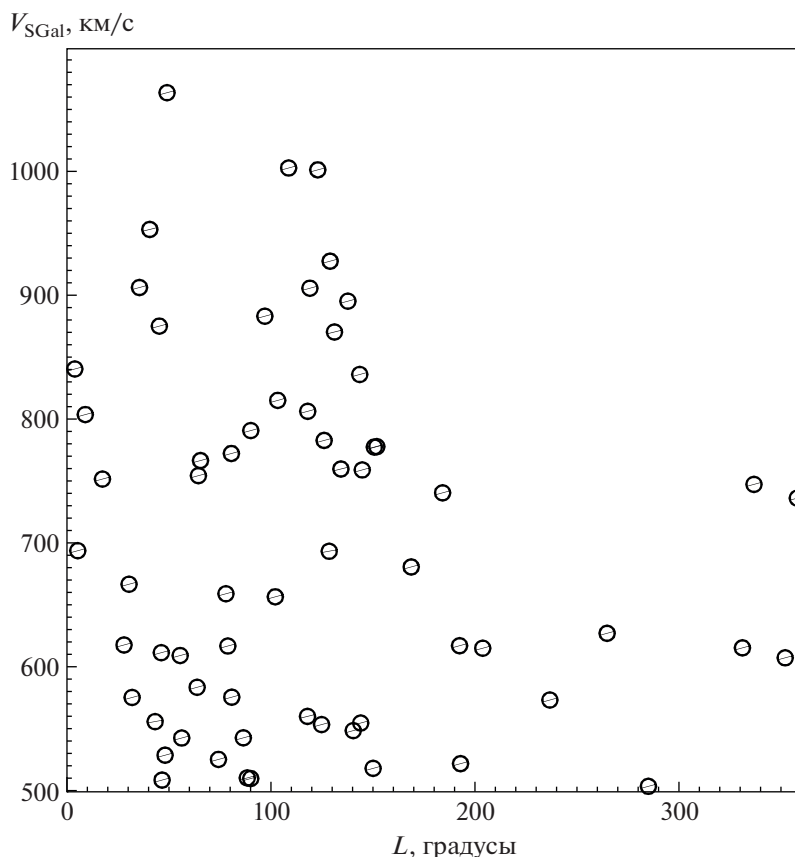


Рис. 10. Распределение апексов звезд с $V_{\text{SGal}} \geq 500$ км/с по галактической долготе.

лактических звезд со скоростями 600–1200 км/с приведен в [90]. Важно, что большинство этих звезд, как показывают направления векторов их скоростей, не связано с Галактикой. И, судя по величине наиболее быстрых звезд, они покидают локальное скопление галактик малой массы.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью настоящей работы является исследование скоростей звезд каталога Gaia DR3 из около-солнечной зоны с радиусом 300 парсек и связи между скоростями звезд и звездной структурой Галактики и окологалактического пространства. Для объяснения причин появления высокоскоростных звезд привлечены четыре сценария, включающие распад кратных систем и взаимодействие кратных систем со сверхмассивными черными дырами ядер шаровых звездных скоплений и галактик. Проведено сопоставление спектра скорости околосолнечных звезд и звездной структуры Галактики и скоплений Галактик.

Детальное исследование связи скоростей звезд каталога AG300 с картиной апексов их пространственных скоростей позволило найти звезды, представляющие свои родительские популяции:

галактический диск, балдж, звездное гало Галактики. Эта работа позволила идентифицировать звезды, ускоренные СМЧД в ядре Галактики. Они, имея эксцентриситеты своих орбит, близкие к единице, образуют звездную корону СМЧД, ядра Галактики. Существование таких звезд было предсказано Хиллсом (1988), но идентификация звездной короны СМЧД выполнена впервые. Такие короны должны быть у всех массивных галактик с СМЧД в их ядрах.

Звезды AG300 со скоростями менее ~ 500 км/с представляют звездные популяции нашей Галактики. Звезды со скоростями 500–3000 км/с заполняют пространство скоплений Галактик, а звезды со скоростями выше ~ 3000 км/с заполняют пространство между скоплениями галактик, создавая непрерывную и почти однородную звездную и, вероятно, планетную среду Вселенной. То есть идентификация звезд со сверхвысокими скоростями позволяет найти в нашей Галактике не только звезды других галактик, но, потенциально, и звезды других скоплений галактик.

Отметим, что в каталоге Gaia DR3 имеется много звезд с недостаточно надежно измеренными лучевыми скоростями. Так, ошибки лучевой скорости в нем могут превышать несколько де-

сятков км/с. Понятно, что для высокоскоростных звезд эта величина в относительном выражении составляет не более 20%. Поэтому мы использовали только звезды с относительной ошибкой лучевой скорости, не превышающей указанные 20%.

В табл. 1 и табл. 2 приведены основные параметры звезд с пространственными скоростями относительно центра Галактики выше 500 км/с. Основная их часть имеет температуру 3300–4000 К и принадлежит, судя по светимости, к числу звезд главной последовательности, имея массы $0.3\text{--}0.5M_{\odot}$. Последнее естественно, поскольку большая часть звезд, согласно функции их масс, имеет именно такие массы. Эффекты наблюдаемой селекции пока препятствуют обнаруживать хорошо, согласно функции масс, представленные высокоскоростные коричневые карлики и свободные планеты. Обилие металлов быстрых звезд, как правило, ниже солнечного, что отражает, вероятно, их образование в маломассивных галактиках местного скопления галактик, разрушенных в ходе столкновений галактик в прошлом. Характерное расстояние до быстрых звезд AG300 ~ 100 пк. Расстояние до ближайшей быстрой звезды в табл. 1 с $m_G \approx 14^m$ всего около восьми парсек.

Стоит специально отметить, что наряду с указанными выше звездными популяциями Галактики должны существовать и соответствующие звездным населениям коричневых карликов и планет. Наблюдаемая функция масс [94] делает два последних семейства сопоставимыми по численности с численностью звезд малых масс. Их представители найдены в солнечной окрестности [95] и балдже [96]. Простые оценки показывают, что планеты с массами порядка массы Юпитера могут быть потеряны своими системами при больших полуосях их орбит $a \geq 100R_{\odot}$ ($P_{\text{orb}} \geq 100$ дней). Действительно, изучение планетных систем показало, что эксцентриситеты орбит планет уже при орбитальном периоде, большем трех дней, становятся ~ 0.3 , а при периодах более 100 дней они приближаются к единице [97]. Это означает, что планеты в родительских системах активно взаимодействуют друг с другом и часть планет на неустойчивых орбитах теряется своими звездами, образуя поле свободных планет Галактики. Далее планеты и коричневые карлики могут участвовать в описанных выше процессах ускорения наряду со звездами и формировать соответствующие популяции галактических и внегалактических скоростных объектов.

Девятилетнее изучение микролинзирования планетами и звездами балджа нашей Галактики позволило надежно ценить функцию масс свободных планет в интервале $10^{-6} \leq M_p/M_{\odot} \leq 0.02$

[81, 95]. Она оказалась близкой к универсальной функции масс космических объектов: $dN/dM_p \sim M_p^{-2}$ [98]. Оценка общей массы свободных планет гало Галактики оказалась около $0.25M_{\text{Jupiter}}$ на одну звезду [95], что сопоставимо со средней массой планет звездных планетных систем. То есть планетообразование около звезд балджа нашей Галактики активно, причем заметная доля планет, возникающих около звезд, оказывается в результате взаимодействия планет между собой свободными, создавая планетный балдж и гало Галактики. Очевидно, что достаточно плотное поле свободных планет существует и в объеме звездного диска Галактики [99]. То есть процесс планетообразования около звезд сопровождается созданием поля свободных планет, кинематика и морфология которого близки к кинематике и морфологии соответствующих звездных компонентов, так как скорости потерянных планет относительно родительских звезд невелики: до 50 км/с.

Выполненное на основе каталога AG300 исследование кинематики высокоскоростных звезд околосолнечной окрестности с радиусом 300 парсек позволило изучить морфологические свойства этого компонента. Показало, что она состоит из звезд диска Галактики, звезд балджа и короны ядра Галактики, звезд гало Галактики и внегалактических звезд. Звезды короны ядра рождены в центральных областях Галактики при вероятном взаимодействии двойных звезд со сверхмассивной черной дырой в центре. Корона ядра состоит из двух потоков: к центру и от центра Галактики и является вероятным продуктом ускорения звезд в ядре до скоростей, недостаточных для ухода из Галактики. Корона ядра является звездным аналогом кометно-астероидного облака Оорта, рожденного Юпитером. Внегалактические звезды со скоростями выше ~ 500 км/с принадлежат двум компонентам. Один из них заполняет межгалактическое пространство локального скопления галактик с Андромедой и нашей Галактикой в его ядре. Второй компонент демонстрирует наличие некоторого звездного потока звезд со скоростями 600–1000 км/с относительно Центра Галактики.

Распределение по массам быстрых звезд AG300 почти не зависит от их скорости. В качестве индикатора массы мы принимаем эффективную температуру этих звезд малой массы, полагая их звездами главной последовательности. Звезды со скоростями 250–500 км/с, принадлежащие короне ядра Галактики (рис. 8.4–8.9), имеют температуру в интервале 3000–6800 К, что отвечает массам $0.3\text{--}1.1M_{\odot}$. Температуры звезд AG300 с $v > 500$ км/с заключены в интервале 3300–4500 К, что отвечает массам $0.3\text{--}0.75M_{\odot}$.

Выполненное нами исследование близких к Солнцу звезд каталога AG300 ставит новые интересные задачи:

1. Использовать метод апексов для изучения звездных потоков звезд диска и выяснения природы этих потоков.

2. Изучить динамику звезд и свойства звезд звездной короны СМЧД ядра нашей Галактики. Судя по их скоростям в окрестностях Солнца, скорость, которую они получили при распаде двойных в ядре Галактики, $\sim 10^3$ км/с. Это соответствует распаду двойных с большими полуосями исходных орбит менее 10^{17} см в поле СМЧД.

3. Просканировать орбиты звезд со скоростями, превышающими 500 км/с, с целью выявления среди них тех, которые не принадлежат локальному скоплению галактик со сравнительно малой массой и низкой ~ 300 км/с скоростью освобождения. Отметим, что скорость ~ 1000 км/с достаточна, чтобы за Хаббловское время преодолеть расстояние до ближайших скоплений галактик.

БЛАГОДАРНОСТИ

В этой работе использовались данные миссии Gaia Европейского космического агентства (ESA) (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанные Консорциумом обработки и анализа данных Gaia (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Финансирование DPAC было предоставлено национальными учреждениями, в частности учреждениями, участвующими в Многостороннем соглашении Gaia. Веб-сайт миссии Gaia: <https://www.cosmos.esa.int/gaia>. Веб-сайт архива Gaia: <https://archives.esac.esa.int/gaia>. Авторы благодарят за полезные консультации А. Засова и О. Сильченко.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Blaauw, *BAIN* **15**, 265 (1961).
2. I. Iben, A. Tutukov, *Astrophys. J. Supl. Ser.* **54**, 335 (1984).
3. P. Hut, J. Bahcall, *Astrophys. J.* **268**, 319 (1983).
4. V. Gvaramadze, A. Gualandris, S. Portegies Zwart, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **396**, 570 (2009).
5. J. Hills, *Nature* **331**, 687 (1988).
6. G. Dremova, V. Dremov, A. Tutukov, *Astron. Rep.* **58**, 291 (2014).
7. G. Dremova, V. Dremov, A. Tutukov, *Astron. Rep.* **63**, 862 (2019).
8. G. Dremova, V. Dremov, A. Tutukov, *Astron. Rep.* **51**, 495 (2007).
9. H. Li, C. Du, J. Ma, et al. *Astrophys. J.* **933**, 13 (2022).
10. W. Brown, M. Geller, S. Kenyon, *Astrophys. J. Lett.* **622**, L33 (2005).
11. S. Kenyon, B. Bromley, W. Brown, et al., *Astrophys. J.* **793**, 122 (2014).
12. W. Brown, M. Lattanzi, S. Kenyon, et al., *Astrophys. J.* **866**, 39 (2018).
13. A. Vallenari, A. Brown, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne et al., *Astron. and Astrophys.* **674**, A1 (2023).
14. W. Schuster, L. Parrao, M. Contreras Martinez, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **97**, 951 (1993).
15. J. Bovy, H.-W. Rix, E. Schiavelli, et al., *Astrophys. J.* **823**, 30 (2016).
16. A. Tutukov, M. Sizova, S. Vereshchagin, *Astron. Rep.* **64**, 827 (2020).
17. I. Kushniruk, T. Bensby, S. Feltzing, et al., *Astron. and Astrophys.* **638**, 154 (2020).
18. I. Kushniruk, T. Schirmer, T. Bensby, *Astron. and Astrophys.* **608**, 73 (2017).
19. А. Тутуков, Н. Чупина, С. Верещагин, *Астрон. журн.* **99**, 991 (2022).
20. R. Giribaldi, R. Smiljanic, *Astron. and Astrophys.* **673**, A18 (2023).
21. R. Schönrich, J. Binney, W. Dehnen, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **403**, 1829 (2010).
22. A. Queiroz, F. Anders, C. Chiappini, et al., *Astron. and Astrophys.* **673**, A155 (2023).
23. A. Tutukov, B. Shustov, D. Wiebe, *Astron. Rep.* **44**, 711 (2000).
24. M. Joyce, Ch. Johnson, M. Marchetti et al., *Astrophys. J.* **946**, id.28 (2023).
25. A. Tutukov, *Astron. Rep.* **63**, 79 (2019).
26. S. Feutzing, D. Feuillet, *astro-ph/2303.00016* (2023).
27. J. Han, Ch. Conroy, Bebol Johnson, *Astron. J.* **164**, 249 (2022).
28. A. Tutukov, A. Fedorova, *Astron. Rep.* **55**, 383 (2011).
29. S. McGaugh, P. van Dokkum, *Research Notes of the AAS* **5**, 23 (2021).
30. J. Samuel, A. Wetzel, S. Shapman, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **504**, 1801 (2021).
31. J. Hills, *Astron. J.* **102**, 704, (1991).
32. G. Dryomova, V. Dryomov, A. Tutukov, *Balt. Astron.* **25**, 280 (2016).
33. G. Dryomova, V. Dryomov, A. Tutukov, *Astron. Rep.* **62**, 971 (2018).
34. D. Chu, T. Do, A. Ghez, *astro-ph/2303.16977* (2023).
35. M. Ishchenko, M. Sobolenko, D. Kuratova, et al., *astro-ph/2304.02311* (2023).
36. I. Iben, A. Tutukov, *Astrophys. J.* **491**, 303 (1987).
37. P. Neunteutel, M. Kruckow, Geirer Sebal, *Astron. and Astrophys.* **646**, L8 (2021).
38. J. Hills, *Astrophys. J.* **97**, 222 (1989).
39. Y. Ni, J. Di Mateo, N. Chen, *Astrophys. J.* **940**, 49 (2022).

40. *E. Hammerstein, S. van Velzen, S. Gezari*, *Astrophys. J.* **942**, 33L (2023).
41. *T. Cabrera, C. Rodriguez*, *Astrophys. J.* **953**, 18 (2023).
42. *A. Bajkova, A. Smirnov, V. Bobylev*, *astro-ph/2302.03048* (2023).
43. *A. Tutukov, S. Vereshchagin, M. Sizova*, *Astron. Rep.* **65**, 1085 (2021).
44. *S. Ortega-Martinez, A. Obreja, R. Dominguez-Tenreiro*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **516**, 197 (2022).
45. *D. Wiebe, A. Tutukov, B. Shustov*, *Astron. Rep.* **42**, 1 (1998).
46. *R. Lucchesi, C. Lardo, P. Tablonka, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **511**, 100 (2022).
47. *L. Guzzo*, *astro-ph/0102062* (2001).
48. *A. Aguado-Barahona, J. Rubino-Martin, A. Farragamo, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **659**, 126 (2022).
49. *C. Kieley, K. Venn, F. Sestito, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **505**, 1239 (2021).
50. *L. Costantin, P. Perez-Gonzalez, J. Mendez-Abren, et al.*, *Astrophys. J.* **929**, 121 (2022).
51. *S. Torres, A. Rebassa-Mansergas, M. Camisassa*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 1753 (2021).
52. *F. Combes*, *astro-ph/2302.12913* (2023).
53. *Ch. Gordon, K. Land, A. Slosar*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **387**, 371 (2008).
54. *К. Аллен Астрофизические величины* (М., Мир, 1977).
55. *D. Makarov, S. Khoperskov, D. Makarov, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **521**, 3540 (2023).
56. *J. Kadar, C. Pilachewski, Ch. Johnson, et al.*, *Astrophys. J.* **940**, 78 (2022).
57. *A. Deason, V. Belokurov, J. Sanders*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**, 3428 (2019).
58. *A. Tutukov, A. Fedorova*, *Astron. Rep.* **60**, 16 (2016).
59. *G. Limberg, S. Souza, A. Perez-Villegas*, *Astrophys. J.* **935**, 109 (2022).
60. *A. Carrillo, A. Deason, A. Fattahi, et al.*, *astro-ph/2306.00770* (2023).
61. *A. Carrillo, A. Deason, A. Fattahi, et al.*, *astro-ph/2306.00770* (2023).
62. *S. Balberg, G. Yassur*, *Astrophys. J.* **952**, 149 (2023).
63. *S. Koposov, D. Erkol, T. Li, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **521**, 4936 (2023).
64. *T. Fritz, A. Di Cintio, G. Battaglia, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **494**, 5178 (2020).
65. *Z. Li, Y-Z. Qian, J. Han, et al.*, *Astrophys. J.* **894**, 10L (2020).
66. *A. Bajkova, V. Bobylev*, *Astron. Letters* **42**, 567 (2016).
67. *S. Recchia, S. Gabici, F. Aharonian, et al.*, *Astrophys. J.* **914**, 135 (2021).
68. *S. Kenyon, B. Bromley, W. Brown, et al.*, *Astrophys. J.* **864**, 130 (2018).
69. *H. Koppelman, A. Helmi*, *Astron. and Astrophys.* **694**, 136 (2021).
70. *Y. Sofie, Y. Tutui, M. Honma, et al.*, *Astrophys. J.* **523**, 136 (1999).
71. *Y-B. Li, A. Luo, Y-J. Lu, et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **252**, 3 (2021).
72. *D. Zaritsky, E. Olszewski, R. Schommer, et al.*, *Astrophys. J.* **345**, 750 (1989).
73. *J. La Fortune*, *astro-ph/2307.00397* (2023).
74. *Y. Tian, P-Ch. Yn, P. Li, et al.*, *Astrophys. J.* **910**, 56 (2021).
75. *J. Sorce, R. Mohayaee, M. Aghanim, et al.*, *astro-ph/2301.01305* (2023).
76. *E. Patel, K. Mandel*, *astro-ph/2211.15928* (2022).
77. *R. van der Marel*, *Int. Astron. Union Symp.* **311**, 1 (2015).
78. *C. de Vanconleers, R. Leach*, *Publications Astron. Soc. Pacific* **93**, 190 (1981).
79. *K. Malhan, R. Ibata, S. Sharma*, *Astrophys. J.* **926**, 107 (2022).
80. *S. Ahad, Y. Bahe, H. Hoekstra*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **518**, 3685 (2023).
81. *H. Joo, J. Jee*, *Nature* **613**, 37 (2023).
82. *K. I. Banik, H. Zhao*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 4033 (2018).
83. *E. Bortolas*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **511**, 2885 (2022).
84. *E. Caffau, L. Monaco, P. Bonifacio, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **638**, 122 (2020).
85. *M. Arnaboldi, D. Gerhard*, *Front. Astron. Space Sci.* **972283A** (2022).
86. *V. Hocde, R. Smolec, P. Moskalik, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **671**, 157 (2023).
87. *D. Erkal, T. Li, S. Koposov, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 3148 (2018).
88. *T. Bensby, S. Feltzing, A. Gould, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **605**, 89 (2017).
89. *X. Zhao, G. Mathews, L. Philips, et al.*, *astro-ph/2302.05774* (2023).
90. *T. Marchetti, E. Rossi, A. Brown*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**, 157 (2019).
91. *T. Marchetti, E. Rossi, A. Brown*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **515**, 767 (2022).
92. *B. Bromley, S. Kenyon, W. Brown, et al.*, *Astrophys. J.* **868**, 25 (2018).
93. *Г. Дремова, В. Дремов, А. Тутуков*, в печати (2023).
94. *T. Sumi, N. Koshimoto, D. Bennett, et al.*, *astro-ph/2303.08280* (2023).
95. *A. Gould, Y-H. Ryu, J. Yee, et al.*, *Astron. J.* **166**, 100 (2023).
96. *N. Koshimoto, T. Sumi, D. Bennett, et al.*, *Astron. J.* **166**, 107 (2023).
97. *S. Barros, O. Demangeon, E. Armstrong*, *Astron. and Astrophys.* **673**, 4 (2023).
98. *B. Shustov, A. Tutukov*, *Astron. Rep.* **62**, 724 (2018).
99. *N. Miret-Roig*, *Astrophys. & Space Sci.* **368**, 17 (2023).

KINEMATICS OF HIGH-SPEED STARS WITHIN 300 PCS FROM THE SUN ACCORDING TO GAIA DR3

A. V. Tutukov^a, N. V. Chupina^a, and S. V. Vereshchagin^a

^a*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The kinematics of stars from the solar neighborhood with a radius of 300 pc has been studied using the Gaia DR3 data. Our sample includes $n = 970\,171$ stars – AG300 (A – ensemble, G – Gaia, 300 – radius of the studied zone in pc). The kinematics of these stars reflects the morphology of the main stellar populations of the Galaxy: the stellar disk, bulge, halo, and stellar corona of a supermassive black hole (SMBH). The presence of stars in AG300 with velocities exceeding the escape velocity from the Galaxy indicates the presence in the circumsolar space of extragalactic stars belonging to the stellar component of the local cluster of galaxies. It is shown that the known mechanisms of acceleration of the spatial motion of stars make it possible to create a stellar halo of galaxies, a stellar corona of SMBH in its core, an intergalactic stellar medium of galaxy clusters, and spaces between galaxy clusters. The AG300 catalog makes it possible to identify representatives of all named components.

Keywords: stellar streams, astrometry, solar neighborhoods, Gaia DR3 catalog

СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА И ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ

© 2023 г. В. Н. Обридко^{1,*}, Д. Д. Соколов^{1,2}, М. М. Кацова³

¹ИЗМИРАН, Троицк, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: obridko@izmiran.ru

Поступила в редакцию 09.08.2023 г.

После доработки 23.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

Показано, что использование описания солнечного цикла, учитывающего нечетную зональную гармонику магнитного поля Солнца, позволяет углубить наши знания о двух важных аспектах солнечной активности: во-первых, уточнить и расширить предсказания на ближайшее будущее эволюции циклической активности Солнца; во-вторых, сформулировать программу мониторинга спектрофотометрических характеристик излучения звезд, подобных Солнцу, нацеленную на получение новой информации об их магнитных полях.

Ключевые слова: солнечный цикл, звезды поздних спектральных типов

DOI: 10.31857/S000462992312006X, **EDN:** CZRBNF

1. ВВЕДЕНИЕ

Классическое описание цикла солнечной активности состоит во взаимодействии главной дипольной составляющей солнечного полоидального магнитного поля и тороидального магнитного поля. При этом физическое содержание этих составляющих магнитного поля предполагается интуитивно явным и не подвергается специальному анализу. Однако реальная картина, представленная в расширенном солнечном цикле, намного сложнее моделей и требует существенной детализации. Здесь мы развиваем концепцию расширенного солнечного цикла, выясняя, какие зональные гармоники ответственны за особенности распространения в экваториальном и полярном направлении в трассерах поверхностной активности. В результате мы приходим к выводу, что зональные гармоники с $l = 5$ играют решающую роль в разделении явлений обоих типов, связанных с нечетными зональными гармониками.

Согласно исходной простой схеме максимум экваториального поля совпадает с переполусовой полярного поля, и оба полушария антисимметричны по знаку поля. В этой простой и ясной схеме остаются пока не объясненными до конца некоторые особенности солнечной активности, в частности, почему наблюдаются циклы разной высоты, как все-таки возникают пятна, какова природа активных долгот. Эта схема и ее обобще-

ния работают с зональными характеристиками и потому анализируются суперсиноптические карты, в которых всякая зависимость от долготы исчезает.

В рамках наших исследований мы распространяем это описание так, чтобы оно опиралось на понятие расширенного солнечного цикла. Это понятие появилось в литературе в 1988 г. [1, 2]. В это же десятилетие появились наблюдения, показывающие, что магнитная активность одного цикла может сосуществовать одновременно с магнитной активностью предыдущего цикла, причем время этого перекрытия может достигать семи лет [3]. Согласно наблюдениям поверхности Солнца, расширенный солнечный цикл начинается во время максимума солнечных пятен на высоких широтах и состоит из относительно короткой ветви, распространяющейся к полюсу (называемой “бег к полюсу” (Rush-to-the-Poles, RTP)), и длинной ветви, распространяющейся к экватору, которая проходит через солнечный минимум и следующий солнечный цикл (см. [4, 5] и приведенные там ссылки).

Итогом многолетних тщательных наблюдений, каталогизации и конкретных работ поколений выдающихся наблюдателей того времени и явилось представление о расширенном солнечном цикле как о едином целом, сформированном наблюдаемыми пространственно-временными

структурами. Некоторые из этих структур, естественно, интерпретируются как магнитные по своей природе явления, такие как протуберанцы и волокна (см., напр., [6–9]) и эфемерные активные области (см., напр., [10]), так же как и большинство структур при наблюдениях зеленой линии в короне Солнца (см., напр., [11]), тогда как происхождение других, таких как зональные структуры торсионных колебаний (см., напр., [12–14]), еще не вполне ясно. Отметим также результаты долговременного мониторинга геомагнитных данных, которые обнаруживают черты, согласующиеся с картиной перекрывающихся по времени циклов магнитной активности Солнца [15, 16].

В недавней работе нашей группы [17] эта картина расширенного солнечного цикла дополнена следующими чертами:

1. Исходная парадигма солнечного динамо разумно соответствует описанию 11-летнего цикла солнечной активности с помощью первых двух нечетных зональных гармоник крупномасштабного магнитного поля Солнца.

2. С другой стороны, в рамках концепции расширенного солнечного цикла это описание нуждается в определенной модификации и уточнении. Во время фазы перекрытия на поверхности Солнца сосуществуют три волны активности, что приводит к появлению и усилению нечетной зональной гармоники с $l = 5$.

3. Максимальное значение амплитуды гармоники с $l = 5$ сильно уменьшается во время последних четырех циклов солнечной активности подобно амплитуде цикла, получаемой по солнечным пятнам. Особенно сильно в наблюдениях после 2000 г. падает величина гармоники, соответствующей коэффициенту Гаусса g_{50} , что соответствует низкому циклу 24. Конечно, четыре цикла вряд ли стоит рассматривать как убедительную статистику, однако, кажется разумным ожидать, что и цикл 25 не будет много выше цикла 24.

По своему смыслу эти выводы основаны на текущих наблюдениях, которые вносят в них свои уточнения. Такие уточнения, появившиеся после выхода работы [17], приведены ниже и составляют одну из целей данной работы.

Другая цель работы связана с тем, что на примере солнечного цикла формируется представление о циклах активности звезд поздних спектральных типов. Естественно, наблюдательная база о магнитной активности этих звезд, на которую опираются эти представления, носит гораздо более обобщенный характер, чем описанная выше схема расширенного солнечного цикла. Поэтому важно сформулировать, что из этого сложного описания представляется плодотворным сравнивать с теми данными о магнитной актив-

ности звезд, которые имеются сейчас или представляется возможным получить в обозримом будущем.

2. РОЛЬ И СМЫСЛ ПЯТОЙ ГАРМОНИКИ

Центральную роль в предлагаемом описании феномена солнечного цикла занимает зональная гармоника $l = 5$. Рассмотрим ее поведение более подробно.

На рис. 1 показана синоптическая карта магнитного поля. На ней видно распространение к полюсу магнитного потока, стартующее от широт $\theta = -30^\circ$ и $\theta = +30^\circ$. Это явление, которое принято называть “бегом к полюсу” (Rush-to-the-Poles, RTTP), в основном связано с крупномасштабными полями. При достижении полюса RTTP сменяет предыдущую волну, что приводит к переполусовке полярного поля. Кроме того, хорошо известна волна, идущая от средних широт к экватору. Полярная и экваториальная волны являются почти одновременно, и преимущественная полярность магнитного поля в них противоположная. В какие-то моменты на Солнце сосуществуют две волны Rush-to-the-Poles с противоположными знаками поля. Одна из них уже почти достигла полюса, другая только что возникла в средних широтах. В эти моменты на Солнце в каждом полушарии существуют три зоны сменяющейся полярности магнитного поля.

На первый взгляд не совсем ясно, почему именно одна из зональных гармоник так выделена. В качестве примера рассмотрим подробнее ситуацию на суперсиноптической карте вблизи 1999 г. (см. рис. 1). На северном полюсе все еще наблюдается волна положительной полярности, которая началась в 1989 г. (т.е. на фазе роста 22 цикла) и в течение 13 лет до 2002 г. (т.е. фактически до максимума 23 цикла) перемещается к полюсу. В то же самое время начиная 1999 г. существует на средних широтах другая волна отрицательной полярности, которая также 13 лет дрейфует к полюсу вплоть до 2012 г. (т.е. до восходящей ветви 24 цикла). В том же 1999 г. возникает третья волна, которая в отличие от двух первых не является строго униполярной, однако преобладает в ней все-таки положительная полярность, соответствующая полярности головных пятен в активных областях. Эта волна перемещается к экватору. В результате в каждом полушарии в этот момент наблюдаются три зоны перемежающейся полярности. Взаимодействие этих трех магнитных систем в целом продолжается с 1989 по 2005 г., т.е. 16 лет. Таким образом, существует период, когда одновременно присутствуют все три типа волны, в это время на видимом диске Солнца, в целом, наблюдаются 6 перемежающихся зон, что в точности соответствует зональной гар-

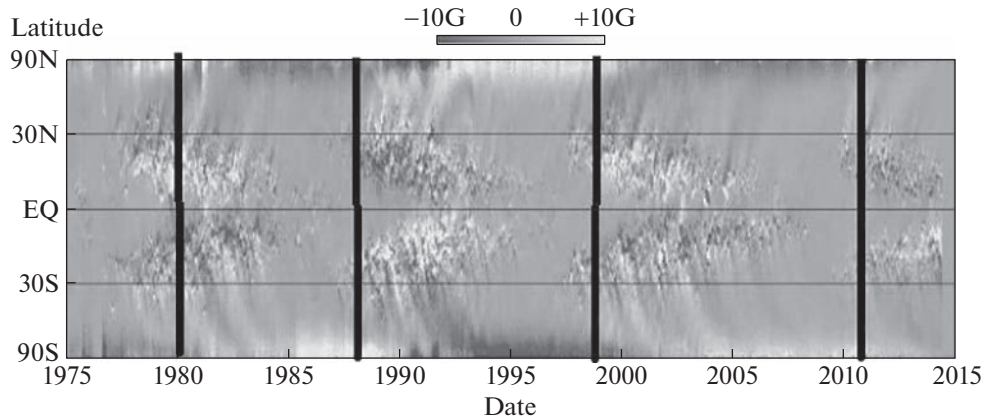


Рис. 1. Суперсиноптическая карта по данным обсерватории Китт Пик (белый цвет — положительная полярность, темный — отрицательная). Вертикальные линии указывают положение максимумов пятой гармоники, ось ординат — синус широты, горизонтальные линии отмечают широты 30° , 0° , -30° .

монике с $l = 5$. Мы называем этот интервал времени фазой перекрытия (the overlapping phase). Далее мы увидим, что фазу перекрытия можно количественно описать с помощью пятой зональной гармоники, которую в этой связи можно назвать высотой зоны перекрытия.

Для построения рис. 1 мы использовали данные John Wilcox Stanford Observatory (WSO), начавшиеся в мае 1976 г. (кэррингтоновский оборот 1641) и продолжающиеся до настоящего времени¹. При построении рисунка мы разложили полученное в наблюдениях на WSO поверхностное магнитное поле Солнца по соответствующим гармоническим коэффициентам и представили временную эволюцию соответствующих коэффициентов на протяжении последних четырех циклов солнечной активности. Мы проанализировали синоптические карты WSO для компонента фотосферного магнитного поля вдоль луча зрения, разложенного в сумму присоединенных полиномов Лежандра P_{ml} [18].

Все компоненты магнитного поля в заданной точке сферического слоя между фотосферой и т.н. поверхностью источника можно в потенциальном приближении восстановить из компонента вдоль луча зрения. Поверхность источника определяется как сферическая поверхность, на которой все магнитные линии становятся радиальными. Считается, что она лежит на расстоянии $R_s = 2.5R_\odot$ от центра Солнца ($R_\odot$ — радиус Солнца). При этом использовалась классическая схема, в которой предполагается, что потенциальное приближение допустимо и для нижней граничной поверхности, т.е. на уровне фотосферы. На рис. 2 показана реальная структура поля

пятой гармоники 1 июня 1999 г. Отчетливо видны все шесть зон.

Далее, следуя [19] (см. также [20]), мы вычисляем средний квадрат радиального компонента магнитного поля на сфере радиуса R . Используя ортогональность полиномов Лежандра, мы вычисляем интегралы по сферической поверхности и получаем результат в замкнутой форме. Для примера мы выписываем результат вычислений на поверхности фотосферы $i(B_r)|_{R_\odot}$ и на поверхности источника $i(B_r)|_{R_s}$:

$$i(B_r)|_{R_\odot} = \sum_{lm} \left(l+1 + l\zeta^{2l+1} \right)^2 2l+1 \left(g_{lm}^2 + h_{lm}^2 \right), \quad (1)$$

$$i(B_r)|_{R_s} = \sum_{lm} (2l+1) \zeta^{2l+4} \left(g_{lm}^2 + h_{lm}^2 \right), \quad (2)$$

где $\zeta = R_\odot/R_s$, откуда следует, что вклад l -й моды в среднее магнитное поле Солнца содержит все коэффициенты с данным l . Мы принимаем $R_s = 2.5R_\odot$, т.е. $\zeta = 0.4$. Выбирая подходящие значения l и m в этих соотношениях, мы получаем вклады соответствующих гармоник магнитного поля в среднее квадратичное значение магнитного поля на соответствующей поверхности. Результаты расчетов показаны на рис. 3.

Гармоники с $l = 1$ и $l = 3$ ведут себя вполне в соответствии с классическими представлениями теории динамо, т.е. они следуют эволюции полярного магнитного поля и находятся в антифазе с изменениями числа солнечных пятен. Напротив, гармоника с $l = 5$ ведет себя существенно иначе и максимальна как раз в начале минимума полярного магнитного поля [17].

Суммируя, можно сказать, что незадолго до обращения знака полярного магнитного поля как крупномасштабное, так и сравнительно мелко-

¹ <http://wso.stanford.edu/forms/prsyn.html>

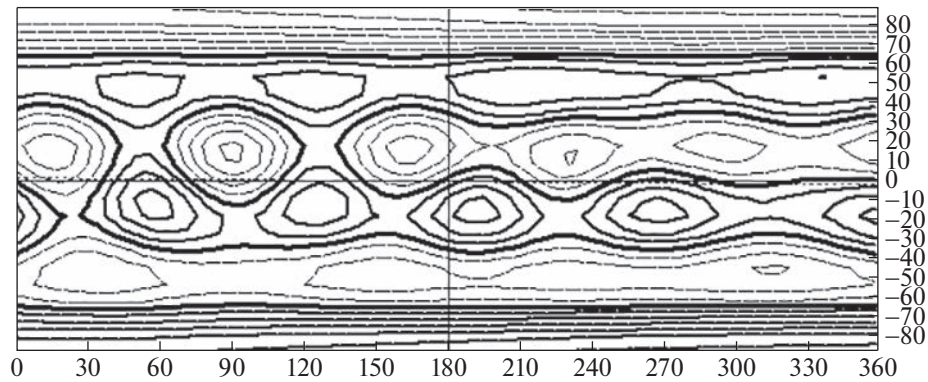


Рис. 2. Структура поля на фотосфере с учетом только пятой гармоники. Показан один оборот, центрированный на 1 июня 1999 г.

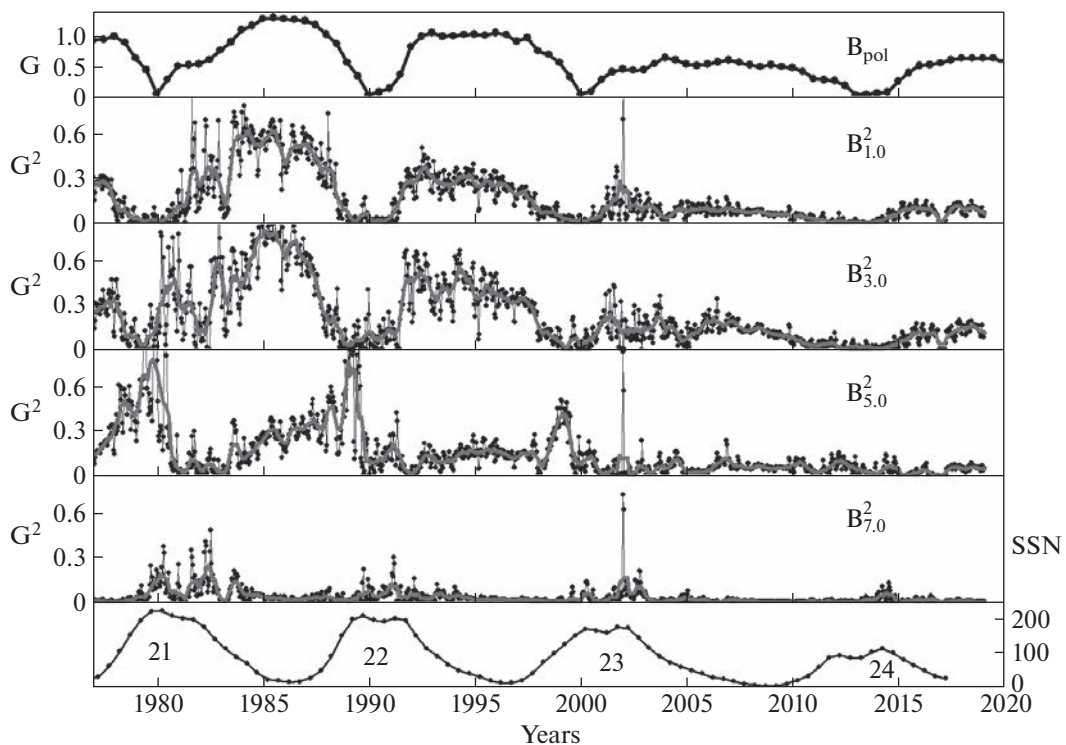


Рис. 3. Временная эволюция среднеквадратичного значения магнитного поля, связанного с первыми нечетными осесимметричными гармониками до $l = 7$ [21]. На самой нижней панели приведены временные вариации числа солнечных пятен (SSN) в ходе солнечного цикла; на самой верхней панели — временная эволюция полярного магнитного поля.

масштабные магнитные поля появляются практически одновременно на поверхности фотосферы (фаза перекрытия). Появившись практически одновременно, эти поля далее ведут себя по-разному. Крупномасштабный компонент как униполярное образование распространяется к полюсам Rush-to-the-Poles. В результате возникают две волны противоположных полярностей, распространяющихся по поверхности Солнца. Напротив, локальное магнитное поле представлено би-

полярными образованиями, распространяющимися к экватору. Формально, разделение обоих типов волн связано количественно с гармоникой с $l = 5$.

Максимум пятой гармоники выражен в виде довольно острого пика, совпадающего по времени с относительно коротким периодом сосуществования всех трех волн в каждом полушарии. Выход ближайшей к полюсу волны и ее исчезновение и означают переполюсовку полярного по-

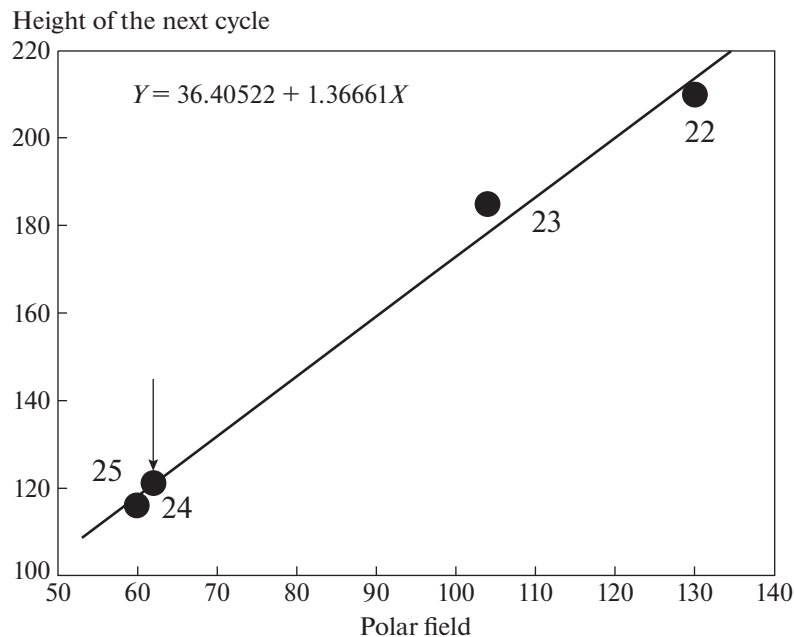


Рис. 4. Связь между максимальным значением полярного поля B_{pol} перед циклом и высотой предстоящего цикла солнечных пятен. Ожидаемое значение для цикла 25 показано стрелкой.

ля. С этого момента на Солнце наблюдаются только две волны в каждом полушарии и гармоники с $l = 5$ практически исчезает.

Заметим, что эти максимумы зональной гармоник с $l = 5$ четко выражены в 21, 22 и 23 циклах, но почти не заметны в 24 цикле. Это совпадает с удлинённым затянувшимся минимумом и вообще с довольно невнятной структурой после 2012 г. (см. рис. 3).

Видно, что значение B^2 для пятой гармоники в течение всего периода после 2000 г. не превышает $0.1 G^2$. Заметим, что сам по себе 24 цикл был во многих отношениях аномальным, в частности он был сильно искажен асимметрией. Максимумы в северном и южном полушариях были разнесены настолько далеко, что в отличие от других циклов суммарная величина чисел пятен SSN была сильно понижена.

Ситуация с поведением пятой гармоники вплоть до 2022 г. сильно напоминала ситуацию перед 24 циклом и именно поэтому в работе [17] было высказано предположение, что цикл 25 не может быть значительно более высоким, чем цикл 24.

3. ОЦЕНКА ВЫСОТЫ И ДАТЫ ЦИКЛА 25

Ситуация с прогнозом 25 цикла стала несколько яснее уже после выхода в свет статьи [17]. Прежде всего, можно использовать данные о поведении полярного поля. Связь высоты полярно-

го поля с высотой следующего солнечного цикла является наиболее физически обоснованной и опирающейся на основные представления о солнечном динамо (подробнее см. обширные обзоры [22, 23]).

На рис. 4 показана линейная связь между максимальным значением полярного поля B_{pol} перед циклом (обычно вблизи минимума SSN) и высотой предстоящего цикла солнечных пятен (SSN) на основе данных за 4 последних цикла. Связь между этими величинами показана на рис. 4 и аппроксимируется соотношением

$$SSS_{\text{max}} = 36.405 + 1.3666 B_{\text{pol}}. \quad (3)$$

Наблюдаемое максимальное значение B_{pol} достигнуто летом 2019 г. и составит $65 \mu T^2$. Отсюда прогнозируемое значение SSN в 25 цикле составляет 125.2. Это всего на 8.8 единицы выше, чем в 24 цикле (116.4).

Заметим, что характер вариации пятой гармоники в самое последнее время тоже стал более упорядоченным (см. рис. 5). При этом, однако, максимальное значение, достигнутое в 2022.5 г., составляет $0.98 G^2$, что почти на порядок ниже, чем максимальные значения этой гармоники в 21 и 22 циклах. Это скорее всего говорит, что механизм генерации трех волн, о котором сообщалось выше, работает недостаточно эффективно.

² <http://wso.stanford.edu/Polar.html>

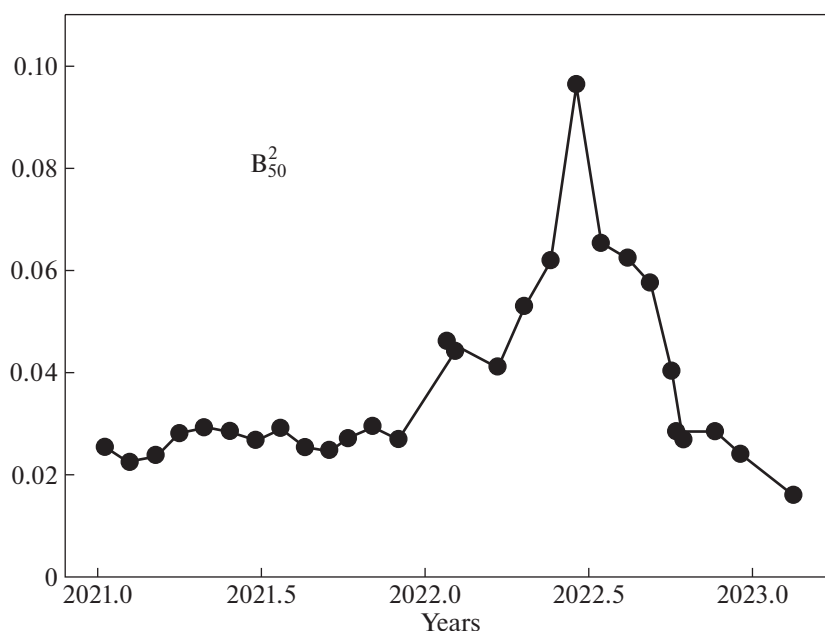


Рис. 5. Зависимость квадрата амплитуды пятой зональной гармоники в течение последних двух лет.

Что касается даты максимума, мы можем использовать даты переполусовок полярного поля. Согласно классической модели даты переполусовок и максимумов циклов должны совпадать или по крайней мере быть близкими по времени. На рис. 6 показан временной лаг между моментами переполусовок полярного поля T_p и датами максимумов SSN ($T_{\max}$). Лаг вычислялся как разность $T_{\max}$ и T_p , положительные значения показывают, что переполусовка произошла раньше максимума цикла пятен, отрицательные значения лага указывают на запаздывание переполусовки. Значения лага вычислялись отдельно для северного полюса (незаполненные кружки на рисунке), южного (треугольники) и суммарной кривой (квадраты).

Оказалось, что в относительно высоких (по крайней мере средних по высоте) 21 и 22 циклах максимум числа пятен или совпадает, или несколько опережает переполусовку. А в малых (23 и в особенности в 24) переполусовка происходит на 1.0–1.5 года раньше. Заметим, что само понятие точной даты максимума цикла довольно условно. Обычно датой максимума называют месяц, когда кривая сглаженных по 13 месяцам чисел солнечных пятен достигает своего максимального значения. Однако в течение довольно длительного времени значения на кривой отличаются от максимального значения довольно слабо, всего на несколько единиц. Поэтому правильнее было бы говорить о фазе максимума. Поскольку сегодня уже известна дата переполусовки в начале 25 цикла в северном полушарии (март 2023 г.),

можно ожидать фазу максимума 25 цикла от конца 2023 г. до второй половины 2024 г. Это значительно раньше, чем предполагалась ранее дата, ориентированная на простую 11-летнюю повторяемость (2025 или начало 2026 г.).

Таким образом, максимум может быть раньше, чем полагали, уже в 2023 г. и его высота (125.2) всего на 9 единиц выше, чем в 24 цикле. При этом самая ранняя дата начала фазы максимума — это ноябрь–декабрь 2023 г.

Следующий вопрос, на который в скором будущем могут дать ответ наблюдения, состоит в том, сохраняется ли для этого цикла правило Гневьева-Оля. Дело в том, что существуют несколько формулировок этого правила [24]. Исходная формулировка правила гласит, что сумма чисел солнечных пятен за цикл в четных циклах ниже, чем в последующих нечетных [25]. Позднее это правило было распространено на максимальные за цикл месячные значения. В этой формулировке правило было нарушено в паре циклов 22–23. Если наши расчеты верны, правило Гневьева-Оля в этой формулировке подтвердится в паре циклов 24–25, хотя превышение 25 цикла над 24 невелико. Однако из наших расчетов следует, что ветвь роста в 25 цикле будет очень короткой (4.0–4.5 лет), что значительно короче, чем ветвь роста 24 цикла (около 5.5 лет). Поэтому нет уверенности, что правило в классической формулировке для интегральной суммы числа пятен за цикл подтвердится в паре 24–25. Здесь особую роль может сыграть длительность фазы максимума,

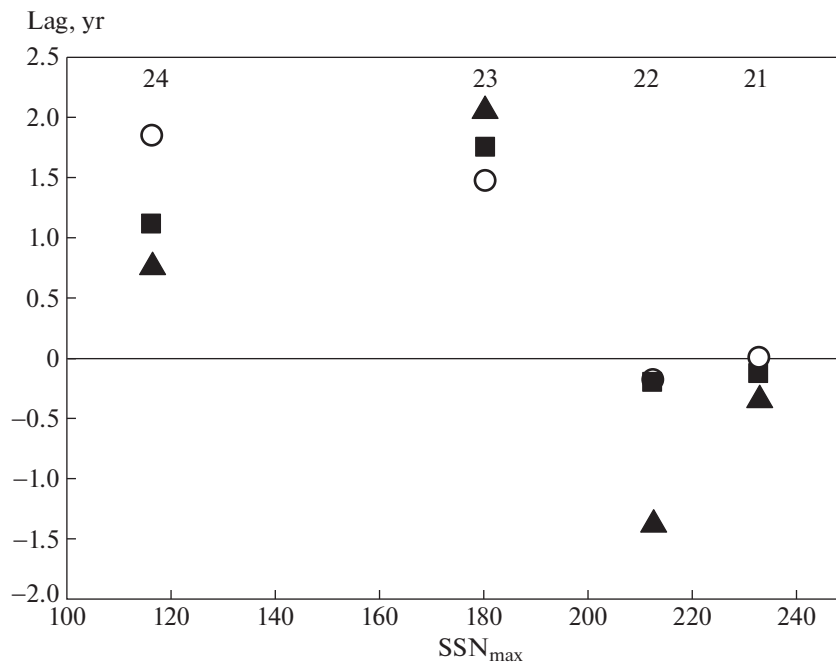


Рис. 6. Зависимость величины лага (т.е. разности между $T_{\max}$ и T_p) от максимального числа солнечных пятен $SSN_{\max}$: положительные значения показывают, что переполусовка произошла раньше максимума цикла пятен, отрицательные значения лага указывают на запаздывание переполусовки. Значения лага вычислялись отдельно для северного полюса (незаполненные кружки на рисунке), южного (треугольники) и суммарной кривой (квадраты).

которая в 24 цикле была очень большой (почти 3 года).

Краткое изложение результатов этого раздела опубликовано в качестве экспресс-информации в работе [26].

4. ВОЗМОЖНЫЙ СЦЕНАРИЙ НАБЛЮДЕНИЯ СТРОЕНИЯ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ

Кроме проблемы предсказания циклической солнечной активности, естественным назначением описанной выше структуры солнечного цикла кажется описание того, что именно стоит наблюдать для понимания природы активности у звезд, более или менее напоминающих по своему строению Солнце, т.е. звезд поздних спектральных типов. В настоящее время на основании спектрофотометрических данных и прежде всего данных H–K проекта [27] и идейно близких к нему проектов [28] известно, что ряд звезд поздних специальных типов обнаруживают циклы, похожие на солнечный цикл. В частности, они имеют длительности, сопоставимые с длительностью солнечного цикла. Наличие циклов, похожих на солнечный, у звезд, сходных с Солнцем по своим физическим характеристикам, представляется естественным, хотя, конечно, обнаружение этих циклов явилось фундаментальным достижением

астрономии. В то же время значительное число звезд, наблюдавшихся в ходе этих проектов, хотя и обнаруживают временные вариации изучаемых в ходе этих проектов спектральных линий, не демонстрируют выраженных циклов. Наряду с основными циклами у некоторых звезд выявлено одновременное существование вторичных циклов (см., напр., [29, 30]). Изучение архивных временных рядов, которые удастся собрать для отдельных звезд [31, 32], показывает, что вместо циклического поведения флуктуации могут образовывать непрерывный спектр вариаций.

Считается, что природа рассматриваемых звездных циклов активности и других похожих вариаций связана с индукционными эффектами и входит в круг явлений, изучаемых в теории гидромагнитного динамо (хотя, конечно, бывают звезды с реликтовым магнитным полем, каковыми, по-видимому, являются Ap-звезды (см., напр., [33]). Парадигма, в рамках которой обычно обсуждаются проблемы переменной активности звезд поздних спектральных типов, состоит в том, что конфигурация возбуждаемого работой звездного динамо магнитного поля подобна конфигурации магнитного поля Солнца. Эта точка зрения была естественна для первых (удачных) попыток обнаружить такие циклы. В исключительных случаях на основании имеющихся данных для конкретных звезд удастся хотя бы в грубых чертах

восстановить широтно-временной портрет циклической активности, и он действительно оказывается похож на солнечный (см., напр., [34]). Однако существует много звезд поздних спектральных типов, для которых есть основания считать, что строение их магнитного поля и циклической активности сильно отличается от солнечных. Например, широко распространено представление о том, что магнитная активность карликов типа М заметно отличается от солнечной (см., напр., [35]), хотя вопрос о том, в чем именно состоит это отличие, остается открытым. Другим примером является обнаружение звезд, сопоставимых с Солнцем, но имеющих килогауссовы магнитные поля (см., напр., [36]) или демонстрирующих гораздо более сильные, чем на Солнце, вспышки [37]. Все это заставляет считать, что следующим шагом в исследовании звездного магнетизма должно быть наблюдательное выявление возможности возбуждения на них существенно иных магнитных конфигураций, чем на Солнце, либо наблюдательное доказательство того, что все реально существующие конфигурации подобны солнечным.

Имеющиеся в теории модели звездного динамо допускают весьма разнообразные конфигурации магнитного поля, возбуждаемого механизмом динамо, сходным с тем, которое работает на Солнце (это в разнообразных обстоятельствах отмечалось практически всеми специалистами, моделировавшими сферические динамо, но в качестве одной из первых ссылок можно назвать работу [38]), хотя, конечно, в рамках численных симуляций трудно доказать, что такие конфигурации действительно возникают на звездах. С другой стороны, можно привести теоретические аргументы в пользу того, что все близкие по физическим свойствам к Солнцу звезды должны иметь магнитное поле, подобное солнечному (ср., напр., [39]). Очевидно, что разрешение описанной ситуации должно быть проведено наблюдательными методами с помощью построения на основе наблюдений широтно-временных диаграмм звездной активности для представительной выборки звезд поздних спектральных типов. Поскольку проблема имеет достаточно общий характер, эта выборка не обязательно должна содержать лишь звезды, очень близкие по своим свойствам к Солнцу.

Замечательно, что имеющиеся наблюдательные возможности, прежде всего, техника обратных доплеровских изображений, известных с 80-х годов прошлого века [40], в принципе позволяет решать подобные проблемы, тем более, что при построении таких диаграмм интересно лишь широтное распределение звездных пятен и не нужно определять их звездную долготу.

Предлагаемая программа требует мониторинга звездной активности, сопоставимого по длительности с наблюдениями Н–К проекта. Замечательно, что начало работы этого проекта предшествовало созданию техники обратных доплеровских изображений. При этом нужно фиксировать, какие именно черты в описанном выше сценарии солнечного цикла предполагается сравнивать с данными о звездной активности, поскольку обнаружить в ходе подобного мониторинга все богатство строения солнечного цикла дело далекого будущего. Именно это и составляет цель данного раздела.

Идея предлагаемого мониторинга состоит в том, что, опираясь лишь на температурные, а не магнитные данные, и восстанавливая широтно-временное распределение звездных пятен на протяжении двух-трех циклов звездной активности, можно с разумной степенью уверенности судить о том, насколько циклическая активность данной звезды похожа на солнечную. Эта идея, естественно, отталкивается от фундаментальной зональной модели распределения звездных пятен, развитой Алексеевым и Гершбергом [41], однако мы концентрируем внимание не на том, как разумно описать ограниченным числом параметров распределение пятен, а на том, с какими магнитными конфигурациями они связаны, и что это говорит о работе звездного динамо.

При этом достаточно восстанавливать на основе обратных доплеровских изображений не положение индивидуальных пятен, а положение той широтной полосы Θ , в которой эти пятна возникают, контраст полосы по сравнению с остальной поверхностью звезды K , ее полуширину θ и эволюцию этих параметров на протяжении цикла звездной активности. Одновременно должен, конечно, выясняться вопрос, наблюдается ли подобная полоса в каждом полушарии по отдельности или возникает общая полоса активности для обоих полушарий вблизи звездного экватора.

Поясним, как по поведению этих параметров можно судить о том, насколько циклическая активность данной звезды близка к солнечной. Присутствие одной полосы активности вблизи звездного экватора, не распадающейся на две индивидуальные полосы для каждого полушария, указывало бы на наличие магнитной конфигурации с симметрией не дипольного, а квадрупольного типа. Физическая основа такого теста состоит в том, что тороидальный компонент среднего магнитного поля с дипольной симметрией обращается в нуль на звездном экваторе, а для квадрупольных конфигураций он не обязана обращаться в нуль. Подобные конфигурации возникают в моделях звездного динамо наряду с обычными квадрупольными, однако до сих пор не выявлены в наблюдениях. Они обсуждаются в литературе

(см., напр., [42]). В архивных наблюдениях солнечной активности подобный эпизод известен в XVIII в. [43], хотя качество наблюдений того времени не позволяет с уверенностью настаивать на реальности этого эпизода.

Оценка полуширины полосы магнитной активности θ позволяет оценить, какая зональная гармоника магнитного поля возбуждается механизмом звездного динамо. Например, на Солнце, как показывают наблюдения среднего магнитного поля на солнечной поверхности, доминирует гармоника $l = 5$, что соответствует ширине полосы активности около 30° . В самом деле, зональная гармоника с индексом l разбивает поверхность сферы на $l + 1$ полос. Диполь имеет две полосы — два полушария, квадруполь — три и т.д. При $l = 5$ на сфере возникает $l + 1 = 6$ полос (см. рис. 2), на каждую из которых при $l = 5$ приходится $180^\circ/6 = 30^\circ$ (ср. [17]). Это как раз и есть общепринятая зона локальной активности. Так, кэррингтоновское вращение соответствует как раз середине этой зоны (16°). Обычно цикл пятен начинается именно с верхней границы этой зоны, расположенной на широте 30° .

Характер изменения положения широтного центра полосы $\Theta(t)$ позволил бы понять, распространяются ли волны активности к звездному экватору, как это случается на Солнце, или к полюсам звезды, что тоже вполне допустимо в рамках представлений о звездном динамо при определенных распределениях источников звездного динамо (см., напр., [44]).

Наконец, контраст полосы активности по сравнению с остальной частью поверхности звезды позволяет судить о том, насколько вспышечная активность звезды может отличаться от солнечной [45].

Реализацию восстановления магнитной конфигурации на основе наблюдения кривых блеска звезды в различных спектральных линиях естественно строить на основании идей метода обратных доплеровских изображений. Другими словами, предлагается не задавать изначально конечный набор зон пятнообразования, параметры которых подбираются так, чтобы воспроизвести наблюдаемые кривые блеска, а рассматривать плотность вероятности нахождения пятна на данной широте (или близкую по смыслу величину) как непрерывную функцию широты. Эту функцию нужно искать как решение соответствующей обратной задачи. При этом предполагается включить в процедуру минимизации невязки, описывающей степень несовпадения модели и наблюдений, члены, зависящие от количества и величины деталей искомого распределения методом тихоновской регуляризации или методом максимальной энтропии. Как показывает опыт исполь-

зования подобных методов для картирования распределения температуры на поверхности звезд, это позволяет избежать неравномерной детализации получаемой картины, которая не обоснована реальным состоянием наблюдений, а порождена наблюдательными погрешностями.

Разумеется, мы описываем минимальную программу наблюдений. Возможное дополнение температурных данных магнитными, т.е. поддержка обратных доплеровских изображений обратными зееман-доплеровскими изображениями, естественно, позволяет существенно расширить возможности мониторинга и, например, гораздо более уверенно отличать квадрупольные и дипольные конфигурации магнитного поля, поскольку для них по-разному выглядит правило полярности, аналогичное правилу полярности Хейла. Для квадрупольных конфигураций доминирующая полярность в обоих полушариях звезды совпадает, а смена полярности происходит при переходе от данного цикла к последующему. Напомним, что в истории физики Солнца первоначальная формулировка правила полярности Хейла не потребовала многолетних наблюдений, а была сделана вскоре после первых удачных измерений магнитного поля солнечных пятен.

Формирование представительной выборки для подобного исследования можно провести различными способами, и она не обязательно должна быть ориентирована на звезды, похожие на Солнце. Важно, чтобы эти звезды имели конвективные зоны и обнаруживали бы заметное дифференциальное вращение, поскольку в противном случае обсуждение вопроса о динамо солнечного типа становится бессодержательным. Эту степень свободы можно использовать для того, чтобы облегчить сам процесс наблюдения. Выполнение подобного проекта хотя и является очень трудной задачей, но трудность ее лежит не в создании нового дорогостоящего оборудования. Как показывает опыт выполнения Н-К проекта, центральным вопросом является формирование небольшой, но мотивированной команды исследователей и организационное решение проблемы смены научных поколений в команде.

Сформулируем в сжатом виде отличие предлагаемой программы наблюдений от развивающихся в настоящее время программ.

1. Предлагается сконцентрировать внимание на длительном мониторинге температурных данных у большой, но ограниченной выборки звезд, напоминающих по своим физическим свойствам Солнце, вместо того, чтобы уделять основное внимание расширению списка изученных звезд и разнообразию методов, с помощью которых удается характеризовать магнитное поле каждой звезды в данный момент времени.

2. Перенести основное внимание с изучения распределения магнитного поля по поверхности звезды в данный момент времени на изучения широтно-временного распределения магнитного поля за времена, сопоставимые с длиной нескольких циклов звездной активности.

5. ВЫВОДЫ

Подведем итог приведенного в этой статье обсуждения возможностей уточненного описания солнечного цикла, содержащегося в серии недавних работ нашей группы.

Во-первых, в контексте этого описания, возможно, удастся более точно и надежно предсказывать эволюцию циклической активности Солнца. Первая проверка подобного прогноза может быть проведена уже в ближайшем будущем.

Во-вторых, опираясь на это описание, удастся сформулировать программу наблюдений магнитной активности звезд, более или менее похожих на Солнце по своим физическим характеристикам, которая хотя и предполагает заметные целенаправленные усилия, сопоставимыми, скажем, с усилиями по выполнению Н–К проекта, однако является выполнимой в ограниченные сроки и позволяющей кардинально усовершенствовать современные представления о природе магнитной активности звезд.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Мы выражаем благодарность Министерству науки и высшего образования за поддержку в соответствии с грантом 075-15-2020-780 (В.Н.О и М.М.К) и 075-15-2022-284 (Д.Д.С).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны Dr. Т. Ноексема за возможность получения данных на сайте <http://wso.stanford.edu>.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. C. Altrrock, *Bull. Amer. Astron. Soc.* **20**, 723 (1988).
2. P. R. Wilson, R. C. Altrrock, K. L. Harvey, S. F. Martin, and H. B. Snodgrass, *Nature* **333** (6175), 748 (1988).
3. J.-L. Leroy and J.-C. Noens, *Astron. and Astrophys.* **120** (2), L1 (1983).
4. A. Kosovichev, V. Pipin, and A. Getling, *AAS Meeting Abstracts* **238**, id. 304.05; *Bull. Amer. Astron. Soc.* **53** (6), id. 2021n6i304p05 (2021).
5. S. W. McIntosh, R. J. Leamon, R. Egeland, M. Dikpati, et al., *Solar Phys.* **296** (12), id. 189 (2021).
6. G. Bocchino, *Mem. Soc. Astron. Ital.* **6**, 479 (1933).
7. R. Hansen and S. Hansen, *Solar Phys.* **44** (1), 225 (1975).
8. P. S. McIntosh, in *The solar cycle*, Proc. of the National Solar Observatory/Sacramento Peak 12th Summer Workshop, edited by K. L. Harvey (San Francisco: ASP, 1992), *ASP Conf. Ser.* **27**, 14 (1992).
9. A. G. Tlatov, K. M. Kuzanyan, and V. V. Vasil'yeva, *Solar Phys.* **291** (4), 1115 (2016).
10. K. L. Harvey and S. F. Martin, *Solar Phys.* **32**, 389 (1973).
11. R. C. Altrrock, *Solar Phys.* **170**, 411 (1997).
12. R. Howard and B. J. Labonte, *Astrophys. J.* **239**, L33 (1980).
13. H. B. Snodgrass and P. R. Wilson, *Nature* **328**, 696 (1987).
14. P. R. Wilson, *Solar and stellar activity cycles* (Cambridge Astrophys. Ser., Cambridge, MA: Cambridge University Press, 1994).
15. P. N. Mayaud, *J. Geophys. Res.* **80** (1), 111 (1975).
16. J. P. Legrand and P. A. Simon, *Solar Phys.* **70**, 173 (1981).
17. V. N. Obridko, A. S. Shibalova and D. D. Sokoloff, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **523** (1), 982 (2023).
18. V. N. Obridko, D. D. Sokoloff, B. D. Shelting, A. S. Shibalova, and I. M. Livshits, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **492**(4), 5582 (2020).
19. V. N. Obridko and F. A. Yermakov, *Astron. Tsirkulyar* № 1539, 24 (1989).
20. V. N. Obridko and B. D. Shelting, *Sol. Phys.* **137**, 167 (1992).
21. V. N. Obridko, V. V. Pipin, D. Sokoloff, and A. S. Shibalova, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **504**(4), 4990 (2021).
22. D. Nandy, P. C. H. Martens, V. Obridko, S. Dash, and K. Georgieva, *Progress Earth and Planetary Sci.* **8** (1), id. 40 (2021).
23. D. Nandy, *Solar Phys.* **296** (3), id. 54 (2021).
24. Ю. А. Наговицын, Е. Ю. Наговицына, В. В. Макарова, *Письма в Астрон. журн.* **35**(8), 625 (2009).
25. М. Н. Гневашев, А. И. Оль, *Астрон. журн.* **23** (1), 18 (1948).
26. V. Obridko, D. Sokoloff, and M. Katsova, *Astron. Tsirkulyar* № 1658 (2023).
27. S. L. Baliunas, R. A. Donahue, W. H. Soon, J. H. Horne, et al., *Astrophys. J.* **438**, 269 (1995).
28. A. C. Baum, J. T. Wright, J. K. Luhn, and H. Isaacson, *Astron. J.* **163** (4), id. 183 (2022).
29. E. Bohm-Vitense, *Astrophys. J.* **657**, 486 (2007).
30. A. Suárez Mascareño, R. Rebolo, and J. I. González Hernández, *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A12 (2016).
31. R. A. Stepanov, N. I. Bondar', M. M. Katsova, D. Sokoloff, and P. Frick, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **495** (4), 3788 (2020).
32. N. I. Bondar' and M. M. Katsova, *Geomagnetism and Aeronomy* **62** (7), 919 (2022).

33. *G. Mathys, I. I. Romanyuk, D. O. Kudryavtsev, J. D. Landstreet, D. M. Pyper, and S. J. Adelman*, *Astron. and Astrophys.* **586**, id. A85 (2016).
34. *M. M. Katsova, M. A. Livshits, W. Soon, S. L. Baliunas, and D. D. Sokoloff*, *New Astronomy* **15** (2), 274 (2010).
35. *D. Shulyak, D. Sokoloff, L. Kitchatinov, and D. Moss*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **449** (4), 3471 (2015).
36. *O. Kochukhov*, *Astron. and Astrophys. Rev.* **29** (1), id. 1 (2021).
37. *H. Maehara, T. Shibayama, Y. Notsu, S. Notsu, S. Honda, D. Nogami, and K. Shibata*, *Earth, Planets and Space* **67**, id. 59 (2015).
38. *R. L. Jennings and N. O. Weiss*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **252**, 249 (1991).
39. *L. L. Kitchatinov*, *Res. Astron. and Astrophys.* **22** (12), id. 125006 (2022).
40. *А. В. Гончарский, В. В. Степанов, В. Л. Хохлова, Ф. Г. Ягола*, *Астрон. журн.* **59**, 1146 (1982).
41. *И. Ю. Алексеев, Р. Е. Гершберг*, *Астрон. журн.* **73** (4), 589 (1996).
42. *D. Moss, S. H. Saar, and D. Sokoloff*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **388** (1), 416 (2008).
43. *D. Sokoloff, R. Arlt, D. Moss, S. H. Saar, and I. Usoskin*, in *Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets*, *Proc. IAU Symp.* **264**, 111 (2010).
44. *E. Maiewski, H. Malova, V. Popov, D. Sokoloff, and E. Yushkov*, *Solar Phys.* **297** (11), id. 150 (2022).
45. *M. M. Katsova, V. N. Obridko, D. D. Sokoloff, and I. M. Livshits*, *Astrophys. J.* **936** (1), id. 49 (2022).

SOLAR CYCLE STRUCTURE AND STRUCTURE OF ACTIVITY CYCLES AT LATE TYPE STARES

V. N. Obridko^a, D. D. Sokoloff^{a,b}, and M. M. Katsova^c

^a*IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia*

^b*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

^c*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

It is shown that the use of a description of the solar cycle that takes into account the odd zonal harmonic of the solar magnetic field allows us to deepen our knowledge of two important aspects of solar activity: first, to clarify and expand predictions for the near future of the evolution of the cyclic activity of the Sun, second, to formulate a program for monitoring the spectrophotometric characteristics of the radiation of stars like the Sun, aimed at obtaining new information about their magnetic fields.

Keywords: solar cycle, late type stars

ТЕМП ФОРМИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ НАНОВСПЫШЕК В РАЗЛИЧНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДИАПАЗОНАХ

© 2023 г. С. А. Белов^{1,2,*}, Д. И. Завершинский^{1,2}, С. А. Богачев^{1,3}, Л. С. Леденцов^{1,4}

¹Самарский национальный исследовательский университет им. Академика С.П. Королева, Самара, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

³Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

⁴Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: mr_beloff@mail.ru

Поступила в редакцию 05.07.2023 г.

После доработки 26.09.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

Частота и темп формирования солнечных нановспышек (НВ) измерены в 6 корональных спектральных диапазонах (094, 131, 171, 193, 211, 335 Å) и одном, относящимся к переходному слою (304 Å). Были использованы данные SDO/AIA, полученные в минимуме солнечной активности в мае 2019 г. Мы проанализировали одну и ту же область Солнца размером $360'' \times 720''$ во всех каналах на протяжении интервала времени 1 ч. Для поиска НВ во всех спектральных диапазонах мы применили одинаковый алгоритм, основанный на анализе амплитуды быстрых уярчений на изображениях. Частота и темп НВ, как можно ожидать, существенно различаются в различных диапазонах. Для порога 5σ наибольшая частота НВ, 207 с^{-1} , измерена в канале 171 Å. Далее следуют спектральные диапазоны 193 Å (85% от канала 171 Å), 211 Å (74%) и 131 Å (63%). Мы не смогли достоверно измерить частоту в каналах 094 и 335 Å, но установили, что она составляет менее 15% от частоты в канале 171 Å. В канале 304 Å мы обнаружили большое число уярчений, которые не имеют соответствия в короне. Тем не менее около 40% корональных НВ имеют соответствие в линии 304 Å, с порогом выше 5σ .

Ключевые слова: солнечная корона, солнечная активность, нановспышки

DOI: 10.31857/S0004629923120010, **EDN:** DBLBOI

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные нановспышки (НВ) являются одними из самых слабых проявлений солнечной активности и имеют полную энергию от 10^{22} – 10^{24} до 10^{27} эрг. Вспышки с энергией выше 10^{27} эрг относятся к микровспышкам, а события с энергией ниже 10^{22} эрг плохо наблюдаются из-за недостаточной чувствительности средств измерения (см., напр., [1]). Нановспышки можно наблюдать по производимому ими тепловому излучению в спектральных линиях вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) диапазона, которые соответствуют температуре 0.5–1.0 млн. К. В мягкой рентгеновской области спектра НВ практически не наблюдаются.

Впервые частота слабых вспышек на Солнце была, вероятно, измерена на станции Скайлаб в середине 1970-х гг. Во время наблюдений в короне были обнаружены так называемые яркие рент-

геновские точки со средним темпом формирования около 60 событий в час [2]. Радиационные потери энергии для каждого события были около 10^{28} эрг, что соответствует солнечным микровспышкам средней мощности. Слабые уярчения в спокойной короне Солнца с темпом около 1200 событий в час были обнаружены также прибором SXT на борту спутника Yohkoh при наблюдениях Солнца в рентгеновском диапазоне [3]. Характерная энергия этих событий составила 10^{26} эрг.

Большой объем информации о слабых вспышках был получен в конце 1990-х–начале 2000-х гг. при наблюдениях Солнца в ВУФ области спектра приборами SoHO/EIT [4] и TRACE [5]. Крюкер и Бенц [6] по данным SoHO/EIT в диапазонах 171 и 195 Å обнаружили в спокойной короне Солнца 11 150 событий с амплитудой, которая превышала среднюю вариацию излучения более чем на 3σ .

Таблица 1. Частота и темп формирования вспышек малых энергий в различных спектральных диапазонах

Прибор	Диапазон	Исследуемая область	Каденция, с	Порог	Частота, с ⁻¹	Темп, см ⁻² с ⁻¹	Работа
SoHO/EIT	304 Å	420" × 420"	66.5	3σ	14.4	~10 ⁻²¹	[7]
				5σ	0.30	~2 × 10 ⁻²³	
	195 Å		70.5	3σ	1.2	~8 × 10 ⁻²³	
				5σ	0	0	
TRACE	171 Å	510" × 510"	125	3σ	~100	~7 × 10 ⁻²¹	[8]
	195 Å			3σ	~25	~2 × 10 ⁻²¹	
SoHO/EIT	171 Å, 195 Å	420" × 420"	127.8	3σ	—	~2 × 10 ⁻²⁰	[6]
				5σ		~5 × 10 ⁻²¹	
TESIS/FET	171 Å	950" × 380"	4	3σ	—	~6 × 10 ⁻²¹	[10]
		700" × 700"	5				
SDO/AIA	094 Å, 131 Å	400" × 400"	12	5σ	—	~8 × 10 ⁻²¹	[12]
	171 Å, 193 Å						
	211 Å, 335 Å						

Примечание. Частоты вспышек приведены из соответствующих работ; темп вспышек оценен в рамках настоящей работы.

Они предложили использовать данный критерий для поиска НВ. Бергманз и др. [7] сравнили число вспышек, обнаруженных по критерию 3σ и 5σ, в двух каналах SoHO/EIT (304 и 195 Å). В канале 304 Å они нашли 9187 НВ для критерия 3σ и 188 НВ для критерия 5σ, что соответствует частоте НВ 14.4 и 0.3 с⁻¹ соответственно. В канале 195 Å они не обнаружили ни одного события по критерию 5σ. Ашванден и др. [8] обнаружили 3131 события в канале TRACE 171 Å и 904 события в канале TRACE 195 Å, что соответствует частоте около 100 с⁻¹ в канале 171 Å и около 25 с⁻¹ в канале 195 Å. Парнелл и Джапп [9] по данным TRACE нашли в поле зрения 420" × 420" 11 712 событий по критерию 5σ.

В 2009 г. Ульянов и др. [10] измерили энергию более 100 тысяч НВ в канале 171 Å по данным прибора ТЕСИС на космическом аппарате КОРОНАС-Фотон. Исходя из их данных, темп формирования НВ в данном диапазоне составил ~6 × 10⁻²¹ см⁻² с⁻¹ для энергий 10²³–10²⁵ эрг.

Возможности по исследованию солнечных вспышек малых энергий значительно выросли после начала работы инструмента AIA [11] на борту обсерватории SDO. Инструмент предоставил возможность исследовать Солнце в 7 спектральных диапазонах ВУФ, относящихся к короне и переходному слою Солнца. В работе [12], используя данные AIA, был измерен полный темп энерговыделения солнечных нановспышек в диапазоне энергий от 10²⁴ до 10²⁹ эрг, который составил

3.7 × 10⁴ эрг см⁻² с⁻¹. Частота формирования НВ не измерялась.

В табл. 1 мы собрали основные сведения о темпе формирования НВ, полученные ранее. Кроме частоты НВ (количество событий в секунду) мы приводим также темп формирования НВ (количество событий в секунду на см²). Данные параметры позволяют при известной средней энергии события оценить суммарный поток энергии, вносимый обнаруженными событиями. В некоторых работах частота НВ не приведена авторами непосредственно, но может быть рассчитана на основе их данных. В этих случаях мы приводим собственные оценки.

Согласно наблюдениям, частота и темп НВ различаются для разных спектральных диапазонов. В частности, НВ, судя по всему, формируют более интенсивное излучение в диапазоне 171 Å, чем в диапазоне 193–195 Å. В некоторых спектральных диапазонах НВ могут не наблюдаться, либо иметь низкую частоту. Так, в работе [12] при исследовании НВ был исключен канал 304 Å. В работе [13] были исключены каналы 304 и 94 Å (последний по мнению авторов имеет слишком низкое отношение сигнал/шум в спокойной короне). Однако количественное сравнение темпа солнечных НВ в различных спектральных диапазонах на настоящий момент отсутствует.

В данной работе мы сравниваем темп солнечных нановспышек в семи спектральных диапазонах AIA: 094, 131, 171, 193, 211, 304 и 335 Å, используя общую процедуру обработки данных и общий критерий поиска нановспышек для всех каналов.

Мы провели исследование для двух критериев поиска: 3σ и 5σ . В разделе 2 мы перечисляем использованные данные наблюдений и излагаем метод их обработки. В разделе 3 мы представляем и обсуждаем результаты. Последний раздел содержит краткие выводы из исследования.

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ

Мы использовали в работе данные телескопа AIA (Atmospheric Imaging Assembly [11]), размещенного на борту космической обсерватории SDO (Solar Dynamics Observatory). AIA состоит из 4 телескопов, которые получают изображения полного диска Солнца размером 4096×4096 пикселей с разрешением $0.6''$ на пиксель. Временной шаг наблюдений составляет 12 с. AIA может проводить измерения в 10 спектральных диапазонах, из которых мы выбрали 7 каналов, относящихся к ВУФ диапазону. Перечень каналов и их основные характеристики приведены в табл. 2.

Измерения проводились по данным AIA, полученным с 12:00 до 13:00 UT (продолжительность 1 ч) 20 мая 2019 г. в период низкой солнечной активности. Мы использовали данные, находящиеся в открытом доступе в базе данных JSOC (Joint Science Operations Center). Так как временной шаг наблюдений AIA составляет 12 с, то число изображений в каждом канале было равно 300 (полное число изображений — 2100). Размер каждого изображения в байтах составляет 32 Мбайт. Общий объем данных — 65.6 Гбайт. Чтобы уменьшить время машинной обработки, мы искали НВ не на всем диске Солнца, а внутри фрагмента размером 600×1200 пикселей вблизи центра диска (см. рис. 1). Фрагмент смещен вниз относительно экватора, чтобы полностью покрыть диапазон широт, где происходят вспышки (в данной работе от 0° до $\sim 45^\circ$). В качестве фонового изображения на рис. 1 использован первый кадр в диапазоне $171 \text{ \AA}$ (2019.05.20 12:00:10 UT).

На рис. 2 показаны примерно одновременные изображения Солнца во всех 7 исследованных диапазонах: 094, 131, 171, 193, 211, 304 и $335 \text{ \AA}$ (фактическое время наблюдений в разных каналах AIA может различаться на несколько секунд). Для всех каналов приведены первые изображения, полученные около 12:00 UT. На графике в нижнем правом углу рис. 2 показан интегральный поток излучения для каждого канала с 12:00 до 13:00 UT (для выбранного фрагмента диска). Рисунок подтверждает, что в течение исследованного периода отсутствовали даже минимальные изменения полного излучения, связанные с солнечной активностью. Можно также заключить, что ни в одном из диапазонов нельзя обнаружить НВ по наблюдению интегрального излучения Солн-

Таблица 2. Каналы AIA, использованные в работе

Канал AIA	Основной ион	Типичная T , $\lg T$, К
094	Fe XVIII	6.8
131	Fe XX	7.0
171	Fe IX	5.8
193	Fe XII	6.1
211	Fe XIV	6.3
304	He II	4.7
335	Fe XVI	6.4

ца или его отдельных областей. Наиболее сильное излучение спокойной короны Солнца наблюдается в каналах 171 и $193 \text{ \AA}$. Самое слабое излучение (в среднем менее 1 отсчета на пиксель) было зарегистрировано в каналах 094 и $335 \text{ \AA}$.

Изображения AIA, полученные из базы JSOC, имели уровень обработки 1.1. Это означает, в числе прочего, что с изображений уже были удалены следы заряженных частиц. Далее изображения были обработаны нами до уровня 1.5. Для обработки использовался пакет программ aiary [14] на языке Python, предназначенный для анализа данных AIA. Обработка включала изменение масштаба (все данные были приведены к масштабу $0.6''$ на пиксель), совмещение центрального меридиана Солнца и оси Y изображения, а также приведение всех изображений к одному времени экспозиции, 1 с. Мы также устранили сдвиг изображений в направлении X из-за дифференциального вращения Солнца с помощью методов из библиотеки SunPy [15] (смещение изображения AIA в центре солнечного диска за час наблюдений составляет чуть больше 16 пикселей).

Ниже мы описываем метод поиска НВ на изображениях, который был одинаковым для всех каналов:

1. Мы преобразуем серию изображений в каждом канале в массив данных $D(x, y, i)$, где x, y — координаты пикселя (x меняется от 0 до 599; y меняется от 0 до 1199), а i — номер изображения (от 0 до 299). Полное число пикселей составляет 720000 в каждом канале.

2. Для каждого пикселя (x, y) , мы определяем зависимость интенсивности излучения от времени:

$$I_{xy}(t) = D_k(x, y, i = 0 \dots 299).$$

Пример графика $I_{xy}(t)$ для канала $171 \text{ \AA}$ показан на панели А рис. 3 (координаты пикселя: $x = 212$, $y = 7$).

3. Мы рассчитываем фоновый сигнал $C_{xy}(t)$. Для этого мы применяем к функции $I_{xy}(t)$

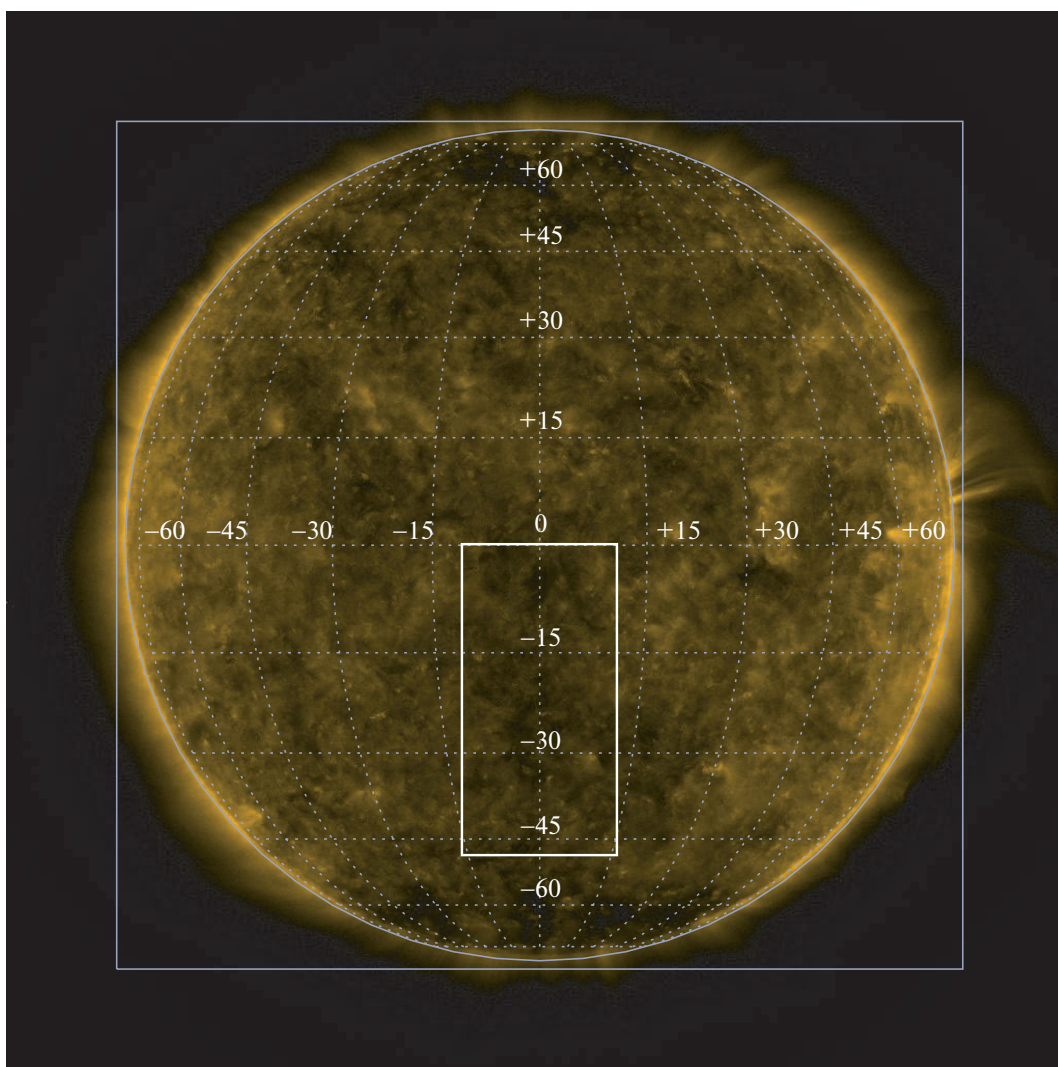


Рис. 1. Солнце в канале 171 Å 20.05.2019 в 12:00:10 UT (первое изображение в соответствующей серии). Белый прямоугольник — область поиска НВ (600 × 120 пикселей; 360'' × 720'').

медианный фильтр с размером ядра $\Delta t = 300$ с (25 кадров):

$$C_{xy}(t) = \text{MEDIAN}(I_{xy}(t), \Delta t = 300 \text{ с}).$$

Функция $C_{xy}(t)$ (также показана на панели А рис. 3) соответствует излучению спокойной короны Солнца в пикселе (x, y) . Размер ядра позволяет исключить быстрые изменения излучения с характерными временами, меньшими 300 с, что покрывает предполагаемый диапазон длительностей нановспышек. Отметим также, что такой же размер фильтра был использован ранее в работе [10].

4. Мы вычитаем фоновый сигнал,

$$I_{xy}(t) \rightarrow I_{xy}(t) - C_{xy}(t),$$

и находим среднее квадратичное отклонение σ_{xy} для пикселя xy . Временной профиль излучения после вычитания фона и уровень 1σ для канала 171 Å показаны на панели В рис. 3. Следует отметить, что вычитание фонового сигнала позволяет сосредоточиться на быстрых по сравнению с размером ядра изменениях излучения.

5. Если для локального максимума t_m на графике $I_{xy}(t)$ выполняется условие

$$I_{xy}(t_m) \geq n\sigma_{xy},$$

где n — выбранный критерий (мы используем $n = 3$ и $n = 5$), то точка t_m считается максимумом нановспышки.

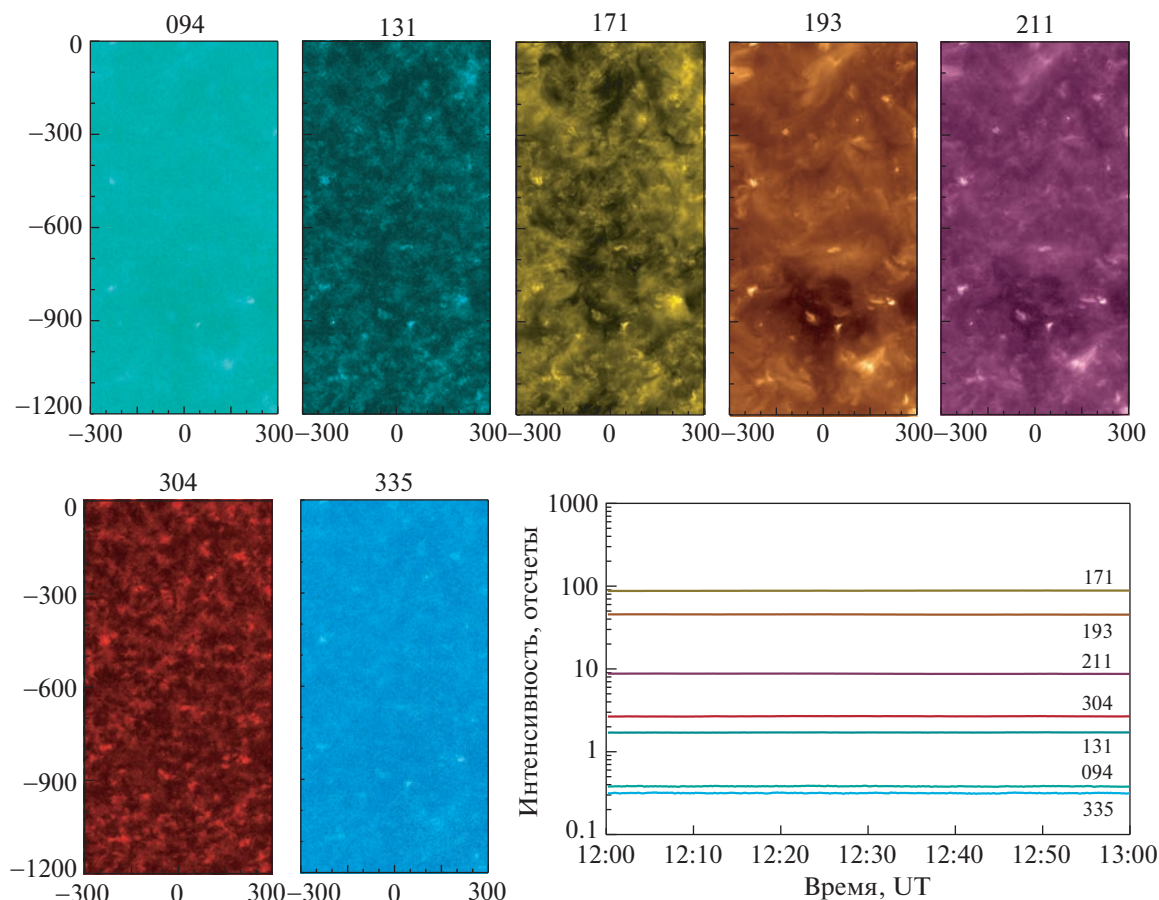


Рис. 2. Фрагмент Солнца (соответствует белому прямоугольнику на рис. 1) в 7 спектральных диапазонах SDO/AIA. График — изменение интегрального потока излучения из фрагмента в течение времени наблюдений (с 12:00 по 13:00 UT).

5. В качестве начала НВ мы принимаем первую точку t_s , слева от максимума t_m , которая ниже, чем две следующие:

$$I_{xy}(t_s) < \begin{matrix} I_{xy}(t_{s-1}); \\ I_{xy}(t_{s-2}). \end{matrix}$$

Аналогично, в качестве окончания НВ принимается первая точка t_e , справа от максимума t_m , которая ниже, чем две следующие:

$$I_{xy}(t_e) < \begin{matrix} I_{xy}(t_{e+1}); \\ I_{xy}(t_{e+2}). \end{matrix}$$

Время начала и окончания НВ, определенное таким способом, показано на панели В рис. 3. Найденный профиль НВ выделен красным цветом.

На панелях С–Н рис. 3 приведены одновременные профили излучения в остальных спектральных диапазонах. Можно сделать вывод, что по критерию 5σ данная НВ наблюдалась в двух спектральных диапазонах: 171 и 304 Å. По крите-

рию 3σ вспышка наблюдалась во всех диапазонах, кроме 131, и 335 Å.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Мы использовали процедуру, описанную в разделе 2, чтобы обработать данные, полученные во всех 7 спектральных диапазонах. Результаты (число НВ в каждом диапазоне для порога 3σ и 5σ) приведены в табл. 3.

Если шум на изображении имеет нормальное распределение по амплитуде, то вероятность роста излучения выше порога $+n\sigma$ может быть определена по формуле:

$$p = \frac{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{n}{\sqrt{2}}\right)}{2}. \quad (1)$$

Для $n = 3$ $p \approx 1.35 \times 10^{-3}$. Для $n = 5$ $p \approx 2.98 \times 10^{-7}$. Так как полное число пикселей в кубе данных $D(x, y, i)$ равно $N_p = 1200 \times 600 \times 300 = 2.16 \times 10^8$, то в каждом канале за время наблюдения могло

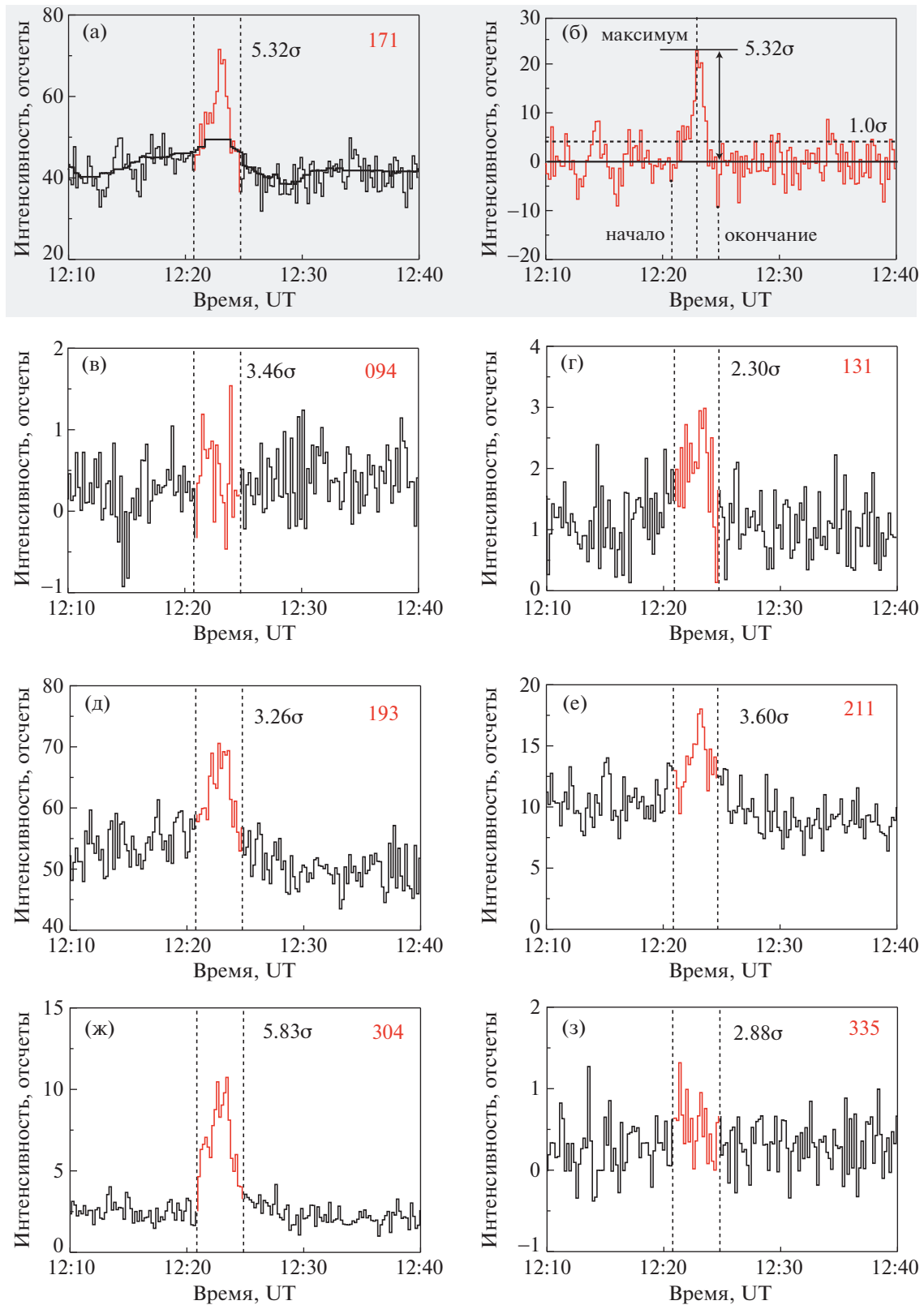


Рис. 3. Все панели, кроме В: поток излучения из пикселя $x = 212$; $y = 7$ в семи каналах SDO/AIA в течение времени наблюдений. Панель В: то же, что панель А, но после обработки данных (см. раздел 2). Пунктиром на всех рисунках отмечена продолжительность вспышки, измеренная по каналу 171 Å.

Таблица 3. Число НВ в разных спектральных диапазонах

Канал	094 Å	131 Å	171 Å	193 Å	211 Å	304 Å	335 Å
$\hat{N}_3$	490255	633678	550710	546919	569903	665981	478748
N_3	198677	342100	259132	255341	278325	374403	187170
$\hat{N}_5$	3105	12329	19668	16791	14504	25824	2940
N_5	3040	12264	19603	16726	14439	25759	2875
N_3/N_5	65.3	27.9	13.2	15.3	19.3	14.5	65.1
N_3/N_{171}	0.77	1.32	1.00	0.99	1.07	1.44	0.72
N_5/N_{171}	0.16	0.63	1.00	0.85	0.74	1.31	0.15

Примечание. $\hat{N}_3, \hat{N}_5$ — полные, а N_3, N_5 — скорректированные числа НВ для порогов 3σ и 5σ ; $N_3/N_{171}, N_5/N_{171}$ — отношения N_3 и N_5 к числу НВ в канале 171 Å для порогов 3σ и 5σ .

быть зарегистрировано 291 578 случайных уярчений выше порога 3σ и 65 уярчений выше порога 5σ . Принимая это во внимание, мы скорректировали число НВ, уменьшив его на вероятное число случайных уярчений. Для порога 3σ число случайных событий составляет от 40 до 60%, в зависимости от спектрального диапазона. Для порога 5σ случайные события составляют около и менее 1%.

Как можно заключить из литературы, каналы 171 Å и 193 Å наиболее часто используются для наблюдения спокойной короны Солнца и поиска солнечных нановспышек. Результаты в табл. 3, полученные для критерия 5σ , подтверждают эту идею. Канал 171 Å имеет наибольший темп формирования НВ среди спектральных диапазонов, относящихся к короне Солнца (все, кроме 304 Å). На втором месте находится канал 193 Å, темп формирования НВ в котором составляет 85% от канала 171 Å. На третьем месте канал 211 Å — 74%.

Согласно табл. 3, в каналах 094 и 335 Å для порога 3σ темп формирования НВ является неожиданно высоким — более 70% от канала 171 Å. Если увеличить порог до 5σ , темп резко уменьшается — до 15–16%. График в правом нижнем углу рис. 2 показывает, что общей особенностью каналов 094 и 335 Å является очень слабый сигнал — в среднем менее 1 отсчета на пиксель на 1 кадр. Мы полагаем, что при такой слабой интенсивности излучения среднеквадратичное отклонение σ не может быть корректно определено. По этой причине методы поиска НВ, основанные на анализе σ , дают некорректный результат. При переходе от 3σ к 5σ доля артефактов в каналах уменьшается, и результаты становятся более правдоподобными. Мы, однако, не вносили никаких изменений для слабых каналов, так как полагали важным сохранить единый способ обработки данных для всех спектральных диапазонов.

Необычным выглядит также высокий темп формирования НВ в канале 304 Å (140% от канала 171 Å). Интенсивное излучение в данном спек-

тральном диапазоне формируется при температуре порядка 50 тыс. К (см. табл. 2), которая соответствует не короне, а переходному слою между короной и хромосферой Солнца. По этой причине данный диапазон обычно не используют для поиска НВ, и большое число событий в нем выглядит неожиданным. Мы обсудим ниже причины данного противоречия.

Для определения темпа P (событий в секундах на см^2) и частоты F (событий в секундах) формирования НВ мы использовали формулы:

$$P = \frac{N}{S\Delta t}, \quad (2)$$

$$F = 4\pi R_s^2 P, \quad (3)$$

где N — число НВ, $\Delta t = 3600$ с — продолжительность наблюдений, $R_s = 6.96 \times 10^{10}$ см — радиус Солнца и S — площадь исследованного фрагмента Солнца, которую мы вычислили как:

$$S \approx 8.24 \times 10^5 \text{ пикс}^2 = 1.60 \times 10^{21} \text{ см}^2.$$

Результаты, частота и темп формирования НВ в различных диапазонах, показаны в табл. 4. Мы не обсуждаем отношения этих величин в разных каналах, так как они такие же, как соотношения между числом вспышек в табл. 3.

Темп формирования НВ для всех 7 спектральных диапазонов для порога 5σ показан также на рис. 4.

Согласно предыдущим исследованиям, солнечные НВ часто наблюдаются в нескольких спектральных диапазонах. Так, существует несколько работ, где НВ совместно наблюдались и исследовались в каналах 171 и 193 Å (напр., [6, 8]). Чтобы подтвердить или опровергнуть это, мы определили для каждого канала долю НВ, которая одновременно наблюдалась в каких-либо иных спектральных диапазонах. Мы считали, что НВ наблюдается в двух диапазонах, если выполняются три условия: (1) НВ произошли в одном

Таблица 4. Частоты и темп формирования НВ в разных спектральных диапазонах

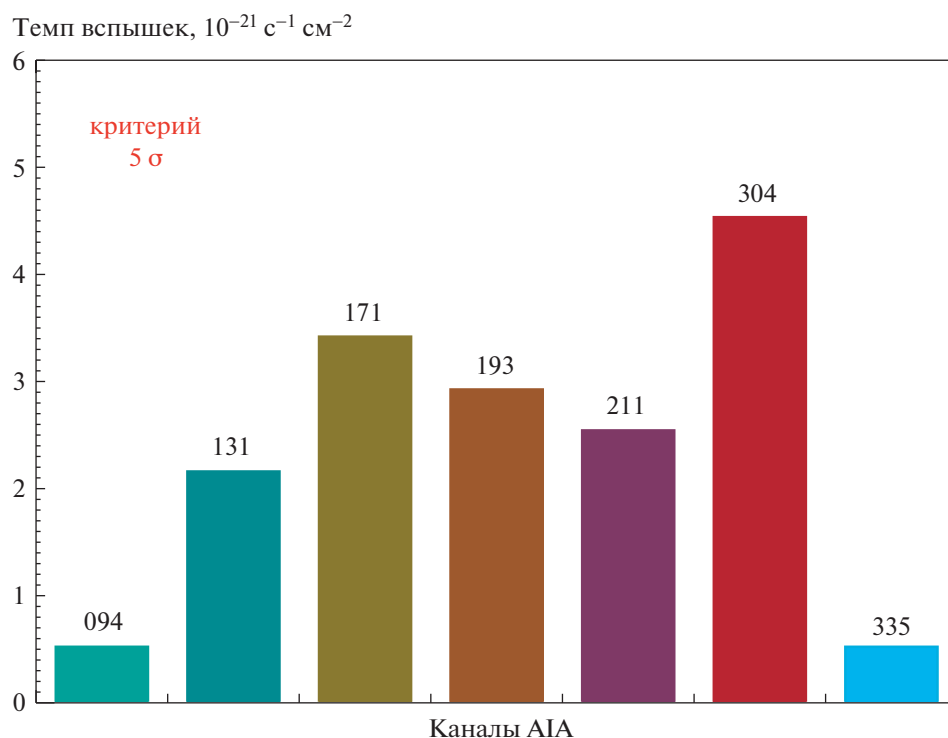
Канал	Частота, с ⁻¹		Темп, см ⁻² с ⁻¹	
	F_3	F_5	P_3	P_5
094 Å	2101	32	3.5×10^{-20}	5.3×10^{-22}
131 Å	3618	129	5.9×10^{-20}	2.1×10^{-21}
171 Å	2741	207	4.5×10^{-20}	3.4×10^{-21}
193 Å	2701	176	4.4×10^{-20}	2.9×10^{-21}
211 Å	2944	152	4.8×10^{-20}	2.5×10^{-21}
304 Å	3960	272	6.5×10^{-20}	4.5×10^{-21}
355 Å	1979	30	3.3×10^{-20}	5.0×10^{-22}

Примечание. F_3 , F_5 — частоты формирования НВ для порогов 3σ и 5σ (вся поверхность Солнца); P_3 , P_5 — темпы формирования НВ для порогов 3σ и 5σ .

или соседних пикселях; (2) их временные интервалы пересекаются; (3) оба события превышают в максимуме порог 5σ . Результаты исследования приведены на рис. 5. Для каждого канала показана доля НВ, которая имеет соответствие в другом канале, удовлетворяющее перечисленным выше трем условиям. Так как одна НВ может иметь соответствия в нескольких диапазонах, то сумма по строкам и столбцам таблицы превышает 100%.

Результаты показывают высокую взаимную корреляцию четырех каналов: 171, 193, 211 и 131 Å. Для каналов 094 и 355 Å только около 20% событий имеют соответствие хотя бы в одном ином спектральном диапазоне. Большинство событий, около 80%, являются одиночными. Так как мы не можем вообразить НВ, которая наблюдалась бы только в высокотемпературных спектральных диапазонах (например, 094 Å) без низкотемпературного соответствия (например, в 171 Å), мы полагаем, что даже при пороге 5σ большинство событий в каналах 094 и 355 Å являются артефактами. Для корректного определения числа НВ в этих диапазонах требуется существенное изменение метода обработки данных.

Темп НВ, измеренный в каналах 171 Å (3.4×10^{-21} см⁻² с⁻¹) и 193 Å (2.9×10^{-21} см⁻² с⁻¹), находится в общем согласии с результатами других авторов для этих диапазонов (см., напр., табл. 1). Точное совпадение результатов, вероятно, невозможно из-за проведения измерений разными приборами с разным динамическим диапазоном, разным отношением сигнала к шуму, а также разным временным разрешением. Кроме того, существуют не до конца понятные вариации частоты НВ на разных стадиях цикла [12] и даже разница между северным и южным полушариями Солнца [16]. Зависимость темпа НВ от солнечной широ-

**Рис. 4.** Измеренный темп солнечных НВ в семи каналах AIA/SDO (порог 5σ).

	094	131	171	193	211	304	335
094	—	7.7%	8.2%	8.2%	7.7%	7.9%	3.9%
131	3.5%	—	42.4%	38.4%	36.1%	27.6%	5.6%
171	3.1%	44.4%	—	52.1%	44.7%	35.2%	4.7%
193	3.4%	43.1%	57.3%	—	55.0%	38.6%	5.1%
211	3.5%	40.7%	50.3%	55.6%	—	35.8%	6.4%
304	1.6%	15.7%	22.9%	23.2%	21.0%	—	2.4%
335	3.8%	10.9%	11.3%	11.2%	11.6%	11.0%	—
нет	79.9%	47.7%	31.9%	27.6%	31.5%	63.5%	78.2%

	Более 50%		Более 40%
	Более 30%		Менее 10%

Рис. 5. Доля НВ в канале AIA (левый столбец), имеющих соответствие в другом канале AIA (верхняя строка) с амплитудой не менее 5σ . Цветовое выделение ячеек соответствует разным значениям (см. пояснение на рисунке).

ты при этом отсутствует или является очень слабой [17]. Потери энергии короной имеют темп $\sim 10^5 - 5 \times 10^6$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Для того чтобы компенсировать эти потери, необходимо, чтобы средняя энергия, выделившаяся в обнаруженных нановспышках, например, в канале 171 Å, была в диапазоне $10^{26} - 10^{27}$ эрг.

Мы считаем важным отметить необычные результаты для канала 304 Å. Около 40% найденных здесь событий имеют соответствия в корональных спектральных диапазонах: 171, 193, 211 и 131 Å. Но более 60% уярчений не имеют соответствий, т.е. наблюдаются только в переходной области Солнца без роста излучения в короне. Мы полагаем, что мы наблюдаем здесь сумму двух типов событий: хромосферных (например, бомб Эллермана), которые составляют наибольшую часть найденных уярчений, и корональных событий, т.е. излучения низкотемпературной компоненты НВ. Значительный вклад хромосферных событий может объяснить высокий темп НВ в канале 304 Å в табл. 3 и на рис. 4.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы использовали данные SDO/AIA, чтобы сравнить частоту и темп формирования солнечных нановспышек в 7 спектральных диапазонах, относящихся к короне (094, 131, 171, 193, 211, 335 Å) и переходному слою (304 Å) Солнца. Для поиска НВ мы использовали метод, основанный

на сравнении амплитуды излучения с заданным порогом (в нашей работе — 3σ и 5σ). Ранее похожая идея использовалась во многих работах (см., напр., список в табл. 1). Конкретная реализация нашего метода, как мы полагаем, наиболее близка к работе [10].

Наиболее высокая частота НВ для порога 5σ обнаружена в каналах 171 Å (207 с^{-1} на всей поверхности Солнца; 100%), 193 Å (85%), 211 Å (74%) и 131 Å (63%). Для каналов 094 и 335 Å, метод, вероятно, дает некорректные результаты из-за низкого сигнала. Мы можем заключить, что частота НВ в этих каналах не превышает 15–16% от канала 171 Å, но, вероятно, еще ниже, чем это значение.

Мы обнаружили значительное число уярчений в канале 304 Å, большинство из которых, более 60%, однако, локализованы в переходном слое и не имеют соответствия в короне. Тем не менее низкотемпературная компонента в линии 304 Å обнаруживается в 30–40% корональных НВ, наблюдающихся в линиях 171, 193 и 211 Å. Отсюда мы полагаем, что линия 304 Å должна учитываться при многотемпературном анализе НВ, но не может использоваться для поиска нановспышек.

Мы рассчитываем, что полученные результаты могут быть полезны при выборе оптимальных спектральных диапазонов для исследования НВ, а также для интерпретации результатов наблюдений НВ в различных каналах SDO/AIA.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 22-22-00879).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *S. A. Bogachev, A. S. Ulyanov, A. S. Kirichenko, I. P. Loboda, and A. A. Reva*, *Physics Uspekhi* **63**, 783 (2020).
2. *L. Golub, A. S. Krieger, J. K. Silk, A. F. Timothy, and G. S. Vaiana*, *Astrophys. J.* **189**, L93 (1974).
3. *S. Krucker, A. O. Benz, L. W. Acton, and T. S. Bastian*, *Astrophys. J.* **488**, 499 (1997).
4. *J. P. Delaboudiniere, G. E. Artzner, J. Brunaud, A. H. Gabriel, et al.*, *Solar Phys.* **162**, 291 (1995).
5. *B. N. Handy, L. W. Acton, C. C. Kankelborg, C. J. Wolfson, et al.*, *Solar Phys.* **187**, 229 (1999).
6. *S. Krucker and A. O. Benz*, *Astrophys. J.* **501**, L213 (1998).
7. *D. Berghmans, F. Clette and D. Moses*, *Astron. and Astrophys.* **336**, 1039 (1998).
8. *M. J. Aschwanden, R. W. Nightingale, T. D. Tarbell, and C. J. Wolfson*, *Astrophys. J.* **535**, 1027 (2000).
9. *C. E. Parnell and P. E. Jupp*, *Astrophys. J.* **529**, 554 (2000).
10. *A. S. Ulyanov, S. A. Bogachev, A. A. Reva, A. S. Kirichenko, and I. P. Loboda*, *Astron. Letters* **45**, 248 (2019).
11. *J. R. Lemen, A. M. Title, D. J. Akin, P. F. Boerner, et al.*, *Solar Phys.* **275**, 17 (2012).
12. *S. Purkhart and A. M. Veronig*, *Astron. and Astrophys.* **661**, id. A149 (2022).
13. *V. Joulain, E. Buchlin, J. Solomon, and C. Guennou*, *Astron. and Astrophys.* **591**, id. A148 (2016).
14. *W. T. Barnes, M. C. M. Cheung, M. G. Bobra, P. Boerner, et al.*, *J. Open Source Software* **5**(55), 2801 (2020).
15. *W. T. Barnes, M. G. Bobra, S. D. Christe, N. Freij, et al.*, *Astrophys. J.* **890**(1), id. 68 (2020).
16. *S. A. Bogachev*, *Geomagnetism and Aeronomy* **64**, 441 (2023).
17. *D. I. Zavershinskii, S. A. Bogachev, S. A. Belov, and L. S. Ledentsov*, *Astron. Letters* **48**, 550 (2022).

RATE OF SOLAR NANOFLARES IN DIFFERENT SPECTRAL RANGES

S. A. Belov^{a,b}, D. I. Zavershinskii^{a,b}, S. A. Bogachev^{a,c}, and L. S. Ledentsov^{a,d}

^a*Samara National Research University, Samara, Russia*

^b*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^c*Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^d*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

The frequency and rate of solar nanoflares (NF) were measured in 6 coronal spectral ranges (094, 131, 171, 193, 211, 335 Å) and one, related to the transition layer (304 Å). We used SDO/AIA data obtained at solar minimum in May 2019. We analyzed the same region of the Sun, covering 360'' × 720'' field-of-view, in all channels over the same time interval of 1 hour. In all the spectral bands, to search for NF we applied the same algorithm based on the amplitude analysis of fast brightenings in AIA images. The frequency and rate of NF, as can be expected, vary significantly in different wavelengths. For threshold 5σ, the highest NF frequency, 207 c⁻¹, was measured in 171 Å. The next spectral ranges are 193 Å (85% of 171 channel), 211 Å (74%), and 131 Å (63%). We have not been able to reliably measure the frequency in channels 094 Å, and 335 Å, but found that it is less than 15% of the frequency in channel 171 Å. In the 304 Å channel, we found a large number of brightenings that do not match any coronal events. However, about 40% of NF in corona have a counterpart in the 304 Å line with an amplitude higher than 5σ.

Keywords: solar corona, solar activity, nanoflares

ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН: АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ N -ГО ПОРЯДКА И УТОЧНЕННЫЕ ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

© 2023 г. С. А. Серов^{1,*}, С. С. Серова²

¹Институт теоретической и математической физики, Саров, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: S.A.Serov@inbox.ru

Поступила в редакцию 06.07.2023 г.

После доработки 15.08.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

Предложено новое асимптотическое приближение n -го порядка для использования в расчетах распространения излучения в оптически толстых средах без рассеяния; асимптотическое приближение проще и точнее известного диффузионного приближения. Показано, что для оптически толстых сред асимптотическое решение кинетического уравнения распространения излучения без рассеяния является асимптотическим разложением точного интегрального решения этого кинетического уравнения. Получен строгий вывод уравнения диффузионного приближения. Выведены важные для практического применения в расчетах распространения излучения уточненные граничные условия.

Ключевые слова: звезды, строение галактики, лучистый теплообмен, кинетическое уравнение, асимптотическое решение, асимптотическое приближение n -го порядка, уточненные граничные условия

DOI: 10.31857/S0004629923120095, **EDN:** DEKMSZ

1. ВВЕДЕНИЕ

В статье рассматривается распространение излучения в оптически толстых (неподвижных) средах без рассеяния в предположении локального термодинамического равновесия (ЛТР), т.е. предполагается, что локально определены температура и плотность вещества, так как рассматриваемое ниже кинетическое уравнение распространения излучения (1) включает в себя уменьшенный на вынужденное испускание коэффициент поглощения излучения κ'_ν , зависящий от свойств вещества, его плотности и температуры, и спектральную интенсивность равновесного излучения $I_{\nu p}$, которая зависит только от температуры. Как правило, при увеличении частоты излучения пробег световых квантов растет, соответственно спектральная оптическая толщина среды уменьшается (см. ниже уравнения (5) и (10)), но и уменьшается число квантов с высокой энергией (ср. с уравнением (3)). Среду мы называем оптически толстой, если для некоторой частоты $\nu_{\max}$ суммарной энергией световых квантов с частотой $\nu > \nu_{\max}$ можно пренебречь и оптическая толщина среды Θ , определяемая в разделе 5

уравнением (61), больше единицы. Мы рассматриваем распространение излучения в неподвижных средах, полагая, что заинтересовавшиеся предлагаемым ниже асимптотическим приближением сами учтут движение среды, как это обычно делается, в своих уравнениях газовой динамики с излучением (см., напр., [1, гл. II, § 17]). Как показывают оценки (см., напр., [1, гл. II, § 2] или [2, гл. 4, §§ 4.4–4.5]), в оптически толстых средах рассеянием излучения по сравнению с поглощением излучения часто можно пренебречь.

В расчетах распространения излучения (газодинамических расчетах с излучением) в оптически толстых средах без рассеяния в настоящее время используются 3 основных приближения: кинетическое приближение (численно решается кинетическое уравнение распространения излучения), диффузионное приближение и приближение лучистой теплопроводности.

Кинетическое приближение, наиболее точное с физической точки зрения, является существенно более затратным по времени выполнения расчетов. Кинетическое приближение трудно использовать в расчетах распространения излучения в оптически очень толстых средах (в

веществах с высокой плотностью и большим зарядом атомного ядра, когда пробег излучения очень мал). Кроме того, естественная разностная аппроксимация производных первого порядка в кинетическом уравнении распространения излучения приводит к немонотонным разностным схемам. Из-за этого до сих пор большая часть расчетов распространения излучения в оптически толстых средах без рассеяния проводится в диффузионном приближении и приближении лучистой теплопроводности.

Диффузионное приближение имеет нулевой порядок асимптотической точности (см. ниже), поэтому плохо описывает угловое распределение излучения в оптически не очень толстых средах (использование этого приближения в оптически тонких средах не обосновано); к тому же диффузионное приближение является довольно сложным для расчетов, так как нужно численно решать уравнение в частных производных (первое уравнение диффузионного приближения).

Принципиальный недостаток приближения лучистой теплопроводности связан с вертикально обрывающимся профилем тепловой волны, который получается при использовании этого приближения в газодинамических расчетах с излучением (см., напр., [1, гл. X, § 3]); в результате на фронте тепловой волны в разностных программах расчета распространения излучения можно получить противоясственно большой по величине (абсурдный с физической точки зрения) поток энергии излучения. Применения разного рода ограничений потока энергии излучения (см., напр., обзор [3] и ссылки в нем) не являются теоретически обоснованными.

Ниже в разделе 2 рассмотрено асимптотическое решение кинетического уравнения распространения излучения без рассеяния в предельном случае, когда оптическая толщина среды стремится к бесконечности. Из этого асимптотического решения кинетического уравнения получена система уравнений *асимптотического приближения n -го порядка* (целое $n \geq 1$), которую предлагается использовать для расчетов распространения излучения в оптически толстых средах без рассеяния вместо кинетического приближения, диффузионного приближения и приближения лучистой теплопроводности. В частности, для $n = 1$ мы получаем также строгий вывод второго уравнения диффузионного приближения (уравнения диффузии).

Рассматриваемое кинетическое уравнение распространения излучения в средах без рассеяния интересно, с теоретической точки зрения, тем, что известно его точное интегральное решение, и мы можем непосредственно сравнить точное и асимптотическое решения кинетического уравнения. В разделе 3 мы показываем, что наше

асимптотическое решение кинетического уравнения распространения излучения без рассеяния отличается от точного интегрального решения только малым по сравнению с последним членом асимптотического решения остатком, стремящимся к нулю, когда оптическая толщина среды стремится к бесконечности, т.е. для оптически толстых сред асимптотическое решение кинетического уравнения распространения излучения без рассеяния является *асимптотическим разложением* точного интегрального решения этого кинетического уравнения (непривычные члены асимптотического решения, содержащие временные производные, соответствуют “запаздывающему” излучению).

Когда в расчетах распространения излучения используются новое асимптотическое приближение n -го порядка или диффузионное приближение повышенной точности (см. ниже), чтобы не снизить общую точность расчетов нужно использовать граничные условия более высокого порядка асимптотической точности. Поэтому в разделе 4 из асимптотического решения кинетического уравнения распространения излучения для оптически толстых сред без рассеяния будут получены *уточненные граничные условия* (для внутренних границ и внешних границ с вакуумом), которые предлагается использовать в расчетах распространения излучения.

Некоторые результаты современного анализа, использованные в разделе 2, могут быть найдены в монографии [4]. Используемые ниже обозначения близки к обозначениям в работах [1, 4], очевидные зависимости рассматриваемых функций (от времени, пространственных координат, направления ...) опускаются. Если не оговорено иное, предполагается, что в трехмерном пространстве введена прямоугольная декартова система координат (x, y, z) . Индексы трехмерных векторов и тензоров обозначаются греческими буквами и пробегают значения от 1 до 3; по одинаковому верхнему и нижнему координатным индексам трехмерных тензоров подразумевается суммирование, если же некоторые индексы не являются координатными тензорными индексами, то при необходимости знак суммы указывается явно. Метрика считается определенной с помощью диагонального метрического тензора, компоненты которого: $g_{\alpha\beta} = 0$ при $\alpha \neq \beta$, $g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1$; компоненты тензора давления излучения ниже записаны через компоненты $g^{\alpha\beta}$ контравариантного метрического тензора, определяемые уравнением $g_{\alpha\beta} g^{\beta\xi} = \delta_{\alpha}^{\xi}$, где δ_{α}^{ξ} — δ -символ Кронекера ранга 2 (компоненты единичного трехмерного тензора), $\delta_{\alpha}^{\xi} = 0$ при $\alpha \neq \xi$, $\delta_{\alpha}^{\alpha} = 1$ при $\alpha = \xi$; $g^{\alpha\beta} = 0$ при $\alpha \neq \beta$, $g^{11} = g^{22} = g^{33} = 1$;

для четырехмерных координат также используются обозначения: t — время, $\mathbf{r}$ — трехмерный радиус-вектор.

2. АСИМПТОТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Если в общем кинетическом уравнении распространения излучения (см., напр., [1, уравнение (2.24)], [2, уравнение (2.26)], ср. [5, уравнение (2.26)] или [6, гл. I, уравнение (48)]) пренебречь рассеянием излучения, и в предположении локального термодинамического равновесия в соответствии с законом Кирхгофа (см. [1, уравнения (2.21), (2.27)] или [2, уравнения (2.4), (2.5)]) выразить коэффициент излучения через коэффициент поглощения и спектральную интенсивность равновесного излучения в состоянии термодинамического равновесия, то приближенное кинетическое уравнение распространения излучения без рассеяния, представляющее собой дифференциальное уравнение в частных производных первого порядка для зависящей от времени, пространственных координат и направления спектральной интенсивности излучения $I_v(t, \mathbf{r}, \Omega)$ можно записать в следующем виде (ср. с [1, уравнение (2.28)]):

$$I'_v \left(\frac{\partial}{c \partial t} + \Omega \cdot \nabla \right) I_v = I_{vp} - I_v. \quad (1)$$

В уравнении (1) v — частота световых квантов; c — скорость света в вакууме;

$$I_v(t, \mathbf{r}, \Omega) dv d\Omega = h\nu c f(v, t, \mathbf{r}, \Omega) dv d\Omega \quad (2)$$

дает количество лучистой энергии в спектральном интервале dv , переносимой световыми квантами с энергией $h\nu$, имеющими направление движения в элементе телесного угла $d\Omega$ около единичного вектора Ω , за единицу времени через площадку единичной площади, помещенную в точке $\mathbf{r}$, перпендикулярно к направлению Ω ; h — постоянная Планка; $f(v, t, \mathbf{r}, \Omega)$ — плотность числа световых квантов в спектральном интервале от v до $v + dv$, находящихся в момент t около точки $\mathbf{r}$ и имеющих направление движения в элементе телесного угла $d\Omega$ около единичного вектора Ω , аналогичная функции распределения скоростей частиц газа в кинетической теории разреженных газов; I_{vp} — спектральная интенсивность равновесного излучения в состоянии термодинамического равновесия, определяемая формулой Планка:

$$I_{vp} \equiv B_v \equiv \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/T} - 1}. \quad (3)$$

Здесь T — температура вещества, отсчитываемая по энергетической шкале температур; $\kappa'_v \equiv 1/I'_v$ — уменьшенный на вынужденное испускание коэффициент поглощения (см., напр., [1, гл. II, § 5]),

$$\kappa'_v \equiv \kappa_v (1 - e^{-h\nu/T}), \quad (4)$$

$\kappa_v I_v dv d\Omega$ равно энергии световых квантов с частотой от v до $v + dv$, имеющих направление движения в элементе телесного угла $d\Omega$ около единичного вектора Ω , поглощаемых веществом в единице объема в единицу времени.

Единичные векторы Ω отождествляются с точками компактной единичной сферы S_2 в $\mathbf{R}^3$. Без существенного ограничения общности мы можем рассматривать решение уравнения (1) на произведении $K \times S_2$, рассматриваемом как подпространство топологического пространства $\mathbf{R}^4 \times \mathbf{R}^3$, где K — ограниченный замкнутый (и, следовательно, компактный) параллелепипед топологического пространства пространственно-временных координат $\mathbf{R}^4$, содержащийся в некотором открытом параллелепипеде M топологического пространства $\mathbf{R}^4$. Функции пространственно-временных координат $I'_v(t, \mathbf{r})$, $T(t, \mathbf{r})$ и $I_{vp}(T(t, \mathbf{r}))$ будем предполагать бесконечно непрерывно дифференцируемыми, т.е. имеющими непрерывные смешанные частные производные любого порядка по (t, x, y, z) на M . Как непрерывно дифференцируемые функции они непрерывны на компактном множестве K и, следовательно, принимают на K свое максимальное значение $I'_v{}^{\max}$, $T^{\max}$ и $I_{vp}{}^{\max} = I_{vp}(T^{\max})$.

Под спектральной оптической толщиной среды Θ_v мы будем понимать отношение

$$\Theta_v = \frac{L_v}{I'_v{}^{\max}}, \quad (5)$$

где L_v — некоторое характерное расстояние изменения интенсивности излучения (см. ниже уравнение (10)). Построим асимптотическое решение уравнения (1) для предельного случая, когда спектральная оптическая толщина среды стремится к бесконечности или

$$\epsilon_v = \frac{I'_v{}^{\max}}{L_v} \rightarrow 0, \quad (6)$$

например, когда $I'_v{}^{\max} \rightarrow 0$.

Малый параметр, по степеням которого при стремлении его к нулю строится асимптотическое разложение с переменными коэффициентами (ср. с [7, гл. XXII]) решения кинетического уравнения, выделить просто, достаточно в урав-

нении (1) перейти к безразмерным переменным $(ct/L_v, x/L_v, y/L_v, z/L_v)$ и $l'_v/l'_{v\max}$. Уравнение (1) можно тогда переписать следующим образом:

$$\epsilon_v \left(\frac{l'_v}{l'_{v\max}} \right) \left(\frac{L_v}{c} \frac{\partial}{\partial t} + L_v \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \right) I_v = I_{vp} - I_v. \quad (7)$$

Запишем асимптотическое разложение спектральной интенсивности излучения в виде формального ряда последовательных приближений по степеням ϵ_v :

$$I_v = \epsilon_v^0 \tilde{I}_v^{(0)} + \epsilon_v \tilde{I}_v^{(1)} + \epsilon_v^2 \tilde{I}_v^{(2)} + \dots, \quad (8)$$

подставим этот степенной ряд в уравнение (7) и приравняем функции одного порядка малости. В результате получим следующую систему уравнений метода последовательных приближений:

$$\tilde{I}_v^{(0)} = I_{vp}, \quad (9a)$$

$$\tilde{I}_v^{(1)} = - \left(\frac{l'_v}{l'_{v\max}} \right) \left(\frac{L_v}{c} \frac{\partial}{\partial t} + L_v \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \right) \tilde{I}_v^{(0)}, \quad (9b)$$

⋮

$$\tilde{I}_v^{(n)} = - \left(\frac{l'_v}{l'_{v\max}} \right) \left(\frac{L_v}{c} \frac{\partial}{\partial t} + L_v \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \right) \tilde{I}_v^{(n-1)}. \quad (9c)$$

В соответствии с уравнениями (9) естественно определить L_v как нижнюю грань ограниченного снизу множества действительных чисел $L_v^{(n)}(t, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$:

$$L_v = \inf_{(t, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) \in K \times S_2} \left\{ L_v^{(n)}(t, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) \times \frac{I_{vp}^{\max}}{l'_v \left[\left| \frac{\partial}{\partial t} I_v^{(n)} \right| + |(\mathbf{\Omega} \cdot \nabla) I_v^{(n)}| \right]} \right\}. \quad (10)$$

Подставляя так определенное L_v в уравнения (9) получаем

$$|\tilde{I}_v^{(n)}| \leq |\tilde{I}_v^{(n-1)}| \leq \dots \leq |\tilde{I}_v^{(1)}| \leq I_{vp}^{\max}. \quad (11)$$

Следовательно, при

$$\epsilon_v < 1 \quad (12)$$

ряд (8) сходится равномерно на $K \times S_2$, так как мажорируется сходящимся степенным рядом. Также равномерно на $K \times S_2$ сходятся ряды, полученные почленным дифференцированием по (t, x, y, z) ряда (8) (аналогично равномерно на K сходятся рассматриваемые ниже ряды, полученные почленным интегрированием по углам ряда (8), и ряды, полученные из последних почленным дифференцированием по (t, x, y, z)).

Поэтому, согласно известным теоремам анализа (см., напр., [4, гл. IV, § 11] при выполнении условия (12) ряд (8) определяет бесконечно непрерывно дифференцируемое решение уравнения (1).

Чтобы не менять вида физических уравнений, удобно не выделять явно малый параметр ϵ_v в исходном кинетическом уравнении, а просто вводить формально индикатор малости λ_v соответствующих членов уравнения как в работе Гильберта [7, гл. XXII]. Вместо уравнений (7)–(9) в этом случае имеем уравнения:

$$\lambda_v l'_v \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \right) I_v = I_{vp} - I_v. \quad (13)$$

$$I_v = \lambda_v^0 I_v^{(0)} + \lambda_v I_v^{(1)} + \lambda_v^2 I_v^{(2)} + \dots, \quad (14)$$

$$I_v^{(0)} = I_{vp}, \quad (15a)$$

$$I_v^{(1)} = -l'_v \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \right) I_{vp}, \quad (15b)$$

⋮

$$I_v^{(n)} = -l'_v \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \right) I_v^{(n-1)}. \quad (15c)$$

Из уравнений [14] и (15) в соответствии с общими определениями спектральной плотности энергии излучения,

$$U_v \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{c} \int_{(4\pi)} I_v d\mathbf{\Omega}, \quad (16)$$

и спектрального потока энергии излучения,

$$\mathbf{S}_v \stackrel{\text{def}}{=} \int_{(4\pi)} I_v \mathbf{\Omega} d\mathbf{\Omega}, \quad (17)$$

получаем асимптотическое разложение спектральной плотности энергии излучения:

$$U_v = \lambda_v^0 U_v^{(0)} + \lambda_v U_v^{(1)} + \lambda_v^2 U_v^{(2)} + \dots, \quad (18)$$

где, в частности,

$$U_v^{(0)} = \frac{4\pi}{c} I_{vp} = U_{vp} \quad (19)$$

– равновесная спектральная плотность энергии излучения,

$$U_v^{(1)} = -l'_v \frac{\partial U_{vp}}{\partial t}, \quad (20)$$

$$U_v^{(2)} = l'_v \frac{\partial}{\partial t} \left(l'_v \frac{\partial U_{vp}}{\partial t} \right) + \frac{1}{3} l'_v \nabla \cdot (l'_v \nabla U_{vp}), \quad (21)$$

и асимптотическое разложение спектрального потока энергии излучения

$$\mathbf{S}_v = \lambda_v^0 \mathbf{S}_v^{(0)} + \lambda_v \mathbf{S}_v^{(1)} + \lambda_v^2 \mathbf{S}_v^{(2)} + \dots, \quad (22)$$

где

$$\mathbf{S}_v^{(0)} = 0, \quad (23)$$

$$\mathbf{S}_v^{(1)} = -\frac{c}{3} l'_v \nabla U_{vp} = -\frac{c}{3} l'_v \nabla U_v^{(0)}, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_v^{(2)} &= \frac{c}{3} l'_v \nabla \left(l'_v \frac{\partial U_{vp}}{\partial t} \right) + \frac{c}{3} l'_v \frac{\partial}{\partial t} (l'_v \nabla U_{vp}) = \\ &= -\frac{c}{3} l'_v \nabla U_v^{(1)} - l'_v \frac{\partial \mathbf{S}_v^{(1)}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (25)$$

Тензор спектрального давления излучения определяется аналогично тензору давления частиц газа в кинетической теории разреженных газов,

$$p_v \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{c} \int_{(4\pi)} I_v \Omega \otimes \Omega d\Omega, \quad (26)$$

или в компонентах

$$\begin{aligned} p_v^{\alpha\beta} &\stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{c} \int_{(4\pi)} I_v \Omega^\alpha \Omega^\beta d\Omega = \\ &= \int_{(4\pi)} \left[f(v, t, \mathbf{r}, \Omega) c \Omega^\alpha \right] \left(\frac{h\nu}{c} \Omega^\beta \right) d\Omega, \end{aligned} \quad (27)$$

(см., напр., [8, уравнение (85)]). Из уравнений (14), (15) и (27) получаем асимптотические разложения компонентов тензора спектрального давления излучения

$$p_v^{\alpha\beta} = \lambda_v^0 p_v^{\alpha\beta(0)} + \lambda_v p_v^{\alpha\beta(1)} + \lambda_v^2 p_v^{\alpha\beta(2)} + \dots, \quad (28)$$

где

$$p_v^{\alpha\beta(0)} = \frac{1}{3} U_{vp} g^{\alpha\beta} = \frac{1}{3} U_v^{(0)} g^{\alpha\beta}, \quad (29)$$

$$p_v^{\alpha\beta(1)} = \frac{1}{3} \left(-l'_v \frac{\partial U_{vp}}{\partial t} \right) g^{\alpha\beta} = \frac{1}{3} U_v^{(1)} g^{\alpha\beta}, \quad (30)$$

$$\begin{aligned} p_v^{\alpha\beta(2)} &= \frac{1}{c} l'_v \frac{\partial}{\partial x^\xi} \left(l'_v \frac{\partial I_{vp}}{\partial x^\xi} \right) \int_{(4\pi)} \Omega^\xi \Omega^\zeta \Omega^\alpha \Omega^\beta d\Omega + \\ &+ \frac{1}{3} l'_v \frac{\partial}{\partial t} \left(l'_v \frac{\partial U_{vp}}{\partial t} \right) g^{\alpha\beta} = \frac{1}{15} l'_v \frac{\partial}{\partial x^\xi} \left(l'_v \frac{\partial U_{vp}}{\partial x^\xi} \right) \times \\ &\times \left(g^{\xi\zeta} g^{\alpha\beta} + g^{\xi\alpha} g^{\zeta\beta} + g^{\xi\beta} g^{\alpha\zeta} \right) + \\ &+ \frac{1}{3} l'_v \frac{\partial}{\partial t} \left(l'_v \frac{\partial U_{vp}}{\partial t} \right) g^{\alpha\beta}, \end{aligned} \quad (31)$$

и

$$\begin{aligned} \int_{(4\pi)} \Omega^\xi \Omega^\zeta \Omega^\alpha \Omega^\beta d\Omega &= \frac{2}{(2+1)(2+2+1)} \times \\ &\times 2\pi \left(g^{\xi\zeta} g^{\alpha\beta} + g^{\xi\alpha} g^{\zeta\beta} + g^{\xi\beta} g^{\alpha\zeta} \right), \end{aligned} \quad (32)$$

другие интегралы по углам вычисляются и записываются аналогично.

Уравнения (15), (18), (22) и (28) образуют систему уравнений асимптотического приближения n -го порядка, которую можно использовать в расчетах распространения излучения (газодинамических расчетах с излучением) вместо рассматриваемых ниже уравнений диффузионного приближения и приближения лучистой теплопроводности.

Для $\lambda_v = 0$ ($l'_v \equiv 0$) асимптотическое решение (14) уравнения (13) является точным:

$$I_v = I_v^{(0)} = I_{vp}, \quad (33)$$

см. уравнение (15a): фотоны с анизотропным распределением по углу (например, вблизи границы среды) поглощаются на нулевом отрезке пути и переизлучаются изотропно в соответствии со спектральной интенсивностью равновесного излучения, определяемой формулой Планка.

Согласно уравнению (15a) в нулевом асимптотическом приближении спектральная интенсивность излучения изотропна. Угловая зависимость интенсивности излучения появляется только начиная с первого порядка асимптотической точности (см. уравнения (15b) и (15c)). Поэтому в газодинамических расчетах с излучением для корректного описания угловых распределений, зависящих от излучения газодинамических величин, например, температуры и давления, нужно использовать асимптотическое приближение, как минимум, первого порядка (это замечание относится также к рассматриваемому ниже диффузионному приближению).

Первое уравнение диффузионного приближения получается (точно) из кинетического уравнения распространения излучения (1) интегрированием по углам:

$$\frac{\partial U_v}{\partial t} + \text{div} \mathbf{S}_v = c \kappa'_v (U_{vp} - U_v). \quad (34)$$

Второе уравнение диффузионного приближения можно получить из уравнения (24), добавив в уравнение (24) члены более высокого порядка малости асимптотических разложений спектральной плотности энергии излучения (18) и спектрального потока энергии излучения (22):

$$\mathbf{S}_v = -\frac{c}{3} l'_v \nabla U_v. \quad (35)$$

Из-за наличия второго слагаемого в правой части уравнения (25) второе уравнение диффузионного приближения имеет первый порядок асимптотической точности.

Уравнения диффузионного приближения (34), (35) представляют собой систему двух уравнений в частных производных первого порядка для двух неизвестных функций, зависящих от частоты излучения (но не от направления), пространственных координат и времени: спектральной плотно-

сти энергии излучения и спектрального потока энергии излучения. Для оптически толстых сред диффузионное приближение не точнее асимптотического приближения первого порядка, но асимптотическое приближение первого порядка проще.

Газодинамические расчеты с излучением в диффузионном приближении имеют нулевой порядок асимптотической точности, если используются обычные граничные условия по излучению нулевого порядка или если для давления излучения используется выражение из уравнения состояния вещества с излучением (см. уравнение (29)).

В приближении лучистой теплопроводности полный (проинтегрированный по всем частотам) поток энергии излучения задается аналитической формулой (см. [9, уравнение (2.76)]):

$$\mathbf{S} = -\frac{c}{3} l'_R \nabla U_P = -\frac{16 l'_R \sigma T^3}{3} \nabla T; \quad (36)$$

в этом уравнении

$$l'_R = \frac{\int_0^\infty l'_v \frac{dI_{vP}}{dT} dv}{\int_0^\infty \frac{dI_{vP}}{dT} dv} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa'_v} \frac{dI_{vP}}{dT} dv}{\frac{dI_P}{dT}} \quad (37)$$

— усредненный по Росселанду (росселандов) пробег излучения [10];

$$I_P = \int_0^\infty I_{vP} dv = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (38)$$

— полная (полученная интегрированием по частотам от 0 до ∞) интенсивность равновесного излучения;

$$U_P = \int_0^\infty U_{vP} dv = \frac{4\sigma T^4}{c} \quad (39)$$

— полная равновесная плотность энергии излучения; σ — постоянная Стефана–Больцмана. Полная равновесная плотность энергии излучения входит в газодинамическое уравнение переноса энергии через уравнение состояния вещества с излучением.

Уравнение (36) соответствует второму уравнению диффузионного приближения (35). Принципиальный недостаток приближения лучистой теплопроводности, о котором говорилось во Введении, связан с вертикально обрывающимся профилем тепловой волны, который получается в этом приближении в газодинамических расчетах с излучением.

Для оптически толстых сред газодинамические расчеты с излучением в приближении лучистой теплопроводности имеют нулевой поряд-

док асимптотической точности, так как в газодинамическое уравнение переноса энергии входит только равновесная плотность энергии излучения,

$$U_P = U^{(0)}, \quad (40)$$

используются обычные граничные условия по излучению нулевого порядка (см. ниже), а для давления излучения используется выражение нулевого порядка из уравнения состояния вещества с излучением.

3. ИНТЕГРАЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

При отсутствии рассеяния излучения, приводящего к изменению направления движения фотонов, в среде, находящейся в локальном термодинамическом равновесии, мы можем рассматривать распространение излучения вдоль линии, заданной уравнением

$$\mathbf{r}(s) = \mathbf{r}_0 + s\mathbf{\Omega}, \quad (41)$$

и переписать уравнение (1) в виде:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} \right) I_v = \kappa'_v (I_{vP} - I_v). \quad (42)$$

Решение уравнения (42) хорошо известно:

$$\begin{aligned} I_v(t, s, \mathbf{\Omega}) = & \int_{s_b}^s (\kappa'_v I_{vP})_{t-\frac{s-s'}{c}, s'} \exp \left[-\int_{s'}^s (\kappa'_v)_{t-\frac{s-s''}{c}, s''} ds'' \right] ds' + \\ & + (I_{vb})_{t-\frac{s}{c}, s_b} \exp \left[-\int_{s_b}^s (\kappa'_v)_{t-\frac{s-s''}{c}, s''} ds'' \right], \end{aligned} \quad (43)$$

ср., напр., с [1, уравнение (2.33)]. Через I_{vb} в (43) обозначена произвольная константа интегрирования, соответствующая интенсивности входящего излучения в точке $\mathbf{r}(s_b)$ (или просто s_b , $s_b \leq s$) на (левой) границе среды в момент времени $(t - s/c)$ в направлении, задаваемом единичным вектором $\mathbf{\Omega}$. Решение (43) можно проверить непосредственной подстановкой в уравнение (42).

Согласно первому слагаемому в (43) излучение в точке s рассматриваемой линии складывается из фотонов, “рожденных” в точках s' отрезка $[s_b, s]$ в предшествующие моменты времени, из которых до точки s доходит только часть

$$\exp \left[-\int_{s'}^s (\kappa'_v)_{t-\frac{s-s''}{c}, s''} ds'' \right]. \quad (44)$$

Поэтому, если

$$\kappa'_v(s - s_b) \gg 1, \quad (45)$$

мы можем в уравнении (43) положить $s_b = -\infty$ и для интенсивности излучения в точке $\mathbf{r}_0$ ($s = 0$) получить выражение:

$$\begin{aligned} I_v(t, \mathbf{r}_0, \mathbf{\Omega}) \int_{-\infty}^0 (\kappa'_v I_{vp})_{t+\frac{s'}{c}, s'} \exp \left[-\int_{s'}^0 (\kappa'_v)_{t+\frac{s''}{c}, s''} ds'' \right] ds' = \\ = \int_0^\infty I_{vp} e^{-\tau} d\tau = I_{vp} + \sum_{i=1}^n \frac{\partial^i I_{vp}}{\partial \tau^i} \Big|_{\tau=0} + \int_0^\infty \frac{\partial^{n+1} I_{vp}}{\partial \tau^{n+1}} e^{-\tau} d\tau, \end{aligned} \quad (46)$$

где

$$\tau = \int_{s'}^0 (\kappa'_v)_{t+\frac{s''}{c}, s''} ds'', \quad (47a)$$

$$d\tau = -(\kappa'_v)_{t+\frac{s'}{c}, s'} ds'. \quad (47b)$$

В соответствии с уравнениями (41), (47) и (15с)

$$\begin{aligned} \frac{\partial^n I_{vp}}{\partial \tau^n} \Big|_{\tau=0} &= \left[\frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial^{n-1} I_{vp}}{\partial \tau^{n-1}} \right]_{\tau=0} = \\ &= \left[\left(\frac{\partial s'}{c \partial \tau} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial s'}{\partial \tau} \frac{\partial}{\partial s'} \right) \frac{\partial^{n-1} I_{vp}}{\partial \tau^{n-1}} \right]_{\tau=0} = \\ &= \left[\left(\frac{\partial s'}{c \partial \tau} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial s'}{\partial \tau} \frac{\partial}{\partial s'} \right) \frac{\partial^{n-1} I_{vp}}{\partial \tau^{n-1}} \right]_{\tau=0} = \\ &= \left[-l'_v \left(\frac{\partial}{c \partial t} + \frac{\partial}{\partial s'} \right) \frac{\partial^{n-1} I_{vp}}{\partial \tau^{n-1}} \right]_{\tau=0} = \\ &= \left[-l'_v \left(\frac{\partial}{c \partial t} + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \right) \frac{\partial^{n-1} I_{vp}}{\partial \tau^{n-1}} \right]_{\tau=0} = I_v^{(n)}. \end{aligned} \quad (48)$$

Таким образом, асимптотическое решение (14), (15) отличается от точного интегрального решения (46) только малым для оптически толстых сред членом

$$\int_0^\infty \frac{\partial^{n+1} I_{vp}}{\partial \tau^{n+1}} e^{-\tau} d\tau, \quad (49)$$

стремящемся к нулю как $\left(\frac{l'_v \max}{L_v} \right)^{n+1}$, т.е. асимптотическое решение является асимптотическим разложением точного интегрального решения, как это и должно быть.

Необычные временные производные в уравнении (48) связаны с временной задержкой излучения $t + s'/c$ в уравнении (46).

4. УТОЧНЕННЫЕ ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Переходя к выводу уточненных граничных условий, предположим, что границу двух веществ или границу вещества с вакуумом локально можно считать плоской — это хорошее приближение, если пробег фотонов много меньше радиуса кривизны границы

$$\frac{l'_v}{R} \ll 1. \quad (50)$$

Выберем в пространстве сферическую систему координат (r, θ, φ) с началом на границе $\mathbf{r}_0 = 0$, см. уравнение (41). Будем предполагать, что имеет место плоская симметрия, т.е. параметры веществ зависят только от координаты

$$z = s \cos \theta = r \cos(\pi - \theta) = -r \cos \theta \quad (51)$$

и времени t .

Рассмотрим случай, когда среда, в которой распространяется излучение (слева направо), занимает бесконечное полупространство $z \leq 0$, ограниченное плоской поверхностью $z = 0$ (полярная ось направлена по внешней нормали к поверхности $z = 0$). Из уравнений (46), (48), с учетом уравнения (51), для спектральной интенсивности излучения, выходящего с поверхности вещества, занимающего левое полупространство $z \leq 0$, имеем

$$\begin{aligned} I_v^-(t, 0, \theta, \varphi) &\simeq I_{vp}^- - \\ &- \cos \theta \left(l'_v \frac{\partial I_{vp}^-}{\partial z} \right) \Big|_{z=0} - \left(l'_v \frac{\partial I_{vp}^-}{c \partial t} \right) \Big|_{z=0} + \\ &+ \sum_{i=2}^n (-1)^i (\cos \theta)^i \times \\ &\times \left(l'_v \frac{\partial}{\partial z} \right) \dots \left(l'_v \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(l'_v \frac{\partial I_{vp}^-}{\partial z} \right) \Big|_{z=0} + \\ &+ \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} (-1)^i (\cos \theta)^j \times \\ &\times \left[\dots \left(l'_v \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(l'_v \frac{\partial I_{vp}^-}{c \partial t} \right) \dots + \dots \right]_{z=0} + \\ &+ \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} (-1)^i (\cos \theta)^j \\ &\times \left[\dots \left(l'_v \frac{\partial}{c \partial t} \right) \left(l'_v \frac{\partial I_{vp}^-}{\partial z} \right) \dots + \dots \right]_{z=0} + \\ &+ \sum_{i=2}^n (-1)^i \left(l'_v \frac{\partial}{c \partial t} \right) \dots \left(l'_v \frac{\partial}{c \partial t} \right) \left(l'_v \frac{\partial I_{vp}^-}{c \partial t} \right) \Big|_{z=0}. \end{aligned} \quad (52)$$

Все слагаемые в правой части уравнения (52) относятся к границе $z = -0$.

Интегрируя (52) по углам по (правой) полусфере, с учетом (16) и (19) получаем выражение для спектральной плотности энергии излучения в левом веществе вблизи поверхности

$$\begin{aligned} U_v^- &\simeq \frac{1}{c} \int_{(2\pi)} I_v^-(t, 0, \theta, \varphi) d\Omega = \\ &= \frac{1}{2} U_{vp}^- - \frac{1}{4} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{\partial z} \right) \Big|_{z=-0} - \frac{1}{2} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{c \partial t} \right) \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \frac{(-1)^i}{i+1} \underbrace{\left(l_v^- \frac{\partial}{\partial z} \right) \dots \left(l_v^- \frac{\partial}{\partial z} \right)}_{i-1} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{\partial z} \right) \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^i}{j+1} \left[\dots \left(l_v^- \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{c \partial t} \right) \dots + \dots \right] \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^i}{j+1} \left[\dots \left(l_v^- \frac{\partial}{c \partial t} \right) \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{\partial z} \right) \dots + \dots \right] \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n (-1)^i \underbrace{\left(l_v^- \frac{\partial}{c \partial t} \right) \dots \left(l_v^- \frac{\partial}{c \partial t} \right)}_{i-1} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{c \partial t} \right) \Big|_{z=-0}. \end{aligned} \quad (53)$$

Все слагаемые в правой части уравнения (53) относятся к границе $z = -0$.

Умножив (52) на $\cos \theta$ и интегрируя по углам по (правой) полусфере, с учетом (17) находим, что проекция на ось z спектрального потока энергии излучения с поверхности левого вещества равна

$$\begin{aligned} S_v^- &\simeq \int_{(2\pi)} I_v^-(t, 0, \theta, \varphi) \cos \theta d\Omega = \\ &= \frac{c}{4} U_{vp}^- - \frac{c}{6} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{\partial z} \right) \Big|_{z=-0} - \frac{c}{4} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{c \partial t} \right) \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{c}{2} \sum_{i=2}^n \frac{(-1)^i}{i+2} \underbrace{\left(l_v^- \frac{\partial}{\partial z} \right) \dots \left(l_v^- \frac{\partial}{\partial z} \right)}_{i-1} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{\partial z} \right) \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{c}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^i}{j+2} \left[\dots \left(l_v^- \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{c \partial t} \right) \dots + \dots \right] \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{c}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^i}{j+2} \left[\dots \left(l_v^- \frac{\partial}{c \partial t} \right) \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{\partial z} \right) \dots + \dots \right] \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{c}{4} \sum_{i=2}^n (-1)^i \underbrace{\left(l_v^- \frac{\partial}{c \partial t} \right) \dots \left(l_v^- \frac{\partial}{c \partial t} \right)}_{i-1} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{c \partial t} \right) \Big|_{z=-0}. \end{aligned} \quad (54)$$

Все слагаемые в правой части уравнения (54) относятся к границе $z = -0$.

Сравнивая выражения (53), (54) и ограничиваясь в правых частях (53), (54) только первыми слагаемыми, в частности, получаем соотношение:

$$S_v^{-(0)} \approx \frac{c}{2} U_v^{-(0)} = \frac{c}{4} U_{vp}^-, \quad (55)$$

которое часто используется в качестве граничного условия на границе вещества с вакуумом в диффузионном приближении, но условие (54) точнее, оно учитывает неоднородность характеристик вещества в направлении, перпендикулярном поверхности вещества.

Поток z -компонента импульса, переносимого световыми квантами с импульсом $h\nu/c$ через площадку с нормалью, направленной вдоль оси z , определяется компонентом спектрального давления излучения p_v^{33} (см. уравнение (27)). Умножив (52) на $\cos^2 \theta$ и интегрируя по углам по (правой) полусфере, получаем:

$$\begin{aligned} p_v^{33-} &\simeq \frac{1}{c} \int_{(2\pi)} I_v^-(t, 0, \theta, \varphi) \cos^2 \theta d\Omega = \\ &= \frac{1}{6} U_{vp}^- - \frac{1}{8} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{\partial z} \right) \Big|_{z=-0} - \frac{1}{6} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{c \partial t} \right) \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \frac{(-1)^i}{i+3} \underbrace{\left(l_v^- \frac{\partial}{\partial z} \right) \dots \left(l_v^- \frac{\partial}{\partial z} \right)}_{i-1} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{\partial z} \right) \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^i}{j+3} \times \\ &\times \left[\dots \left(l_v^- \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{c \partial t} \right) \dots + \dots \right] \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^i}{j+3} \left[\dots \left(l_v^- \frac{\partial}{c \partial t} \right) \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{\partial z} \right) \dots + \dots \right] \Big|_{z=-0} + \\ &+ \frac{1}{6} \sum_{i=2}^n (-1)^i \underbrace{\left(l_v^- \frac{\partial}{c \partial t} \right) \dots \left(l_v^- \frac{\partial}{c \partial t} \right)}_{i-1} \left(l_v^- \frac{\partial U_{vp}^-}{c \partial t} \right) \Big|_{z=-0}. \end{aligned} \quad (56)$$

Все слагаемые в правой части уравнения (56) относятся к границе $z = -0$.

Для вещества, занимающего правое полупространство $z \geq 0$, после интегрирования по углам по левой полусфере получаются выражения, аналогичные выражениям (52)–(54) и (56):

$$\begin{aligned} I_v^+(t, 0, \theta, \varphi) &\simeq I_{vp}^+ - \cos \theta \left(l_v^+ \frac{\partial I_{vp}^+}{\partial z} \right) \Big|_{z=+0} - \\ &- \left(l_v^+ \frac{\partial I_{vp}^+}{c \partial t} \right) \Big|_{z=+0} + \sum_{i=2}^n (-1)^i (\cos \theta)^i \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \underbrace{\left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right)}_{i-1} \left(l_v^+ \frac{\partial I_{\text{VP}}^+}{\partial z} \right) \Bigg|_{z=+0} + \\
& + \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} (-1)^i (\cos \theta)^j \times \\
& \times \left[\cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(l_v^+ \frac{\partial I_{\text{VP}}^+}{c \partial t} \right) \cdots + \cdots \right]_{z=+0} + \\
& + \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} (-1)^i (\cos \theta)^j \times \\
& \times \left[\cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right) \left(l_v^+ \frac{\partial I_{\text{VP}}^+}{\partial z} \right) \cdots + \cdots \right]_{z=+0} + \\
& + \sum_{i=2}^n (-1)^i \underbrace{\left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right) \cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right)}_{i-1} \left(l_v^+ \frac{\partial I_{\text{VP}}^+}{c \partial t} \right) \Bigg|_{z=+0}, \quad (57)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
U_v^+ & \simeq \frac{1}{c} \int_{(2\pi)} I_v^+(t, 0, \theta, \varphi) d\Omega = \\
& = \frac{1}{2} U_{\text{VP}}^+ + \frac{1}{4} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{\partial z} \right) \Bigg|_{z=+0} - \frac{1}{2} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{c \partial t} \right) \Bigg|_{z=+0} + \\
& + \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \frac{1}{i+1} \underbrace{\left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right)}_{i-1} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{\partial z} \right) \Bigg|_{z=+0} + \\
& + \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^{i+j}}{j+1} \left[\cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{c \partial t} \right) \cdots + \cdots \right]_{z=+0} + \\
& + \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^{i+j}}{j+1} \left[\cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right) \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{\partial z} \right) \cdots + \cdots \right]_{z=+0} - \\
& - \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \underbrace{\left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right) \cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right)}_{i-1} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{c \partial t} \right) \Bigg|_{z=+0}, \quad (58)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S_v^+ & \simeq \int_{(2\pi)} I_v^+(t, 0, \theta, \varphi) \cos \theta d\Omega = \\
& = -\frac{c}{4} U_{\text{VP}}^+ - \frac{c}{6} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{\partial z} \right) \Bigg|_{z=+0} + \frac{c}{4} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{c \partial t} \right) \Bigg|_{z=+0} - \\
& - \frac{c}{2} \sum_{i=2}^n \frac{1}{i+2} \underbrace{\left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right)}_{i-1} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{\partial z} \right) \Bigg|_{z=+0} -
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{c}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^{i+j}}{j+2} \times \\
& \times \left[\cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{c \partial t} \right) \cdots + \cdots \right]_{z=+0} - \\
& - \frac{c}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^{i+j}}{j+2} \times \\
& \times \left[\cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right) \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{\partial z} \right) \cdots + \cdots \right]_{z=+0} - \\
& - \frac{c}{4} \sum_{i=2}^n (-1)^i \underbrace{\left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right) \cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right)}_{i-1} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{c \partial t} \right) \Bigg|_{z=+0}, \quad (59)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p_v^{33+} & \simeq \frac{1}{c} \int_{(2\pi)} I_v^+(t, 0, \theta, \varphi) \cos^2 \theta d\Omega = \\
& = \frac{1}{6} U_{\text{VP}}^+ + \frac{1}{8} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{\partial z} \right) \Bigg|_{z=+0} - \frac{1}{6} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{c \partial t} \right) \Bigg|_{z=+0} + \\
& + \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \frac{1}{i+3} \underbrace{\left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right)}_{i-1} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{\partial z} \right) \Bigg|_{z=+0} + \\
& + \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^{i+j}}{j+3} \times \\
& \times \left[\cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{c \partial t} \right) \cdots + \cdots \right]_{z=+0} + \\
& + \frac{1}{2} \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(-1)^{i+j}}{j+3} \times \\
& \times \left[\cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right) \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{\partial z} \right) \cdots + \cdots \right]_{z=+0} - \\
& - \frac{1}{6} \sum_{i=2}^n \underbrace{\left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right) \cdots \left(l_v^+ \frac{\partial}{c \partial t} \right)}_{i-1} \left(l_v^+ \frac{\partial U_{\text{VP}}^+}{c \partial t} \right) \Bigg|_{z=+0}. \quad (60)
\end{aligned}$$

Все слагаемые в правых частях уравнений (57)–(60) относятся к границе $z = +0$.

На внутренних границах односторонние физические величины, определяемые уравнениями (53)–(54), (56) и (58)–(60), суммируются.

5. О ПРИМЕНЕНИИ АСИМПТОТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Выше в разделе 2 мы определили спектральную оптическую толщину среды Θ_v соотношением (5). Общую оптическую толщину среды или просто оптическую толщину среды определим

как нижнюю грань ограниченного снизу множества спектральных оптических толщин среды,

$$\Theta = \inf_{0 < \nu \leq \nu_{\max}} \{\Theta_\nu\} = \frac{1}{\varepsilon}, \quad (61)$$

где

$$\varepsilon = \sup_{0 < \nu \leq \nu_{\max}} \{\varepsilon_\nu\} < 1. \quad (62)$$

Область применения полученного из асимптотического решения кинетического уравнения распространения излучения асимптотического приближения n -го порядка совпадает с областью обоснованного применения диффузионного приближения, это использование в расчетах распространения излучения (газодинамических расчетах с излучением) в движущихся оптически толстых ($\Theta > 1$) средах без рассеяния. Для оптически толстых сред условие (62) гарантирует равномерную сходимость всех рядов, рассмотренных в разделе 2.

Прежде всего, мы предлагаем заменить диффузионное приближение на асимптотическое приближение 1-го порядка. Асимптотическое приближение 1-го порядка по сравнению с диффузионным приближением имеет несколько существенных преимуществ и не имеет недостатков. В уравнения газовой динамики входят интегральные по частоте характеристики излучения. Чтобы перейти от спектральных характеристик излучения (см. уравнения (15a), (15b), (19), (20), (24), (29), (30)) к интегральным, фотоны разбиваются на m групп по принадлежности их частоты к интервалам: $[0, \nu_1]$, $[\nu_1, \nu_2]$, ..., $[\nu_{m-1}, \nu_{\max}]$ (предполагается, что суммарной энергией световых квантов с частотой $\nu > \nu_{\max}$ для оптически толстой среды можно пренебречь, см. Введение), и интегрирование по частоте излучения на интервале $[0, +\infty]$ заменяется на суммирование следующих групповых величин:

$$\int_{\nu_{i-1}}^{\nu_i} I_{\nu P} d\nu = I_{iP} \quad (i = 1 \dots m), \quad (63a)$$

$$\int_{\nu_{i-1}}^{\nu_i} \frac{dI_{\nu P}}{dT} d\nu = \frac{dI_{iP}}{dT} \quad (i = 1 \dots m), \quad (63b)$$

$$\int_{\nu_{i-1}}^{\nu_i} l'_\nu \frac{dI_{\nu P}}{dT} d\nu = \frac{\int_{\nu_{i-1}}^{\nu_i} l'_\nu \frac{dI_{\nu P}}{dT} d\nu}{\int_{\nu_{i-1}}^{\nu_i} \frac{dI_{\nu P}}{dT} d\nu} \frac{dI_{iP}}{dT} = l'_{iR} \frac{dI_{iP}}{dT} \quad (i = 1 \dots m), \quad (63c)$$

с коэффициентами, возможно, включающими частные производные от температуры по времени и пространственным координатам. В уравнении

(63c) l'_{iR} — усредненные по Росселанду [10] групповые пробеги излучения. Важно отметить, что при использовании их в асимптотическом приближении 1-го порядка ошибка усреднения равна нулю, уравнения (63) — это просто определения групповых величин (для асимптотических приближений второго и более высоких порядков это, к сожалению, уже неверно). Поэтому число групп можно свести к минимуму: 2–3 группы, только чтобы образовывался носик у тепловых волн. Образование носика у тепловых волн аналогично размытию фронта ударных волн при применении искусственной вязкости в газодинамических расчетах. Помимо усредненных по Росселанду групповых пробегов излучения в диффузионном и кинетическом приближениях используются планковские пробеги излучения:

$$l'_{iP} = \frac{1}{\kappa'_{iP}} = \frac{I_{iP}}{\int_{\nu_{i-1}}^{\nu_i} \kappa'_\nu I_{\nu P} d\nu} \quad (i = 1 \dots m). \quad (64)$$

Структура кинетического уравнения (1) и полученного из него интегрированием по углам первого уравнения диффузионного приближения (34) такова, что использование и росселандовых, и планковских групповых пробегов приводит к ошибке усреднения. Неясно даже, какие пробеги рекомендовать к использованию, при том, что одnogрупповые росселандовы и планковские пробеги могут отличаться почти в восемь раз (см., напр., [11, гл. 7, § 2]). Уменьшить ошибку усреднения можно только увеличивая число групп, но при этом значительно увеличивается сложность (время) расчетов. Кроме того, вместо вычисления явных выражений для характеристик излучения в асимптотическом приближении, в диффузионном и кинетическом приближениях нужно численно решать уравнения в частных производных. Для кинетического приближения это создает дополнительную проблему из-за немонотонности получающихся разностных схем.

Приближение лучистой теплопроводности можно рассматривать как частный случай одnogруппового по частоте излучения асимптотического приближения 1-го порядка, если в последнем отбросить поправки первого порядка к плотности энергии излучения (см. уравнение (20)), к тензору давления излучения (см. уравнение (30)), и в граничных условиях в уравнениях (53)–(54), (56) и (58)–(60). Для приближения лучистой теплопроводности при использовании в расчетах одnogруппового росселандова пробега излучения ошибка усреднения также равна нулю, но необходимость введения ограничений на поток энергии излучения из-за вертикально обрывающегося профиля тепловых волн (см. Введение) делает результаты расчетов в приближении лучистой теплопроводности недостоверными.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученное из асимптотического решения кинетического уравнения распространения излучения асимптотическое приближение 1-го порядка предлагается использовать следующим образом:

1) заменить в расчетах распространения излучения (газодинамических расчетах с излучением) в оптически толстых средах без рассеяния кинетическое приближение, что позволит существенно уменьшить время расчета и повысить точность расчетов (см. раздел 5);

2) заменить диффузионное приближение на асимптотическое приближение 1-го порядка, что существенно упростит газодинамические расчеты с излучением (в частности, не нужно будет численно решать уравнение в частных производных), повысив точность расчетов, и позволит лучше описать угловое распределение излучения;

3) повысить асимптотическую точность газодинамических расчетов с излучением (без рассеяния) в диффузионном приближении до n -го порядка, используя для спектрального потока энергии излучения выражение (22), а для давления излучения — выражение (28). Довольно просто повысить асимптотическую точность газодинамических расчетов с излучением в диффузионном приближении до 1-го порядка: нужно только в газодинамические уравнения добавить тензор давления излучения 1-го порядка (см. уравнение (30)) и использовать граничные условия 1-го порядка асимптотической точности; по разнице росселандовых и планковских групповых пробегов излучения для характерных температур и плотностей вещества в конкретной задаче можно оценивать необходимое в расчетах число групп.

В расчетах распространения излучения нужно использовать граничные условия соответствующего

порядка асимптотической точности, когда используются новое асимптотическое приближение n -го порядка или диффузионное приближение повышенной точности, для асимптотического приближения 1-го порядка это начальные две строки в уравнениях (53)–(54), (56) и (58)–(60).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Физматлит, 2008).
2. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*. Т. 1 (М.: Мир, 1982).
3. T. A. Brunner, *Forms of Approximate Radiation Transport*, Sandia Report SAND2002-1778, (New Mexico: California: Sandia National Laboratories, 2002).
4. Л. Шварц, *Анализ*, Т. 1 (М.: Мир, 1972).
5. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев, *Теоретическая астрофизика* (М.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит., 1952).
6. S. Chandrasekhar, *Radiative transfer* (New York: Dover Publications Inc., 1960).
7. D. Hilbert, *Grundzüge einer Allgemeinen Theorie der Linearen Integralgleichungen* (Leipzig and Berlin: Teubner, 1912).
8. S. A. Serov and S. S. Serova, *J. Appl. Mathematics and Physics* **4**, 1687 (2016).
9. Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Mineola, New York: Dover Publications Inc., 2012).
10. S. Rosseland, in *Selected Papers on the Transfer of Radiation*, edited by D. H. Menzel (New York: Dover Publications Inc., 1965), p. 73.
11. Н. Н. Пилюгин и Г. А. Тирский, *Динамика ионизованного излучающего газа* (М.: Изд-во МГУ, 1989).

RADIATIVE TRANSFER: ASYMPTOTIC SOLUTION OF THE KINETIC EQUATION OF RADIATION PROPAGATION, N -th ORDER ASYMPTOTIC APPROXIMATION AND IMPROVED BOUNDARY CONDITIONS

S. A. Serov^a and S. S. Serova^b

^a*Institute of Theoretical and Mathematical Physics, Sarov, Russia*

^b*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

In the article, new asymptotic approximation of the n -th order is obtained and proposed to be used in calculations of radiation propagation in optically thick media without scattering; the asymptotic approximation is simpler and more precise than the known diffusion approximation. It is shown, that for optically thick media the asymptotic solution of the kinetic equation of radiation propagation without scattering is asymptotic expansion of the exact integral solution of that kinetic equation. The rigorous derivation of the diffusion approximation equation is obtained. Improved boundary conditions, which are essential for practical application in calculations of radiation propagation, are derived.

Keywords: radiative transfer, kinetic equation, asymptotic solution, asymptotic approximation of the n -th order, improved boundary conditions